

Tests de symétries dans les processus β nucléaires : techniques de polarisation

R. Prieels

▶ **To cite this version:**

R. Prieels. Tests de symétries dans les processus β nucléaires : techniques de polarisation. École thématique. Ecole Joliot Curie "Noyaux en collisions", Maubuisson, (France), du 11-16 septembre 1995 : 14ème session, 1995. cel-00650131

HAL Id: cel-00650131
https://cel.hal.science/cel-00650131

Submitted on 9 Dec 2011

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

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

TESTS DE SYMETRIES DANS LES PROCESSUS β NUCLEAIRES :

TECHNIQUES DE POLARISATION

René Prieels

Institut de Physique Nucléaire, Université Catholique de Louvain, 2 Chemin du Cyclotron, B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgique.

Résumé

L'objet de ce cours est de donner un bref aperçu des différents tests que l'on peut entreprendre dans le cadre des recherches en interactions faibles. L'accent portera avant tout sur les techniques de polarisation tant dans la production de noyaux polarisés que dans la mesure des polarisations longitudinales et transverses des particules bêta émises. Sans être exhaustif le cours doit être considéré davantage comme une introduction que comme une discussion avancée des différentes techniques.

Abstract

The aim of the lesson is to give a short view on the various possible tests that can be done in the weak interaction domain. The content is most related to the polarimetry and to the production of polarised nuclei. The principles of measuring longitudinal and transverse β polarisations is presented more as an introduction to the field than as a discussion on advanced techniques.

1 Introduction

Quatre quantités vectorielles peuvent être mesurées dans la désintégration bêta:

- $< \vec{J} >$ la polarisation du noyau émetteur,
- $\hat{\sigma}$ la direction de polarisation de l'électron,
- $\vec{p}_e$ la quantité de mouvement de l'électron,
- $\vec{p}_\nu$ la quantité de mouvement du neutrino.

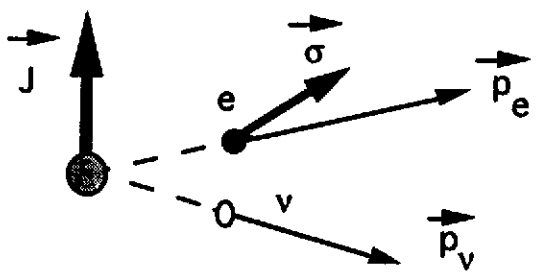


Figure 1: Observables vectorielles de la désintégration bêta.

Dans la recherche des déviations du Modèle Standard, on se réfère le plus souvent aux expressions générales des distributions des particules émises dans la désintégration bêta telles qu'elles sont données par Jackson, Treiman and Wyld dans leur article de 1957 [1] où aucune hypothèse d'invariance n'est imposée.

Une expression générale de la distribution des observables dans la désintégration β permise lorsque le noyau émetteur est orienté selon $\vec{J}$ est donnée par :

$$\begin{aligned} dW(\vec{J},\hat{\sigma}) &= G_F^2\, V_{ud}^2\, \frac{1}{2\pi^5}\, F(\pm Z,E)\, \xi\, p_e E_e (E^0-E_e)^2 dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \\ &\cdot \left\{ 1 + a\,\frac{\vec{p_e}\cdot\vec{p_\nu}}{E_e E_\nu} + b\,\frac{m_e}{E_e} + c\left[\frac{\vec{p_e}\cdot\vec{p_\nu}}{3E_eE_\nu} - \frac{(\vec{p_e}\cdot\hat{J})(\vec{p_\nu}\cdot\hat{J})}{E_eE_\nu}\right]\left[\frac{J(J+1)-3<(\vec{J}\cdot\hat{J})^2>}{J(2J-1)}\right]\right. \\ &+ \frac{\vec{J}}{J}\cdot\left[A\frac{\vec{p_e}}{E_e} + B\frac{\vec{p_\nu}}{E_\nu} + D\frac{\vec{p_e}\times\vec{p_\nu}}{E_eE_\nu}\right] \qquad (1) \\ &+ \hat{\sigma}\cdot\left.\left[G\frac{\vec{p_e}}{E_e} + H\frac{\vec{p_\nu}}{E_\nu} + N\frac{<\vec{J}>}{J} + Q\frac{\vec{p_e}}{E_e+m_e}\left(\frac{<\vec{J}>}{J}\cdot\frac{\vec{p_e}}{E_e}\right) + R\left(\frac{<\vec{J}>}{J}\times\frac{\vec{p_e}}{E_e}\right)\right]\right\} \end{aligned}$$

où chaque coefficient $\xi, a, b, A, B, \ldots$ est une expression des constantes de couplages

$$C_S, C_V, C_T, C_A, C'_S, C'_V, C'_T, C'_A,$$

des spins J, J' des états impliqués et des éléments de matrice Fermi M_F et Gamow-Teller M_{GT}:

$$a, b, A, G, N, Q, R = f(C_S, C_V, C_T, C_A, C'_S, C'_V, C'_T, C'_A, p_e, J, J', M_F, M_{GT})$$

Les constantes de couplage qui sont en fait les caractéristiques recherchées de l'interaction faible sont définies par l'hamiltonien:

$$\begin{aligned} H_{int} &= (\bar{\psi}_p\psi_n) \quad (C_S\bar{\psi}_e\psi_\nu \quad + C'_S\bar{\psi}_e\gamma_5\psi_\nu) \\ &+ (\bar{\psi}_p\gamma_\mu\psi_n) \quad (C_V\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu \quad + C'_V\bar{\psi}_e\gamma_\mu\gamma_5\psi_\nu) \\ &+ (\bar{\psi}_p\sigma_{\lambda\mu}\psi_n) \quad (C_T\bar{\psi}_e\sigma_{\lambda\mu}\psi_\nu \quad + C'_T\bar{\psi}_e\sigma_{\lambda\mu}\gamma_5\psi_\nu) \\ &+ (\bar{\psi}_p\gamma_\mu\gamma_5\psi_n) \quad (C_A\bar{\psi}_e\gamma_\mu\gamma_5\psi_\nu \quad + C'_A\bar{\psi}_e\gamma_\mu\psi_\nu) \\ &+ (\bar{\psi}_p\gamma_5\psi_n) \quad (C_P\bar{\psi}_e\gamma_5\psi_\nu \quad + C'_P\bar{\psi}_e\psi_\nu) \\ &\qquad + \textit{hermitien conjugué} \end{aligned}$$

où les termes avec un accent correspondent à des interactions ne conservant pas la parité c'est-à-dire l'invariance dans l'espace. Les expressions détaillées des coefficients $\xi, a, b, A, B, ...$ peuvent être trouvées dans l'article [1] précité. La mesure, par l'expérience, de ces coefficients permet de déduire ou donner des limites aux constantes de couplage de l'interaction.

- Ainsi les termes de l'expression (1) ci-dessus qui violent l'invariance sous l'espace (invariance sous P) sont ceux qui changent de signe sous l'inversion des coordonnées de l'espace. Les quantités $\hat{\sigma}$ et $\vec{J}$, étant des vecteurs axiaux, ne changent pas sous l'opération parité , par contre les vecteurs polaires tels les quantités de mouvement changent de signe. Par conséquent tous les termes ayant un nombre impair de $\vec{p_i}$ violent l'invariance sous P. Il s'agit donc des termes A, B, G, H, R

  - Le coefficient A peut être obtenu par une mesure de corrélation angulaire [2] mesurant le taux bêta en fonction de l'angle entre la polarisation du noyaux $\vec{J}$ et la direction de l'électron $\vec{p_e}$.
  - Le coefficient B mesure la corrélation entre le vecteur polarisation du noyau et la direction d'émission du neutrino. Ce dernier étant non détectable, la direction d'émission s'obtient par l'observation directe ou indirecte du recul du noyau [3].
  - La recherche de la valeur du coefficient G requiert des mesures de polarisation longitudinale de l'électron alors qu'une mesure de polarisation transverse permet d'accéder au terme R. Notons en outre que la mesure de G à partir de noyaux polarisés s'accompagne toujours des termes N et Q et que si le neutrino ou le recul ne sont pas observés le terme H disparaît de l'expression.

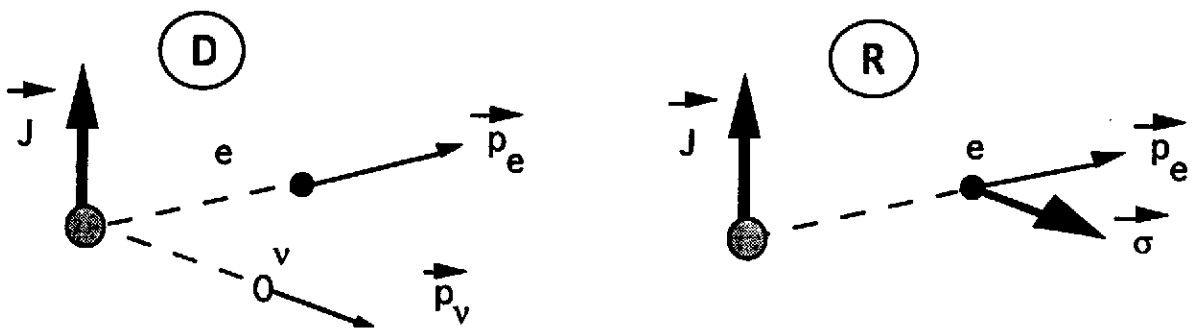


Figure 2: Quantités vectorielles à mesurer pour mettre en évidence l'existence d'un terme R ou D.

- Les termes construits sur base de trois vecteurs axiaux ou polaires contenant chacun implicitement une dimension temporelle violent l'invariance sous le temps (invariance sous T). Il s'agit des contributions D et R. Elles se mesurent par la mesure de la distribution des événements sélectionnés par trois vecteurs tels que ceux dessinés à la figure 2. Comme nous l'avons déjà

mentionné, une mesure de R se fait par la détection de la polarisation transverse des électrons dans un plan idéalement perpendiculaire à la polarisation du noyau émetteur. Rappelons que la non nullité de R exige une violation de T et de P. La mesure de D, paire sous P, implique la détection simultanée du recul du noyau et de la quantité de mouvement de l'électron.

- Les termes des coefficients non encore mentionnés: a, b, c, N, Q restent positifs sous l'inversion du temps et de l'espace et donc également sous la conjugaison de charge. Ils peuvent donc être présents dans l'interaction quelles que soient les propriétés de symétrie de l'interaction.

  - Les expériences de corrélation angulaire électron-neutrino ont permis de mesurer a dans des désintégrations Fermi et Gamow-Teller. C'est de ces mesures (entre autre) que l'on a pu déterminer le caractère *uniquement* vectoriel et axial des interactions faibles. En guise d'illustration nous représentons schématiquement à la figure 3 la désintégration bêta $0 \rightarrow 0$ pour laquelle seules les interactions scalaire et vecteur sont possibles. Dans le cas d'une interaction scalaire les particules sont émises dans un même état de spin, ce qui impose une émission dos à dos des deux particules (positron et neutrino) afin de conserver le moment angulaire total. Cette situation implique un faible recul du noyau. Par contre l'interaction vectorielle créant des particules de spin opposés amènera à un grand recul du noyau vu l'émission préférentielle des positrons et neutrino dans la même direction.

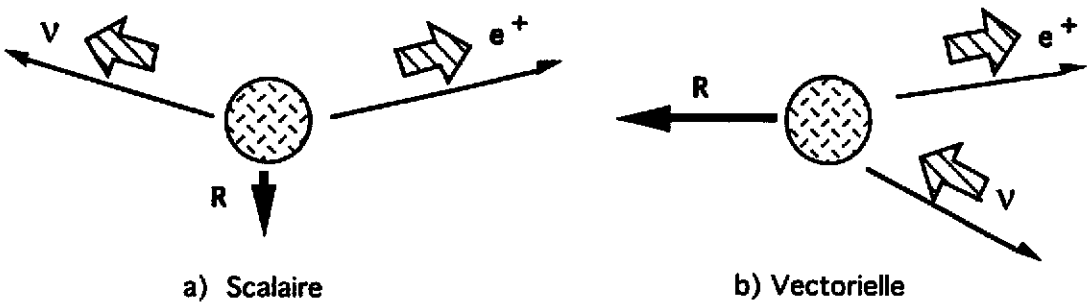


Figure 3: Dans une désintégration $0 \rightarrow 0$, les mesures de corrélation angulaire positron-neutrino informent sur la nature de l'interaction faible. a) Interaction scalaire, b) interaction vectorielle.

Les mesures passées ont ainsi mis en évidence le caractère vectoriel et axial des interactions faibles. L'importance vectorielle ou axiale que l'on accorde à l'interaction est liée entre autre à l'incertitude expérimentale sur la valeur du terme a et la recherche de contributions possibles venant d'autres types d'interactions: tenseur, scalaire, pseudoscalaire [7], continue par la mise en oeuvre d'expériences de plus en plus précises. Une table impressionnante 1 de résultats obtenus à ce jour pour les différents termes de l'expression (1) est reprise de l'excellente revue de Deutsch et Quin [8] où l'on pourra trouver les références nécessaires.

En outre, la violation de la parité supposée complète au lendemain des mesures réalisées en 1957, est depuis quelques années remise en question favorisant la réévaluation plus précise des termes A, B, G impliquant de nouvelles mesures de corrélations angulaires et de polarisations longitudinales des électrons ou positrons à partir de noyaux polarisés. Un des objectifs est ainsi de poser une limite ou d'attribuer une valeur à la masse d'un éventuel boson droitier W_R partenaire plus lourd du boson gaucher W_L actuellement connu. En effet la brisure de la symétrie chirale dans les interactions faibles n'a jamais été comprise mais est un fait expérimental. Une symétrie primordiale à la naissance de l'univers contenant des bosons droitiers lourds et des bosons gauchers légers pourrait cependant être la vérité, car si à température élevée il est permis de négliger les masses des bosons en interactions, ce n'est plus le cas à la température du monde d'aujourd'hui, et la symétrie profonde initiale pourrait ainsi

Table 1: Results from the various experiments discussed in Sect. 2.

