

Etude des transitions bêta une fois interdites de ^{38}Cl , ^{42}K et ^{88}Rb par la méthode des corrélations angulaires -

Autor(en): **Hess, R.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **41 (1968)**

Heft 1

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113876>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Etude des transitions bêta une fois interdites de ^{38}Cl , ^{42}K et ^{88}Rb par la méthode des corrélations angulaires $\beta\text{--}\gamma$

par **R. Hess**

Laboratoire de Physique des Hautes Energies, EPF, Zürich

(25 IX 67)

Summary. First forbidden beta transitions of the type $2^- \rightarrow 2^+$ have been studied in the decays of ^{38}Cl and ^{42}K by measuring $\beta\text{--}\gamma$ directional correlations and $\beta\text{--}\gamma$ circular polarization correlations. Large negative values of the anisotropy factors, particularly in the case of ^{38}Cl , confirm that these β -transitions can not be described by the ξ -approximation. Therefore, all the nuclear matrix elements (NME) may be computed from the experimental data and the available results of shape factor measurements. The Morita formalism has been used. The CVC prediction and the Ahrens-Feenberg relation were assumed for the analysis. Possible deviation from these relations have been discussed. The results are characterized by the predominance of the NME of tensor order zero ($\int \sigma \cdot r$ and $\int \gamma_5$) and by a non-vanishing value of $\int B_{ij}$. The NME of tensor order one are completely absent in one of the solutions. An attempt has been made to explain these results within the framework of the shell model with configurations mixing.

The analogue β -transition in the decay of ^{88}Rb has also been investigated. The $\beta\text{--}\gamma$ directional correlation has been measured. A large positive anisotropy factor was found, which rules out the ξ -approximation in this case also.

I. Introduction

Les nombreuses études expérimentales et théoriques de cette dernière décennie ayant pour objet l'interaction faible ont clarifié considérablement nos conceptions dans ce domaine [1]. Le formalisme de la désintégration bêta des noyaux semble, d'une manière générale, établi [2]. Aussi l'étude des transitions bêta est devenu une méthode d'investigation de la structure nucléaire.

D'autre part, bien que ces expériences soient toujours délicates, et les fréquents désaccords entre les résultats de différents auteurs sont là pour le confirmer, elles sont actuellement plus facilement réalisables, surtout grâce au développement prodigieux des moyens électroniques.

Les éléments de matrice nucléaire (EMN) sont les paramètres de la théorie. Ces grandeurs, analogues aux amplitudes de multipolarité d'une transition électromagnétique, sont étroitement liées aux propriétés des états nucléaires entre lesquels a lieu la transition bêta. Il devient alors intéressant d'estimer ces paramètres à partir de l'expérience. L'estimation est aisée dans le cas des transitions permises [3], décrites par deux EMN seulement, $\int 1$ et $\int \sigma$; aussi un grand nombre de ces transitions ont déjà fait l'objet de systématiques et de comparaisons à des prévisions théoriques [4].

L'analyse des transitions une fois interdites est plus compliquée; d'une part, six EMN contribuent à leur description, bien que souvent ce nombre soit restreint par des considérations sur les moments angulaires J_i et J_f des états du noyau, et d'autre part,

les transitions d'énergie maximum petite sont soumises à l'approximation ξ , leur comportement étant dominé par le champ coulombien du noyau et seules une ou deux combinaisons linéaires des EMN peuvent être déterminées expérimentalement. Malgré cela, les transitions, dont les EMN ont été estimés avec plus ou moins de succès, voir même interprétés, sont assez nombreuses, surtout celles de type $\Delta J = 1$, telles que $3^- \beta 2^+$, $1^- \beta 2^+$ et $1^- \beta 0^+$ [5]. Pour les transitions $\Delta J = 0$, telles que $2^- \beta 2^+$, il est impossible ordinairement, malgré la précision des mesures, de trouver des solutions univoques et suffisamment restreintes à chacun des six EMN. Il est ensuite très difficile de dégager une conclusion nette lors d'une comparaison de ceux-ci à des valeurs théoriques, comme le montre le cas des transitions $2^- \beta 2^+$ et ^{84}Rb et ^{86}Rb [6]. Un meilleur test serait de calculer à l'aide des EMN théoriques toutes les grandeurs observées de la transition β et d'effectuer la comparaison sur les mesures elles-mêmes. Néanmoins ce genre d'analyse est probablement rébarbatif pour un théoricien, lequel préfère assurément des données expérimentales les plus condensées possibles. D'ailleurs les fonctions d'onde généralement utilisées ne le permettent pas; le plus souvent, seules quelques relations entre les EMN peuvent être évaluées théoriquement.

Dans ce travail, nous nous sommes proposés d'étudier les transitions $2^- \beta 2^+$ de la désintégration de ^{38}Cl et de ^{42}K en suivant partiellement ce point de vue. Nous avons supposé que les fonctions d'onde nucléaires sont données correctement par le modèle des couches [7], les noyaux filles respectifs ^{38}A et ^{42}Ca étant semi-magiques. Nous en avons déduit des relations générales entre les EMN non relativistes $\int \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}$, $\int \mathbf{r}$, $\int \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{r}$ et $\int B_{ij}$, ce qui a diminué d'autant le nombre de paramètres indépendants dans l'analyse.

Nous avons envisagé d'examiner également les cas analogues de ^{88}Rb et de ^{142}Pr . En ce qui concerne le ^{142}Pr , nous avons déjà publié les résultats expérimentaux [9]; cependant l'énergie maximum de la transition β est trop faible pour permettre une analyse détaillée, l'approximation ξ [8] étant valable [10]. D'autre part le schéma de désintégration de ^{88}Rb est encore mal connu; en particulier la forme du spectre $2^- \beta 2^+$ n'a jamais été mesurée. C'est pourquoi nous nous sommes contentés ici d'indiquer seulement les résultats de la corrélation directionnelle $\beta \gamma(\theta)$ sans les interpréter.

Dans le chapitre II nous rappelons brièvement le formalisme de la désintégration β . Le chapitre III est consacré aux expériences; nous avons mesuré:

- Les corrélations directionnelles $2^- \beta 2^+ \gamma 0^+$ de ^{38}Cl , ^{42}K et ^{88}Rb en fonction de l'énergie des électrons.
- Les corrélations angulaires $2^- \beta 2^+ \gamma 0^+$ polarisé circulairement de ^{38}Cl et ^{42}K , intégrées sur l'énergie des bêtas.
- La corrélation directionnelle $^{144}\text{Pr } 0^- \beta 2^+ \gamma 0^+$ ^{144}Nd et la corrélation $\beta - \gamma$ polarisé circulairement de la désintégration du ^{60}Co . Ces dernières mesures ont servi de contrôle.

Dans cette partie nous décrivons les dispositifs de mesure, les sources et les différentes corrections qu'il convient d'apporter aux résultats; ceux-ci sont présentés à la fin du chapitre. Un dernier chapitre est consacré à la détermination des EMN expérimentaux et à l'interprétation des mesures.

II. Rappels théoriques et formules utilisées

1. Interaction $V - A$ et éléments de matrice nucléaire

L'hamiltonien de la désintégration bêta est bien connu [11]; l'interaction est décrite par le couplage local des courants nucléaire et leptonique de caractère vectoriel (V) et pseudovectoriel (A).

$$H = \int d\tau [\psi_f^* \gamma_4 (V_\mu - A_\mu) \psi_i]_{\text{nucl.}} [\psi_e^* \gamma_4 \gamma_5 (1 + \gamma_5) \psi_\nu]_{\text{lept.}} + \text{h.c.} \quad (1)$$

L'intégrale porte sur tout le volume du noyau. Les opérateurs V_μ et A_μ sont habituellement décomposés en une somme d'opérateurs à une particule

$$(V_\mu - A_\mu) = \sum_{n=1}^A \gamma_\mu (C_V - C_A \gamma_5) \tau_n^+ . \quad (2)$$

La sommation dans (2) s'étend sur tous les A nucléons du noyau. ψ_i et ψ_f sont les fonctions d'onde initiale et finale nucléaires, ψ_ν et ψ_e celles du neutrino et de l'électron; γ_μ sont les matrices de Dirac et τ^+ l'opérateur sur l'espace d'isospin qui effectue la transformation neutron-proton. L'interaction (1) est invariante par rapport à une inversion du temps de sorte que les constantes de couplage C_V et C_A sont réelles. Dans le cadre de la théorie du courant vectoriel conservé, C_V est une constante universelle [12]. Il existe toutefois un petit désaccord entre les valeurs obtenues à partir de la désintégration bêta de ^{14}O et de celle du méson μ : $(C_V)_{^{14}\text{O}} = 0,98$ $(C_V)_\mu = 1,418 \cdot 10^{-49} \text{ erg cm}^3$ [13]. Ce désaccord est cependant expliqué par la théorie de GABBIBO [14]. La constante C_A , théoriquement identique à C_V [15], doit être «renormalisée» afin de tenir compte de l'influence mésonique. Il est généralement admis [16], mais non établi [17], qu'elle est indépendante du noyau considéré; elle est déterminée à partir de la durée de vie du neutron libre: $C_A = [-1,18 \pm 0,025] C_V$. Par la suite, nous rappellerons très brièvement la définition des EMN ainsi que la façon dont ils sont introduits dans la théorie. Il convient de réécrire l'hamiltonien à l'aide des opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre K [18], $T_{Kl\gamma}^M$, les états nucléaires étant caractérisés par leur moment angulaire J et leur parité π :

$$H = \sum_{n=1} \sum_{K,l,\gamma,M} (-1)^{K+M} \int r^2 dr \left\{ \int d\Omega [\psi_i^* (C_V - C_A \gamma_5) T_{Kl\gamma}^M \tau_n^+ \psi_i] \right\}_{\text{nucl.}}^* \left\{ \int d\Omega [\psi_e^* (1 + \gamma_5) T_{Kl\gamma}^{-M} \psi_\nu] \right\}_{\text{lept.}} + \text{h.c.} \quad (3)$$

Les opérateurs $T_{Kl\gamma}^M$ sont définis au moyen des harmoniques sphériques Y_l^M et des matrices de Pauli σ^i :

$$T_{Kl\gamma}^M = \sum_v (-1)^{l-M-\gamma} \sqrt{2k+1} \begin{pmatrix} \gamma & l & K \\ M-\gamma & \gamma & -M \end{pmatrix} [\sum^{M-\gamma} \gamma_5]^\gamma (i^l Y_l^v);$$

$$\sum^i \equiv \begin{pmatrix} \sigma^i & 0 \\ 0 & \sigma^i \end{pmatrix}; \gamma = 0,1. \quad (4)$$

Le pas suivant consiste à évaluer la partie leptonique en employant pour ψ_e et ψ_ν des solutions de l'équation de Dirac avec le potentiel coulombien du noyau, solutions

qui se comportent asymptotiquement comme des ondes planes. D'une manière générale ce calcul est assez compliqué et fastidieux. L'expression (3) est alors transformée en une somme infinie dont chaque terme est le produit d'une partie angulaire leptonique, totalement connue, et des intégrales radiales correspondantes de type

$$\int r^2 dr \left[\int \{ \psi_f^* (\gamma_5)^t T_{Kl\gamma}^M \psi_i \}_{\text{nucl.}} d\Omega_n \right] g_{\kappa_e(L_e)}(pr) j_{L_v(\kappa_v)}(qr); \text{ etc.} \quad (5)$$

$t = 0, 1$. Les fonctions f_{κ_e} , g_{κ_e} et j_{L_v} représentent les parties radiales de la composante sphérique $\psi_{j\kappa M}$ dans ψ_e et ψ_v respectivement. La grandeur de ces amplitudes décroît très rapidement lorsque le nombre quantique κ augmente en valeur absolue, de sorte que dans la somme seuls les premiers termes sont retenus. Par ailleurs les intégrales (5) dépendent encore de l'énergie des leptons à travers les fonctions f_{κ_e} , g_{κ_e} et j_{L_v} . Pour éliminer des intégrales cette dépendance sur l'énergie, il faut développer à leur tour les expressions (5). Habituellement les fonctions f_{κ_e} , ... etc., sont remplacées par leur forme asymptotique quand r tend vers zéro et il apparaît des quantités qui ne peuvent être évaluées qu'en connaissant les fonctions d'onde nucléaires ψ_i et ψ_f .

$$\int r^2 dr \left\{ \int d\Omega_n [\psi_L^* r^l (\gamma_5)^t T_{Kl\gamma}^M \tau^+ \psi_i] \equiv \langle \alpha_f J_f M_f | T_{Kl\gamma,t}^T | \alpha_i J_i M_i \rangle \right\}_{t=0,1} \quad (6)$$

et

$$\langle f | T_{Kl\gamma,t}^M | i \rangle = (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & K & J_i \\ -M_f & M & M_i \end{pmatrix} \langle \alpha_f J_f || T_{Kl\gamma,t} || \alpha_i J_i \rangle. \quad (7)$$

Ce sont les paramètres de la théorie, les éléments de matrice nucléaires. Les EMN réduits qui régissent les transitions bêta une fois interdites sont indiqués dans le tableau 1. Leurs règles de sélection et leurs correspondances avec les différentes notations rencontrées dans la littérature sont également données dans le tableau.

Remarques. L'expression (2) n'est générale que dans l'approximation de l'impulsion. Lorsque le moment de recul q du nucléon transformé n'est pas négligeable, il apparaît d'une part dans (2) des termes «induits» [14]; d'autre part les EMN doivent être considérés comme des facteurs de forme [21]. Les EMN constants [7] correspondent au premier terme de ces fonctions, les termes négligés étant de l'ordre de $(qR)^2$ où R est le rayon nucléaire.

Par ailleurs BÜHRING [22] a reformulé la théorie des transitions bêta une fois interdites sans négliger les termes supérieurs du développement de (5). Cependant la vérification expérimentale de cette théorie est peu réalisable dans le cas général, vu le grand nombre de paramètres qu'elle introduit.

2. Les observables d'une transition bêta une fois interdite

La théorie des transitions bêta une fois interdites ainsi que les expressions des diverses grandeurs déterminées expérimentalement sont formulées dans un article de revue dû à WEIDENMÜLLER [23]. Aussi nous ne rappellerons ici que les expressions qui nous sont nécessaires.

La probabilité par unité de temps pour qu'un noyau effectue une transition bêta d'énergie totale maximum W_0 en émettant un électron d'énergie comprise entre W et $W + dW$ est donnée par

$$N(W) dW = \frac{1}{2\pi^3} F(Z, W) p W (W_0 - W)^2 A_0(W) dW. \quad (8)$$

Tableau 1

Eléments de matrice nucléaires des transitions bêta une fois interdites

Diverses notations des éléments de matrice nucléaires réduits				Interaction	Règles de sélection	$\Delta\pi$	Ordre de grandeur
Cartésienne «Kotani» [19]	«Morita» = [20]	«sphérique» $\times$ (normalisation)					
$\eta' v' = C_A \int i \gamma_5$	$\eta v = C_A \mathfrak{M}(\gamma_5)$	$C_A \langle \ T_{000,1} \ \rangle$	C	A	$\Delta J = 0$	oui	v/c
$\eta' w' = C_A \int \sigma \cdot r$	$\eta w = C_A i \mathfrak{M}(\sigma \cdot r)$	$C_A \langle \ T_{011,1} \ \rangle$	$-C$	A	$\Delta J = 0$	oui	kR
$\eta' x' = -C_V \int r$	$\eta x = C_V i \mathfrak{M}(r)$	$C_V \langle \ T_{110,0} \ \rangle$	$C/\sqrt{3}$	V	$\Delta J = 0, \pm 1$ pas $0 \rightarrow 0$	oui	kR
$\eta' y' = -C_V \int i \alpha$	$\eta y = C_V \mathfrak{M}(\alpha)$	$C_V \langle \ T_{101,0} \ \rangle$	$C/\sqrt{3}$	V	$\Delta J = 0, \pm 1$ pas $0 \rightarrow 0$	oui	v/c
$\eta' u' = C_A \int i \sigma \times r$	$\eta u = C_A \mathfrak{M}(\sigma \times r)$	$C_A \langle \ T_{111,1} \ \rangle$	$-\sqrt{2/3} C$	A	$\Delta J = 0, \pm 1$ pas $0 \rightarrow 0$	oui	kR
$\eta' z' = C_A \int B_{ij}$	$\eta z = C_A i \mathfrak{M}(B_{ij})$	$C_A \langle \ T_{211,1} \ \rangle$	$-\sqrt{4/3} C$	A	$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ pas $0 \rightarrow 0, 0 \leftrightarrow 1, 1/2 \rightarrow 1/2$	oui	kR
$i \eta' = \eta$	$\alpha = -\mathfrak{M}(\alpha):$	$v' = v$	$w' = -w$	$x' = x$	$y' = y$	$u' = u$	$z' = -z; \quad C = (4\pi/(2J_i + 1))^{1/2}$

Dans cette équation $F(Z, W)$ est la fonction de Fermi; le facteur de correction du spectre bêta $A_0(W)$ est défini ci-dessous. Nous avons posé, selon l'habitude, $\hbar = m = c = 1$.

En intégrant (8) sur l'énergie W nous obtenons la probabilité de transition et par suite sa valeur ft .

$$f = \int_1^{W_0} F(Z, W) p W (W_0 - W)^2 dW$$

$$t = \frac{\ln 2}{\int_1^{W_0} N(W) dW}$$

$$ft = \ln 2 \frac{\int_1^{W_0} F(Z, W) p W (W_0 - W)^2 dW}{\int_1^{W_0} N(W) dW}. \quad (9)$$

Considérons maintenant le cas où une transition électromagnétique de multipolarité L et L' succède à la désintégration bêta et soit $J_i \xrightarrow{\beta} J_f \xrightarrow{\gamma} J_{ff}$. La probabilité pour que ce gamma forme un angle θ avec un électron d'énergie comprise entre W et $W + dW$ est exprimée par la fonction de corrélation angulaire

$$\Omega(\theta, \tau, W) dW d\theta = \frac{1}{2\pi^3} F(Z, W) p W (W_0 - W)^2 \omega(\theta, \tau, W) dW d\theta$$

$$\omega(\theta, \tau, W) = A_0(W) + \tau A_1(W) P_1(\cos \theta) + A_2(W) P_2(\cos \theta) + \tau A_3(W) P_3(\cos \theta) \quad (10)$$

$\tau = \pm 1$ suivant que la polarisation circulaire du gamma est droite ou gauche. Les quantités $A_i(W)$ devant les polynômes de Legendre $P_i(\cos \theta)$ sont des expressions de la forme

$$A_i(W) = \sum_{K, K'=0}^2 G_{KK'}^{(i)} b_{KK'}^{(i)} \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (11)$$

Les paramètres de particule $b_{KK'}^{(i)}$ rendent compte des propriétés de la transition bêta; ce sont des expressions bilinéaires des EMN d'ordre tensoriel K et K'

$$b_{KK'}^{(i)} = \sum_{\substack{l \gamma t \\ l' \gamma' t'}} S(W, K l \gamma t, K' l' \gamma' t') \langle \| T_{K l \gamma, t} \| \rangle \langle \| T_{K' l' \gamma', t'} \| \rangle. \quad (12)$$

Les facteurs $G_{KK'}^{(i)}$ dépendent en plus de K, K' et i , des spins J_i, J_f et J_{ff} des états nucléaires ainsi que de la multipolarité L et L' du photon.

En introduisant (12) dans (11) nous voyons que les fonctions $A_i(W)$ sont également des expressions quadratiques des EMN. Il est alors utile de considérer le carré de l'un de ces paramètres, ou même une combinaison linéaire de ceux-ci, comme un facteur commun qui est mis en évidence.

$$A_i(W) = \eta^2 A'_i(W) \quad (13)$$

η est appelé facteur de comparaison. Ainsi seules les valeurs relatives des EMN interviennent dans les fonctions $A'_i(W)$.

