Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 41 (1968)

Heft: 2

Artikel: Formation de paires internes dans les transitions dipolaires électriques de l'isotope 144Nd

Autor: Brunner, J.H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113877

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 30.11.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

© 1968 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Formation de paires internes dans les transitions dipolaires électriques de l'isotope ^{144}Nd

par **J. H. Brunner**
Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zurich

(26 IX 67)

Summary. The internal pair formation in the 1.49 and the 2.18 MeV electric dipole transitions in ^{144}Nd has been studied theoretically and experimentally. The positron spectra have been calculated using solutions of the Dirac equation for a point nucleus as electronic wave functions. The influence of the screening due to the atomic electrons has been evaluated by multiplying the Coulomb potential with a function of the type $\psi(r) = 1 - a\,r$. This correction results in a small translation of the spectra towards lower energies. The internal pair formation coefficients are $\alpha_\pi(1.49) = 2.05 \times 10^{-4}$ and $\alpha_\pi(2.18) = 6.91 \times 10^{-4}$, respectively. The positron spectra of the same transitions have been measured with the help of a long-lense magnetic spectrometer with improved electron-positron separation, using a special detector. Both spectra have been separated on the basis of their theoretical shape. No experimental evidence was found of the screening effects. From the comparison with a β^- spectrum in the same source, the experimental value of the internal pair formation coefficients turn out to be $\alpha_\pi(1.49) = (1.9 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ and $\alpha_\pi(2.18) = (6.7 \pm 1.0) \times 10^{-4}$. According to the agreement between the predicted and the experimental shape of the upper spectrum, we conclude that the internal pair formation in the corresponding transition is fairly well described by the point nucleus approximation. There is no evidence of nuclear structure effects within the limits of error.

Introduction

La formation de paires internes est une désexcitation électromagnétique du noyau dans laquelle une paire électron-positron est émise. Le phénomène est possible si l'énergie de la transition est supérieure à l'énergie de masse des deux particules, qui se partagent l'énergie cinétique disponible. Cette condition étant remplie, la formation de paires entre en compétition avec les autres modes de désexcitation – émission gamma et conversion interne. La probabilité totale de désexcitation d'un état excité du noyau est la somme des probabilités des différents modes possibles.

Les grandeurs observables en formation de paires internes sont l'intensité et la répartition en énergie ou en direction des particules émises. Les coefficients qui leur correspondent – total ou différentiel – sont définis par le rapport du nombre de paires au nombre de quanta émis dans la même transition. Ils dépendent de la nature du noyau, en particulier de son nombre atomique, de l'énergie et de l'ordre multipolaire de la transition. Leur détermination, en complément des autres observables accessibles à la spectroscopie nucléaire, est un appui précieux à l'étude du noyau.

L'électrodynamique quantique, dont les bases sont bien posées, permet en principe une approche théorique rigoureuse du phénomène. Le couplage entre le champ électromagnétique du noyau et le champ électronique est faible, ce qui permet d'utiliser la méthode des perturbations. La nature des forces nucléaires et, par conséquent, les

fonctions d'onde du noyau n'étant pas connues, il est cependant nécessaire de faire des hypothèses simplificatrices. Dans une première approximation, le noyau est considéré comme un point-charge.

Cette approximation, dite coulombienne, est d'autant meilleure que le volume dans lequel évoluent l'électron et le positron est grand par rapport à celui du noyau. Les coefficients de formation de paires sont alors indépendants de la structure du noyau et le problème est purement électronique. Sa solution est donnée par la théorie de Dirac.

La prise en considération de l'extension finie du noyau a deux conséquences: le comportement de l'électron et du positron dans le champ du noyau est modifié et l'interaction à l'intérieur du noyau n'est pas de la même nature qu'à l'extérieur. En d'autres termes, les coefficients de formation de paires subissent l'influence de deux effets. Le premier est dû à une déformation statique des fonctions d'onde électroniques. Cet effet statique est indépendant de la structure détaillée du noyau. D'autre part, l'interaction n'étant pas la même à l'extérieur et à l'intérieur du noyau, les coefficients comprendront au moins deux termes qui correspondent à ces deux régions. Le terme intérieur dépend de la structure du noyau et son évaluation nécessite la connaissance des fonctions d'onde nucléaires. L'observation de cet effet dynamique permet ainsi une comparaison directe des prévisions des modèles nucléaires. L'importance relative des effets de structure dépend en premier lieu du recouvrement des fonctions d'onde nucléaires et électroniques et sera par conséquent déterminée essentiellement par la multipolarité de la transition.

L'effet d'écran produit par les électrons atomiques qui masquent partiellement la charge du noyau doit également être considéré. L'influence des électrons sur le potentiel électrostatique du noyau peut être traitée par des méthodes statistiques.

Dans le cas de transitions d'énergie proche du seuil, une approximation non-relativiste est éventuellement suffisante. Cependant, son application se limite à un domaine très difficile à atteindre expérimentalement. Il est également possible de faire appel à l'approximation de Born, dans laquelle le champ électrostatique du noyau est traité comme une perturbation. Si le coefficient total de formation de paires est rendu de façon satisfaisante dans l'approximation d'ordre zéro, il n'en est pas de même des coefficients différentiels. Il est donc nécessaire de tenir compte de termes d'ordre supérieur, ce qui diminue l'intérêt de cette approximation. Grâce aux ordinateurs électroniques actuels, il n'est guère plus compliqué d'obtenir une solution exacte basée sur les fonctions d'onde électroniques de Dirac.

C'est à l'expérience qu'il appartient de vérifier le degré de validité des différentes approximations. Une évaluation des effets de structure et d'écran montre qu'ils sont faibles. L'approximation coulombienne sert alors de base à une confrontation de la théorie avec les données empiriques.

La formation de paires internes est particulièrement intéressante dans le cas des transitions dipolaires électriques. Ces transitions se produisent entre deux états du noyau dont les spins diffèrent de 1 ou 0, transitions 0—0 exceptées, et qui ont des parités opposées. La valeur du coefficient total de formation est telle que sa mesure, même entachée de larges erreurs, permet une détermination univoque de la multipolarité. Dans le domaine d'énergie où elle s'applique, cette méthode prend le pas sur la conversion interne. En effet, le coefficient de conversion diminue quand l'énergie

augmente. Le coefficient de formation de paires a un comportement inverse. De plus, le premier dépend fortement de la charge du noyau, alors que le second lui est peu sensible.

Les transitions dipolaires électriques actuellement connues sont relativement peu nombreuses. Une vingtaine d'entre elles ont une énergie suffisante pour que la formation de paires soit possible. Antérieurement à ce travail, la mesure du coefficient total de formation a permis la détermination ou la confirmation de la multipolarité d'une dizaine de ces transitions. L'analyse des mesures était basée sur les approximations non-relativiste ou de Born, ou encore sur des interpolations des rares calculs faits dans l'approximation coulombienne. La forme du spectre des positrons de paires internes n'a jamais fait l'objet d'une étude expérimentale approfondie.

Il nous a paru intéressant de mesurer avec précision une telle forme de spectre et de la comparer aux résultats de la théorie. Le premier chapitre de ce travail est consacré au rappel des notions théoriques. Nous y définissons les différentes approximations et présentons les résultats de nos calculs. Dans un deuxième chapitre sont décrits les instruments que nous avons utilisés pour nos mesures. Les mesures elles-mêmes et leur analyse font l'objet du troisième chapitre. Il nous a paru intéressant de donner une vue d'ensemble des résultats actuels, ce qui est fait au chapitre IV, suivi à son tour des conclusions qu'il est possible de tirer de ce travail.

1. Théorie

La description des phénomènes de désexcitation du noyau faisant intervenir les électrons est basée sur la théorie des perturbations. Le noyau et les électrons sont couplés par le champ électromagnétique et leur interaction est décrite par l'échange d'un photon virtuel. L'énergie libérée dans une transition est transmise à un électron atomique ou sert à créer une paire électron-positron, si elle est suffisante. Le premier phénomène est la conversion interne, le second la formation de paires internes. Ces modes de désexcitation sont en concurrence avec l'émission gamma et ne se distinguent formellement que par les états occupés par les électrons avant et après l'interaction. La conversion interne est une transition d'un état lié à un état du continu. La formation de paires est une transition entre deux états du continu, la création d'une particule, ici le positron, étant équivalente à l'annihilation de son antiparticule. La formation de positrons monoénergétiques en est un cas particulier dans lequel l'électron est lié dans l'état final.

L'interaction du noyau et d'un électron a été traitée par Akhiezer et Berestetsky [1]. C'est un cas particulier de l'interaction de deux charges, qui ne comprend ni émission ni absorption de photon. Les seuls éléments de matrice à considérer en première approximation sont du second ordre et donnent une énergie d'interaction

$$U_{i-f} = \alpha \int \bar{\psi}_f(r_1)\, \gamma_j\, \psi_i(r_1)\, \frac{e^{ik|r_1-r_2|}}{|r_1-r_2|}\, \bar{\varphi}_f(r_2)\, \gamma_j\, \varphi_i(r_2)\, dr_1\, dr_2 . \tag{1}$$

ψ_i et ψ_f sont les états initial et final du noyau, φ_i et φ_f les états correspondants de l'électron. Les γ_j sont les matrices de Dirac et $k = E_i - E_f$ l'énergie de la transition. Dans le système d'unités choisi, où $\hbar = m_e = c = 1$, α est le carré de la charge de l'électron. L'intégration se fait sur tout l'espace occupé par le noyau et par l'électron.

L'équivalent classique de (1) permet d'en dégager la signification physique. Le courant de transition du noyau donne naissance à un champ électromagnétique qui se manifeste sur l'électron par l'intermédiaire de son potentiel retardé.

La probabilité de transition par unité de temps est reliée à l'énergie d'interaction par

$$T = 2\,\pi\,|\,U_{i-f}\,|^2\,\varrho(E) \tag{2}$$

où $\varrho(E)$ est la densité des états finals.

1. *Approximation coulombienne*

Le calcul des éléments de matrice de (1) est simplifié par le fait que le volume occupé par l'électron, respectivement le positron, est grand par rapport à celui du noyau. La méthode du développement multipolaire est alors applicable et le développement converge rapidement. LOMBARD [2] a donné dans son ensemble la solution du problème pour le cas des transitions multipolaires électriques. En première approche, le noyau est supposé ponctuel et a la charge Z, ce qui constitue l'approximation coulombienne. Les éléments de matrice se réduisent à un produit de deux facteurs dont le premier ne dépend que des fonctions d'onde nucléaires. Il n'est autre que la probabilité de transition gamma T_γ. Le coefficient différentiel de formation de paires, défini par la probabilité dT_π/dE_+ d'observer un positron d'énergie E_+ dans l'intervalle dE_+ par gamma émis, est par conséquent indépendant de la structure du noyau dans cette approximation. Il ne dépend que des fonctions d'onde électroniques, qui sont solutions de l'équation de Dirac avec un potentiel extérieur $\alpha\,Z/r$. La séparation des variables permet de définir les fonctions radiales f et g, solutions de

$$\frac{d}{dr}\begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{\varkappa-1}{r} & -\left(k-1-\dfrac{\alpha Z}{r}\right) \\ \left(k+1-\dfrac{\alpha Z}{r}\right) & -\dfrac{\varkappa+1}{r} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} f \\ g \end{pmatrix}. \tag{3}$$

Le nombre quantique $\varkappa$ est égal à

$$\varkappa = -\,(j+1/2) \;\text{ si }\; j = l + 1/2 \quad \text{et} \quad \varkappa = (j+1/2) \;\text{ si }\; j = l - 1/2\,. \tag{4}$$

Le coefficient différentiel peut être mis sous la forme

$$\frac{1}{T_\gamma}\,\frac{dT_\pi}{dE_+} = \frac{d\alpha_\pi}{dE_+} = \frac{\pi\,\alpha\,k}{L\,(L+1)\,(2\,L+1)}\sum_{\varkappa} C_{\varkappa'\varkappa}\,|\,R_{\varkappa'\varkappa}\,|^2\,. \tag{5}$$

Les fonctions $C_{\varkappa'\varkappa}$ proviennent de l'intégration sur les variables angulaires et ont été tabulées par ROSE [3]. C'est l'évaluation des intégrales radiales

$$\begin{aligned} R_{\varkappa'\varkappa} = (\varkappa-\varkappa')\int_0^\infty h_{L-1}\,(g_{\varkappa'}\,f_\varkappa + f_{\varkappa'}\,g_\varkappa)\,r^2\,dr \\ + L\int_0^\infty [h_{L-1}\,(g_{\varkappa'}\,f_\varkappa - f_{\varkappa'}\,g_\varkappa) + h_L\,(f_{\varkappa'}\,f_\varkappa + g_{\varkappa'}\,g_\varkappa)]\,r^2\,dr \end{aligned} \tag{6}$$

qui constitue le cœur du problème. Les h_L respectivement h_{L-1} sont les fonctions de Hankel de première espèce. La sommation se fait sur tous les états électroniques compatibles avec les règles de sélection imposées par la multipolarité L de la transition. Nous verrons qu'en fait cette somme converge rapidement et que la contribution des termes de spin élevé joue un rôle insignifiant.

Le coefficient total de formation de paires s'obtient par intégration sur l'énergie du positron

$$\alpha_\pi = \int_1^{k-1} \frac{d\alpha_\pi}{dE_+} \, dE_+ \, . \tag{7}$$

Remarquons que le coefficient différentiel ne peut pas être mis sous forme analytique et que cette intégration s'effectue généralement graphiquement.

2. *Résultats antérieurs*

Les intégrales radiales (6) contiennent des produits de fonctions d'onde du continu, qui entraînent la présence de fonctions hypergéométriques d'Appel. Leur calcul en est rendu passablement rébarbatif. Les premiers résultats numériques ont été présentés par JÄGER et HULME [4] qui ont traité les transitions électriques dipolaires et quadrupolaires d'énergie $k = 3$, 5 et 7 dans les noyaux $Z = 0$ et $Z = 84$. Il a fallu attendre l'apparition des ordinateurs électroniques pour que de telles investigations soient reprises. Récemment, LOMBARD [2] a étendu les calculs aux transitions dipolaires électriques d'énergie $k = 3$, 4 et 5 dans les noyaux $Z = 0$, 10, 49 et 84. Dans le cas particulier de la transition $k = 4{,}27$ dans le ^{144}Nd, l'ordre de grandeur relatif des termes de la somme (5) a été évalué.

