CEA-R-3776

8.6

PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE DES NEUTRONS DE RESONANCE

par

Claude SAMOUR

DIRECTION DE LA PHYSIQUE

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Rapport CEA-R-3776

1969 _{Na*}

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N - SACLAY B.P. n° 2, 91 - GIF-sur-YVETTE - France

CEA-R-3776 - SAMOUR Claude

CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE DES NEUTRONS DE RESONANCE

Sommaire. - La capture radiative des neutrons de résonance a été étudiée près de l'accélérateur linéaire de Saclay entre 0,5 et 700 eV à l'aide de la méthode du temps-de-vol et d'un détecteur Ge(Li).

Les noyaux 195 Pt + n et 183 W + n permettent l'analyse de la distribution de résonance en résonance des largeurs radiatives partielles $\Gamma \gamma_i$ et de leur éventuelle corrélation, ainsi que l'étude de la variation de $\langle \Gamma \gamma_i \rangle$ en fonction de $E\gamma$. Les intensités moyennes des transitions M1 et E1 sont comparées dans quelques isotopes de l'étain. Des effets d'interférence, soit entre résonances, soit entre capture directe et capture résonante sont mis en évidence dans 195 Pt + n,

CEA-R-3776 - SAMOUR Claude

PARTIAL RADIATIVE CAPTURE OF RESONANCE NEUTRONS

Summary. - The radiative capture of resonance neutrons has been studied near the Saclay linac between 0.5 and 700 eV with time-of-flight method and a Ge(Li) detector.

195Pt + n and 183W + n allow to analyse the distribution of partial radiative widths and their eventual correlation and also the variation of $< \Gamma \gamma_i >$ with $\Xi \gamma$. The mean values of M1 and E1 transition intensities are compared in several tin isotopes. Interference effects, either between resonances or between direct capture and resonant capture are found in 195Pt + n, 197Au + n and 59Co + n.

The excited level schemes of a great deal of nuclei are obtained and compared with theoretical predictions.

•/•

. / .

197Au + n et 59Co + n. Enfin les schémas des états excités d'un grand nombre de noyaux sont obtenus et comparés avec les prédictions théoriques.

Cette étude a été complétée par une analyse des spectres thermiques.

1969

273 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

This study has been completed by an analysis of thermal spectrum.

1969

273 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7°.

PLAN DE CLASSIFICATION

APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES 1. **ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS**

BIOLOGIE ET MEDECINE

2. 2 Indicateurs nucléaires en biologie

2. 4 Radiobiologie et Radioagronomie

Procédés de séparation

GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE,

METAUX, CERAMIQUES

ET AUTRES MATERIAUX

2. 5 Utilisation des techniques nucléaires en

ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE

MINERALOGIE ET METEOROLOGIE

6. 1 Fabrication, propriétés et structure des

6. 2 Effets des rayonnements sur les matériaux

NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET

7. 1 Neutronique et physique des réacteurs

7. 3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs

TECHNOLOGIE DES REACTEURS

7. 2 Refraidissement, protection, contrôle et

Biologie générale

2. 3 Médecine du travail

médecine

CHIMIE

3. 1 Chimie générale

3. 2 Chimie analytique

Radiochimie

matériaux

sécurité

6. 3 Corrosion

2.

2. 1

3.

3. 3

3. 4

4.

5.

6.

7.

PHYSIQUE 8.

- - 8. 1 Accélérateurs
 - 8. 2 Electricité, électronique, détection des rayonnements
 - 8. 3 Physique des plasmas

 - 8. 5 Physique corpusculaire à haute énergie
 - 8. 6 Physique nucléaire
 - 8. 7 Electronique quantique, lasers

PHYSIQUE THEORIQUE 9. ET MATHEMATIQUES

PROTECTION ET CONTROLE DES 10. RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES **EFFLUENTS**

- **10.** 1 Protection sanitaire
- 10. 2 Contrôle des rayonnements
- **10.** 3 Traitement des effluents

SEPARATION DES ISOTOPES 11.

12. TECHNIQUES

- 12. 1 Mécanique des fluides Techniques du vide
- 12. 2 Techniques des températures extrêmes
- 12. 3 Mécanique et outillage

UTILISATION ET DEVELOPPEMENT 13. DE L'ENERGIE ATOMIQUE

- 13. 1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines
- 13. 2 Divers (documentation, administration, législatian, etc...)
- ETUDES ECONOMIQUES ET PROGRAMMES 14.

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du nº 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

The C.E.A. reports starting with nº 2 200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

Direction de la Physique Département de Physique Nucléaire Service dc Physique Nucléaire à Haute Energie

Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques soutenue le 29 Février 1968

- 8. 4 Physique des états condensés de lo matière

- Rapport CEA-R-3776 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE DES NEUTRONS DE RESONANCE

par

Claude SAMOUR

- Avril 1969 -

Remerciements.

Je tiens à remercier tous ceux qui ont, directement ou indirectement, contribué à la réalisation de ce mémoire.

J'adresse l'hommage de mon respect à Madame P. BENOIST-GUEUTAL, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, qui a guidé mon orientation dès la fin de ma licence et qui, après m'avoir procuré l'occasion de soutenir une thèse de 3ème cycle, accepta de diriger ce Doctorat d'Etat.

J'exprime ma gratitude à Monsieur E. COTTON, dont la généreuse bienveillance permit l'accomplissement d'une grande partie de ce travail et à Monsieur C. TZARA qui en facilita l'achèvement.

C'est à Monsieur F. NETTER que je dois ma première formation scientifique. Il m'accueillit avec chaleur dans son équipe et ses conseils, ses appuis me furent des plus précieux en maintes occasions; qu'il soit assuré de ma profonde reconnaissance.

Monsieur J. JULIEN, qui fut l'instigateur de ce travail et auprès duquel je n'ai jamais cessé de trouver le soutien précieux d'une attention pleine d'encouragements, trouvera ici l'expression bien imparfaite de mon attachement. Il a su créer dans son groupe un esprit d'équipe, une ambiance amicale et dynamique, un enthousiasme dans lesquels il est aisé de prendre goût à la recherche.

Ce m'est un devoir particulièrement agréable de remercier Monsieur H.E. JACKSON, avec lequel nous avons effectué la première expérience de capJe remercie sincèrement Messieurs C. CORGE et J. MORGENSTERN pour les très nombreuses discussions que nous avons eues et qui permirent à l'auteur de franchir maints écueils.

Je n'aurai garde d'omettre Messieurs A. BLOCH et C. LOPATA, auprès desquels j'ai trouvé une véritable collaboration et dont la compétence me fut un atout précieux dans la réalisation de toutes les expériences présentées dans ce mémoire et Monsieur J.P. QUENET, pour son assistance et son dévouement sans réserves. Qu'ils soient chaleureusement remerciés.

Messieurs R.N. ALVES et J.M. KUCHLY qui participèrent avec dynamisme à la réalisation et à l'analyse des expériences, ainsi qu'à Monsieur J. CARTIER, qui m'initia aux mystères des chaînes multidimentionnelles avec une complaisance et une patience infinies et à Messieurs L.F.V. PAIVA et A. VENTURA pour leur aide sympathique et efficace. Je ne voudrais oublier également Messieurs V.D. HUYNH, C. BREZINCKI, G. Le POITTEVIN, P.L. CHEVILLON, L. ROUSSEL et Mesdames G. BIANCIII et D. DARONIAN pour leur amicale coopération.

Je remercie vivement Monsieur G. GOBERT et toute son équipe, Messieurs J. GIACOMETTI, M. BERGER, R. LANGLOIS et A. BEASLEY, que j'ai mis à contribution à maintes reprises pour la réalisation de notre appareillage mécanique et la plupart du temps dans des conditions impossibles.

Le premier détecteur utilisé dans ce travail fut fabriqué dans le Laboratoire de Nonsieur H. MANN à Argonne ; les autres détecteurs ont été réalisés dans le Laboratoire de Monsieur le Professeur COCHE et de Monsieur P. SIFFERT à Strasbourg. Je leur exprime toute ma reconnaissance.

Toutes nos expériences de capture n'auraient pu être réalisées sans l'aide généreuse et la compétence de Messieurs G. ROBIN, B. GRIMONT, J.P. RICHARD et B. BIHOREAU d'une part et de Messieurs B. FPANCOIS, M. COLIN et L. MITTAU d'autre part, qui nous permirent toujours de constituer une chaîne multidimentionnelle complète et en assurèrent sans cesse le bon fonctionnement. Je leur fais donc une place spéciale et les assure de ma gratitude.

Messieurs NIFENECKER et CARLOS savent combien je leur suis redevable de m'avoir souvent prêté leur canal de pile où furent réalisées toutes les expériences effectuées avec des neutrons thermiques.

Je remercie vivement toute l'équipe de l'accélérateur linéaire, animée par Monsieur ROLLAND, auprès de laquelle nous avons toujours trouvé le meilleur accueil et grâce au dévouement de laquelle nous avons pu compter sur un faisceau stable nuit et jour.

Enfin, qu'il me soit permis d'accorder une attention toute particulière à Madame P. GUGENBERGER, qui mit à ma disposition toute la documentation nécessaire et qui, aidée par Madame D. PATRON, Mesdemoiselles D. ROSSI et E. ZAOUI et Monsieur A. LAMOUREUX, a assuré la présentation matérielle de ce mémoire. Je leur suis très reconnaissant.

- iii -

Table des Matières

•

INTRODUCTION	1
Chapitre I	
I. RAPPELS THEORIQUES	5
I.1. GENERALITES	5
I.2. SECTION EFFICACE DE CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE	7
I.2.1. Définitions	7
I.2.2. La voie d'entrée	9
I.2.3. La région interne	10
I.2.4. La région externe	11
I.2.5. La matrice de collision et la capture potentielle	12
I.2.6. Expressions pratiques de la section efficace de capture	
partielle	14
I.3. DISTRIBUTION DES LARGEURS DE REACTION	16
1.3.1. Justification de la distribution de Porter et Thomas	16
I.3.2. Propriétés de la distribution en χ^2 à $ u$ degrés de liberté	20
I.4. LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES	21
I.4.1. L'émission de rayonnement gamma	21
I.4.1.1. Le champ électromagnétique	21
I.4.1.2. Probabilités de transition	23
I.4.1.3. L'estimation de Blatt et Weisskopf	27
I.4.2. L'extrapolation de la résonance géante	29
I.5. CONCLUSIONS	32

Chapitre II	
II. L'ENREGISTREMENT ET L'ANALYSE DES EXPERIENCES	35
II.1. L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	35
II.1.1. La source de neutrons	35
II.1.2. La méthode du temps-de-vol	37
II.1.3. Le détecteur	38
II.1.3.1. Choix du détecteur	38
II.1.3.2. Performances des détecteurs Ge-Li utilisés à Saclay	40
II.1.4. La chaîne électronique	42
IJ.2. TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES	46
II.3. INTENSITE RELATIVE D'UNE TRANSITION GAMMA	47
II.3.1. Définition	47
II.3.2. Détermination pratique	51
II.3.3. Le problème du seuil expérimental	54
Chapitre III	
III. LE PLATINE	56
III.1. INTRODUCTION	56
III.2. DISTRIBUTION DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES DE ¹⁹⁵ Pt+n	58
III.2.1. Présentation des données	58
III.2.2. Détermination du nombre de degrés de liberté v \ldots	60
III.2.2.1. Méthode du maximum de vraisemblance	60
III.2.2.2. Méthode de Monte Carlo	65

