

FR 9800345



Université Scientifique et Médicale de Grenoble

**INSTITUT DES SCIENCES NUCLEAIRES
DE GRENOBLE**

53, avenue des Martyrs - BP 257 * 38044 Grenoble Cedex

ISN 78_30

Mise en évidence d'une violation
De parité dans les noyaux

^{118}Sn et ^{36}Cl

Harrag BENKOULA

Laboratoire associé à l'Institut National de Physique Nucléaire
et de Physique des Particules

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

Spécialité : Instrumentation Nucléaire

par

M. Harrag BENKOULA

MISE EN EVIDENCE D'UNE VIOLATION DE PARITE

DANS LES NOYAUX ^{118}Sn ET ^{36}Cl

Soutenu le 28 octobre 1978 devant la Commission d'Examen

M. J.P. LONGQUEUE

Président

M. A. GIORNI

M. B. VIGNON

} *Examinateurs*

M. J.F. CAVAINAC

M. R. WILSON

} *Membres Invités*

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

Monsieur Gabriel CAU : Président
Monsieur Pierre JULLIEN : Vice Président

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT : DE L'U.S.M.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM	AMELARD Pierre	Clinique de dermatologie
	ARNAUD Paul	Chimie
	ARVIEU Robert	I.S.N
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Ma. e-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique Expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BEAUDOING André	Clinique de Pédiatrie et Puériculture
	BELORIZKY Elie	Physique
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BLATRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Pures
	BEZES Henri	Pathologie chirurgicale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Clinique gastro-entérologique
Mme	BONNIER Marie-Jeanne	Chimie générale
MM.	BOUCHERLE André	Chimie et toxicologie
	BCUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques appliquées
	BOUTET DE MONTVEL Louis	Mathématiques Pures
	BRAVARD Yves	Géographie
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologique
	CALAS François	Anatomie
	CARLIER Georges	Biologie végétale
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHABACHON Robert	Clinique Oto-rhino-laryngologique
	CHATEAU Robert	Clinique de neurologie
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique et chimie analytique
	CONTANTIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie pathologique
Mme	DEBELMAS Anna-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANCE Charles	Zoologie
	DELORMAS Pierre	Pneumophtisiologie

MM.	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée (IUT I)
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREIFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVERD Michel	Pharmacologie
	GEINDE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	JANNY Bernard	Géographie
	KABANE André	Physique générale
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAITCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
Mme	LAJZEROWICZ Janine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie Pharmacologique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LE ROY Philippe	Mécanique (IUT I)
	LIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOISEAUX Pierre	Sciences Nucléaires
	LONGQUEVE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
MM.	MALINAS Yves	Clinique Obstétricale
	MAKTIN-NOEL Pierre	Clinique Cardiologique
	MAZARE Yves	Clinique Médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MICOUID Max	Clinique Maladies infectieuses
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	NOZIERES Philippe	Spectrométrie Physique
	OZENDA Paul	Botanique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PERAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET Jean	Sémiologie Médicale (Neurologie)
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENAUD Michel	Thermodynamique
	REVCL Michel	Urologie
	RINALDI Renaud	Physique
	DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-Chirurgie
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SIBILLE Robert	Construction mécanique (IUT I)
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale

MM.	VAILLANT François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAIQUOIS Bernard	Calcul Electronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
MM.	VERAIN André	Physique
	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	CRABBE Pierre	CERMO
	DEMBICKI Eugéniuz	Mécanique
	JOHNSON Thomas	Mathématiques appliquées
	PENNEY Thomas	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

Mlle	AGNIUS-DELORE Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Gilbert	Géographie
	BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BILLET Jean	Géographie
	BOUCHET Yves	Anatomie
	BRUCEL Lucien	Energétique (IUT I)
	BUISSON René	Physique (IUT I)
	BUTEL Jean	Orthopédie
	COHEN AJDAD Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie
	CONTE René	Physique (IUT I)
	DELOBEL Claude	M. I. A. G.
	DEFASSEL Roger	Mécanique des fluides
	FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
	GAUTRON René	Chimie
	GYDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENGT René	Chimie organique
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IUELMAN Simon	Physiologie animale
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JULIEN Pierre	Mathématiques Appliquées
Mme	KARANE Josette	Physique
MM.	LEBA. OMIAC. Sacha	Mathématiques Appliquées
	LEHUN Gérard	Physique (IUT I)
	LIU DUC Cuong	Chimie organique
	MAYNARD Roger	Physique du solide
Mme	MINIER Colette	Physique (IUT I)
MM.	PELMONT Jean	Biochimie
	PERRIAUX Jean-Marcus	Géologie et Minéralogie
	PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
Mlle	PIERY Yvette	Physiologie animale

MM	RAYNAUD Hervé	M.I.A.G
	REBEQ Jacques	Biologie (CUS)
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	RICHARD Lucien	Biologie végétale
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAUD Jean	Géologie
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM.	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	VIALON Pierre	Géologie
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM.	ARMAND Yves	Chimie (IUT I)
	BACHELGT Yvan	Endocrinologie
	BARGE Michel	Neuro chirurgie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
Mme	BERIEL Hélène	Pharmacodynamie
MM.	BOST Michel	Pédiatrie
	BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme	BOUCHE Liana	Mathématiques (CUS)
MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B) (Personne étrangère habilitée à titre directeur de thèse.)
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHARDON Michel	Géographie
	CHERADAME Hervé	Chimie papetière
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	COMTAMIN Charles	Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire
	CORDONNIER Daniel	Néphrologie
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	CYROT Michel	Physique du solide
	DENIS Bernard	Cardiologie
	DOUCE Roland	Physiologie végétale
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADGSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	FAURE Gilbert	Urologie
	GAUTIER Robert	Chirurgie générale
	GIDON Maurice	Géologie
	GROS Yves	Physique (IUT I)
	GUIGNIER Michel	Thérapeutique
	GUITTON Jacques	Chimie
	HICTER Pierre	Chimie
	JALBERT Pierre	Histologie
	JUNYEN-LAVILLAVROY Claude	O. R. L.
	LOLDIE Lucien	Hématologie
	LE ROC Pierre	Bactériologie-virologie
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et médecine préventive
	MALLION Jean-Michel	Médecine du travail

MM. MARECHAL Jean
MARTIN-BOUYER Michel
MASSOT Christian
NEMOZ Alain
NOUGARET Marcel
PARANELLE Bernard
PECCOUD François

PEFFEN René
PERRIER Guy
PHELIP Xavier
RAGHAIL Michel
RACINET Claude
RAMBAUD Pierre
RAPHAEL Bernard

Mme RENAUDET Jacqueline
ROBERT Jean-Bernard
ROMIER Guy

SAKAROVITCH Michel
SCHAEFER René
SEIGLE-MURANDI Française
STOEBNER Pierre
STUZZ Pierre
VROUSOS Constantin

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES.

MM. DEVINE Roderick
KANeko AKIRA
JOHNSON Thomas
RAY Tuhina

MAITRE DE CONFERENCES DELEGUE

M. ROCHAT Jacques

Mécanique (IUT I)
Chimie (CUS)
Médecine Interne
Thermodynamique
Automatique (IUT I)
Pneumologie
Analyse (IUT B) (Personnalité étrangère
habilitée à être directeur
de thèse).

Métallurgie (IUT I)
Géophysique-Glaciologie
Pneumatologie
Médecine Interne
Gynécologie et Obstétrique
Pédiatrie
Stomatologie
Bactériologie (Pharmacie)
Chimie-Physique
Mathématiques (IUT I) (Personnalité étran-
gère habilitée à être
directeur de thèse.)

Maths appliquées
Cancérologie
Cryptogamie
Anatomie Pathologie
Mécanique
Radiologie

Spectro Physique
Maths pures
Maths appliquées
Physique

Hygiène et Hydrologie (Pharmacie)

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Année Universitaire
1977-1978

Président : M. Philippe TRAYNARD

Vice-Présidents : M. René PAUTHENET
N. Georges LESPINARD

PROFESSEURS TITULAIRES

MM BENOIT Jean	Electronique - Automatique
BESSON Jean	Chimie Minérale
BLOCH Daniel	Physique du solide - cristallographie
BONNETAIN Lucien	Génie Chimique
BONNIER Etienne	Métallurgie
*BOUDOURIS Georges	Electronique - Automatique
BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide - cristallographie
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique - Automatique
COURES André	Electronique - Automatique
DURAND Francis	Métallurgie
FELICI Noël	Electronique - Automatique
FOULARD Claude	Electronique - Automatique
LANCIA Roland	Electronique - Automatique
LONGUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire Corpusculaire
LESPINARD Georges	Mécanique
NOREAU René	Mécanique
PARIAUD Jean-Charles	Chimie-Physique
PAUTHENET René	Electronique - Automatique
PERRET René	Electronique - Automatique
POLOUJADOFF Michel	Electronique - Automatique
TRAYNARD Philippe	Chimie - Physique
VEILLON Gérard	Informatique Fondamentale et appliquée

*en congé pour études.

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM BLIHAN Samuël	Electronique - Automatique
BOUVARD Maurice	Génie Mécanique
COHEN Joseph	Electronique - Automatique
GUYOT Pierre	Métallurgie Physique
LACOUPE Jean-Louis	Electronique - Automatique
JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide - Cristallographie
ROBERT André	Chimie Appliquée et des Matériaux
ROBERT François	Analyse numérique
ZADKORNY François	Electronique - Automatique

MAITRES DE CONFERENCES

MM ANCEAU François	Informatique Fondamentale et appliquée
CHARTIER Germain	Electronique - Automatique
CHIAVERINA Jean	Biologie, biochimie, agronomie
IVANES Marcel	Electronique - Automatique
LESIEUR Marcel	Mécanique
MORET Roger	Physique Nucléaire - Corpusculaire
PIAU Jean-Michel	Mécanique
PIERRARD Jean-Marie	Mécanique
SABONNADIÈRE Jean-Claude	Informatique Fondamentale et appliquée
Mme SAUCIER Gabrielle	Informatique Fondamentale et appliquée
SOHM Jean-Claude	Chimie Physique

.../...

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLECHERCHEURS DU C.N.R.S. (Directeur et Maîtres de Recherche)

M FRUCHART Robert	Directeur de Recherche
MM ANSARA Ibrahim	Maître de Recherche
BROGNOEL Guy	Maître de Recherche
CARRE René	Maître de Recherche
DAVID René	Maître de Recherche
DRIOLE Jean	Maître de Recherche
KLEFIZ Michel	Maître de Recherche
LANDAU Ioan-Doré	Maître de Recherche
MATHIEU Jean-Claude	Maître de Recherche
MERRET Jean	Maître de Recherche
MUNIER Jacques	Maître de Recherche

Personnalités habilitées à diriger des travaux de recherche (Décision du Conseil Scientifique)E.N.S.E.E.G.

MM BISCONDI Michel	Ecole des Mines ST ETIENNE (dopt. Métallurgie)
BOOS Jean-Yves	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
BRIVER Julian	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
KOBYLANSKI André	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
LE COZE Jean	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
LESBATS Pierre	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
LEVY Jacques	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
RIEU Jean	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
SAINFORT	C.E.N. Grenoble (Métallurgie)
SOUQUET	U.S.H.G.
CAILLET Marcel	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
COULON Michel	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
GUILHOT Bernard	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
LALAUZE René	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
LANCELOT Francis	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
SARRAZIN Pierre	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
SOUSTELLE Michel	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
THEVENOT François	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
THOMAS Gérard	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
TOUZAIN Philippe	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)
TRAN MINH Canh	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim. Min. Ph)

E.N.S.E.R.G.

MM BOREL	Centre d'Etudes Nucléaires de GRENOBLE
KARARINOS	Centre National Recherche Scientifique

C.N.S.E.G.P.

MM BORNARD	Centre National Recherche Scientifique
Mme CHERUY	Centre National Recherche Scientifique
MM DAVID	Centre National Recherche Scientifique
DESCHIZEAUX	Centre National Recherche Scientifique

*
*
*

A mes Parents,

A mes Frères et Soeurs,

A toute ma famille.

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur Longequeue, Directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence de ce jury.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Wilçon de l'Université de Havard, ainsi que Monsieur Giorni, Maître-Assistant à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, de l'intérêt qu'ils montrent à ce travail en siégeant au jury.

Je suis très reconnaissant à toutes les personnes du groupe dans lequel cette expérience a été réalisée, pour les nombreux conseils et encouragements qu'ils m'ont prodigués :

MM. M. Avenier,
J.F. Cavaignac,
J.L. Charvet,
G. Champion,
D.N. Koang,
B. Vignon.

J'exprime enfin mes remerciements à Messieurs C. Barnoux et E. Guerre-Chaley, ainsi qu'à toutes les personnes qui ont pu m'aider, que ce soit dans le domaine de la mécanique, de l'électronique, ou de la réalisation de ce document.

Ce travail a été effectué en partie auprès du réacteur à haut flux de l'Institut Laue Langevin de Grenoble. Pour l'aide et l'accueil que le personnel m'a réservé j'exprime ma profonde reconnaissance.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I</u> - OPERATEUR PARITE ET METHODES EXPERIMENTALES ASSOCIEES	
I-1 Rappel sur l'opérationarité.....	4
I-2 Amplitude d'impureté des fonctions d'ondes.....	5
II Méthodes expérimentales associées.....	6
II-1 Emission alpha.....	6
II-2 Transition électromagnétique.....	8
II-2-1 Polarisation circulaire E_y	10
II-2-2 Asymétrie A_y	11
<u>CHAPITRE II</u> - PRINCIPE DE L'EXPERIENCE	
I - Fonction de distribution angulaire $W(\theta)$ relative à l'interférence (E1-M1).....	15
II - Principe du dispositif expérimental.....	18
III - Relation entre les rapports expérimentaux et l'Asymétrie	19
IV - Choix du noyau cible utilisé.....	21
<u>CHAPITRE III</u> - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ELECTRONIQUE ASSOCIEE	
I-1 La voie de faisceau.....	25
II-2 Electronique associée.....	30
<u>CHAPITRE IV</u> - RESULTATS EXPERIMENTAUX	
A - Cas de l'Etain 117.....	32
I - Résultats de l'expérience.....	32
II - Test de "zéro" avec une source de ⁶⁰ Co.....	34

III - Mesures préliminaires.....	35
a) Test de μ -Métal.....	35
b) Test de spin vertical.....	36
c) Test d'asymétrie sur le bruit de fond.....	36
IV - Corrections sur \bar{f}_0 et σ_m	37
B - Cas du chlore 35.....	39
CONCLUSION -	40
APPENDICE A -	42
APPENDICE B -	45
APPENDICE C -	48
LEGENDE DES FIGURES -	50
REFERENCES -	70

III - Mesures préliminaires.....	35
a) Test de μ -Métal.....	35
b) Test de spin vertical.....	36
c) Test d'asymétrie sur le bruit de fond.....	36
IV - Corrections sur \bar{f}_i et σ_m	37
B - Cas du chlore 35.....	39
CONCLUSION -	40
APPENDICE A -	42
APPENDICE B -	45
APPENDICE C -	48
LÉGENDE DES FIGURES -	50
REFERENCES -	70

INTRODUCTION

La mise en évidence de la non conservation de la parité P dans les interactions faibles en 1957 [par Wu [ref 1]], a suscité un grand nombre de recherches pour préciser les propriétés de l'opérateur parité dans d'autres types d'interactions.