3. *Nouveaux résultats*

Les coefficients de formation de paires de deux transitions dipolaires électriques d'énergies $k = 2{,}92$ et $k = 4{,}27$, $Z = 60$, ont été calculés dans l'approximation coulombienne. Les coefficients différentiels en énergie donnés dans la Figure 1 comprennent huit termes de la somme (5), correspondant à trois configurations électroniques possibles. La contribution de ces termes au coefficient total est résumée dans la Table 1.

Table I

Contribution des différentes configurations électroniques au coefficient total de formation de paires internes dans l'approximation coulombienne.

e^-	e^+	$\varkappa'$	$\varkappa$	$\alpha_\pi \cdot 10^4$	
				$k = 2{,}92$	$k = 4{,}27$
s	p	-1	$+1, -2$	2,000	6,420
p	s	$+1, -2$	-1	0,005	0,063
p	d	$+1, -2$	$2, -3$	0,041	0,429
				2,046	6,912

Le comportement au voisinage de l'énergie limite, où les fonctions d'onde électroniques sont indéterminées, a été spécialement étudié. Aucun effet particulier n'a été décelé par le calcul d'une série de points allant à moins de 0,5% de l'énergie limite.

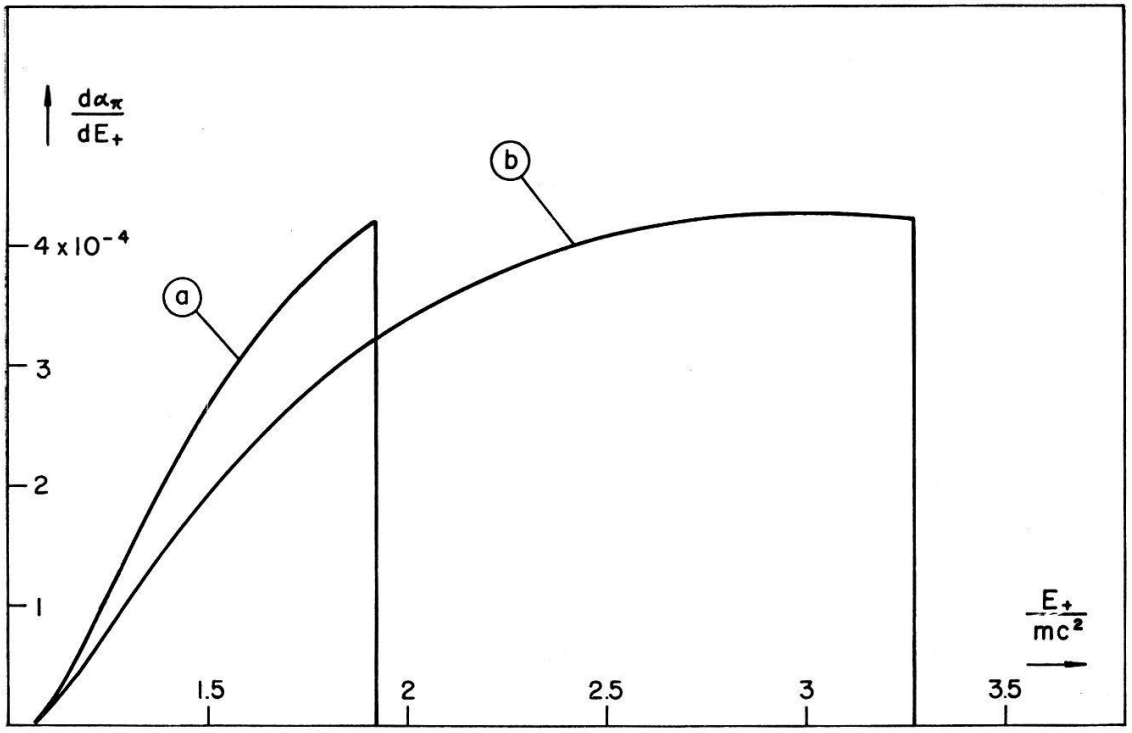

Figure 1

Spectres de positrons de paires internes des transitions
a) $k = 2{,}92$ et b) $k = 4{,}27$ $[E_\gamma/m\,c^2]$ dans le noyau $Z = 60$.

Le critère de convergence que nous avons utilisé dans l'évaluation des fonctions hypergéométriques est faible: La sommation était arrêtée lorsqu'un terme de la série était inférieur à 10^{-6} fois la somme des précédents. Le fait de modifier ce critère d'une puissance de 10 en plus ou en moins se manifeste par une variation du coefficient différentiel inférieure au pour mille. La précision de nos résultats est donc du même ordre de grandeur.

La légère différence observée par rapport aux calculs antérieurs s'explique certainement par la précision accrue sur les fonctions hypergéométriques. Nos calculs ont pu être menés à bien grâce à l'utilisation de l'ordinateur électronique Univac 1107 de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

4. *Effet d'écran*

Le potentiel $\alpha\, Z/r$ utilisé dans l'approximation coulombienne ne tient pas compte de l'existence des électrons atomiques qui masquent dans une certaine mesure la charge du noyau qui se fait sentir sur la paire électron-positron. Cet effet d'écran modifie les fonctions d'onde électroniques et par leur intermédiaire les coefficients de formation de paires.

Un traitement rigoureux de l'effet d'écran fait généralement appel au modèle statistique de l'atome [5]. Le potentiel coulombien est remplacé par

$$V(r) = \frac{\alpha Z}{r} \psi(r) \tag{8}$$

et où $\psi(r)$ est solution, non-analytique, de l'équation de Thomas-Fermi-Dirac. Cette équation a été intégrée numériquement [6]. La difficulté pratique que représente l'utilisation d'un potentiel numérique dans nos calculs nous a conduits à faire une approximation. La fonction correctrice $\psi(r)$ est approchée par une droite $\psi(r) = 1 - a(Z)\, r$. Le potentiel que nous introduisons dans l'équation de Dirac 3) prend alors la forme

$$V(r) = \frac{\alpha Z}{r} + V_0(Z)\,. \tag{9}$$

La constante V_0 est déterminée par la distance à laquelle le potentiel s'annule. En choisissant cette distance égale à 10 fois celle de la première orbite de Bohr dans l'atome $Z = 60$, nous avons $V_0 = 10$ keV.

Remarquons que la correction de l'effet d'écran dans les spectres de désintégration bêta est basée elle aussi sur une valeur approchée du potentiel de Thomas-Fermi-Dirac. Elle a été estimée [7] à $V_0 = 1{,}13\, \alpha^2 \cdot Z^{4/3}$, ce qui donne dans notre cas $V_0 = 7$ keV.

Dans cette approche, l'effet d'écran a pour conséquence de changer l'énergie totale des particules d'une quantité constante V_0, de signe opposé pour l'électron et le positron. Cette correction produit une translation vers les basses énergies du spectre de positrons de paires. C'est par conséquent au voisinage de l'énergie limite du spectre que l'effet d'écran se manifeste de la façon la plus sensible.

5. *Autres approximations*

L'utilisation de fonctions d'onde de Dirac dans le calcul du coefficient différentiel de formation de paires conduit, comme nous l'avons vu, à des évaluations numériques laborieuses. Les approximations non-relativiste et de Born permettent, dans certains cas, de simplifier notablement les calculs.

Si l'énergie de l'électron, respectivement du positron, est petite devant l'énergie de masse, soit $|E_\pm - m| \ll m$, ce qui est le cas pour une transition de faible énergie, l'approximation non-relativiste des fonctions d'onde de Dirac est valable. Dans cette approximation, dite de Schrödinger, les petites composantes des fonctions de Dirac sont négligées. Le coefficient différentiel donné par Rose [8] pour $k = 3$ et $Z = 84$ montre, pour les transitions dipolaires électriques, des déviations pouvant atteindre un facteur 2 par rapport aux calculs exacts. Par contre, le coefficient total est rendu avec une précision de l'ordre de 20% pour $k < 5$ et $Z = 84$, ce qui est assez inattendu.

Dans l'approximation de Born d'ordre zéro, le champ électrostatique du noyau est négligé. Les fonctions d'onde du positron et de l'électron sont par conséquent des ondes planes. L'approximation est valable si $\alpha Z/(p^+/E_+) \ll 1$ et $\alpha Z/(p^-/E_-) \ll 1$. Cette condition découle du comportement asymptotique des fonctions d'onde de Dirac dans le cas d'un potentiel coulombien. Elle est satisfaite si Z est inférieur ou égal à 10 et d'autant mieux que l'énergie de la transition est élevée. L'effet coulombien

étant absent, la répartition en énergie des positrons de paires est symétrique par rapport à l'énergie moyenne. Ce comportement ne correspond pas à la réalité pour les noyaux plus lourds. Cependant, le coefficient total de formation est rendu à environ 15% près si on le compare au résultat du calcul exact [8]. Cette valeur s'applique aux transitions dipolaires et quadrupolaires électriques seulement.

L'influence du champ du noyau peut être prise en considération en traitant celui-ci comme une perturbation. Le traitement revient à développer les fonctions d'onde électroniques en série de puissance de αZ. Les calculs ont été étendus jusqu'au second ordre [9] [10]. La comparaison avec le calcul exact montre que pour $Z = 49$ la forme de spectre est satisfaisante pour $k = 4$, alors qu'elle est mal reproduite pour $Z = 84$.

Les approximations non-relativiste et de Born ont un domaine d'application restreint, ce qui limite leur intérêt. L'évaluation des termes supérieurs de la série de Born n'est plus élémentaire et est remise en question par la possibilité qu'offrent les ordinateurs électroniques rapides d'obtenir des résultats exacts basés sur les fonctions d'onde de Dirac.

6. *Effets de structure nucléaire*

Dans l'approximation coulombienne, le noyau est supposé être un point-charge. La prise en considération de l'extension finie du noyau est une première amélioration de ce modèle. Elle entraîne l'apparition des effets de structure nucléaire statique et dynamiques.

L'effet statique est dû à la modification des fonctions d'onde électroniques par la charge étendue du noyau. Cette déformation statique est particulièrement importante à l'endroit du noyau et la singularité à l'origine des fonctions d'onde coulombienne est levée. Les fonctions d'onde qui tiennent compte de l'effet statique sont solutions de l'équation de Dirac, le potentiel à l'intérieur du noyau étant, par exemple, celui d'une sphère uniformément chargée. L'effet d'écran peut en principe être inclu dans le calcul en prenant à l'extérieur du noyau un potentiel de Thomas-Fermi-Dirac. Dans ce modèle, il n'est pas tenu compte de la pénétration de l'électron dans le noyau. C'est celui que Rose a utilisé dans l'évaluation des coefficients de conversion interne [3].

L'extension finie du noyau entraîne une autre conséquence: la pénétration de l'électron dans le noyau, qui donne naissance aux effets de structure dynamiques. Les opérateurs décrivant l'interaction n'ont en effet pas la même forme dans la région intérieure que dans la région extérieure. Des termes nouveaux, qui correspondent aux interactions de charge, de courant de convection et de courant de spin, apparaissent dans le développement multipolaire des éléments de matrice (1). Il n'est plus possible d'en faire la séparation en un produit de deux facteurs ne dépendant chacun que des fonctions d'onde nucléaires ou électroniques. Les termes de pénétration sont sensibles à la structure détaillée du noyau et ne peuvent être évalués que dans le cadre d'un modèle nucléaire déterminé. Dans son calcul des coefficients de conversion interne, Sliv a inclu les effets dynamiques d'une manière approchée en utilisant le modèle à courants de surface [11]. Un traitement plus détaillé des effets dynamiques en conversion interne a été donné par Church [12] et par Cramer [13].

Les effets de structure nucléaire en formation de paires internes ont fait l'objet d'une étude de Lombard [2]. L'influence sur le coefficient différentiel de formation de l'effet statique et des termes de pénétration, évalués sur la base du modèle à courants

de surface, est négligeable, contrairement à ce qui se passe en conversion interne. La déviation par rapport à l'approximation coulombienne n'est en effet que de 0,1% pour le noyau $Z = 60$. Cette évaluation admet implicitement que les règles de sélection sont les mêmes pour les éléments de matrice de formation de paires et d'émission gamma. De plus, les résultats sont liés à la validité du modèle à courants de surface, ce qui ne saurait être qu'une première approche. Une étude plus détaillée des termes de pénétration montre que le coefficient différentiel de formation prend la forme

$$\frac{d\alpha_\pi}{dE_+} = \left(\frac{d\alpha_\pi}{dE_+}\right)_0 [1 + C_1(Z, k)\,\lambda_1 + C_2(Z, k)\,\lambda_2]^2 \,. \tag{10}$$

Le premier facteur est le coefficient obtenu dans l'approximation coulombienne. Les coefficients C_1 et C_2 sont des facteurs pondéraux qui dépendent des fonctions d'onde électroniques à la surface du noyau. Ils sont inférieurs au pour mille dans le cas particulier de la transition dipolaire électrique de 2,18 MeV du ^{144}Nd. Les grandeurs λ_1 et λ_2 sont les rapports des éléments de matrice de formation de paires à ceux des opérateurs de transition par émission gamma. Le fait intéressant est que des règles de sélection différentes peuvent régir ces éléments de matrice. Si, par exemple, la probabilité de transition gamma est fortement réduite, les rapports λ_1 et λ_2 peuvent prendre de grandes valeurs et l'influence des effets de structure dynamiques sur la forme du spectre de paires ou sur le coefficient total de formation aurait des chances d'être vue expérimentalement. Cependant, les évaluation de Lombard montrent que ces effets sont peu importants dans les transitions dipolaires électriques rapides. Dans le cas particulier de la transition de 2,18 MeV du ^{144}Nd, leur ordre de grandeur les rend difficilement accessibles à l'expérience.