II. LE PLATINE	56
III.1. INTRODUCTION	56
III.2. DISTRIBUTION DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES DE ¹⁹⁵ Pt+n	58
III.2.1. Présentation des données	58
III.2.2. Détermination du nombre de degrés de liberté v \ldots	60
III.2.2.1. Méthode du maximum de vraisemblance	60
III.2.2.2. Méthode de Monte Carlo	65
III.2.2.2.1. Principe	65
III.2.2.2.2. Population mathématique	67
III.2.2.2.3. Constitution des épreuves mathématiques	67
III.2.2.2.4. Meilleure estimation du nombre de degrés de liberté.	68
III.2.2.3. Conclusion	70
III.3. ETUDE DE QUELQUES EFFETS ANNEXES	71
III.3.1. Valeurs moyennes des largeurs radiatives partielles	71
III.3.2. Fluctuation de la largeur radiative totale des résonances 1 ⁻	
de ¹⁹⁵ Pt+n	73

III.3.3. Effet d'interférence pour deux transitions de ¹⁹⁵ Pt+n III.3.4. Spectre thermique du platine	75 78
III.4. SCHEMA DES PREMIERS ETATS EXCITES DE QUELQUES ISOTOPES DU PLATINE III.4.1. ¹⁹⁶ Pt	80 81
III.4.1.1. Aspects théoriques des résonances de ¹⁹⁶ Pt	81 82
III.4.1.3. Analyse du spectre thermique du platine	84
III.4.1.4. Désintégration β de ¹⁹⁰ Au	85 86
III.4.2. Isotopes de nombre de masse impair	87
III.4.2.1. ¹⁹⁵ Pt III.4.2.2. ¹⁹⁵ Pt	87 88
III.4.2.3. 197 Pt	88
$\bot \bot \bot \bot 4 \cdot 2 \cdot 4 \cdot 4$	00

<u>Chapitre IV</u>

IV. LE TUNGSTENE	90
IV.1. INTRODUCTION	90
IV.2. EFFET DE CORRELATION ENTRE LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES	92
IV.2.1. Présentation des données	92
IV.2.2. Résultats	93
IV.3. VALEURS MOYENNES DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES	94
IV.4. SCHEMAS DES ETATS EXCITES DE QUELQUES ISOTOPES DU TUNGSTENE	95
IV.4.1. ¹⁸⁴ W	95
IV.4.2. ¹⁸³ W	97
IV. 4. 3. ¹⁸⁵ W	99
IV.4.4. ^{187} W	99
IV.5. LE SPECTRE THERMIQUE DU TUNGSTENE	99

<u>Chapitre V</u>.

V. L'OR ET LE COBALT	101
V.1. GENERALITES	101
V.2. ETUDE DU NOYAU COMPOSE ¹⁹⁷ Au+n	104
V.2.1. Analyse des spectres de capture	104

V.2.1.1. Introduction	104
V.2.1.2. Etude du spectre thermique	105
V.2.1.3. Etude des spectres de 5 résonances de 197 Au+n	105
V.2.1.4. Etats excités de ¹⁹⁸ Au	107
V.2.2. Recherche de la capture directe	107
V.3. ETUDE DU NOYAU COMPOSE ⁵⁹ Co+n	111
V.3.1. Analyse des spectres de capture	111
V.3.1.1. Introduction	111
V.3.1.2. Etude du spectre thermique	112
V.3.1.3. Etude du spectre de la résonance $J^{\pi}=4^{-}$ à 132 eV	113
V.3.1.4. Etats excités de 60 Co	114
V.3.1.5. Comparaison $(d,p)-(n,\gamma)$	115
V.3.2. Recherche de la capture directe	117

<u>Chapitre VI</u>

VI. L'ETAIN	
VI.1. INTRODUCS	TION
VI.2. ANALYSE L	DES SPECTRE
VI.2.1. Le r	гоуаи сотро
VI.2.2. Le r	поуаи сотро
VI.2.3. Le n	юуаи сотро
VI.2.4. Le n	юуаи сотро
VI.2.5. Le n	юуаи сотро
VI.2.6. Le n	оуаи сотро
VI.3. COMPARAI	SON DE L'I
QUELQUES	ISOTOPES

VI. L'ETAIN	119
VI.1. INTRODUCTION	119
VI.2. ANALYSE DES SPECTRES DES RESONANCES DE L'ETAIN	121
VI.2.1. Le noyau composé ¹¹³ Sn	121
VI.2.2. Le noyau composé ¹¹⁷ Sn	122
VI.2.3. Le noyau composé ¹¹⁸ Sn	123
VI.2.4. Le noyau composé 119 Sn	124
VI.2.5. Le noyau composé 120 Sn \dots	125
VI.2.6. Le noyau composé 125 Sn \dots	125
VI.3. COMPARAISON DE L'INTENSITE DES TRANSITIONS EI et MI DANS	126
QUELQUES ISOTOPES DE L'ETAIN	
CONCLUSIONS	100
REFERENCES	128
IGFERENCED	132
LEGENDES DES FIGURES	149

. ·

Les réactions nucléaires dans lesquelles un nucléon d'énergie inférieure à quelques MeV entre en interaction avec un noyau cible de nombre de masse A ont été décrites qualitativement par N. Bohr en 1936 ⁽¹⁾. Dans ce modèle, basé sur l'hypothèse qu'un noyau est un système de particules soumises à des interactions fortes à courte portée, le processus est supposé se dérouler en deux étapes. La première est la formation d'un noyau composé. Une fois à l'intérieur du noyau cible, la particule incidente, dont le libre parcours moyen est très inférieur aux dimensions nucléaires, subit un très grand nombre de collisions avec les nucléons, avec lesquels elle partage son énergie initiale ; très rapidement elle n'a plus assez d'énergie pour pouvoir s'échapper. Il y a création d'un noyau (A + 1) dans un état excité virtuel d'énergie élevée E_c, égale à la somme de l'énergie initiale de la particule et de son énergie de liaison dans le noyau final. La seconde étape est la désexcitation du noyau composé. N. Bohr admet que les modes de formation et de désexcitation sont indépendants. Le second processus dépend de l'énergie du noyau composé, de son spin et de sa parité, mais non de la façon dont il a été produit. La section efficace de la réaction apparaît sous la forme de résonances (Fig. 1).

CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE DES NEUTRONS DE RESONANCE

INTRODUCTION

Contrairement au modèle à une particule ⁽²⁾, le modèle de Bohr rendait compte des résonances observées dès 1929 par Pose ⁽³⁾ et par Chadwick et al ⁽⁴⁾ dans la réaction (α ,p) sur l'aluminium, dès 1935 par Hafstad et Tuve ⁽⁵⁾ avec des protons incidents et par Fermi et Amaldi ⁽⁶⁾ d'une part et Moon et Tillman ⁽⁷⁾ d'autre part lors de la capture de neutrons lents. Breit et Wigner ⁽⁸⁾ donnèrent la forme de la section efficace au voisinage d'une résonance, par analogie avec la théorie de la dispersion de la lumière par les atomes, bien que cette dernière soit une interaction faible. Bethe et Placzek ⁽⁹⁾ élaborèrent la première théorie formelle des réactions nucléaires basée sur la méthode des perturbations indépendantes du temps. La première théorie rigoureuse, indépendante de toute image physique et de toute approximation mathématique, a été formulée par Kapur et Peierls ⁽¹⁰⁾. Wigner et ses collaborateurs ⁽¹¹⁻¹³⁾ développèrent ensuite le formalisme de la matrice dérivée, encore appelée matrice R ; leur approche présente l'avantage, par rapport à la précédente, de rendre explicite la dépendance de tous les paramètres avec l'énergie. Critiquant le rôle essentiel donné à la matrice R, qui n'a pas de signification physique directe, Humblet et Rosenfeld ⁽¹⁴⁾ orientèrent cette théorie de facon différente.

Le neutron possède, en tant que particule incidente, un rôle privilégié, la barrière coulombienne n'agissant pas sur lui. Ceci permet d'étudier, avec des noyaux moyens et lourds, un grand nombre de résonances isolées de basse énergie (entre quelques eV et quelques dizaines de keV). Les largeurs de ces résonances variant entre 100 meV et 1 eV, les durées de vie correspondantes sont de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-15} seconde, c'est-à-dire grandes devant le temps nécessaire (10^{-22} s) à de tels neutrons pour traverser le noyau, ce qui justifie l'hypothèse du noyau composé. Dans le domaine d'énergie ci-dessus, les réactions de diffusion inélastique et d'émission d'une particule chargée sont énergétiquement impossibles ou très défavorisées par la barrière coulombienne. Les seules réactions observables sont la diffusion élastique, l'émission de rayonnements gamma et le processus de fission. Nous nous intéresserons dans ce travail seulement aux éléments non fissiles et à la capture radiative. Nous étudierons donc les transitions gamma partant de l'état de formation du noyau composé et parvenant à l'état fondamental du noyau final ou à l'un de ses états excités (Fig. 1).

Une résonance est caractérisée par un certain nombre de paramètres : son énergie E, sa largeur totale Γ , somme de la largeur de neutron Γ_n et d'un très grand nombre de largeurs radiatives partielles Γ_{γ_i} , correspondant chacune à l'émission d'un rayon gamma particulier. Elle est enfin caractérisée par son spin J, qui résulte du spin I du noyau cible, du spin intrinsèque du neutron (s = 1/2) et du moment angulaire orbital relatif ℓ . Généralement on a affaire à des ondes S de neutron (l = 0); J prend alors une seule valeur (J = 1/2) ou deux valeurs $(J = I \pm 1/2)$ suivant que I est nul ou non. Cependant, pour les noyaux dont les nombres de masse sont voisins du maximum de la fonction densité S_1 , on peut détecter des ondes p (l = 1). Enfin la parité de la résonance est le produit de la parité du noyau cible, de la parité intrinsèque du neutron (positive) et de la parité orbitale $((-1)^{\ell})$.