Les développements récents de la théorie de l'interaction faible font apparaître l'hypothèse d'un Hamiltonien faible courant \times courant, proposé par Feynman et Gell-Mann [ref 2], et qui stipule l'existence d'une interaction hadron \times hadron. Cet Hamiltonien n'étant pas invariant sous l'opération P , il apparaît une violation de la parité dans l'interaction globale nucléon-nucléon. L'Hamiltonien total entre particule s'écrira :

$$H = H_0 + H_{\text{faible}}$$

ou H_0 est l'Hamiltonien habituel des forces nucléaires.
 H_{faible} la partie non invariante sous l'opération P ,
responsable du mélange de parité dans les niveaux nucléaires.

Expérimentalement, ces effets de parité peuvent être mesurés à partir d'observables pseudo-scalaires qui conduisent par exemple à :

- Une polarisation circulaire P_γ du rayonnement émis dans le cas des noyaux non polarisés.

- Une asymétrie A_Y dans l'émission du rayonnement électromagnétique par rapport à l'orientation du noyau polarisé.

Actuellement plusieurs expériences mesurant la polarisation P_Y dans différents noyaux ont montré une nette violation de la parité :

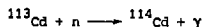
$$^{203}\text{Tl} : P_Y = - (3.0 \pm 1.8) \cdot 10^{-5} \quad [\text{ref } 3]$$

$$^{181}\text{Ta} : P_Y = - (6.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-6} \quad [\text{ref } 4]$$

$$^{175}\text{Lu} : P_Y = (6.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-5} \quad [\text{ref } 5]$$

$$^{180}\text{Hf} : P_Y = - (2.8 \pm 0.45) \cdot 10^{-3} \quad [\text{ref } 6]$$

Cependant, les valeurs obtenues en asymétrie ne sont pas très concluantes. Nous reportons dans le tableau ci-dessous les différents résultats pour le noyau de ^{113}Cd orienté par capture de neutrons polarisés (section efficace de capture neutronique est de 40 000 barns environ), suivant la réaction :



Noyaux	Transitions étudiées	A_Y	Références
^{114}Cd	$1^+ \xrightarrow[MI]{9.05 \text{ MeV}} 0^+$	$-(3.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-4}$	Yu.G.Abovt et al [7]
		$-(3.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$	Yu.G.Abovt et al [8]
		$-(2.5 \pm 2.2) \cdot 10^{-4}$	E. Warming [9]
		$-(0.6 \pm 1.7) \cdot 10^{-4}$	E. Warming [10]
		$+(2.2 \pm 11.0) \cdot 10^{-3}$	M. Forte et al [11]
		$-(4.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$	Yu.G.Abovt et al [12]

L'objet du présent travail, en fonction du petit nombre de résultats bien établis en asymétrie, est d'obtenir à l'aide du faisceau très intense de neutrons froids polarisés de l'Institut LAUE-LANGEVIN de Grenoble, des mesures de grande précision.

Nous exposons au chapitre I les propriétés de l'opération [P], ainsi que la définition du paramètre décrivant l'amplitude de mélange de parité des fonctions d'ondes nucléaires.

Seront décrites ensuite les différentes méthodes expérimentales permettant de mettre en évidence une violation de la parité dans les forces nucléaires.

Dans le chapitre II nous aborderons le principe de l'expérience ainsi que la relation entre l'asymétrie et le rapport expérimental. Nous insisterons sur les conditions posées par l'expression de l'asymétrie pour le choix du noyau cible.

Le dispositif expérimental et l'électronique associée feront l'objet du chapitre III. Nous discuterons ensuite les différents éléments qui constituent la voie du faisceau. Une large place est réservée à l'étude de la réflexion des neutrons, qui constitue le principe du guide et du polariseur.

Dans le dernier chapitre nous étudierons les différents tests nécessaires qui ont été réalisés pour éliminer toute source d'erreur systématique liée à la voie du faisceau ou à l'électronique, et nous présenterons les résultats expérimentaux.

CHAPITRE I

OPERATEUR PARITE ET METHODES EXPERIMENTALES ASSOCIEES

De toutes les transformations existant en physique, la translation $[Z]$, la rotation $[R]$ et la parité $[P]$ apparaissent avoir une signification physique immédiate. Les opérations $[Z]$ et $[R]$ sont continues, tandis que la parité $[P]$ appartient à un ensemble de transformations discrètes qui contient aussi la conjugaison de charge $[C]$ et le renversement du temps $[T]$. Ces trois dernières opérations sont liées entre elles par le théorème C.P.T. qui préconise une invariance de tous les processus physiques dans le produit C.P.T.

Dans une étude d'invariance selon C.P.T., l'opérateur $[P]$ est celui qui se prête le plus à l'observation expérimentale du fait des précisions actuellement atteintes. Par ailleurs, il apparaît comme le meilleur moyen pour mettre en évidence la partie faible de l'interaction nucléon-nucléon qui apparaît dans l'Hamiltonien des interactions faibles écrit selon Feynman et Hellmann [ref 2] en termes de courants chargés.

I-1. - Rappel sur l'opération parité

A partir de la définition de l'opération $[P]$, comme une réflexion par rapport à un point d'un système physique en mouvement, apparaissent les lois de transformations suivantes :

$$\begin{aligned} P \cdot \vec{r} \cdot P^+ &= -\vec{r} \\ P \cdot \vec{p} \cdot P^+ &= -\vec{p} \\ P \cdot \vec{J} \cdot P^+ &= \vec{J} \\ P \cdot J_z \cdot P^+ &= J_z \end{aligned}$$

où \vec{r} , \vec{p} , \vec{J} et J_z sont respectivement la position, l'impulsion, le moment cinétique total et sa projection sur un axe de quantification Oz du système physique.

Dans toutes les opérations de symétries, les tests d'invariance nécessitent la mesure d'une ou de plusieurs grandeurs physiques qui changent de signe sous l'opération considérée ; donc de nature pseudo scalaire. La quantité que nous utilisons dans ce travail, et qui répond à la condition précédente, est de la forme :

$$(\vec{J} \cdot \vec{P}_k)$$

où \vec{P}_k est l'impulsion d'une radiation émise à partir d'un niveau initial de moment cinétique total \vec{J} .

1-2. - Amplitude d'impureté de parité des fonctions d'ondes

Si H est l'Hamiltonien décrivant l'interaction globale nucléon-nucléon :

$$H = H_0 + H_{\text{faible}}$$

H_0 et H_{faible} sont respectivement les Hamiltoniens d'interaction forte et faible. H_0 commute avec l'opérateur P , H_{faible} lui ne commute pas avec P . Donc l'Hamiltonien total ne commute plus rigoureusement avec P , un niveau nucléaire n'est plus un état propre de la parité et la fonction d'onde s'écrira :

$$\Psi = \psi_{\text{régulière}} + \epsilon \psi_{\text{irrégulière}}$$

$\psi_{\text{régulière}}$ est la fonction d'onde du niveau en absence d'interaction ne conservant pas la parité.

ψ irrégulière est la fonction d'onde due à l'interaction faible nucléon-nucléon, et de parité opposée à celle de ψ irrégulière.

F est un paramètre représentant l'amplitude de l'impureté de parité, il est proportionnel aux rapports des constantes de couplages des interactions faible et forte :

$$F \sim \frac{G_{\text{faible}}}{G_{\text{forte}}} \sim 10^{-8}$$

II - METHODES EXPERIMENTALES ASSOCIEES

Les expériences susceptibles de mettre en évidence une violation de la parité dans les forces nucléaires sont de deux sortes, suivant que l'on observe :

- un processus nucléaire normalement interdit par la conservation de la parité, telle une émission alpha interdite.
- une quantité pseudo-scalaire de type $(\vec{J} \cdot \vec{P}_X)$ dans une transition électromagnétique entre deux états d'un noyau.

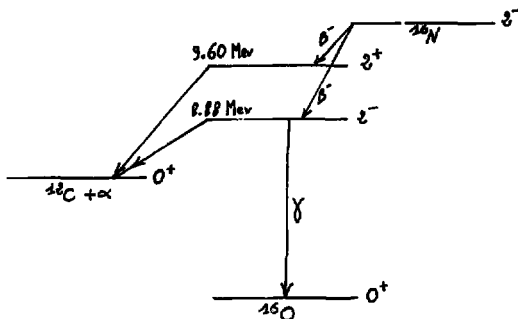
II-1. - Emission alpha

Suivant le théorème C.P.T, toute désintégration alpha entre deux niveaux nucléaires J_i^{π} et $J_f^{\pi'}$ obéit aux lois de conservation sur la parité. Soit L le moment angulaire orbital emporté par la particule alpha qui possède un spin zéro et une parité $P = +1$, on a la relation :

$$\pi = \pi' (-1)^L$$

π et π' sont respectivement les parités des niveaux initial et final. L'observation d'une transition alpha interdite par la règle de sélection précédente est une preuve de la non conservation de la parité.

Plusieurs expériences ont utilisé la désintégration alpha du niveau 2^- de ^{16}O par suite de la grande probabilité de désintégration β^- de ^{16}N vers ce niveau [ref. 13].



Expérimentalement on mesure la largeur de désintégration alpha du niveau considéré [ref 13] :

$$\Gamma_{\alpha} (2^- ; 8.88 \text{ MeV}) = \frac{N_{\alpha} (8.88)}{N_{\alpha} (9.60)} \times \frac{y(9.60)}{y(8.88)} \times \Gamma_{\gamma}$$

- $N_{\alpha}(8.88)$ est le nombre de particules alpha issues du niveau de 8.88 MeV
- $y(9.60)$ est la probabilité de désintégration β du ^{16}N vers le niveau de 9.60 MeV
- Γ_{γ} représente la largeur de désintégration gamma du niveau de 8.88 MeV.

Inconvénient de la méthode

La mesure d'une largeur de désintégration alpha interdite, non nulle, prouve l'existence d'un mélange de deux états de parités opposées et de même moment angulaire. Dans l'exemple précédent, à l'état 2^- (8.88 MeV), vient se superposer un état 2^+ . Appelons :

- Γ_{α} irrégulière la largeur de désintégration alpha interdite, due à l'existence d'un état 2^+ , venu en concurrence à l'état 2^- (8.88 MeV).
- Γ_{α} régulière la largeur de désintégration alpha que peut avoir le niveau 8.88 MeV s'il était uniquement dans l'état 2^+ .

Le paramètre F , représentant l'amplitude d'impureté de parité est défini par [ref 14] :

$$F^2 = \frac{\Gamma_{\alpha}^{\text{irrégulière}}}{F_{\alpha}^{\text{régulière}}}$$

Cette méthode présente donc un inconvénient majeur puisqu'on mesure des termes sensibles à F^2 , donc de l'ordre de 10^{-16} . Plusieurs tentatives faites sur différents noyaux n'ont pas abouti, ou n'ont donné que des limites supérieures de F^2 [ref 15].

Ce n'est que récemment qu'une largeur de désintégration alpha Γ_{α} , observée par H. Wäffler [ref. 16], a permis de définir la valeur de F^2 :

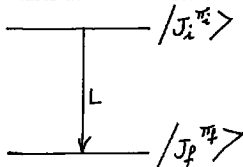
$$\Gamma_{\alpha} = (1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-10} \text{ ev}$$

$$\text{et } F^2 \approx (3 \pm 1.5) \cdot 10^{-14}$$

Il est d'autre part nécessaire que les états considérés soient suffisamment bien séparés en énergie pour que les transitions entre des états voisins ne puissent être confondus avec la transition recherchée.

II-2. - Dans les transitions électromagnétiques

Toute transition électromagnétique entre deux états J_i et J_f obéit aux règles de sélection : concernant le moment orbital, et conserve la parité. Si une radiation de parité π et de moment orbital L est émise, nous avons les relations de conservations suivantes :

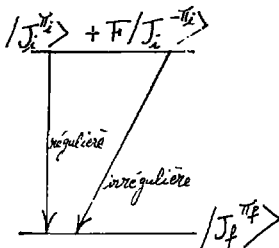


$$| J_i - J_f | \leq L \leq | J_i + J_f |$$

$\pi = \pi_i \times \pi_f = (-1)^L$ pour une transition électrique EL

$\pi = \pi_i \times \pi_f = (-1)^{L+1}$ pour une transition magnétique ML

Si un état, par exemple, l'état initial J_i , contient une impureté de parité, le mélange des deux fonctions d'ondes de parité opposée décrivant J_i , fait intervenir dans la radiation considérée, deux transitions dites, l'une régulière et l'autre irrégulière, suivant le schéma :



Les règles précédentes appliquées séparément aux parties régulière et irrégulière, donnent deux transitions de nature différente ML et EL, et de même multipolarité L. L'existence de ces deux transitions conduisent à des termes pseudo-scalaires qui sont :

- soit une polarisation circulaire P_Y du rayonnement émis dans le cas de noyaux non polarisés.
- soit une asymétrie A_Y dans l'émission du rayonnement électromagnétique par rapport à l'orientation du noyau polarisé.

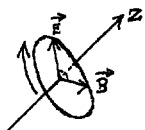
Dans les deux cas, les quantités mesurées P_Y et A_Y , sont proportionnelles à l'amplitude de mélange de parité F et non à F^2 , comme dans le cas de l'émission alpha interdite.

Si le paramètre F est de l'ordre de 10^{-8} pour l'interaction nucléon-nucléon, alors grâce à un facteur d'augmentation R de la structure nucléaire, les quantités A_Y et P_Y sont fortement augmentées.

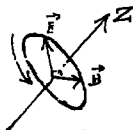
$$A_Y, P_Y \approx F R \approx 10^{-5}$$

II-2-1. - Polarisation circulaire P_Y

Quand un noyau non polarisé émet un rayonnement gamma, l'interférence entre les transitions électriques et magnétiques de même ordre multipolaire (EL - ML), est une preuve de l'existence d'un mélange de parité dans le niveau nucléaire initial [ref 17]. Une image classique donnée par F.C. Michel [ref 18] montre que cette interférence se traduit par une émission de rayonnement gammas polarisés circulairement. En effet : soit une transition électrique E1, avec laquelle vient en concurrence une transition magnétique irrégulière M1. Ceci correspond classiquement à un dipôle électrique oscillant, superposé à un dipôle magnétique oscillant et déphasé de 90° . Donc le vecteur électrique de l'onde sortante tournera autour de la direction de propagation Z.



polarisation droite



polarisation gauche

Si $P(+1)$ et $P(-1)$ représentent respectivement la probabilité d'émission d'un photon polarisé circulairement gauche et droit, alors P_Y est défini par :

$$P_Y = \frac{P(+1) - P(-1)}{P(+1) + P(-1)}$$

Ecrivons $\vec{O}_L(e)$ l'opérateur multipolaire électrique
 $\vec{O}_L(m)$ l'opérateur multipolaire magnétique

L'expression de la polarisation P_Y est de la forme [ref 17] :

$$P_Y = +2 \frac{\sum_L \text{Re}(m_L^* e_L)}{\sum_L (|m_L|^2 + |e_L|^2)}$$

où m_L et e_L représentent les éléments de matrices réduits :

$$e_L = \langle J_f | \vec{O}_L(e) | J_i \rangle$$

$$m_L = \langle J_f | \vec{O}_L(m) | J_i \rangle$$

Inconvénient de la méthode

Des polarimètres basés sur la diffusion Compton des photons incidents avec les électrons orientés du fer aimanté à saturation, permettent de mesurer la polarisation P_γ avec une efficacité d'analyse de l'ordre de 5 % seulement. Cela provient de la faible dépendance de la section efficace de diffusion des photons sur les électrons en fonction du sens de polarisation de la radiation.