En résumé, les effets de structure nucléaire devraient être négligeables dans cette transition et son spectre de positrons de paires internes fidèlement rendu par l'approximation coulombienne.

II. Partie expérimentale

1. *Choix de l'isotope*

Nous avons mesuré les spectres de positrons de paires internes de deux transitions dipolaires électriques dans l'isotope ^{144}Nd. Ce sont les seules dans cet isotope dont les énergies – 1,49 et 2,18 MeV – sont suffisantes pour que la formation de paires internes soit possible. Leur multipolarité est certaine. Issues toutes deux d'un niveau à 2,18 MeV, elles vont respectivement au premier niveau excité à 0,696 MeV et au fondamental. La transition de 2,18 MeV possède la plus haute énergie connue dans le schéma de désintégration (Figure 5). Son spectre de positrons de paires est ainsi libre de toute contribution étrangère sur la moitié de son extension.

L'étude systématique des noyaux pairs-pairs prévoit le spin 0^+ du fondamental et le spin 2^+ du premier état excité. Cette dernière hypothèse a été vérifiée par excitation coulombienne [14]. Le spin du niveau à 2,18 MeV a été déterminé par la mesure de la corrélation directionnelle $\gamma(1{,}49)\ \gamma(0{,}696)$ dont les résultats sont compatibles avec les séquences 1-2-0 et 3-2-0 [15]. L'existence de la transition au fondamental et son intensité relative permettent d'exclure le spin le plus élevé. La même mesure de corrélation permet de limiter à 0,2% la contribution quadrupolaire à

la transition de 1,49 MeV. La parité du niveau de 2,18 MeV a été déterminée par la mesure de la corrélation angulaire γ—γ polarisés linéairement [16]. La nature dipolaire électrique de la transition de 2,18 MeV est ainsi prouvée, de même que la faible contribution quadrupolaire à la transition de 1,49 MeV.

FIRSOV et al. ont admis l'existence de deux niveaux supplémentaires situés respectivement à 1,7 et 2,8 MeV [17]. Cette hypothèse est soutenue par le travail de BURMISTROV [18]. Ces niveaux ont fait l'objet d'une étude de PORTER et al. [19] qui n'ont pas retrouvé la cascade $\gamma(1{,}1)\,\gamma(1{,}7)$ proposée par les auteurs précédents. Les mesures de coïncidences permettent de limiter l'intensité de cette cascade à 4×10^{-3} fois celle de la transition de 1,49 MeV, ce qui correspond à une intensité quantique inférieure à 0,0012%. Une mesure du spectre gamma direct, faite dans des conditions propres à éviter les effets de sommation accidentelle, indique que s'il existe une transition de 2,8 MeV allant au fondamental, son intensité est inférieure à $1{,}3\times10^{-3}$ fois celle de la transition de 2,18 MeV et son intensité quantique plus petite que 9×10^{-6}. Ces limites, à comparer aux valeurs données dans la Table III, sont d'au moins un ordre de grandeur inférieures aux valeurs de Firsov.

Les niveaux du ^{144}Nd sont alimentés par la désintégration β^- du ^{144}Pr. Les intensités des transitions conduisant aux niveaux excités, en particulier au niveau de 2,18 MeV, sont très faibles par rapport à la transition au fondamental.

Le problème expérimental est donc de mesurer un spectre de positrons de paires en présence d'un intense spectre d'électrons. Une simple évaluation montre qu'avec une source d'intensité convenable, le taux de comptage est de l'ordre d'un positron à la minute, l'intensité des électrons étant 10^6 fois supérieure. De plus, l'énergie limite de ce spectre d'électrons est environ deux fois plus élevée que l'énergie limite des positrons.

Nous avons utilisé un spectromètre à positrons qui a été spécialement modifié pour cette mesure.

2. *Appareillage*

a) Spectromètre

Le spectromètre à lentille magnétique longue [20] représenté dans la Figure 2 est spécialement conçu pour la mesure de positrons. Il est équipé d'un séparateur électrons-positrons [21]. La séparation se fait en choisissant le sens de rotation des particules dans le champ magnétique à l'aide de deux écrans semi-circulaires situés respectivement devant la source (1) et devant le détecteur (2). Les ouvertures des écrans sont placées de telle manière l'une par rapport à l'autre qu'un positron ayant traversé la première puisse atteindre le détecteur (3), alors qu'un électron est arrêté par le second écran. La mesure d'électrons se fait en inversant le sens du champ magnétique. Les deux sortes de particules empruntent ainsi les mêmes trajectoires.

Nous avons constaté que la transparence du séparateur – déterminant le nombre d'électrons qui peuvent atteindre le détecteur quand la direction du champ est choisie pour sélectionner les positrons – était trop grande pour permettre la mesure d'un spectre de positrons en présence d'un spectre intense d'électrons de haute énergie. Cet effet s'explique par les diffusions que peuvent subir les électrons dans le spectromètre. Nous avons pu mettre en évidence que les diffusions sur le diaphragme principal (4) du spectromètre étaient particulièrement gênantes. Ces diffusions changent la direc-

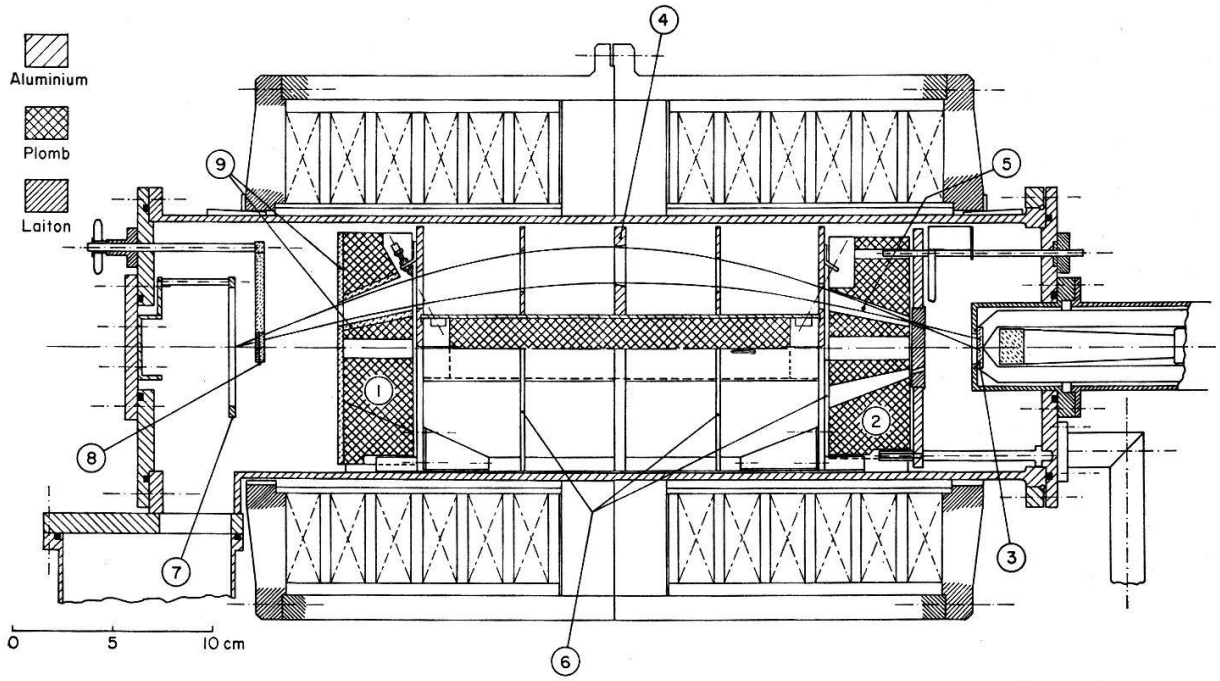

Figure 2

Spectromètre à positrons.
1) et 2) Ecrans de plomb constituant le séparateur électrons-positrons. 3) Détecteur. 4) Diaphragme principal. 5) Aubes hélicoïdales. 6) Ecrans auxiliaires du séparateur. 7) Support de source. 8) Obturateur. 9) Revêtement de Plexiglas.

tion et l'énergie des électrons. Des aubes hélicoïdales (5) placées dans l'ouverture de l'écran proche du détecteur permettent de retenir les électrons qui n'ont pas la bonne direction, mais elles sont sans effet si leur trajectoire est proche de celle des positrons. Il est possible d'éliminer les électrons diffusés de haute énergie en réduisant l'ouverture des écrans – au prix d'un sacrifice important sur la transmission du séparateur – et en introduisant des écrans supplémentaires (6). Ces mesures sont cependant sans effet sur les électrons de basse énergie. C'est la raison pour laquelle nous avons construit un détecteur à positrons.

b) Détecteur à positrons

Le principe du détecteur à positrons est basé sur la présence du rayonnement d'annihilation des positrons. Le positron est détecté dans un premier scintillateur où il s'annihile après avoir cédé son énergie cinétique. Un des photons d'annihilation est enregistré par un second scintillateur. L'analyse est continuée s'il y a coïncidence entre les deux signaux. Cette méthode permet de rejeter les évènements dus aux électrons et, dans une large mesure, de diminuer le fond propre du détecteur.

Des raisons pratiques nous ont poussés à choisir la disposition présentée dans la Figure 3. Le positron est détecté par un scintillateur plastique NE 102 A (1) couplé optiquement à un guide de lumière (2), qui est un cylindre creux de polyvinyltoluène. Le détecteur gamma, composé d'un scintillateur CsJ(Tl) (3), d'un guide de lumière (4) et d'un photomultiplicateur EMI 9524 B (5), est situé à l'intérieur du cylindre. Le guide de lumière extérieur est vu par un photomultiplicateur EMI 6097 B. L'influence du champ magnétique résiduel du spectromètre est éliminée par des écrans de Permalloy (6) entourant les deux photomultiplicateurs.

La forme du scintillateur plastique (1) a une grande influence sur la collection de lumière. Nous l'avons déterminée empiriquement de manière à obtenir la meilleure résolution. Cette dernière est comparable à celle obtenue avec un guide de lumière plein de mêmes dimensions. L'épaisseur du scintillateur est déterminée par l'énergie des positrons à mesurer. En vue de limiter son volume inutilisé, nous l'avons collé à chaud sur une pièce de plastique qui assure le contact avec le guide de lumière.

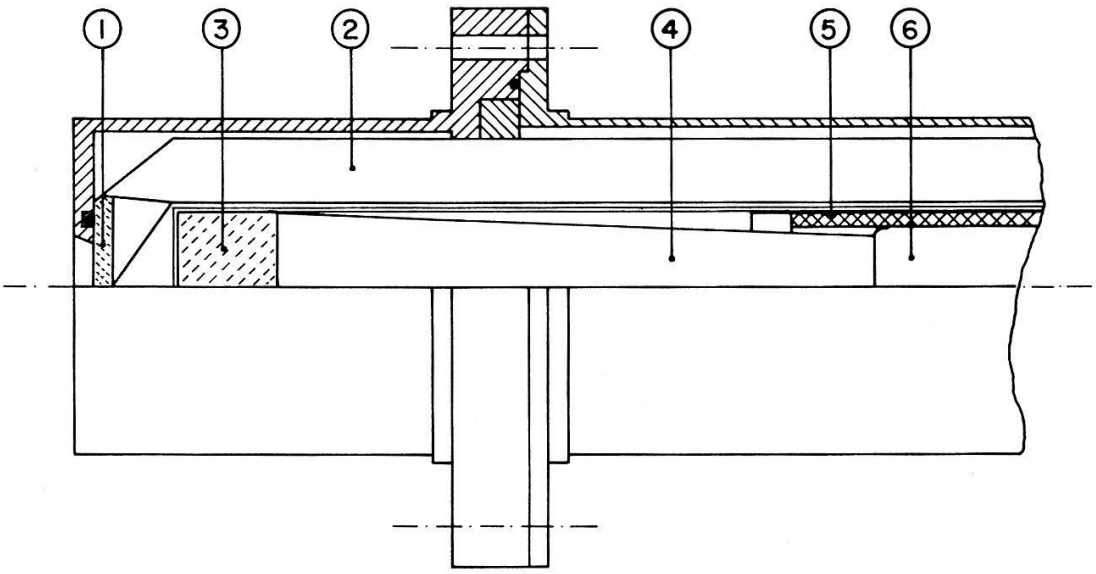

Figure 3

Détecteur à positrons.
1) Scintillateur plastique. 2) Guide de lumière. 3) Scintillateur CsJ(Tl). 4) Guide de lumière. 5) Ecran magnétique. 6) Photomultiplicateur.

Les connections électriques du photomultiplicateur intérieur passent dans une fente longitudinale aménagée dans le guide de lumière externe. Nous n'avons pas noté de variation de la résolution après avoir pratiqué cette ouverture. Une influence électrostatique entre les deux photomultiplicateurs a été éliminée en les alimentant par des tensions de polarités inverses par rapport à la masse.

c) Efficacité.

Pour une énergie donnée des positrons, l'efficacité du détecteur est déterminée par la probabilité qu'un photon d'annihilation soit vu par le scintillateur gamma. Il est avantageux de ne pas se limiter au pic photoélectrique de ce scintillateur pour commander la coïncidence. En effet, un photon peut perdre, par effet Compton, une fraction de son énergie dans le scintillateur plastique avant d'être enregistré dans le scintillateur gamma. Cette énergie s'ajoute à l'énergie cinétique du positron, la résolution dans le temps n'étant pas suffisante pour que les deux effets soient séparés. Le spectre d'impulsions du scintillateur plastique présente alors une queue vers les hautes énergies. Cet effet disparaît, au détriment de l'efficacité du détecteur, si la coïncidence est commandée par le pic photoélectrique seulement. D'autre part, l'utilisation d'un cristal de CsJ(Tl), qui a l'avantage de ne pas être hygroscopique et possède une densité élevée, présente un inconvénient. Le rapport des efficacités photoélectrique

et totale est environ la moitié de celui d'un cristal de NaJ(Tl) de mêmes dimensions. Le gain qu'apporte une coïncidence commandée également par le spectre Compton est ainsi certain.