Expérimentalement il n'est cependant pas possible de mesurer d'une façon directe la fonction de corrélation (10) car il n'existe pas de sonde γ sensible à l'un seulement des deux états de polarisation circulaire du photon. Le terme $A_0(W)$ est déterminé séparément par la mesure du spectre bêta. Dans ce cas le gamma n'est pas observé et la formule (10) doit être intégrée sur tous les angles θ ; elle se réduit alors à l'équation (8). Habituellement, c'est le facteur de correction du spectre bêta, $C(W)$, qui est déterminé; il est normalisé à une énergie quelconque W_n :

$$C(W) = A_0(W)/A_0(W_n) = A'_0(W)/A'_0(W). \quad (14)$$

Dans la mesure de la corrélation directionnelle $\beta\gamma$ la polarisation circulaire du gamma n'est pas détectée; l'expression (10) doit être sommée sur τ , et les termes en $A_1(W)$ et $A_3(W)$ disparaissent. Le facteur d'anisotropie $\varepsilon(W)$ est défini par l'expression

$$\varepsilon(W) = A_2(W)/A_0(W) = A'_2(W)/A'_0(W). \quad (15)$$

Finalement la mesure de la corrélation $\beta - \gamma$ polarisé circulairement consiste en la détermination de la polarisation circulaire moyenne du faisceau de photons en coïncidence avec les bêtas.

$$P_\gamma(\theta, W) = \frac{A_1(W) P_1(\cos \theta) + A_3(W) P_3(\cos \theta)}{A_0(W) + A_2(W) P_2(\cos \theta)}. \quad (16)$$

En introduisant (13) dans (14), (15) et (16), nous voyons immédiatement que le facteur de comparaison η disparaît de ces équations. Ainsi les mesures du facteur de correction du spectre bêta, $C(W)$, du facteur d'anisotropie $\varepsilon(W)$ et de la polarisation circulaire $P_\gamma(\theta, W)$ ne permettent de déterminer que la grandeur relative des EMN. Le facteur η s'obtient à partir de la valeur $f t$ de la transition.

3. Cas des transitions $2^- \beta 2^+$

La transition bêta a lieu sans modifier le moment angulaire J du noyau. Dans ce cas, les six EMN indiqués dans le tableau 1 doivent être considérés. Nous les introduirons dans les notations de la deuxième colonne du tableau, c'est-à-dire sous la forme w, v, x, u, y et z . Nous chercherons les valeurs expérimentales de ces paramètres en nous basant sur la méthode des moindres carrés: les expressions théoriques (14) à (16), $C(W)$, $\varepsilon(W)$ et $P_\gamma(\theta, W)$, sont ajustées au plus près aux mesures correspondantes.

Pour l'analyse des transitions de ^{38}Cl et ^{42}K effectuée dans ce travail, nous avons utilisé les formules données explicitement par M. MORITA et RS. MORITA [20], dans lesquelles nous avons posé $C_V = C'_V$ et $C_A = C'_A$. Afin d'éviter toute confusion, les équations du facteur de correction du spectre bêta sont reproduites ici. Signalons encore que plusieurs transitions $2^- \beta 2^+$ ont été interprétées [24] dans l'approximation B_{ij} modifiée [19] qui ne retient de la formulation générale que les termes contenant les combinaisons V, Y et z :

$$V = v - \xi w; \quad Y = y - (x + u) \xi \quad (17)$$

$\xi = \alpha Z (2R)^{-1}$, $\alpha = 1/137$, Z est le nombre atomique du noyau fille. L'une des conditions de validité de cette approximation, $W_0 \ll 2\xi$, n'est certainement pas satisfaite dans le cas particulier des transitions considérées de ^{38}Cl et ^{42}K .

$$A_0(W) = b_{00}^{(0)} - \frac{1}{\sqrt{3}} b_{11}^{(0)} + \frac{1}{\sqrt{5}} b_{22}^{(0)}$$

$$b_{00}^{(0)} = \eta^2 (v^2 s_1 + w^2 s_2 - 2 v w s_3)$$

$$b_{11}^{(0)} = \eta^2 (x^2 s_4 + y^2 s_1 + u^2 s_5 - 2 x y s_3 - 2 u x s_6 + 2 u y s_7) (-\sqrt{3})$$

$$b_{22}^{(0)} = \eta^2 \sqrt{5} z^2 s_8$$

$$s_1 = L_0$$

$$s_2 = \frac{1}{9} q^2 L_0 - \frac{2}{3} q N_0 + M_0$$

$$s_3 = \frac{1}{3} q L_0 - N_0$$

$$s_4 = \frac{1}{3} q^2 L_0 - \frac{2}{3} q N_0 + 2 L_1 + M_0$$

$$s_5 = \frac{1}{6} q^2 L_0 + \frac{2}{3} q N_0 + \frac{1}{2} L_1 + M_0$$

$$s_6 = L_1 - M_0$$

$$s_7 = \frac{1}{3} q L_0 + N_0$$

$$s_8 = \frac{1}{12} q^2 L_0 + \frac{3}{4} L_1$$

$$q = W_0 - W \quad (18)$$

avec (équations (36) et suivantes de MORITA [20])

$$L_0 = (2 p^2 F)^{-1} (g_{-1}^2 + f_1^2)$$

$$L_1 = (2 p^2 F)^{-1} R^{-2} (g_{-2}^2 + f_2^2)$$

$$N_0 = (2 p^2 F)^{-1} R^{-1} (f_{-1} g_{-1} - f_1 g_1) .$$

$$M_0 = (2 p^2 F)^{-1} R^{-2} (f_{-1}^2 + g_1^2) .$$

Les fonctions $g_{-2}, g_{-1}, g_1, f_{-1}, f_1, f_2, F$, sont tabulées par BHALLA et ROSE [25].

III. Les Mesures

1. Corrélation directionnelle $\beta \gamma(\theta)$

a) Dispositif expérimental

Le dispositif de mesure comprend deux détecteurs associés à un spectromètre à coïncidences. Le détecteur γ se déplace autour de la source; le détecteur β est fixe et voit toujours la source sous le même angle. L'emploi d'une chambre à vide ne se justifie pas car les électrons étudiés ont une énergie suffisamment élevée pour que les phénomènes de diffusion dans l'air soient peu importants (figure 1). Le détecteur β est constitué d'un scintillateur plastique cylindrique de 40 mm de diamètre et de 20 mm de hauteur et d'un photomultiplicateur RCA 6342 A. Un blindage en résine synthétique définit une fenêtre frontale conique de 30° d'ouverture. Une feuille d'aluminium

de $1,0 \text{ mg/cm}^2$ assure l'étanchéité lumineuse du détecteur sans pour autant trop dégrader le spectre des bêtas. Le détecteur γ est analogue; il se compose d'un cristal NaI(Tl) de $3'' \times 3''$, montage Harschaw 12 S 12, d'un blindage en plomb de même ouverture conique. Un écran de plexiglas qui absorbe les électrons et empêche leur rétrodiffusion sur le plomb. La résolution de cette sonde est de 8% pour le pic photoélectrique du gamma de ^{137}Cs .

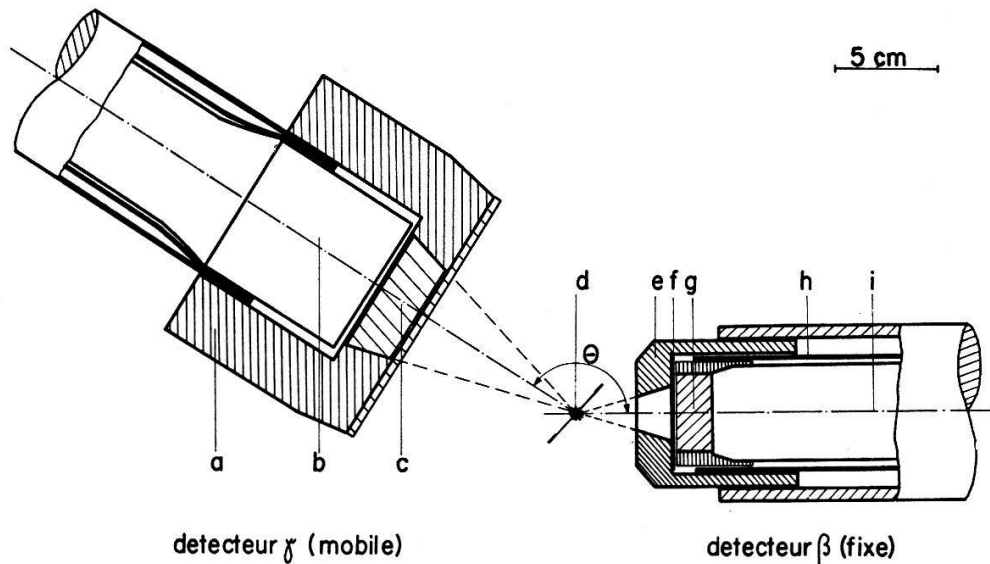


Figure 1

Coupe schématique des détecteurs montés sur la table de corrélation directionnelle.

- a) Blindage frontal et latéral en plomb
- b) Cristal NaI(Tl) de $3'' \times 3''$
- c) Ecran bêta en plexiglas
- d) Source
- e) Blindage en résine synthétique
- f) Feuille d'aluminium assurant l'étanchéité lumineuse du détecteur
- g) Scintillateur plastique NE 102 A
- h) Permalloy
- i) Photomultiplicateur RCA 6342 A

Le système de coïncidences est un système rapide-lent, le temps de résolution 2τ de l'unité de coïncidences rapides (SEN 111 et SEN 112) étant d'environ 15 nsec. La voie γ est conventionnelle; les gammas étudiés sont sélectionnés en plaçant la fenêtre de l'analyseur à un canal sur leur pic photoélectrique. La voie β est essentiellement constituée par un analyseur à 4×100 canaux Intertechnique SA 40 A, asservi à l'unité de coïncidences lentes [26]; à chacun des sous-groupes de 100 canaux correspond une position θ du détecteur γ . Pour réduire le temps mort à une valeur négligeable, une porte linéaire (SEN 115, temps d'ouverture égal à 150 nsec) pilotée par l'unité de coïncidences rapides, est employée à l'entrée de l'analyseur. L'étalonnage en énergie, jusqu'à $W = 1 \text{ MeV}$, est réalisé par la mesure des lignes de conversion de ^{137}Cs et de ^{207}Bi ; la validité de l'extrapolation linéaire vers les hautes énergies est contrôlée périodiquement.

Une échelle numérique, totalisant les impulsions sélectionnées dans la voie γ , actionne, après un comptage prédéterminé, les automatismes d'arrêt puis de début de mesure et de changement de position du détecteur γ .

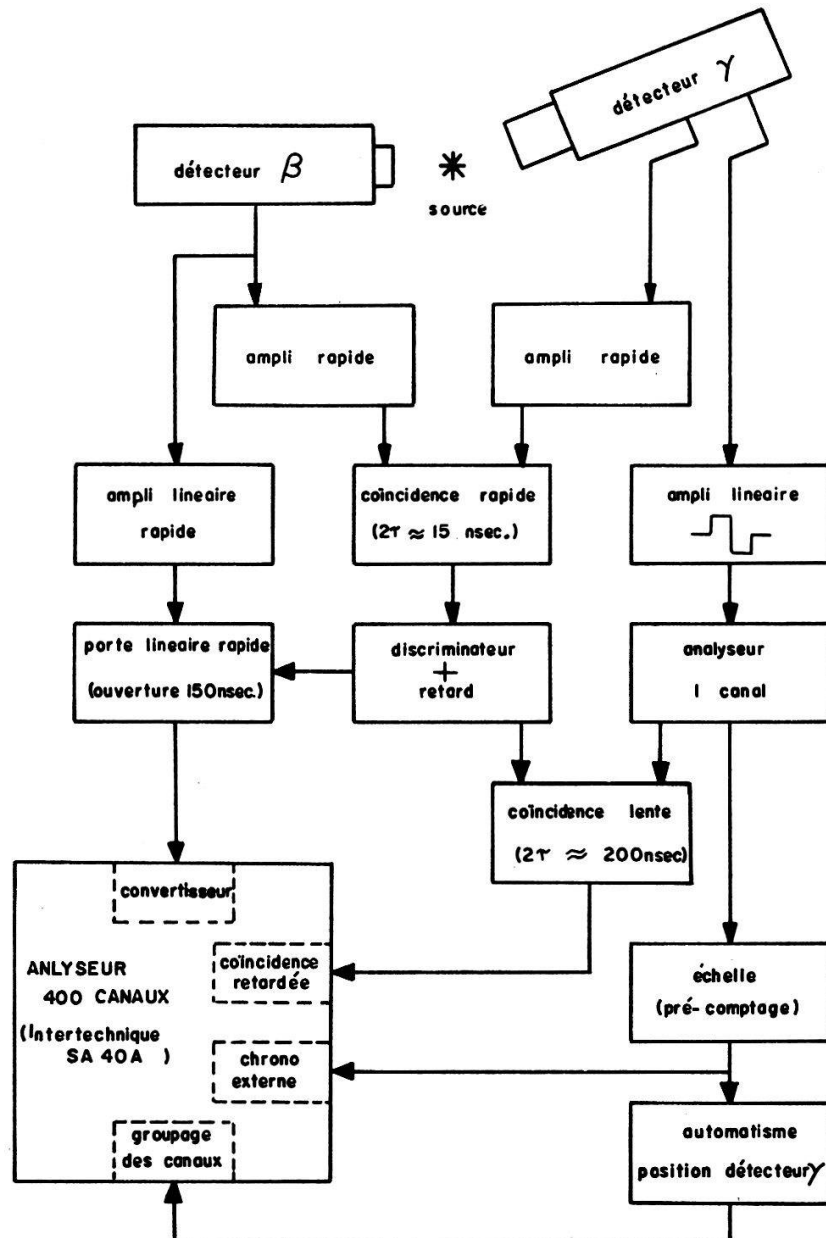


Figure 2

Schéma de l'électronique.

b) Technique de mesure

Pour déterminer le facteur d'anisotropie $\varepsilon(W)$ d'une corrélation directionnelle $\beta\gamma(\theta)$, il est suffisant d'observer le taux de coïncidences $\beta - \gamma$ en deux positions seulement du détecteur γ , ceci pour autant que le dispositif expérimental soit symétrique par rapport à la source. Ainsi le détecteur γ a occupé alternativement les positions $\theta = 90^\circ$ et 180° . Les spectres des bêtas en coïncidence, $N_m(W, 90^\circ)$ et $N_m(W, 180^\circ)$ sont respectivement enregistrés dans un des sous-groupes de 100 canaux du sélecteur d'amplitudes. Lorsque la mesure est achevée, le contenu de trois canaux voisins est totalisé, afin de réduire le nombre de points expérimentaux. Ces spectres sont composés a) de coïncidences vraies $N_v(W, \theta)$ provenant de la cascade $\beta - \gamma$ étudiée, b) de coïncidences fortuites $N_f(W)$ qui sont isotropes et c) de coïncidences vraies inopportunes $N_{inop}(W, \theta)$ provenant de cascades $\beta - \gamma$ ou $\gamma - \gamma$ qui ne peuvent être séparées de $N_v(W, \theta)$ par le dispositif de mesure. Quand la durée de vie de la source le

permet (cas du ^{42}K), le spectre de coïncidences fortuites $N_f(W)$ est déterminé en retardant les impulsions de la voie rapide γ au début et à la fin de chaque mesure; autrement (cas de ^{38}Cl et de ^{88}Rb) un spectre direct des bêtas $N_{\text{tot}}(W)$, lequel est proportionnel à $N_f(W)$, est ajusté au spectre de coïncidences $N_m(W, \theta)$ dans sa partie d'énergie extrême qui ne contient que des coïncidences fortuites. Les coïncidences provenant d'une cascade $\gamma - \gamma$, $N_{\text{inop}}(W, \theta)$, sont mesurées en absorbant tous les électrons dans un écran en plexiglas fixé devant le détecteur β .

De ces mesures nous pouvons facilement calculer le facteur d'anisotropie expérimental $\varepsilon_{\text{exp}}^*(W)$ pour chaque énergie W . Dans les expressions ci-dessous nous avons supprimé le symbole W afin d'alléger l'écriture.

$$\begin{aligned} N_v(\theta) &= N_m(\theta) - N_f - N_{\text{inop}}(\theta) \\ A &= \frac{N_v(180^\circ) - N_v(90^\circ)}{N_v(90^\circ)} \\ \varepsilon_{\text{exp}}^* &= \frac{2A}{3-A} \\ \Delta\varepsilon_{\text{exp}}^* &= \frac{6 \{N_m(180^\circ) + N_m(90^\circ) [1 + A^2]\}^{1/2}}{(3-A)^2 N_v(90^\circ)} \approx \frac{2\sqrt{N_m}}{3 N_v(90^\circ)} \end{aligned} \quad (19)$$

$\Delta\varepsilon_{\text{exp}}^*$ est l'erreur statistique assignée à $\varepsilon_{\text{exp}}^*$, l'anisotropie de $N_{\text{inop}}(\theta)$ étant ici négligée.

c) Corrections

Le système de commande de l'automatisme par comptage fixe a l'avantage d'effectuer directement la normalisation du taux de coïncidences; le défaut de centrage et la diminution du comptage causée par la décroissance de l'intensité de la source sont ainsi corrigés en bonne approximation. Toutefois cette normalisation n'est pas adaptée au taux de coïncidences fortuites qui décroît avec une période deux fois plus rapide que celle de la source; elle peut alors occasionner sur $N_f(W)$ une petite anisotropie. Pour éviter ce phénomène, nous avons alterné après chaque changement de source la première position du détecteur γ .

D'autre part, il est bien connu que si chaque détecteur est symétrique par rapport à un axe passant par la source, la fonction de corrélation mesurée se présente sous la même forme que la fonction exacte, les coefficients $A_i(W)$ des polynômes de Legendre étant toutefois atténués par des facteurs $G_i(W)$ [27]. Ces corrections sont de deux types différents:

- A) celles qui dépendent de l'énergie W des électrons et qui sont provoquées par
 - la diffusion des électrons dans la source et dans l'air, $g_{i, \text{diff}}$ [28],
 - la résolution finie de la sonde, $g_{i, \text{résol}}$ [29];

B) celles constantes et qui sont nécessitées par les conditions géométriques du dispositif de mesure, soit par

- la résolution angulaire finie des détecteurs, $g_{i, \beta}$ et $g_{i, \gamma}$ [30],
- les dimensions de la source, $g_{i, \text{source}}$ [31].

En général toutes ces corrections sont petites et sont traitées séparément [28]

$$G_i(W) = g_{i, \text{diff}} g_{i, \text{résol}} g_{i, \beta} g_{i, \gamma} g_{i, \text{source}} \quad i = 1, 2, 3. \quad (20)$$

Ces facteurs $G_i(W)$ sont indépendants des coefficients $A_i(W)$; ils sont toujours inférieurs à l'unité et tels que $G_0 = 1$. Ainsi en tenant compte de (15), (19) et (20), nous obtenons le facteur d'anisotropie corrigé $\varepsilon_{\text{exp}}(W)$:

$$N_v(W, \theta) \sim A_0(W) + G_2(W) A_2(W) P_2(\cos \theta) \quad (21)$$

donc

$$\varepsilon_{\text{exp}}(W) = \frac{1}{G_2(W)} \varepsilon_{\text{exp}}^*(W). \quad (22)$$

Le facteur de correction nécessité par la diffusion des électrons d'énergie W ayant traversé à proximité de la source un diffuseur d'épaisseur t a été calculé par FRANKEL [28]:

$$B_i = e^{-m_i t} = e^{-2\mu i(i+1) \left[\ln \phi - \sum_{j=1}^i \frac{1}{j} \right] t}$$

$$\mu = 0,151 \frac{s Z^2}{M} \frac{W^2}{(W^2 - 1)^2}$$

$$\ln \phi = \ln \frac{150 (W^2 - 1)^{1/2}}{Z^{1/3}}. \quad (23)$$

Z est le nombre atomique du diffuseur, M son poids atomique et s sa densité en g/cm^3 ; t est ici en g/cm^2 . Lorsque le diffuseur est la source radioactive elle-même, il faut tenir compte qu'un électron émis en surface est moins diffusé que s'il provient de la profondeur de la source. Il vient en supposant que la source est homogène et d'épaisseur t_0

$$g_{i, \text{diff}} = \frac{\int_0^{t_0} B_i dt}{\int_0^{t_0} dt} = \frac{1 - B_i(t_0)}{m_i t_0} \approx 1 - \frac{m_i t_0}{2}. \quad (24)$$

Par ailleurs, à cause de la résolution finie du détecteur β , une partie des électrons enregistrés dans l'analyseur multicanaux à l'énergie W possédaient en réalité une énergie $W' \neq W$. Comme en général $A_i(W)$ est différent de $A_i(W')$, cette contribution fausse nos résultats. Nous avons évalué la correction qui en résulte, $g_{i, \text{résol}}(W)$, selon la méthode décrite par OWENS et PRIMAKOFF [32]. La résolution du détecteur β a été déterminée à l'aide des lignes de conversion du ^{207}Bi et interpolée en admettant une dépendance en $(W - 1)^{1/2}$. Par exemple, pour la ligne de 976 keV nous avons mesuré une résolution de 13%.

La correction due à la rétrodiffusion des électrons à la surface du détecteur β a été considérée simultanément et traitée de la même façon; en effet les électrons rétrodiffusés ne perdent qu'une fraction de leur énergie dans scintillateur.