II-2-2. - Asymétrie A_γ

1) - Distribution angulaire d'une radiation émise à partir d'un état polarisé

La distribution angulaire d'un rayonnement émis à partir d'un noyau non polarisé est isotrope puisque les spins nucléaires sont répartis d'une manière aléatoire dans l'espace. Si le noyau est polarisé dans une direction \vec{J} , la distribution angulaire $W(\vec{J}, \vec{k})$ est anisotrope, et représente la probabilité pour que le noyau se désintègre en émettant une radiation dans la direction \vec{k} , et son allure dépend en particulier de la multipolarité de la transition considérée. Posons :

$$W(\vec{J}, \vec{k}) = \theta$$

et e_L, m_L les éléments de matrices réduits définis précédemment.

R.J. Blin-Stoyle a démontré [ref 17] que si un mélange de parité existe dans un niveau nucléaire J_L alors $W(\theta)$ peut se mettre sous la forme :

$$W(\theta) = \sum_{L'L''} B_{\nu}(J_L) F_{\nu}(LL'J_L J_L') \left[\delta_{L+L'+\nu, \text{pair}} (m_L^* m_{L'} + e_L^* e_{L'}) + \delta_{L+L'+\nu, \text{impair}} (m_L^* e_{L'} + e_L^* m_{L'}) \right] F_{\nu}(\cos \theta) \quad (I)$$

avec $|L - L'| \leq \nu \leq |L + L'|$

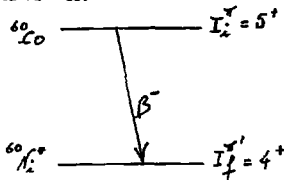
- $E_\nu(J_i)$ est appelé facteur d'orientation, il tient compte de la polarisation de l'état initial du noyau.
- $F_\nu(LL' J_i J_f)$ sont des coefficients géométriques, dépendant de l'état initial et final de spins J_i et J_f respectivement. Ils sont tabulés [ref 19].
- Les termes dépendant du produit scalaire $(\vec{J}_i \cdot \vec{k})$ correspondent aux puissances impaires de $\cos \theta$ dans les polynômes de Legendre $P_\nu(\cos \theta)$. Deux possibilités existent :
 - Si $L + L'$ est impaire, le premier terme de $W(\theta)$ correspond à des interférences entre deux multipôles de même caractère et d'ordre différents ($ML - ML + 1$; $EL - EL + 1$)
 - Si $L + L'$ est paire, le second terme donnera des interférences entre deux multipôles de nature différents et de même ordre ($ML - EL$).

En pratique, la violation de la parité est maximum dans le deuxième cas, puisque la transition électrique est en général avantagée par rapport à la transition magnétique. Cette interférence entre les transitions régulières et irrégulières fait intervenir dans l'expression de $W(\theta)$ une asymétrie (voir chapitre II) de la forme :

$$A \sim \frac{a}{|m_i|^2} + \frac{a'}{|m_f|^2}$$

2) - Correlation β - γ

Examinons le principe de l'expérience dans un cas simple, celui de la désintégration β^- du ^{60}Co .



Le noyau de ^{60}Ni se désexcite ensuite en émettant des gammas.
La transition est du type Gamow-Teller pure puisque :

$$\Delta I = |I_f - I_i| = +1$$

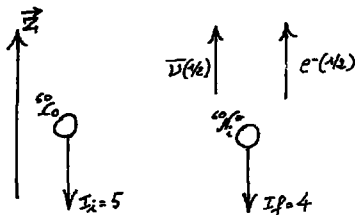
Les leptons ($e^- + \bar{\nu}$) n'emportent aucun moment angulaire orbital de façon à assurer la conservation du moment angulaire entre l'état initial et l'état final :

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{S}$$

$$5 \quad 4 \quad 1$$

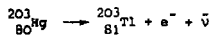
\vec{S} étant le spin total des leptons.

D'autre part l'expérience sur les noyaux orientés de ^{60}Co [ref 1] a montré que les électrons étaient émis préférentiellement dans une direction opposée à celle des spins nucléaires. Ce résultat expérimental, joint à la relation vectorielle précédente, montre que, pour une collection de noyaux de ^{60}Co non orientés, la détection des électrons bêta émis dans une certaine direction \vec{z} permet d'isoler parmi tous les noyaux fils de ^{60}Ni ceux dont les spins sont orientés suivant $-\vec{z}$:



Il apparaît donc un noyau résiduel dont la polarisation est non nulle. Du fait de cette polarisation il en résulte une asymétrie dans l'émission gamma de désexcitation de ce noyau. Afin de fixer une référence pour la direction de polarisation, des coïncidences sont utilisées entre les rayonnements gammas et les électrons. Cette méthode suppose d'une part la validité de la théorie V-A [ref 20], et d'autre part que les électrons émis (positrons) sont entièrement polarisés gauche (droits).

F. Dydak et al [ref 21] utilisèrent la transition multipolaire (E2 + M1) entre l'état $3/2^+$ (279 keV) et l'état fondamental $1/2^+$ du noyau de ^{203}Tl . Le niveau de 279 keV est obtenu par la désintégration $\beta\beta$ de ^{203}Hg :



L'asymétrie mesurée correspond à une violation très nette de la parité :

$$A_Y = - (2.7 \pm 0.7) \times 10^{-4}$$

3) - Mesures à partir de noyaux polarisés

Expérimentalement on peut former des noyaux polarisés de deux façons :

- soit à l'aide d'un fort champ magnétique à très basse température. Une asymétrie a ainsi été mesurée par K.S. Krane et al dans le noyau de ^{180}Hf [ref 22].
- soit par capture de neutrons froids polarisés. Les neutrons froids n'emportent pas de moment angulaire orbital, la parité du niveau de capture obtenu est donc identique à celle du noyau cible utilisé.

C'est dans cette dernière possibilité expérimentale que s'inscrit ce travail qui fera l'objet des prochains chapitres.

CHAPITRE II

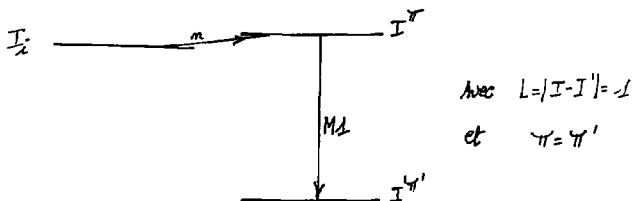
PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

-.-.-.-

Nous avons vu au chapitre précédent (I-2-2) que la violation de la parité existe quand, avec une transition régulière ML vient en concurrence une transition irrégulière $EL(ML - EL)$.

I - FONCTION DE DISTRIBUTION ANGULAIRE $W(\theta)$ RELATIVE A L'INTERFERENCE $M1-E1$

Considérons la transition du type $M1$ pure, représentée par la figure ci-dessous :



si on admet qu'il n'existe aucune violation du renversement du temps dans les interactions nucléaires [ref 23], on peut prendre des phases

nulles pour les éléments de matrices réduits, à savoir :

$$m_L = m_L^* \text{ et } e_L = e_L^*$$

L'expression (I) de la fonction de corrélation se transforme alors aisément dans le cas de l'interférence $M1 - E1$ et devient :

$$W(\theta) = 1 + 2B_1(I) P_1(\cos \theta) \frac{m_1 e_1^*}{|m_1|^2 + |e_1|^2} \cos \theta \quad (II)$$

Le coefficient $B_1(I)$ décrit la polarisation du noyau composé et s'écrit [ref 17] :

$$B_1(I) = \frac{3/4 + I(I+1) - I_i(I_i+1)}{[3I(I+1)]^{1/2}} \cdot P_n$$

P_n est le taux de polarisation du faisceau de neutrons incidents, il est égal à :

$$P_n = \frac{P(+1/2) - P(-1/2)}{P(+1/2) + P(-1/2)}$$

$P(+1/2)$ représente la probabilité de trouver la projection du spin du neutron sur un axe de quantification choisi, égale à $+1/2$, $-1/2$ dans le cas inverse.

Examinons la polarisation du noyau composé en fonction de l'état de spin du noyau initial :

- si le noyau avant la capture possède un spin nul, $I_i = 0$, seul l'état $I = 1/2$ est obtenu pour le noyau composé, dont la polarisation est identique à P_n , puisque :

$$B_1(1/2) = P_n$$

Dans ce cas le noyau retient totalement la polarisation des neutrons incidents.

- Si le noyau initial possède un spin $I_i = 1/2$, les états de spin $I = 1$ et $I = 0$ obtenus pour le noyau composé ont une orientation

respective :

$$B_1(I) = 0.82 P_n$$

$$B_1(0) = 0$$

Donc, après la capture, le noyau composé de spin $I = 1$, retient en grande partie la polarisation des neutrons.

Le coefficient $F_1(LLI'I)$ est donné par la relation [ref 2c] :

$$F_1(LLI'I) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{[L(L+1) + I(I+1) - I'(I'+1)]}{[L(L+1)] \cdot [I(I+1)]^{1/2}}$$

K est un facteur géométrique qui définit la valeur moyenne de $\cos \theta$:

$$K = \overline{\cos \theta}$$

Ecrivons l'expression (II) sous la forme :

$$W(\theta) = 1 + \mathcal{A} \cdot \cos \theta \quad (\text{III})$$

avec

$$\mathcal{A} = A \cdot P_n \cdot K$$

où

$$A = 2B_1(I) F_1(LL I'I) \frac{m_1 e_1^*}{|m_1|^2 + |e_1|^2} \quad (\text{IV})$$

Le coefficient \mathcal{A} est déterminé expérimentalement, ce qui nous permet de déduire la valeur de l'asymétrie A que produit une possible violation de la parité.

II - PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental doit nous permettre de changer le signe de $\cos \theta$ dans l'expression (III), ce qui équivaudra à réaliser l'opération parité, puisque, rappelons que l'angle θ est défini par :

$$\theta = (\vec{J}, \vec{k})$$

où \vec{k} est l'impulsion d'une radiation émise à partir d'un niveau polarisé de moment cinétique total \vec{J} . Lors de la transformation :

$$\theta \xrightarrow{\text{Parité}} \pi - \theta$$

L'expression (III) devient :

$$w(\pi - \theta) = 1 - A \cos \theta$$

Afin de déterminer le coefficient A , on mesure le nombre de radiations émises parallèlement et antiparallèlement à la direction de polarisation (vecteur \vec{J}). Pour cela on dispose de deux détecteurs à iode de sodium DI et DII, placés de part et d'autre du faisceau. Le schéma de principe du dispositif expérimental est représenté sur la figure ci-dessous :

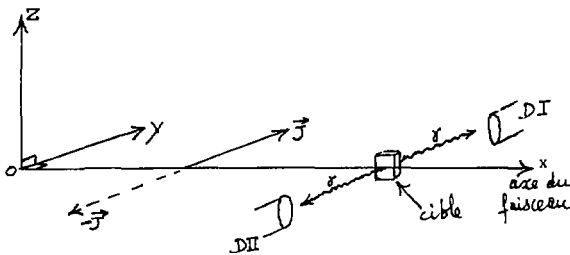


FIG 1

Disposition des deux détecteurs par rapport à la direction du faisceau

La direction de polarisation (vecteur \vec{J}), identifiée à celle des neutrons incidents, est parallèle à l'axe des deux détecteurs (suivant l'axe OY de la figure). La symétrie du dispositif expérimental limite l'opération parité à une réflexion par rapport au plan XOZ :

$$P(\vec{J} \cdot \vec{k}) P^+ = -J_y k_y$$

J_y et k_y sont respectivement les projections sur l'axe OY des vecteurs \vec{J} et \vec{k} , dans notre cas :

$$J_y \approx |\vec{J}| \quad \text{et} \quad k_y \approx |\vec{k}|$$

Afin de compenser les fluctuations d'intensité du faisceau, ainsi que les variations d'efficacité des deux compteurs (en inversant leur rôle), on dispose d'un inverseur de spin. L'opération renversement du spin est représentée dans la figure par :



Avec l'appareil inverseur de spin, l'expérience est en principe réalisable avec un seul compteur. Mais dans ce cas les compensations précédentes sont imparfaitement réalisées.

III - RELATION ENTRE LES RAPPORTS EXPERIMENTAUX ET L'ASYMETRIE

De l'expression (III) on déduit le taux de comptage sur chaque détecteur et pour chaque état de polarisation, soit :

$$\begin{aligned} N_1^+ &= N_0^+ \cdot \epsilon_1^+ \cdot \Omega_1^+ (1 + \mathcal{A}) \\ N_1^- &= N_0^+ \cdot \epsilon_1^- \cdot \Omega_1^+ (1 - \mathcal{A}) \\ N_2^+ &= N_0^+ \cdot \epsilon_2^+ \cdot \Omega_2^+ (1 - \mathcal{A}) \\ N_2^- &= N_0^+ \cdot \epsilon_2^- \cdot \Omega_2^+ (1 + \mathcal{A}) \end{aligned} \quad (V)$$

- N_1^+ représente le nombre d'événements comptés dans le détecteur D1 pour l'état + de polarisation. On dira que l'état de polarisation

est \uparrow chaque fois que le spin du neutron incident est dans la direction de \vec{J} sur la figure, et \downarrow dans la direction de $-\vec{J}$.

- ϵ_1^\uparrow et ϵ_1^\downarrow sont les efficacités de détection du compteur DI pour chaque état de polarisation. Les efficacités sont considérées comme des fonctions variant lentement dans le temps (instabilité en température et en haute tension des P.M). Si nous choisissons un temps de renversement du spin des neutrons petit par rapport au temps d'accumulation d'un cycle de données, les intégrations de ces efficacités pour chaque état de spin seront identiques au premier ordre, les deux compteurs joueront alternativement le même rôle, donc :

$$\epsilon_1^\uparrow \approx \epsilon_1^\downarrow$$

- Ω_1^\uparrow et Ω_1^\downarrow sont les angles solides du détecteur DI relatifs aux deux états de polarisation. Ils peuvent être affectés par le déplacement du faisceau en synchronisme avec le renversement du spin des neutrons (effet Stern et Gerlach). Cet effet pourrait être une source possible d'erreurs systématiques. Une expérience précédente [ref 24] utilisant la même voie de faisceau a montré que si cet effet existe il est inférieur à 10^{-7} . On pourra donc le négliger et prendre :

$$\Omega_1^\uparrow \approx \Omega_1^\downarrow$$

- N_0^\uparrow et N_0^\downarrow représentent le nombre total de gammas émis dans l'angle solide de 4π pour chaque état de polarisation. Ils traduisent les fluctuations d'intensité du faisceau.