Le spectre d'impulsions du scintillateur plastique est déployé dans un sélecteur d'amplitude. Le taux de comptage dans les deux voies étant très faible, un circuit à coïncidences lentes avec une résolution de $2\,\tau = 0{,}6\,\mu$ sec est suffisant pour que les coïncidences fortuites soient négligeables.

Nous avons déterminé expérimentalement l'efficacité du détecteur en mesurant avec et sans coïncidences le spectre de positrons du ^{22}Na. Le niveau fondamental 3^+ du ^{22}Na se désintègre par émission de positrons et par capture électronique principalement dans le niveau 2^+ du ^{22}Ne. Le spectre de positrons a ainsi un caractère permis et son diagramme de Kurie est linéaire. L'intensité de la transition au fondamental 0^+ du ^{22}Ne n'est que de 0,06% et nous n'en avons pas tenu compte dans notre dépouillement.

La source a été préparée par évaporation sous vide de chlorure, fourni par le Radiochemical Centre, Amersham. Le support d'or a une épaisseur de 2,5 mg/cm². L'activité de la source est de 150 μc et son épaisseur de 0,9 mg/cm². Le diagramme de Kurie du spectre mesuré est linéaire entre l'énergie limite, soit 544 keV et 100 keV (Figure 4). L'influence de la rétrodiffusion dans la source et son support est ainsi négligeable dans ce domaine d'énergie.

L'efficacité du détecteur dépend de la position du seuil dans la voie qui commande la coïncidence. Pour un règlage donné, elle est de l'ordre de 10%, comme le montre la Figure 4. Elle est indépendante de l'énergie des positrons au-dessus de 100 keV. Cependant, en vue d'atteindre la grande stabilité nécessaire aux mesures de longue

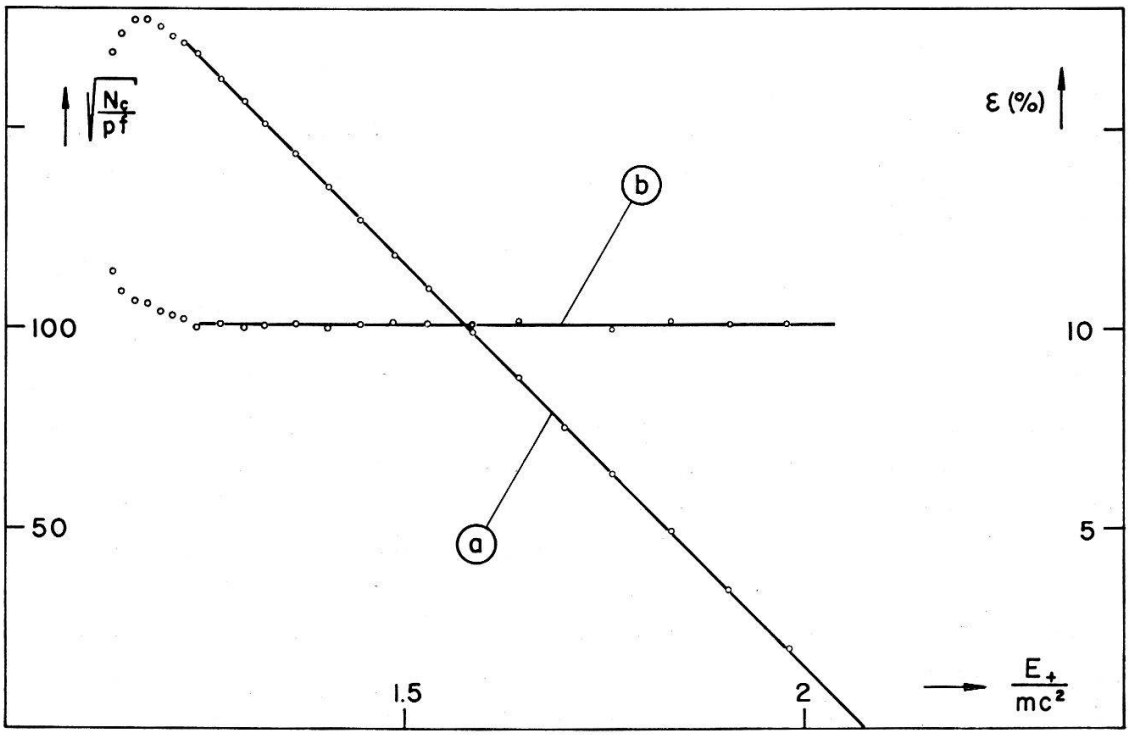

Figure 4

a) Diagramme de Kurie du spectre de positrons de 544 keV de ^{22}Na (échelle de gauche).
b) Efficacité du détecteur à positrons (échelle de droite).

durée, nous avons travaillé dans des conditions moins critiques, correspondant à une efficacité de 8,3%, l'indépendance en énergie étant assurée.

3. *Préparation des sources*

L'isotope ^{144}Nd est formé dans la désintégration du ^{144}Pr, qui a une demi-période de 18 m, lui-même précédé du ^{144}Ce, avec une demi-période de 285 d (Figure 5). Aucune transition dans le ^{144}Pr ne pouvant donner naissance à un spectre de paires

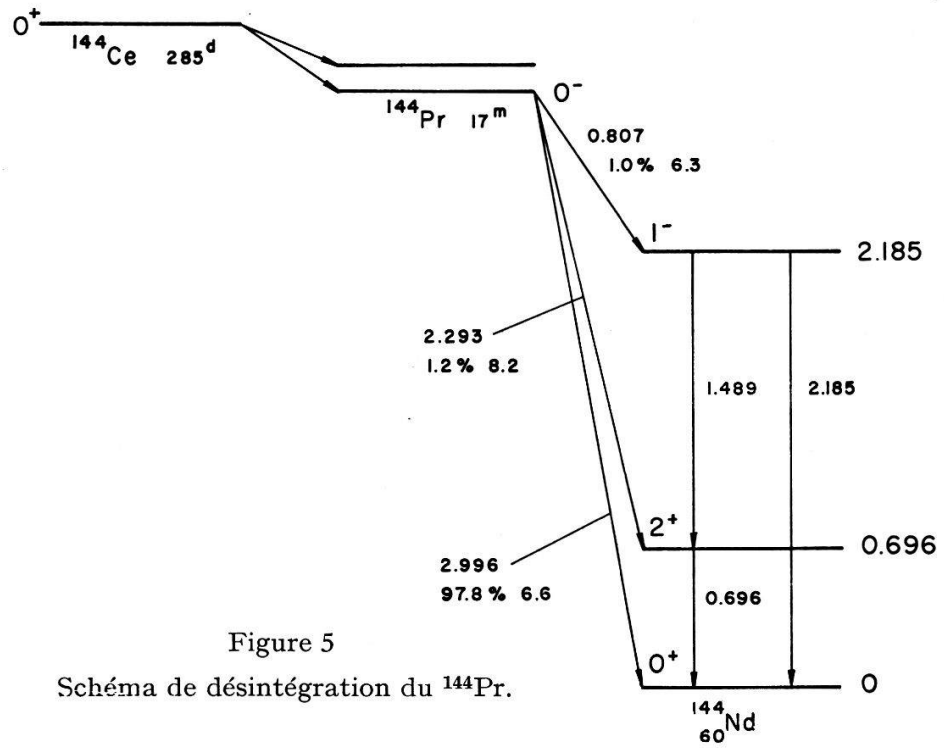

Figure 5
Schéma de désintégration du ^{144}Pr.

internes, il est avantageux d'utiliser une source de ^{144}Ce. La substance active est un produit de fission et nous a été fournie par le Radiochemical Centre, Amersham, sous forme de chlorure $CeCl_3$. Nous avons utilisé pour nos mesures deux sources dont les caractéristiques sont données dans la Table II.

La première source a été préparée par évaporation à sec d'une solution acqueuse de $CeCl_3$ obtenue à partir de la solution chlorhydrique originale par évaporations et

Table II

Caractéristiques des sources utilisées.

Source	Intensité	Epaisseur	Support	Couverture
^{22}Na	150 μc	0,9 mg/cm^2	2,5 mg/cm^2 Au	–
^{65}Zn	200 μc	1,0 mg/cm^2	2,67 mg/cm^2 Al	–
^{144}Ce I	5 mc	1,2 mg/cm^2	0,9 mg/cm^2 Mylar 0,9 mg/cm^2 Mica	0,2 mg/cm^2
^{144}Ce II	20 mc	0,6 mg/cm^2	2,76 mg/cm^2 Au 0,9 mg/cm^2 Mylar	0,2 mg/cm^2

lavages successifs. Une feuille de mica aluminisé sert de support. Il s'est révélé avantageux de traiter le support à l'insuline, qui agit comme mouillant. Une goutte d'insuline est déposée à la pipette jusqu'à ce que son diamètre atteigne la grandeur désirée, puis repompée. La solution active déposée ensuite se répand exactement sur la trace d'insuline. Après un premier séchage, la source est laissée à elle-même et par hygroscopie l'activité repasse en solution. Un second séchage permet alors d'obtenir une couche dont l'homogénéité est améliorée. La source est finalement recouverte de laque cellulosique. Cette source a été utilisée dans la mesure de la partie supérieure du spectre de positrons de paires.

La seconde source a été obtenue par évaporation sous vide de $CeCl_3$ sans entraîneur, sur un support d'or. Elle a servi à la mesure de la partie inférieure du spectre.

Nous avons remarqué qu'un support de Mylar ne convenait pas à la préparation de sources très intenses. Le Mylar en contact avec la couche active se détériore rapidement et devient cassant. Cet effet peut être expliqué par l'intense bombardement électronique auquel le support est soumis.

L'absence de contamination par des isotopes étrangers pouvant produire des spectres de paires internes est soutenue par une mesure du spectre gamma de la source II. Ce spectre a été mesuré à l'aide d'un détecteur de Ge à diffusion de Li, de 2,3 cm² de surface et de 4 mm de profondeur de déplétion, d'un préamplificateur de charge Tennelec 100 C et d'un sélecteur d'amplitude Intertechnique SA 40 B. Les électrons étaient absorbés par 15 mm de Plexiglas placés immédiatement devant la source. La distance entre la source et le détecteur a été choisie de façon à limiter à 20%

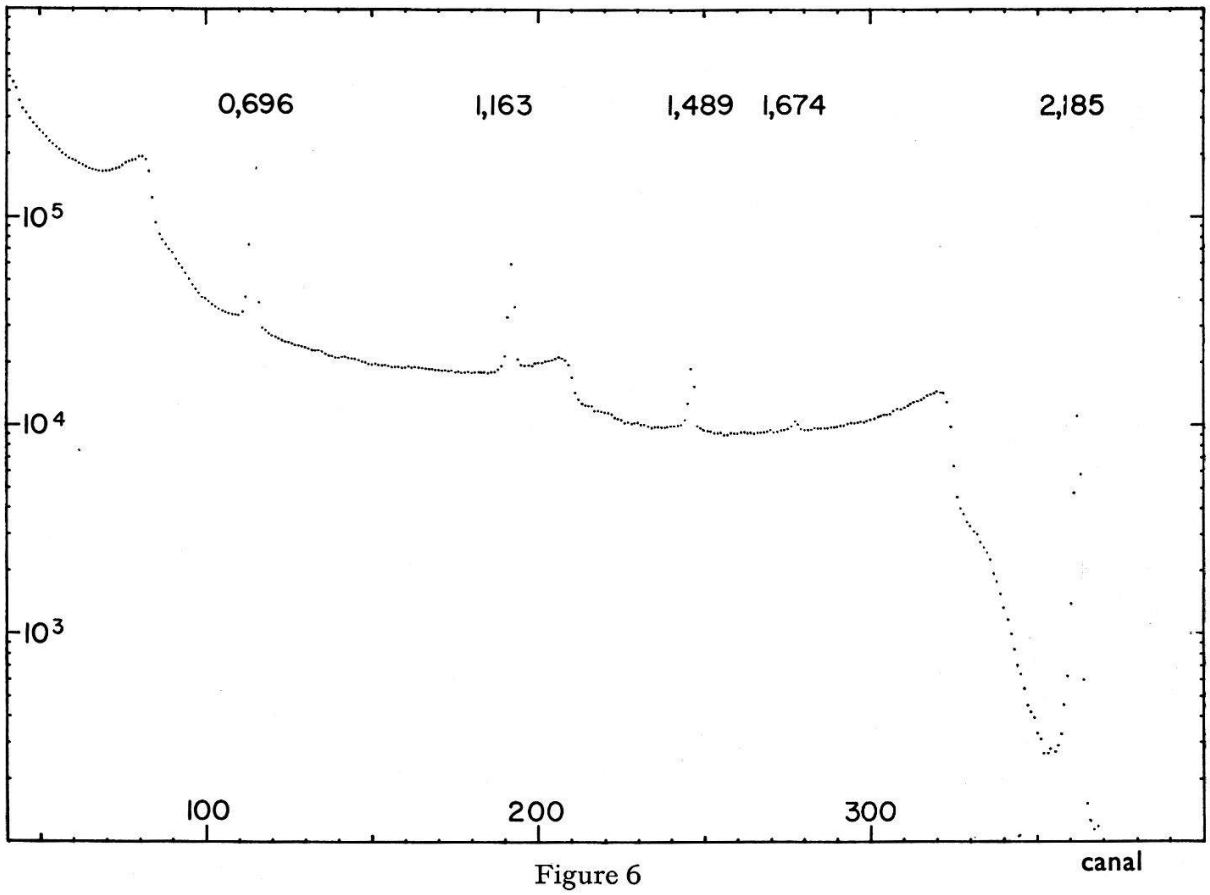

Figure 6

Spectre gamma du ^{144}Nd. Les pics de 1,163 et 1,674 MeV correspondent au «double escape», respectivement au «single escape» de la transition de 2,185 MeV.

le temps mort de l'analyseur. L'efficacité relative en énergie du détecteur est connue par la mesure de sources étalonnées. Le spectre de la Figure 6 représente la moyenne de 10 mesures faites dans les mêmes conditions. Sur la base de ce résultat, il est possible de limiter l'intensité de toute transition inconnue dont l'énergie serait comprise entre 1 et 2,9 MeV à 1%. de celle de la transition de 1,49 MeV. Cette limite est largement inférieure à la précision obtenue dans les mesures des spectres de paires internes des transitions du ^{144}Nd.