Nous ne discuterons pas les autres facteurs de correction g_i de (20) car ils sont bien connus.

d) Mesure de contrôle

Le fonctionnement correct de l'appareillage a été contrôlé globalement par la mesure de la corrélation directionnelle $^{144}\text{Pr } 0^- \beta (2,23 \text{ MeV}) 2^+ \gamma (0,69 \text{ MeV}) 0^+ ^{144}\text{Nd}$ dont la transition bêta est une fois interdite unique [33]. Dans ce cas, seul l'EMN

d'ordre tensoriel 2, z , est différent de zéro et la fonction de corrélation angulaire peut être obtenue théoriquement.

Cette mesure a été réalisée en employant une source d'oxyde de ^{144}Ce «carrier free» déposée sur un support en Mylar de $0,9 \text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur. Nos résultats sont indiqués dans le tableau 2. Signalons qu'à la position $\theta = 90^\circ$ du détecteur γ , des coïncidences bêta-Bremsstrahlung sont également détectées; elles proviennent de l'intense transition bêta vers l'état fondamental de ^{144}Nd . Cette contribution est déterminée à partir de la différence entre les taux de coïncidences $N_m(W, 70^\circ)$ et $N_m(W, 110^\circ)$. Le tableau contient les informations suivantes:

- l'énergie en MeV de chaque point expérimental,
- le pourcentage des coïncidences fortuites et des coïncidences β -Bremsstrahlung par rapport au taux de coïncidences total $N_m(W, 90^\circ)$,
- le facteur d'anisotropie trouvé expérimentalement $\varepsilon_{\text{exp}}(W)$ ainsi que son erreur,
- le facteur d'anisotropie calculé théoriquement $\varepsilon_{\text{th}}(W)$.

Les résultats de cette mesure sont tout à fait satisfaisants.

Tableau 2
Corrélation directionnelle $^{144}\text{Pr } 0^- \beta 2^+ \gamma 0^+ ^{144}\text{Nd}$

$(W - m_0 c^2)$ MeV	$\frac{N_f}{N_m(90^\circ)}$	$\frac{N_{\beta\text{-Bremstr.}(90^\circ)}{N_m(90^\circ)}$	$\varepsilon_{\text{exp}}(W)$	$\Delta\varepsilon_{\text{exp}}(W)$	$\varepsilon_{\text{th}}(W)$
0,94	2,0%	5,0%	0,231	0,010	0,224
1,15	2,4%	4,9%	0,321	0,012	0,309
1,33	2,7%	4,8%	0,354	0,017	0,369
1,49	2,9%	4,5%	0,411	0,014	0,418
1,70	5,1%	4,0%	0,454	0,018	0,460
1,92	8,0%	2,5%	0,482	0,033	0,485

Nous avons également effectué une série de mesure sur la désintégration de ^{166}Ho en employant ce même appareillage; les résultats ont été publiés ailleurs [34].

2. Corrélation $\beta - \gamma$ polarisé circulairement

a) Dispositif de mesure

Il est bien connu que la section efficace de diffusion d'un gamma sur un électron orienté, est une fonction de la polarisation circulaire τ du photon. Aussi cette particularité est-elle utilisée très généralement dans les mesures de polarisation d'un faisceau γ [35]. Actuellement, la meilleure façon de produire une forte concentration d'électrons orientés est encore d'aimanter du fer. D'autres substances ferromagnétiques, par exemple le gadolinium, ont évidemment à saturation une magnétisation plus importante; toutefois, comme les effets observés dans ces mesures sont proportionnels au pourcentage f d'électrons orientés par atomes, le fer reste le matériel le plus adéquat.

Nous avons employé la méthode de transmission: la probabilité de transmission d'un gamma à travers du fer aimanté dépend clairement de sa polarisation τ . Cette méthode, en général moins sensible que celle de la diffusion vers l'avant, a été choisie car elle ne déforme pratiquement pas le spectre γ émis par la source, ce qui permet une bonne sélection du rayonnement étudié.

Le polarimètre est présenté à la figure 3. Il est essentiellement constitué d'un cylindre de fer Armco dont le noyau central est aimanté à saturation parallèlement ou antiparallèlement à la direction des gammas qui le traversent. La magnétisation M du barreau intérieur, constante sur toute sa longueur, est contrôlée lors de l'inversion du champ par deux petites bobines d'induction de trois spires chacune situées, l'une en son milieu et l'autre à l'une de ses extrémités.

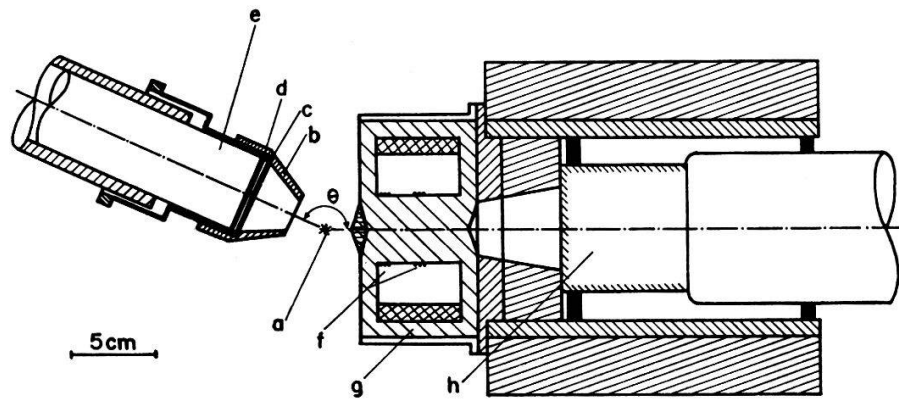


Figure 3

Polarimètre à transmission.

- a) Source
- b) Blindage latéral en plexiglas
- c) Absorbant en aluminium
- d) Scintillateur plastique NE 102 A
- e) Guide de lumière
- f) Spires pour la mesure de l'aimantation du barreau
- g) Corps du polarimètre
- h) Détecteur gamma NaI(Tl) de 3" × 3"; le blindage se compose de fer à l'intérieur et de plomb vers l'extérieur.

A partir de cette grandeur, le nombre d'électrons orientés ν par atome de fer se calcule aisément [36]:

$$\nu = \frac{M}{4 \pi 1,05 n \mu_B} \quad (25)$$

μ_B représente le magnéton de Bohr et n la densité d'atomes de fer. Le détecteur γ est essentiellement constitué d'un cristal NaI(Tl) de 3" × 3", montage Harschaw 12 S 12. Sa résolution est d'environ 8% pour le pic photo-électrique du gamma de ^{137}Cs . Trois détecteurs β identiques ont été employés afin de réduire la durée de l'expérience; un seul est dessiné dans la figure 3. Chacun est formé d'un disque de scintillateur plastique NE 102 A de 2 mm d'épaisseur, d'un guide de lumière de 440 mm de longueur et d'un photomultiplicateur EMI 6097 B. Un absorbant en aluminium d'épaisseur variable est placé devant le scintillateur. D'autre part un blindage frontal en plexiglas définit

une ouverture conique de 50° d'angle plan. Nous avons contrôlé que le champ de fuite du polarimètre ne perturbe pas le bon fonctionnement de ces détecteurs.

L'appareillage électronique a déjà été décrit par SUNIER [37]. Il comprend quatre chaînes indépendantes de coïncidences, système rapide-lent. Le temps de résolution 2τ des unités de coïncidences rapides est d'environ 10 nsec. Trois de ces chaînes sont associées aux trois détecteurs β , la quatrième sélectionnant uniquement les coïncidences fortuites entre l'une de ces sondes β et le détecteur γ . Les voies lentes β sont supprimées, la discrimination sur l'énergie des électrons s'effectuant par l'intermédiaire des absorbants d'aluminium. A l'inverse des dispositions prises pour les mesures de corrélation directionnelle $\beta\gamma(\theta)$, les automatismes d'arrêt de comptage et d'inversion du courant dans la bobine d'aimantation du polarimètre sont commandés périodiquement par une horloge.

b) Technique de mesure

Les détecteurs sont fixes; le champ d'aimantation du polarimètre est inversé périodiquement. Les mesures sont intégrées sur l'énergie des électrons à partir du seuil fixé par l'absorbant d'aluminium du détecteur β ; de façon plus précise, l'intégration est pondérée par le facteur $\alpha(W)$ de transmission des bêtas à travers l'absorbant. Dans les formules, les quantités intégrées de cette façon (ou leur valeur moyenne) sont indiquées par des symboles surlignés.

L'effet observé δ est défini à l'aide du nombre de coïncidences $\beta\gamma$ vraies, $\overline{N_v(h)}$, enregistrées quand le champ dans le polarimètre est dirigé soit parallèlement ($h = +1$) soit antiparallèlement ($h = -1$) à la direction des gammas:

$$\delta = \frac{\overline{N_v(+1)} - \overline{N_v(-1)}}{[\overline{N_v(+1)} + \overline{N_v(-1)}]/2}. \quad (26)$$

L'erreur statistique est donnée par:

$$\Delta\delta \cong \frac{\sqrt{2 \overline{N_m(h)}}}{\overline{N_v(h)}}. \quad (27)$$

Dans ces expressions et dans les suivantes, nous avons omis la variable angulaire θ pour alléger l'écriture; l'effet δ est évidemment une fonction de l'orientation relative du détecteur β et de l'ensemble polarimètre-détecteur γ .

Les coïncidences vraies intéressantes, $\overline{N_v(h)}$, s'obtiennent en soustrayant du nombre total de coïncidences enregistrées, $\overline{N_m(h)}$, les fortuites, $\overline{N_f}$, et s'il y a lieu, les coïncidences inopportunes, $\overline{N_{inop}(h)}$. Dans le cas de ^{38}Cl , cette dernière contribution, provenant de la cascade $3^- \gamma_2 2^+ \gamma_1 0^+$ est mesurée en absorbant tous les bêtas dans un écran de plexiglas. Les coïncidences fortuites sont observées constamment en retardant les impulsions de la voie rapide γ dans la quatrième chaîne de coïncidences. Toutefois, comme les circuits électroniques ne fonctionnent jamais rigoureusement dans les mêmes conditions, nous avons ajusté $\overline{N_f^4}$ aux trois autres chaînes:

$$\frac{\overline{N_f^i}}{K_i} = \frac{\overline{N_f^4}}{K_4}; \quad i = 1, 2, 3. \quad (28)$$

Les rapports K_i/K_4 sont indépendants de l'intensité de la source; ils sont constants et voisins de l'unité. Nous les avons déterminés quotidiennement en mesurant simultanément les coïncidences fortuites dans les quatre chaînes.

c) Corrections

Les corrections sont naturellement de même nature que celles qui ont été considérées dans la mesure du facteur d'anisotropie $\varepsilon(W)$; nous les avons déjà traitées (formule 20). Toutefois il convient d'examiner en détail la façon dont l'effet mesuré $\delta(\theta)$ est relié à la polarisation circulaire $\overline{P}_\gamma$ (19), et en particulier la manière d'utiliser les facteurs de corrections $G_i(W)$. Pour cela, les considérations suivantes sont nécessaires.

A) La formule de Klein-Nishina fournit la section efficace totale de diffusion d'un gamma de polarisation circulaire τ et d'impulsion $\mathbf{k}$ sur un atome de fer dont ν électrons sont orientés dans la direction $\mathbf{h}$. Elle comprend un terme indépendant de τ , σ_0 , et un terme fonction de τ et de l'angle entre $\mathbf{k}$ et $\mathbf{h}$:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{tot}}(\tau, h) &= \sigma_0 + \tau \nu \sigma_c \cos \mu \\ \sigma_c &= 2 \pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + 4k + 5k^2}{k(1 + 2k)^2} - \frac{1 + k}{2k^2} \ln(1 + 2k) \right\}\end{aligned}\quad (29)$$

r_0 est le rayon classique de l'électron et $\cos \mu = \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{h}}$

B) Lorsque ce gamma traverse une barre de fer aimanté de longueur L_0 , son facteur de transmission est donné par:

$$B(\tau, h) = \exp[-\sigma_{\text{tot}}(\tau, h) n L_0] = \exp[-\Sigma_0] \exp[-\tau L_0 n \nu \cos \mu \sigma_c] \quad (30)$$

où Σ_0 est la section efficace de diffusion indépendante de τ . Cette expression n'est toutefois pas rigoureuse pour le polarimètre considéré, à cause des effets de bord: aux extrémités du barreau central le champ d'aimantation tend à devenir orthogonal à l'axe de symétrie. Nous tiendrons compte de cet effet en introduisant dans (30) une longueur effective $L \leq L_0$ voisine de L_0 : $L = 62 \pm 1$ mm. D'autre part comme le chemin parcouru par un gamma provenant d'une source ponctuelle dépend de l'angle μ , $l = L/\cos \mu$, le facteur en $\cos \mu$ dans la seconde exponentielle est remplacé simplement par τh ($h = \pm 1$). Nous avons négligé dans la première exponentielle cette correction qui est au maximum de l'ordre de 1%. Nous pouvons considérer alors l'ensemble polarimètre-sonde γ comme un seul détecteur γ , possédant une symétrie axiale; son efficacité, proportionnelle à la première exponentielle, et sa sensibilité à la polarisation τ du photon, donnée par l'exposant de la seconde exponentielle, sont indépendantes de l'angle μ .

C) Dans ces conditions, ce qui a été dit à la page 12 à propos de la corrélation directionnelle $\beta \gamma(\theta)$ s'applique également ici: la fonction de corrélation observée avec le dispositif de mesure présent, $\overline{\Omega}_m(\theta, \tau)$, est proportionnelle à l'expression théorique correspondante (10) atténuée par les facteurs de correction $G_i(W)$:

$$\begin{aligned}\overline{\Omega}_m(\theta, \tau) &\cong \sum_{i=0}^3 (\tau)^i \overline{A_i G_i P_i(\cos \theta)} \\ \overline{A_i G_i} &= \int_1^{W_0} \alpha(W) G_i(W) [F(Z, W) p W (W_0 - W)^2] A_i(W) dW; \quad i = 1, 2, 3, 0.\end{aligned}\quad (31)$$

D) Finalement le nombre de coïncidences vraies $\overline{N_v(h)}$ se calcule en sommant (31) sur les deux états de polarisation τ et en tenant compte pour chacun d'eux, du facteur de transmission du gamma dans le polarimètre $B(\tau, h)$:

$$\overline{N_v(h)} = \overline{\Omega_m(\theta, +1)} B(+1, h) + \overline{\Omega_m(\theta, -1)} B(-1, h). \quad (32)$$

En remplaçant dans (26) $\overline{N_v(h)}$ par son expression (32), il vient après quelques opérations:

$$\delta(\theta) = \frac{\overline{A_1 G_1} P_1(\cos \theta) + \overline{A_3 G_3} P_3(\cos \theta)}{\overline{A_0} + \overline{A_2 G_2} P_2(\cos \theta)} 2 Th(n \nu L \sigma_c) \quad (33)$$

soit

$$\overline{P_\gamma^*} \cong \frac{\delta(\theta)}{2 n \nu L \sigma_c}. \quad (34)$$

Nous avons défini la polarisation circulaire expérimentale $\overline{P_\gamma^*}$ par analogie à (19):

$$\overline{P_\gamma^*} = \frac{\overline{A_1 G_1} P_1(\cos \theta) + \overline{A_3 G_3} P_3(\cos \theta)}{\overline{A_0} + \overline{A_2 G_2} P_2(\cos \theta)} \quad (35)$$

Ainsi il est impossible de trouver la polarisation circulaire exacte $\overline{P_\gamma}$ à partir de l'effet mesuré: aucune relation simple semblable à (22) ne peut être écrite. C'est donc l'équation (35) et non (19) qui sera utilisée lors de la recherche des EMN expérimentaux; la valeur mesurée (34) de $\overline{P_\gamma^*}$ est alors ajustée à l'expression (35).

d) Remarques

Pour éviter l'enregistrement de coïncidences dont le gamma correspondant aurait diffusé dans le polarimètre, seules les impulsions du pic photo-électrique sont sélectionnées dans la voie lente γ [40].

D'autre part, lorsque la période t entre deux inversions du champ $\mathbf{B}$ dans le polarimètre n'est pas courte en comparaison à la durée de vie de la source T , il s'introduit une asymétrie supplémentaire dans $\overline{N_m(h)}$ qu'il convient naturellement d'éliminer. Pour cela, les dispositions suivantes ont été simultanément appliquées:

- t est choisi le plus court possible, compte tenu du dispositif d'enregistrement; par exemple, $t = 6$ min pour la mesure de ^{38}Cl (38 min).
- $\overline{N_m(h)}$ est normalisé par le comptage de la voie γ , lequel est en bonne approximation sujet à la même anisotropie.

- De plus, à chaque changement de source, la direction de $\mathbf{B}$ est inversée avant de reprendre la mesure, et la première et la dernière inversion ont lieu après $t/2$.

A lui seul ce dernier procédé, qui permet de décomposer la mesure en intervalles de $2t$, est suffisant dans l'approximation où l'intensité de la source décroît linéairement sur $2t$.

e) Mesure de contrôle

Il est habituel de contrôler le bon fonctionnement d'un tel appareillage en mesurant la corrélation $\beta - \gamma$ polarisé circulairement de la transition permise Gamov-Teller pure du ^{60}Co . Cette corrélation a la forme théorique [38]

$$\Omega(W, \theta, \tau) = F(Z, W) p W (W_0 - W)^2 \left[1 + \tau \frac{p}{W} c P_1(\cos \theta) \right]. \quad (36)$$

où la constante c vaut dans le cas particulier $c = -1/3$. En comparant cette expression à (10) et en tenant compte de (35) nous voyons que la polarisation expérimentale $\overline{P}_\gamma^*$ est donnée par

$$\overline{P}_\gamma^* = c \left[\frac{p}{W} G_1(W) \right] P_1(\cos \theta). \quad (37)$$

Nous avons mesuré cette corrélation, sommée sur les bêtas d'énergie supérieure à 100 keV (absorbant d'aluminium de 0,05 mm d'épaisseur) à l'aide d'une source [39] métallique de ^{60}Co déposée par électrolyse sur un support en or de 2 mg/cm² d'épaisseur. Le détecteur γ a pris successivement les positions $\theta = 120^\circ$, 150° et 180° et ainsi nous avons contrôlé la dépendance correcte de $\overline{P}_\gamma^*$ en $\cos \theta$. Le tableau 3 résume nos résultats. Il indique pour chacune des trois positions l'effet observé et la valeur expérimentale de la constante c . Il rappelle également les propriétés de notre polarimètre ainsi que les corrections effectuées.

Tableau 3

Mesure de la corrélation β - γ polarisé circulairement de la désintégration du ^{60}Co

Polarimètre:	$L = 62 \pm 1 \text{ mm}$	$n = 8,45 \cdot 10^{22} \text{ atomes/cm}^3$	$\nu = 1,79$
Corrections:	$g_{1,\beta} = 0,955$	$g_{1,\gamma} = 0,990$	$[g_{1,\text{diff}} p/W] = 0,64$
θ	120°	150°	180°
$\delta(\theta)$	$+ (0,28 \pm 0,07) \%$	$+ (0,46 \pm 0,09) \%$	$+ (0,56 \pm 0,07) \%$
c	$- 0,33 \pm 0,08$	$- 0,31 \pm 0,06$	$- 0,33 \pm 0,04$

3. Sources

Bien que nos sources soient produites par capture de neutrons dans un réacteur, leur préparation fut une des difficultés importantes que nous avons rencontrées au cours de ce travail, principalement à cause de leur courte durée de vie. En particulier, nous avons dû réaliser nos expériences sur ^{38}Cl (38 min) et sur ^{88}Rb (18 min) à proximité immédiate d'une pile (Réacteur Saphir de EIR, Würenlingen). Le dispositif d'irradiation était alors le suivant: un long tuyau d'aluminium de 15 mm de diamètre, en forme de U est placé dans un des canaux latéraux du réacteur; une ficelle de nylon coulisse à l'intérieur. Le coude, entouré d'un bloc de graphite servant de modérateur, est soumis à une flux d'environ 10^{13} neutrons/cm²sec. Les échantillons à irradier sont enfermés dans de petits sachets de plastique, fixés à la ficelle et tirés jusqu'au fond du tuyau. Ce système s'est révélé satisfaisant: la durée de la manutention pour l'extraction d'une source et la préparation de la suivante ne dépassait pas deux à trois minutes. De plus il est possible d'effectuer un grand nombre d'irradiations par jour sans protection spéciale car l'activité de la ficelle reste faible; toutefois, il faut la changer tous les deux jours car elle devient cassante.

^{38}Cl . Du $[\text{CH}_2: \text{CCl}_2]$, vendu dans le commerce sous le nom de Saran en feuille très homogène de 1,8 mg/cm² d'épaisseur, est irradié pendant une heure; la mesure commence environ 5 min après que la source soit extraite du réacteur.