Quantity	Transition	$\log_{10} ft$	Value (Error)	References
$\mathcal{F}t$	$0^+ \xrightarrow[\text{F}]{\beta^+} 0^+$	3.5	3138.4(32)	Subsect. 2.3
	$\text{n} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^-} \text{p}$	3.0	1082.4(22)	Subsect. 2.4
	$^{19}_{10}\text{Ne} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^+} {}^{19}_{9}\text{F}$	3.2	1756.3(27)	Subsect. 2.5
a	$\text{n} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^-} \text{p}$	3.0	−0.1012(46)	[?]
	$^{6}_{2}\text{He} \xrightarrow[\text{GT}]{\beta^-} {}^{6}_{3}\text{Li}$	2.9	−0.3343(30)	[?]
	$^{32}_{18}\text{Ar} \xrightarrow[\text{F}]{\beta^+} {}^{32}_{17}\text{Cl}$	3.2	1.00(4)	[?]
	$^{33}_{18}\text{Ar} \xrightarrow[\text{F}]{\beta^+} {}^{33}_{17}\text{Cl}$	3.3	1.02(2)	[?]
A	$\text{n} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^-} \text{p}$	3.0	−0.1127(11)	Subsect. 2.4
	$^{19}_{10}\text{Ne} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^+} {}^{19}_{9}\text{F}$	3.2	−0.03808(46)	Subsect. 2.5
B	$\text{n} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^-} \text{p}$	3.0	0.997(28)	[?]
D	$\text{n} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^-} \text{p}$	3.0	−0.0005(14)	[?]
	$^{19}_{10}\text{Ne} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^+} {}^{19}_{9}\text{F}$	3.2	0.00010(62)	[?]
G	$^{3}_{1}\text{H} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^-} {}^{3}_{2}\text{He}$	3.1	−1.005(26)	[?]
	Gamow-Teller	≈ 7.4	−0.998(14)	[43-45]
G_F/G_GT	$^{14}_{8}\text{O} \xrightarrow[\text{F}]{\beta^+} {}^{14}_{7}\text{N}$ / $^{10}_{6}\text{C} \xrightarrow[\text{GT}]{\beta^+} {}^{10}_{5}\text{B}$	3.5/3.0	0.9996(37)	[?]
	$^{26}_{13}\text{Al}^m \xrightarrow[\text{F}]{\beta^+} {}^{26}_{12}\text{Mg}$ / $^{30}_{15}\text{P} \xrightarrow[\text{GT}]{\beta^+} {}^{30}_{14}\text{Si}$	3.5/4.8	1.003(4)	[?]
$B(\mathcal{PA})$	$^{107}_{49}\text{In} \xrightarrow[\text{GT}]{\beta^+} {}^{107}_{48}\text{Cd}$	5.7	0.0080(52)	[?]
R	$^{8}_{3}\text{Li} \xrightarrow[\text{GT}]{\beta^-} {}^{8}_{4}\text{Be}$	5.6	0.004(7)	[?]
	$^{19}_{10}\text{Ne} \xrightarrow[\text{mixed}]{\beta^+} {}^{19}_{9}\text{F}$	3.2	−0.079(53)	[?]
ρ	$\mu^+ \rightarrow e^+$		0.7518(26)	[?]
δ	$\mu^+ \rightarrow e^+$		0.7486(38)	[?]
$P_\mu \xi$	$[\pi \rightarrow \mu]\ \mu^+ \rightarrow e^+$		1.0027(85)	[?]
	$[K \rightarrow \mu]\ \mu^+ \rightarrow e^+$		1.0013(61)	[?]
$P_\mu \xi \delta / \rho$	$[\pi \rightarrow \mu]\ \mu^+ \rightarrow e^+$		0.99790(88)	[?]

disparaître au profit d'interactions faisant intervenir majoritairement les bosons les plus légers. Les coefficients des expressions de Jackson et al. ont donc été réécrits dans le cadre de modèles au-delà du modèle standard [4, 5, 6] afin d'exprimer les quantités mesurables G, A, B en terme de masse d'un hypothétique boson droitier. Les limites à ce jour sont également reprises dans le tableau 1 mentionné précédemment [8]. Pour recevoir une explication plus approfondie du contenu de ce tableau, nous invitons le lecteur à se procurer le texte de la référence citée.

Nous percevons dès à présent, qu'en réponse aux questions d'aujourd'hui, ce vaste terrain d'exploration nécessite entre autre la production d'émetteurs β polarisés et le développement de techniques menant à la mesure de la polarisation de la particule bêta émise lors du processus de désintégration faible. Une introduction à ces techniques fait l'objet des sections suivantes.

2 Production d'émetteurs β polarisés

Cette section n'a pas la prétention de donner une revue exhaustive des différents mécanismes de production d'émetteurs β polarisés, mais seulement d'en donner un échantillon montrant à la fois l'activité et les besoins dans ce secteur.

2.1 Polarisation naturelle $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$

Dame nature nous aide parfois en nous proposant des candidats émetteurs qui sont spontanément polarisés. C'est le cas du pion chargé. En effet, le pion chargé (son spin est nul) se désintègre essentiellement en $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu, \pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ au détriment de la désintégration en $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e, \pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$. Ceci provient de l'hélicité stricte du neutrino (antineutrino). En effet dans le repère du pion, la quantité de mouvement est nulle et par conséquent les muons et neutrinos doivent être émis dos à dos. La conservation du moment angulaire, nul dans ce cas, implique en outre que : puisque l'antineutrino a une hélicité positive, celle du μ^- doit l'être aussi. Cette situation viole le caractère gaucher du lepton μ^-. En conséquence La désintégration n'est possible que par la masse du muon qui tolère un relâchement du caractère gaucher de la particule. La vitesse de désintégration sera en outre fortement ralentie et le temps de vie du pion sera de 26 nsec. Ce relâchement est nettement moins favorable pour l'électron qui a une masse 2000 fois plus faible et la manifestation en sera un taux d'embranchement $(\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e)/(\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$ de 1.26710^{-4}. Le calcul montre que ce rapport est proportionnel à la seconde puissance du rapport de masses de l'électron et du muon et contrecarre largement l'avantage offert par l'espace de phase plus avantageux pour l'électron [9]. Notons en passant que ce résultat expérimental est une conséquence du caractère V-A des interaction faibles. Toute étude précise dans ce secteur augmente donc nos connaissances sur la réalité V-A de l'interaction faible. Un scénario identique est présent dans la désintégration du π^+ et est montré à la figure 4.

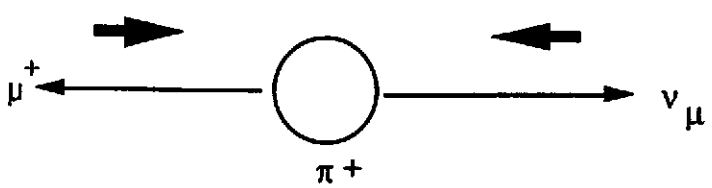


Figure 4: Les muons de la désintégration du π^+ au repos sont polarisés négativement par rapport à leur direction de propagation.

Quoi qu'il en soit, le muon provenant de la désintégration d'un pion dans le centre de masse du pion

Table 2: Polarisations du ^{12}B obtenues par réaction nucléaire

Réaction	énergie	angle	implantation	B	polarisation	référence
$^{11}B(d,p)^{12}B$	$1.6MeV$	45^0	Mg	10-30 Gauss	10%	[10]
$^{11}B(d,p)^{12}B$	$1.5MeV$	45^0	Al	2.2 kGauss	13%	[11]
$^{10}B(^3He,n)^{12}B$	$3.2MeV$	24.5^0	Al	2.2 kGauss	25%	[11]
$^{11}B(d,p)^{12}B$	$1.5MeV$	45^0	Grafoil	3 kGAuss	14%	[13]

possède une hélicité bien définie. Des pions se désintégrant au repos sont donc capables de produire un faisceau de muons polarisés à 100%. La difficulté se glisse au niveau pratique lorsque les pions au repos sont entourés de pions cinétiques qui se désintègrent en vol, contaminant ainsi le faisceau de muons de polarisation définie par des muons de polarisations quelconques. Le travail sera alors la recherche d'un transport de faisceau très sélectif.

2.2 Polarisation par réaction nucléaire

Sans entrer dans le détail de la physique des réactions nucléaires, les études de celles-ci ont montré la possibilité de produire des noyaux polarisés [10, 13, 11] lors de réaction permettant l'éjection du noyau recherché. Le degré de polarisation que l'on peut obtenir est fonction du type de réaction, de l'énergie de la particule incidente, de l'angle de recul. Il n'y a pas eu de recherche systématique parcourant les noyaux connus, mais bien une recherche orientée où les candidats cibles et les noyaux produits étaient en liens étroits avec les noyaux utiles aux recherches menées dans le domaine des interaction faibles. C'est ainsi que la plupart des travaux ont porté sur la production du noyau de ^{12}B polarisé. La table 2 reprend quelques résultats.

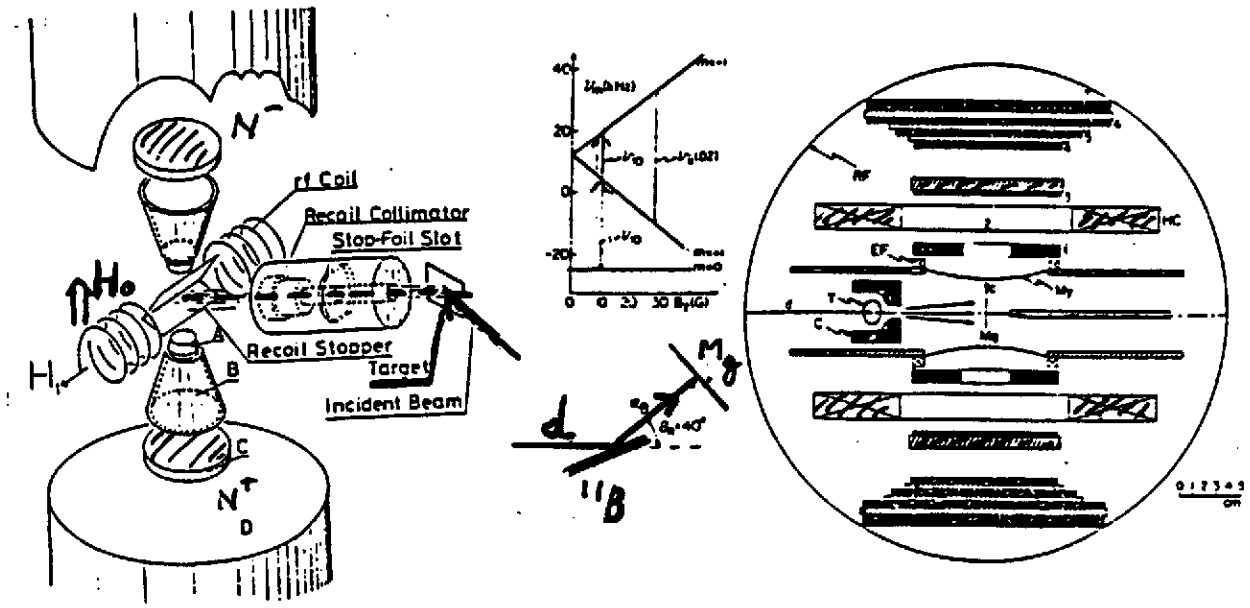


Figure 5: Dispositifs [10, 11] de production de noyaux polarisés par réaction nucléaire.

La polarisation de ces noyaux est maintenue durant le recul, par la présence d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de la réaction jusqu'au site d'implantation. Les noyaux radioactifs ainsi

formés ont généralement des temps de vie compris entre quelques millisecondes et quelques secondes. La difficulté est de maintenir la polarisation du noyau après son implantation dans un support. Des éléments tels que C,Ni,Au,Al,Mg sont employés à cet effet. La conservation de la polarisation étant fonction de la valeur des champs internes eux-mêmes fonction des sites d'implantation des noyaux (région substitutionnelle, interstitielle), de la température, de l'orientation des cristaux etc. Ainsi la production de noyaux polarisés, dans sa recherche des meilleurs sites, est aussi une porte ouverte vers la physique de l'état solide. L'interaction faible qui était l'objectif premier devient moyen d'investigation pour un nouveau domaine. Le temps de relaxation c'est-à-dire le temps nécessaire pour que les noyaux se dépolarisent lorsque le champ de maintien est coupé fait l'objet d'études particulières.

La valeur de la polarisation obtenue est mesurée par l'asymétrie de la désintégration β. Elle est mesurée par des détecteurs situés de part et d'autre de la cible d'implantation dans l'axe du champ magnétique. Une mesure du "zéro" est obtenue en supprimant la polarisation par l'application d'un champ radiofréquence de fréquence adéquate et orthogonal au champ principal ou en changeant le site d'implantation. Le figure 5 montre deux de ces dispositifs.

2.3 Polarisation par réaction nucléaire avec des particules polarisées

On peut espérer produire des noyaux avec une plus grande valeur de polarisation dans des réactions nucléaires où soit la cible soit la particule incidente sont polarisées. Ce fut le cas dans la réaction $^{12}C(\vec{p},\vec{n})^{12}\vec{N}$. Des transferts de polarisation aussi élevés que 38% ont été mesurés [15] lorsque l'azote de recul intégré sur 2π était implanté dans du Al sur lequel une cible mince carbone était évaporée. Ici aussi un champ magnétique de maintien est nécessaire. Avec un faisceau de protons polarisés à 75% on peut obtenir une cible de $^{12}\vec{N}$ polarisée à 18%. La figure 6 montre les résultats obtenus en fonction de l'énergie du faisceau polarisé incident et selon différents sites d'implantation pour le noyau $^{12}\vec{N}$ de recul.

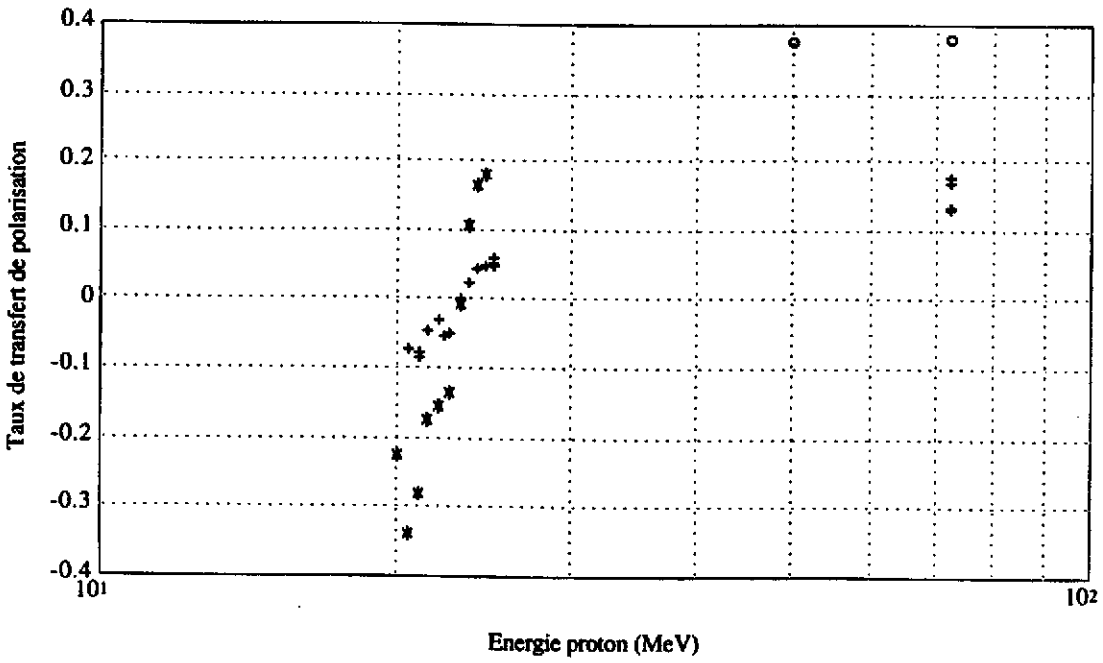


Figure 6: Taux de transfert de polarisation des noyaux ^{12}N en fonction de l'énergie du proton dans la réaction $^{12}C(\vec{p},\vec{n})^{12}\vec{N}$. Les 'o' et '*' correspondent aux implantations de ^{12}N dans l'Al ,les '+' lorsque l'implantation a lieu dans le carbone. Un transfert de 100% donnerait lieu à une polarisation de 66%.