Un rapport expérimental nous permet d'éliminer les efficacités et les angles solides, ainsi que les fluctuations du réacteur :

$$R = \frac{N_1^\downarrow \times N_2^\uparrow}{N_1^\uparrow \times N_2^\downarrow} \quad (\text{VI})$$

En remplaçant le taux de comptage de chaque compteur par son expression, et en tenant compte des approximations précédentes, on obtient :

$$R = \left[\frac{1 - \mathcal{K}}{1 + \mathcal{K}} \right]^2 \quad (\text{VII})$$

De cette expression on déduit :

$$A \approx \frac{1 - R^{1/2}}{1 + R^{1/2}} \quad (\text{VIII})$$

d'où l'asymétrie A :

$$A = \frac{1}{P_n \cdot K} \cdot \frac{1 - R^{1/2}}{1 + R^{1/2}} \quad (\text{IX})$$

IV - CHOIX DU NOYAU CIBLÉ UTILISÉ

Dans ce type d'expérience, où les valeurs attendues sont très faibles (de l'ordre de 10^{-4}), il y a deux considérations impératives :

- a) Minimisation de l'incertitude statistique
- b) Choix du noyau le plus favorable, pour lequel les coefficients qui décrivent l'asymétrie A dans l'expression (IV) soient maxima.

Pour réaliser cette expérience, il faut donc choisir un noyau qui réponde aux critères suivants :

- 1) - La section efficace de capture des neutrons du noyau cible doit être élevée (quelques barns).
- 2) - La transition étudiée doit avoir un important rapport d'embranchement (quelques %).
- 3) - En faisant l'approximation $|e_L| \ll |m_L|$, puisque m_L est la transition permise, il est aisé de voir que dans l'expression (IV), le terme d'interférence devient :

$$A \sim \frac{|e_L^*|}{|m_L|}$$

donc, le cas d'une interférence du type M1-E1 est très favorable, puisque la transition électrique est toujours avantagée par rapport à la transition magnétique, ainsi l'asymétrie A peut être augmentée.

- 4) - Le niveau de capture doit être situé dans une région d'énergie où existe une densité importante de niveaux. Dans ce cas la probabilité de trouver un mélange de deux niveaux de parité différente et de même moment angulaire est importante. Les noyaux lourds sont donc favorisés. Une relation entre l'asymétrie A et la densité de niveaux N a été estimée [ref 25] :

$$A \sim \sqrt{N}$$

Il serait préférable d'autre part, que la radiation étudiée aille vers un état fondamental de spin nul, car dans ce cas le coefficient $F_1(LL'I'I)$ est maximum :

$$F_1(110i) = -1.225 \text{ et } F_1(112i) = 0.612$$

Toutes ces conditions réunies, rendent le choix des noyaux favorables très limité.

IV-1. - Le noyau de cadmium 113

Plusieurs expériences ont été réalisées par différents groupes avec le noyau de cadmium 113 (voir introduction) pour deux principales raisons :

- Section efficace de capture est très importante (40 000 barns)
- La transition étudiée est du type $M1$ pure.

Sur la figure (2) est reporté le schéma de désintégration du ^{114}Cd .

Dépendant le noyau de ^{113}Cd présente un inconvénient, la transition étudiée de 9.04 MeV (1^+ , niveau de capture $\longrightarrow 0^+$, fondamental) possède un faible rapport d'embranchement :

$$R \sim 0,16 \%$$

A cela s'ajoute le problème de la séparation des raies, le premier niveau excité est à 556 keV, pour le séparer de la raie du premier échappement conduisant au fondamental il faut une résolution de l'ordre de

0,35 %. Les différentes valeurs d'asymétrie A, obtenues avec le ^{113}Cd sont reportées dans l'introduction. En fonction des résultats contradictoires, fournis par les différents groupes, l'étude de ce noyau nous est apparue particulièrement intéressante. Les mesures réalisées avec deux diodes germanium-lithium ont montré l'incompatibilité entre le nombre d'impulsions devant être acceptées par le détecteur ($\leq 10^5$ c/s) et la résolution nécessaire à une séparation suffisante des raies. Le nombre maximum de coups obtenus dans le pic était de 3 c/s. Une précision de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ nécessite alors 250 jours d'expérience. Le spectre Ge-Li obtenu est reporté sur la figure (3).

IV - 2. - le noyau d'étain 117

Notre choix s'est alors porté sur un autre noyau, c'est le noyau d'étain 117 pour plusieurs raisons :

- 1) - Il présente les mêmes avantages que le noyau de ^{113}Cd
 - a) - La transition étudiée de 9,32 MeV (1^+ , niveau de capture $\rightarrow 0^+$, fondamental) est une MI pure.
 - b) - Il se trouve à proximité du ^{113}Cd au point de vue structure nucléaire
 - c) - La section efficace de capture aux neutrons froids est de l'ordre de 6 barns.
- 2) - Intérêts de ^{117}Sn par rapport au ^{113}Cd
 - a) - Le rapport d'embranchement de la transition considérée est important :
 $R \sim 2,8 \%$
 - b) - Une bonne séparation des niveaux (Le premier excité est à 1.234 MeV du niveau de capture).

Le schéma de désintégration de ^{118}Sn est reporté sur la figure (4). Sur la figure (5) se trouve le spectre de ^{118}Sn , obtenu avec des scintillateurs en iodure de sodium. La résolution de l'ordre de 3 % est suffisante pour séparer la raie de 9,328 MeV et ses deux pics d'échappement, du premier niveau excité.

IV-3. - Le noyau de ^{35}Cl

Deux mesures de polarisations circulaires dans les noyaux légers ont montré un effet de violation de parité :

- Lobashov et al [ref 26] dans le noyau de ^{41}K :

$$P_Y = (1.9 \pm 0.3) 10^{-5}$$

- Vanderleeden et al [ref 27] dans le noyau de ^{75}As :

$$P_Y = -(6.0 \pm 2.0) 10^{-5}$$

Par contre, aucun effet n'est mesuré en asymétrie dans les noyaux légers. Les avantages du noyau de ^{35}Cl sont de trois ordres :

- section efficace de capture neutronique est importante ($\sigma_c \approx 45$ barns)
- la transition multipolaire étudiée de 8.56 MeV (2^+ , niveau de capture $\longrightarrow 2^+$, fondamental) est une (M1 + E2).
- Le rapport d'embranchement de la raie considérée est de l'ordre de 3,2 %.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ELECTRONIQUE ASSOCIEE

.....

L'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur la figure (6).

I - LA VOIE DE FAISCEAU

I-1. - Guide de neutrons

Le réacteur, équipé d'un modérateur à deutérium liquide, offre la possibilité d'avoir un faisceau de neutrons froids de vitesse moyenne 800 m/s et dont le flux est d'environ $1.7 \cdot 10^9$ n/s. cm^2 . Utilisant le phénomène de réflexion totale sur les parois (principe analogue au guide de lumière) les neutrons sont conduits jusqu'au polariseur par un guide courbe, constitué de verre- N_1 , de longueur 80 mètres et de 2.7 km de rayon de courbure. Ce guide permet :

- d'éviter une vue directe du coeur du réacteur et d'éliminer ainsi le bruit de fond issu du coeur (rayonnement gamma de fission).
- d'assurer un filtrage efficace en énergie en absorbant les neutrons plus chauds de longueur d'onde $\lambda \leq 2.5 \text{ \AA}$, qui ne subissent pas de réflexions totales [ref 28]. En effet, l'angle d'incidence maximum, sous lequel des neutrons de longueur d'onde λ , peuvent-être réfléchis est défini par :

$$i_{\max} = \alpha_{\text{critique}} = \lambda \sqrt{\frac{Na}{\pi}}$$

où

a = amplitude de diffusion cohérente des neutrons sur le milieu réflecteur.

N = densité atomique du réflecteur.

Si l et R sont respectivement la largeur et le rayon de courbure du guide, il existe un angle α^* , caractéristique du guide, tel que :

$$\alpha^* = \sqrt{\frac{R}{2l}}$$

Se fixer R et l équivaut à se fixer un domaine d'énergie puisqu'il existe une longueur d'onde caractéristique λ^* , telle que $\alpha_{\text{critique}} = \alpha^*$:

$$\lambda^* = \sqrt{\frac{\pi R}{2l Na}}$$

Donc seuls les neutrons de longueurs d'onde $\lambda \geq \lambda^*$ sont réfléchis, les autres sont absorbés.

1-2. - Le polariseur

Le polariseur courbe que nous utilisons, développé par Berndorfer et al. [ref 29], est constitué de miroirs en Fe(48 %) - Co(50 %) v(2 %), soumis à une induction magnétique. Le rayon de courbure est de 450 mètres et le flux de neutrons sortant est de 3.4×10^8 n./s. cm^2 environ. L'existence d'un angle critique de réflexion α_{critique} , différent pour les deux états de spins constitue le principe de la sélection d'un état de spin [ref 30] :

$$\alpha_{\text{critique}} (\pm) = \left[\frac{2\pi}{m_N} \frac{M_N^2}{K_N} \left(h \pm \frac{B}{B_g} p \right) \right]^{1/2}$$

où B_g = induction magnétique à saturation
 B = induction magnétique sur le miroir
 N = densité atomique du réflecteur

- b = amplitude de diffusion nucléaire des neutrons sur le miroir
- E_n = énergie des neutrons incidents
- p = amplitude de diffusion électronique

Le deuxième terme de l'expression de σ_{critique} traduit l'énergie d'interaction entre le champ magnétique et le moment magnétique du neutron.

Le taux de polarisation du faisceau de neutrons est mesuré par un dispositif de type Stern et Gerlach, construit par notre groupe [ref 31]. La figure (7) rappelle le spectre obtenu pour un état de polarisation. La valeur déduite est :

$$P_n = (70 \pm 5) \%$$

1-3. - Système de renversement du spin des neutrons

L'appareil inverseur de spin que nous utilisons, réalisé par le groupe [ref 32], est constitué de deux bobines parallèles, dont l'axe coïncide avec la direction du faisceau. La figure (8) schématise le principe de retournement du spin :

- Pour le mode de transmission du spin, les deux bobines génèrent des champs magnétiques parallèles. A la sortie du polariseur, une transition adiabatique oriente le spin du neutron parallèlement au champ magnétique de guidage (suivant le faisceau). La condition pour qu'une transition adiabatique soit induite est que le champ magnétique de guidage agissant sur un neutron change de direction en un temps plus grand que le temps typique de l'interaction spin-champ (appelé souvent période de Larmor). Le spin est alors dans l'état qui se déduit de l'état initial par continuité (il suit toutes les variations du champ magnétique).

- Pour le mode de renversement du spin, le courant dans la première bobine est inversé, le spin du neutron est alors tourné adiabatiquement à l'entrée de la première bobine, dans la direction antiparallèle à celle du champ magnétique de guidage. Le neutron passe ensuite dans la région centrale où il subit une transition non adiabatique, il a ainsi une polarisation antiparallèle à celle du faisceau initial.

L'efficacité de cet appareil est de 97 % pour des neutrons de vitesse $v \sim 1100$ m/s.

I-4. - Guidage magnétique de la polarisation des neutrons

A la sortie de l'inverseur de spin, les neutrons ont leur spin orienté dans la direction du faisceau. Les champs de fuites d'un condensateur magnétique, placé entre l'inverseur de spin et les fentes collimatrices (voir figure 6), orientent adiabatiquement le spin du neutron dans la direction parallèle à l'axe des deux détecteurs (axe OY sur la figure 1). Le champ magnétique créé par le condensateur est constant, parallèle à l'axe OY, et d'intensité (25 ± 0.2) Gauss.

Une distance de 30 cm, nécessaire pour la rotation adiabatique du spin des neutrons froids, sépare l'inverseur du condensateur magnétique [ref 33]. Afin de maintenir la polarisation des neutrons dans la bonne direction jusqu'à la chambre de détection, un autre condensateur magnétique est placé après les fentes collimatrices.

Un système de deux bobines de Helmholtz, fixé sur la chambre de détection, permet d'atténuer les effets des champs de fuite à la sortie du condensateur magnétique, tout en évitant d'avoir un matériau magnétique en face des compteurs. Le champ créé par les bobines au centre de la chambre est de 7 Gauss environ et permet de garder la direction de polarisation suivant l'axe OY.

La figure (9) représente la carte des champs magnétiques du premier condensateur au centre de la chambre de détection. Partout l'intensité du champ est suffisante pour éliminer l'influence du champ magnétique terrestre.

I-5. - Les détecteurs et la chambre de détection

I-5-1. - Les détecteurs

A partir de l'ordre de grandeur des effets à mesurer, quel est le taux de comptage nécessaire et quel doit-être le type de détecteur gamma à utiliser, pour obtenir une précision significative sur le résultat en une durée d'expérience souhaitée ? Bien qu'ils permettent des taux de comptages de l'ordre de 10^6 c/s, les scintillateurs plastiques ont une assez mauvaise résolution en énergie (30 %). Par contre les scintillateurs à

iodure de sodium autorisent un taux de comptage de l'ordre de 10^5 c/s, mais leur pouvoir de résolution en énergie est de l'ordre de 3 % (278 keV à 9 MeV). Avec les compteurs INA utilisés ($\beta = 80$ mm, épaisseur = 80 mm), un taux de comptage de un à deux mois est suffisant pour atteindre une précision de l'ordre de 10^{-5} . Il faut tenir compte du temps qu'il faut pour réaliser les différents contrôles et tests nécessaires après l'expérience (voir chapitre IV).

Nous avons vu au chapitre (II) que nos détecteurs doivent être placés dans le plan YOZ, de part et d'autre de la direction du faisceau et que l'axe des deux compteurs coïncide avec la direction de polarisation \vec{J} des neutrons incidents (axe OY). Aux deux compteurs sont associés deux photomultiplicateurs (P.M), sensibles à toute variation de champ magnétique. Une plaque de mmétal de 1 mm d'épaisseur assure leur protection vis à vis des champs magnétiques extérieurs. Par ailleurs une bobine de compensation élimine pratiquement l'influence au niveau des détecteurs des champs variables dus au renversement du spin des neutrons. Un réservoir d'eau cylindrique entoure chaque détecteur. La température de l'eau est stabilisée à $\pm 0.1^\circ\text{C}$ par un thermostat, ce qui permet une meilleure stabilisation des gains des photomultiplicateurs. Une distance de 7.5 cm sépare le centre de la cible de la face extérieure de chaque INA.