^{42}K . Les mesures effectuées sur cet isotope ont été réalisées dans notre laboratoire. Les sources sont préparées par évaporation sous vide: une petite quantité de poudre KCl enrichie à 83,7% de ^{41}K est introduite dans une ampoule de quartz fermée par un bouchon de carbone et soumise à un flux de neutrons de 10^{13} neutrons/cm²sec pendant environ 50 heures; à la sortie du réacteur, cette poudre est évaporée sur le support de source en chauffant simplement l'ampoule de quartz. Pour éliminer l'activité parasite de ^{38}Cl , les mesures débutent plusieurs heures après la fin de l'irradiation.

^{88}Rb . De la poudre de RbNO_3 est pilée puis liée dans un solvant organique contenant une goutte de colle Waconit. Cette solution est alors étendue en taches régulières sur une feuille de Mylar de 0,9 mg/cm². Après évaporation du solvant, les pastilles obtenues sont recouvertes d'une seconde feuille de Mylar soudée à la première puis irradiées pendant 30 min. Ces sources sont étanches, ce qui évite toute contamination. Deux activités parasites ont toutefois été observées; celle de ^{86}Rb (19,5 d) représentant environ 2% de l'activité totale et celle de ^{134}Cs (3,2 h); l'intensité de cet isotope correspond à une impureté inférieure à 10^{-3} de ^{133}Cs par rapport à Rb. Ces activités parasites ne gênent pas la mesure de la corrélation directionnelle $\beta\gamma(\theta)$ étudiée.

Les schémas de désintégration de ces isotopes sont reproduits sur la figure 4 [41].

Tableau 4

Caractéristiques des sources; les supports de sources sont tendus sur des anneaux d'aluminium de 25 mm de diamètre intérieur et de 0,5 mm d'épaisseur.

source	mesure	matériel irradié	diamètre	épaisseur	support épaisseur	nombre de sources produites
^{38}Cl	$\varepsilon(W)$	Saran	8 mm	1,8 mg/cm ²	Zapon	45
	$\overline{P}_\gamma^*$		12 mm	5,6 mg/cm ²	~ 0 mg/cm ²	~ 250
^{42}K	$\varepsilon(W)$	KCl enrichi	5 mm	5 mg/cm ²	aluminium	4
	$\overline{P}_\gamma^*$	83,7% ^{41}K	5 mm	3,7 mg/cm ²	1,0 mg/cm ²	17
^{88}Rb	$\varepsilon(W)$	RbNO_3 peint	10 mm	12 mg/cm ²	Zapon ~ 0 mg/cm ²	48

4. Résultats

^{38}Cl . Le schéma de désintégration de ^{38}Cl (38 min) est présenté dans la figure 4. Bien que l'état fondamental de ^{38}Cl se situe à environ 5 MeV au dessus de celui de ^{38}A , trois transitions bêta seulement ont été observées; elles alimentent les états 0^+ (0), 2^+ (2,16 MeV) et 3^- (3,82 MeV) de ^{38}A . Les deux autres niveaux de ^{38}A indiqués dans la figure 4, 0^+ (3,38 MeV) et 2^+ (3,94 MeV), ont été mis en évidence par des études de réactions nucléaires [42]. En principe ces niveaux devraient également être alimentés par des transitions bêta une fois interdites à partir de ^{38}Cl . La figure 5 montre le spectre γ de la désintégration de ^{38}Cl mesuré à l'aide d'un détecteur à jonction Ge(Li) de 5 mm de profondeur. Une discussion de ce spectre a déjà été

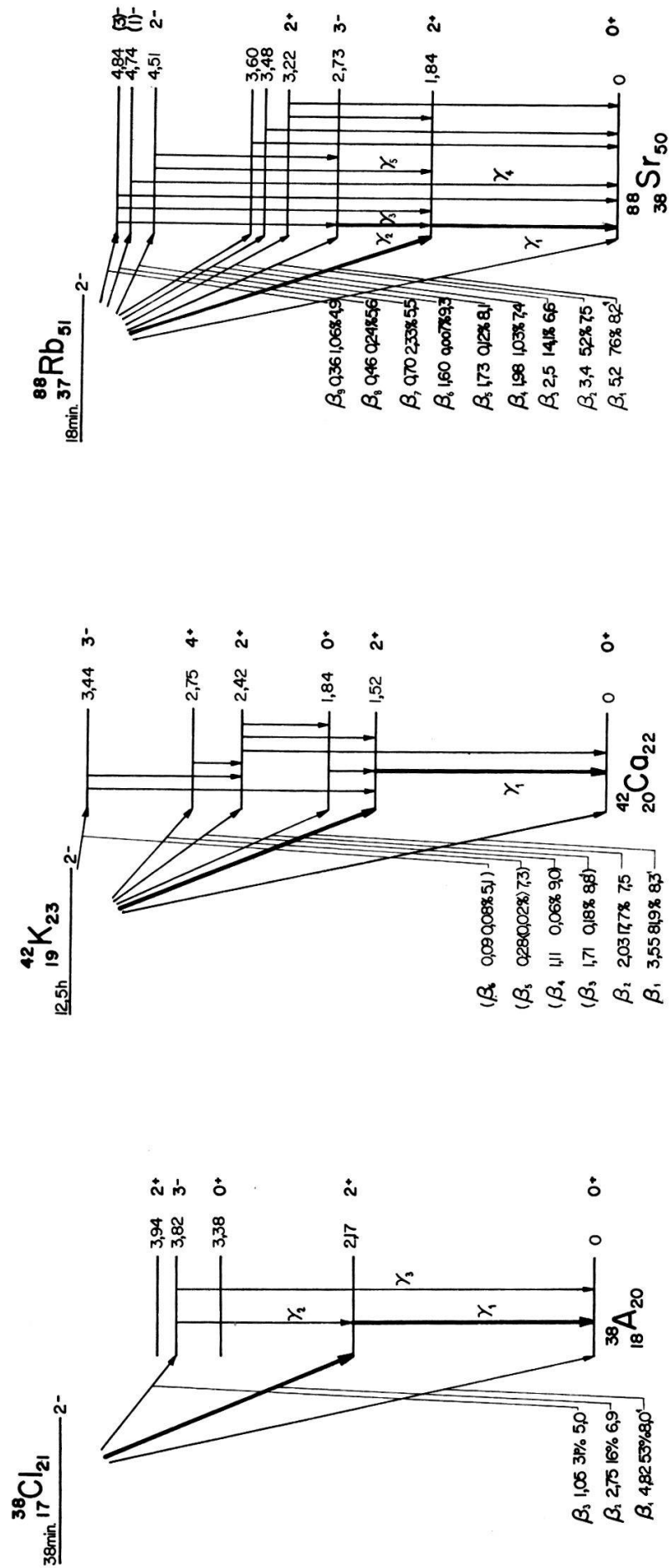


Figure 4a

Schéma de désintégration de ^{38}Cl , ^{42}K , ^{88}Rb .

publiée [43]. Constatons seulement qu'aucune trace de transition gamma provenant d'autres niveaux que les premiers états 2^+ et 3^- de ^{38}A ne sont détectées; si les transitions bêta prévues ci-dessus existent, elles ont certainement une très faible intensité ($\log ft \sim 9$) et nous les négligerons. Notons aussi que le spectre β_1 de ^{38}Cl sur l'état fondamental de ^{38}A a été remesuré récemment [52].

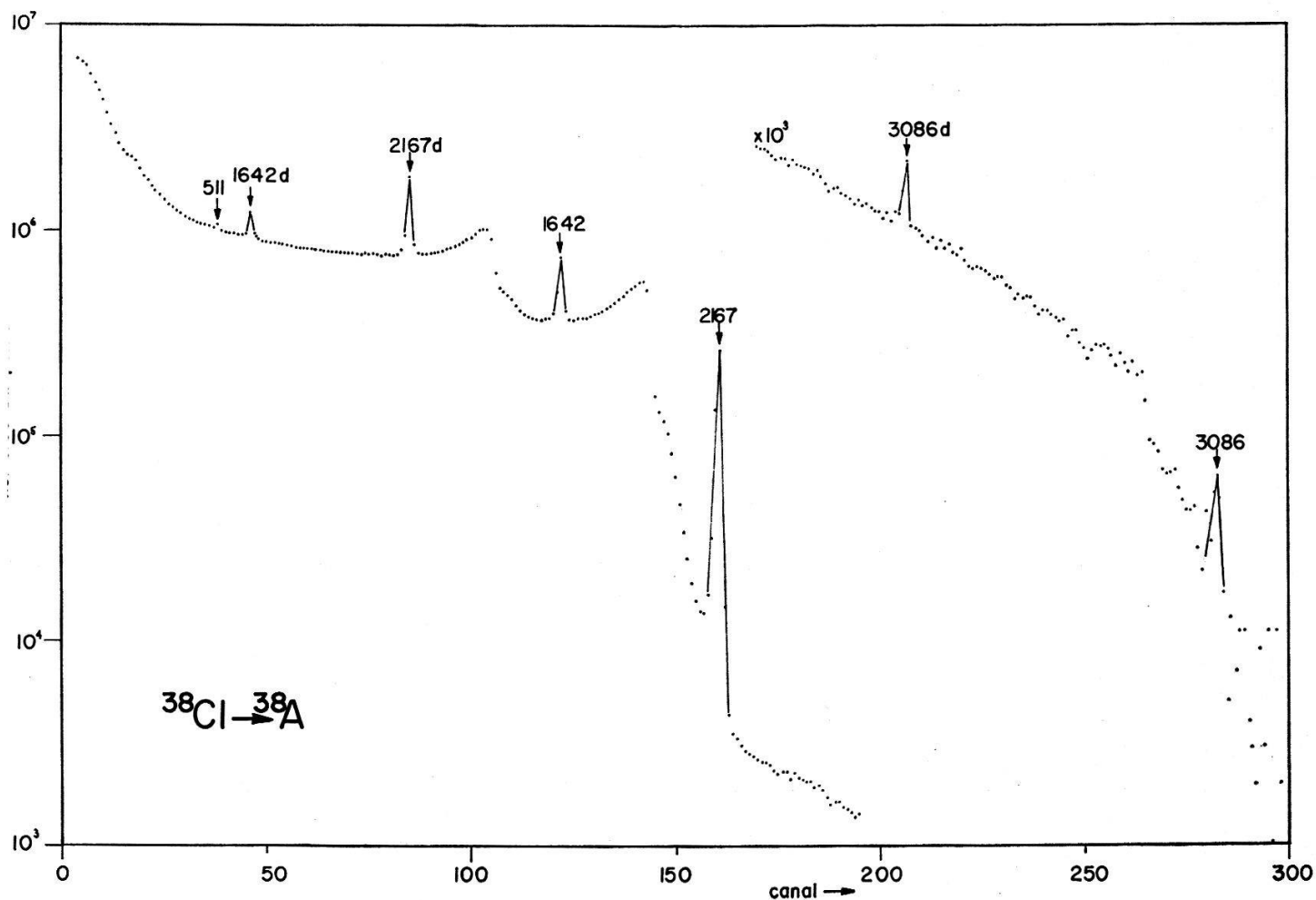


Figure 5

Spectre gamma de la désintégration de ^{38}Cl mesuré à l'aide d'une diode $\text{Ge}(\text{Li})$ de 4 mm d'épaisseur.

La corrélation directionnelle $2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+$ a déjà été déterminée par MACQ [44] en fonction de l'énergie des électrons. Nous avons toutefois jugé opportun de reprendre cette mesure afin d'en améliorer la précision. Le tableau 5 résume l'ensemble de nos résultats et donne:

- la valeur moyenne de l'énergie W et de l'impulsion p assignée à chaque point de mesure;
- le rapport des coïncidences fortuites N_f aux coïncidences totales enregistrées à $\theta = 90^\circ$, $N_m(90^\circ)$;
- la valeur du coefficient d'anisotropie $\varepsilon(W)$, corrigé pour la présence des coïncidences fortuites et de la faible contribution $\gamma_2 \gamma_1$, ainsi que pour l'extension finie des

- détecteurs, $g_{2,\beta} = g_{2,\gamma} = 0,95$, la diffusion des électrons dans la source et dans l'air, $g_{2,\text{diff}}$, et la résolution énergétique du détecteur β , selon l'équation (20). Ces corrections sont petites (voir par exemple le tableau analogue 7 de ^{42}K).
- l'erreur statistique sur $\varepsilon(W)$ calculée selon (19) en tenant compte de (20).

Tableau 5
Corrélation directionnelle $^{38}\text{Cl } 2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+ ^{38}\text{A}$

$(W - m c^2)$ MeV	p $m_0 c$	$\frac{N_f}{N_m (90^\circ)}$	$\varepsilon(W)$	$\Delta\varepsilon(W)$
1,25	3,30	2,2%	- 0,098	0,007
1,42	3,65	2,3%	- 0,112	0,007
1,60	4,00	2,6%	- 0,107	0,008
1,77	4,35	3,5%	- 0,113	0,010
1,94	4,68	4,6%	- 0,122	0,011
2,11	5,03	7,8%	- 0,128	0,013
2,27	5,35	9,5%	- 0,121	0,017
2,45	5,70	14,5%	- 0,143	0,021
2,61	6,02	26,0%	- 0,153	0,032

Nous avons renoncé à mesurer cette corrélation au dessous de 1,1 MeV bêta, car d'une part la contribution de la transition permise devient très importante et d'autre part la diffusion des électrons est plus effective. D'autre part, entre nos premiers résultats [45] et ceux indiqués dans le tableau 5, il existe un léger désaccord, imputable à une surestimation des coïncidences fortuites. Celles-ci ont été mesurées dans les deux cas selon la méthode décrite au paragraphe 1b). Cependant nous nous sommes aperçus que dans la première mesure, le spectre de coïncidences $N_m(W, \theta)$ était quelque peu déformé par des effets d'empilement d'impulsions. En particulier ce spectre ne contenait pas que des coïncidences fortuites pour des énergies bêta supérieures à $(W_0) \beta_2 = 2,77$ MeV. Pour éviter ce phénomène dans le travail présent, nous avons utilisé une porte linéaire rapide (figure 2) et réduit l'intensité des sources. Les coïncidences fortuites sont ainsi peu importantes. Remarquons que les résultats présentés ici ont une précision accrue.

Notons que le facteur d'anisotropie est plus grand que celui trouvé par MACQ, le désaccord étant d'autant plus important que l'énergie des bêtas est faible; nous mesurons à 1,2 MeV un effet deux fois plus élevé, cette différence étant de l'ordre de deux écarts standards.

Nous avons également mesuré la corrélation $\beta_2 - \gamma_1$ polarisé circulairement, intégrée sur l'énergie des électrons; cette sommation est réalisée à l'aide d'un absorbant d'aluminium placé devant le détecteur β , d'épaisseur telle que la contribution de la corrélation $2^- \beta_3 3^- \dots 2^+ \gamma_1 0^+$ soit négligeable dans l'effet observé. Le tableau 6 récapitule nos résultats; il donne:

- l'angle θ formé par les axes du polarimètre et du détecteur;

- la polarisation circulaire expérimentale $\overline{P}_\gamma^*$ selon l'équation (34) ainsi que l'erreur statistique;
- les facteurs de corrections $\overline{G}_i$ multipliés par les polynômes de Legendre $P_i(\cos \theta)$;
- le facteur de transmission $\alpha(p)$ pour des électrons d'impulsion p à travers l'écran d'aluminium [46].

Tableau 6

Corrélation $^{38}\text{Cl } 2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+ ^{38}\text{A}$ polarisé circulairement

θ	$\overline{P}_\gamma^*$	$\Delta \overline{P}_\gamma^*$	$\overline{G}_1 \cdot P_1(\cos \theta)$	$\overline{G}_2 \cdot P_2(\cos \theta)$	$\overline{G}_3 \cdot P_3(\cos \theta)$
115°	+ 0,12	0,07	– 0,406	– 0,195	+ 0,302
120°	+ 0,11	0,06	– 0,480	– 0,105	+ 0,296
150°	+ 0,07	0,06	– 0,832	+ 0,504	– 0,219
180°	+ 0,18	0,06	– 0,961	+ 0,842	– 0,677

absorbant bêta: 1,5 mm aluminium											
$p[m_0 c]$	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8	4,0	4,2	4,4	4,6	4,8	5,0
$\alpha(W)$	0,21	0,31	0,41	0,50	0,57	0,63	0,67	0,72	0,76	0,79	0,82

Dans ces mesures, les coïncidences fortuites représentent en moyenne 20% du nombre total de coïncidences; d'autre part les facteurs de corrections $G_i(W)$ ont été intégrés en supposant que la forme du spectre β est statistique. Lors de la recherche des EMN expérimentaux nous avons employé les expressions approchées $\overline{G}_i$, $\overline{A}_i$ au lieu des formes (31) exactes G_i , A_i ; ces approximations sont commodes et sans influence dans l'analyse.

Les résultats de ces deux mesures sont montrés graphiquement dans les figures 10 et 11.

^{42}K . En comparaison au ^{38}Cl ou au ^{88}Rb , les expériences sur la désintégration de ^{42}K (12,6 h) sont plus simples à réaliser car la durée de vie de cet isotope est notablement plus grande. Aussi le schéma de désintégration est bien établi (figure 4). Il comprend essentiellement deux transitions β une fois interdites, l'une unique, β_1 , joignant l'état fondamental 0^+ de ^{42}Ca et l'autre, β_2 , peuplant le premier état excité 2^+ . Les transitions moins énergétiques ont des intensités nettement inférieures à β_1 et β_2 ; nous les avons négligées.

La corrélation directionnelle $2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+$ a été mesurée dans des conditions identiques à celles de ^{38}Cl . Nous avons utilisé des sources d'intensité suffisamment faible pour que les coïncidences fortuites ne dépassent pas quelques pour cent de $N_m(W, \theta)$. Les résultats sont présentés dans le tableau 7 [72]; pour fixer les idées sur l'importance des corrections nécessitées par la diffusion des bêtas dans l'air et dans la source, les facteurs g_2 respectifs sont aussi indiqués dans le tableau.

Tableau 7
Corrélation directionnelle $^{42}\text{K } 2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+ ^{42}\text{Ca}$

$(W - m_0 c^2)$ MeV	ϕ $m_0 c$	$g_2, \text{diff.}$ air	$g_2, \text{diff.}$ source	$\frac{N_f}{N_m (90^\circ)}$	$\varepsilon(W)$	$\Delta\varepsilon(W)$
0,55	1,82	0,983	0,920	2,7%	-0,0185	0,0027
0,68	2,10	0,987	0,941	2,8%	-0,0205	0,0026
0,81	2,38	0,990	0,965	3,0%	-0,0213	0,0027
0,95	2,68	0,993	0,971	3,2%	-0,0250	0,0027
1,08	2,95	0,994	0,976	3,3%	-0,0248	0,0028
1,22	3,24	0,995	0,980	4,1%	-0,0290	0,0031
1,35	3,50	0,996	0,985	5,1%	-0,0267	0,0035
1,50	3,80	0,997	0,988	6,6%	-0,0226	0,0042

Le facteur d'anisotropie $\varepsilon(W)$ ainsi trouvé est en excellent accord avec celui mesuré par STEFFEN [47]. Aussi les deux résultats ont été pris en considération lors de l'analyse de la transition β_2 ; leur moyenne est montrée dans la figure 13.

Nous avons également déterminé la corrélation $2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+$ polarisé circulairement intégrée sur l'énergie des électrons. Primitivement nous avons cru déceler une variation de $\overline{P}_\gamma^*$ en fonction de la limite inférieure de cette intégration; ainsi nous avons placé successivement devant le détecteur β deux écrans d'aluminium de 0,5 et 1,0 mm d'épaisseur, ces écrans limitant l'énergie à environ 400 et 800 keV respectivement. Le tableau 8 résume les résultats obtenus avec ces deux absorbants; il se présente sous une forme analogue à celui de ^{38}Cl . Finalement nous n'avons pas constaté de différence sensible entre ces mesures, qui par ailleurs sont en excellent accord avec celles de CHABRE [48]; toutefois nous ne constatons pas la présence marquée d'un terme en $P_3(\cos\theta)$ signalée par cet auteur. La figure 14 montre la dépendance angulaire de $\overline{P}_\gamma^*$ observée dans ce travail.