Depuis plusieurs années, une étude systématique des propriétés statistiques des paramètres de résonances, induites par des neutrons lents dans des noyaux moyens et lourds, a été entreprise par la méthode du temps-de-vol auprès de l'accélérateur linéaire de Saclay. Les expériences de capture radiative partielle furent les premières réalisées (15), mais des expériences de transmission leur furent bientôt associées ⁽¹⁶⁾. Une expérience de capture partielle présente de multiples intérêts (17,18). Elle offre, d'une façon directe, la possibilité d'une attribution isotopique et d'une détermination du spin des résonances d'un grand nombre de noyaux et se trouve ainsi complémentaire des expériences de transmission. L'examen détaillé des spectres des rayons gamma des résonances permet de déterminer la loi de fluctuation de résonance en résonance de mêmes spin et parité des largeurs radiatives partielles et de rechercher si le processus de capture partielle dans lequel est émis un rayon gamma défini est bien un processus à une seule voie de sortie. Il permet également d'évaluer l'intensité d'une transition individuelle moyennée sur un tel ensemble de résonances afin de trouver sa loi de variation en fonction de son énergie et de comparer les intensités des transitions dipolaires électriques et magnétiques. On peut en outre rechercher un éventuel effet de capture directe. Enfin une telle étude s'avère extrêmement fructueuse pour préciser les schémas des niveaux excités des divers isotopes d'un élément et pour tester les différents modèles théoriques ; dans bien des cas, le spin

des états excités peut être obtenu ; la réaction de capture partielle concurrence souvent avantageusement les réactions (d,p).

Néanmoins, ce type d'expérience fut toujours délicat à mettre en oeuvre et à exploiter, à cause de la mauvaise résolution (de l'ordre de 300 keV à 8 MeV) des cristaux d'iodure de sodium utilisés jusqu'à ces dernières années. L'analyse était limitée aux transitions allant soit directement à l'état fondamental, soit aux tous premiers états excités ; encore fallait-il que ces états soient suffisamment distants. Son domaine d'application en était sérieusement restreint.

Le développement considérable des détecteurs au germanium compensé au lithium durant ces trois dernières années a bouleversé ce domaine de la physique des neutrons, de part leur résolution, vingt fois meilleure que celle des cristaux Nal, de part également leur efficacité non négligeable. Le processus de capture partielle y trouvait une véritable source de jouvence et voyait un très grand nombre de laboratoires lui consacrer une part importante de leur activité. Le groupe Neutron du Département de Physique Nucléaire de Saclay n'est évidemment pas resté insensible à ce nouvel attrait. Il a repris la majeure partie de ses expériences anciennes effectuées avec les cristaux NaI et réalisé de nouvelles études. Une partie des résultats acquis sont condensés dans cet exposé. L'autre partie fera l'objet d'un mémoire futur ⁽¹⁹⁾.

Nous allons maintenant, au cours du chapitre I, présenter les éléments de la théorie formelle des réactions nucléaires dans le cas particulier de la capture radiative partielle et nous verrons comment on est amené à introduire le processus de capture directe. Nous rappelerons ensuite les hypothèses de base qui permettent de décrire, dans le modèle du noyau composé, la distribution d'une largeur quelconque de réaction. Nous résumerons enfin la théorie des rayonnements multipolaires et évaluerons les largeurs radiatives partielles dans le cadre de modèles simples. Ce chapitre nous permettra d'esquisser les grandes lignes de ce mémoire.

I.1 GENERALITES

Chapitre I

RAPPELS THEORIQUES

La théorie des réactions nucléaires formulée par Wigner, Eisenbud et Teichmann (11-13) voit son développement reposer sur la notion de la matrice R. Bien qu'elle soit particulièrement bien adaptée et directement applicable au mécanisme du noyau composé, cette théorie rigoureuse est valable en principe pour tous types de réaction ⁽²⁰⁾. La formation du noyau composé repose, comme nous l'avons déjà signalé, sur le modèle de l'interaction forte. Bien que ce processus expliquera la majeure partie des phénomènes observés dans ce travail, le nucléon incident peut également pénétrer dans le noyau cible et s'y mouvoir librement pendant un certain temps sans former un noyau composé et donner lieu à un mécanisme de réaction directe ⁽²⁰⁻³²⁾. Ce processus peut rendre compte de certaines anomalies rencontrées dans la capture radiative de protons rapides ^(21,29-32), de neutrons rapides ^(23,24,31,32) de neutrons thermiques ^(25,26,28) et de neutrons de résonance ^(23,27). Le formalisme précédent peut être adapté à ce type de réaction (33,34). Il convient alors d'introduire la contribution des niveaux éloignés.

Dans la théorie des réactions nucléaires, l'espace de configuration est divisé en une région interne, dans laquelle les nucléons se trouvent groupés, et une région externe constituée des différentes voies dans lesquelles ils se trouvent séparés en deux groupes indépendants. Cette notion des voies a été étendue aux réactions avec émission d'un photon ⁽²⁰⁾. Chaque voie, qui correspond, dans le modèle du noyau composé, à un mode possible de désexcitation de (40) celui-ci, contribue à la largeur totale de chaque résonance. Porter et Thomas ont élaboré une description statistique rendant compte des fluctuations de réen résonance, sonance de chacune de ces largeurs de réaction partielles. Ils supposent que la distribution d'une telle largeur peut être représentée par une loi en χ^2 à v degré de liberté. Ainsi, il est maintenant bien établi que les largeurs réduites de neutron suivent une loi en χ^2 à un degré de liberté et que les largeurs de fission suivent une loi à quelques degrés de liberté. Le paramètre v semble donc représentatif du nombre de voies ouvertes de la réaction. Si le traitement de Porter et Thomas est appliqué aux transitions primaires qui parviennent directement à l'état fondamental du noyau final, ou à un état excité quelconque, une largeur radiative partielle Γ_{γ_i} , qui correspond à un rayon gamma d'énergie bien définie et, par conséquent, à une seule voie de réaction, devrait fluctuer beaucoup de résonance en résonance si cette distribution correspond à un degré de liberté. Cette loi fut justifiée d'abord par Porter et Thomas (40,41) par l'hypothèse statistique selon laquelle les éléments de matrice de l'opérateur hamiltonien, qui définit les états propres du noyau composé, suivent une distribution normale. Krieger et Porter ⁽⁴²⁾ présentèrent plus récemment une approche plus générale du problème basée sur l'indépendance des niveaux du noyau composé et sur l'invariance de la distribution par rapport à une transformation orthogonale des vecteurs propres de ces niveaux.

Les largeurs radiatives partielles peuvent être évaluées dans le cadre général de la théorie de l'intéraction électromagnétique et de celle plus particulière de l'émission gamma. Celle-ci repose sur la théorie quantique du rayonnement. Les rayonnements gamma émis par un noyau sont classés en multipoles électriques et magnétiques et sont associés à la différence des spins et parités des deux états quantiques impliqués dans la transition. Rappelons qu'ils possèdent un spin intrinsèque égal à l'unité et sont représentés par

un champ vectoriel. La probabilité de transition peut être aisément calculée dans le cas simple où l'émission est supposée due à un seul proton et dans l'approximation justifiée des grandes longueurs d'onde. Elle décroît très rapidement lorsque l'ordre multipolaire augmente et souvent seul intervient le multipôle d'ordre le plus bas compatible avec les lois de convervation. Cependant, une description exacte du processus reste inaccessible, les fonctions d'onde des états nucléaires n'étant pas connues. On peut toutefois obtenir certaines estimations à l'aide de modèles simples. On obtient également des estimations des largeurs partielles à partir des paramètres des résonances géantes El, Ml et E2 qui apparaissent dans les sections efficaces des réactions photonucléaires.

- 7 -

I.2 SECTION EFFICACE DE CAPTURE RADIATIVE PARTIELLE

I.2.1 Définitions.

notations.

Considérons une particule incidente α de spin i tombant sur un noyau cible β de spin i_{β}, le moment angulaire orbital du mouvement relatif étant l. Les deux spins se couplent pour former le spin s de la voie d'entrée c :

te M :

- 6 -

On trouvera un exposé complet de la théorie des réactions nucléaires dans l'article de Lane et Thomas ⁽²⁰⁾. Nous en rappelerons sommairement les lignes générales dans le cas particulier de la capture radiative, en nous inspirant de la publication de Lane et Lynn ⁽²⁷⁾ dont nous reprendrons les

$$\vec{s} = \vec{1}_{\alpha} + \vec{1}_{\beta}$$

lequel se couple avec & pour donner le moment angulaire total J de composan-

$$\vec{J} = \vec{s} + \vec{l}$$

La section efficace exprimant la capture radiative de α par β , avec formation de l'état lié final f, de spin $(J_f^M_f)$ et représenté par la fonction d'onde $|\psi_{fJ_fM_f}\rangle$, prend la forme :

$$\sigma_{\alpha\beta,\gamma f} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J} g_{J} \sum_{s,\ell} | u_{\gamma f,c}^{(J)} |^2$$
(1,1)

où k est le nombre d'ondes du mouvement relatif, g_{I} le facteur statistique :

$$g_{J} = \frac{2J+1}{(2i_{\alpha}+1)(2i_{\beta}+1)}$$
 (I,:)

et $U_{yf,c}^{(J)}$ l'élément de la matrice de diffusion qui, dans le cas d'une transition électromagnétique, s'écrit :

$$U_{Yf,c}^{(J)} = \left(\frac{16\pi}{9\lambda}\right)^{1/2} k_{\gamma}^{3/2} \frac{\langle \psi_{fJf} | |H| | \psi_{EJ}^{\rangle}}{(2J+1)^{1/2}}$$
(I,3)

H représente l'opérateur création d'un photon d'énergie ε_{γ} , de nombre d'ondes k, d'ordre multipolaire L, de projection q. Nous ne nous intéresserons dans ce qui suit qu'à des photons dipolaires (L = 1). L'élément de matrice réduit est défini par :

$$\left(\frac{2J_{f}+1}{2J+1}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{M}+\mathbf{q}=\mathbf{M}_{f}} (\mathbf{J}\mathbf{M}\mathbf{1}\mathbf{q}) J_{f}\mathbf{M}_{f} > \langle \psi_{\mathbf{f}J_{f}}\mathbf{M}_{f}|^{H_{q}} |\psi_{\mathbf{E}J\mathbf{M}}\rangle$$

 ${}^{\langle \psi}_{\text{fJ}_{\text{f}}}M_{\text{f}}|_{H_{q}}|_{\Psi}|_{\text{EJM}}$ est l'élément de matrice de *H* pris entre l'état initial $|\psi_{\text{EJM}}|_{\Phi}$ du système (α + β) d'énergie totale E et de spin (J,M) et l'état final $|\psi_{fJ_fM_f}\rangle$. L'intégration est effectuée sur toutes les coordonnées.

L'élément de matrice (I,3) peut être décomposé en une partie résonnante provenant de la région interne, une partie résonnante provenant de la région des voies et une partie due à la sphère dure :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)} = U_{\gamma f,c}^{(J)} (res, r< R) + U_{\gamma f,c}^{(J)} (res, r> R) + U_{\gamma f,c}^{(J)} (s.d.)$$
 (1,4)

ture directe ou potentielle.

I.2.2 La voie d'entrée. bres quantiques :

Dans cette voie c, la fonction d'onde $|\psi_{F,M}\rangle$ s'écrit :

$$|\psi_{EJM}\rangle = v_{c}^{-1/2} \left[I_{c}(kr) - U_{cc}^{(J)} O_{c}(kr) \right] |\phi_{cJM}\rangle$$
 (1,5)

Dans cette expression, $|\phi_{cJM}\rangle$ résulte du couplage des spins i_a et i_{β} et du moment orbital ℓ et s'exprime à l'aíde des fonctions d'onde de spin de α et β et de la fonction angulaire Y_{ℓ}^{m}/r . La vitesse v_{c} de la voie est reliée au nombre d'ondes k_c et à l'énergie ε_c correspondante par :

$$\varepsilon_{c} = \frac{1}{2} M_{c} v_{c}^{2} = \frac{\pi^{2} k_{c}^{2}}{2M_{c}}$$

M étant la masse réduite.