Remarquons que les pics de «double escape» et de «single escape» de la transition de 2,18 MeV, avec les énergies de 1,163 et 1,674 MeV respectivement, pourraient être l'explication des deux niveaux correspondant à ces énergies proposés par FIRSOV et al. [17].

III. Mesures

Un spectromètre magnétique est construit de manière à avoir une résolution $\Delta p/p$ constante. Le résultat d'une mesure avec un tel instrument n'est pas la répartition différentielle en impulsion dN/dp des particules émises par la source, les intervalles d'impulsion étant proportionnels à cette dernière. La répartition vraie s'obtient en divisant le résultat de la mesure par l'impulsion ou une quantité qui lui est proportionnelle. Pour déterminer à partir de cette grandeur les coefficients différentiels et total définis au Chap. I, il faut connaître le nombre de photons N_γ émis dans la même transition. Cette quantité dépend de l'intensité de la source, du rapport d'embranchement de la transition β^- qui alimente le niveau excité et de l'intensité relative des transitions issues de ce niveau. Ces deux dernières grandeurs peuvent être combinées en un facteur δ_γ donnant le nombre de photons par désintégration. La normalisation du nombre de positrons par rapport à un spectre β^- dont l'embranchement δ_β est connu permet d'éviter la détermination absolue de l'intensité de la source, qui nécessite la connaissance de la transmission du spectromètre. Nous avons normé nos mesures par le spectre β^- conduisant au fondamental du ^{144}Nd. Si N_β est le nombre d'électrons dans le spectre de référence, le coefficient différentiel devient

$$\frac{d\alpha_\pi}{dp_+} = \frac{dN}{dp^+}\,\frac{1}{N_\beta}\,\frac{\delta_\beta}{\delta_\gamma}. \tag{11}$$

Le coefficient total α_π s'obtient par intégration graphique du spectre différentiel. Il est pratique pour cette intégration d'adapter une forme de spectre théorique par les points expérimentaux.

1. *Transition de 2,18 MeV*

Nous avons mesuré à trois reprises le spectre de positrons de paires de la transition de 2,18 MeV du ^{144}Nd en utilisant la méthode décrite dans la réf. [21]. Rappelons qu'il s'agit d'une mesure de différence. Le fond propre du détecteur, le fond dû au rayonnement cosmique et celui provenant d'effets secondaires produits par les gamma émis par la source, sont déterminés en introduisant devant la source un obturateur (8 dans la Figure 2). Cet obturateur, fait de béryllium et de Plexiglas, est dimensionné de manière à arrêter entièrement les positrons et à être transparent au rayonnement gamma. La somme des différents fonds est soustraite de la mesure faite sans obturateur. Le spectromètre fonctionnait sans le détecteur à positrons, mais était équipé des écrans auxiliaires discutés au Chapitre II. Les différentes mesures ont été faites

avec la source I, corrigées pour sa durée de vie et normées par rapport au spectre d'électrons allant au fondamental, pris dans les mêmes conditions expérimentales au début et à la fin de chaque mesure de positrons. Les résultats sont données dans la Figure 7. Les erreurs représentées sont d'origine purement statistique. La courbe tracée par les points de mesure est la forme de spectre calculée pour cette transition dans l'approximation coulombienne. L'adaptation par la méthode des moindres carrés porte sur un domaine allant de 6% au-dessus de l'impulsion limite du spectre de la transition de 1,49 MeV à 6% au-dessous de l'impulsion limite du spectre supérieur. Cette limitation permet en première analyse de ne pas tenir compte de l'effet de résolution finie du spectromètre, qui se manifeste principalement à l'extrêmité supérieure de ce spectre et est sans influence sur la détermination du coefficient total α_π de cette transition.

La partie de la Figure 7 où apparaît la contribution de la transition de 1,49 MeV n'est donnée qu'à titre indicatif. Ce domaine d'impulsion a fait l'objet d'une mesure spéciale qui sera discutée plus loin.

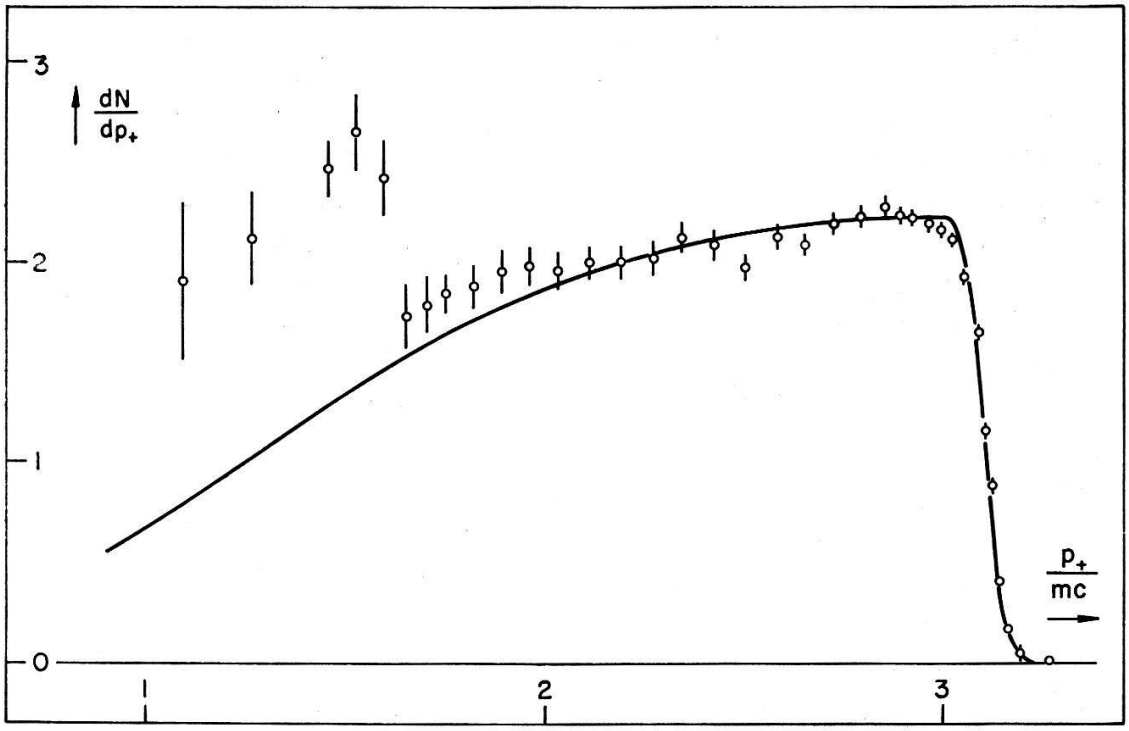

Figure 7

Positrons de paires internes de la transition de 2,185 MeV. Résultats expérimentaux comparés à la forme de spectre donnée par l'approximation coulombienne.

a) Nombre de positrons par transition gamma

L'intégration de la formule (11) nécessite la connaissance du comportement du spectre dans le domaine où apparaît la contribution de la transition de 1,49 MeV. Nous avons admis qu'une extrapolation basée sur la forme de spectre théorique était valable. Le coefficient total α_π est déterminé si le rapport d'embranchement δ_β du spectre β de normalisation et l'intensité quantique δ_γ sont connus. Nous avons adopté pour δ_β la valeur déterminée par PORTER et al. [19]

$$\delta_\beta = 97{,}8\% \,. \tag{12}$$

La détermination de δ_γ a fait l'objet de plusieurs travaux [19], [22–24] dont les résultats sont résumés dans la Table II. La valeur de GRAHAM et al. [22] suppose que le coefficient de conversion interne de la transition de 134 keV dans le ^{144}Pr prend la valeur calculée par SLIV [25], $\alpha_K = 0{,}49$. PORTER et al. [19] ont fait une mesure absolue à l'aide d'un détecteur β de géométrie $4\,\pi$ en coïncidence avec un scintillateur NaJ(Tl). Les valeurs de BURMISHOV [23] et de MONAHAN et al. [24] sont tirées des intensités relatives mesurées, en supposant le rapport d'embranchement du spectre alimentant le niveau de 2,18 MeV égal à la valeur déterminée par PORTER et al., soit $(1{,}0 \pm 0{,}1)\%$.

En prenant une moyenne pondérée des valeurs de la Table III, nous obtenons

$$\alpha_\pi(2{,}18) = (6{,}7 \pm 1{,}0) \times 10^{-4} \tag{13}$$

à comparer avec la valeur théorique obtenue dans l'approximation coulombienne

$$\alpha_\pi(2{,}18) = 6{,}91 \times 10^{-4}\,. \tag{14}$$

L'erreur indiquée sur la valeur expérimentale est d'origine purement statistique. Elle ne tient pas compte de l'incertitude introduite par l'extrapolation du spectre théorique.

Table III

Intensités quantiques des transitions (photons par cent désintégrations du ^{144}Pr).

E	Graham[1])	Porter[2])	Burmishov[3])	Monahan[4])	Moyenne
2,185	$0{,}78 \pm 0{,}16$	$0{,}68 \pm 0{,}10$	$0{,}75 \pm 0{,}13$	$0{,}72 \pm 0{,}10$	$0{,}72 \pm 0{,}06$
1,487	$0{,}26 \pm 0{,}06$	$0{,}29 \pm 0{,}03$	$0{,}25 \pm 0{,}05$	$0{,}28 \pm 0{,}04$	$0{,}28 \pm 0{,}02$

[1]) Suppose le cœfficient de conversion $\alpha_K(134) = 0{,}49$ (valeur de Sliv)
[2]) $4\,\pi\,\beta$ – NaJ(Tl)
[3]) [4]) Supposent l'intensité de $\beta(807) = (1{,}0 \pm 0{,}1\%)$

Une évaluation du nombre de paires externes formées dans la source et son support a montré qu'elles contribuaient pour moins de 2% au coefficient α_π. Leur influence est donc négligeable.

La présente valeur de α_π diffère légèrement de celle que nous avons publiée dans une étude préliminaire [26]. La différence est due à la valeur de l'intensité quantique de la transition que nous avons adoptée ici.

b) Forme de spectre

L'approximation coulombienne donne une forme de spectre qui sert de base à l'interprétation des résultats expérimentaux. Une déviation produite par d'éventuels effets de structure nucléaire peut se faire sentir, comme l'a montré LOMBARD [2], principalement au voisinage de l'énergie limite du spectre. Il en est de même de l'effet d'écran, comme nous l'avons vu au Chap. I. C'est donc dans ce domaine d'énergie que l'analyse doit être particulièrement soignée. Deux effets expérimentaux ont ici une influence prépondérante: la résolution finie du spectromètre et son étalonnage en énergie. De même, l'incertitude dans la détermination de l'énergie de la transition étudiée joue un rôle important.

c) Résolution finie

Les propriétés de focalisation d'un spectromètre magnétique introduisent une déformation du spectre émis par la source. L'angle fini d'ouverture du spectromètre, l'extension de la source et celle de l'écran situé dans le plan focal déterminent le profil apparent sous lequel une ligne de particules monocinétiques est vue par le détecteur. Si la source émet un spectre continu $N(p')\,dp'$ et que $P(p', p)\,dp$ est la probabilité qu'une particule émise avec l'impulsion p' soit observée en p, le spectre obtenu est, la résolution dp/p étant constante

$$N(p) = \int_0^\infty N(p')\,P(p', p)\,dp'\,. \tag{15}$$

Le spectre vrai peut être déterminé si le facteur $P(p', p)$ est connu. Il n'est autre que la forme apparente d'une ligne de conversion interne mesurée dans les mêmes conditions expérimentales que le spectre. Nous voyons que la correction est particulièrement sensible dans les régions où le spectre vrai présente des discontinuités. C'est le cas des spectres de paires internes qui nous intéressent au voisinage de leur énergie limite.

Remarquons qu'il est pratiquement plus simple, le profil de ligne étant déterminé, de déformer le spectre vrai que de corriger le spectre expérimental. C'est la méthode que nous avons utilisée.

Nous avons fait la correction de résolution finie sur la base de la ligne de conversion interne K de la transition de 1,11 MeV dans le ^{65}Cu. Le choix de cette ligne est dicté par deux raisons. Son énergie est très voisine de l'énergie limite du spectre que nous voulons corriger. La transition qui lui donne naissance est issue d'un niveau alimenté par capture électronique et désintégration avec émission de positrons. Il n'existe donc pas sous la ligne de continu dû à des électrons. La ligne de conversion L que la résolution du spectromètre ne nous permet pas de séparer de la ligne K a été soustraite par itération, en admettant qu'elle avait le même profil que la ligne K. Le profil ainsi obtenu est gaussien dans les limites d'erreur et donne une résolution de 2,4%. La source qui a servi à sa mesure a été préparée de manière à avoir des propriétés comparables à celles de la source de ^{144}Ce. La substance active, sous forme de $ZnCl_2$ sans entraîneur, a été évaporée sous vide sur un support d'aluminium ayant une épaisseur de 2,67 mg/cm^2. Le diamètre de la source était de 7 mm et son activité au début de la mesure de 200 μc.