^{88}Rb . Du point de vue théorique, il est très intéressant de connaître avec précision les états excités de ^{88}Sr , cet isotope étant magique en neutrons. Beaucoup de ces niveaux, jusqu'à une énergie d'environ 5 MeV, peuvent être étudiés expérimentalement à partir de la désintégration de ^{88}Rb (18 min). Cependant les publications sur ce noyau sont très peu nombreuses; le schéma de désintégration de ^{88}Rb a essentiellement été déterminé par LAZAR [49]. Dans la figure 4 nous avons toutefois tenu compte des récentes mesures effectuées dans notre laboratoire [50]. En particulier l'assignation de la parité négative aux niveaux de 4,50 MeV, 4,74 et 4,84 est basée sur la considération des valeurs ft des transitions bêta correspondantes; ces trois transitions sont permises, leur $\log ft$ étant d'environ 5. Le spin 2 pour le niveau de 4,50 MeV est certifié par une mesure de la corrélation directionnelle $\gamma_5 \gamma_1(\theta)$. Le spin 3 est attribué à l'état de 4,84 MeV sur la base a) de mesure $\gamma_3 \gamma_1(\theta)$ en supposant cependant que la transition de 3,01 MeV = γ_3 est principalement d'origine dipolaire électrique (E1) et b) de l'étude de la réaction $^{87}\text{Sr}(n, \gamma)^{88}\text{Sr}$ [51]. Enfin le spin 1 est attribué à l'état de 4,74 MeV: a) ce niveau n'est pas observé dans la réaction ci-dessus qui met en



Tableau 8

Corrélation $^{42}\text{K } 2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+ ^{42}\text{Ca}$ polarisé circulairement

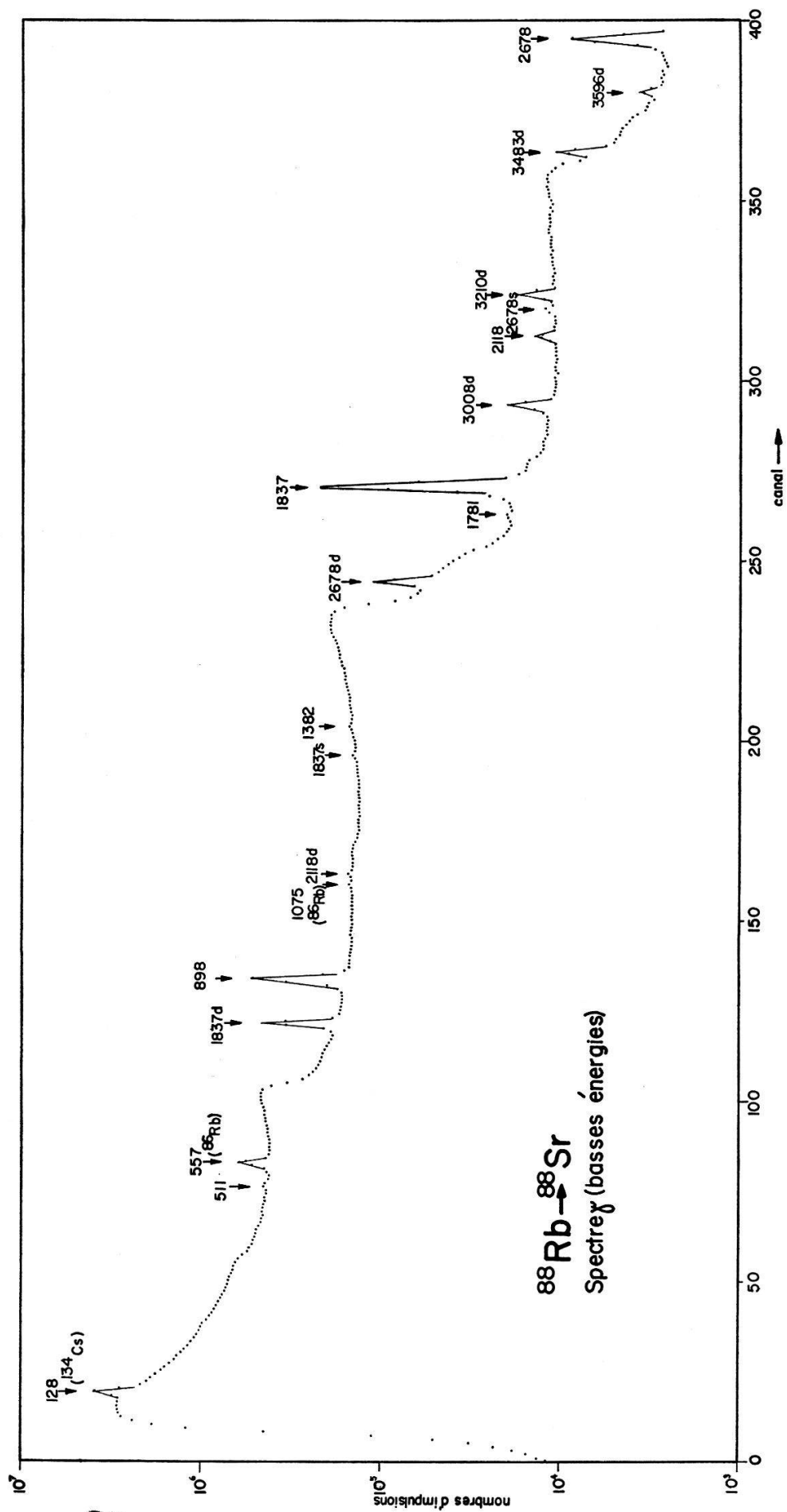
θ	P_{γ}^*		ΔP_{γ}^*		$\overline{G}_1 \cdot P_1 (\cos \theta)$		$\overline{G}_2 \cdot P_2 (\cos \theta)$		$\overline{G}_3 \cdot P_3 (\cos \theta)$		absorbant β en Al
115°	+ 0,05		0,10		− 0,395		− 0,197		+ 0,317		0,5 mm
120°	+ 0,12		0,06		− 0,467		− 0,106		+ 0,312		
150°	+ 0,02		0,06		− 0,809		+ 0,529		− 0,231		
180°	+ 0,05		0,07		− 0,394		+ 0,847		− 0,712		
120°	+ 0,01		0,10		− 0,472		− 0,108		+ 0,321		1,0 mm
135°	− 0,08		0,10		− 0,667		+ 0,216		+ 0,129		
150°	+ 0,05		0,09		− 0,818		+ 0,539		− 0,237		
180°	+ 0,03		0,11		− 0,943		+ 0,864		− 0,741		
$p [m_0 c]$	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,4	3,8	
$\alpha(p)$	0,07	0,27	0,48	0,64	0,74	0,81	0,87	0,90	0,96	0,98	0,5 mm
	0	0	0	0,11	0,23	0,37	0,51	0,62	0,76	0,85	1,0 mm

évidence des niveaux de spins élevés, b) il se désintègre uniquement sur l'état fondamental 0^+ de ^{88}Sr par une transition directe. De plus l'étude du spectre γ à l'aide diode Ge(Li) a révélé l'existence de transitions de faibles intensités. Ce spectre est montré dans la figure 6; il est discuté de façon détaillée par RÖHMER [50].

Tableau 9

Corrélation directionnelle $^{88}\text{Rb } 2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+ ^{88}\text{Sr}$

$(W - m_0 c^2)$ MeV	$\frac{N_f}{N_m (90^\circ)}$	$\frac{N_{\gamma\gamma_1} (90^\circ)}{N_v (90^\circ)}$	$\frac{N_{\gamma\gamma_1} (180^\circ)}{N_v (180^\circ)}$	$[1 - R(W, 90^\circ)] g_{2,\text{diff.}}$	$\varepsilon(W)$	$\Delta\varepsilon(W)$
1,64	3,3%	4,2%	5,3%	0,36	0,951	0,107
1,82	3,8%	5,3%	6,4%	0,45	0,959	0,137
2,01	4,8%	3,2%	3,9%	0,55	0,967	0,136
2,19	6,5%	4,1%	4,7%	0,65	0,970	0,168
2,38	9,7%	3,5%	3,8%	0,77	0,974	0,227
2,56	13,7%	4,0%	6,4%	0,87	0,977	0,184
2,75	19,0%	9,5%	9,3%	0,97	0,979	0,248
2,93	24,4%	4,7%	4,6%	1,00	0,981	0,216
3,12	34,4%			1,00	0,983	0,232
3,30	48,0%			1,00	0,985	0,185



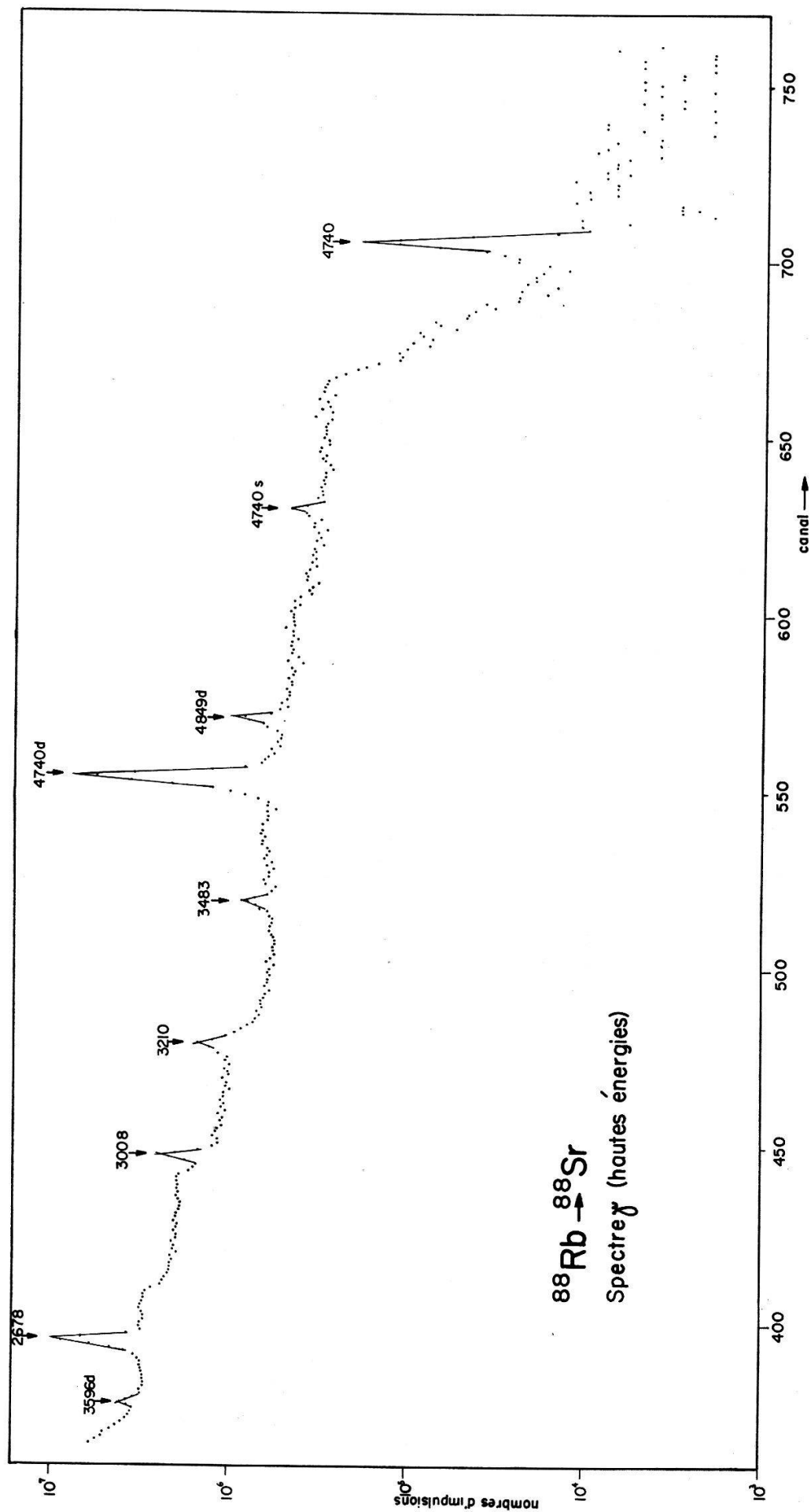


Figure 6

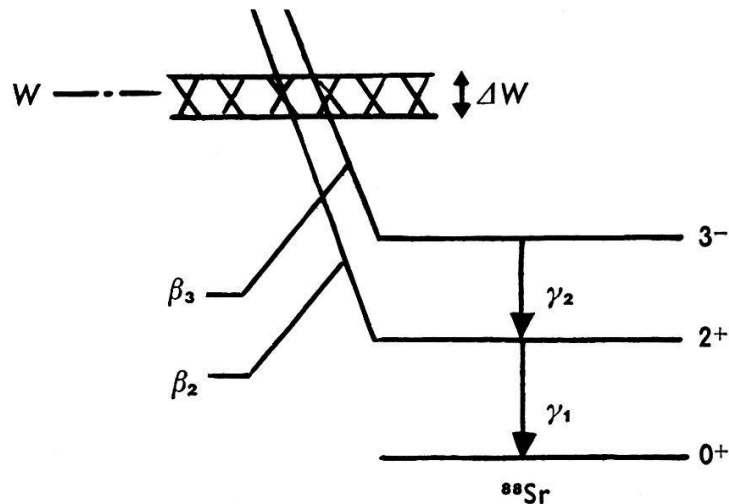
Spectre gamma de la désintégration de ^{88}Rb mesuré à l'aide d'une diode Ge(Li) de 4 mm d'épaisseur.
Le spectre «hautes énergies» est multiplié par le facteur 10^3 .

Dans ce travail, nous avons déterminé la corrélation directionnelle $\beta_2 \gamma_1(\theta)$. Nos résultats sont présentés d'une manière analogue à ceux de ^{38}Cl et ^{42}K sous la forme d'un tableau (tableau 9). Toutefois, celui-ci contient en plus les indications suivantes:

- la fraction de coïncidences $\gamma \gamma_1$ enregistrées, $N_{\gamma \gamma_1}(W, \theta)$ par rapport à $N_v(W, \theta)$;
- la contribution de la cascade $^{88}\text{Rb } 2^- \beta_3 3^- \dots 2^+ \gamma_1 0^+ ^{88}\text{Sr}$ au dessous de l'énergie finale de la transition permise β_3 .

Cette contribution ne peut être séparée de $N_v(W, \theta)$, elle doit être soustraite. Malheureusement, il est impossible de la calculer directement car les spectres β_2 et β_3 n'ont jamais été étudiés en détail et leur intensité relative est mal connue. Cette contribution doit donc être trouvée expérimentalement.

Pour ce faire, notre dispositif électronique a subi quelques modifications; nous avons utilisé une voie lente β conventionnelle et placé l'analyseur multi-canaux sur la voie γ . Nous enregistrons dans le sélecteur d'amplitude tout le spectre γ en coïncidence avec des électrons compris entre $(W - \Delta W/2)$ et $(W + \Delta W/2)$. A partir de ce spectre, nous calculons l'intensité relative $R(W) = I_{\gamma_2}/I_{\gamma_1}$ en estimant la surface des pics photoélectriques de γ_2 et de γ_1 . L'efficacité du détecteur est déterminée à l'aide du spectre γ bien connu de ^{88}Y , cet isotope se désintégrant lui aussi dans le ^{88}Sr .



En remarquant que l'intensité I_{γ_2} est égale à celle de la transition permise β_3 pour des électrons compris dans la bande d'énergie sélectionnée, $I_{\beta_3}(W)$, et que I_{γ_1} est la somme $I_{\beta_2}(W) + I_{\beta_3}$, nous obtenons:

$$R(W) = \frac{I_{\beta_3}(W)}{I_{\beta_2}(W) + I_{\beta_3}(W)}. \quad (38)$$

C'est la contribution cherchée. La fonction $R(W)$ mesuré de cette façon diffère quelque peu de celle utilisée primitivement. Toutefois les résultats indiqués dans le tableau 9 sont encore compatibles avec ceux déjà publiés [45], car nous avons admis alors une grande incertitude sur $R(W)$.

Par ailleurs nous n'avons pas jugé opportun de mesurer la corrélation $\beta_2 - \gamma_1$ polarisé circulairement. Cette mesure est particulièrement difficile: la polarisation de γ_1 en coïncidence avec les bêtas de la transition β_3 est importante ($c = 0,444$) de sorte qu'une erreur dans l'évaluation de contribution $\beta_3 - \gamma_1$ provoque une grande incertitude dans les résultats de la mesure $\beta_2 - \gamma_1$.

IV. Analyse des mesures de ^{38}Cl et ^{42}K

1. Introduction

Les six EMN qui interviennent dans la description des transitions $2^- \beta 2^+$ sont, dans les notations du tableau 1 (2ième colonne) deux EMN d'ordre tensoriel 0, w et v , trois d'ordre 1, x , u et y , et un d'ordre 2, z . Comme la détermination de ces paramètres à partir de l'expérience exige en général des mesures précises et variées, la transition $2^- \beta 2^+$ de ^{88}Rb ne sera pas interprétée, la mesure de la corrélation directionnelle $\beta \gamma(\theta)$ seulement étant insuffisante. Pour ^{38}Cl et ^{42}K , nous avons pris en considération les quantités observées suivantes:

1. Facteur d'anisotropie $\varepsilon(W)$ de la corrélation directionnelle $\beta \gamma(\theta)$ obtenu dans ce travail et par STEFFEN [47] pour ^{42}K .

2. Facteur de polarisation circulaire $\overline{P}_\gamma^*$ obtenu dans ce travail et mesuré par CHABRE [48] pour ^{42}K .

3. Facteur de correction du spectre $\beta C(W)$ donné pour ^{42}K par DANIEL [53] et par ANDRE [54]. De ses mesures, LANGER [55] a déduit par soustraction la forme du spectre β_2 de ^{38}Cl ; dans sa publication, il ne donne que le diagramme de Kurie trouvé et indique que $C(W)$ est constant. Toutefois, il n'est pas commode d'extraire du diagramme la fonction $C(W)$ de manière précise et d'en fixer les limites d'erreur. D'autre part, la méthode de mesure s'est avérée inexacte; par exemple, pour ^{42}K , le facteur de correction du spectre $2^- \beta 2^+$ avait été trouvé constant. Aussi, tenant compte de la possibilité d'une erreur, nous avons admis pour ^{38}Cl :

$$C(W, ^{38}\text{Cl}) = 1 \pm 0,1; \quad 1 \text{ MeV} \leq (W - m_0 c^2) \leq (W_0 - m_0 c^2). \quad (39)$$

2. Méthode

L'analyse numérique, c'est-à-dire la recherche des valeurs expérimentales des EMN, est basée sur la méthode des moindres carrés [56]. Pour un grand choix de paramètres, nous avons calculé à l'aide de la calculatrice électronique CDC 1604 A de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zürich les expressions:

$$Q_k^2(w, v, x, u, y, z) = \sum_{i=1}^{n_k} g_i (f^k(W_i, \theta_i) - f_i^k); \quad k = 1, 2, 3 \quad (40)$$

k désigne le type de mesure, $f^k(W, \theta)$ symbolise les fonctions théoriques définies par les formules (15), (35) et (14) respectivement; f_i^k est la valeur expérimentale de f^k mesurée soit à l'énergie W_i , soit sous l'angle θ_i et g_i est l'inverse du carré de l'erreur sur f_i^k . L'ensemble $[w, \dots, z]$ est retenu comme étant une solution lorsque les quantités Q_k^2 sont simultanément petites, ou plus précisément lorsque

$$Q_k^2(w, \dots, z) \leq D_k (n_k - \nu_k); \quad k = 1, 2, 3. \quad (41)$$

Les constantes $D_k (n_k - \nu_k)$ sont fixées par le degré de confiance choisi; elles dépendent du nombre de points expérimentaux indépendants $(n_k - \nu_k)$ dans la mesure k considérée. Cette méthode permet de trouver l'étendue minimum des domaines de solutions.

Précisons la forme théorique $f^3(W)$ du facteur de correction du spectre β :

$$f^3(W) = n A_0(W) \quad (42)$$

Le coefficient de normalisation n dépend des EMN (voir équation (14)), aussi nous l'avons déterminé pour chaque choix $[w, \dots, z]$ de façon que Q_3^2 soit minimum:

$$\frac{dQ_3^2}{dn} = 0 \quad (43)$$

ou encore

$$n(w, \dots, z) = \frac{\sum_i f_i^3 A_0(W_i) g_i}{\sum_i A_0^3(W_i) g_i} \quad (44)$$

Enfin rappelons que les fonctions théoriques $f^k(W, \theta)$ employées (18) ne sont pas analytiques. En effet, il intervient dans ces équations les amplitudes des fonctions d'onde radiales électroniques qui sont tabulées [25] pour des valeurs discrètes de l'impulsion p seulement. En général, les points expérimentaux ne correspondent pas aux entrées p_i de cette tabulation; nous les avons alors déplacés vers les valeurs p_i les plus proches; dans la suite des calculs ainsi que dans les représentations graphiques, nous avons utilisé la variable p_i au lieu de W . D'autre part les intégrales de type (31) sont naturellement remplacées par des sommes sur p_i .