I-5-2. - La chambre de détection

Un support en feuille d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur, de forme parallélépipédique, de dimension ($16 \times 29 \times 55 \text{ mm}^3$), contient la cible d' SnO_2 , enrichie à 75 % en ^{117}Sn . La dépolarisation due aux diffusions des neutrons sur l'oxygène est négligeable étant donné la petite dimension de la cible par rapport à la longueur d'onde de diffusion (Appendice A). La cible de ^{35}Cl en forme de poudre de NaCl est contenue dans un support identique. Un spectre réalisé avec une jonction germanium-lithium nous a permis de montrer que l'Al du support ne perturbe pas la mesure. Des plaques de fluore de lithium enrichies en ^6Li recouvrent le support de la cible. Le ^6Li , dont la section efficace de capture aux neutrons thermiques est d'environ 950 barns, permet une absorption de tous les neutrons qui n'interagissent pas avec la cible, évitant ainsi des diffusions à l'intérieur de la chambre. Une plaque de cuivre de faible épaisseur placée devant chaque détecteur absorbe les photons d'énergie 50 keV provenant de la réaction de capture des neutrons par le ^6Li . Deux

feuilles de plomb, de 3 mm d'épaisseur, placées de part et d'autre de la chambre de détection, atténuent le nombre de rayons gamma de faible énergie. On évite ainsi de surcharger inutilement les détecteurs.

II - ELECTRONIQUE ASSOCIEE

Le schéma du dispositif électronique, associé à la détection est reporté sur la figure (10). Notre système électronique doit réaliser les trois opérations suivantes :

- Une sélection en énergie, de façon à ne prendre que la raie étudiée. Le filtrage est assuré par la voie logique.
- Aiguiller les différents signaux correspondant aux quatre spectres $N_1 \uparrow$, $N_2 \uparrow$, $N_1 \downarrow$, $N_2 \downarrow$ définis dans le chapitre II.
- Coder, puis stocker l'information transportée par la voie analogique (ou voie énergie).

a) - voie logique

Les signaux issus du photomultiplicateur (dernière dynode) sont amplifiés puis sélectionnés par un discriminateur à fraction constante. L'information temps est donc indépendante de l'amplitude du signal d'entrée. Les signaux entrent ensuite dans un sélecteur monocal que nous utilisons pour :

- Commander l'aiguillage,
- Ouvrir la porte de la voie analogique, afin d'autoriser le passage des impulsions correspondantes à des énergies supérieures au seuil de discrimination (6 MeV).

b) - voie analogique

Le signal issu du photomultiplicateur (anode) entre directement dans une porte linéaire rapide. L'utilisation d'un amplificateur ne s'est pas révélée nécessaire, l'amplitude du signal d'entrée (~ 2 volts) est suffisante pour le fonctionnement du codeur d'amplitude (CT 103). Les signaux des deux voies, issus de chaque porte sont mélangés, codés puis stockés sur un bloc mémoire (BM 96).

La valeur de la pente de conversion de toute la chaîne de détection est déterminée à l'aide d'une cible d'Aluminium. On obtient :

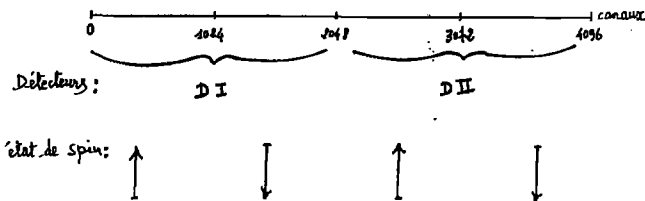
$$8.88 \pm 0.5 \text{ keV/canal}$$

a) - horloge de pilotage

L'horloge de pilotage que nous utilisons a pour rôle de réaliser :

- Le renversement du spin des neutrons toutes les secondes en commandant l'inversion du courant dans la première bobine de l'inverseur de spin. Une période d'une seconde est choisie afin de compenser au premier ordre les fluctuations d'intensité du faisceau, ainsi que les variations d'efficacité des scintillateurs INA (l'efficacité est considérée comme une fonction variant lentement dans le temps).

- L'accumulation des données pendant 60 minutes, dans quatre zones du bloc mémoire (BM 96) suivant l'état du spin et l'identité des compteurs.



À la fin de chaque cycle le contenu du bloc mémoire est transféré sur une bande magnétique et la mémoire est remise à zéro. Durant le transfert, l'horloge bloque le codeur d'amplitude pendant une durée de 12 secondes environ.

La visualisation par le BM 96 des zones correspondantes aux quatre spectres N_1^{\uparrow} , N_1^{\downarrow} , N_2^{\uparrow} , N_2^{\downarrow} permet un contrôle continu du fonctionnement de l'électronique.

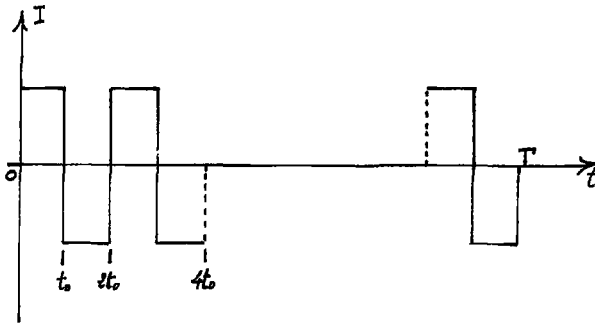
CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - CAS DE L'ETAIN 117

I - RESULTATS DE L'EXPERIENCE

Appelons t_0 la période de renversement du spin des neutrons, et T le temps d'un cycle pendant lequel les données sont accumulées sur le EM96. Nous pouvons schématiser un cycle par le diagramme en temps suivant :



où l'ordonnée représente l'intensité du courant circulant dans la première bobine de l'inverseur de spin.

Nous avons obtenu au cours de cette expérience 330 valeurs d'asymétries calculées pour chaque cycle d'une heure :

$$\chi = \frac{1 - R^{1/2}}{1 + R^{1/2}}$$

où R représente le rapport expérimental défini au chapitre (II). L'histogramme de la figure (11) représente les valeurs d'asymétrie obtenues. Il est lissé par une Gaussienne dont :

- la valeur moyenne $\bar{\chi} = 2,38 \times 10^{-4}$
- l'écart quadratique moyen sur la mesure est de $\Delta m = 3,22 \times 10^{-5}$ ce qui conduit au résultat $\bar{\chi} = (23,8 \pm 3,22) \times 10^{-5}$.

Dans cette expérience nous avons trois sources possibles d'erreurs systématiques qui donnent chacune un écart quadratique moyen particulier :

- l'incertitude statistique : $\sigma_s \sim \frac{1}{\sqrt{N}}$ où N représente le nombre total de coups.

$$\sigma_s = \frac{1}{\sqrt{1,035 \times 10^9}} = 3,1 \times 10^{-5}$$

- la fluctuation électronique σ_e
- la fluctuation due au faisceau σ_f .

Ces fluctuations étant indépendantes on peut considérer qu'elles sont liées par la relation :

$$\sigma_m^2 = \sigma_s^2 + \sigma_e^2 + \sigma_f^2$$

où σ_m est l'écart quadratique moyen.

A partir des valeurs connues de σ_m et σ_s , nous déduisons :

$$(\sigma_e^2 + \sigma_f^2) \sim 7,5 \times 10^{-11} \quad (X)$$

Pour déterminer la contribution apportée par l'électronique et le faisceau, nous avons réalisé le même type d'expérience avec une source de ^{60}Co , ce qui nous a permis de :

- mesurer σ_e et σ_f
- faire un test de "zéro" sur l'électronique.

II - TEST DE "ZERO" AVEC UNE SOURCE DE ^{60}Co

Nous avons remplacé l'ensemble faisceau + ^{117}Sn par une source de ^{60}Co d'environ 10 mc d'activité. La disposition des deux détecteurs, le dispositif électronique, le temps de renversement du courant dans la première bobine de l'inverseur de spin étaient inchangés par rapport à l'expérience avec l'étain 117. L'intégration est faite sur les deux pics de 1.17 et 1.33 MeV. Le taux de comptage est supérieur à celui de l'expérience avec ^{117}Sn , ce qui autorise une meilleure définition statistique du "zéro" dans des conditions plus critiques (fort taux de comptage). Le même traitement des données était utilisé. L'histogramme de la figure (12) représente les valeurs d'asymétries $\hat{A}(\text{Co})$ obtenues. Une Gaussienne lisse cet histogramme avec pour :

- valeur moyenne $\hat{A}(\text{Co}) = 1.56 \times 10^{-5}$
- écart quadratique moyen $\sigma_m(\text{Co}) = 2.56 \times 10^{-5}$
- d'où le résultat $\hat{A}(\text{Co}) = (1.56 \pm 2.56) \times 10^{-5}$

L'incertitude due aux fluctuations du faisceau n'intervenant pas dans ce cas d'expérience avec la source de ^{60}Co , nous pouvons écrire :

$$\sigma_m^2(\text{Co}) = \sigma_s^2(\text{Co}) + \sigma_e^2$$

où $\sigma_s(\text{Co})$ est l'incertitude statistique que nous pouvons aisément évaluer à partir du nombre total de coups avec le ^{60}Co :

$$\sigma_s(\text{Co}) = \frac{1}{\sqrt{1.506 \times 10^9}} = 2,5 \times 10^{-5}$$

Nous déduisons alors :

$$\sigma_e < 5 \times 10^{-6}$$

Ainsi le dispositif électronique utilisé ne peut pas créer d'asymétrie systématique tant que la précision sur la mesure est supérieure à 5×10^{-6} .

La relation (X) nous permet d'estimer l'erreur systématique due au faisceau :

$$\sigma_f < 7 \times 10^{-6}$$

On peut donc déduire que l'écart quadratique moyen obtenu sur l'asymétrie $\overline{\mu}$ avec l'étain 117, est dû essentiellement aux effets statistiques. D'autre part, la source de ^{60}Co nous a permis de tester en particulier l'aiguillage de spin qui peut introduire une erreur systématique.

III - MESURES PRELIMINAIRES :

Etant donné la très faible valeur de l'asymétrie attendue, il est nécessaire d'éliminer tous les phénomènes autres que l'asymétrie recherchée, qui entraînent des différences de comptage entre un sens et l'autre du vecteur de polarisation \vec{J} . En plus du test de "zéro" avec la source de ^{60}Co on peut distinguer :

a) Test de μ -Métal

Tout corps ferromagnétique, s'il est de taille suffisante, est en absence de champ magnétique, divisé en plusieurs régions ou "domaines de Weiss". Chacun de ces domaines, par l'action d'un champ moléculaire est aimanté à saturation dans une certaine direction. L'aimantation spontanée ainsi produite a la même grandeur dans tous les domaines, mais sa direction varie d'un domaine à l'autre, d'où le pouvoir de dépolarisation.

On dispose d'une feuille de μ -métal (corps ferromagnétique constitué de Fe-Ni) de 0,1 mm d'épaisseur, placée après la fente collimatrice. On dépolarise ainsi le faisceau sans rien changer par rapport à l'expérience avec l'étain 117 (le polariseur en marche). Les spins des neutrons étant répartis de façon aléatoire dans l'espace, aucune asymétrie ne doit apparaître dans l'émission gamma de désexcitation. On peut ainsi faire un test de "zéro" sur l'ensemble faisceau + électronique.

Les valeurs d'asymétries obtenues sont réparties sur l'histogramme de la figure (13).

- La valeur moyenne est $\bar{A}_T(\mu) = 2.45 \times 10^{-5}$
 - L'écart quadratique moyen mesuré est $\sigma_m(\mu) = 2.65 \times 10^{-5}$
- ce qui conduit au résultat :

$$\bar{A}_T(\mu) = (2.45 \pm 2.65) \times 10^{-5}$$

b) Test de spin vertical

Dans l'expression (III), il apparaît que pour

$$\theta = (\vec{j} \cdot \vec{k}) = \pi/2$$

la fonction de distribution angulaire $W(\theta)$ est isotrope, donc aucune asymétrie n'existe dans l'émission gamma lorsque la direction de polarisation est perpendiculaire au plan de détection.

Les deux condensateurs magnétiques ainsi que les bobines d'Helmutz sont tournés d'un angle de 90° . Le spin \vec{j} des neutrons incidents a ainsi la direction de l'axe Z dans la figure (1). La disposition des deux compteurs, le dispositif électronique, le temps de renversement du courant dans la première bobine de l'inverseur de spin, ainsi que le temps d'accumulation dans le bloc mémoire restent inchangés par rapport à l'expérience avec l'étain.

L'histogramme de la figure (14) représente les valeurs d'asymétries obtenues. Cet histogramme est lissé par une Gaussienne dont :

- la valeur moyenne est $\bar{A}_T(\theta = \pi/2) = -0.28 \times 10^{-4}$
 - l'écart quadratique moyen est $\sigma_m(\theta = \pi/2) = 0.33 \times 10^{-4}$
- d'où le résultat :

$$\bar{A}_T(\theta = \pi/2) = - (0.28 \pm 0.33) \times 10^{-4}$$

c) Test d'asymétrie sur le bruit de fond

Un dernier test pour montrer si l'effet observé est bien dû à une violation de la parité, est de connaître la contribution exacte du bruit de fond dans l'asymétrie mesurée. Deux mesures ont été réalisées :

- 1) L'asymétrie d'une bande d'énergie 6-7 MeV a été étudiée en

même temps que l'expérience. La valeur obtenue est :

$$\bar{A} \text{ (b.d.f.)} = (0.28 \pm 0.44) \times 10^{-4}$$

Le bruit de fond n'apporte donc aucune asymétrie, et l'effet mesuré provient uniquement de la violation de la parité dans le pic de 9.33 MeV et de ses deux échappements. La figure (15) illustre cette mesure.

2) Dans cette expérience à fort taux de comptage, le bruit de fond est dû essentiellement aux emplacements, donc, pour diminuer sa contribution dans le spectre, on réduit l'intensité du faisceau de neutrons d'un facteur trois environ. On mesure de nouveau l'effet de violation avec un spectre mieux défini. On obtient :

$$\bar{A} = (3.08 \pm 0.76) \times 10^{-4}$$

IV - CORRECTIONS SUR \bar{A} ET σ_m

a) S'il n'y a pas d'asymétrie dans le bruit de fond (test antérieur), il est aisé de montrer (voir Appendice A) que :

$$\bar{A}_{\text{vrai}} = \frac{1}{1-b} \bar{A}_{\text{mesurée}}$$

et

$$\sigma_{m,\text{vrai}} = \frac{1}{1-b} \sigma_m \text{ mesurée}$$

avec $b = \frac{\text{Nombre de coups dus au bruit}}{\text{Nombre de coups total}}$

En diminuant l'intensité du faisceau d'un facteur dix on a pratiquement plus d'emplacements, et une estimation donne alors pour le paramètre b la valeur

$$b \approx 20. \%$$

b) Rappelons la relation (IX) qui exprime l'asymétrie produite par une possible violation de la parité :

$$A = \frac{A_0}{K \cdot P_n}$$

où

- $P_n = 70 \%$, cependant il existe une faible dépolarisation des neutrons qui ont subi auparavant des diffusions sur la cible. Un calcul porté sur l'appendice (B) montre que celle-ci est négligeable.

- Le facteur géométrique K est déterminé par un calcul de Monte-Carlo (voir appendice C), la valeur obtenue est :

$$K = 0.94 \pm 0.092$$

En tenant compte de ces deux corrections, nous résumons dans le tableau ci-dessous, les différents résultats obtenus au cours de cette expérience.