2.4 Polarisation par lumière laser

Des travaux sont actuellement en cours pour réaliser des faisceaux de noyaux alcalins radioactifs polarisés et les implanter ensuite dans une région pour observer leur désintégration. Les noyaux radioactifs sont produits par réaction nucléaire auprès d'accélérateurs de protons ou d'ions lourds. Un équipement de séparation isotopique en ligne produit le faisceau de noyaux souhaités et les transporte électriquement chargés vers la zone expérimentale. Il convient alors de neutraliser les atomes en les faisant traverser une vapeur de Na et de superposer axialement au faisceau neutre, et dans une région où règne un champ magnétique axial, un faisceau laser intense de lumière polarisée circulaire. On réalise ainsi un pompage optique maximum vers des sous-états m ou -m selon le sens de la polarisation circulaire. Par interaction hyperfine il y a alors transfert de la polarisation électronique vers une polarisation nucléaire. Les noyaux ainsi formés sont alors implantés dans un milieu permettant de garder la polarisation. On a ainsi réussi à polariser [14] à ISOLDE le ^{26}Na à 30% et tout récemment le ^{37}K à 26%. La mesure du degré de polarisation est obtenue par la mesure de l'asymétrie de la désintégration bêta.

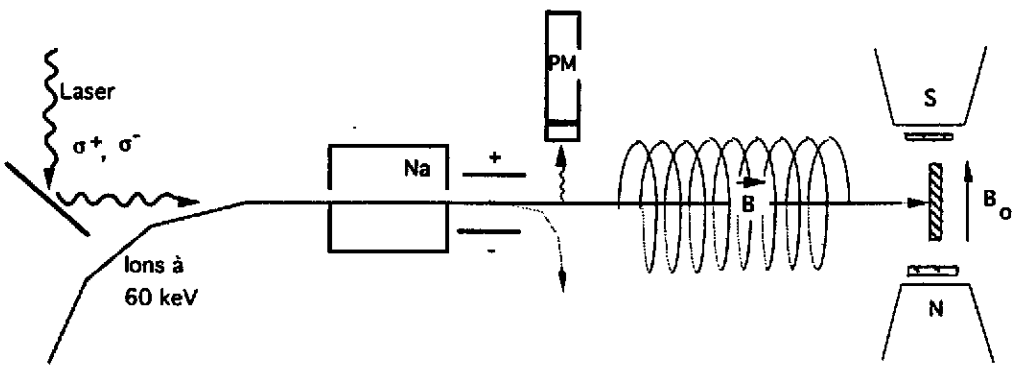


Figure 7: Polarisation des noyaux par excitation laser. Pour des raisons mécaniques, le spin du noyau final est tourné de 90^0 en fin de parcours .

Un autre domaine en plein développement est celui des trappes optiques dans lesquelles on essaie non seulement de confiner un grand nombre d'atomes (10^4 à 10^8 atomes) loin de toutes surfaces, mais aussi de les polariser. La première étape consiste à refroidir les atomes c'est-à-dire à diminuer leur énergie thermique. Le refroidissement se fait par interaction laser sur des atomes électriquement neutres. Six faisceaux lasers placés sur trois axes orthogonaux pointent vers l'origine d'un repère imaginaire. Ils sont tous réglés pour émettre de la lumière à une fréquence légèrement inférieure à celle correspondant à la différence d'énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau excité. Lorsque les atomes se dirigent vers une source de rayonnement laser, ils perçoivent, par effet Doppler, les photons avec une énergie accrue et peuvent absorber un photon. Cette absorption induit un recul de l'atome et en conséquence un ralentissement de celui-ci.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{dn}{dt}\frac{h\nu}{c}\hat{p}$$

L'émission qui suit est isotrope et n'altère donc pas en moyenne le ralentissement des atomes qui se déplaçaient vers une source de rayonnement. Il y a donc en moyenne et selon les trois axes un refroidissement des atomes. Cependant au fur et à mesure de leur ralentissement l'effet Doppler devient insuffisant et l'absorption n'a plus lieu. Ceci peut être réalisé soit par une variation continue de la fréquence laser "chirp", soit par un champ magnétique non uniforme.

Dans le cas d'un refroidissement avec champ magnétique non uniforme réalisé par deux bobines de anti Helmoltz c'est-à-dire parcourues par des courants *opposés*, ce ralentissement peut s'accompagner d'un

confinement. Cette situation est décrite à la figure 8. Les bobines engendrent un champ magnétique nul au centre (croisement des axes) mais provoque un gradient de champ magnétique autour de la région d'interaction des atomes avec les lasers.

Si en outre la lumière émise par les lasers est polarisée circulaire, l'effet Zeeman présent en dehors du centre lève la dégénérescence des états hyperfins et la lumière polarisée circulaire favorisera les transitions vers des sous-états m supérieurs ou inférieurs créant ainsi des atomes dotés d'un moment magnétique dipolaire. La présence du gradient de champ $\partial B_i/\partial e_i$ avec $(i = x, y, z)$ de l'ordre de 10 gauss/cm engendre une force de rappel

$$F_z = \frac{\partial B_z}{\partial e_z} m_z$$

et crée le confinement. Ces trappes portent le nom de ZOT (Zeeman-shift Optical Trap) ou de MOT (Magneto-Optic trap) [16]. Ce nuage d'atomes confinés est, dans le jargon du domaine, appelé "molasse". On parvient à y rassembler jusqu'à 10^{10} atomes.

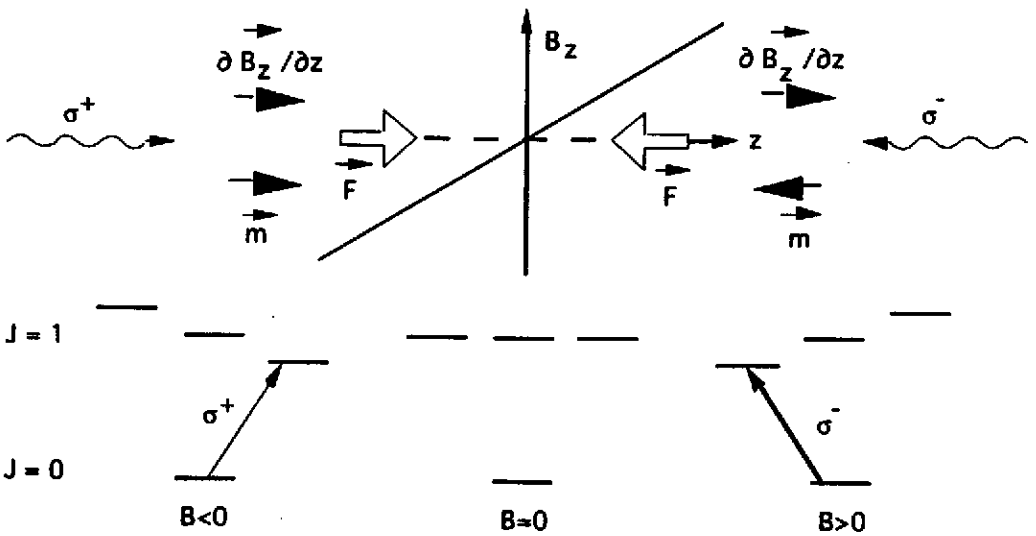


Figure 8: Ralentissement des atomes par absorption laser. Les polarisations des faisceaux lasers sont définis par rapport à l'axe z.

Les atomes ainsi confinés sont cependant non polarisés car les transitions par rapport à un axe unique (z par exemple) sont de types $\Delta m = +1$ et$\Delta m = -1$ donnant en moyenne un moment angulaire nul.

La polarisation est obtenue par une astuce supplémentaire. On opère trois modifications [17] :

1. On ajoute une paire de bobines anti Helmoltz perpendiculairement aux premières de façon à réaliser un champ dont le gradient s'annule selon un axe. Il n'y donc plus d'effet ZOT selon cet axe car le gradient y est nul.

2. Les polarisations circulaires des faisceaux laser selon cet axe privilégié sont modifiées de telle façon que seuls les états de même polarisation soient peuplés.

3. Sur les deux autres axes, les faisceaux laser opposés sont désalignés de quelques mm. L'auteur [17] explique que les atomes voulant s'échapper selon l'axe privilégié sont repoussés selon les autres axes vers une région de moindre champ et subissent alors une force de rappel. Les équations du mouvement assez complexes engendrent finalement un mouvement en spirale autour de x=y=z=0.

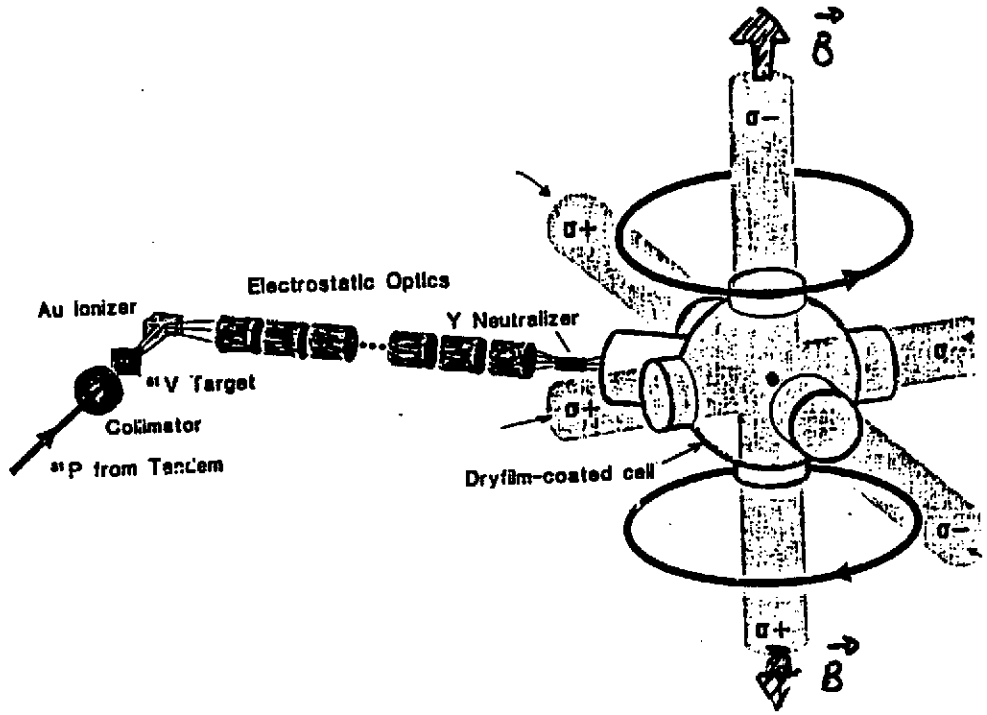


Figure 9: Vue schématique de l'installation de la trappe laser de Stony Brook.

Le fait que l'on ait inversé la polarisation circulaire d'un des rayonnements laser crée une polarisation nette selon un axe particulier. On a pu ainsi obtenir une polarisation allant jusqu'à 75%. Cette technique est assez délicate et requiert en outre l'ajout d'un faible champ magnétique de quelques gauss pour obtenir des résultat optimaux.

Des techniques plus simples sont également à l'étude. On interrompt par exemple le confinement pendant un bref instant; le temps d'inverser un des lasers, de réaliser une polarisation nette et de mesurer. Pendant ce temps le déconfinement s'opère et la molasse se dilate. On réinstalle l'opération de confinement avant que la perte de confinement ne soit trop avancée. Cette technique ON/OFF assez simple donne déjà de bon résultats [18]. Le domaine est en plein essor dans divers laboratoires et mérite qu'on lui porte attention.

2.5 Polarisation par cryogénie

Les noyaux dotés de spin non nuls possèdent un moment magnétique dipolaire qui interagit avec les champs magnétiques. Les valeurs de ces moments magnétiques dipolaires peuvent être trouvées dans des compilations récentes [19]. Ces interactions sont extrêmement faibles vu la petitesse des moments magnétiques nucléaires. Sous ces interactions, un noyau de spin I se subdivise en sous-états quantiques $I_z = m = I, I-1, ... -I$ avec un intervalle énergétique constant entre les sous-états, égal à

$$\Delta E_m = -\mu\mu_N B/I$$

où μ_N est le magnéton nucléaire, μ le moment magnétique nucléaire en unité de magnéton nucléaire, I le spin de l'état fondamental, et B le champ magnétique à l'endroit d'implantation du noyau à polariser. A température normale, l'énergie thermique de l'ensemble est suffisamment grande pour que tous les sous-états soient également peuplés. Par contre si on parvient à maintenir les noyaux à une température assez basse, les populations a_m des sous-états m deviendront inégales et se répartiront selon la loi de Boltzmann

$$a_m = \frac{exp(-E_m/kT)}{\sum exp(-E_m/kT)}$$

avec $E_m = \Delta E_m m$. Pour que les populations de ces sous-états varient considérablement, il faut que le terme kT soit comparable ou plus petit que la différence d'énergie entre sous-états soit [20] :

$$kT \leq \mu \, \mu_N \, B$$

$$\frac{B}{T} \geq k/\mu_N \, \mu \simeq 10^4 \, [TeslaKelvin^{-1}]$$

qui est une valeur plutôt difficile à obtenir. On peut par les supraconducteurs, atteindre des champs magnétiques de 10 T. Il faudrait donc des températures de 1 mK . Heureusement la nature aide en offrant des champs magnétiques internes très élevés de 50 T à 500 T dans des sites substitutionnels de certains éléments ferromagnétiques (Fe, Co, Ni,Gd). Ceci simplifie la vie d'au moins un ordre de grandeur et rend possible l'usage de cette technique dans les cryostats à dilution pouvant aisément atteindre des températures de 10 mK. Il suffit alors d'implanter les noyaux à étudier dans des éléments ferromagnétiques maintenus à 10mK. La polarisation que l'on peut obtenir est alors égale à :

$$P = \sum_m (m/I) a_m$$

où I est le spin du niveau fondamental.

Pour que cette technique soit utile, il faut en outre que le temps nécessaire aux noyaux pour se polariser soit inférieur au temps de vie du noyau dont on étudie la désintégration. Ce temps peut être estimé à l'aide de la relation de Korringa :

$$C_k = T_1 T$$

où C_k est la constante de Korringa, T_1 le temps de relaxation et T la température. Cette relation n'est cependant valable que si $\Delta E_m < kT$; requête opposée à celle qui était nécessaire pour un "effet Boltzmann" important. Le point de comparaison sera alors souvent exprimé en terme de température d'interaction définie par :

$$T_{int} = \frac{0.366 \, \mu \, [\mu_N] \, B \, [T]}{I \, [\hbar]} \, mK$$

Estimation de T_1. si $T > I\,T_{int}$ alors $T1 = C_k \,/\, T$
si $T < I\,T_{int}$ alors $T1 = C_k \,/\, (I\,T_{int})$

Estimation de C_k. La constante de Korringa dépend à la fois du site d'implantation et du noyau implanté. La dépendance du noyau est incluse dans la notion de température d'interaction. La dépendance du site peut être trouvée dans des tables [21]. Pour l'implantation dans du Fe en site substitutionnel nous avons ainsi :

$$C_k = \frac{1.410^{-4} \, [s \, K^3]}{T_{int}^2 \, [K^2]}$$

En guise d'exemple, prenons le cas de ^{107}In ($I = 9/2$; $\mu = +5.585 \mu_N$; $T_{1/2} = 31.4m$) implanté dans du Fe à 10 mK et sous un champ magnétique interne de $28.7T$, les expressions précédentes donnent :

ΔE_m	1.1227e-06 eV
kT	8.6270e-07 eV
T_{int}	0.0130 Kelvin
polarisation	0.9169 %
C_k	0.8237 sec Kelvin
T_1	14.0409 sec ($T < T_{int}$)

On constate que le temps de relaxation est effectivement inférieur au temps de vie du noyau ^{107}In à étudier.