3. Choix du facteur de comparaison η

Au §2 chap. II, nous avons signalé que les mesures $k = 1, 2$ et 3 ne permettent de déterminer que les valeurs relatives des EMN, et qu'un de ces paramètres peut ainsi toujours être posé égal à l'unité, par exemple:

$$z = 1; \quad \eta = C_A i \mathcal{M}(B_{ij}) \quad (45)$$

Cependant, du point de vue de l'analyse, ce choix habituel n'est pas judicieux car il conduit à rechercher des solutions pour les autres paramètres $[w, \dots, y]$ dans un espace infini; la normalisation suivante est mieux adaptée [57]:

$$\left. \begin{aligned} z &= \cos \theta \\ u &= \sin \theta \cos \varphi \\ x &= \sin \theta \sin \varphi \cos \psi \\ w &= \sin \theta \sin \varphi \sin \psi \end{aligned} \right\} \quad z^2 + u^2 + x^2 + w^2 = 1 \quad (46)$$

Si les angles θ , φ et ψ varient entre 0 et π , il apparaît immédiatement de ces équations que les rapports entre deux quelconques des paramètres $[w, x, u, z]$ prennent toutes les valeurs comprises entre $-\infty$ et $+\infty$. Ainsi les dimensions de l'analyse sont réduites à celles d'un espace fini, celui des angles θ , φ et ψ .

4. Réduction du nombre de paramètres indépendants

Nous avons signalé dans l'introduction qu'il est pratiquement impossible d'évaluer indépendamment les rapports expérimentaux des six EMN; d'une part l'ampleur de

l'analyse numérique est considérable, voir prohibitive, et d'autre part les domaines des solutions trouvés sont en général très grands; il est alors difficile de dégager une conclusion des ces résultats [54]. Aussi des relations supplémentaires entre les EMN sont souhaitables et doivent être recherchées avant de commencer le calcul. Nous avons retenu deux genres de considérations:

- a) dans un premier calcul, nous avons utilisé les relations indépendantes de modèle entre les EMN non-relativistes et relativistes;
- b) dans le second calcul, nous avons appliqué des relations entre les EMN non-relativistes déduites du modèle des couches.

a) Relations entre les EMN relativistes v , y et non-relativistes w , x

A partir des lois de commutations des opérateurs $(\sigma \cdot r) \tau^+$ et $r \tau^+$ avec l'hamiltonien nucléaire total $H = H_0 + H_{\text{coul.}} + V$, divers auteurs ont établi des relations entre w et v d'une part et x et y d'autre part. Certaines approximations sont toutefois nécessaires dans l'évaluation des commutateurs contenant l'interaction coulombienne $H_{\text{coul.}}$ et l'interaction nucléon-nucléon autre que coulombienne V , de sorte que ces relations ne doivent être utilisées qu'avec prudence:

$$\begin{aligned} v &= A_0 \xi w; & A_0 &= A_0 (A + F) = 1 + (W_0 - 2,5) \frac{A^{1/3}}{Z} \\ y &= A_1 \xi x; & A_1 &= A_{cvc} = 2,4 + (W_0 - 2,5) \frac{A^{1/3}}{Z}. \end{aligned} \quad (47)$$

La valeur de A_1 dans la relation entre x et y est une conséquence de la théorie du courant vectoriel conservé [58]; toutefois DAMGAARD et WINTHER [59] ont récemment mis en doute son exactitude dans les cas où x est petit. La relation entre w et v , trouvée par AHRENS et FEENBERG [60] est probablement peu rigoureuse à cause des incertitudes [61] dans l'évaluation du commutateur $[V, (\sigma \cdot r) \tau]$. Du point de vue expérimental, ces relations ne sont ni infirmées [62], ni confirmées [63] de façon définitive; les ordres de grandeur qu'elles fournissent, semblent corrects. Ainsi leur emploi nous paraît être une hypothèse de travail raisonnable. Les variables du calcul sont alors les EMN non-relativistes $[w, x, u, z]$, que nous avons écrits en utilisant les formules (46). Le tableau 10 résume la manière de mener l'analyse. Les limites des domaines de solutions ont été définies selon (41) en prenant un degré de confiance de 90%.

Tableau 10

Traitement de la première analyse numérique

^{38}Cl	^{42}K
$A_0 = A_0 (A + F) = 1,5$	$A_0 = A_0 (A + F) = 1,18$
$A_1 = A_{cvc} = 3,13$	$A_1 = A_{cvc} = 2,83$
Variation des paramètres: $0 \leq \theta \leq \pi$; $0 \leq \varphi \leq \pi$; $0 \leq \psi \leq \pi$	

Résultats

Les résultats sont présentés sous une forme graphique. Les axes des figures correspondent aux variables angulaires θ , φ et ψ . Il n'y a pas d'autres solutions dans tout l'espace (θ, φ, ψ) que celles indiquées sur ces figures. Pour ^{42}K , l'angle θ est très bien défini: $\theta_{\text{solution}} = 1,625 \pm 0,025$, aussi seul ce plan est montré (figure 7). En particulier la figure 7a indique dans la région d'intérêt, les domaines de solutions pour chacune des trois observables k prises séparément. La partie non hachurée représente l'ensemble des solutions communes; c'est l'espace recherché. Il est reporté dans la figure 7c afin de mieux le distinguer.

Pour ^{38}Cl , l'angle θ est compris entre $1,85 \leq \theta_{\text{sol.}} \leq 2,15$; les solutions dans les plans $\theta = 1,90, 2,00$ et $2,10$ sont montrées dans la figure 8. La mesure $C(W)$ n'a pas été considérée pour en fixer leurs limites; nous avons cependant contrôlé que $C(W)$ calculé avec les solutions indiquées est compatible avec (39).

Pour discuter ces résultats, il convient de les transformer dans une représentation habituelle. Avec la normalisation $z = 1$ nous obtenons les figures 7d et 8b à partir de 7c et 8a respectivement. Ces figures reflètent quelque peu la similitude expérimentale des transitions de ^{38}Cl et ^{42}K . En particulier, les EMN d'ordre tensoriel 0 sont nécessaires à leur interprétation. Toutefois, leur importance diffère: pour ^{42}K , ils sont très grands ($w \approx -18,5 z$) alors que pour ^{38}Cl , w est de l'ordre de grandeur de z . Par contre, les EMN d'ordre 1 sont tout au plus environ égaux à z ; en général, ils sont petits voir négligeables. Pour ^{42}K , il existe même une solution telle que $x = u = y = 0$ et $w = -18,5 z$! Une certaine corrélation semble exister entre x et u , identique pour les deux isotopes: $x \approx u/2$. L'origine de cette corrélation n'est pas claire; elle résulte probablement de la nature des expressions théoriques $f^k(W, \theta)$.

Pour fixer les idées sur la grandeur absolue des EMN, nous donnons dans le tableau 11 trois choix possibles de solutions pour chacune des transitions. Le facteur de comparaison η a été calculé à l'aide des valeurs $f t$.

Tableau 11
Valeurs absolues des EMN (exemples)!

Noyau	transition	log ft	solution	$i/R \mathcal{M}(B_{ij})$	$i/R \mathcal{M}(\sigma \cdot r)$	$i/R \mathcal{M}(r)$	$i/R \mathcal{M}(\sigma \times r)$
^{38}Cl	$2^- \beta_1 0^+$	8,0		$5,95 \cdot 10^{-1}$			
	$2^- \beta_2 2^+$	6,9	a	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$-5,85 \cdot 10^{-1}$	$-0,560 \cdot 10^{-1}$	$-1,69 \cdot 10^{-1}$
			b	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$-5,90 \cdot 10^{-1}$	$+0,078 \cdot 10^{-1}$	$-0,47 \cdot 10^{-1}$
			c	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$-5,67 \cdot 10^{-1}$	$-1,27 \cdot 10^{-1}$	$-3,0 \cdot 10^{-1}$
^{42}K	$2^- \beta_1 0^+$	8,3		$4,0 \cdot 10^{-1}$			
	$2^- \beta_2 2^+$	7,5	a	$0,36 \cdot 10^{-1}$	$-6,65 \cdot 10^{-1}$	$-0,043 \cdot 10^{-2}$	$-0,69 \cdot 10^{-2}$
			b	$0,36 \cdot 10^{-1}$	$-6,65 \cdot 10^{-1}$	$+2,98 \cdot 10^{-2}$	$+4,7 \cdot 10^{-2}$
			c	$0,36 \cdot 10^{-1}$	$-6,65 \cdot 10^{-1}$	$-3,24 \cdot 10^{-2}$	$-8,9 \cdot 10^{-2}$

De ce tableau nous constatons que la grandeur des EMN $\int B_{ij}/R$ et $\int (\sigma \cdot r)/R$ est pratiquement indépendante du choix des autres paramètres. De plus dans ^{38}Cl $(\int B_{ij}/R)_{\beta_1}$ pour la transition β_1 vers l'état fondamental de ^{38}A est du même ordre de

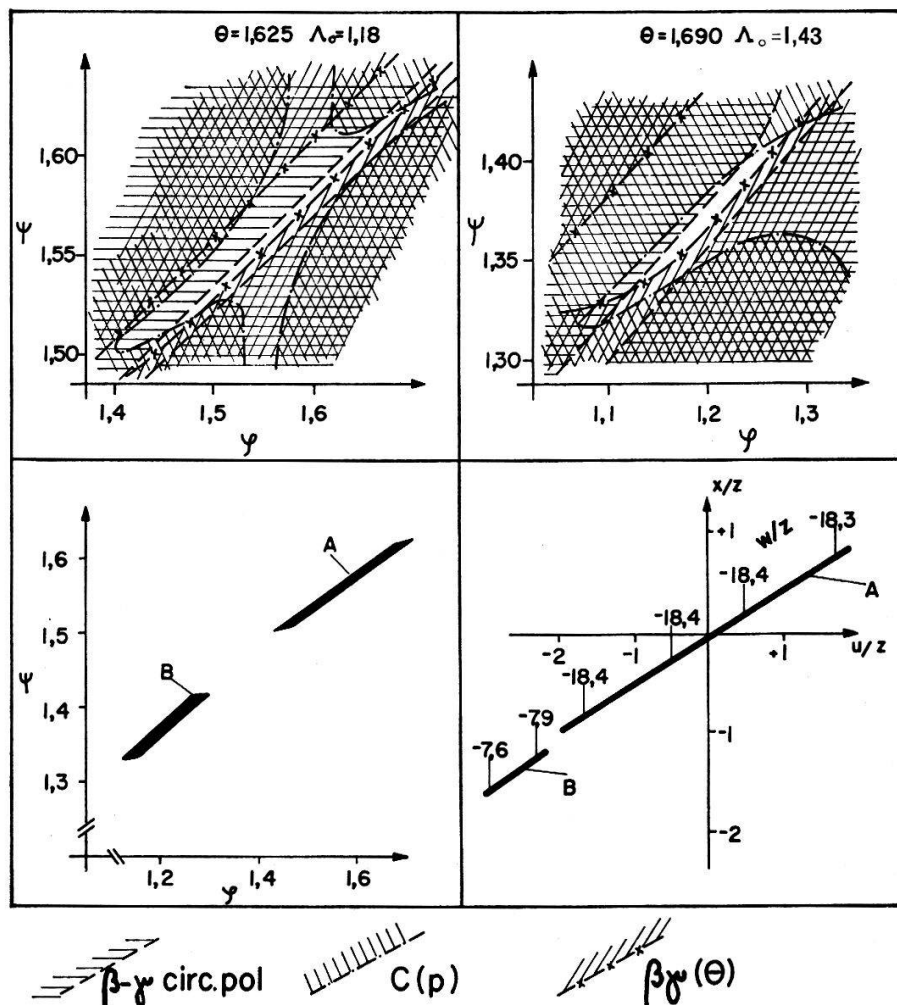


Figure 7

EMN expérimentaux de la transition $^{42}\text{K } 2^- \beta_2 2^+ ^{42}\text{Ca}$.

Les EMN sont représentés dans les figures 7a, 7b et 7c dans les variables angulaires θ , φ et ψ , et dans la figure 7d avec la normalisation $z = 1$. $A_1 = A_{CVC} = 2,83$.

La figure 7a montre l'allure des domaines de solutions (parties non-hachurées) pour $A_0 = A_0(A + F) = 1,18$ qui sont compatibles avec chacune des trois observables $C(p)$, $\varepsilon(p)$ et P_y^* ; les EMN correspondant à la partie centrale non-hachurée permettent de reproduire toutes les mesures; ce sont les solutions A, indiquées en trait plein dans les figures 7c et 7d.

La figure 7b est l'analogue de 7a pour $A_0 = 1,43$ et correspond aux solutions B des figures 7c et 7d.

grandeur que $(\int B_{ij}/R)_{\gamma_2}$ pour la transition $2^- \beta_2 2^+$. Ce n'est pas vrai pour ^{42}K ; il se produit ici un effet d'annulation de $(\int B_{ij}/R)_{\beta_2}$ qui rend compte d'une certaine façon de la prépondérance de w . La validité de ces observations est évidemment liée à celles des relations (47), principalement à celle de la prévision de AHRENS et FEENBERG concernant A_0 . Nous avons essayé de contrôler cette prévision dans le cas de ^{42}K . L'espace environnant nos résultats ($1,0 \leq \varphi \leq 2,0$; $1,0 \leq \psi \leq 2,0$; $1,5 \leq \theta \leq 2,0$) a été exploré en admettant successivement pour A_0 les valeurs $A_0 = 1,13$, $1,33$ et $1,43$. Il n'y a aucune solution pour $A_0 = 1,13$, par contre pour $A_0 = 1,33$ et $1,43$ nous retrouvons une situation semblable à celle obtenue avec $A_0 = 1,18$. Les figures 7b et 7d indiquent les domaines de solutions pour $A_0 = 1,43$. Dans ce cas, l'EMN w est plus petit que précédemment, $w \approx -8z$, mais comme v a augmenté, les EMN d'ordre tensoriel 0 restent dominants. Par ailleurs les EMN d'ordre tensoriel 1 sont

alors plus importants $x \approx u \approx -z$. Il n'est guère possible de conclure quant à l'exactitude de la relation de AHRENS et FEENBERG elle-même; nous pouvons dire tout au plus que $\Lambda_0 > 1,13$.

b) Application du modèle des couches

Pour interpréter ces résultats de façon plus nuancée, il importe d'examiner la structure des états nucléaires. Le modèle des couches, employé au voisinage de noyaux magiques, est généralement appliqué aux isotopes que nous considérons présentement. Toutefois des travaux théoriques sur les isotopes du Ca ont récemment montré que des composantes déformées [64], produites par des excitations du cœur à plusieurs trous-particules, coexistent également avec les fonctions d'onde sphériques du modèle des couches. C'est le cas notamment pour le niveau $2^{+(1)}$ de ^{42}Ca :

$$|2^+, ^{42}\text{Ca}\rangle = a |\psi_{\text{sphérique}}\rangle + b |\psi_{\text{déformé}}\rangle. \quad (48)$$

Cependant les opérateurs de la théorie bêta sont des opérateurs à une particule; ils ne peuvent pas connecter une partie sphérique $|\psi_{\text{sph}}\rangle$ à une telle composante déformée $|\psi_{\text{déf}}\rangle$, laquelle diffère de $|\psi_{\text{sph}}\rangle$ par une autre répartition d'au moins deux nucléons dans les couches ouvertes. Par la suite, nous supposons qu'il n'y a aucune déformation dans les états fondamentaux de ^{38}Cl et ^{42}K , et par conséquence nous négligerons les composantes non sphériques des noyaux filles ^{38}A et ^{42}Ca . Evidemment les valeurs absolues des EMN dépendent du recouvrement des fonctions d'onde, et par là de l'amplitude de cette composante négligée. Nous limiterons alors notre interprétation aux rapports des EMN.

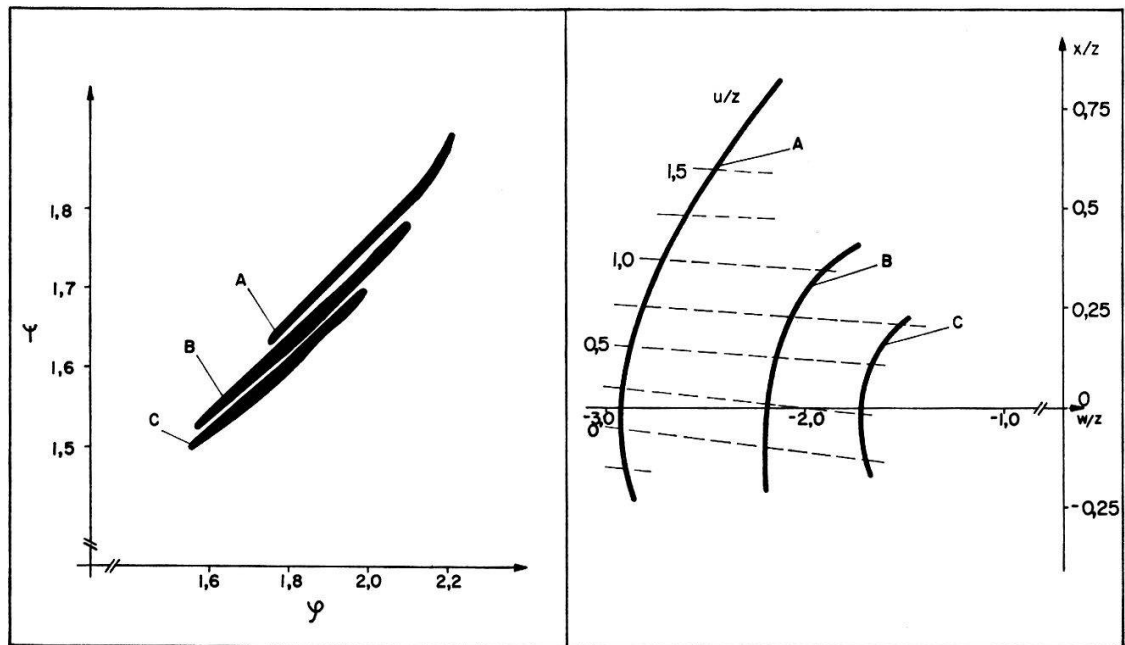


Figure 8

EMN expérimentaux (trait plein) de la transition $^{38}\text{Cl } 2^- \beta 2^+ ^{38}\text{A}$.

Les EMN sont représentés dans les variables angulaires θ , φ et ψ dans la figure 8a et avec la normalisation $z = 1$ dans la figure 8b. $\Lambda_0 = \Lambda_0 (A + F) = 1,5$; $\Lambda_1 = \Lambda_{CV C} = 3,13$.

Les solutions A, B et C correspondent à $\theta = 1,90$, $2,00$ et $2,10$ respectivement ($1,85 \leq \theta_{\text{solutions}} \leq 2,15$).

Calcul des EMN dans le modèle des couches

Le calcul des EMN à partir de configurations du modèle des couches fut considéré pour la première fois par ROSE et OSBORN [65]. Ce traitement est décrit d'une façon extrêmement détaillée par TALMI et de SHALIT [18]. Nous ne mentionnerons ici que les résultats qui nous sont nécessaires. Le problème se ramène toujours à l'évaluation des EMN entre des états à une seule particule. Ces états, notés $(n l_j)$ ou simplement (l_j) , sont caractérisés par les bons nombres quantiques $n, j, m, s = 1/2, l = j \pm s$ dont les significations sont évidentes:

$$(n l_j) = R_{nl}(r) \sum_{\tau} (-1)^{j-m} \sqrt{(2j+1)} \begin{pmatrix} l & 1/2 & j \\ \tau - m & -\tau & m \end{pmatrix} Y_{l-\tau}^{m-\tau} \chi_{1/2}^{\tau} \quad (49)$$

$\chi_{1/2}^{\tau}$ représente la fonction propre de spin et $R_{nl}(r)$ la partie radiale de $(n l_j)$. Nous avons pris pour ces dernières fonctions les solutions du potentiel harmonique. Ainsi:

$$\begin{aligned} & \langle (l_j) \| T_{KL\gamma, t} \| (l'_j) \rangle \\ &= (i)^{L+l-l'} \sqrt{(2j'+1)(2j+1)(2k+1)} \sqrt{2} (\sqrt{3})^{\gamma} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & \gamma \\ l & l' & L \\ j & j' & K \end{Bmatrix} \langle l \| Y_L \| l' \rangle F_{n'l'n l} \quad (50) \end{aligned}$$

$$F_{n'l'n l} = \int_0^{\infty} r^{L+2} R_{nl}(r) R_{n'l'}(r) dr.$$

Cette formule, établie pour des fonctions d'onde nucléaires à deux composantes, ne s'applique qu'aux EMN non-relativistes. Ainsi, la variable t , qui n'apparaît pas explicitement dans cette expression, est cependant univoquement déterminée.