En principe, il serait plus avantageux de baser la correction de résolution finie sur une ligne de conversion mesurée avec la même source que le spectre à corriger. Ce n'est pas possible dans le cas du ^{144}Nd où les lignes de conversion de haute énergie sont entièrement masquées par les spectres d'électrons. Nous avons renoncé à utiliser la ligne de la transition de 134 keV dans le ^{144}Pr étant donné qu'à cette énergie son profil est déformé par suite d'absorption dans la source.

d) Energie limite

L'énergie limite du spectre théorique à comparer aux résultats expérimentaux est donnée par l'énergie de la transition correspondante. Nous avons opté pour la valeur la plus précise citée dans la littérature, celle de Monahan et al. [24]

$$E_\gamma = 2{,}185 \pm 0{,}002 \text{ MeV}. \tag{16}$$

L'étalonnage du spectromètre – permettant de déterminer l'impulsion des particules focalisées en fonction du courant de l'aimant ou d'une grandeur qui lui est proportionnelle – repose sur l'observation d'une série de lignes de conversion interne d'énergies connues. Le séparateur électrons-positrons étant en place, cette mesure ne peut s'effectuer que pour un sens du champ magnétique. Ses résultats restent valables après l'inversion à deux conditions: la symétrie axiale du champ n'est pas altérée et la source est parfaitement centrée sur l'axe magnétique du spectromètre. L'image d'une source ponctuelle est un anneau dans le plan focal. Un champ parasite indépendant de la direction du champ principal produit une déformation de cet anneau. Des bobines de compensation permettent d'éliminer cette distortion. Des inhomogénéités locales du champ entraînent une variation angulaire de l'épaisseur de l'anneau. Etant donnée l'ouverture azimutale limitée du séparateur, le détecteur voit des secteurs d'épaisseurs différentes pour les deux sens du champ magnétique. Cet effet, important dans la correction de résolution finie des spectres de positrons, doit également être considéré dans l'évaluation de la fidélité de l'étalonnage. Le problème du centrage de la source a été traité en photographiant dans le plan focal les images d'une ligne d'électrons pour les deux directions du champ, le séparateur étant enlevé. La source est centrée sur son support. La position de ce dernier a été variée jusqu'à obtenir la superposition des deux images.

Pour une source de 5 mm de diamètre, l'imprécision sur le centrage par rapport à son support est évaluée à 0,3 mm et introduit dans l'étalonnage une incertitude inférieure à 10^{-3}. En tenant compte d'une possible inhomogénéité de la source, cette incertitude est portée à 2×10^{-3}. Une évaluation de l'effet d'épaisseur de l'anneau focal conduit finalement à admettre une marge d'erreur de 5×10^{-3} dans l'étalonnage. L'incertitude sur l'énergie des lignes de conversion que nous avons utilisées, celles des transitions de 244 et 1409 keV dans le ^{152}Sm et de 344 et 779 keV dans le ^{152}Gd, est négligeable.

e) Discussion

La partie supérieure du spectre de paires de la transition de 2,18 MeV est reproduite dans la Figure 8. La courbe b) tracée dans cette figure est le spectre coulombien a) corrigé pour l'effet de résolution finie, en prenant la valeur $\Delta p/p = 2{,}4\%$ donnée plus haut. Indépendemment d'une translation possible en impulsion, qui s'explique par l'incertitude sur l'étalonnage du spectromètre et par l'effet d'écran, il reste une déviation entre les points expérimentaux et la courbe théorique. Le sens de cette déviation est tel que l'accord est amélioré si l'on augmente la largeur du profil utilisé pour la correction de résolution finie. Cette manière de faire est justifiée si une ligne de positrons monoénergétiques n'a pas la même largeur qu'une ligne d'électrons. Il n'y a pas d'évidence expérimentale que l'inversion du champ magnétique n'a pas d'influence sur la résolution du spectromètre. L'effet de l'inversion sur l'anneau focal, que nous avons vu plus haut, peut produire une variation de résolution. L'analyse des lignes de positrons monoénergétiques des transitions de 1,720 MeV dans le ^{206}Pb et de 1,863 MeV dans le ^{205}Pb avait été faite [27] en supposant que ces lignes avaient le même profil que la ligne de conversion 803-K du ^{206}Pb mesurée dans les mêmes conditions. Nous avons repris cette analyse en introduisant la largeur de ligne comme paramètre supplémentaire. Les résultats demeurent statistiquement inchangés pour une

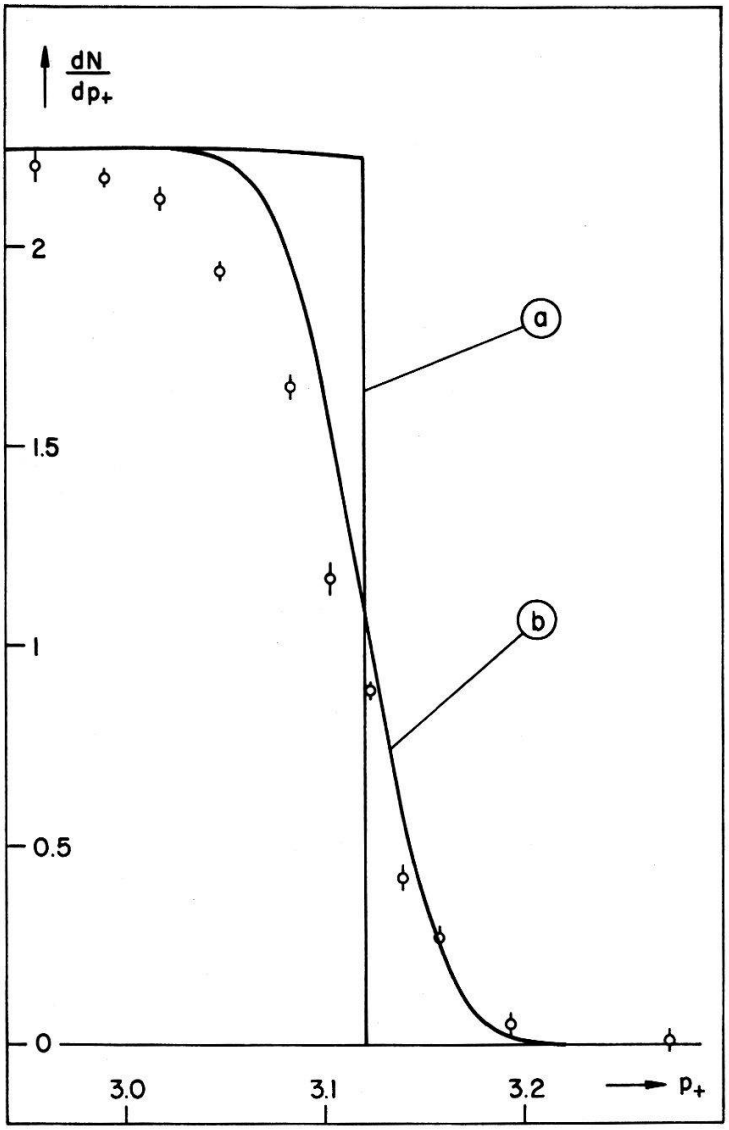

Figure 8

Extrémité supérieure du spectre de la Figure 7
a) Spectre coulombien
b) Après correction de résolution finie avec $\Delta p/p = 2{,}4\%$

augmentation de la largeur du profil pouvant atteindre 25%. Nous avons fait la correction du spectre de positrons de paires en utilisant un profil dont la largeur a été augmentée dans les mêmes proportions.

La courbe a) de la Figure 9 est le spectre coulombien corrigé en prenant $\Delta p/p = 2{,}9\%$. La courbe b) montre la translation due à l'effet d'écran. L'accord entre l'expérience et la théorie, sans être parfait, est ainsi amélioré. Il le serait d'avantage si la correction de résolution finie était basée sur un profil plus large. Il est à remarquer qu'un tel profil serait moins compatible avec les mesures de lignes de positrons mentionnées ci-dessus. Il ne peut cependant être rejeté, les conditions expérimentales n'étant pas exactement les mêmes dans les deux cas.

En conclusion, compte tenu de cette réserve, l'accord entre l'expérience et l'approximation coulombienne est satisfaisant sur toute l'étendue du spectre mesuré. Les incertitudes sur l'énergie de la transition et l'étalonnage du spectromètre permettent une translation en impulsion dont l'importance est du même ordre de grandeur que

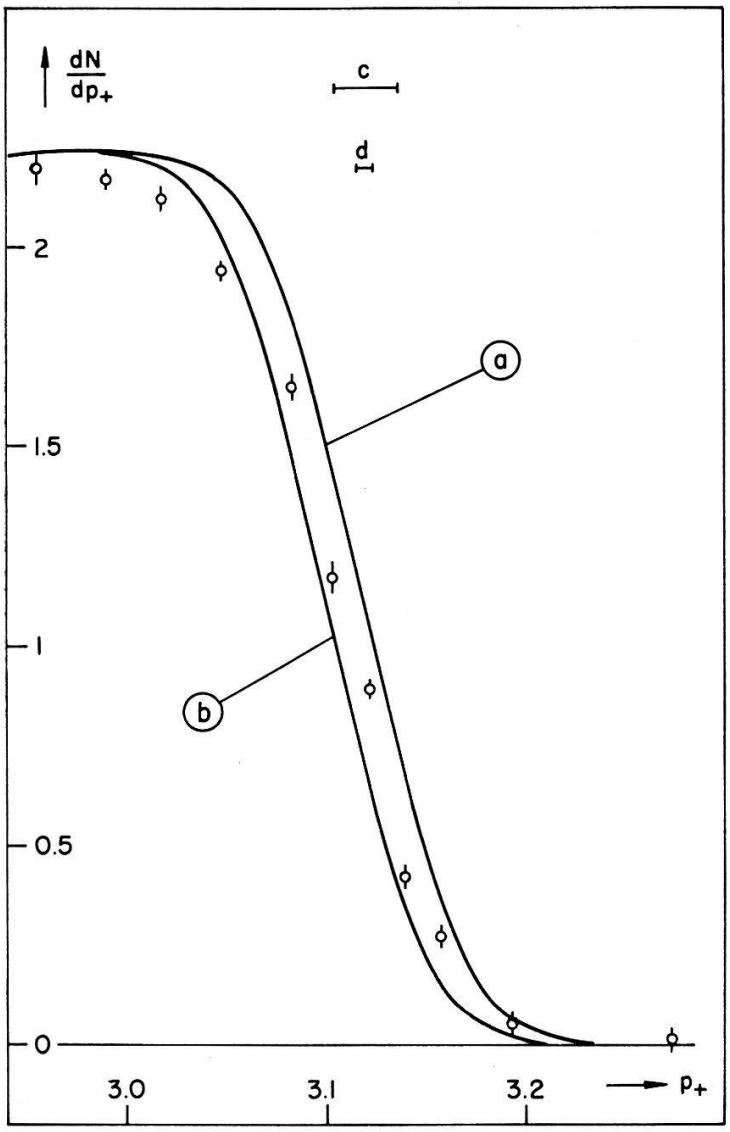

Figure 9

a) Correction de résolution finie avec $\Delta p/p = 2{,}9\%$
b) Translation produite par l'effet d'écran
c) Incertitude sur l'étalonnage du spectromètre
d) Incertitude sur l'énergie de la transition

celle produite par l'effet d'écran, dans l'approximation que nous avons considérée. Les effets de structure nucléaire ne sont pas apparents et leur importance est inférieure aux erreurs de mesure.

2. *Transition de 1,49 MeV*

Le domaine d'impulsion où s'étend le spectre de positrons de paires de la transition de 1,49 MeV du ^{144}Nd a été mesuré par trois fois. La source II était utilisée dans cette mesure. Le spectromètre était équipé du détecteur à positrons, ce qui rendait les écrans auxiliaires mentionnés au Chapitre II superflus. Le spectre d'impulsions du détecteur était analysé dans un sélecteur d'amplitude commandé par l'étage à coïncidences. Les résultats de la mesure, tenant compte de la durée de vie de la source et de l'efficacité du détecteur, sont donnés dans la Figure 10. Le rapport des intensités des spectres d'électrons servant à la normalisation nous a permis de ramener le nombre de

positrons par intervalle d'impulsion à l'échelle utilisée dans la mesure du spectre de la transition de 2,18 MeV. Les erreurs indiquées sont d'origine purement statistique.

a) Paires externes

La courbe a) de la Figure 10 est l'extrapolation du spectre coulombien de la transition de 2,18 MeV donné par l'analyse de la mesure précédente. Dans le domaine où n'apparaît plus la contribution du spectre de la transition de 1,49 MeV, les points expérimentaux sont systématiquement au-dessus de cette courbe. Cette déviation s'explique par la présence de positrons de paires externes produits dans la source elle-même et dans son support.

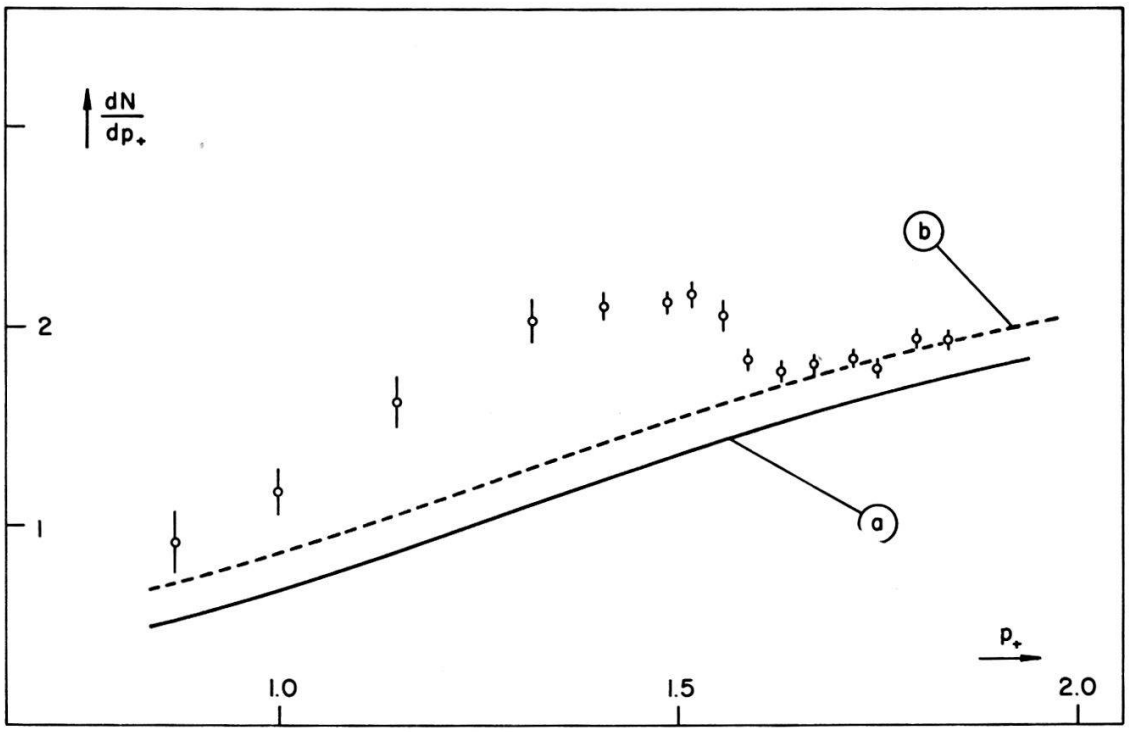

Figure 10

Positrons de paires de la transition de 1,49 MeV.
L'extrapolation du spectre coulombien de la transition de 2,18 MeV (a) et son adaptation sur les points expérimentaux (b) montrent la contribution des positrons de paires externes.