Les trappes (trappes électromagnétiques) non décrites ici font également l'objet de travaux bien actuels. Il en est de même pour la polarisation de noyaux par diffusion sous incidence rasante et par passage au travers de feuilles obliques minces. Cette section est donc loin d'être exhaustive et n'a pour but que de montrer la variété de recherches pour la réalisation de sources polarisées.

3 L'état de polarisation des électrons

3.1 La polarisation

Dans l'étude de l'interaction faible la polarisation des électrons n'a pas été l'objet d'étude systématique avant 1957. Cependant, d'excellents articles traitaient déjà de la polarisation des électrons; citons principalement celui de H.A Tolhoek [22]. Ce n'est qu'après la découverte de la violation de la parité en 1957 que les études concernant la polarisation des leptons et antileptons prirent un grand essor. Depuis nous savons que l'électron, le positron sont polarisés lors de leur émission dans un processus faible. Dans cette section nous allons définir ce que nous entendons par polarisation d'un électron, et comment nous pouvons la transformer.

Un électron polarisé possède deux états de spin. Il peut être soit de spin up soit de spin down et ceci selon une direction quelconque de l'espace. Une description complète doit informer du rapport

$$P_i = \frac{N_{up_i} - N_{dw_i}}{N_{up_i} + N_{dw_i}}$$

selon trois directions orthogonales, où N_{up_i}, N_{dw_i} sont les probabilités de trouver l'électron avec un spin up respectivement down selon chacune des trois directions choisies : $(i = x, y, z)$. Le degré de polarisation d'un faisceau est donné par :

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$$

Electrons au repos. Le vecteur polarisation **P** d'un électron dans son repère est donnée par la valeur moyenne de l'opérateur de spin $\sigma \equiv (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$

$$P_k = (\psi^*, \sigma_k \psi) \qquad k = 1, 2, 3$$

$$\mathbf{P} = <\sigma>$$

où ψ est la fonction d'onde décrivant l'électron et σ_k les matrices de Pauli.

Electrons non relativistes. On définit la *polarisation longitudinale* comme la projection du spin sur le moment.

$$P_l = <\sigma \cdot \hat{p}>$$

$P_l = 1$ signifie que la polarisation est parallèle au moment $\vec{p}$, $P_l = -1$ qu'elle est opposée. En général le vecteur polarisation n'est ni parallèle ni antiparallèle, et sa valeur absolue est inférieure à 1.

On peut aussi mesurer la *polarisation transverse* P_t, par la projection du vecteur polarisation sur une direction perpendiculaire au moment. On choisira l'angle azimutal tel que P_t soit maximal.

$$P_t = <\sigma \cdot \hat{t}>$$

Electrons relativistes. La définition la plus simple est la valeur moyenne de l'opérateur calculée dans le repère de la particule. Pour avoir la polarisation dans un autre repère on fera une transformation de Lorentz. On aura:

$$P_l(lab) =< \sigma \cdot \hat{p} >= P_l(rest)$$

$$P_t(lab) =< \beta\sigma \cdot \hat{t} >= \frac{mc^2}{W} P_t(rest)$$

où W est l'énergie totale de la particule dans le laboratoire [23].

3.2 Les transformateurs de polarisation

Ces transformations vont mettre en jeu d'une part la non interaction du moment magnétique de l'électron avec le champ électrique et d'autre part son interaction avec le champ magnétique. Le facteur gyromagnétique g reliant le spin (moment angulaire intrinsèque) de l'électron et le moment magnétique dipolaire de l'électron fera donc son apparition. Pour décrire l'évolution de la polarisation dans des champs magnétiques externes constants, nous définissons l'angle Φ entre le moment $\hat{p}$ et le vecteur polarisation $\vec{P}$. Nous appelons $\Omega = d\Phi/dt$ le rythme de variation de cet angle et ω la vitesse angulaire de rotation de la quantité de mouvement $\hat{p}$.

$$(\vec{P} \cdot \hat{p})/P = cos\Phi$$

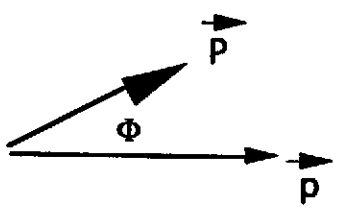


Figure 10: Définition de l'angle Φ entre le vecteur polarisation et la quantité de mouvement.

Le rythme de variation de l'angle Φ dans le laboratoire et dans des champs homogènes est donné par [24] :

$$\Omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{e}{2m}\left(\frac{\hat{t}\cdot\vec{E}}{v}\left[(g-2) - \frac{g}{\gamma^2}\right] + \hat{t}\cdot(\hat{p}\times\vec{B})(g-2)\right)$$

où $\hat{t}$ est un vecteur unitaire perpendiculaire à $\hat{p}$, vecteur unitaire selon $\vec{p}$. $\gamma = \sqrt{1/(1-(v/c)^2)}$, $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont les champs électriques et magnétiques à l'endroit de l'électron et m et g sont respectivement la masse et le facteur gyromagnétique de l'électron.

En guise d'illustration nous prenons quelques situations caractéristiques.

Champ magnétique longitudinal. La composante longitudinale du vecteur polarisation reste constante mais la composante transverse du vecteur polarisation précesse autour de l'axe du champ avec une fréquence angulaire :

$$\Omega_B = g\mu_0 B/\hbar\gamma$$

avec $\mu_0 = e\hbar/2m$

Champ électrique transverse. La trajectoire de particules est circulaire et la fréquence de rotation est :

$$\omega_E = eE/m\gamma v$$

qui est aussi la vitesse angulaire du moment. L'angle de polarisation (par rapport au moment) tourne avec une vitesse angulaire

$$\Omega_E = \frac{eE}{2mv}\left[(g-2) - \frac{g}{\gamma^2}\right] = \omega_E \frac{\gamma}{2}\left[(g-2) - \frac{g}{\gamma^2}\right]$$

Ainsi, le moment tourne d'une quantité $\omega_E t$ lorsque la polarisation tourne de $\Omega_E t$ et donc si l'on souhaite faire tourner le spin de $\pi/2$ la particule doit tourner d'un angle θ correspondant à l'équation:

$$\pi/2 = \theta \frac{\gamma}{2}\left[(g-2) - \frac{g}{\gamma^2}\right]$$

Dans la limite relativiste ($\gamma = 1$) on constate que $\theta = -\pi/2$.

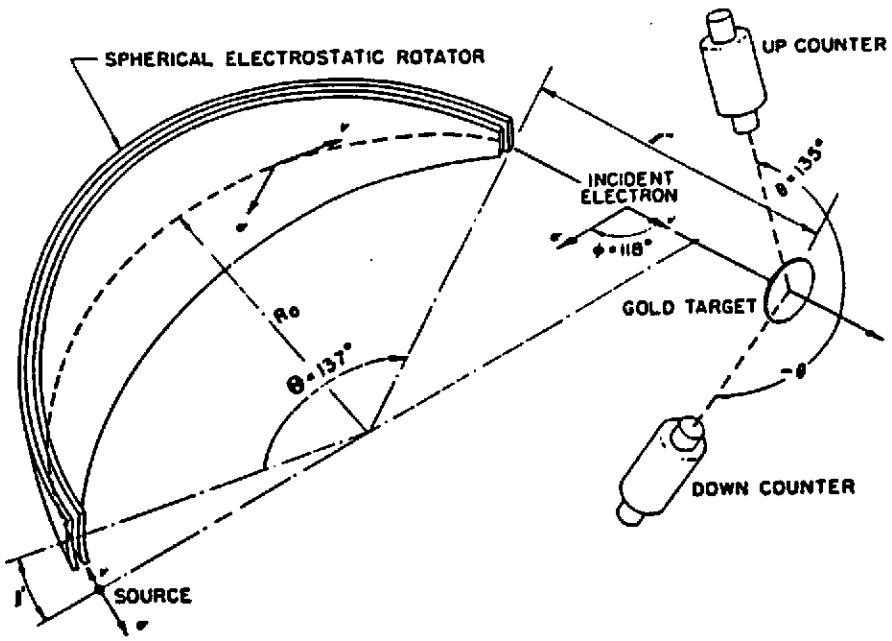


Figure 11: Transformation de spin dans un condensateur sphérique

Champ magnétique transverse. La particule tourne et le spin tourne également en suivant la particule. La polarisation change lentement car $g-2$ est non nul.

$$\Omega_B = \frac{eB}{2m}\gamma(g-2)$$

Champ croisés. Les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires entre eux et à l'axe suivi par l'électron. Les grandeurs de deux champs sont tels que les forces électriques et magnétiques se compensent. La particule continue donc son chemin en ligne droite mais le dipôle magnétique tournera et ainsi le spin. Pour cela, les champs doivent obéir à la relation

$$\vec{E} = -v \times \vec{B}$$

et

$$\Omega_{EB} = \frac{eB}{2m\gamma^2}$$

$$\vec{E} = -v \times \vec{B} \qquad \Omega_{EB} = \frac{eB}{2m\gamma^2}$$

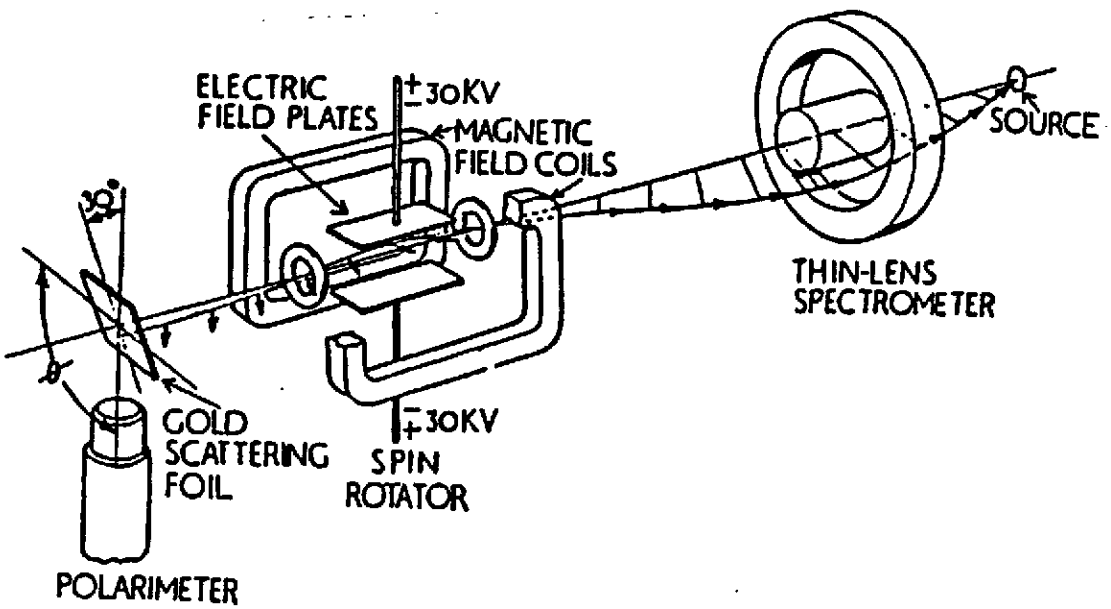


Figure 12: Transformation de spin dans des champs électrique et magnétique croisés.

4 Le transfert de polarisation: principes et techniques de mesures

Nous allons maintenant passer en revue les principaux mécanismes physiques qui dépendent de la polarisation. Ce seront essentiellement des créations ou diffusions de particules polarisées ou non dont la section efficace est fonction de l'état de polarisation soit d'une cible soit de la particule incidente.

4.1 Bremsstrahlung

Les électrons **longitudinalement** polarisés, incidents sur une cible non polarisée, changent de direction par interaction électromagnétique dans le champ du noyau et créent un rayonnement de freinage (bremsstrahlung) polarisé circulairement. Le signe de l'hélicité est conservé. La fraction de polarisa-

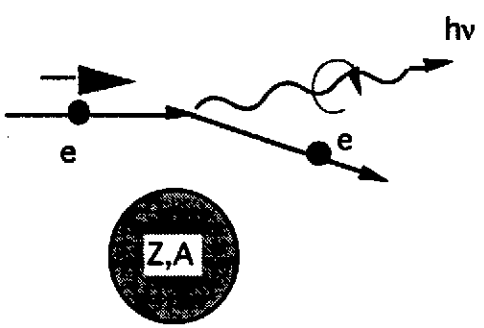


Figure 13: Mécanisme de bremsstrahlung.

tion transférée au photon de freinage dépend de la fraction d'énergie transférée, de l'angle d'émission et de la charge Z du noyau sur lequel le bremsstrahlung procède [30]. La quantité de polarisation transférée peut être paramétrisée par un paramètre L:

$$P_{circ}(photon) = LP_l(electron)$$

Pour être plus complet on peut aussi caractériser le transfert de polarisation *transverse* des électrons, pour lesquels on observera en outre une asymétrie azimutale autour du moment de l'électron. Soit T la fraction de polarisation transverse transférée.

$$P_{circ}(photon) = TP_t(electron)$$

Et enfin informons que les électrons *non polarisés* permettent d'obtenir des photons de bremsstrahlung de faible énergie linéairement polarisés et perpendiculaires au plan de l'interaction (lorsque les photons émis sont de haute énergie, la polarisation linéaire décroît comme lorsque les électrons incidents sont de basse énergie)

$$P_{lin}(photon) = LP_{nonpol}(electron)$$

Les figures 14 montrent le transfert de polarisation dans ces trois circonstances et pour des électrons de 2.5 MeV et 50 MeV. Dans le cas du transfert de polarisation longitudinale qui nous intéresse le plus, le transfert est maximum et proche de l'unité lorsque l'énergie transférée au photon est maximale et cela quel que soit le Z du diffuseur.