Quelques valeurs de ces EMN sont données dans le tableau 12 pour les configurations qui nous intéressent. Remarquons d'autre part que la règle de sélection j est une condition pour que la symbole $\{9 j\}$ soit différent de zéro

$$|j' - j| \leq K \leq j' + j. \quad (51)$$

Le calcul des EMN complets $\langle J_f \| T_{KL\gamma, t} \| J_i \rangle$ se réduit à (50) en séparant des fonctions d'onde initiales ψ_i et finales ψ_f les états neutron $_n(n' l'_j)$ et proton $_p(n l_j)$ vient de la particule effectivement transformée par la désintégration bêta.

$$\langle J_f \| T_{KL\gamma, t} \| J_i \rangle = \xi(K, l'_j, l_j) \langle l_j \| T_{KL\gamma, t} \| l'_j \rangle. \quad (52)$$

Cette équation se vérifie très généralement; les coefficients $\xi(K, l'_j, l_j)$ sont indépendants de L ou γ , et groupent l'ensemble des facteurs géométriques provenant des découplages de moments angulaires. En particulier ils sont identiques pour les EMN x et u et s'éliminent ainsi de leur rapport u/x . En général l'évaluation de ces coefficients ξ est assez compliquée et requiert, entre autre, les amplitudes des composantes de différentes séniorités s dans ψ_i et ψ_f . Si le noyau considéré ne possède toutefois que deux nucléons de valence et que l'un d'eux ($n_0 l_{0j_0}$) ne participe pas à la tran-

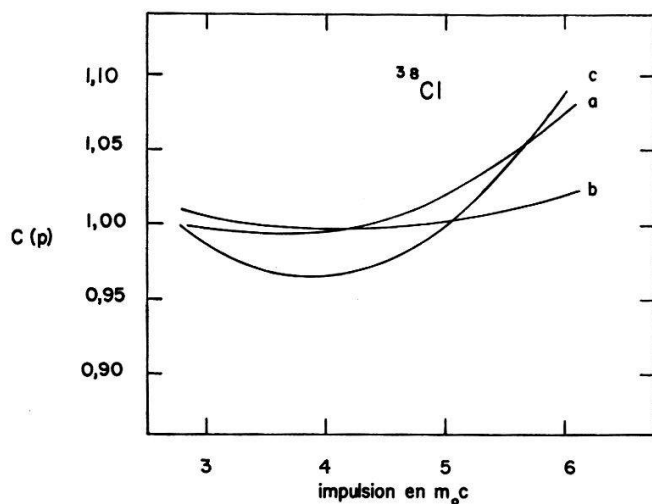


Figure 9

Facteur de correction du spectre $C(p)$ de la transition $^{38}\text{Cl } 2^- \beta 2^+ ^{38}\text{A}$.

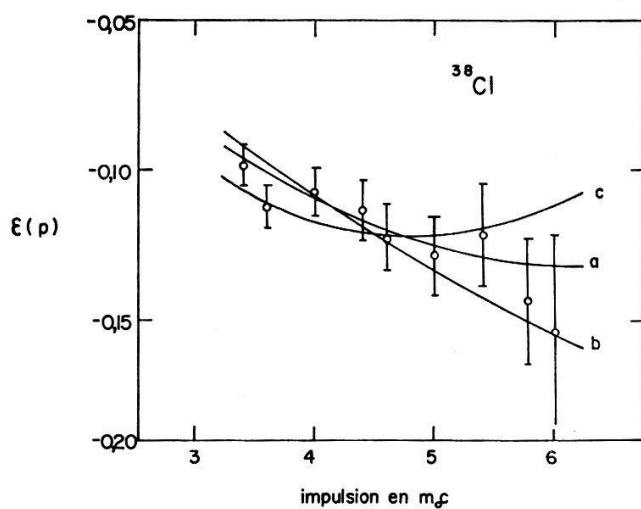


Figure 10

Facteur d'anisotropie $\varepsilon(p)$ de la corrélation directionnelle $^{38}\text{Cl } 2^- \beta 2^+ \gamma 0^+ ^{38}\text{A}$ en fonction de l'impulsion des bêtas.

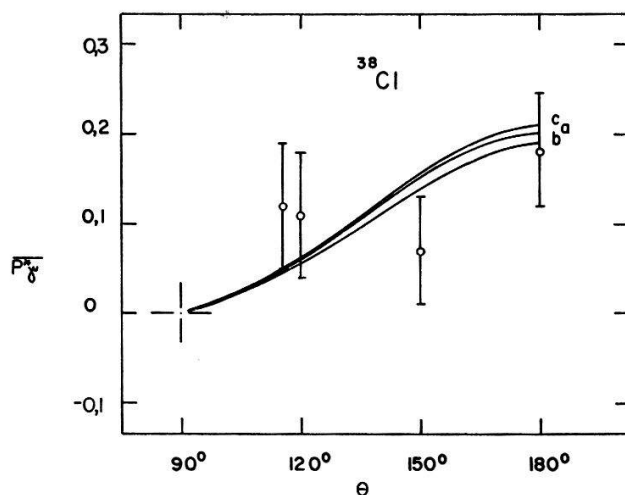


Figure 11

Polarisation circulaire expérimentale $\overline{P}_\gamma^*$ de la corrélation $^{38}\text{Cl } 2^- \beta 2^+ \gamma 0^+ ^{38}\text{A}$ intégrée sur l'énergie des bêtas par l'intermédiaire d'un absorbant en aluminium de 1,5 mm d'épaisseur. L'angle θ est formé par les axes du polarimètre et du détecteur β .

Les courbes théoriques a, b et c sont calculées à partir des EMN donnés dans le tableau 11.

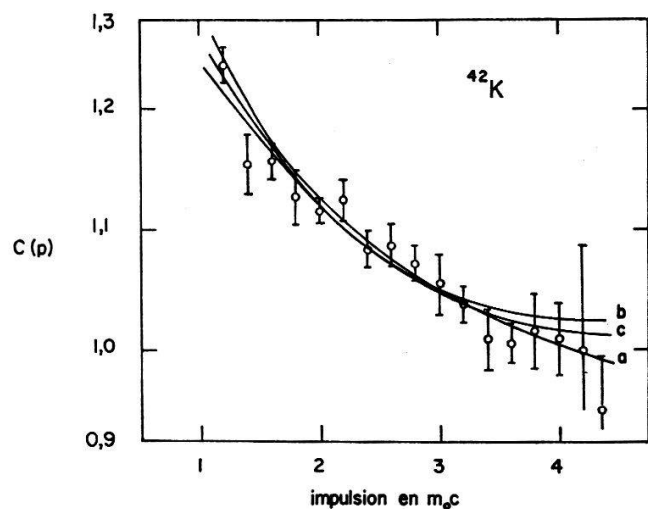


Figure 12

Facteur de correction du spectre $C(p)$ de la transition $^{42}\text{K } 2^- \beta 2^+ ^{42}\text{Ca}$.

Les mesures de ANDRE et DANIEL sont ici moyennées.

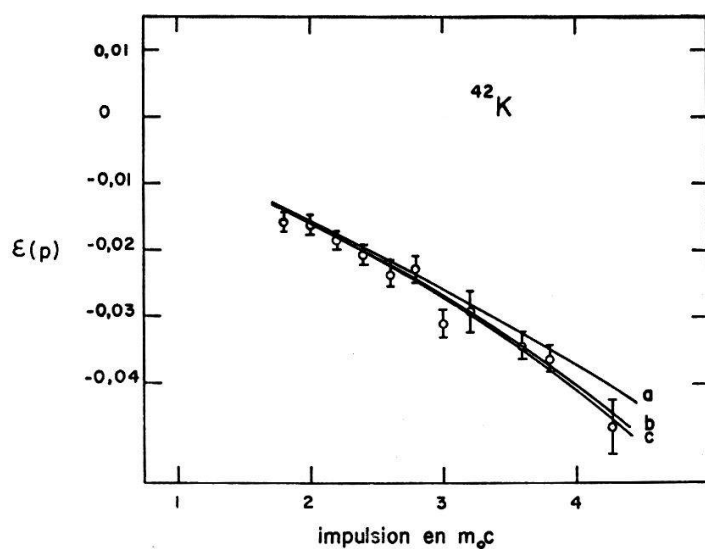


Figure 13

Facteur d'anisotropie $\varepsilon(p)$ de la corrélation directionnelle $^{42}\text{K } 2^- \beta 2^+ \gamma 0^+ ^{42}\text{Ca}$ en fonction de l'impulsion des bêtas. Les mesures de Steffen et celles de ce travail sont ici moyennées.

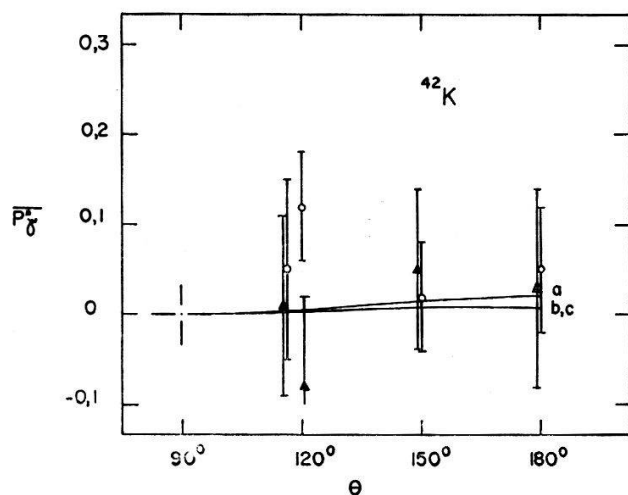


Figure 14

Polarisation circulaire expérimentale $\overline{P}_\gamma^*$ de la corrélation $^{42}\text{K } 2^- \beta 2^+ \gamma 0^+ ^{42}\text{Ca}$ intégrée sur l'énergie des bêtas par l'intermédiaire d'un absorbant en aluminium de 0,5 mm d'épaisseur $\circ$ (ou 1,0 mm $\blacktriangle$). L'angle θ est formé par les axes du polarimètre et du détecteur β .

Les courbes théoriques a, b et c sont calculées à partir des EMN donnés dans le tableau 11.

Tableau 12
EMN non-relativistes à une particule

$n(n' l' j')$ $\xrightarrow{\beta}$ $p(n l_j)$	$1 f_{7/2}$	$2 p_{3/2}$	$2 p_{3/2}$	$2 p_{1/2}$	$1 f_{5/2}$
	$1 d_{3/2}$	$1 d_{3/2}$	$2 s_{1/2}$	$1 d_{3/2}$	$1 d_{3/2}$
$\langle \ T_{011,1} \ \rangle$	—	$-\frac{1}{\sqrt{\pi}} F_{2p1d}$	—	—	—
$\langle \ T_{110,0} \ \rangle$	—	$+\frac{1}{\sqrt{5\pi}} F_{2p1d}$	$\frac{1}{\sqrt{\pi}} F_{2p2s}$	$\frac{1}{\sqrt{\pi}} F_{2p1d}$	$\frac{3}{\sqrt{5\pi}} F_{1f1d}$
$\langle \ T_{111,1} \ \rangle$	—	$+\frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{5\pi}} F_{2p1d}$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} F_{2p2s}$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} F_{2p1d}$	$\frac{-3}{\sqrt{5\pi}2} F_{1f1d}$
$\langle \ T_{211,1} \ \rangle$	$-\frac{12}{\sqrt{35\pi}} F_{1f1d}$	$-\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{5\pi}} F_{2p1d}$	$\frac{\sqrt{5}}{\sqrt{2\pi}} F_{2p2s}$	$\frac{-1}{\sqrt{10\pi}} F_{2p1d}$	$\frac{-3\sqrt{3}}{\sqrt{70\pi}} F_{1f1d}$
$F_{n'l'nl}$	$-\frac{\sqrt{7}}{\sqrt{2}} b_0$	b_0	$-\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}} b_0$	b_0	$-\frac{\sqrt{7}}{\sqrt{2}} b_0$

sition bêta – c'est le cas notamment de ^{38}Cl – ces coefficients peuvent être mis sous une forme explicite:

$$\xi(K, l'_j, l_j) = (-1)^{j+j_0+J_f+K} [(2J_i+1)(2J_f+1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} j & J_f & j_0 \\ J_i & j' & K \end{matrix} \right\}. \quad (53)$$

Enfin, s'il y a mélange de configurations, l'expression (52) doit être remplacée par une somme sur tous les états possibles du nucléon qui se désintègre, les coefficients ξ comprenant en plus les amplitudes du mélange.

^{42}K . Le ^{42}K possède trois neutrons de valence dans la couche $n(1 f_{7/2})$ et un trou proton $p(1 d_{3/2})^{-1}$. Selon TALMI [18], l'état fondamental 2^- est décrit par le couplage de ce trou aux composantes de différentes séniorités des trois neutrons $n(1 f_{7/2})$

$$|2^-, ^{42}\text{K}\rangle = 0,77 \psi [p(1 d_{3/2})_{3/2}^3, n(1 f_{7/2})_{7/2}^3; 2] + 0,64 \psi [p(1 d_{3/2})_{3/2}^3, n(1 f_{7/2})_{5/2}^3; 2]. \quad (54)$$

OQUIDAM [66] obtient une fonction d'onde analogue.

Le ^{42}Ca a deux neutrons dans la couche $(1 f_{7/2})$, de sorte que la partie sphérique de l'état 2^+ , $|2^+, ^{42}\text{Ca}\rangle_{\text{sph.}}$, est:

alors:

$$|2^+, ^{42}\text{Ca}\rangle = |p(d_{3/2})_{0}^4; n(f_{7/2})_{2}^2; 2\rangle. \quad (55)$$

Avec ces fonctions d'onde la transition $2^- \beta_2 2^+$ résulte nécessairement de la transformation d'un des trois neutrons $n(f_{7/2})$ en un proton $p(d_{3/2})$. A cause de la règle de sélection j (51) seul l'EMN $\int B_{ij}$ est différent de zéro, d'ailleurs quelque soit le mélange de séniorité dans (54). Ainsi la transition bêta devrait présenter un caractère unique et les quantités mesurables peuvent être calculées théoriquement; la figure 15 montre l'allure des fonctions $C(W)$, $\varepsilon(W)$ et $\overline{P}_\gamma^*(\theta)$ trouvées de cette façon. Il apparaît

clairement que de telles prévisions sont en net désaccord avec l'expérience. D'ailleurs ce fait est connu depuis longtemps [19].

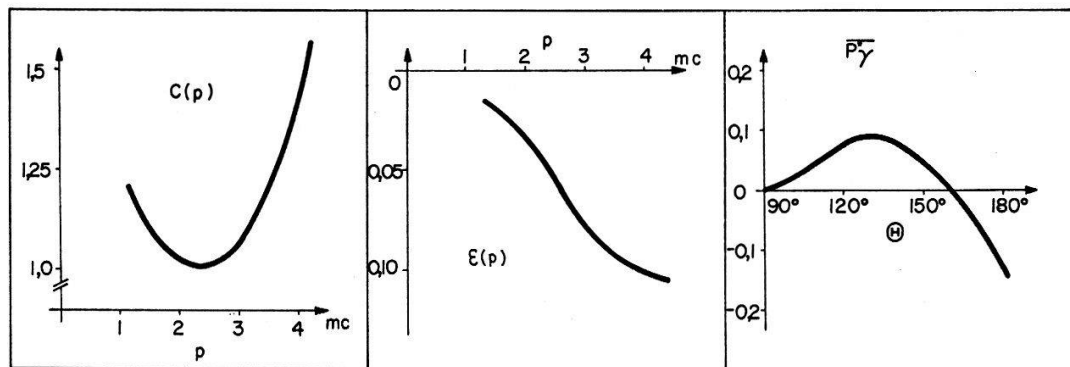


Figure 15

Comportement théorique des observables $C(p)$, $\varepsilon(p)$ et $\overline{P}_\gamma^*$ de la transition $^{42}\text{K } 2^- \beta 2^+ ^{42}\text{Ca}$ dans le cas où seul l'EMN $\int B_{ij}$ est différent de zéro. (Validité stricte du modèle des couches.)

Il convient donc d'envisager la participation d'autres configurations sphériques dans les fonctions d'onde (54) et (55), telles que ${}_n(2 p_{3/2})$, ${}_n(2 p_{1/2})$ et ${}_n(1 f_{5/2})$. Toutefois comme les états non perturbés de ces configurations ont été observés à environ 2, 4 et 6 MeV respectivement au dessus de ${}_n(1 f_{7/2})$ [67], ces nouvelles contributions sont probablement peu importantes. Nous supposons [68] que les amplitudes de ${}_n(2 p_{1/2})$ et ${}_n(1 f_{5/2})$ sont négligeables et nous ne retiendrons que la composante ${}_n(2 p_{3/2})$. Cette hypothèse est soutenue par GERACE et al. [64] dans le cas de la fonction d'onde $|2^+ ^{42}\text{Ca}\rangle$. Alors la transition bêta peut également s'effectuer par la transformation ${}_n(2 p_{3/2}) \xrightarrow{\beta} {}_p(1 d_{3/2})$ qui fait intervenir tous les EMN $K = 0, 1, 2$. En particulier cette transformation est responsable pour les ordres tensoriels $K = 0, 1$. En appliquant la formule (52) nous obtenons:

$$\frac{u}{x} = \frac{-\sqrt{2} C_A \langle d_{3/2} || T_{111,1} || p_{3/2} \rangle}{C_V \langle d_{3/2} || T_{110,0} || p_{3/2} \rangle} = 4,75 \quad (56a)$$

$$\frac{w}{x} = \frac{-\sqrt{3} C_A \langle d_{3/2} || T_{011,1} || p_{3/2} \rangle \xi(0, p_{3/2}, d_{3/2})}{C_V \langle d_{3/2} || T_{110,0} || p_{3/2} \rangle \xi(1, p_{3/2}, d_{3/2})} = -4,56 \frac{\xi(K=0)}{\xi(K=1)}. \quad (56b)$$

Notons que les fonctions d'onde radiales $R_{n,l}(r)$ et $R_{n',l'}(r)$ n'interviennent pas dans ces relations puisque l'intégrale $F_{n',l',n,l}$ s'élimine. Dans le calcul de (56b), il faut encore évaluer les coefficients $\xi(K, p_{3/2}, d_{3/2})$, ce qui est impossible sans connaître la forme exacte de ψ_i et ψ_f . Cependant, à l'exception de cas pathologiques, ces coefficients sont sensiblement égaux en valeur absolue; (56b) signifie donc simplement que w est du même ordre de grandeur que x ou u .

De la figure 7, nous constatons qu'il existe des solutions compatibles avec la condition (56a), x et u étant alors petits et A_0 bien déterminé: $u = 4,75 x \approx -100 w$ et $A_0 = 1,18$. Une analyse basée uniquement sur (56a) a d'ailleurs confirmé ces constatations; alors A_0 a varié entre $-1 \leq A_0 \leq +2$ et A_1 entre $+1 \leq A_1 \leq +4$. Les nouvelles solutions ne diffèrent pratiquement pas de celles indiquées dans la figure 7 tenant compte de (56a). Le facteur de correction du spectre β $C(W)$ est très sensible au choix de A_0 ; cette mesure permet à elle seule d'en fixer la valeur avec précision: $A_0 = 1,20 \pm 0,05$, en bon accord avec la prévision de AHRENS et FEENBERG (47). Les

EMN d'ordre tensoriel 1 restent très petits; leur influence sur le comportement de la transition peut être négligée: $u = 4,75 x \ll w$. Dans ces conditions, il est impossible de préciser la grandeur de A_1 et de contrôler la relation (47) donnée par la théorie CVC.

Il est clair que l'équation (56b) entre x et w n'est pas satisfaite, bien qu'à la rigueur cette discordance puisse être expliquée par un effet d'annulation de ξ ($K = 1$). Par contre, il est surprenant de constater que l'EMN z , produit par la composante principale de ψ_i , celle de ${}_n(1 f_{7/2})$, soit nettement inférieur à w , dû uniquement à la composante mineure de ${}_n(2 p_{3/2})$. Un effet d'annulation dans z (voir tableau 11) n'est possible que si l'amplitude de ${}_n(2 p_{3/2})$ est comparable à celle de ${}_n(1 f_{7/2})$.

Ces faits sont cependant difficilement compatibles avec l'hypothèse du modèle des couches. Aussi doutons nous de l'aptitude de ce modèle à rendre par lui seul les propriétés de la transitions β considérée.

³⁸Cl. Le ³⁸Cl est un exemple bien connu de succès du modèle des couches. En couplant simplement les deux nucléons de valence, un neutron ${}_n(1 f_{7/2})$ et un proton ${}_p(1 d_{3/2})$, TALMI [69] a interprété tous les niveaux de basses énergies avec une remarquable précision. Ainsi, peut on admettre que la fonction d'onde de l'état fondamental 2^- est donnée par:

$$|2^-, {}^{38}\text{Cl}\rangle = |{}_p(d_{3/2})_{3/2}^1; {}_n(f_{7/2})_{7/2}^1; 2\rangle. \quad (57)$$

Les états de ³⁸A sont également décrits à l'aide d'une combinaison de configurations sphériques. En particulier, le premier niveau excité 2^+ résulte essentiellement du couplage de deux protons ${}_p(1 d_{3/2})$ [70]:

$$|2^+, {}^{38}\text{A}\rangle = |{}_p(d_{3/2})_{3/2}^2; {}_n(f_{7/2})_{7/2}^0; 2\rangle. \quad (58)$$

La situation concernant la désintégration bêta est alors analogue à celle de ⁴²K. La transition β s'expliquerait par la transformation ${}_n(1 f_{7/2}) \rightarrow {}_p(1 d_{3/2})$ et seul l'EMN $\int B_{ij}$ est différent de zéro. Les expériences (figures 9 à 11) ne vérifient manifestement pas ce caractère unique de la transition.