I et 0 sont les deux solutions linéairement indépendantes de l'équation de Schrödinger radiale, représentant respectivement l'onde entrante et l'onde sortante. $U_{cc}^{(J)}$ est l'élément diagonal de la matrice de collision U, correspondant à l'émission d'une particule matérielle. Dans le cas des résonances isolées (Γ_{χ}/D << 1), on peut montrer que ⁽²⁰⁾:

Après avoir précisé la voie d'entrée, nous aborderons successivement la contribution de la région interne, puis celle de la région externe à $U_{\gamma f,c}^{(J)}$ et nous aurons pour chacune d'entre elles les fonctions d'onde des états initial et final. Nous verrons enfin comment s'introduit le processus de cap-

La voie d'entrée sera complètement définie par l'ensemble des nom-

- 10 -

$$U_{cc}^{(J)} = e^{-2i\phi_{c}} \left| 1 + i \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} \right|$$
(1,6)

 ϕ_c désigne la valeur du déphasage de diffusion par la sphère dure (ϕ_c = - kR pour des neutrons s), E_{λ} et Γ_{λ} l'énergie et la largeur totale du niveau λ , $\Gamma_{\lambda c}$ sa largeur partielle pour la voie c (largeur de diffusion) :

$$\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \equiv (2P_c)^{1/2} \gamma_{\lambda c} \qquad (1,7a)$$

où P_c est le facteur de pénétration directement proportionnel à k_c (36) et $Y_{\lambda c}$ l'amplitude de largeur réduite :

$$\gamma_{\lambda c} = \left[\frac{\pi^2}{2M_c R}\right]^{1/2} \langle \phi_{cJM} | X_{\lambda JM} \rangle$$
 (1,7b)

R est le rayon d'interaction, $|X_{\lambda,TM}\rangle$ la fonction d'onde de l'état composé λ . L'intégration porte sur toutes les coordonnées, sauf sur r que l'on prend égal à R.

I.2.3 La région interne.

Dans la région interne, $|\psi_{EJM}\rangle$ s'écrit, en supposant toujours les résonances isolées :

$$|\Psi_{EJM}\rangle = -i\pi^{1/2} e^{-i\phi_c} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} |X_{\lambda JM}\rangle$$
 (1,8)

En substituant l'équation (I,8) dans l'expression (I,3), on obtient la contribution de la région interne à l'élément de matrice de collision (I,4) :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}(r < R) = -ie^{-i\phi_c} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda \gamma f}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}}$$
(1,9)

où la largeur radiative partielle est définie par :

$$\Gamma_{\lambda\gamma f}^{1/2} = \left(\frac{16}{9}\right)^{1/2} k_{\gamma}^{3/2} \frac{\langle \psi_{fJf} | |H| | \mathbf{x}_{\lambda J} \rangle}{(2J+1)^{1/2}}$$
(1,10)

l'intégration étant restreinte à r < R.

I.2.4 La région externe.

La région externe de l'espace de configuration contribue également à l'élément de matrice $U_{\gamma f,c}^{(J)}$ pour une transition électromagnétique ^(20,37). La fonction d'onde $|\psi_{EJM}\rangle$ de l'état initial est donnée par l'expression (I,5). La contribution du second terme de $U_{cc}^{(J)}$ est analogue à (1,9) :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}$$
 (r >

Le terme $\delta \Gamma_{\lambda\gamma f}^{1/2}$ est défini par une expression identique à (I,10), à cela près que l'intégrale porte maintenant sur r > R et que $|X_{\lambda JM}^{}$ > est maintenant généralisée à la voie c où elle devient l'onde sortante $|X_{\lambda JM}\rangle$ définie de façon que :

$$\langle \mathbf{r} | X_{\lambda \mathbf{J}}$$

$$|\psi_{\mathbf{fJ}_{\mathbf{f}}\mathbf{M}_{\mathbf{f}}}\rangle = \left(\frac{2}{R}\right)^{1/2} \theta_{\mathbf{f}\mathbf{c}_{\mathbf{f}}} \frac{O_{\mathbf{c}_{\mathbf{f}}}(\mathbf{k}_{\mathbf{f}}\mathbf{r})}{O_{\mathbf{c}_{\mathbf{f}}}(\mathbf{k}_{\mathbf{f}}R)} |\phi_{\mathbf{c}_{\mathbf{f}}}\mathbf{J}_{\mathbf{f}}\mathbf{M}_{\mathbf{f}}\rangle$$
(1,12)

où s'introduit l'amplitude de largeur réduite sans dimension :

lors :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}(s.d.) = \left(\frac{16\pi}{9\hbar\nu}\right)^{1/2} k_{\gamma}^{3/2} \sum_{c_{f}}^{\theta} \epsilon_{f} \frac{\langle r\phi_{c_{f}}J_{f}}||H||r\phi_{cJ}\rangle}{(2J+1)^{1/2}} 2ik_{c}R^{5/2}eI_{s.d.} (I,14)$$

$$R) = -ie^{-i\phi_{c}} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \delta \Gamma_{\lambda \gamma f}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} . \qquad (I, 11)$$

$$\mathbf{M}^{>} = \frac{\frac{R O_{c}(\mathbf{kr})}{r O_{c}(\mathbf{kr})} \left\{ \langle \mathbf{r} | \mathbf{X}_{\lambda \mathbf{JM}} \rangle \right\}_{\mathbf{r}=\mathbf{R}}$$

Pour évaluer la contribution du premier terme de (I,6), c'est-àdire de la sphère dure, Lane et Lynn ⁽²⁷⁾ explicitent la fonction d'onde de l'état final f dans la voie $c_f \equiv \{\alpha \ \beta \ s_f \ \ell_f \ J_f \ M_f\}$:

$$\theta_{fc_{f}} = \gamma_{fc_{f}} \left(\frac{\pi^{2}}{M_{c}R^{2}}\right)^{-1/2}$$
(1,13)

et où k_f désigne le nombre d'ondes correspondant à l'énergie de liaison ε_f de α et β dans l'état f. Cette quantité est égale à l si le niveau f est un état pur de particules indépendantes. La contribution de la sphère dure s'écrit a-

$$ff = \overline{er} \qquad H = Y_1^q(\Omega)$$

I est une intégrale sans dimension correspondant à la diffusion par la sphère dure :

$$I_{s.d.} = \frac{\sqrt{2}}{R^3 e} \int \frac{O_{c_f}^{(k_f r)}}{O_{c_f}^{(k_f R)}} h y_{s.d.}(r) r dr \qquad (I,15)$$

où y s.d. est la projection sur $|\psi_{E,JM}\rangle$ de la fonction d'onde de la sphère dure :

$$y_{s.d.} = \frac{1}{2k_f} (I_c - e^{-2i\phi_c} 0_c)$$

I.2.5 La matrice de collision et la capture potentielle.

Il apparaît, à partir de (I,9) et (I,11), que les deux premiers termes de l'élément de matrice de collision (I,4) sont de formes identiques. Ils peuvent donc être regroupés pour former la partie résonnante totale :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}(r \in s.) = U_{\gamma f,c}^{(J)}(r < R) + U_{\gamma f,c}^{(J)}(r > R)$$

= $-ie^{-i\phi_c} \sum_{\lambda} \frac{\frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2}(\Gamma_{\lambda \gamma f}^{1/2} + \delta\Gamma_{\lambda \gamma f}^{1/2})}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} .$ (I,16)

La somme précédente portant sur les λ peut être scindée en deux termes, le premier tenant compte uniquement des niveaux λ voisins de l'énergie E et rendant compte des résonances observées autour de E, le second des résonances lointaines et de leurs contributions résiduelles :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}(res.) = U_{\gamma f,c}^{(J)}(res. loc.) + U_{\gamma f,c}^{(J)}(res. resid.)$$
 . (I,17)

Les contributions des régions interne et externe aux résonances locales peuvent être séparées :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}(rés. loc.) = U_{\gamma f,c}^{(J)}(rés. loc., r < R) + U_{\gamma f,c}^{(J)}(rés. loc., r > R).$$
(1.18)

Enfin, nous regrouperons les termes relatifs à la sphère dure et aux résonances éloignées pour définir l'élément de matrice de collision dû à ce que nous appelerons la capture potentielle ou directe :

$$U_{\gamma f,c}^{(J)}(pot.) = U_{\gamma f,c}^{(J)}$$

$$U_{\gamma f,c}^{(J)} = U_{\gamma f,c}^{(J)}(rés. loc.) + U_{\gamma f,c}^{(J)}(pot.)$$
 (I,20)

Examinons maintenant l'importance relative des différents termes de $U_{\gamma f,c}^{(J)}$ intervenant dans les expressions 14 à 19. Lane et Lynn ont montré que, dans des conditions très favorables, les contributions de la région externe peuvent devenir non négligeables. Le terme U(rés. loc., r > R) peut excéder le terme U(rés. loc., r < R) pour un noyau de nombre de masse de l'ordre de 200 et une énergie ε_{f} de l'ordre de 5 MeV, si l'état final est un état pur à une particule et si la largeur de neutron de la résonance λ est égale à la valeur moyenne. Dans les mêmes conditions, la valeur de U(s.d.) peut dépasser U(rés. loc.,r < R) entre résonances. Enfin le terme U(s.d.) peut devenir supérieur à U(rés. loc.,r > R) entre résonances, dans les régions où les niveaux λ ont des largeurs de neutrons inférieures à la moyenne.

$$J_{\gamma f,c}^{(J)}(s.d.) + U_{\gamma f,c}^{(J)}(rés. résid.)$$
 . (I,19)

L'élément de matrice de collision totale s'écrira donc :

Jusqu'ici la théorie est indépendante de tout modèle. Cependant, pour évaluer le rôle de U(rés. résid.), il faut en choisir un. Si l'on prend le modèle à interaction forte, les niveaux éloignés ne jouent aucun rôle, les éléments de matrice $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ et $\Gamma_{\lambda \gamma f}^{1/2}$ ayant des signes distribués au hasard et la fonction densité étant indépendante de l'énergie. La capture potentielle est uniquement due à la sphère dure. En fait, l'interaction nucléaire n'est certainement pas aussi forte que le stipule le modèle précédent et ceci - 14 -

a conduit Lane, Thomas et Wigner ⁽³⁵⁾ à introduire un modèle intermédiaire entre le précédent et le modèle à particule indépendante. Les fonctions propres $|X_{\lambda IM}\rangle$ du système total (α + β) sont alors développées sur une base complète formée par les fonctions d'onde internes de α et β et celles décrivant le mouvement de α dans le potentiel moyen complexe V + iW entre α et β . Rappelons que, dans cette image, un état à une particule s'étend sur un intervalle d'énergie dépendant de W, mais suffisamment étroit pour rester isolé et pour que la fonction densité se présente sous la forme de résonances de largeur W pour chaque état à une particule. Lane et Lynn ont alors montré que la contribution des niveaux λ éloignés, provenant aussi bien de la région interne que de la région externe, pouvait être obtenue en calculant la partie réelle de la fonction d'onde ψ_{V+iW} de la particule dans le potentiel V + iW. L'élément de matrice de collision U(pot.) est alors donné par une expression identique à (I,14) dans laquelle l'intégrale I est remplacée par la partie réelle d'une intégrale I_{V+iW} analogue à I_{s.d.} où y_{s.d.} se trouve remplacé par Re (ψ_{V+iW}) . Les auteurs ont montré que Re (I_{V+iW}) est environ 1,5 fois plus grand que I pour des transitions El et environ 0,4 fois plus faible pour des transitions M1.