Nous pouvons évaluer le nombre de paires externes en supposant l'activité concentrée en un point à la surface de la source [41]. Si d est l'épaisseur, R le rayon de la source et μ le coefficient d'absorption avec émission de paires, nous avons

$$\alpha_\pi^{\text{ext}} = \frac{d}{2}\,\mu\,(\ln R/d + 1)\,. \tag{17}$$

Cette formule, appliquée à la source II et à son support, donne la contribution des paires externes au spectre de la transition de 2,18 MeV

$$\alpha_\pi^{\text{ext.}}/\alpha_\pi(2{,}18) = 11\%\,. \tag{18}$$

Nos mesures sont compatibles avec cette valeur si nous supposons que la distribution des positrons de paires externes est constante dans le domaine d'impulsion considéré.

La courbe b) de la Figure 10 est une adaptation de la courbe a) sur les points expérimentaux. La différence entre les spectres a) et b) donne une contribution de paires externes

$$\alpha_\pi^{\text{ext}}/\alpha_\pi(2{,}18) = 9{,}5\% \,. \tag{19}$$

Il n'existe malheureusement qu'une seule mesure de positrons de paires externes pour supporter l'hypothèse que nous avons faite [40]. La répartition des positrons de paires produits par des photons de 2,62 MeV est symétrique par rapport à l'énergie moyenne et pratiquement indépendante de l'énergie jusqu'aux extrémités du spectre.

b) Nombre de positrons par transition gamma

Le spectre expérimental résultant de la soustraction des paires externes et de la contribution de la transition de 2,18 MeV est donné dans la Figure 11. L'intégration graphique de ce spectre et l'intensité quantique de la transition, prise de la Table III, permettent, à l'aide de la formule 11), de déterminer le coefficient total de formation de paires

$$\alpha_\pi(1{,}49) = (1{,}9 \pm 0{,}8) \times 10^{-4} \,. \tag{20}$$

L'incertitude introduite par la soustraction des paires externes a été considérée dans l'évaluation de l'erreur. Nous avons admis par contre que le spectre coulombien de la transition de 2,18 MeV n'était pas entaché d'erreur. La valeur théorique du même coefficient, prise de la Table I est

$$\alpha_\pi(1{,}49) = 2{,}05 \times 10^{-4} \,. \tag{21}$$

La valeur expérimentale de α_π diffère de celle que nous avons donnée dans un travail antérieur [26], portant sur des résultats préliminaires ne tenant pas compte en outre de la présence des positrons de paires externes.

c) Forme de spectre

La courbe a) de la Figure 11 est le spectre coulombien de la transition de 1,49 MeV, tracé à la même échelle que celui de la transition supérieure, en tenant compte de leurs intensités relatives. Nous avons effectué la correction de résolution finie sur la base de la ligne de conversion 344-K du ^{152}Gd, mesurée dans des conditions analogues à celles de la mesure du spectre de positrons de paires. Comme dans le cas de la transition précédente, nous avons porté la largeur du profil mesuré à 2,9%. La courbe b) de la même figure montre le déplacement en impulsion produit par l'effet d'écran, toujours dans la même approximation.

Nous avons adopté pour l'énergie de la transition la valeur déterminée par MONAHAN et al. [24]

$$E_\gamma = 1{,}4870 \pm 0{,}0011 \text{ MeV} \,. \tag{22}$$

Nous avons supposé que l'erreur relative introduite par l'étalonnage du spectromètre était indépendante de l'énergie.

d) Discussion

Nous voyons de la Figure 11 que l'accord entre l'expérience et la théorie est moins frappant que dans le cas de la transition de 2,18 MeV, indépendemment de l'importance

relative des erreurs statistiques. En considérant les incertitudes sur l'énergie limite du spectre et sur l'étalonnage, nous pouvons cependant dire que les mesures sont compatibles avec le spectre coulombien. Il serait tentant d'améliorer l'accord en accentuant la correction de résolution finie, mais aucune évidence expérimentale ne permet de le faire. De même, sur la base de l'analyse du spectre de la transition de 2,18 MeV, il n'est pas possible de modifier la correction apportée par l'effet d'écran. En cet état de choses, il serait aléatoire de discuter les effets de structure nucléaire dans le cas de cette transition.

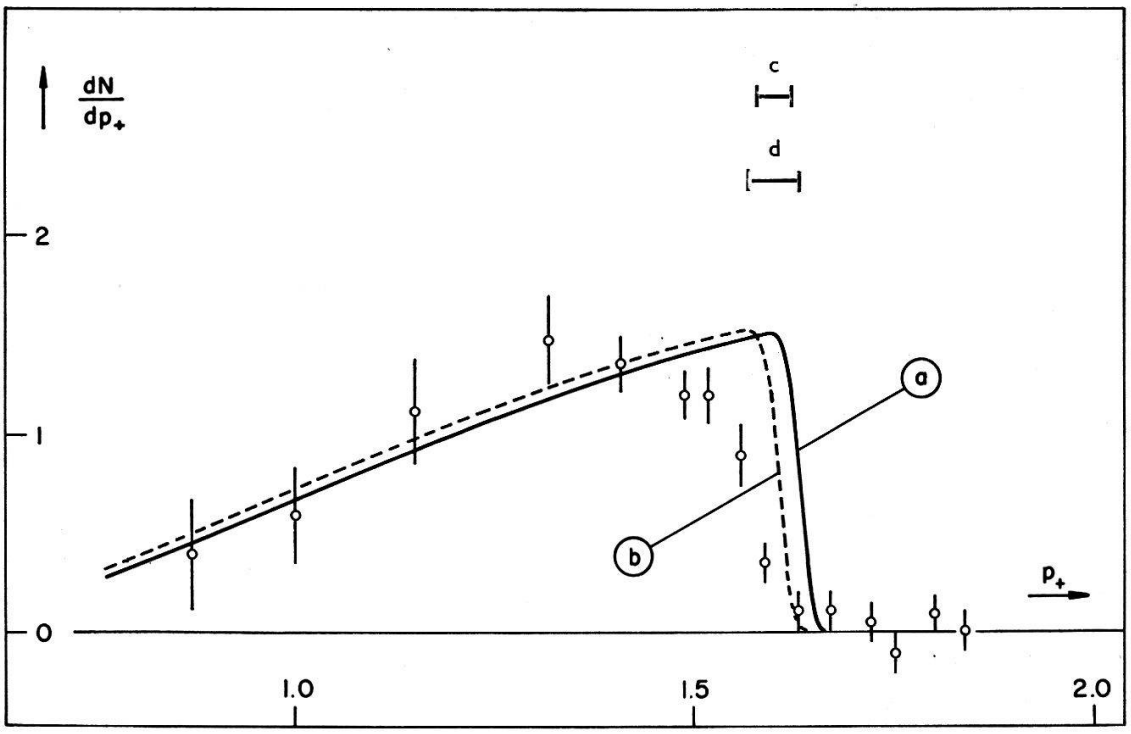

Figure 11

Positrons de paires internes de la transition de 1,49 MeV.
a) Après soustraction de la contribution de la transition supérieure et des paires externes.
b) Translation produite par l'effet d'écran
c) Incertitude sur l'énergie de la transition
d) Incertitude sur l'étalonnage du spectromètre

IV. Ensemble des résultats actuels

La formation de paires internes est devenue un domaine important de la spectroscopie nucléaire. Son application à la détermination de la multipolarité des transitions apporte des informations appréciables dans l'étude des niveaux du noyau. Le nombre de cas où cette méthode a été utilisée est suffisant pour qu'il soit possible d'en dégager les tendances systématiques. Nous ne considérerons pas ici les mesures de corrélation angulaire électron-positron de paire qui ont déjà fait l'objet d'un article détaillé [28] et nous nous limiterons à la discussion des transitions dipolaires électriques. La détermination de la multipolarité de ces transitions par la formation de paires est univoque, ce qui fait l'intérêt de la méthode.

La détermination directe du coefficient α_π se heurte à de grandes difficultés expérimentales. Par contre, une grandeur accessible est le rapport α_π/α_K égal au nombre de positrons de paires par électron de conversion interne de la même transition. Les

valeurs calculées par SLIV [25] de α_K permettent alors de déterminer α_π. Remarquons cependant que α_π/α_K est souvent plus sensible à la multipolarité que α_π à lui seul. Si la ligne de conversion est mesurée dans les mêmes conditions que le spectre de paires, ce rapport est indépendant de la transmission du spectromètre. Il en est de même du nombre de positrons de paires par électron d'un spectre bêta pris avec le même appareil. Cette méthode a l'inconvenient de faire appel, comme nous l'avons vu au Chap. III, à des grandeurs étrangères à la mesure. Le schéma de désintégration de l'isotope à étudier sera naturellement déterminant dans le choix de la méthode.

Les résultats expérimentaux entrent dans trois classes:

I. Transitions de multipolarité certaine. La mesure de α_π de ces transitions permet la comparaison avec les prévisons théoriques et détermine la valeur de la méthode. Les spectres de paires internes de 8 transitions dipolaires électriques ont été mesurés.

II. Transitions de multipolarité inconnue, avec possibilité de mélange. La mesure du spectre de paires a permis d'attribuer à 4 transitions le caractère dipolaire électrique. La valeur de α_π aide en outre à déterminer le paramètre $\delta^2(M\,2/E\,1)$ de mélange de multipolarité.

III. Transitions de multipolarité inconnue, mais allant au fondamental. Il n'existe pas actuellement de résultats expérimentaux entrant dans cette classe. La détermination de α_π serait particulièrement intéressante dans les noyaux pairs-pairs.

Remarquons qu'à une exception près les résultats antérieurs à ce travail ne permettent pas de tirer de conclusions valables quant à la forme des spectres de paires. L'analyse de spectres composés est rendue difficile par l'importance des erreurs statistiques et par les lacunes dans les prévisions théoriques au moment où elle a été faite. Cependant, la détermination du coefficient total de formation est généralement assez précise pour notre besoin.

^{124}Te

DZHELEPOV et al. [29] ont mesuré les spectres de positrons suivant la désintégration de ^{124}Sb. Le caractère dipolaire électrique dominant de la transition 3^-—2^+ de 1692 keV dans le ^{124}Te était soutenu par une mesure de conversion interne et a été confirmé depuis [30], alors que celui de la transition de 2088 keV n'était pas connu. Les spectres de paires internes de ces transitions, rapportés à un spectre d'électrons, permettent de déterminer α_π si les intensités quantiques sont connues. En prenant les intensités $I(1692) = 48\%$ et $I(2088) = 7\%$ et en supposant que la forme des spectres est la même que pour une transition 0—0, Dzhelepov donne

$$\alpha_\pi(1692) = (3{,}8 \pm 1{,}2) \times 10^{-4} \quad \text{et} \quad \alpha_\pi(2088) = (5{,}7 \pm 1{,}8) \times 10^{-4}\,.$$

La multipolarité de la seconde transition semble ainsi établie, ainsi que la faible contribution quadrupolaire magnétique à ces transitions.

^{144}Nd

La mesure des spectres de paires internes des transitions de 1,49 et 2,18 MeV dans le ^{144}Nd a fait l'objet de ce travail. Nous avons vu que la multipolarité de ces transitions est certaine. Les spectres de positrons, rapportés au spectre d'électrons allant au niveau fondamental, permettent de déterminer les valeurs

$$\alpha_\pi(1{,}49) = (1{,}9 \pm 0{,}8) \times 10^{-4} \quad \text{et} \quad \alpha_\pi(2{,}18) = (6{,}7 \pm 1{,}0) \times 10^{-4}\,.$$

Une large part des erreurs indiquées est due à l'incertitude sur les intensités quantiques des transitions. L'attention a été portée principalement sur la forme de ces spectres. L'accord avec les spectres coulombiens que nous avons calculés est remarquable, spécialement dans le cas de la transition de 2,18 MeV.

^{152}Sm et ^{154}Gd

KAMINSKII et al. [31] ont mesuré le spectre des positrons produits dans la désintégration de ^{152}Eu et de ^{154}Eu. Cette mesure a été reprise par ANTONOVA et al. [32]. Les sources étaient préparées par capture de neutrons dans un mélange d'isotopes naturels, de sorte que les deux activités coexistent. Le spectre présente, superposées à un continu β^+, deux discontinuités correspondant aux spectres de paires internes des transitions de 1409 keV dans le ^{152}Sm et de 1276 keV dans le ^{154}Gd. La séparation est faite en supposant que leur forme est la même que celle prévue par JÄGER et HULME [4] pour $Z = 84$. Le rapport α_π/α_K est déterminé pour la transition de 1409 keV et donne, en prenant $\alpha_K = 0{,}48 \times 10^{-3}$

$$\alpha_\pi(1409) = (1{,}6 \pm 0{,}2) \times 10^{-4}\,.$$

L'intensité relative des transitions gamma $I_{1276} = 0{,}35\ I_{1409}$ [33] conduit à la valeur

$$\alpha_\pi(1276) = (0{,}8 \pm 0{,}2) \times 10^{-4}\,.$$

Le paramètre de mélange $\delta^2(M\,2/E\,1) = 0{,}005$ donné par DEBRUNNER [34] montre que la multipolarité de la transition de 1409 keV est à peu près pure. Les mesures de corrélation $\gamma - \gamma$ polarisés circulairement [35] et de conversion interne [36] indiquent qu'il en est de même pour la transition de 1276 keV.

Les résultats théoriques récents sur la forme de spectre de positrons de paires [2] montrent que la valeur de $\alpha_\pi(1276)$ pourrait être sous-estimée.