	(Asymétries mesurées) $\times 10^{-4}$	(Asymétries corrigées) $\times 10^{-4}$
Expérience Etain	2.38 ± 0.32	4.56 ± 0.6
⁶⁰ Co	0.16 ± 0.25	
U-Métal	0.24 ± 0.26	
spin vertical	0.28 ± 0.33	0.53 ± 0.63
bruit de fond 6-7 MeV	0.28 ± 0.44	0.53 ± 0.83
Expérience étain avec faisceau ré- duit d'un facteur trois	3.08 ± 0.76	5.0 ± 1.23

B - CAS DU CHLORE 35

Le même traitement des résultats, fournit pour le noyau de chlore 35 les asymétries suivantes :

	(Asymétries corrigées) x 10 ⁻⁴
Expérience Chlore	1.11 ± 0.35
⁶⁰ Co	0.01 ± 0.13
μ -Métal	0.32 ± 0.35
Expérience avec faisceau réduit d'un facteur trois environ	1.06 ± 0.51

CONCLUSION

.....

Dans ces deux expériences nous nous sommes attachés plus particulièrement à la mesure d'asymétrie dans le noyau d'étain 117 et de chlore 35 tous deux orientés par capture de neutrons froids polarisés.

Les résultats de nos mesures confirment l'existence d'un terme violant la parité dans l'interaction globale nucléon-nucléon. A l'état nucléaire J^{π} , état propre de l'Hamiltonien correspondant aux seules interactions fortes conservant la parité, se superpose un état $J^{-\pi}$. Cependant le facteur de rehaussement R (voir paragraphe II-2, décrivant la structure nucléaire, est trop mal connu pour permettre de tirer des conclusions précises sur la valeur de F, paramètre représentant l'amplitude de l'impureté de parité.

Une expérience similaire, utilisant la même transition dans le noyau d'étain 117, a été réalisée récemment à Moscou par Danilyan et al [ref 34]. Des mesures avec le faisceau polarisé puis dépolarisé toutes les seize minutes ont permis de réaliser le test zéro sur l'ensemble : électronique + voie de faisceau. Comparativement à notre résultat, l'asymétrie mesurée est de même signe mais environ deux fois plus grande :

$$A = (8.1 \pm 1.3) \cdot 10^{-4}$$

Aucune interprétation de cette différence ne peut être annoncée pour l'instant. Cependant dans les deux cas un effet très net de violation de

parité apparaît.

On peut conclure que ces deux expériences sur le noyau d' ^{117}Sn sont les seules bien établies en asymétrie en utilisant la capture de neutrons orientés. L'autre résultat établi avec confiance est obtenu avec le noyau d'Hafnium 180 [ref. 22], orienté par la méthode des basses températures.

Cependant, bien que ces résultats confirment l'effet de violation de parité, il ne permettent pas sur le plan théorique de calculer l'interaction globale nucléon-nucléon à cause de la complexité de la structure nucléaire. On manque donc actuellement de résultats expérimentaux en quantité suffisante pour mieux connaître les effets faibles dans le système nucléon-nucléon.

D'autres expériences en asymétrie sont prévues par notre groupe avec les nouvelles performances de la voie de faisceau, équipée d'un nouveau polariseur dont :

- la section est six fois plus grande, d'où une amélioration sur la statistique (l'intensité du faisceau est augmentée d'un facteur six).
- Le pouvoir de polarisation est de 90 % environ. La polarisation passe donc de 70 % à 90 %, d'où une amélioration sur la précision de l'asymétrie A d'un facteur 3/2 environ.

APPENDICE A

CORRECTIONS DUES AU BRUIT DE FOND

I - CORRECTION SUR L'ASYMETRIE

Soit le rapport expérimental R défini par la relation (VI)

$$R = \frac{N_1 \downarrow \times N_2 \downarrow}{N_1 \uparrow \times N_2 \uparrow}$$

$$\text{Posons } N_1 \downarrow = N_1 \downarrow \text{ vrai} + N_1 \downarrow \text{ b.d.f.}$$

où - $N_1 \downarrow$ est le nombre de coups comptés par le détecteur (I) pour l'état \downarrow de polarisation.

- $N_1 \downarrow \text{ vrai}$ est le nombre de coups sans le bruit de fond

- $N_1 \downarrow \text{ b.d.f.}$ est le nombre de coups dus au bruit de fond.

$$\text{soit } \alpha = \frac{N_1 \downarrow \text{ b.d.f.}}{N_1 \downarrow \text{ vrai}}$$

En faisant l'hypothèse que le bruit de fond ne transporte pas d'asymétrie (chapitre IV), des équations (V) nous déduisons la relation

$$N_1 \downarrow = N_0 \Omega_1 \downarrow \epsilon_1 \downarrow (1 - \beta) + \alpha N_0 \Omega_1 \downarrow \epsilon_1 \downarrow$$

Le même raisonnement est fait pour N_2 , N_1 , N_2 et le rapport R s'écrira :

$$R = \frac{(1 - \sqrt{1 + \alpha})^2}{(1 + \sqrt{1 + \alpha})^2}$$

d'où l'expression de l'asymétrie due au nombre de coups vrais :

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_{\text{vrai}} &= (1 + \alpha) \frac{1 - R^{1/2}}{1 + R^{1/2}} \\ &= (1 + \alpha) \mathcal{K}_{\text{mesurée}} \end{aligned}$$

$$\text{posons } b = \frac{N_1 \downarrow \text{b.d.f.}}{N_1 \uparrow} = \frac{\text{bruit}}{\text{signal}}$$

ce qui conduit au résultat :

$$\mathcal{K}_{\text{vrai}} = \frac{1}{1-b} \mathcal{K}_{\text{mesurée}}$$

II - CORRECTION SUR L'ECART QUADRATIQUE MOYEN

$$\text{Posons } N_1 \downarrow = N_1 \downarrow_{\text{vrai}} + N_1 \downarrow_{\text{b.d.f.}} \quad (\text{a})$$

d'où l'erreur absolue :

$$\Delta N_1 \downarrow = \sqrt{\Delta N_1 \downarrow_{\text{vrai}}^2 + \Delta N_1 \downarrow_{\text{b.d.f.}}^2}$$

En supposant que la distribution des nombres de coups est poissonnienne on peut faire l'approximation :

$$\Delta N_1 \downarrow = \sqrt{\langle \Delta N_1 \downarrow_{\text{vrai}} \rangle + \langle \Delta N_1 \downarrow_{\text{b.d.f.}} \rangle} \approx \sqrt{\langle N_1 \downarrow \rangle}$$

l'erreur relative s'écrira donc :

$$\frac{\Delta N_1 \downarrow}{\langle N_1 \downarrow_{\text{vrai}} \rangle} = \frac{\sqrt{\langle N_1 \downarrow \rangle}}{\langle N_1 \downarrow_{\text{vrai}} \rangle} \quad (\text{b})$$

Si $b = \frac{\langle N_1 \downarrow \text{b.d.f.} \rangle}{\langle N_1 \downarrow \rangle}$ l'équation (a) s'écrira :

$$\langle N_1 \downarrow \text{vrai} \rangle = (1-b) \langle N_1 \downarrow \rangle \quad (c)$$

Les équations (b) et (c) conduisent au résultat :

$$\frac{\Delta N_1 \downarrow}{\langle N_1 \downarrow \text{vrai} \rangle} = \frac{1}{1-b} \frac{1}{\sqrt{\langle N_1 \downarrow \rangle}}$$

d'où :

$$\sigma_{\text{vrai}} = \frac{1}{1-b} \sigma_{\text{mesurée}}$$

APPENDICE B

CALCUL DU TAUX DE DEPOLARISATION
DU A LA DIFFUSION DES NEUTRONS
SUR LA CIBLE

L'expression de la section efficace différentielle de diffusion des neutrons froids à l'intérieur d'un angle solide $d\Omega$ est donnée par la relation :

$$d\sigma = a^2 d\Omega$$

où a est la longueur de diffusion, appelée aussi longueur de Fermi.

Si les ondes diffusées par les différents centres diffuseurs sont en phases, on définit une section efficace de diffusion cohérente :

$$\sigma_{\text{coh}} = \left(\sum_1^K a_i \right)^2$$

N représente le nombre de diffuseurs constituant la cible (dans ce cas tout se passe comme si la diffusion se faisait sur un seul élément diffuseur).

Dans le cas contraire, on définit une section efficace de diffusion incohérente, due en particulier à des impuretés d'isospin et de spin de l'élément diffuseur. Dans ce cas les différents centres diffuseurs agissent indépendamment. L'incohérence de spin peut-être éliminée en utilisant des cibles polarisées.

$$\sigma_{\text{incoh}} = \sum_1^N a_i^2$$

La section efficace totale de diffusion s'écrira alors :

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{coh}} + \sigma_{\text{incoh.}}$$

Pour des neutrons polarisés la section efficace de diffusion avec changement de direction de spin s'écrira [ref 30] :

$$\sigma_1 = 2/3 \sigma_{\text{incoh}}$$

Dans le cas contraire (sans changement de direction de spin) on a :

$$\sigma_2 = \sigma_{\text{coh}} + 1/3 \sigma_{\text{incoh}}$$

Donc, la probabilité d'avoir un changement de direction du spin du neutron après la diffusion est :

$$\omega = \frac{\sigma_1}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\text{incoh}}}{\sigma_{\text{coh}} + \sigma_{\text{incoh}}}$$

Le taux de dépolarisation dû à la diffusion est :

$$R = \frac{\text{Polarisation finale}}{\text{Polarisation initiale}} = \frac{N_f^+ - N_f^-}{N_f^+ + N_f^-} \bigg/ \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-}$$

N_f^+ et N_f^- sont respectivement les nombres des neutrons ayant leur projection de spin sur un axe de quantification choisi après la diffusion égale à $+\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$.

Si on tient compte des neutrons ayant eu un changement de direction du spin pendant la diffusion alors N_f^+ et N_f^- sont données par les égalités suivantes

$$N_f^+ = N_i^+ - \omega N_i^+ + \omega N_i^-$$
$$N_f^- = N_i^- - \omega N_i^- + \omega N_i^+$$

En tenant compte de la relation qui exprime la polarisation totale des neutrons :

$$N_f^+ + N_f^- = N_i^+ + N_i^-$$

le facteur R s'écrira :

$$R = 1 - 2 \omega$$

Dans le cas d'une cible d' $Sn O_2$ on a :

$$\omega = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{incoh} (^{117}Sn) + 2 \sigma_{incoh} (^{16}O)}{\sigma_{total} (^{117}Sn) + 2 \sigma_{total} (^{16}O)}$$

où : (voir table : ref 36)

$$\begin{aligned} - \sigma_{incoh} (^{117}Sn) &= 0.022 \\ - \sigma_{incoh} (^{16}O) &= 0.002 \\ - \sigma_{total} (^{117}Sn) &= 4.887 \\ - \sigma_{total} (^{16}O) &= 4.24 \end{aligned}$$

Ainsi :

$$\omega = 0,12 \%$$

$$\begin{aligned} \text{et } R &= 1 - 0,24 \cdot 10^{-2} \\ &\approx 1 \end{aligned}$$

On peut conclure donc que la dépolarisation due à la diffusion est négligeable.

APPENDICE C

PROGRAMME DE MONTE-CARLO

```
CC  CALCUL DU COSINUS MOYEN
    READ (5,2) N
    READ (5,3) R, FAR, HT, ALT, WT
2   FORMAT (10I5)
3   FORMAT (5 F5.3)
    TWOPI = 2 * A COS (-1.)
    HITS = 0
    COSINE = 0
    RSQ = R * R
    DO 1 I = 1,N
    X = HT * (.5 - RAN (ETA))
    Y = ALT * (.5 - RAN (ETA))
    Z = WT * (.5 - RAN (ETA))
    THETA = ACOS (RAN (ETA))
    PHI = TWOPI * RAN (ETA)
    DZ = COS (THETA)
    DX = SIN (THETA) * COS (PHI)
    DY = SIN (THETA) * SIN (PHI)
    DIST = (FAR - Z)/DZ
    X NEW = X + DIST * DX
    Y NEW = Y + DIST * DY
    R NEW SQ = X NEW * X NEW + Y NEW * Y NEW
    IF (R NEW SQ. GT. RSQ) GO TO 1
```

```
HITS = HJTS + 1.
COSINE = COSINE + DZ
1 CONTINUE
COSMOY = COSINE/HITS
SOLANG = HITS/(2 * N)
WRITE (6,6003) N
6003 FORMAT (//, 10X, 'N = ', 10I5)
WRITE (6, 6001) COSMOY
6001 FORMAT (//, 20X, 'Le COSINUS MOYEN = ', F 10.6)
WRITE (6,6002) SOLANG
6002 FORMAT (//, 20X, ' L'ANGLE SOLIDE = ', F 10.6)

CC CALCUL DE L'ERREUR SUR COSINUS MOYEN
VAR = 0
VAR = VAR + (COSINE - COSMOY) * * 2
SIGMA = SQRT (VAR/ N-1)
DELTA = SIGMA/SQRT (FLOAT (N))
WRITE (6,6004) DELTA
6004 FORMAT (//, 25 X) ' ERREUR SUR LA VALEUR MOYENNE = ', F 10.6)
STOP
END
```

LEGENDE DES FIGURES

- 1) Disposition des deux détecteurs par rapport à la direction du faisceau.
- 2) Schéma de désintégration simplifié du ^{114}Cd .
- 3) Spectre de ^{114}Cd après capture de neutrons thermiques sur ^{113}Cd .
- 4) Schéma de désintégration simplifié de ^{118}Sn .
- 5) Spectre de ^{118}Sn après capture de neutrons thermiques sur ^{117}Sn .
- 6) Equipement de la voie de faisceau et dispositif expérimental.
- 7) Courbe de polarisation réalisée avec un dispositif Stern et Gerlach.
- 8) Principe de l'inverseur de spin.
- 9) Graphe des composantes du champ magnétique de guidage au voisinage de la cible.
- 10) Schéma du dispositif électronique.
- 11) Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues avec ^{118}Sn .
- 12) Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues avec la source de ^{60}Co .
- 13) Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues avec le μ -Métal.
- 14) Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues pour $\theta = (\vec{J}, \vec{k}) = \pi/2$.
- 15) Test sur le bruit de fond.
- 16) Asymétries mesurées et écarts quadratiques moyens correspondant, représentés en fonction du temps pour ^{118}Sn .
- 17) Asymétries et écarts quadratiques moyens en fonction du temps pour le μ -Métal.
- 18) Schéma de désintégration simplifié du ^{36}Cl .
- 19) Spectre du ^{36}Cl après capture de neutrons thermiques sur ^{35}Cl .