Plus récemment, Brown ⁽³⁰⁾ et Clément, Lane et Rook ⁽³¹⁾ ont, en plus de la capture directe, introduit une capture semi-directe ou collective. Cependant, si ce processus intervient quantitativement quelle que soit l'énergie, il est qualitativement négligeable dans le domaine des neutrons de résonances (32).

1.2.6 Expressions pratiques de la section efficace de capture partielle.

Cette section efficace s'écrira donc finalement d'après (I,1) et (1,20) :

$$\sigma_{\alpha\beta,\gamma f} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J} g_J \sum_{\gamma f,c} |U_{\gamma f,c}^{(J)}(\text{pot.}) + U_{\gamma f,c}^{(J)}(\text{rés. loc.})|^2 \quad . \quad (I,21)$$

Nous lui donnerons une forme simplifiée convenant mieux aux calculs numériques. On regroupera d'abord les amplitudes $\Gamma_{\lambda\gamma f}^{1/2}$ et $\delta\Gamma_{\lambda\gamma f}^{1/2}$ sous le symbo-le $\Gamma_{\lambda\gamma f}^{1/2}$. Dans sa forme initiale (I,7), $\Gamma_{\lambda}^{1/2}$ dépend linéairement de k, c'est-à-

et la section efficace maximale :

$$\sigma_{o\lambda} = \frac{4\pi}{k_{\lambda}^{2}} \frac{g_{J}\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda}} = \frac{2.6 \times 10^{6}}{\varepsilon_{\lambda}} \frac{g_{J}\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda}}$$
(1,23)

et en introduisant enfin l'amplitude de capture directe afj à l eV, il vient :

soit, en développant :

$$\sigma_{\alpha\beta,\gamma f} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_c}} \sum_{J \le \ell} \left[a_{fJ}^2 + \sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda f}^2}{1 + x_{\lambda}^2} + 2a_{fJ} \sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda f} x_{\lambda}}{1 + x_{\lambda}^2} + 2\sum_{\lambda < \mu} \frac{b_{\lambda f} b_{\mu f} (1 + x_{\lambda} x_{\mu})}{(1 + x_{\lambda}^2)(1 + x_{\mu}^2)} \right].$$
Le premier terme du crochet représente la section efficace de capture re directe. Le second est une somme d'expressions de Breit et Wigner à un niveau. Le troisième traduit l'interférence entre la capture potentielle et la capture résonnante. Le dernier représente l'interférence entre résonances de mêmes spin et parité pour la transition vers l'état final f.

- 15 -

dire de $e^{1/2}$; cette amplitude sera désormais prise à l'énergie ε_1 de la résonance λ , comme il est d'usage. Nous introduirons en outre le paramètre :

$$= \frac{E_{\lambda} - E}{\Gamma_{\lambda}/2} = \frac{\epsilon_{\lambda} - \epsilon_{c}}{\Gamma_{\lambda}/2}$$
(1,22)

 σ_{α} étant exprimé en barn et ε_{λ} en eV. En posant d'autre part :

$$f = \left(\sigma_{o\lambda} \varepsilon_{\lambda}^{1/2} \frac{\Gamma_{\lambda\gamma}f}{\Gamma_{\lambda}}\right)^{1/2}$$
(1,24)

$$= \frac{1}{\sqrt{\epsilon_c}} \sum_{\mathbf{J} \le \boldsymbol{\ell}} \left| \mathbf{a}_{\mathbf{f} \mathbf{J}} + \sum_{\boldsymbol{\lambda}} \frac{\mathbf{b}_{\boldsymbol{\lambda} \mathbf{f}}}{\mathbf{x}_{\boldsymbol{\lambda}} - \mathbf{i}} \right|^2$$
(I,25)

Nous supposerons pour simplifier que l'on a affaire à des neutrons incidents s (l = 0), ce qui supprime les sommations sur s et l. En outre, le paramètre $b_{\lambda f}$ contient explicitement (cf éqs. 1,23 et 1,24) le facteur statistique et par conséquent le spin J de la résonance λ . La sommation sur λ con-

cerne les niveaux de même spin J. Il est évidemment commode de ne conserver que cette sommation. Cela est possible si λ désigne désormais un niveau ayant un spin J quelconque. Mais l'interférence entre largeurs radiatives partielles n'ayant lieu qu'entre résonances de même spin, il est nécessaire d'introduire le symbole de Krönecker $\delta_{J_{\lambda}J_{\lambda}}$ dans le terme croisé correspondant. On aboutit ainsi à l'expression finale suivante :

$$\sigma_{n\gamma f} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}_{c}} \left[a_{f}^{2} + \sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda f}^{2}}{1 + x_{\lambda}^{2}} + 2a_{f} \sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda f} x_{\lambda}}{1 + x_{\lambda}^{2}} + 2\sum_{\lambda < \mu} \delta_{J_{\lambda} J_{\mu}} \frac{b_{\lambda f} b_{\mu f} (1 + x_{\lambda} x_{\mu})}{(1 + x_{\lambda}^{2})(1 + x_{\mu}^{2})} \right]$$
(I,27)

Lorsque la capture directe est négligeable, comme c'est généralement le cas, l'expression (I,27) se simplifie et seule intervient l'interférence entre résonances :

$$\sigma_{n\gamma f} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_c}} \left[\sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda f}^2}{1 + x_{\lambda}^2} + 2 \sum_{\lambda < \mu} \delta_{J_{\lambda} J_{\mu}} \frac{b_{\lambda f} b_{\mu f} (1 + x_{\lambda} x_{\mu})}{(1 + x_{\lambda}^2) (1 + x_{\mu}^2)} \right] . \qquad (I,28)$$

•

Les amplitudes b_{if}, qui dépend explicitement des paramètres de la résonance λ , et a_{$\lambda f} sont directement accessibles par l'expérience.</sub>$

I.3 DISTRIBUTION DES LARGEURS DE REACTION

I.3.1 Justification de la distribution de Porter et Thomas.

Chaque voie de sortie c'correspond à un mode défini de désexcitation du noyau composé et contribue à l'amplitude de largeur totale γ_{χ} de chaque résonance λ par l'amplitude partielle $\gamma_{\lambda c}$. Cette dernière est donnée soit par l'expression (I,7b) s'il s'agit du processus de diffusion, soit par (I,10) s'il s'agit de l'émission d'un photon.

Considérons, avec Krieger et Porter ⁽⁴²⁾, une série de niveaux λ = 1, 2, ... du noyau composé et de voies c', c", ..., ainsi que la distribution conjointe des $\gamma_{\lambda c}$:

 $P({\gamma_{\lambda c}}) = P(\gamma_{1c})$

Les auteurs font deux hypothèses concernant P. Ils supposent d'abord que P est indépendante des niveaux λ , c'est-à-dire qu'elle peut se mettre sous la forme d'un produit de fonctions $f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c}, \dots)$, chacune d'entre elles correspondant à un niveau λ et étant normalisée. On peut donc écrire, pour des voies c', c" de même symétrie, c'est-à-dire ayant un même moment angulaire total J, une même projection M de J sur l'axe de quantification et une même parité π :

$$P_{JM\pi}(\{\gamma_{\lambda c},\}) = \prod_{\lambda} f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c}, \ldots) \qquad (1,30)$$

Les voies de symétrie différentes ne sont pas couplées. En considérant une seule voie c', la distribution conjointe s'écrit :

Krieger et Porter supposent en outre que P est invariant dans une transformation orthogonale des fonctions propres $|X_{\lambda JM}\rangle$ de mêmes spin et parité du noyau composé. A cause de la relation existant entre $\gamma_{\lambda c}$, et $|X_{\lambda JM}\rangle$, ceci équivaut à une transformation orthogonale des $\gamma_{\lambda c}$, relatives à la voie c'. Il en résulte que tout f_{λ} satisfait à :

$$f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c})$$

avec

$$(Y_{1c}, Y_{1c}, Y_{1c}, \dots, Y_{2c}, Y_{2c}, \dots)$$
 (1,29)

$$..) = \int P_{JM\pi}(\{\gamma_{\lambda c},\}) d\gamma_{1c} d\gamma_{2c} d\gamma_{1c} d\gamma_{2c} d\gamma_{1c} d\gamma_{2c} d\gamma_{1c} d\gamma_{2c} d\gamma_{1c} d\gamma_{1c} d\gamma_{2c} d\gamma_{1c} d\gamma_{1c}$$

les f_{λ} étant des intégrales sur les variables restantes.

=
$$(2\pi < \gamma_c^2, >)^{-1/2} \exp(-\gamma_{\lambda c}^2, /2 < \gamma_c^2, >)$$
 (1,32)

$$\langle \gamma_{\lambda c}^{2} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{\lambda c}^{2} f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c}) d\gamma_{\lambda c}$$

La distribution conjointe des amplitudes correspondant à la voie c' s'écrit alors :

$$P_{c'}(\gamma_{1c'}, \gamma_{2c'}, ...) = cte exp[-(\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda c'}^{2})/2 < \gamma_{c'}^{2}]$$
 (1,33)

ce qui établit la distribution de Porter et Thomas ⁽⁴⁰⁾.

D'une manière analogue, on peut définir la distribution conjointe des amplitudes de largeurs réduites correspondant à deux voies c'et c" par :

$$P_{c'c''}(\gamma_{1c'}, \gamma_{2c'}, \dots, \gamma_{1c''}, \gamma_{2c''}, \dots) = \int P(\{\gamma_{c'c''}\}) d\gamma_{1c'''} d\gamma_{2c'''} \dots$$
$$= \prod_{\lambda} f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c'}, \gamma_{\lambda c''}) \quad . \quad (I,34)$$

En appliquant l'hypothèse d'invariance à P

$$f_{\lambda}(\gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda c}) = \frac{|\mathbf{M}|^{1/2}}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}(\gamma_{\lambda}, \mathbf{M}\gamma_{\lambda})\right]$$
(1,35)

où γ_{λ} est un vecteur à deux composantes, M une matrice 2 \times 2 symétrique et réelle et |M| son déterminant. P_{c'c"} s'écrit :

$$P_{c'c''} = \prod_{\lambda} \frac{|\mathbf{M}|^{1/2}}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2} (\gamma_{\lambda}, \mathbf{M}\gamma_{\lambda})\right] \qquad (1,36)$$

A moins que M soit diagonale, la distribution P_{c'c}" dépend des deux voies c'et c". Une corrélation peut donc exister entre les deux voies. Notons qu'une telle corrélation ne prend jour que dans la distribution à deux voies. mais n'est pas contenue dans la distribution à une voie (I,32).