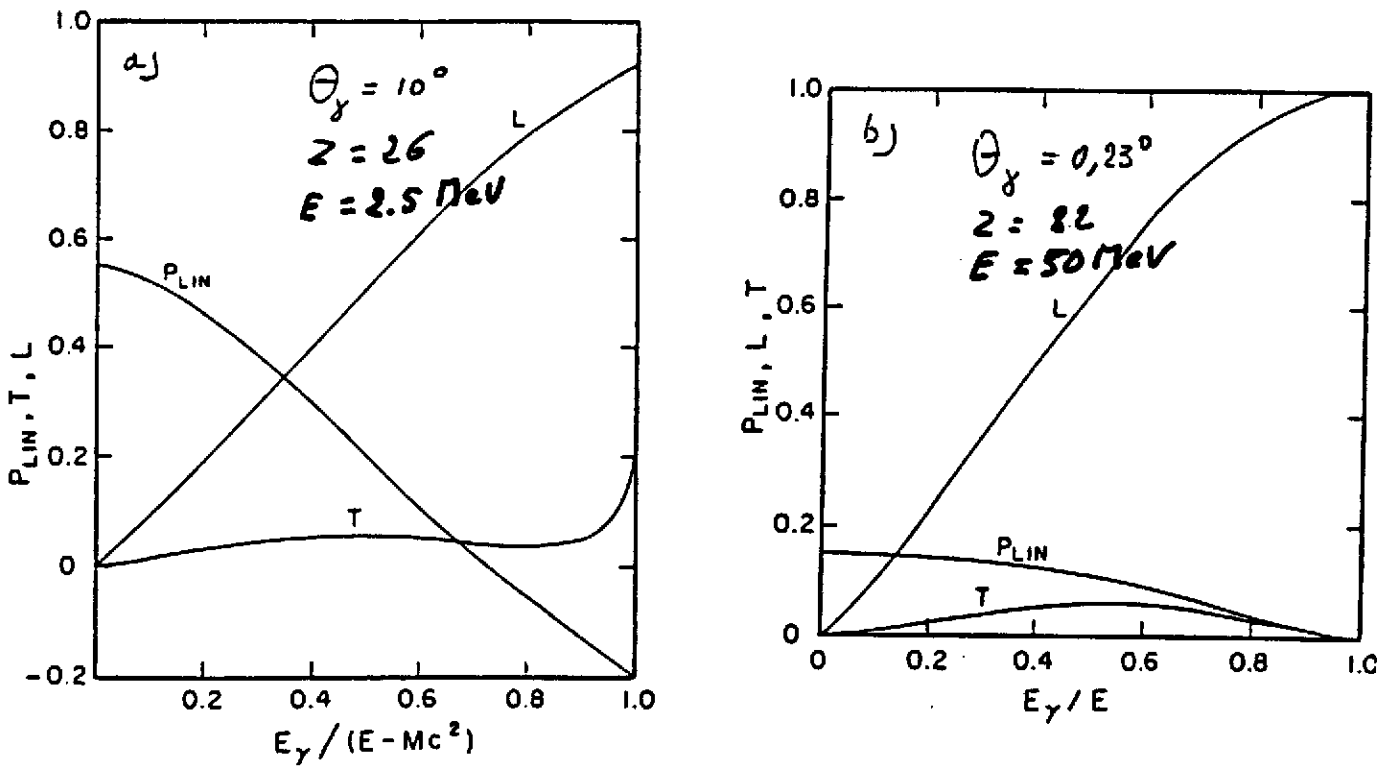


Figure 14: Quantité de polarisation transférée dans le mécanisme de bremsstrahlung sur des noyaux de Z différents. a) Energie de l'électron incident = 2.5 MeV, Z diffuseur = 26, angle de diffusion = 10^0. b) Energie de l'électron incident = 50 MeV, Z diffuseur = 82, angle de diffusion = 0.23^0.

Pour une polarisation arbitraire P des électrons avec un angle de polarisation Φ on a une combinaison de transfert donnée par:

$$P_{circ}(photon) = P(Lcos\Phi + Tsin\Phi)$$

4.2 Polarimétrie Compton

C'est la détection de la lumière polarisée circulaire après diffusion Compton sur des électrons polarisés. Il est connu que les photons font des diffusions Compton sur les électrons atomiques des atomes d'un milieu. Ce qui l'est moins, c'est l'existence dans la section efficace de diffusion d'un terme qui est fonction de la polarisation circulaire du photon incident et du spin des électrons diffuseurs [23].

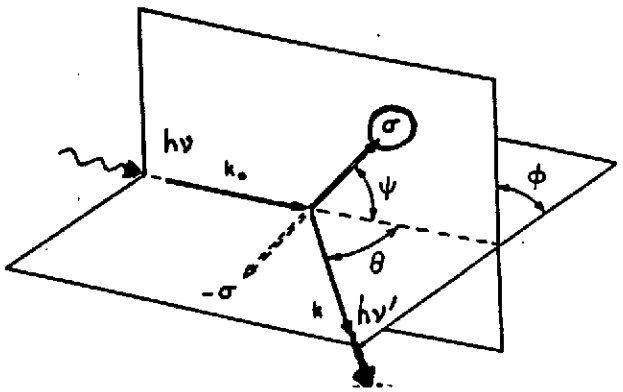


Figure 15: Diffusion Compton de photon sur un électron polarisé.

De façon simplifiée, la section efficace de diffusion peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + P\frac{d\sigma_1}{d\Omega}$$

où $\frac{d\sigma_1}{d\Omega}$ est la section efficace dépendante de la polarisation. Elle est reprise à la figure 16 où l'on remarquera le passage par zéro et donc une insensibilité de ce type de polarimètres pour des photons d'environ 650 keV.

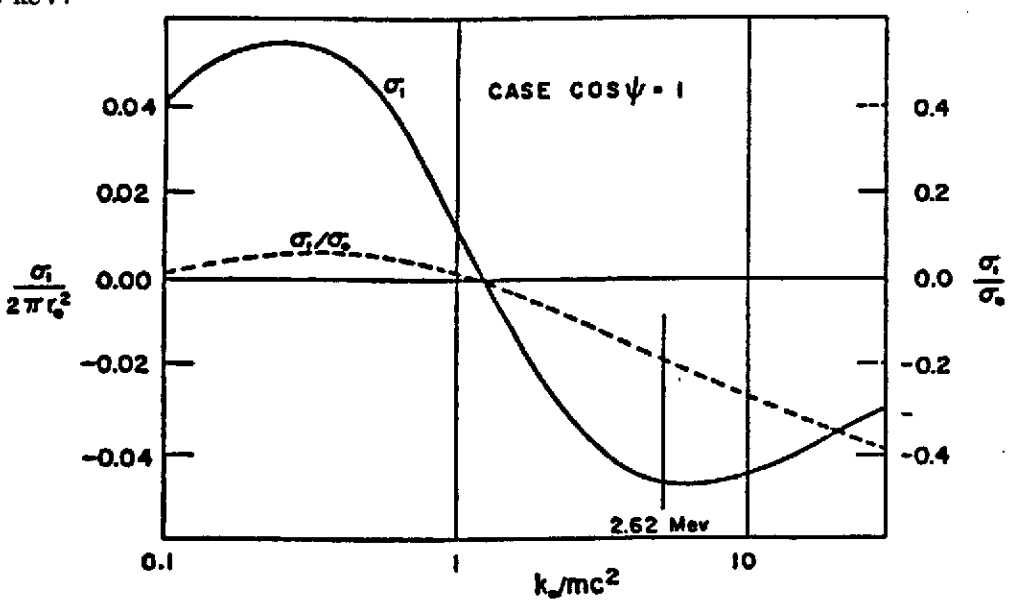


Figure 16: Section efficace Compton en fonction de l'énergie du photon, pour des photons polarisés circulairement à 100% diffusant sur des électrons ayant leur spin aligné sur l'axe d'incidence du photon.

Le pouvoir d'analyse, c'est-à-dire la sensibilité d'une mesure à la valeur de la polarisation circulaire du photon, est donnée par l'expression :

$\delta(k_0) = \frac{N_+(k_0) - N_-(k_0)}{N_+(k_0) + N_-(k_0)}$ où $N_+(k_0)$ et $N_-(k_0)$ sont les taux de comptage des photons diffusés selon que les électrons du milieu diffuseur sont de même sens (+) ou de sens opposés (-) à la direction des

photons incidents. La figure 17 montre ce pouvoir d'analyse pour différentes géométries de polarimètre où le photon diffusé est observé après transmission dans un bloc de matière polarisée ou après diffusion vers l'avant ou vers l'arrière.

$$\delta(\omega) = \frac{N_+(\omega) - N_+(\omega)}{N_+(\omega) + N_+(\omega)}$$

"calculé 7,7% e polarisés du Fe"

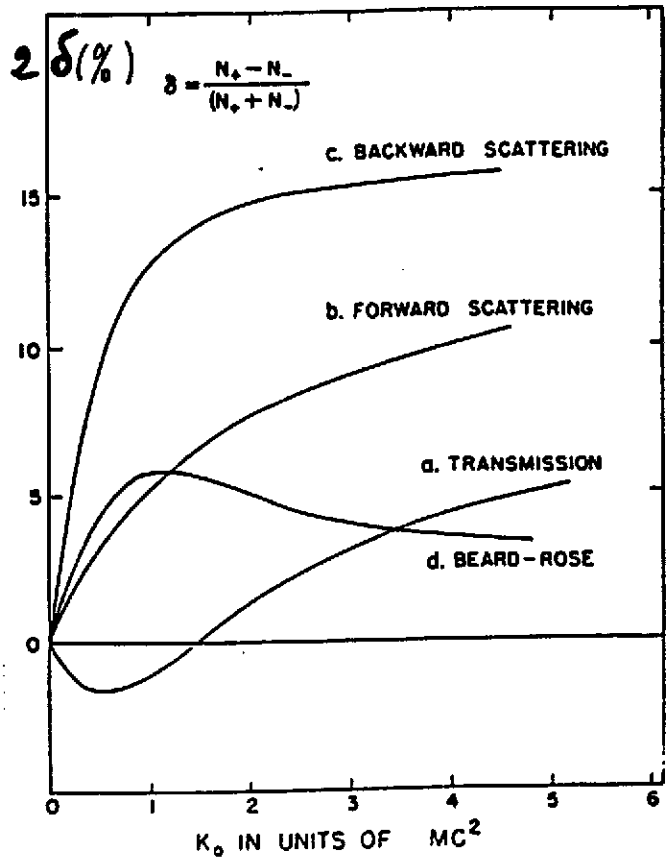


Figure 17: Pouvoir d'analyse (multiplié part 2) pour différents types de polarimètre en Fe. Ce pouvoir d'analyse tient compte des 7% de polarisation des électrons dans le Fe

La figure 18 montre une réalisation de ce type de polarimètre en mode diffusion vers l'avant.

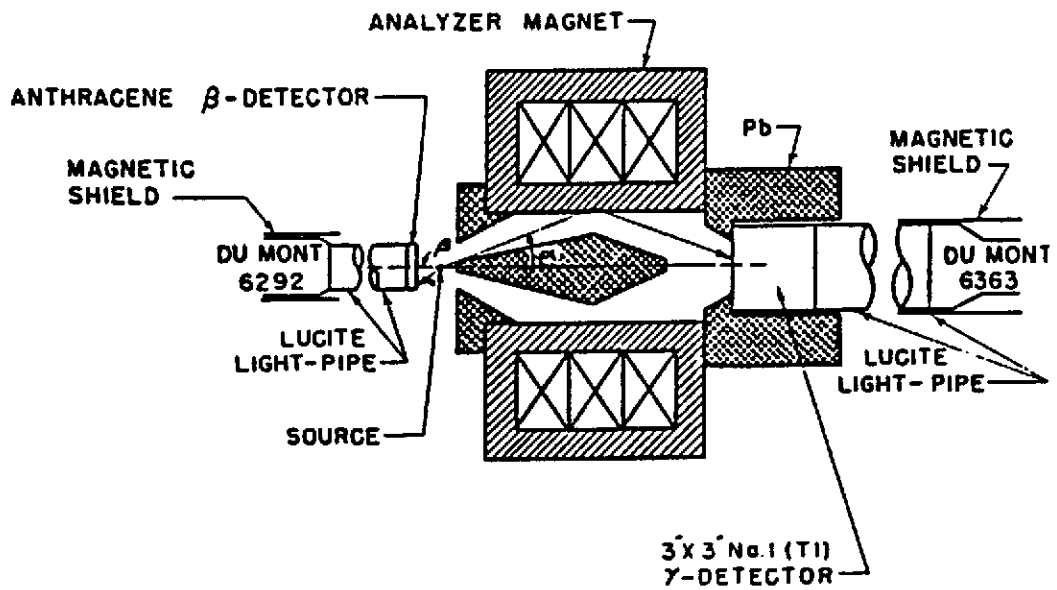


Figure 18: Polarimètre Compton en mode de diffusion vers l'avant.

4.3 Création de paires

La création de paires peut être considérée comme le processus inverse du bremsstrahlung. Un faisceau de photons polarisés circulaires produit des électrons et des positrons longitudinalement polarisés. La particule la plus énergétique emporte le signe de l'hélicité. Pour des photons très énergétiques le transfert devient 100% pour tous les éléments. Ceci implique pratiquement la conservation de la polarisation longitudinale dans les "gerbes" à haute énergie.

4.4 Annihilation de positrons en vol

Le transfert de la polarisation **longitudinale** du positron sur cible *non polarisée* peut être résumé comme suit. Il devient unité à haute énergie pour une annihilation en un seul gamma. Dans l'annihilation en deux gamma, c'est le gamma le plus énergétique (émis dans la direction du positron) qui emporte le plus de polarisation et qui conserve le signe de l'hélicité du positron. Si le positron est polarisé transverse, il existe aussi une polarisation circulaire des photons mais elle est très faible. Ceci est repris en synthèse dans le tableau 3.

Table 3: Transfert de la polarisation du positron sur cible non polarisée.

Entrée	Polarisation de e^+	Sortie	Pol circ. des $h\nu$
e^+	circulaire	1γ	1
e^+	circulaire	2γ émis vers l'avant	même signe pour γ le plus énergétique
e^+	transverse	2γ	faible

Lorsque la cible *est polarisée*, les sections efficaces d'annihilation en vol sont fonction de l'état de spin respectif du positron et de l'électron [25]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\uparrow} = \frac{r_0^2}{2\beta\epsilon^2}\,\frac{\beta^2 sin^2\theta(1+cos^2\theta)}{1-\beta^2 cos^2\theta}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\uparrow\downarrow} = \frac{r_0^2}{2\beta\epsilon^2}\,\frac{1-\beta^2}{1-\beta^2 cos^2\theta}\left(1+\beta^2+\beta^2 sin^4\theta\right)$$

où toutes les quantités sont données dans le repère du centre de masse : β est la vitesse du positron, ϵ est l'énergie totale en unité de mc^2 d'un des deux fermions en interaction, θ est l'angle entre ce fermion et le rayon γ et r_0 est le rayon classique de l'électron. De manière plus condensée, la section efficace d'interaction [26] peut aussi s'écrire [27] selon :

$$\sigma_1(E_1,E_2) = \sigma_0(E_1,E_2)\left[1 + A(E_1,A_2)\vec{P}_l \cdot \vec{P}_{e^-}\right],$$

où E_1, E_2 sont les énergies totales au laboratoire des deux particules dans l'état final; P_l est la polarisation longitudinale du positron et P_{e^-} la polarisation du matériau créant l'annihilation. La dépendance en spin est exprimée dans le terme $A(E_1,A_2)$ de la section efficace et est calculable par QED. La figure 19 montre les valeurs de ce pouvoir d'analyse en fonction de l'énergie des particules de l'état final. Il correspond à l'expression suivante basée sur les taux de doublets de gamma détectés dans les deux configurations de spin du Fe.

$$\frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} = A\vec{P}_l \cdot \vec{P}_{e^-}$$

Un dispositif expérimental utilisé dans le passé [27] est schématisé à la figure 20.