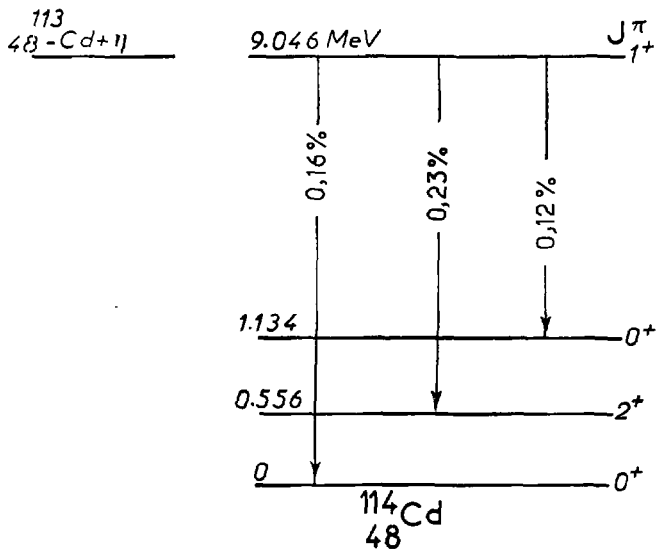


FIG 2

Schéma de désintégration simplifié du ^{114}Cd

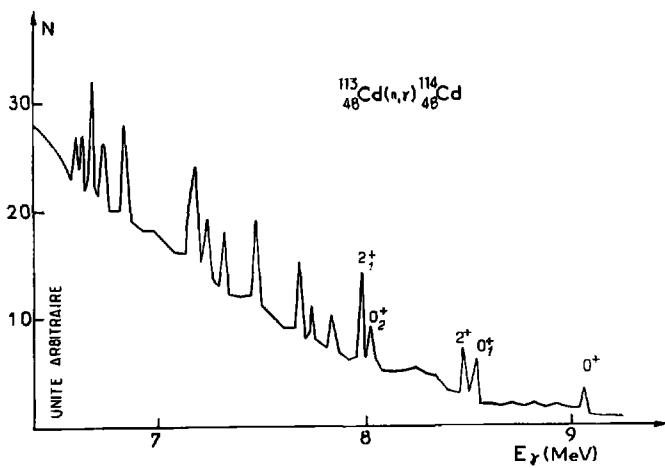


FIG 3

Spectre de ^{114}Cd après capture de neutrons thermiques sur ^{113}Cd

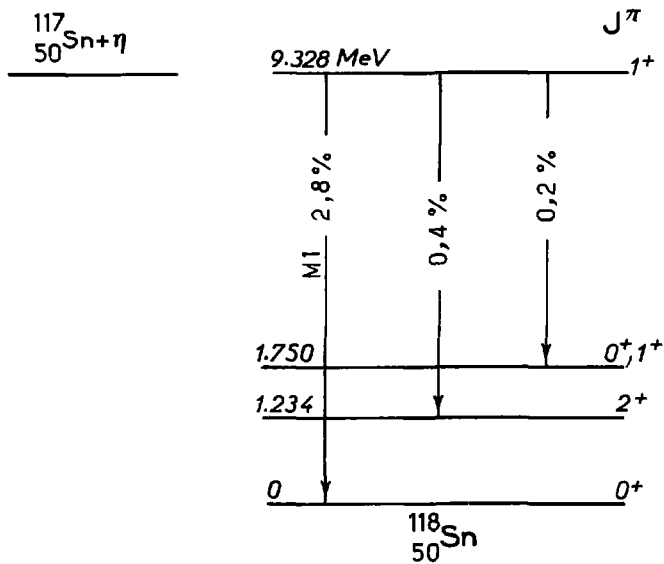


FIG 4

Schéma de désintégration simplifié de ^{118}Sn

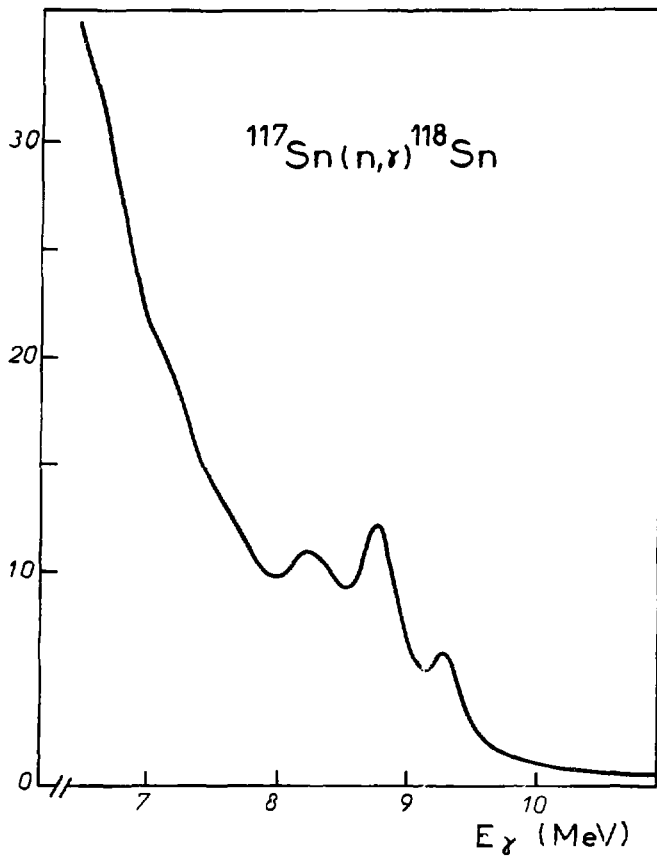
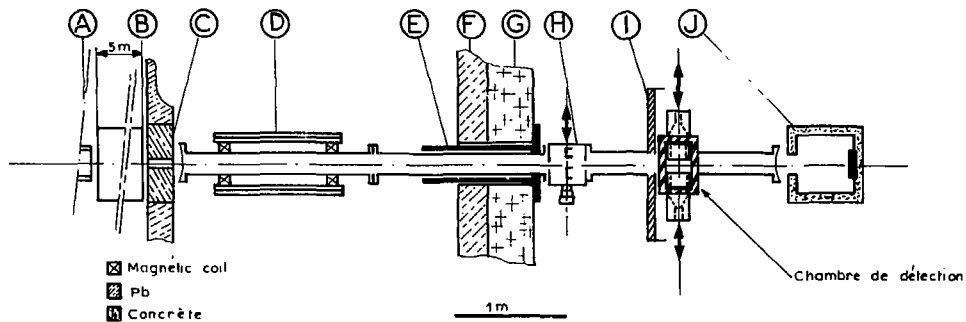


FIG 5 Spectre de ^{118}Sn après capture de neutrons thermiques sur ^{117}Sn

FIG 6



A : guide de neutron courbe. - B : guide polariseur. - C : fenêtre de plomb. - D : inverseur de spin. - E : guide magnétique.
 F : mur de plomb. - G : mur de béton. - H : fentes d'analyse. - I : mur de plomb.
 J : absorber de faisceau.

Equipement de la voie de faisceau et dispositif expérimental

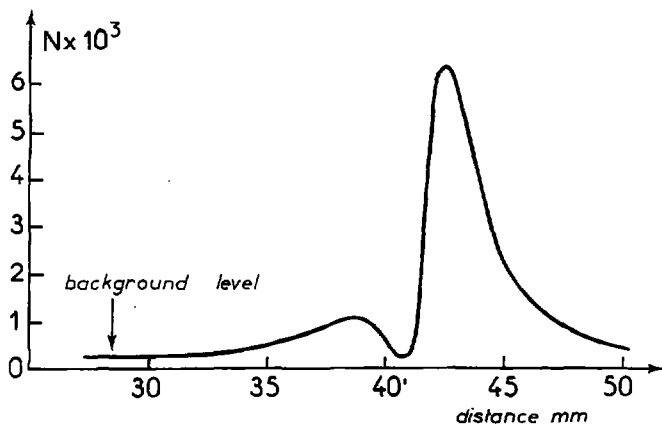


FIG 7

Courbe de polarisation réalisée avec un dispositif Stern et Gerlach

- 1-blindage magnétique à haute perméabilité.
- 2-blindage magnétique à haute saturation.
- 3-bobines magnétiques.
- 4-entraîselet.

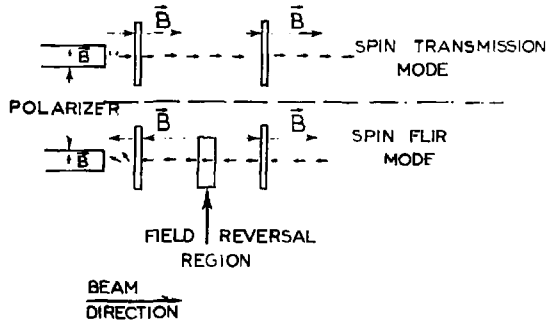
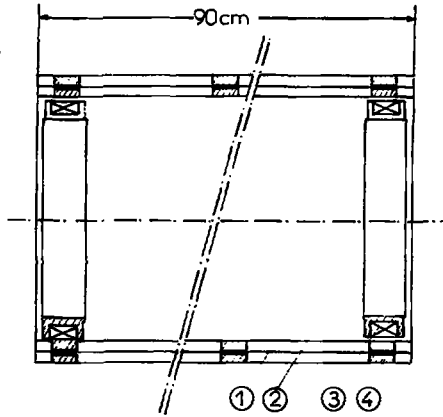


FIG 8 Principe de l'inverseur de spin

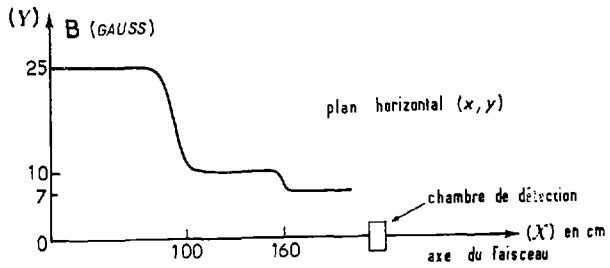


FIG 9

Graphique des composantes du champ magnétique de guidage au voisinage de la cible

- Les distances sont prises à partir de la sortie du système de renversement du spin

Schéma du dispositif électronique

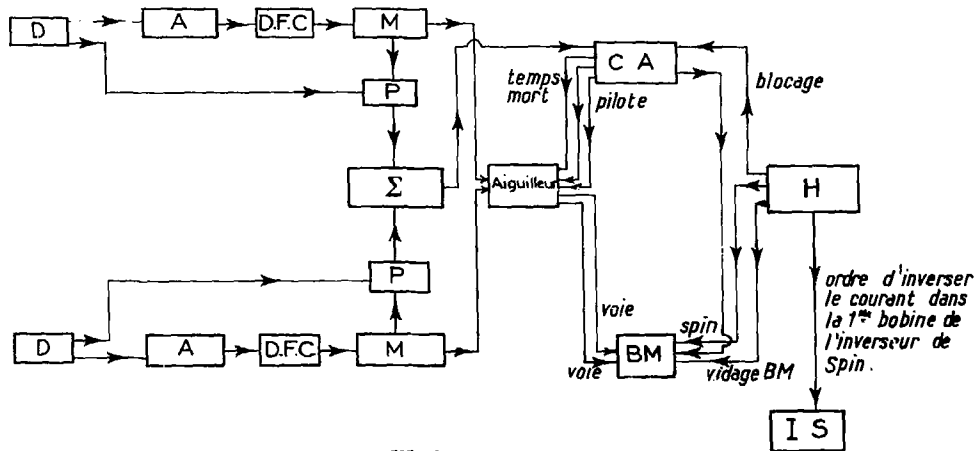


FIG 10

Schéma du dispositif électronique

NOMENCLATURE DE LA FIGURE 10

D : Détecteur (INA)
A : Amplificateur rapide
D.F.C. : Discriminateur à fraction constante
M : Sélecteur mono canal
C.A. : Codeur d'amplitude (CT 103)
P : Porte linéaire rapide
 Σ : Mélangeur
B.M : Bloc mémoire (SM 96)
H : Horloge de pilotage
I.S : Inverseur de spin

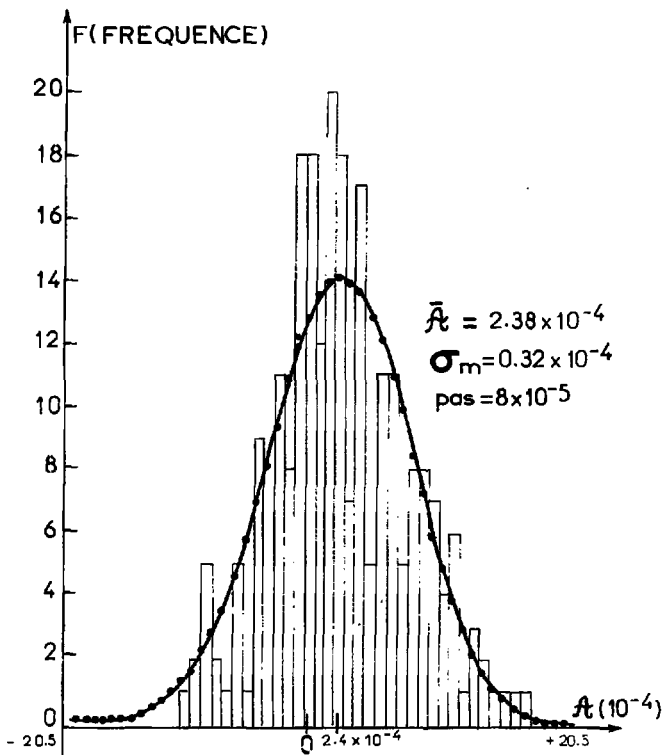


FIG 11

Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues avec ¹¹⁸Sa

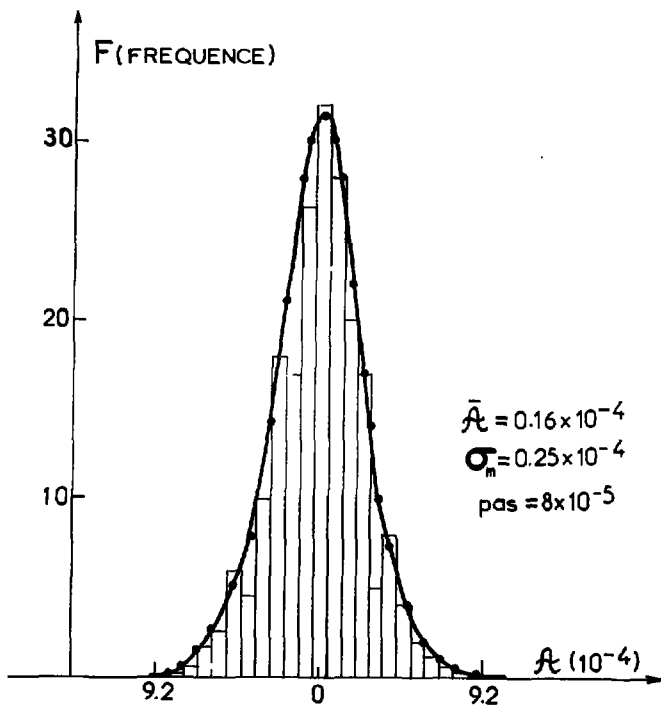
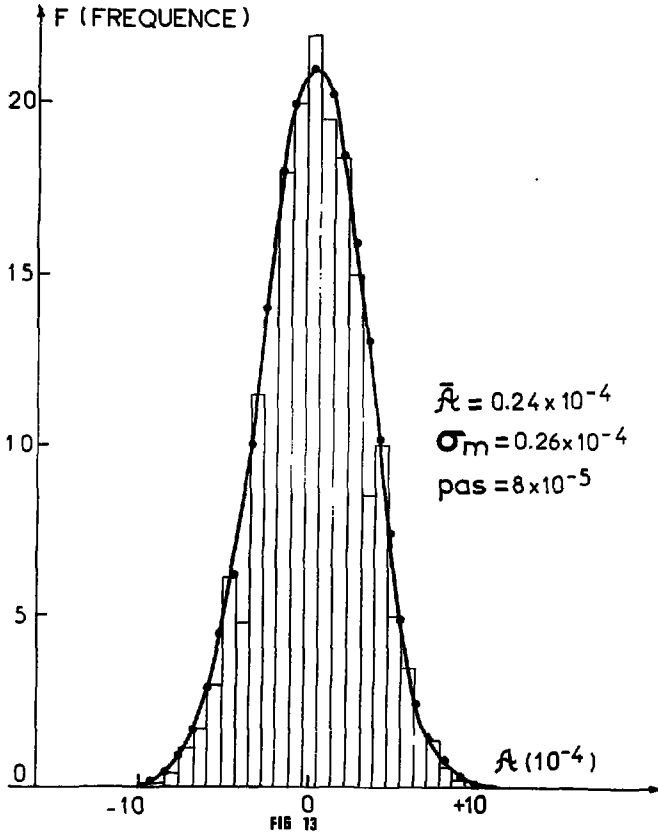