Krieger et Porter ⁽⁴²⁾ ont généralisé ces notions à un nombre quelconque m de voies :

$$P_{c'c''c'''} = \prod_{\lambda} \frac{|M|^{1/2}}{(2\pi)^{m/2}} \exp\left[-\frac{1}{2} (\gamma_{\lambda}, M\gamma_{\lambda})\right]$$
(1,37)

où M est une matrice m × m symétrique et réelle. On peut alors voir que :

$$\langle \gamma_{\lambda c}^{2} \rangle = \langle \gamma_{c}^{2} \rangle = \frac{1}{|M|} \frac{\partial}{\partial M_{c'c'}} |M|$$
 indépendant de λ

$$\langle \gamma_{\lambda c}, \gamma_{\mu c''} \rangle = \delta_{\lambda \mu} \frac{1}{2|M|} \frac{\partial}{\partial M_{c'c''}} |M|$$

$$C_{c'c''} = \frac{\langle \gamma_{\lambda c'} \gamma_{\lambda c''} \rangle}{(\langle \gamma_{c'}^2 \rangle \langle \gamma_{c''}^2 \rangle)^{1/2}} = -\frac{M_{c'c''}}{(M_{c'c'}M_{c''c''})^{1/2}}$$

Le coefficient de corrélation des largeurs réduites $\gamma_{\lambda c}^2$, et $\gamma_{\lambda c''}^2$

s'en déduit :

$$r_{c'c''} = \frac{1}{\left[\left(<\gamma_{\lambda}^{4}\right)\right]}$$

réaction partielles.

positif.

De ces relations, on peut déduire le coefficient de corrélation entre les amplitudes $\gamma_{\lambda c}$, et $\gamma_{\lambda c''}$ correspondant à deux voies c' et c'' :

$$\frac{\langle \gamma_{\lambda c}^{2}, \gamma_{\lambda c}^{2},$$

Il est donc essentiellement positif. Un tel coefficient de corrélation peut être calculé à partir de la mesure expérimentale des largeurs de

Ullah ⁽⁴³⁾ a étendu les considérations précédentes aux transformations simplement unitaires. Il a également été conduit à un coefficient r

Notons que les notions exposées ci-dessus ne constituent en aucun cas un fondement théorique rigoureux de la distribution en χ^2 . Il ne s'agit que d'arguments qui la rendent raisonnable et plausible.

I.3.2 Propriétés de la distribution en χ^2 à v degrés de liberté.

Cette distribution prend la forme :

$$P(\mathbf{x}_{\lambda c}, \rho) d\mathbf{x}_{\lambda c'} = \frac{1}{\Gamma(\rho)} (\rho \mathbf{x}_{\lambda c'})^{\rho-1} e^{-\rho \mathbf{x}_{\lambda c'}} d\mathbf{x}_{\lambda c'}$$
(1,39)

où $x_{\lambda c}$, est une variable réduite désignant le rapport de la largeur de la i^{ème} résonance à la valeur moyenne des largeurs de l'échantillon considéré :

$$\mathbf{x}_{\lambda \mathbf{c}} \stackrel{\cong}{=} \Gamma_{\lambda \mathbf{c}} \stackrel{/<\Gamma}{}_{\lambda \mathbf{c}} \stackrel{>}{\to} (\mathbf{I}, 40)$$

 $\Gamma(\rho)$ est la fonction gamma de la variable $\rho = \nu/2$ et sert à normer l'aire sous la courbe $P(x_{\nu,\rho}^{\prime},\rho)$. Lorsque $\nu = 1$, la distribution s'écrit :

$$P(x_{\lambda c}^{}, \rho) = (2\pi)^{-1/2} x_{\lambda c}^{-1/2} e^{-x_{\lambda c}^{}/2}$$
(1,41)

et est appelée distribution de Porter et Thomas. Pour v = 2, $P(x_{\lambda c}^{\prime}, \rho)$ devient une exponentielle.

A partir de l'expression (I,39) de $P(x_{\lambda c}^{\prime},\rho)$ on obtient aisément pour la valeur moyenne de $x_{\lambda c}$:

$$\langle \mathbf{x}_{\lambda c} \rangle = \int_{0}^{\infty} \mathbf{x}_{\lambda c} P(\mathbf{x}_{\lambda c}, \rho) d\mathbf{x}_{\lambda c} = 1$$

et pour la variance de x₁₀, :

var
$$x_{\lambda c}^{\dagger} = \langle x_{\lambda c}^{2} \rangle - \langle x_{\lambda c}^{\dagger} \rangle^{2} = \rho^{-1}$$
 (1,42)

Le paramètre p caractérise donc la largeur de la distribution : cette dernière sera d'autant plus étroite que p sera plus grand. La figure 2 donne l'allure de P($x_{\lambda c}$) pour différentes valeurs de v. Pour v = 1, la distribution prend la forme (I,41) et tend vers l'infini lorsque x; tend vers zéro. Pour $v \ge 2$, les différentes courbes présentent un maximum pour :

$$x_{\lambda c'}^{(p)} = 1 - \rho^{-1}$$

qui est la valeur la plus probable de la distribution. Lorsque $v \rightarrow \infty$, P(x₁₀) tend vers la fonction δ de Dirac en $x_{\lambda c}$ = 1.

Il est intéressant d'examiner les distributions et les variances de la somme Γ_{λ} et de la moyenne $\overline{\Gamma}_{\lambda c}$, de n largeurs partielles $\Gamma_{\lambda c}$. En supposant que ces dernières suivent chacune une loi en χ^2 à v degrés de liberté et ont des valeurs moyennes $\langle \Gamma_{\lambda c} \rangle$ identiques, Γ et $\overline{\Gamma}_{\lambda c}$, suivront chacune une loi en χ^2 à nv degrés de liberté. Leurs variances s'écrivent :

v.

var

I.4 LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES

des chapitres suivants.

Nous verrons également comment la résonance géante qui apparaît dans la section efficace des réactions photonucléaires permet d'obtenir une estimation des intensités des rayonnements dipolaires électrique et magnétique et quadrupolaire électrique.

I.4.1 Théorie multipolaire du rayonnement électromagnétique.

ar
$$\Gamma_{\lambda} = \frac{1}{n\rho} < \Gamma_{\lambda}^{2}$$
 (1,43)

$$\overline{\Gamma}_{\lambda c'} = \frac{1}{n\rho} \langle \Gamma_{\lambda c'} \rangle^2 . \qquad (1,44)$$

La théorie du rayonnement multipolaire a été développée dans un grand nombre de publications (44-50) et étendue à l'émission gamma par Moszkowski ^(51,54,56), Weisskopf ^(52,53) et Rose ⁽⁵⁵⁾. Elle permet de calculer les probabilités des transitions gamma et des largeurs radiatives partielles. Il n'est évidemment pas dans notre esprit d'en faire ici une étude détaillée, mais simplement de rappeler les éléments essentiels à l'intelligence

I.4.1.1 Le champ électromagnétique (50,54,55). Le champ électromagnétique peut être décrit par un potentiel vecteur $\overrightarrow{A}(\overrightarrow{r},t)$ et un potentiel scalaire $\phi(\vec{r},t)$. Le premier satisfait dans le vide l'équation de propagation :

$$\Box \vec{A} = \Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0 \quad . \tag{1,45}$$

Les potentiels \vec{A} et ϕ ne sont pas complètement déterminés. On peut lever cet arbitraire en imposant la condition suivante, dite jauge de Coulomb ⁽⁴²⁾:

$$\operatorname{div} \vec{A} = 0 \tag{I,46}$$

qui laisse invariants les champs électriques \vec{E} et \vec{H} et qui exprime la transversalité de \vec{A} .

Le potentiel vecteur À peut être développé en une combinaison linéaire d'ondes sphériques solutions des équations (I,45) et (I,46) et associées à des états de moment angulaire déterminé :

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \sum_{\lambda} \left[q_{\lambda}(t) \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) + q_{\lambda}^{*}(t) \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) \right]$$
(1,47)

où l'indice λ symbolise les nombres quantiques de chaque onde. Les amplitudes q_{λ} et q_{λ}^{\bullet} satisfont l'équation de l'oscillateur harmonique. Elles sont reliées aux opérateurs de création et d'annihilation d'un photon et leurs éléments de matrice, pris entre un état initial contenant N_i photons dans l'état λ et un état final contenant N_f photons dans l'état λ , s'écrivent ⁽⁵⁶⁾:

où ω_{λ} est la fréquence ck_{λ} du rayonnement.

Le moment angulaire total \vec{L} du photon résulte du couplage de son moment angulaire orbital \vec{l} et de son spin intrinsèque \vec{s} (s = 1). On est alors conduit à prendre, pour chaque couple (L,M), les deux solutions linéairement indépendantes ⁽⁵⁵⁾:

$$\vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) = \xi J_{L+1}(k_{\lambda}r) Y_{L,L+1}^{M}(\theta,\phi) + \zeta J_{L-1}(k_{\lambda}r) Y_{L,L-1}^{M}(\theta,\phi)$$

$$\vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) = \eta J_{L}(k_{\lambda}r) Y_{L,L}^{M}(\theta,\phi)$$
(I,49)

où les Y sont les harmoniques sphériques vectoriels ⁽⁵³⁻⁵⁷⁾. $Y_{L,L+1}^{M}$ et $Y_{L,L-1}^{M}$ ont la parité (-1)^{L+1} et $Y_{L,L}^{M}$ la parité (-1)^L. Il est usuel ⁽⁵⁵⁾ de définir la parité d'un multipôle par la parité de \vec{H} . Par définition on dit que l'on a affaire à un multipôle magnétique si la parité de \vec{H} est (-1)^L et à un multipôle électrique si la parité de \vec{H} est (-1)^{L+1}. Le potentiel vecteur d'un multipôle électrique, de parité (-1)^{L+1}, et celui d'un multipole magnétique de parité (-1)^L, s'expriment respectivement par ⁽⁵⁵⁾:

avec

Les solutions
$$\vec{A}_{LM}^{\alpha}$$

I.4.1.2 <u>Probabilités de transition</u> (56,58). Nous supposerons que l'émission spontanée du rayonnement est due à un proton qui se meut dans le potentiel central $V(\vec{r})$ dû aux autres nucleons (modèle à particule indépendante).L'hamiltonien d'interaction est donné au premier ordre par (50):

$$H(\vec{A}) = -\frac{e}{mc} \frac{\vec{pA} + \vec{Ap}}{2} - \mu \frac{eh}{mc} \vec{\sigma H}$$
(I,51)

(1,50)

$$C_L k^{-1} \text{ rot } \vec{L} u_{LM}$$

= $iC_L \vec{L} u_{LM}$

$$J_{L}(kr) Y_{LM}(\theta,\phi)$$

sont vecteurs propres de \vec{L} .

où m est la masse du proton, $\dot{\vec{p}}$ son opérateur quantité de mouvement, $\mu e\hbar/2mc$ son moment magnétique et $\vec{\sigma}$ son spin. La probabilité de transition entre l'état initial i et l'état final f s'écrit :

$$T_{i \to f} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H(\vec{A}) | i \rangle \right|^2 \rho_f$$
 (1,52)

où ρ_f représente le nombre d'états finals possibles par unité d'énergie.