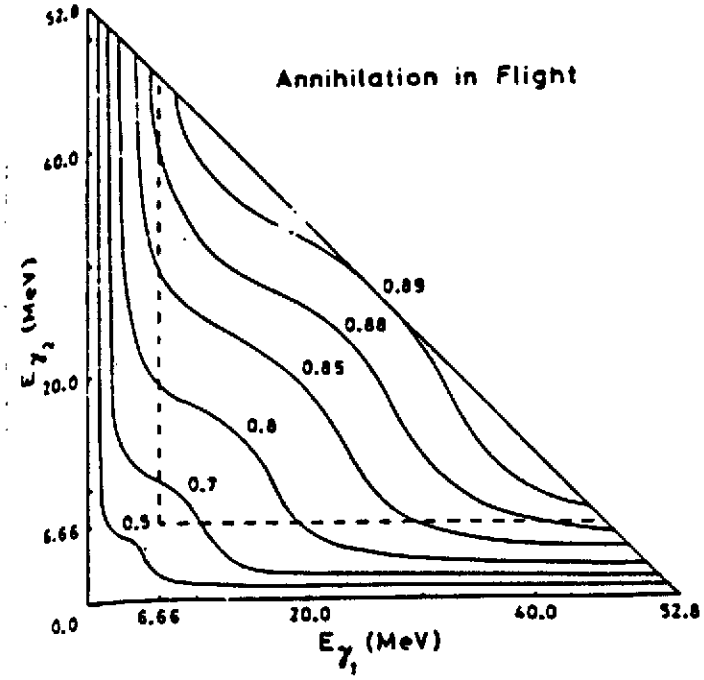


Figure 19: Pouvoir d'analyse pour l'annihilation en vol de positrons polarisés à 100% sur un matériau totalement polarisé et sa dépendance en fonction de l'énergie des photons émis.

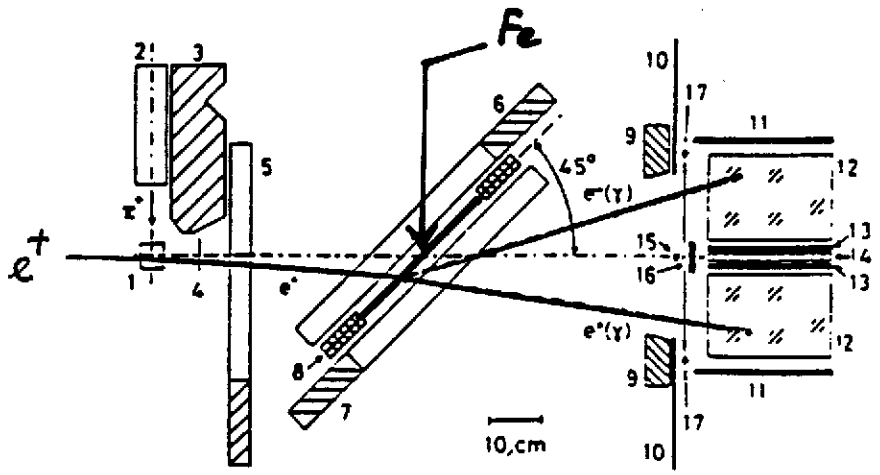


Figure 20: Dispositif expérimental d'annihilation en vol de positron sur du Fe polarisé. Un positron vient de la gauche, il est détecté dans une première chambre à fil. L'annihilation est confirmée par l'absence de signal dans la seconde chambre et par la détection d'un photon dans chacun des deux NaI placés à droite.

4.5 Diffusion Moeller ou Bhabha

La diffusion Moeller concerne la diffusion d'électrons sur des électrons, la diffusion Bhabha se rapporte à celle de positrons sur des électrons. Si deux électrons ont des spins parallèles, la section efficace de diffusion différentielle est plus petite que si les spins étaient antiparallèles. On peut naïvement comprendre cela comme une manifestation du principe de Pauli interdisant deux états identiques de se "rencontrer". Un intérêt tout particulier doit donc être accordé au rapport σ_p/σ_a. En effet il est à

la base des mesures de polarisations **longitudinales**. Ce rapport est fonction de la fraction d'énergie transférée. Il est présenté à la figure 21 en fonction de l'énergie des électrons (positrons) incidents lorsque les leptons sortants se partagent l'énergie disponible en moitié pour chacun.

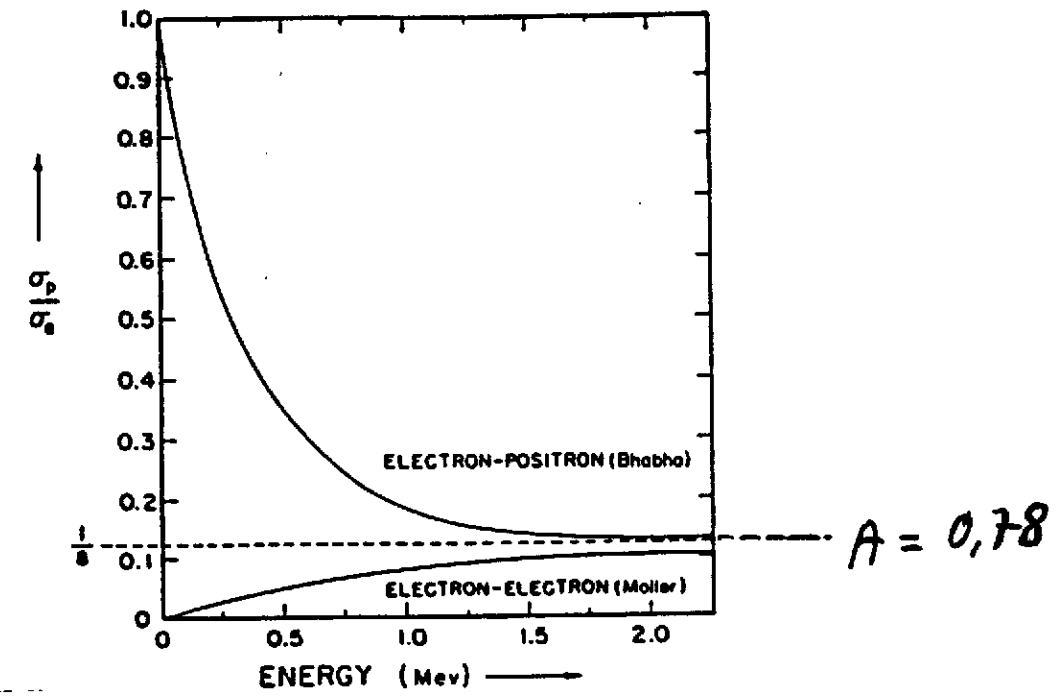


Figure 21: Rapport des sections efficaces de diffusion Moeller et Bhabha en fonction de l'énergie de la particule incidente.

Que faut-il pour déduire la polarisation d'un faisceau de particules de mesures de taux? Soit P_i la polarisation à mesurer et P_{e^-} la polarisation de la cible. Ces deux quantités n'étant pas nécessairement égales à 1. Soit aussi σ_+ et σ_- les sections efficaces de diffusion pour $P_i = 1; P_{e^-} = 1$ et $P_i = 1; P_{e^-} = -1$ respectivement. On a donc dans le cas dépolarisé ($P_i = 0$ et/ou $P_{e^-} = 0$) une section efficace de diffusion égale à $(\sigma_+ + \sigma_-)/2$. Il vient donc que le taux de comptage lorsque les spins sont parallèles est donné par :

$$N_+ = P_i P_{e^-} \sigma_+ + (1 - P_i P_{e^-}) \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}$$

et lorsque l'on renverse la polarisation de la cible on obtient pour la situation antiparallèle,

$$N_- = P_i P_{e^-} \sigma_- + (1 - P_i P_{e^-}) \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}$$

On obtient donc:

$$\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = P_i P_{e^-} \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = P_i P_{e^-} \frac{1 - \sigma_-/\sigma_+}{1 + \sigma_-/\sigma_+}$$

Connaissant P_{e^-} l'on peut ainsi déduire P_i. La fraction $\frac{1-\sigma_-/\sigma_+}{1+\sigma_-/\sigma_+}$ est le pouvoir d'analyse.

On peut également donner le pouvoir d'analyse dans des situations plus générales que celles du partage égal d'énergie pour les leptons sortants. On a alors une expression similaire à celle utilisée dans l'annihilation en vol. La figure 22 montre les valeurs [27] de ce pouvoir d'analyse en fonction de l'énergie des particules de l'état final. On constatera que pareillement à l'annihilation en vol, le pouvoir d'analyse est très grand, voisinant les 70 à 80%.

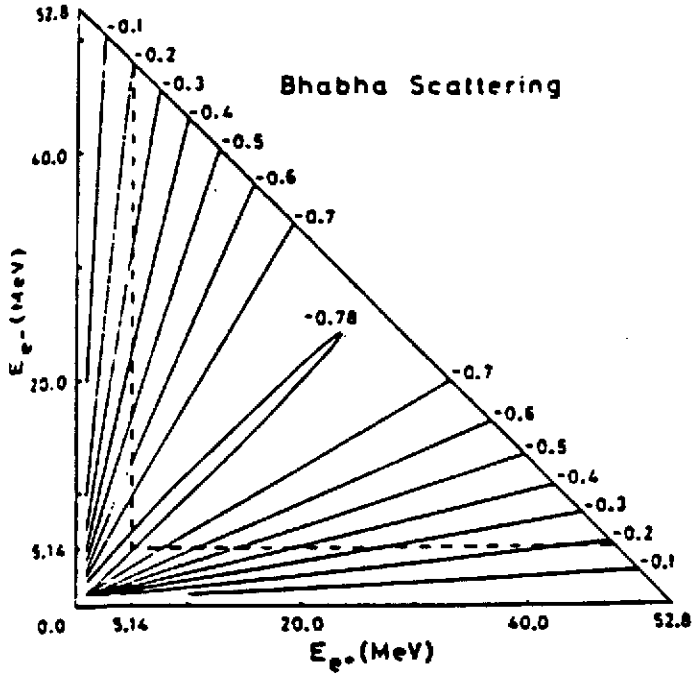


Figure 22: Pouvoir d'analyse de la diffusion Bhabha en fonction de l'énergie des particules de l'état final. La diagonale $E_1 = E_2$ correspond à la situation symétrique précédemment évoquée à plus basse énergie.

Les valeurs de P_{e^-} sont hélas loin d'être proche de l'unité. Dans le Fe, seuls 2 électrons sur 26 peuvent être forcés de s'aligner selon les champs internes. Même la valeur optimale de 7.7% est rarement atteinte. En feuilles minces on ne peut obtenir que $P_{e^-} = 0.054$. Si de plus les dispositifs expérimentaux exigent d'incliner les feuilles à 45^0, la polarisation effective chutera à une valeur aussi petite que 3.7%.

Certains alliages ferromagnétiques permanents tels que le samarium-cobalt et le supermendur (49% Fe, 49%Co, 2%V) permettent d'atteindre des valeurs de $P_{e^-} = 0.04$ à 0.05.

Cette contrainte de faible polarisation des électrons diffuseurs réduit ainsi le pouvoir d'analyse des polarimètres Moeller, Bhabha et annihilation en vol à environ 3%.

4.6 Diffusion de Mott

C'est la diffusion des électrons dans le champ coulombien du noyau. La section efficace de ce processus est à peu près A fois plus élevée que la diffusion Moeller. L'interaction spin orbite est responsable de la sensibilité de cette diffusion à la polarisation **transverse**. Elle est très sensible dans le domaine de 30 keV à 1.5 MeV. La difficulté est de préparer des feuilles assez fines, car la sensibilté de la diffusion Mott est maximale lorsqu'il n'y a qu'une diffusion.

Elle ne convient pas très bien pour les positrons à cause de la répulsion coulombienne. Le principe de la sélectivité au spin est le suivant. Dans le référentiel du c.m. lorsque l'électron diffuse par exemple vers la droite, tout se passe comme si le noyau tournait autour de l'électron créant ainsi un moment magnétique dipolaire. Lorsque ce moment magnétique est parallèle au spin des électrons, la section efficace de diffusion est plus grande. Ainsi des électrons avec un spin vers le haut diffusent davantage vers la droite que vers la gauche. L'asymétrie attendue est donnée à la figure 23 pour les électrons et les positrons. Une asymétrie maximale de 20% peut être lue pour les électrons et de 6% pour les

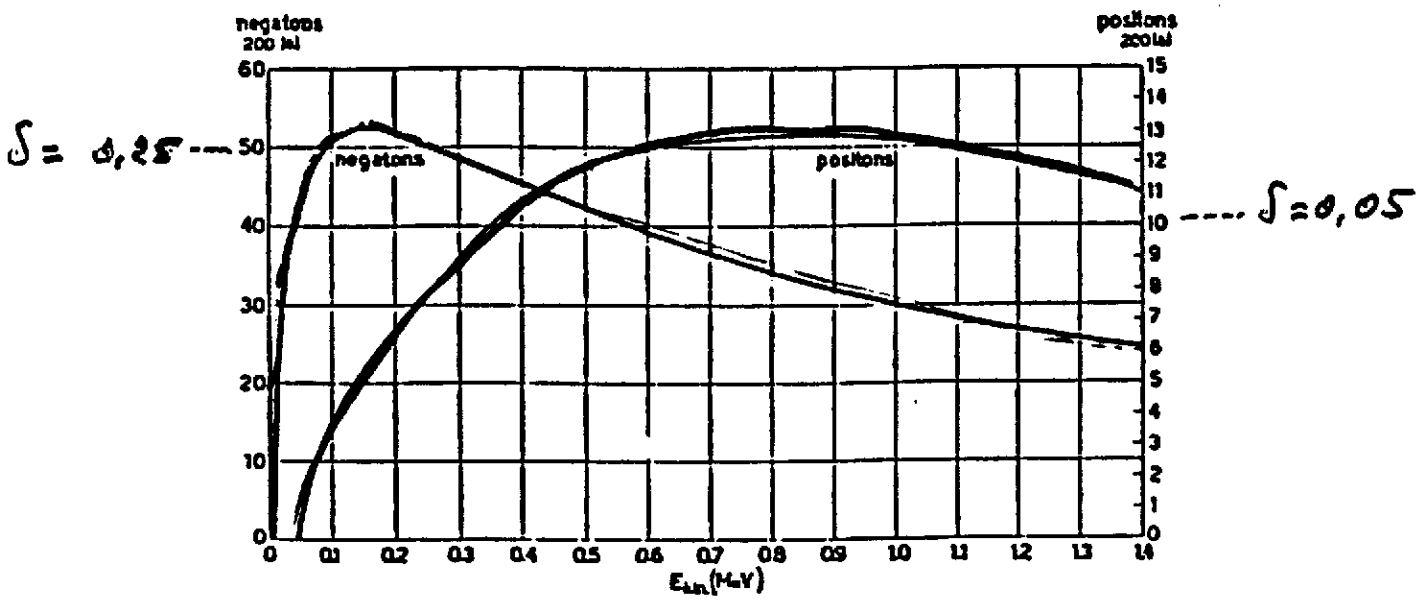


Figure 23: Asymétrie (×200) lors d'une diffusion Mott à 90^0 d'un faisceau d'électrons et de positrons polarisés transversalement à 100%.

positrons. L'asymétrie est comme d'habitude définie par le rapport de la différence des taux gauches et droits sur la somme de ces mêmes taux.