^{205}Pb et ^{206}Pb

Une étude des spectres de positrons du ^{205}Pb et du ^{206}Pb a été faite par BRUNNER et al. [37]. L'analyse détaillée de cette mesure est donnée par PERDRISAT et al. [27]. Dans l'interprétation des résultats, il y a lieu de distinguer entre les transitions dont la multipolarité était établie quand leurs spectres de positrons de paires ont été mesurés et les transitions nouvelles, identifiées par leurs lignes de conversion interne, dont l'existence a été confirmée et la multipolarité déterminée par leurs spectres de paires. Dans la première catégorie entrent les transitions dipolaires électriques $5^- - 4^+$ de 1596 et 1720 keV du ^{206}Pb et $9/2^+ - 7/2^-$ de 1863 et 1906 keV du ^{205}Pb. Dans la seconde, les transitions de 1845, 1880 et 1903 keV appartenant toutes trois au ^{206}Pb. L'analyse est faite en supposant que la forme de tous les spectres de paires est celle donnée par JÄGER et HULME [4] pour les transitions dipolaires électriques et qu'elle est la même pour toutes les multipolarités. Les valeurs de α_π de ces transitions sont déterminées en introduisant les valeurs de SLIV [25] de α_K dans le rapport expérimental α_π/α_K et sont

$$\alpha_\pi(1596) = (2{,}2 \pm 0{,}9) \times 10^{-4}$$

$$\alpha_\pi(1720) = (3{,}05 \pm 0{,}16) \times 10^{-4}$$

$$\alpha_\pi(1863) = (3{,}38 \pm 0{,}83) \times 10^{-4}$$

$$\alpha_\pi(1906) = (4{,}89 \pm 1{,}61) \times 10^{-4}$$

pour les transitions de multipolarité connue, et

$$\alpha_\pi(1845) = (3{,}82 \pm 0{,}43) \times 10^{-4}$$
$$\alpha_\pi(1880) = (4{,}00 \pm 0{,}27) \times 10^{-4}$$
$$\alpha_\pi(1903) = (1{,}34 \pm 1{,}07) \times 10^{-4}$$

pour les transitions de multipolarité à déterminer.

Les résultats publiés ultérieurement par WIENER et al. [38] sont en accord avec les précédents, sauf en ce qui concerne la transition de 1903 keV du ^{206}Pb, dont la multipolarité n'est pas déterminée de façon univoque. Une comparaison plus approfondie est impossible, ces auteurs n'indiquant pas leurs limites d'erreur.

La mesure de la forme du spectre de positrons de paires de la transition de 1720 keV du ^{206}Pb a été comparée par LOMBARD [2] aux résultats qu'il a obtenu dans l'approximation coulombienne. L'expérience et la théorie sont en accord et les effets de structure nucléaire sont inférieurs aux erreurs de mesure.

L'ensemble de ces résultats est reporté dans la Figure 12. Les transitions de la classe I ont des barres d'erreur pleines, celles de la classe II pointillées. Les courbes théoriques sont prises de LOMBARD [2] pour $Z = 0$ et $Z = 84$, de ce travail pour $Z = 60$. Les courbes $Z = 0$ et $Z = 84$ calculées par LOMBARD et al. [39] pour les transitions dipolaires magnétiques sont données à titre de comparaison. De même, les valeurs de α_π de quelques transitions quadrupolaires électriques certaines sont reportées dans cette figure.

Cette analyse montre que les valeurs de α_π obtenues dans l'approximation coulombienne sont bien vérifiées par l'expérience. La détermination de la multipolarité par cette méthode est de plus univoque pour les transitions dipolaires électriques, ce qui n'est pas le cas pour les autres multipolarités, où des données complémentaires sont nécessaires pour lever l'indétermination.

Les spectres de paires des transitions de 1720 keV du ^{206}Pb et de 2185 keV du ^{144}Nd ne permettent pas de mettre en évidence les effets de structure nucléaire, ce qui confirme la validité des évaluations de LOMBARD [2] de ces effets dans les transitions dipolaires électriques rapides.

V. Conclusions

Les spectres de positrons de paires internes de deux transitions dipolaires électriques dans le ^{144}Nd ont fait l'objet d'une étude théorique et expérimentale. Nous avons calculé les coefficients différentiel et total de formation de paires dans l'approximation coulombienne. Les résultats qui existaient antérieurement ont été notablement améliorés par une précision accrue dans l'évaluation numérique des éléments de matrice électroniques et du fait qu'un plus grand nombre de configurations électroniques possibles a été retenu. L'influence de l'effet d'écran produit par les électrons atomiques a été considéré en première approximation.

Nous avons analysé nos mesures sur la base des spectres donnés par l'approximation coulombienne. Dans l'ensemble, l'accord entre l'expérience et la théorie est satisfaisant en ce qui concerne la forme des spectres. Il est ainsi possible d'en conclure que le rôle que jouent les effets de structure nucléaire dans ces transitions est certainement inférieur aux erreurs de mesure. Les incertitudes d'origine expérimentale, parti-

culièrement celles dues à l'étalonnage en énergie du spectromètre et à la correction de résolution finie, ne permettent pas de mettre l'effet d'écran en évidence de façon certaine. L'évaluation que nous en avons donnée paraît donc suffisante. Le coefficient total de formation de paires est lui aussi correctement rendu par l'approximation coulombienne, comme le montre une analyse systématique des résultats actuels.

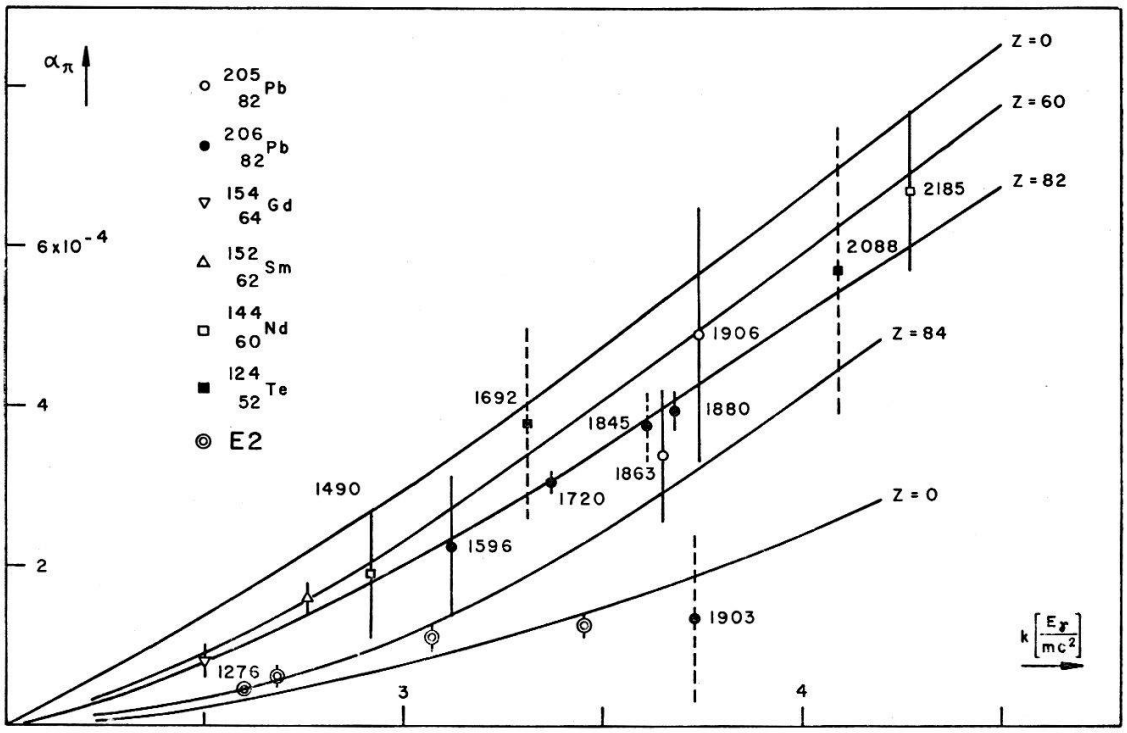

Figure 12

Coefficient total de formation de paires internes.
Les trois courbes supérieures se rapportent aux transitions dipolaires électriques, les deux courbes inférieures aux transitions dipolaires magnétiques. Les résultats expérimentaux sont discutés dans le texte.

Nous pouvons en conclure qu'en ce qui concerne les transitions dipolaires électriques, la formation de paires internes est très bien décrite par l'approximation coulombienne et qu'une détermination univoque de multipolarité est possible par cette méthode.

Nous tenons à exprimer ici notre vive gratitude à M. le Professeur J. P. Blaser pour l'intérêt qu'il a bien voulu manifester à ce travail et le soutien qu'il nous a accordé. Notre chaleureuse reconnaissance va également à MM. Leisi, Lombard, Perdrisat et Hess pour leur collaboration, leurs suggestions et pour d'enrichissantes discussions. M. Dirren a mérité nos sincères remerciements par l'aide qu'il nous a apportée dans les questions d'ordre expérimental. M. Roehmer a eu l'amabilité de mettre son spectromètre à notre disposition pour les mesures de spectres gamma. Nous lui en sommes très reconnaissants. Nous remercions encore M. le Professeur M. Jean des facilités qu'il nous a accordées dans l'utilisation de l'ordinateur UNIVAC 1107 de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et Mlle T. Commau qui s'est chargée des problèmes de programmation.

Réferences

[1] A. I. Akhiezer and V. B. Berestetsky, Quantum Electrodynamics, AEC-tr-2876 (1953).
[2] R. J. Lombard, Helv. phys. Acta *37*, 3 (1964).
[3] M. E. Rose, *Internal Conversion Coefficients*, (North Holland Publishing Company, Amsterdam 1958).
[4] J. C. Jäger and H. R. Hulme, Proc. Roy. Soc. *148*, 708 (1935).
[5] P. Gombas, *Handbuch der Physik*, Bd. 36 (Springer Verlag 1956).
[6] L. H. Thomas, J. Chem. Phys. *22*, 1758 (1954).
[7] C. Longmire and H. Brown, Phys. Rev. *75*, 1102 (1949).
[8] M. E. Rose and G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. *48*, 211 (1935); M. E. Rose, Phys. Rev. *76*, 678 (1949).
[9] V. A. Krutov et V. G. Gorskov, JETP *12*, 417 (1961).
[10] R. J. Lombard and A. Børs, Nucl. Phys. *48*, 333 (1963).
[11] L. A. Sliv, Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz. *22*, 29 (1952).
[12] E. L. Church and J. Weneser, Ann. Rev. Nucl. Sci. *10*, 193 (1960).
[13] G. Cramer and S. G. Nilsson, Nucl. Phys. *35*, 273 (1962).
[14] O. Nathan, V. I. Popov, Nucl. Phys. *21*, 631 (1960).
[15] W. Zuk, S. Gustafsson, Ark. Fysik *24*, 69 (1963).
[16] J. F. Bakken, R. Hess, J. W. Sunier, Helv. phys. Acta *35*, 555 (1957).
[17] E. I. Firsov, A. A. Bashilov, Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. *21*, 1633 (1957).
[18] V. R. Burmistrov, Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. *23*, 890 (1959).
[19] F. T. Porter, P. P. Day, Phys. Rev. *114*, 1286 (1959).
[20] W. Zünti, Helv. phys. Acta *21*, 179 (1948).
[21] H. J. Leisi, J. H. Brunner, C. F. Perdrisat et P. Scherrer, Helv. phys. Acta *34*, 161 (1961).
[22] R. L. Graham, J. S. Geiger and T. A. Eastwood, Can. J. Phys. *36*, 1084 (1958).
[23] V. R. Burmishov, Bull. Akad. Sci. USSR, Phys. Ser. (Columbia Tech. Translation) *23*, 890 (1959).
[24] J. E. Monahan, S. Raboy et C. C. Trail, Phys. Rev. *123*, 1373 (1961).
[25] L. A. Sliv and I. M. Band, *Coefficients of Internal Conversion of Gamma radiation* (Académie des Sciences d'URSS, Moscou 1956).
[26] J. H. Brunner et R. J. Lombard, Helv. phys. Acta *39*, 211 (1966).
[27] C. F. Perdrisat, J. H. Brunner et H. J. Leisi, Helv. phys. Acta *35*, 175 (1962).
[28] E. K. Warburton, D. E. Alburger, A. Gellman, P. Wagner et L. F. Chase jr., Phys. Rev. *133*, B 42 (1964).
[29] B. S. Dzhelepov, O. E. Kraft, Izvest. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. *20*, 343 (1956). Columbia Tech. Translation p. 314 (1956).
[30] B. S. Dzhelepov, N. N. Zhukovsky, Nucl. Phys. *6*, 655 (1958).
[31] D. L. Kaminskii, M. G. Kaganskii, JETP *8*, 646 (1959).
[32] S. F. Antonova, S. S. Vasilenko, M. G. Kaganskii, D. L. Kaminskii, JETP *10*, 477 (1960).
[33] B. S. Dzhelepov, Zhukovsky, Nedovesov, Izvest. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. *19*, 296 (1955). Columbia Tech. Translation p. 269.
[34] P. Debrunner, Helv. phys. Acta *33*, 3 (1960).
[35] R. T. Castle, Nucl. Sci. Abstr. *18*, 158 No 1081 (1964).
[36] T. Katoh, W. H. Brantley, J. H. Hamilton and E. F. Zganjar, Bull. Am. Phys. Soc. *9*, N° 4, 497 ,KA 8 (1964).
[37] J. H. Brunner, R. Lombard, C. F. Perdrisat et H. J. Leisi, Helv. phys. Acta *34*, 472 (1961).
[38] R. Wiener, C. Chasman, P. Harihar and C. S. Wu, Phys. Rev. *130*, 1069 (1963).
[39] R. J. Lombard et W. Fischer, Helv. phys. Acta *37*, 429 (1964).
[40] S. C. Curran, *Luminescence and Scintillation Counter* (Butterworths Scientific Publications, London 1953), p. 19.
[41] H. Slätis and K. Siegbahn, Ark. Fys. *4*, 485 (1952).