FIG 12

Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues avec la source de ^{60}Co



Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues avec le μ -Métal

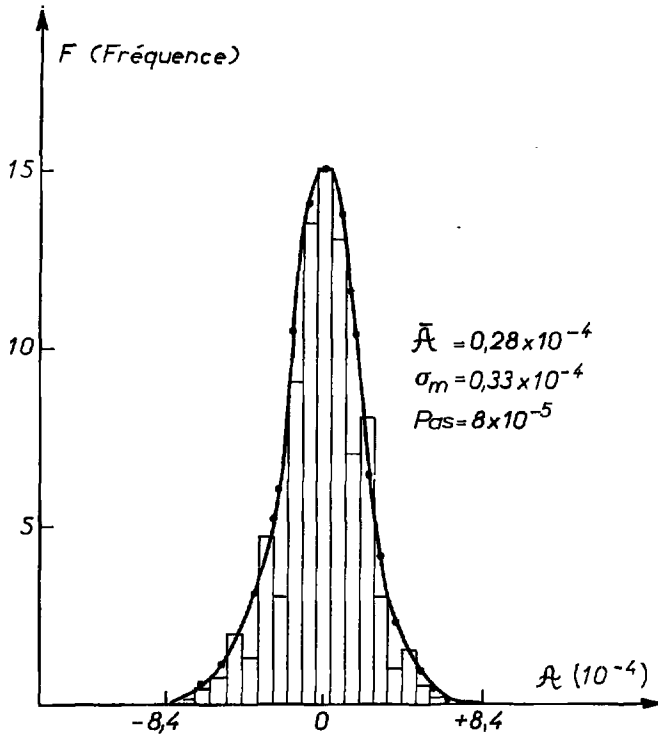
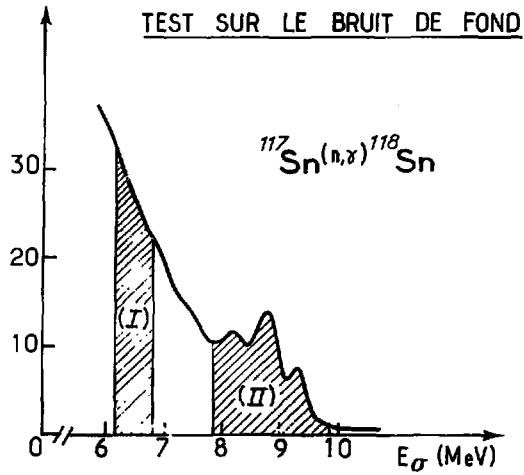


FIG 14

Histogramme des valeurs d'asymétries obtenues pour $\theta = (\vec{a}, \vec{b}) = \pi/2$.



zône (I): nombre de coups = $4,86 \cdot 10^8$ et $\bar{A} = -(0,28 \pm 0,46) \cdot 10^{-4}$

zône (II): nombre de coups = $4 \cdot 10^8$ et $\bar{A} = (2,43 \pm 0,46) \cdot 10^{-4}$

FIG 15

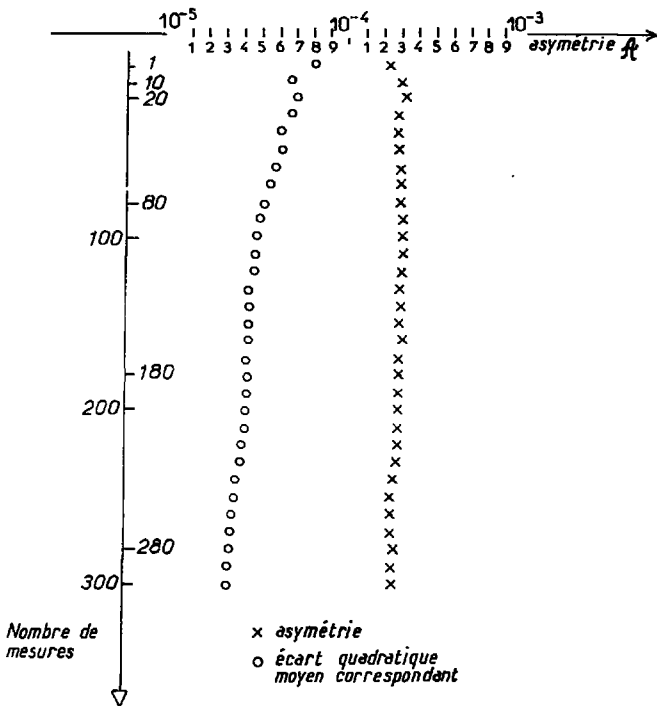
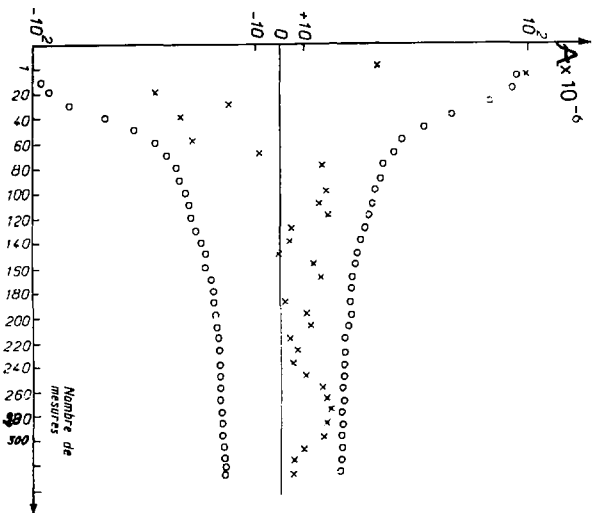


FIG 16

- CHAQUE MESURE EST PRISE POUR UNE HEURE DE COMPTAGE

Asymétries mesurées et écarts quadratiques moyens correspondant, représentés en fonction du temps pour ^{118}Sn .



CHAQUE MESURE D'ASYMÉTRIE EST PRISE PENDANT UNE HEURE DE COMPTAGE

x : ASYMÉTRIE

o : ÉCART QUADRATIQUE MOYEN CORRESPONDANT

FIG 17

Asymétries et écarts quadratiques moyens en fonction du temps pour le L-Métal.

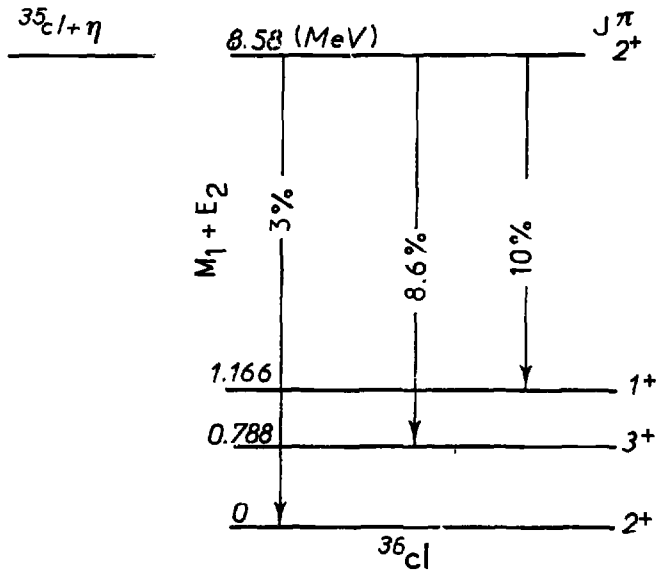


FIG 18

Schéma de désintégration simplifié de ^{36}Cl .

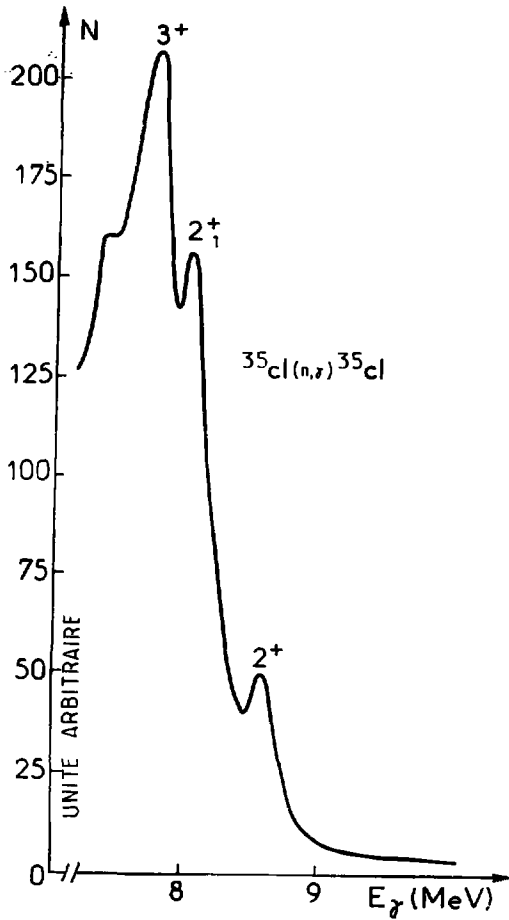


FIG 19 Spectre du ^{36}Cl après capture de neutrons thermiques sur ^{35}Cl

REFERENCES

-.-.-

- [1] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes et R.P. Hudson,
Phys. Rev. 105, 1413 (1957).
- [2] R.P. Feynman et M. Gell-mann,
Phys. Rev. 109, 193 (1958).
- [3] Paul de Saintignon Thèse. Université de Grenoble, (1970).
- [4] V.M. Lobashov, V.A. Nazarenko, L.F. Saenko, L.M. Smotritsky et
G.I. Kharkevitch.
J.E.T.P. lett. 3, 47 (1966).
- [5] J.C. Vanderleeßen,
Phys. Lett. C2 30B, 467 (1969).
- [6] P. Jenschke et P. Bock
Phys. Rev. 31B, 65 (1970).
- [7] Y.G. Abov, P.A. Krupchitsky, M.I. Bulgakov, O.N. Yermakov et
I.L. Karpikhin.
Phys. Lett. 27B, 16 (1968) et Soviet Journ. Nucl. Phys. 10, 320 (1970).
- [8] Y.G. Abov, P.A. Krupchitsky, Y.A. Oratovsky,
Phys. Lett. 12, 25 (1964).
- [9] E. Warming, F. Stecher-Rasmussen, W. Ratynski, et J. Kopecky,
Phys. Lett. 25B, 200 (1967).
- [10] E. Warming,
Phys. Lett. 29B, 564 (1969)
- [11] M. Forte et O. Saavedra,
1966 Euratom rep. 3053-C.

- [12] Yu. G. Abov, M.M. Danilov, O.N. Ermakov, I.L. Karpikhin,
V.K. Rissukhin, A.M. Skornyakov,
Soviet Journal of Nuclear Physics 16, 1218 (1972).
- [13] C.N. Jones, J.L.C. Ford,
Phys. Rev. C2, 2113 (1970).
- [14] M. Garl
Phys. Reports C6, 318 (1973).
- [15] D.A. Bromley,
Phys. Rev. 114, 758 (1959).
R.E. Segel, J.W. Olness, et E.L. Sprenkel,
Phys. Rev. 123, 1382 (1961).
- [16] M. Garl,
Phys. Lett. 31B, 627 (1970)
- [17] R.J. Blin-Stoyle,
Fundamental interaction and the Nucleus, North-Holland publishing
Company (1973).
- [18] F.C. Michel
Phys. Rev. 133, 329 (1964)
- [19] H.H. Güven, B. Karđon et H. Seyfarth,
Tables of coeff for angular correlation measurements
- [20] Y.G. Abov et P.A. Krupchitsky,
Sov. Phys. Usp 19, 75 (1976).
- [21] F. Dydak, H.D. Polaschegg, P. Riehs et P. Weinzierl,
Phys. Lett. 37B, 375 (1971).
- [22] K.S. Krane, C.E. Olson, J.R. Cites et W.A. Steyert,
Phys. Rev. C4, 1906 (1971).
- [23] S.P. Lloyd,
Phys. Rev. 81, 181 (1951).
- [24] J.F. Cavaignac, B. Vignon, R. Wilson,
Search of parity violation in n-p capture.
Phys. Lett. 67B, 148 (1977).

- [25] Y.G. Abov, P.A. Krupchitsky et Yu. A. Oratovsky,
Sov. Journ. of Nuclear Physics 1, 341 (1965).
- [26] V.M. Lobashov
Phys. Lett. 30B, 39 (1969).
- [27] J.C. Vauderleeden, F. Bohem et E. Lipson
Phys. Rev. C4, 2218 (1972).
- [28] Bouton. Thèse Docteur ingénieur - Université de Grenoble (1970).
- [29] K. Bexndorfer,
Z. physik 243, 188 (1971).
- [30] I.I. Gurevich et L.V. Tarasov
Low-Energy neutron physics (North-Holand).
- [31] N. Xiroméritis,
Thèse de 3ème cycle (I.S.N. Grenobls 1974)
B. Hamelin, N. Xiroméritis et P. Liaud,
Nucl. Inst. and Meth. 125, 79 (1975).
- [32] P. Liaud, R.I. Steinberg et B. Vignon,
Nucl. Inst. and Meth. 125, 7 (1975)
- [33] W.M.H. Beil, P. Carlos et J. Matuszek,
Journal de Physique 24, 359 (1963).
- [34] G.V. Danilyan, V.V. Novitsky, V.S. Pavlov, S.P. Borovlev,
B.D. Vodennikov et V.P. Dronyaev.
JETP Lett. 24, 345 (1976)
- [35] R.R. Lewis
Nucl. Inst. and Meth. 75, 203 (1969).
- [36] L. Koester,
Springer tracts in Modern physics n° 80

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 18.09.78

Le Président de la thèse




J.P. LONGQUEUE

Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le 22 septembre 1978

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale



Dr G. CALI