4.7 Spectroscopie du positronium

La méthode de mesure de la polarisation **longitudinale** des positrons par spectroscopie temporelle du positronium a été proposée indépendamment par Telegdi[28] et par Lundby [29]. Elle utilise la sensibilité, à la polarisation du positron, de la formation de l'état pseudo triplet (mélange des états J=0 et J=1, m=0) du positronium formé dans un milieu où règne un champ magnétique intense. Décrivons le principe. Le positronium est un système lié non stable composé d'un électron et d'un positron. Son énergie de liaison dans l'état n est :

$$E_n = -\frac{m_e c^2 \alpha^2}{4n^2}$$

L'énergie de l'état fondamental (n=1) est donc de $-6.8eV$, elle est de $-1.7eV$ dans l'état n=2. Les deux électrons peuvent se coupler avec des spins (moments angulaires) parallèles $F = 1$ ou anti parallèles $F = 0$. L'interaction spin-spin engendre ainsi deux niveaux écartés de $\Delta E = 8.4110^{-4}eV$.

Dans un champ magnétique, l'interaction du champ avec les moments magnétiques de l'électron et du positron lève la dégénérescence des trois sous-niveaux m = -1,0,1 de l'état triplet avec la particularité de n'avoir aucune action sur les deux sous-états $m = -1$ et $m = +1$ puisque les moments dipolaires magnétiques de l'électron et du positron sont opposés et se compensent exactement. Donc seuls les niveaux J=0 et J=1, m=0 vont se déplacer comme le montre la figure 24.

Sans champ magnétique externe, les quatre sous-états sont également peuplés. L'état singlet ($J = 0$) se désintègre en 2 γ de 511 keV avec un temps de vie de 0.125 ns et l'état triplet ($J = 1$) se désintègre en 3 photons selon un spectre d'énergie continu de 0 à 511 keV et avec un temps de vie théorique de 142 ns dans le vide.

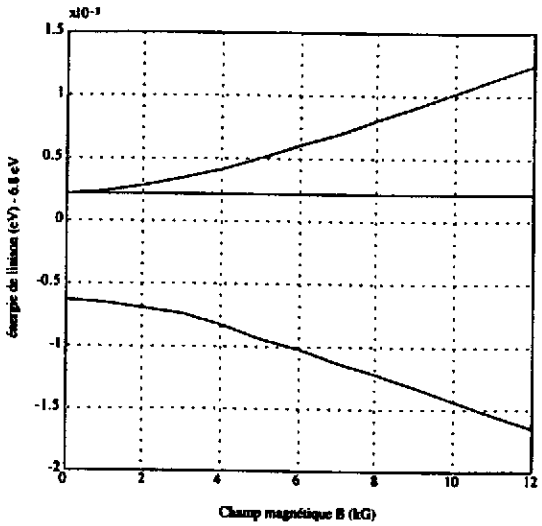


Figure 24: Energies des sous-états du positronium en fonction du champ magnétique. L'état singlet ($J = 0, m = 0$) se déplace vers le bas tandis que l'état pseudo-singlet ($J = 1, m = 0$) gagne de l'énergie. Les sous-états triplets $m = \pm 1$ restent inchangés.

Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, les sous-états $m = 0$ se mélangent donnant naissance à des nouveaux états appelés pseudo-singlet et pseudotriplet. Les temps de vie s'en trouvent affectés:

$$\lambda_{PT} = cos^2\theta\lambda_T + sin^2\theta\lambda_S$$
$$\lambda_{PS} = sin^2\theta\lambda_T + cos^2\theta\lambda_S$$

où l'angle de mélange θ est égal à :

$$tan2\theta = x(B) = \frac{\mu_0(g_e - g_p)B}{\Delta E} = \frac{B[kG]}{36.2942}$$

Le temps de vie du pseudo-singlet s'en trouve à peine rallongé tandis que le temps de vie du pseudo-triplet est radicalement réduit comme le montre la figure 25.Les temps de vie des sous-états $m = \pm 1$ du triplet sont inchangés.

En outre, les populations des sous-états sont affectées non seulement par la valeur du champ mais aussi par sa direction relative au spin du positron. Le tableau 4 donne cette information.

Table 4: Population des états du positronium dans un champ magnétique.

état	sous-état	dénomination	population	mode de désintégration
F=1	m=1	triplet	$(1+P)/4$	$3\gamma(2\gamma)$
	m=0	pseudo triplet	$(1-(\hat{B}\cdot\hat{P})\epsilon P)/4$	$2\gamma(3\gamma)$
	m=-1	triplet	$(1-P)/4$	$3\gamma(2\gamma)$
F=0	m=0	pseudo singlet	$(1+(\hat{B}\cdot\hat{P})\epsilon P)/4$	2γ

Le terme $\epsilon(B)$ dans l'expression de la population des sous-états, représente le pouvoir d'analyse de la polarimétrie positronium.

$$\epsilon(B) = \frac{x}{\sqrt{(1+x^2)}}$$

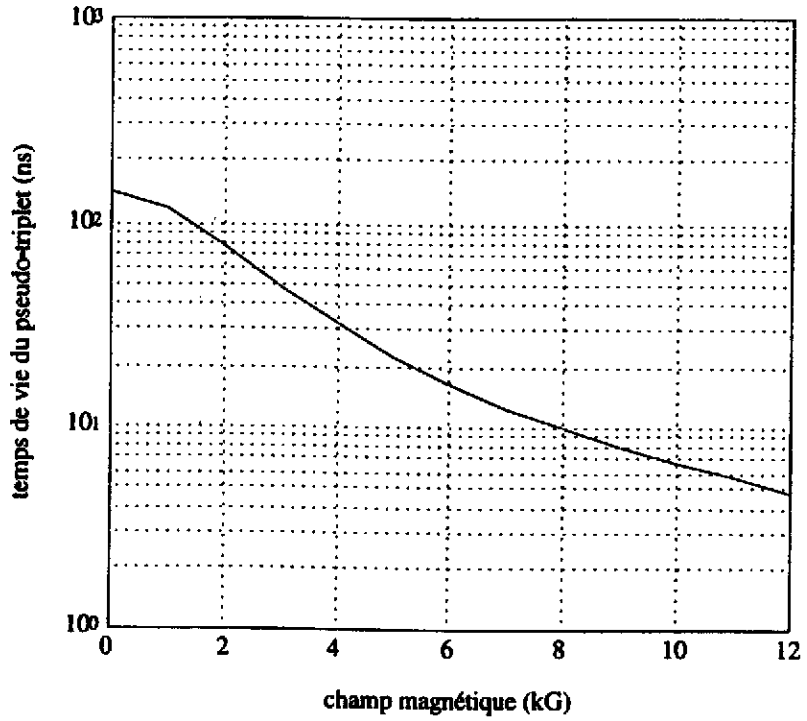


Figure 25: Temps de vie de l'état pseudo-triplet en fonction du champ magnétique.

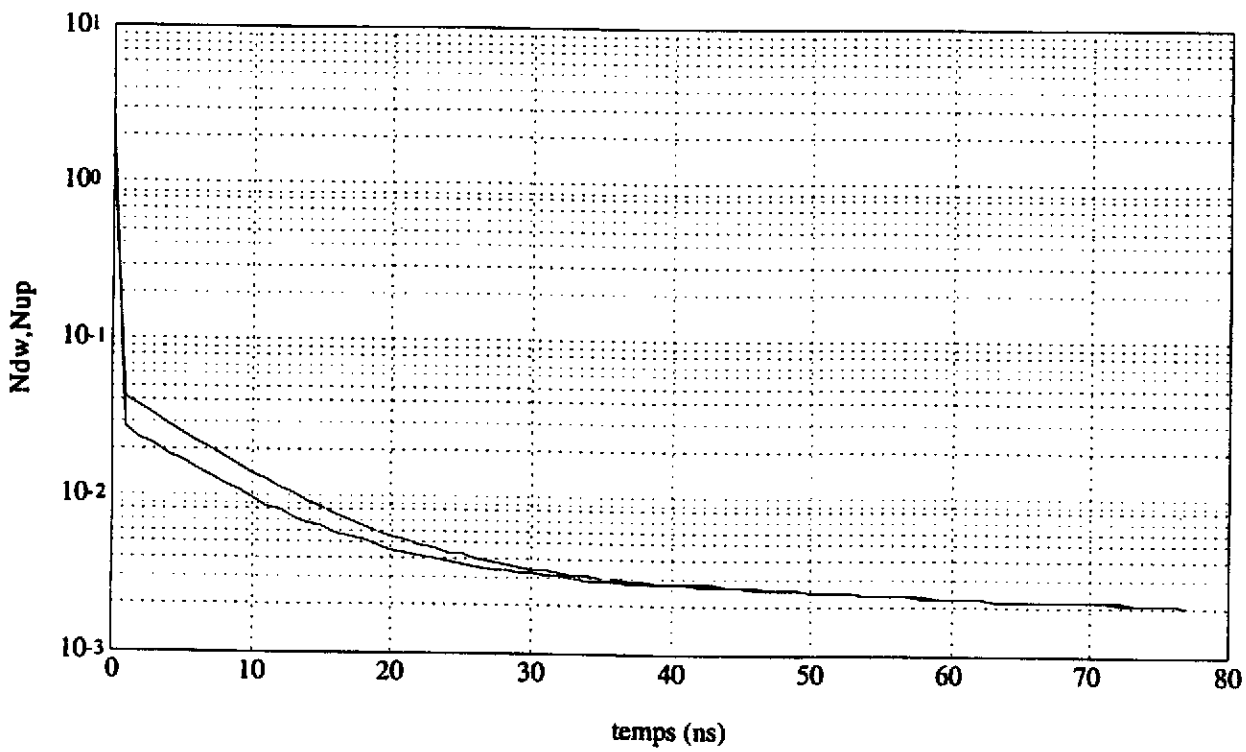


Figure 26: Spectre temporel de désintégration du positronium avec $f = 1$ et $B = 9.6kG$. L'échelle verticale est arbitraire. On distingue nettement les désintégrations de l'état pseudo-triplet selon que le champ magnétique est parallèle (dessous) ou antiparallèle (dessus) au spin du positron incident.

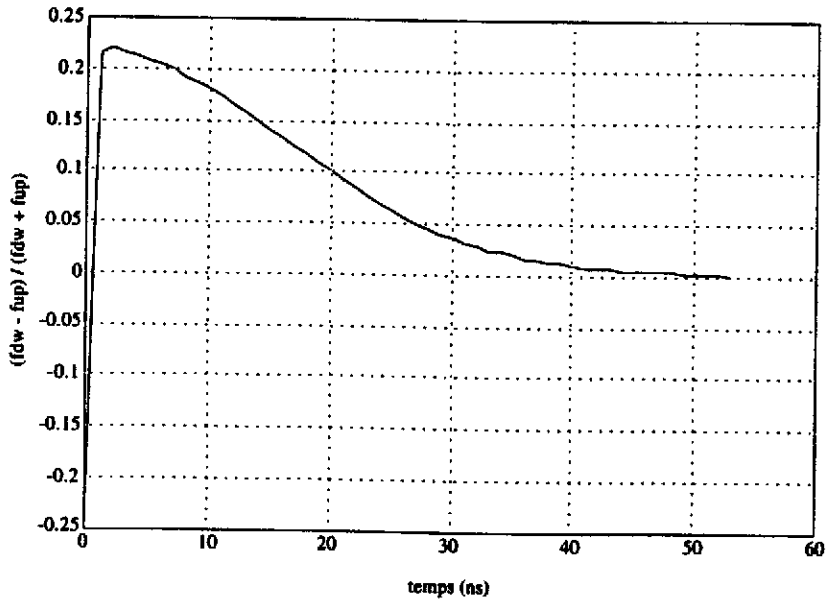


Figure 27: Asymétrie en fonction du temps pour $B = 9.6$ kG et $\epsilon = 0.25$.

Le taux de désintégration du positronium est alors donnée par :

$$\frac{dN(t)}{dt} = f\left[\frac{1}{4}(1 \pm \epsilon P)\,\lambda_{ps}\,e^{-\lambda pst} + \frac{1}{4}(1 \mp \epsilon P)\,\lambda_{pt}\,e^{-\lambda ptt} + \frac{1}{2}\,\lambda_t\,e^{-\lambda tt}\right] + (1-f)\,\delta(t)$$

où les signes supérieurs correspondent aux états de spins parallèles. Le paramètre f est la fraction de positronium formé dans le milieu d'implantation du positron. La fonction $\delta(t)$ représente l'annihilation directe des positrons qui n'ont pas pu former du positronium. Dans les solides c'est pratiquement une fonction delta, en réalité elle est plus complexe et contient l'évolution temporelle des positrons libres dans la matière d'implantation.

La figure 26 montre la fonction $\frac{dN(t)}{dt}$ pour $B = 9.6kG$ induisant : $\epsilon = 0.256$ et $\tau_{pt} = 1/\lambda_{pt} = 7.6ns$.

La polarimétrie est réalisée en mesurant la fonction $\frac{dN(t)}{dt}$ pour deux orientations opposées du champ magnétique B. On obtient ainsi une asymétrie $a(t)$ fonction du temps, très caractéristique et dont l'amplitude est proportionnelle au pouvoir d'analyse $\epsilon(B)$:

$$a(t) = \frac{dN(t)_{\uparrow\downarrow}/dt - dN(t)_{\uparrow\uparrow}/dt}{dN(t)_{\uparrow\downarrow}/dt + dN(t)_{\uparrow\uparrow}/dt} \simeq (\epsilon P)\,a_O(t)$$

Nous dessinons cette asymétrie à la figure 27.

La technique revient donc à arrêter des positrons dans un milieu et d'observer dès leur arrivée la structure temporelle de désintégration des positroniums formés. Une mesure d'asymétrie permet de déduire ϵP. L'asymétrie observable est très grande et rend donc cette technique très performante; le grand handicap réside dans le fait qu'il faut ralentir les positrons et former le positronium ce qui résultera en diffusion du faisceau incident et en dépolarisation dans le processus de ralentissement. Ce point est traité dans la section suivante. La dépolarisation ne permet pas de connaître ϵ avec grande précision, par contre lors de mesures de polarisations relatives, cette méconnaissance ne porte pas à conséquence car le terme ϵ tombe dans un rapport du type : $\frac{\epsilon P_a}{\epsilon P_b}$.

5 Les mesures

5.1 La précision

Comme dans toute mesure de précision, la statistique est nécessaire et il convient d'en évaluer la quantité nécessaire pour atteindre l'objectif dans un temps raisonnable. En outre, la quantité de statistique nécessaire est liée étroitement au pouvoir d'analyse. En effet plus ce dernier est grand moins il faut de précision absolue pour réaliser une mesure significative . Cette section a pour but de clarifier ces divers points.

- La luminosité est définie par la fraction des événements sensibles à l'analyseur de polarisation. Si N_{in} est le nombre de particules dont il faut mesurer la polarisation P, seule une fraction N_{out} de celui-ci participera à l'analyse en polarisation. Cette réduction peut être due : aux angles solides, à des coupures en énergies, à des efficacités de compteurs, à des sections efficaces ... et constitue un filtre. On aura donc :

$$N_{out} = f N_{in}$$

où f est le facteur de réduction.