L'état initial contient un proton dans l'état $|n_i \ell_j m_i^{*}| = t$ aucun photon ; l'état final contient un proton dans l'état $|n_f \ell_f j_f m_f^{>}$ et un photon dans l'état λ . Les relations (I,47) et (I,48) montrent que :

$${}^{<\mathbf{n}}_{\mathbf{f}}{}^{\ell}_{\mathbf{f}}{}^{\mathbf{f}}_{\mathbf{f}}{}^{\mathbf{m}}_{\mathbf{f}}{}^{,\mathbf{l}}_{\lambda} | \mathcal{H}(\vec{A}) | \mathbf{n}_{i}{}^{\ell}_{i}{}^{j}_{i}{}^{\mathbf{m}}_{i}{}^{,0} = \left[\frac{\hbar}{2\omega}\right]^{1/2} {}^{<\mathbf{n}}_{\mathbf{f}}{}^{\ell}_{\mathbf{f}}{}^{j}_{\mathbf{f}}{}^{\mathbf{m}}_{\mathbf{f}} | \mathcal{H}(\vec{A}_{\mathrm{LM}}) | \mathbf{n}_{i}{}^{\ell}_{i}{}^{j}_{i}{}^{\mathbf{m}}_{i}{}^{>} .$$
 (I,53)

Les expressions (I,51), (I,52) et (I,53) permettent d'écrire :

$$T_{i \rightarrow f} = \frac{R}{\hbar i \omega} \left| \langle n_f \ell_f j_f m_f | H(\tilde{A}_{LM}) | n_i \ell_i j_i m_i \rangle \right|^2$$
(1,54)

et les expressions (I,50) et (I,51) :

$$(\vec{A}_{LM}^{e1.+}) = -\frac{C_{L}e}{m\omega} \vec{p} (\operatorname{rot} \vec{L} u_{LM})^{*} - \frac{C_{L}\mu e\hbar}{2mc^{2}} \vec{\omega \sigma} (\vec{L} u_{LM})^{*}$$

$$(\vec{A}_{LM}^{magn.+}) = \frac{C_{L}ie}{mc} \vec{p} (\vec{L} u_{LM})^{*} + \frac{C_{L}i\mu e\hbar}{2mc} \vec{\sigma} (\operatorname{rot} \vec{L} u_{LM})^{*} .$$

$$(1,55)$$

En supposant que le rayon R du noyau est petit devant la longueur d'onde du rayonnement ($\omega R/c \ll 1$), on peut montrer que (56) :

$$T_{i \to f}^{(\alpha LM)} = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} | \langle n_f \ell_f j_f^m f | M_{LM}^{\sigma} | n_i \ell_i j_i^m \rangle |^2 \qquad (1,56)$$

 $M_{\rm LM}^{\rm \acute{e}1} = {\rm er}^{\rm L} {\rm Y}_{\rm LM}^{*} M_{\rm LM}^{\rm magn.} = \frac{e\hbar}{mc} \frac{L}{L+1} \left[gr\right]$

où

 $M_{LM}^{\acute{el.}}$ et $M_{LM}^{magn.}$ sont respectivement les opérateurs multipolaires électrique et magnétique. Ils se comportent comme deux tenseurs irréductibles d'ordre L et de parité respective (-1)^L et (-1)^{L+1}. Ils s'annulent sauf si L satisfait à :

égale à $m_i - m_f$.

conservation de la parité exige que :

$$\Delta \pi = \pi / \pi f =$$

quelconque de l'état final, nous obtenons (53,56) :

$$T_{i \rightarrow f}^{(\alpha L)} =$$

- 24 -

- 25 -

$$\frac{i\mu e\hbar\omega}{2mc^{2}} (L + 1)^{-1} \vec{\sigma} \times \vec{r} [grad(r^{L} Y_{LM})]^{*}$$

$$(I,57)$$

$$grad(r^{L} Y_{LM})]^{*} + \frac{e\hbar}{2mc} \mu \vec{\sigma} [grad(r^{L} Y_{LM})]^{*} \cdot$$

$$|j_i - j_f| \leq L \leq j_i + j_f$$
 (1,58)

La nature transversale de l'onde électromagnétique entraîne que les transitions $0 \rightarrow 0$ sont absolument interdites. La composante M est en outre

Enfin, si ", et ", sont les parités des états initial et final, la

= (-1)^L pour un rayonnement électrique = (-1)^{L+1} pour un rayonnement magnétique.

Si le noyau n'est pas polarisé dans son état initial et si nous désirons seulement connaître la probabilité de transition pour une orientation

$$\frac{1}{2j_i + 1} \sum_{m_i m_f M} T_{i \to f}^{(\alpha LM)}$$
 (1,59)

L'analyse tensorielle et l'algèbre de Racah permettent de donner à cette expression une forme particulièrement simple ⁽⁵⁸⁾. On obtient les relations suivantes, pour un multipôle électrique :

$$T_{i \to f}^{(\acute{e}1.)} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} c \frac{e^2}{\hbar c} k^{2L+1} < r^{L+2} > S(\acute{e}1.)$$
 (1,60)

où le facteur statistique S(él.) est défini par :

$$S(\hat{e}1.) = (2j_{f} + 1) \begin{cases} {}^{\ell}f^{j}f^{j}f^{l}\frac{1}{2} \\ {}^{j}i^{\ell}i^{l}L \end{cases}^{2} 4\pi | \langle {}^{\ell}f^{l}| | {}^{\ell}L | | {}^{\ell}i^{j}|^{2} \end{cases}$$

pour un multipôle magnétique :

$$T_{i \to f}^{(magn.)} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} c \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 (L\mu - \frac{L}{L+1})^2 k^{2L+1} \langle r^{L+1} \rangle^2 S(magn.)$$
(I.61)

avec :

$$S(\text{magn.}) = (2j_{f} + 1) \frac{(2L + 1)^{2}}{L} \frac{3}{2} \begin{cases} \ell_{f} \frac{1/2}{2} j_{f} \\ \ell_{i} \frac{1/2}{2} j_{i} \\ L-1 & 1 & L \end{cases}^{2} 4\pi |\langle \ell_{f}| | Y_{L}| |\ell_{i} \rangle|^{2}$$

Le calcul montre que les facteurs statistiques S(él.) et S(magn.) sont de l'ordre de l'unité. Il apparaît que la probabilité de transition dépend de l'ordre multipolaire L, de l'énergie du rayonnement ħw = cħk et des dimensions du noyau. Pour L donné, elle croît avec l'énergie comme (ħω)^{2L+1}. Pour une énergie $\hbar\omega$ donnée, elle varie comme (kR)^{2L} ; comme kR << 1, le rayonnement observé correspondra essentiellement à la plus faible valeur de L compatible avec la conservation du moment angulaire (1,58).

Si kR << 1, on obtient les ordres de grandeur suivants :

 $M_{\rm IM}^{\rm \acute{e}1.} = O[eR^{\rm L}]$ $M_{\rm LM}^{\rm magn.} = O\left[\frac{\pi}{mcR} \left(L\mu - \frac{L}{L+1}\right) eR^{\rm L}\right]$ $= O\left[\frac{\hbar}{mcR} \left(L\mu - \frac{L}{L}\right)\right]$

qui montrent qu'une transition électrique est plus probable qu'une transition magnétique de même L et de même énergie. Ils montrent également que, pour une transition L = $|j_i - j_f| > 1$ et $\Delta \pi = (-1)^L$, un rayonnement magnétique L + 1 est beaucoup moins probable qu'un rayonnement électrique L.

Les expressions précédentes ont été obtenues pour une seule particule dans le modèle en couches. On obtient des taux de transitions ayant la même forme lorsque des configurations plus compliquées interviennent, en introduisant par exemple la notion d'isospin ⁽⁵⁹⁻⁶¹⁾.

I.4.1.3 L'estimation de Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾. En dépit du fait que l'on ne peut calculer exactement les fonctions d'onde des états nucléaires d'un noyau, on peut cependant prédire l'ordre de grandeur des probabilités de transition sur la base d'hypothèses très simples, puisqu'elles dépendent fortement de l'ordre multipolaire L de la transition.

nes d'une réaction (n, γ) .

- 26 -

Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾ ont donné deux estimations valables, l'une pour des transitions peu énergétiques (de l'ordre de 1 MeV) entre les états voisins de l'état fondamental, l'autre pour les états très excités et qui permet, en particulier, le calcul des largeurs radiatives partielles moyen-

Dans le premier cas, les auteurs supposent que les fonctions d'ondes radiales, qui interviennent dans <r^{L+2}> et <r^{L+1}>, sont égales dans les états initial et final, constantes à l'intérieur du noyau et nulles à l'extérieur. On trouve alors que les valeurs moyennes précédentes sont respectivement égales à $(3/L + 3)R^{L}$ et $(3/L + 2)R^{L-1}$, ce qui permet d'écrire les probabilités de transition (I,60) et (I,61) sous une forme simple.

Ce modèle ne peut plus s'appliquer aux transitions concernant des états très excités et des rayonnements gamma de grande énergie, car la densité des niveaux est beaucoup plus élevée que ne le prédit une telle image. A l'aide d'un argument qualitatif simple, Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾ supposent que la valeur moyenne du carré de l'élément de matrice électrique $M_{LM}^{\acute{e}1}$, entre deux niveaux d'énergie E_i et E_f, est approximativement proportionnelle à la distance moyenne D(E;) des niveaux initials qui peuvent se combiner avec le niveau final :

$$|\langle i | M_{LM}^{\acute{e}1} | f \rangle|^{2} = q_{LM}(E_{i}, E_{f}) D(E_{i})$$
 (1,62)

Si une telle hypothèse est valable quelque soit l'énergie d'excitation, on obtient alors pour des niveaux faiblement excités d'espacement D_ :

$$q_{LM} = \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{e^2 R^{2L}}{4\pi D_0} .$$
 (1,63)

En reportant la relation (I,63) dans (I,62) et celle-ci dans (I,60), on obtient l'expression de la probabilité de transition pour un rayonnement électrique d'ordre L. Si l'on remarque qu'il y a (2L + 1) valeurs de M pour une valeur donnée de L, la largeur radiative moyenne correspondante s'en déduit immédiatement :

$$\langle \Gamma_{\gamma LM}^{\acute{e}1.} \rangle = \frac{18(L+1)(2L+1)}{L(L+3)^2[(2L+1)!!]^2} e^{2}R^{2L} \frac{D(E_i)}{D_0} k^{2L+1}$$
 (1,64)

$$\langle \Gamma_{\gamma LM}^{magn} \rangle = \left[\frac{T_{h}}{mcR} \frac{L+2}{L+3} \left(L_{\mu} - \frac{L}{L+1} \right) \right]^{2} \langle \Gamma_{\gamma LM}^{\acute{e}l} \rangle \qquad (I,65)$$

En prenant R = 1,2 $A^{1/3}$ fermis et en exprimant < Γ > en meV, D(E_i) en eV, D_0 en MeV et l'énergie E_γ du rayonnement en MeV, on obtient les relations numériques suivantes :

<r^{E1}>

les applications numériques.