Examinons de nouveau la possibilité d'un mélange de configurations, par exemple

$$\begin{aligned} |2^-, {}^{38}\text{Cl}\rangle = & \alpha_{7/2} |{}_p(d_{3/2})_{3/2}^1; {}_n(f_{7/2})_{7/2}^1; 2\rangle \\ & + \alpha_{3/2} |{}_p(d_{3/2})_{3/2}^1; {}_n(2 p_{3/2})_{3/2}^1; 2\rangle \\ & + \alpha_{1/2} |{}_p(d_{3/2})_{3/2}^1; {}_n(2 p_{1/2})_{1/2}^1; 2\rangle. \end{aligned} \quad (59)$$

Naturellement, nous devons supposer que (57) est une bonne approximation de (59), de sorte que les amplitudes du mélange $\alpha_{3/2}$ et $\alpha_{1/2}$ doivent être petites par rapport à $\alpha_{7/2}$. D'autre part, GLAUDEMENS [71] a trouvé dans l'état 2^+ de ³⁸A une faible contribution de $|{}_p(d_{3/2})_{3/2}^3; {}_p(s_{1/2})_{1/2}^1; {}_n(f_{7/2})_{7/2}^0; 2\rangle$. Cependant cette composante n'est alimentée que si l'état 2^- de ³⁸Cl comprend la configuration correspondante $|{}_p(d_{3/2})_{3/2}^3; {}_p(s_{1/2})_{1/2}^0; {}_n(p_{3/2})_{3/2}^1; 2\rangle$, ce qui est très improbable. La fonction d'onde (58) est donc suffisante et il vient, en utilisant (53):

$$\begin{aligned} \frac{w}{x} &= \frac{0,612 \alpha}{0,21 \beta - 0,084 \alpha} & \alpha &= \frac{\alpha_{3/2}}{\alpha_{7/2}} \\ \frac{u}{x} &= \frac{0,4 \alpha - 0,25 \beta}{0,084 \alpha - 0,21 \beta} & \beta &= \frac{\alpha_{1/2}}{\alpha_{7/2}} \\ \frac{z}{x} &= \frac{0,642 + 0,187 \beta}{0,21 \beta - 0,084 \alpha}. \end{aligned} \quad (60)$$

Nous avons effectué une nouvelle analyse pour contrôler la validité de ces prévisions; les amplitudes relatives du mélange $\alpha = \alpha_{3/2}/\alpha_{7/2}$ et $\beta = \alpha_{1/2}/\alpha_{7/2}$ ont naturellement été considérées comme variable, tout comme Λ_0 : $-1 \leq \Lambda_0 \leq +3$. Par contre nous avons gardé Λ_1 constant: $\Lambda_1 = \Lambda_{CVC} = 3,13$. Les résultats sont portés graphiquement dans la figure 16, les axes correspondants à α et β . Il existe des solutions quel que soit $\Lambda_0 \geq 1,5$, bien que seuls les plans $\Lambda_0 = 1,8, 2,4$ et $3,0$ soient indiqués. L'amplitude $\alpha_{3/2}$ de la configuration ${}_n(2 p_{3/2})$ est très large; en fait, contrairement à ce que nous supposions dans (59), elle doit être du même ordre de grandeur que celle de ${}_n(1 f_{7/2})$.

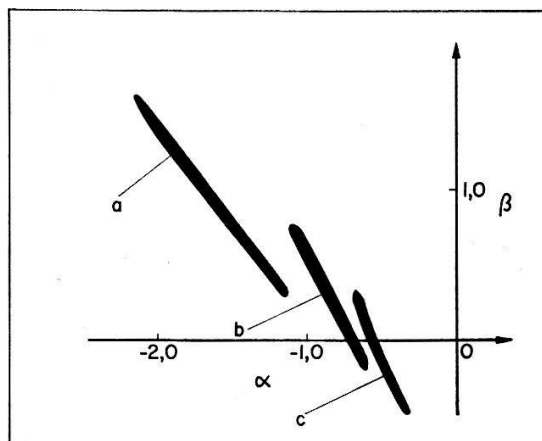


Figure 16

Amplitudes relatives α et β des composantes ${}_n(2 p_{3/2})$ et ${}_n(2 p_{1/2})$ par rapport à celle de ${}_n(1 f_{7/2})$ dans la fonction d'onde $|2^-; {}^{38}\text{Cl}\rangle$ (modèle des couches avec mélange de configurations). Les parties noires correspondent aux solutions possibles compatibles avec les observables de la transition ${}^{38}\text{Cl } 2^- \beta 2^+ {}^{38}\text{A}$; (a): $\Lambda_0 = 1,8$, (b): $\Lambda_0 = 2,4$ et (c): $\Lambda_0 = 3,0$.

Alors, comme dans le cas de ${}^{42}\text{K}$, nous voyons que le modèle des couches, même quelque peu raffiné, n'explique pas la transition β . En ce qui concerne la contribution de ${}_n(p_{1/2})$ dans (59), la situation n'est pas aussi nette, car le paramètre β peut s'annuler. Cependant si nous supposons que la prévision $\Lambda_0 = 1,5$ de AHRENS et FEENBERG (47) est correcte, alors l'amplitude $\alpha_{1/2}$ trouvée par l'analyse est elle aussi trop élevée pour être raisonnable.

V. Résumé et conclusions

Dans ce travail nous avons déterminé les corrélations directionnelles $2^- \beta_2 2^+ \gamma_1 0^+$ de la désintégration de ${}^{38}\text{Cl}$, ${}^{42}\text{K}$ et ${}^{88}\text{Rb}$ (tableaux 5, 7 et 9). Pour ${}^{42}\text{K}$, nos mesures sont en excellent accord avec celles de STEFFEN [47]; par contre pour ${}^{38}\text{Cl}$, nous obtenons un effet plus important que celui observé par MACQ [44]. En ce qui concerne le ${}^{88}\text{Rb}$, le facteur d'anisotropie trouvé $\epsilon(W)$ est de signe opposé à ceux de ${}^{38}\text{Cl}$ et ${}^{42}\text{K}$; il est plus élevé que ceux constatés dans les corrélations analogues de la désintégration de ${}^{84}\text{Rb}$ et ${}^{86}\text{Rb}$ [5]. Nous avons également mesuré les corrélations $\beta_2 - \gamma_1$ polarisé circulairement de ${}^{38}\text{Cl}$ et ${}^{42}\text{K}$ (tableaux 6 et 8). Nos résultats pour ${}^{42}\text{K}$ confirment ceux de CHABRE [48], bien que nous n'observions pas une dépendance angulaire marquée en $P_3(\cos\theta)$.

En comparant ces différents résultats, nous voyons clairement que la structure nucléaire influence fortement le comportement de ces transitions $2^- \beta_2 2^+$. Toutefois

il est difficile d'utiliser ces informations puisque six EMN interviennent. A ce sujet nous avons examiné plus particulièrement les cas de ^{38}Cl et ^{42}K , où nous disposons encore des mesures du facteur de correction du spectre β $C(W)$. Malgré l'excellente précision des données expérimentales, principalement de ^{42}K , il s'est avéré difficile de rechercher indépendamment les valeurs des six EMN [54]. C'est pourquoi, dans une première analyse numérique, nous avons employé les prévisions théoriques entre w et v de AHRENS et FEENBERG [60] et entre x et y de la théorie du courant vectoriel conservé [58]. L'application de ces deux relations a restreint les domaines de solutions des autres paramètres, qui par ailleurs restent relativement étendus. Les constatations suivantes ressortent du calcul:

^{42}K : Les EMN d'ordre tensoriel 0 sont dominants, $w \approx -18,5 z$. Ceux d'ordre 1 sont nettement moins importants; ils peuvent être complètement négligés. D'autre part, la valeur de l'EMN d'ordre 2, $\int B_{ij}$, comparée à celle de la transition unique $2^- \beta_1 0^+$ sur l'état fondamental de ^{42}Ca , semble atténuée par un effet d'annulation. Nous avons également tenté de contrôler la prévision de AHRENS et FEENBERG; de $A_0 > 1,13$, nous voyons que l'ordre de grandeur de cette prévision est correct.

^{38}Cl : Il est nécessaire de considérer les EMN d'ordre 0 et 2 pour expliquer la transition β : $w \approx -2 z$. Les EMN d'ordre 1 sont soit petits soit d'une importance comparable à celle de w ou z . A la différence de ^{42}K , nous n'observons pas un changement notable de l'EMN $\int B_{ij}$ en comparant les transitions β_1 et β_2 .

Le modèle des couches a servi de cadre à la seconde analyse numérique. Il résulte des fonctions d'onde élémentaires des états nucléaires considérés (les nucléons de valence sont dans les configurations $_{n}(1 f_{7/2})$ pour les neutrons et $_{p}(1 d_{3/2})$ pour les protons), ainsi que de la règle de sélection j , que seul $\int B_{ij}$ est différent de zéro. Cependant les expériences ne vérifient manifestement pas ce caractère de la transition β . La situation ne s'améliore guère en supposant une participation des configurations plus élevées. En effet nous constatons qu'il faut alors considérer des mélanges très importants, ce qui est contraire aux conditions de validité du modèle.

Peut-être, comme l'a suggéré LIPNIK [73], est-il nécessaire de supposer des composantes déformées aussi bien dans les noyaux mères [74] que les noyaux filles pour comprendre ces transitions $2^- \beta 2^+$. En particulier, nous savons que la contribution ψ_{def} de ^{42}Ca provient de $K_f = 0$ [64]. Si la partie correspondante de ^{42}K est $K_i = 0$, les EMN d'ordre 1 sont nuls [75] tandis que ceux d'ordre 0 et 2 sont différents de zéro, ce qui est en accord avec notre analyse. Par contre, il est impossible d'envisager $K_i = 1$ ou 2 car seuls les EMN d'ordre 1 et 2 ou 2 respectivement seraient alors différents de zéro.

Remerciements

Nous prions Monsieur le Professeur J.-P. BLASER qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et lui accorder son constant soutien, de trouver ici l'expression de notre profonde gratitude.

Nous tenons à remercier tout spécialement Monsieur P. LIPNIK pour ses nombreuses suggestions et les fructueuses discussions que nous avons eues.

Nous sommes tout particulièrement reconnaissant envers Messieurs J. BRUNNER, L. GRENACS, F. GASSMANN, F. GYGAX, F.-C. RÖHMER, W. RUEGG et J.-W. SUNIER

pour leurs précieux conseils, leur collaboration et leur assistance dans les questions d'ordre expérimental, et envers Monsieur ZICHY pour son aide dévouée dans la mise au point du programme de calcul des éléments de matrices.

Une partie des mesures a été réalisée dans la halle d'expérimentation du Réacteur Saphir EIR Würenlingen. Nous remercions sincèrement Monsieur HÜRLIMANN et le personnel du Réacteur qui nous ont accueillis très aimablement.

Références

- [1] T. D. LEE, C. N. YANG, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956); C. S. WU, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 618 (1964).
- [2] E. J. KONOPINSKI, *The Theory of the Beta Radio-Activity* (Clarendon Press, Oxford 1966); C. S. WU, S. A. MOSZKOWSKI, *Beta Decay, Interscience Monographs and Texts in Physics and Astronomy*, Volume XVI (edited by R. E. Marshak, University of Rochester, New York 1966).
- [3] H. DANIEL, H. SCHMITT, *Nucl. Phys.* **65**, 481 (1965).
- [4] S. D. BLOOM et al., *Phys. Rev.* **134B**, 481 (1964).
- [5] P. LIPNIK, J. W. SUNIER, *Nucl. Phys.* **53**, 305 (1964); D. BOGDAN, *Nucl. Phys.* **81**, 120 (1966).
- [6] J. EICHLER, S. WALBORN, *Phys. Letters* **4**, 344 (1963); S. WALBORN, *Nucl. Phys.* **58**, 209 (1964).
- [7] M. G. MAYER, J. H. D. JENSEN, *Elementary Theory of the Nuclear Shell Structure* (John Wiley and Son, Inc., N. Y. 1955).
- [8] T. KOTANI, M. H. ROSS, *Phys. Rev.* **113**, 622 (1959).
- [9] R. HESS et al., *Nucl. Phys.* **54**, 673 (1964).
- [10] P. LIPNIK, J. W. SUNIER, *Nucl. Phys.* **65**, 21 (1965).
- [11] C. S. WU, dans *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965).
- [12] R. P. FEYNMAN, G. GELL-MANN, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
- [13] J. M. FREEMAN, G. MURRAY, W. E. BURCHAM, *Phys. Letters* **17**, 317 (1965).
- [14] N. GABIBBO, M. VELTAM, *Weak Interactions*, CERN Report 65-30 (1965).
- [15] H. A. TOLHOEK, dans *Selected Topics in Nuclear Theory* (edited by F. Janouch, Vienne 1963).
- [16] M. A. PRESTON, *Physics of the Nucleus* (Addison Wesley, Reading 1962).
- [17] C. W. KIM, H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev.* **139B**, 1447 (1965); C. P. BHALLA, *Phys. Letters* **19**, 691 (1966).
- [18] A. DE SHALIT, I. TALMI, *Nuclear Shell Theory* (Academic London 1963).
- [19] T. KOTANI, *Phys. Rev.* **114**, 795 (1959).
- [20] M. MORITA, R. S. MORITA, *Phys. Rev.* **109**, 2048 (1958).
- [21] B. STECH, L. SCHÜLKE, *Z. Phys.* **179**, 314 (1964).
- [22] W. BÜHRING, L. SCHÜLKE, *Nucl. Phys.* **65**, 369 (1965).
- [23] H. A. WEIDENMÜLLER, *Rev. Mod. Phys.* **33**, 574 (1961).
- [24] Z. MATUMOTO et al., *Phys. Rev.* **129**, 1308 (1963).
- [25] C. P. BHALLA, M. E. ROSE, ORNL Report 3207 (1961).
- [26] F. S. GOULDING, R. A. MCNAUGHT, *Nucl. Instrum. Meth.* **9**, 282 (1960).
- [27] S. FRANKEL, A. M. FEINGOLD, *Phys. Rev.* **97**, 1025 (1955).
- [28] S. FRANKEL, *The Effect of Scattering on Angular Distribution Functions*, Internal Report, Randal Morgen Physics Laboratory, University of Pennsylvania.
- [29] L. GRENACS, Thèse, Université de Louvain, 1964, non publiée; H. W. THUMMEL, *Z. Phys.* **179**, 116 (1964).
- [30] M. L. J. YATES, dans *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (edited by K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1965).
- [31] H. VERHEUL et al., *Physica* **31**, 565 (1965).
- [32] G. E. OWEN, H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev.* **74**, 1406 (1948).
- [33] E. CREUTZ et al., *Phys. Letters* **6**, 329 (1963); W. COLLIN et al., *Phys. Letters* **5**, 329 (1963).
- [34] L. GRENACS, F. GYGAX, R. HESS, *Helv. phys. Acta* **37**, 608 (1964); L. GRENACS, R. HESS, *Kolloquium über Beta-Zerfall und Schwache Wechselwirkung* (Heidelberg 1965).
- [35] H. SCHOPPER, *Nucl. Instrum. Meth.* **3**, 158 (1958).
- [36] L. GRODZINS, *Progr. Nucl. Phys.* **7**, 165 (1959).

- [37] J. W. SUNIER, *Helv. phys. Acta* **36**, 429 (1963).
- [38] R. M. STEFFEN, H. FRAUENFELD, dans *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (edited by K. Siegbahn, Amsterdam 1965). G. P. A. ENGELBERTINK, H. LINDEMAN, M. J. N. JACOBS, *Nucl. Phys. A107*, 305 (1968).
- [39] J. BERTHIER, Thèse, Université de Paris, Faculté des Sciences, 1962, non publiée.
- [40] P. B. CHESTER, *Nucl. Instrum. Meth.* **37**, 185 (1965).
- [41] Nuclear Data Sheets.
- [42] J. C. HARDY, D. J. SKYRME, I. S. TOWNER, *Phys. Letters* **23**, 487 (1966); F. C. ERNÉ, M. VELTMAN, J. A. WINTERSMANS, *Nucl. Phys.* **88**, 1 (1966).
- [43] T. LEDEBUR, F. C. RÖHMER, *Helv. phys. Acta* **40**, 340 (1967).
- [44] P. C. MACQ, M. DE HEMPTINE, *Nucl. Phys.* **2**, 160 (1957).
- [45] L. GRENACS, F. GYGAX, R. HESS, *Helv. phys. Acta* **37**, 606 (1964).
- [46] G. KNOP, W. PAUL, dans *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (edited by K. Siegbahn, Amsterdam 1965).
- [47] R. M. STEFFEN, *Phys. Rev.* **123**, 1787 (1961).
- [48] P. DE SAINTIGNON, M. CHABRE, P. DEPOMIER, *C. r. Acad. Sci.* **258**, 884 (1964).
- [49] N. H. LAZAR, E. EICHLER, G. D. O'KELLEY, *Phys. Rev.* **101**, 727 (1956).
- [50] L. GRENACS, R. HESS, F. GASSMANN, *Helv. phys. Acta* **38**, 666 (1965); Rapport interne, Zürich ETH 1965, non-publié; T. LEDEBUR, F. C. RÖHMER, *Helv. phys. Acta* **40**, 343 (1967).
- [51] H. SCHMIDT et al., *Z. Phys.* **194**, 373 (1966).
- [52] J. VAN KLINKEN et al., *Phys. Rev.* **154**, 1116 (1967).
- [53] H. DANIEL, K. SPRINGER, H. SCHMITT, *Kolloquium über Beta-Zerfall und Schwache Wechselwirkung* (Heidelberg 1965).
- [54] S. ANDRE, Thèse, Université de Genoble, 1965, non publiée.
- [55] L. M. LANGER, *Phys. Rev.* **77**, 50 (1950).
- [56] D. HUDSON, CERN report 64-18 (1964).
- [57] J. DE RAEDT, Université de Louvain, communication privée.
- [58] J. I. FUJITA, *Phys. Rev.* **126**, 202 (1962); J. EICHLER, *Z. Phys.* **171**, 463 (1963).
- [59] J. DAMGAARD, A. WINTHER, *Phys. Letters* **23**, 345 (1966).
- [60] T. AHRENS, E. FEENBERG, *Phys. Rev.* **86**, 64 (1952).
- [61] D. L. PURSEY, *Phil. Mag.* **42**, 1193 (1951).
- [62] J. P. DEUTSCH, P. LIPNIK, *Nucl. Phys.* **61**, 97 (1965); H. DANIEL, G. TH. KASCHL, *Nucl. Phys.* **76**, 91 (1965); F. KRMPOTIĆ, D. TADIĆ, *Phys. Letters* **21**, 680 (1966).
- [63] R. J. BLIN-STOYLE, *Nucl. Phys.* **57**, 232 (1964).
- [64] P. FEDERMAN, *Phys. Letters* **20**, 174 (1966); G. BERTSCH, *Nucl. Phys.* **89**, 673 (1966); W. J. GERACE, A. M. GREEN, *Nucl. Phys.* **A93**, 110 (1967).
- [65] M. E. ROSE, R. K. OSBORN, *Phys. Rev.* **93**, 1326 (1954).
- [66] B. OQUIDAM, B. JANCOVICI, *Nuovo Cim.* **11**, 578 (1958).
- [67] V. GILLET, E. A. SANDERSON, *Nucl. Phys.* **A91**, 292 (1967).
- [68] T. ENGELAND, E. OSNES, *Phys. Letters* **20**, 424 (1966).
- [69] I. TALMI, *Rev. mod. Phys.* **34**, 704 (1962).
- [70] F. C. ERNE, *Nucl. Phys.* **84**, 91 (1966).
- [71] P. W. M. GLAUDEMANS, G. WIECHERS, P. J. BRUSSAARD, *Nucl. Phys.* **56**, 529 (1964).
- [72] R. HESS, F. GASSMANN, *Helv. phys. Acta* **38**, 659 (1965).
- [73] P. LIPNIK, Université de Louvain, communication privée.
- [74] L. ZAMICK, *Phys. Letters* **20**, 168 (1966); S. COHEN, R. D. LAWSON, *Phys. Letters* **17**, 299 (1965).
- [75] J. BERTHIER, P. LIPNIK, *Nucl. Phys.* **78**, 448 (1966).