- Le pouvoir d'analyse a va agir maintenant sur la partie déjà filtrée des événements. Nous aurons donc en général pour deux situations différentes des taux de comptages différents. Appelons les N^+ et N^-. Ils correspondent soit à des taux mesurés pour des spins opposés d'un matériau diffuseur, soit à des taux mesurés pour des orientation opposées de champ magnétique, etc.... On a donc :

$$\begin{aligned} N^+ &= f N_{in}(1 + aP) \\ N^- &= f N_{in}(1 - aP) \end{aligned}$$

d'où l'on tire:

$$aP = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$$

La précision relative sur la polarisation P que l'on va obtenir de ce type de mesure est égale à :

$$\frac{\sigma_P}{P} = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{1}{2 f N_{in}}(1 + aP)}$$

En guise d'exemple, supposons que l'on veuille une mesure relative à 10^{-3} de précision, que le pouvoir d'analyse est de 3.10^{-2}. Si l'on veut obtenir cette précision au bout de 20 jours de mesures, il faut que le produit $f N_{in}$ soit égal à $300 s^{-1}$. Les conditions seront donc claires pour f et pour N_{in}.

A tout ceci s'ajoute bien sûr toute la discussion des erreurs systématiques. Dans l'exemple précité la précision demandée aboutit à mesurer un effet qui est de l'ordre

$$\sigma_P a = \frac{\sigma_P}{P} P a \simeq 3.10^{-5},$$

en prenant P proche de l'unité. C'est donc un effet extrêmement petit à mesurer. Les asymétries instrumentales doivent alors être très soigneusement critiquées et au mieux mesurées.

5.2 La dépolarisation

Les mesures de polarisation s'accompagnent toujours de diffusions et/ou de ralentissements dans la matière qui causent une dépolarisation partielle de la polarisation des particules incidentes. Cette dépolarisation provient de différentes sources.

5.2.1 Par bremsstrahlung

La dépolarisation due au bremsstrahlung est surtout importante à haute énergie. Elle fut étudiée par Olsen et Maximon [30]. Retenons seulement la relation qu'ils proposent :

$$(\frac{\Delta P}{P})_{rad} = \frac{1}{2}(1 - \frac{1}{3}P_l)(\frac{\Delta E}{E})_{rad}$$

et qui lie la perte relative de polarisation à la perte relative d'énergie totale par radiation.

5.2.2 Par diffusion Moeller (e^-, e^-) ou Bhabha (e^+, e^-)

Effet coulombien. En ne considérant que les diffusions à petits angles des électrons sur les électrons ou des positrons sur les électrons de la matière, Bouchiat [31] affirme que l'axe de rotation du vecteur polarisation est perpendiculaire au plan de la diffusion. En négligeant les termes en θ^2 la valeur α de cette rotation est donnée par:

$$\alpha = (1 - m/E)\theta$$

où θ est l'angle de diffusion de la particule incidente, E son énergie totale et m la masse de l'électron. Cette diffusion à petits angles correspond à de larges paramètres d'impacts et est gouvernée par la partie purement coulombienne de l'interaction (e^-, e^-) ou (e^+, e^-)

Ionisation. Lorsque la particule perd de l'énergie par ionisation, la perte d'énergie par collision est relativement petite ($\Delta E \simeq qq\, 10eV$). Les angles de diffusion sont relativement petits. La variation de polarisation longitudinale est donnée par :

$$\frac{\Delta P_l}{P_l} = \frac{m}{E}(\frac{2m\Delta E}{E^2 - m^2}) + ordre(\frac{\Delta E}{E})^2$$

Il apparaît donc clairement que pour des énergies $E >> m$, où la perte par ionisation augmente, ce type collision ne peut donner lieu à de grandes dépolarisations.

Les grands transferts d'énergies. Les grands transferts d'énergie avec $E > m$ et $\Delta E \simeq E/3$ sont peu probables; de l'ordre de m/E. La polarisation peut être affectée par un basculement de spin, mais ceci est également de l'ordre de m/E. Ceci nous amène à une faible probabilité de modifier considérablement le vecteur polarisation par ce mécanisme.

5.2.3 Par diffusion coulombienne sur les noyaux

Là aussi le vecteur polarisation subit une déflexion d'un angle α autour d'un axe perpendiculaire au plan de la diffusion.

$$\alpha = \theta - 2arctg\,(\frac{m}{E}tg(\frac{\theta}{2})).$$

qui dans l'approximation des petits angles devient : $\alpha = (1 - m/E)\theta$

Le graphique suivant résume ce qui vient d'être décrit et donne le taux de perte de polarisation en fonction de l'énergie de l'électron incident. On constate qu'à grande énergie, le taux de perte est faible car la polarisation suit rigidement le moment. Il est également faible à très basse énergie lorsque la polarisation se découple du moment. L'électron diffuse mais le vecteur polarisation n'est que peu modifié. Par contre la région de transition relativiste-nonrelativiste est soumise à des dépolarisations importantes. Ceci est rendu visible dans la figure 28.

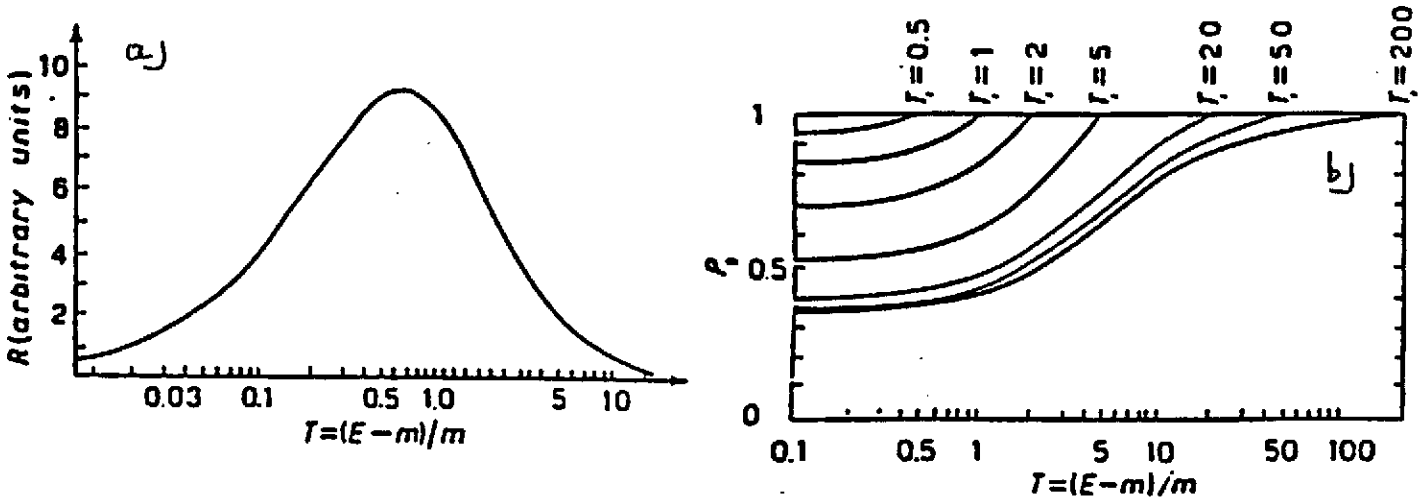


Figure 28: a) Taux de dépolarisation en fonction de l'énergie de l'électron. b) Evolution de la polarisation lors du ralentissement dans du CH_2 pour différentes énergies initiales.

Tout ceci est également fonction du Z de la matière traversée: la dépendance du rapport de la polarisation finale sur la polarisation initiale (P_f/P_i) en fonction de la charge Z du milieu diffuseur est donnée par :

$$\left(\frac{P_f}{P_i}\right)_X = \left[\left(\frac{P_f}{P_i}\right)_{CH_2}\right]^\sigma \qquad \text{où } \sigma = \frac{\alpha_X}{\alpha_{CH_2}} \qquad \text{et } \alpha = \frac{\overline{Z(Z+1)}}{\bar{Z}}$$

Un calcul permet ainsi d'établir le graphe 29

5.3 Exemples

Nous terminons en citant quelques exemples de mesures de polarisation à haute précision réalisées ou proposées ces dernières années. Les détails et figures pour chacune de ces expériences peuvent être trouvés dans la littérature.

- Violation de l'invariance T dans la désintégration du ^8Li (PSI Zurich).
  La polarisation du noyau ^8Li est obtenue par transfert de polarisation d'un faisceau de deutons polarisés. La mesure de la polarisation transverse du spin de l'électron est réalisée par diffusion Mott sur une fine feuille de Pb [32].

- Recherche d'un éventuel boson droitier dans la désintégration de ^{107}In (Louvain).
  La polarisation des noyaux ^{107}In est réalisée après séparation isotopique par implantation des noyaux dans du Fe maintenu à 10 mK. La polarisation longitudinale des positrons est mesurée par la technique du positronium. C'est une mesure relative qui compare les polarisations pour deux orientations différentes du spin du noyau émetteur [33].

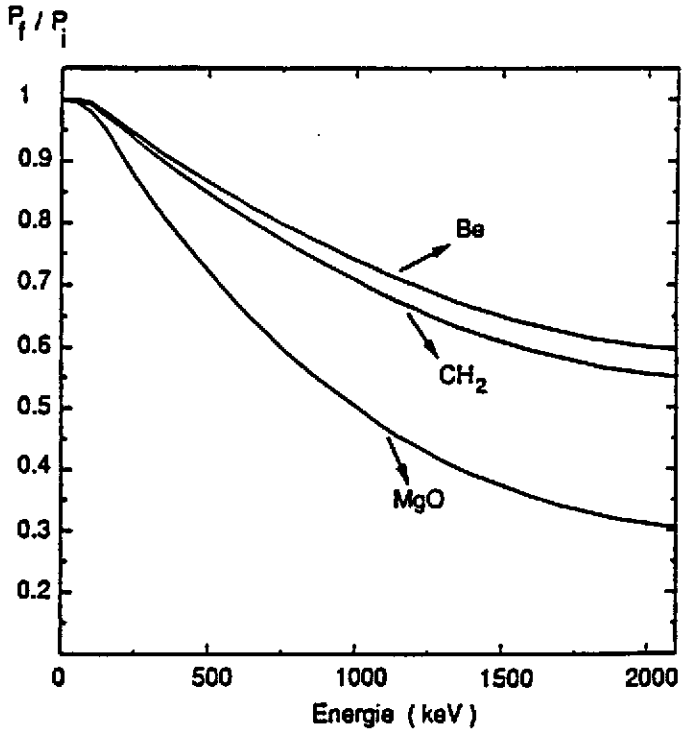


Figure 29: Evolution de la polarisation lors du ralentissement dans différents matériaux.

- Limites sur la masse d'un éventuel boson droitier dans le rapport des polarisations F/GT dans les désintégrations de ^{26}Al et de ^{30}P (Groeningen).
  La polarisation des positrons émis par les noyaux ^{26}Al et ^{30}P non polarisés est mesurée par une diffusion Bhabha sur des cylindres de fer polarisés dont on alterne fréquemment l'orientation des spins. C'est une mesure relative de la polarisation des positrons émis par ^{26}Al et par ^{30}P [34].

- Recherche d'un éventuel boson droitier dans la désintégration du muon (PSI-Louvain).
  C'est un projet de recherche utilisant la désintégration des pions au repos pour obtenir une source de muons totalement polarisés. La partie la plus énergétique des positrons Michel émis sont sélectionnés et envoyés vers un polarimètre basé sur la technique de l'annihilation en vol de positrons. C'est une mesure relative de la polarisation de ces positrons de 50 MeV émis par des muons polarisés et par des muons non polarisés [35].

Remerciements

Je tiens à remercier tous mes collaborateurs de l'Institut de Physique Nucléaire de Louvain, ainsi que mes nombreux collègues de l'ETH à Zurich, pour les heures passées ensemble auprès des expériences qui plus que les livres fascinent mais aussi instruisent sur les difficultés expérimentales et obligent à la lutte pas à pas. Un grand merci aussi aux professeurs J. Deutsch, J. Govaerts, P. Quin et N. Severijns pour les nombreuses et fructueuses discussions.

Références

[1] J.D. Jackson, S.B. Treiman, H.W Wyld N.P. 4(1957) 206
[2] C.S. Wu zt al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
L.M. Chirovsky et al. Physics Letters 94B (1980) 127.

[3] C.J. Christensen, V.E. Krohn, G.R. Ringo, Phys. Rev. C 1 (1970) 1963.
[4] M.A.B. Bég, R.V. Bundy, R. Mohapatra ans A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1252.
[5] B.R.Holstein, S.B. Treiman, Phys. Rev. D 16 (1977) 2369.
[6] P.A Quin and T. Girard PLB 229(1989)29
[7] V. Brudanin et al. Nucl.Phys. A 587 (1995) 577.
[8] J. Deutsch and P. Quin, "Precision Tests of the Standard Electroweak Model", World Scientific, Ed. P Langacker (1995) 706. therein.
[9] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics,Addison-Wesley,1982.
[10] H. Brandle, et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 299.
[11] K. Sugimoto, I. Tanihata and J. Goering, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1533.
[12] Y. Nojiri, Y. Kumata and T. Minamisono, Hyperfine Interactions 9 (1981) 443.
[13] Y. Kuno et al., Huperfine Interactions 39 (1988) 253.
[14] Neugardt, Communication privée.
[15] J. Liechti et al., Nucl. Phys. A533 (1991) 292
[16] A. et J. Dalibard, La recherche 25 (1994) 30.
[17] T. , et al., Phys. Rev. lett. 69 (1992) 2168.
[18] P.A. Voytas et al., A.I.P conf. Proc. 293 (1994) 208.
[19] P. Raghavan Atomic Data and Nuclear Data Tables.
[20] A. Postma , N.J. Stone, "Low temperature Nuclear Orientation", ed N.J. Stone and A. Postma, Elsevier Science Publishers B.V. (1986) pp 1-30.
[21] E. Klein, "Low temperature Nuclear Orientation", ed N.J. Stone and A. Postma, Elsevier Science Publishers B.V. (1986) pp 579-639.
[22] H.A. Tolhoek, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 277.
[23] L. Marton, "Methods of Experimental Physics: Nuclear Physics", ed L.C.L Yuan and C.S Wu, Academic Press volume 5 part 2 (1963) 215.
α, β, γ Spectroscopy. volume 2, H. Frauenfelder, R.M. Steffen, "The helicity of β particles" Ed K. Sieghahn North-Holland (1965),1431.
[24] V. Bargmann, L. Michel,and V.L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435.
[25] A. Buhler et al. P.L. 7 (1963)368
[26] Lorne A. Page, Phys Rev. 106(1957)394,
W.H. McMaster, Nuovo Cimento 17 (1960) 395,
Adam M. Bincer, Phys. Rev. 107 (1957) 1434,
G.W. Ford and C.J. Mullin, Phys. Rev. 108 (1957) 477.
[27] F. Corriveau et al. P.R. D24. (1981) 2004
[28] Communication privée dans : L. Madansky, cours donné au CERN en 1961 (réf: CERN 62-8(fév 1962))
[29] A. Lundby, Progr. Elem. Part. Cosmic. Ray Phys. 5 (1960) 1.
[30] H. Olsen and L.C. Maximon, Phys. Rev. 114 (1959) 887.
[31] C. Bouchiat and J.M. Lévy-Leblond,Il nuovo cimento vol XXXIII (1964) 193.
[32] M. Allet et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 572.
K. Bodek et al. PSI Nuclear and Particle Physics Newsletter (1994) 93;
[33] N. Severijns et al. Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 4047 and Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 611e
[34] V.A. Wichers, et al. Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1821.
[35] Letter of intent for an experiment at PSI R-95-06.