La critique essentielle de cette estimation est qu'elle ignore les effets de corrélation entre nucléons. Dans le modèle choisi, ils sont considérés comme complètement indépendants, ce qui n'est pas le cas. Cette corrélation diminue fortement les valeurs du moment dipolaire électrique. Dans le modèle de la goutte liquide, qui correspond à une corrélation extrême, il s'annule ⁽⁶⁶⁾.

I.4.2 L'extrapolation de la résonance géante (67,70).

Axel (67) évalue la largeur radiative moyenne d'une transition El à partir de la résonance géante dipolaire électrique des réactions photo-

$$= 0,20 \times 10^{-3} E_{\gamma}^{3} A^{2/3} \frac{D}{D_{0}}$$
 (I,66)

$$= 0,58 \times 10^{-4} E_{\gamma}^{3} \frac{D}{D_{0}}$$
 (1,67)

= 0,24 × 10⁻⁹
$$E_{\gamma}^{5} A^{4/3} \frac{D}{D_{0}}$$
 (1,68)

Pour les noyaux moyens et lourds, D est de l'ordre de 0,5 MeV. Toutefois, pour rendre compte d'une part des intensités absolues des transitions El obtenues à partir des spectres thermiques (17,62,63) et d'autre part des largeurs radiatives totales $\binom{64,65}{0}$, D doit avoir une valeur beaucoup plus élevée (facteur 10 à 100). L'habitude ^(17,63) est alors d'interpréter ce paramètre comme étant l'espacement des niveaux du modèle à une particule, qui donne à peu près l'ordre de grandeur. Nous prendrons $\binom{(57)}{D_0} = 15$ MeV dans

Les relations précédentes (1,66) à (1,68) montrent que :

$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma}^{E1} \rangle}{\langle \Gamma_{\gamma}^{M1} \rangle} = 3,49 \text{ A}^{2/3}$$
(1,69)
$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma}^{E1} \rangle}{\langle \Gamma_{\gamma}^{E2} \rangle} = 8,3 \times 10^{5} \text{ E}_{\gamma}^{-2} \text{ A}^{-2/3} .$$
(1,70)

La section efficace d'absorption d'un photon d'énergie $E_v = \frac{\pi c}{\lambda}$ par un noyau dans son état fondamental de spin J_f avec formation d'un niveau isolé de spin J; et d'énergie d'excitation E_R s'écrit :

$$\sigma_{a}(E_{\gamma}) = 4\pi g \lambda^{2} \frac{\Gamma_{\gamma}/\Gamma}{1 + \left(\frac{E_{R} - E_{\gamma}}{\Gamma/2}\right)^{2}}$$
(1,71)

où Γ désigne la largeur totale du niveau $E_R^{}$, $\Gamma_{\gamma}^{}$ la largeur partielle pour la désexcitation vers l'état fondamental et g le facteur statistique $(2J_{i} + 1)/2(2J_{f} + 1)$. Si les photons incidents ont une dispersion en énergie qui recouvre un certain nombre d'états excités du noyau, la section efficace moyenne observée expérimentalement sera :

$$\langle \sigma_a \rangle = 2\pi^2 g \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_{\gamma} \rangle}{D}$$
 (1,72)

D étant l'espacement moyen des niveaux de spin J_i.

La section efficace d'absorption d'un rayonnement gamma d'énergie E par un noyau dans son état fondamental est représentée par une forme de Lorentz ^(68,69) qui décrit la forme générale de la résonance géante :

$$g(E_{\gamma}, E_{R}, \Gamma_{R}) = \frac{E_{\gamma} \Gamma_{R}}{(E_{R}^{2} - E_{\gamma}^{2})^{2} + E_{\gamma}^{2} \Gamma_{R}^{2}}$$
(1,73)

$$\sigma_{a}(E_{\gamma}) = \text{cte } E_{\gamma}\Gamma_{R} g(E_{\gamma}, E_{R}, \Gamma_{R}) \qquad (I, 74)$$

Dans ces relations, Γ_{R} est la largeur de la résonance géante et E_{R} son énergie. A partir de la règle de somme ^(68,69) :

$$\int_{0}^{\infty} \sigma_{a} \frac{dE}{\gamma} = 0,021 \text{ A}$$
 (I,75)

$$\sigma_{a}(E_{\gamma}) = \frac{1.3 \text{ A}}{100} \Gamma_{R} \frac{E_{\gamma}^{2}}{(E_{R}^{2} - E_{\gamma}^{2})^{2} + E_{\gamma}^{2} \frac{2}{R}}$$
(1,76)

(I,76) dans (I,72), on obtient :

$$\frac{\langle \Gamma \rangle}{\gamma} = c$$

Des valeurs approximatives de (1,76) peuvent être obtenues en des-

sous de la résonance géante en utilisant les valeurs empiriques ^(68,69) $\Gamma_{\rm R} = 5$ MeV et $E_{\rm R} = 80$ A^{-1/3} MeV. On obtient ainsi deux approximations valables, la première pour des énergies E_{γ} inférieures à 3 MeV, la seconde pour des énergies E de l'ordre de 7 MeV. En reportant ces approximations dans (I,72) et en supposant que le spin de l'état fondamental J_f du noyau est nul et par conséquent $J_i = 1$ et g = 3/2, on trouve finalement (67) :

$$\frac{\Gamma}{D} (J_i = 1, E_{\gamma} < 3 M)$$
$$\frac{\Gamma}{D} (J_i = 1, E_{\gamma} < 7 M)$$

 $<\Gamma_{\gamma}>$ est exprimé en meV, D en eV, E_{γ} et Γ_{g} en MeV.

des transitions E2 et M1.

Pour des rayonnements E2 de haute énergie, l'auteur trouve :

 $\Gamma_{\gamma}(E2)/\Gamma_{BW}(E2)$

où σ_a et E_v sont exprimés respectivement en barn et MeV, on trouve :

où les énergies E_R et E_γ et la largeur Γ_R sont exprimées en MeV. En reportant

te
$$\frac{\Gamma_R E_{\gamma}^4}{(E_R^2 - E_{\gamma}^2)^2 + E_{\gamma}^2 \Gamma_R^2}$$
 (1,77)

leV) = 1,6 × 10⁻²
$$\left(\frac{E_{\gamma}}{7}\right)^4 \left(\frac{A}{100}\right)^{7/3}$$
 rg (1,78)

$$eV) = 2,2 \times 10^{-2} \left(\frac{E_{\gamma}}{7}\right)^5 \left(\frac{A}{100}\right)^{8/3} r_g$$
 (1,79)

A l'aide d'un raisonnement plus général, Brink (70) obtient une expression identique à (I,77). Il donne même un ordre de grandeur des intensités

2) = 135 D_o
$$A^{1/3} g(E_{\gamma}, E_{R}, \Gamma_{R})$$
 (1,80)

 $\Gamma_{\rm BL}$ étant la valeur (I,68) prédite dans le modèle de Blatt et Weisskopf. Par rapport à celle-ci, on prévoit, à partir des estimations sur la position et la largeur de la résonance géante E2 ⁽⁷¹⁾, que les intensités des transitions E2 peuvent être accrues d'un facteur de l'ordre de quelques unités, mais elles restent encore nettement inférieures à celles des transitions El et Ml.

La présence d'une résonance géante MI a été suggérée par Mottelson (72). Sur la base du modèle de quasi-particules, cette résonance correspond à la production d'une paire de quasi-particules qui doivent avoir le même moment orbital et un spin opposé, c'est-à-dire $j_1 = \ell + 1/2$ et $j_2 = \ell - 1/2$. Pour une valeur de l donnée, le spectre d'absorption est maximal au voisinage de l'énergie de couplage spin-orbite entre les états j₁ et j₂. Ce maximum devrait être d'autant plus important que l'état j est rempli et l'état j vide et que l est plus grand, c'est-à-dire que l'on est près d'une couche close. Brink ⁽⁷⁰⁾ obtient :

$$\Gamma(M1)/\Gamma_{BW}(I1) = \frac{16}{90} (g_{\ell} - g_{s})^{2} E_{R} \frac{\ell(\ell + 1)}{2\ell + 1} D g(E_{\gamma}, E_{R}, \Gamma_{R})$$
 (1,81)

g_l et g_s étant les facteurs g orbital et de spin, et trouve que la valeur maximale de ce rapport peut être de l'ordre de 20 ; $\Gamma_{\rm BW}$ est donné par (I,67).

I.5 CONCLUSIONS

Nous avons développé, au cours de ce chapitre, quelques aspects théoriques de la capture radiative des neutrons de résonance, qui nous ont conduits à envisager les expériences effectuées dans ce travail.

Au moment où il fut entrepris, le problèle le plus urgent concernait la distribution des largeurs radiatives partielles. Si celle des largeurs de neutron était bien connue, les données antérieures laissaient en effet subsister un certain doute quant à la validité de la description de Porter et Thomas en ce qui concernait les premières, puisqu'elles ne permettaient pas de trancher entre v = 1 et v = 2. Il apparaissait donc indispensable, avec le deveénergie suffisamment intenses et séparées.

Le formalisme de Lane et Lynn, développé au paragraphe (I,2), conduit à une expression (I,27) de la section efficace de capture partielle qui, en plus de la capture résonnante due aux résonances locales, comprend un terme de capture potentielle avec lequel le précédent peut interférer. Généralement négligeable, ce terme peut cesser de l'être dans les conditions spéciales déjà mentionnées. Un neutron incident s (£ = 0) pourra ainsi parvenir à un état lié p (l = 1). Les couches de neutron 2p et 3p étant situées à des énergies d'excitation relativement basses au voisinage des nombres de masse 50 et 200 (38,39), le cobalt et l'or sont a priori deux cas propices à la recherche d'un tel pro-

loppement des détecteurs Ge-Li, de vérifier si le processus de capture radiative partielle, c'est-à-dire l'émission d'un photon d'énergie bien définie, correspond effectivement à une seule voie de réaction. On pourrait, par là, justifier l'extension de la notion des voies à ce type de réaction. Nous aborderons ce problème au chapitre III, dans le cas particulièrement intéressant du noyau cible ¹⁹⁵Pt. Ce dernier offre en effet un échantillon notable de résonances isolées de spin et parité l et plusieurs transitions de haute

Les arguments mathématiques de Krieger et Porter font ressortir la possibilité d'un effet de corrélation entre largeurs radiatives partielles relatives à des voies différentes. Porter et Thomas, à l'aide d'un raisonnement qualitatif, l'avaient déjà envisagé dans leur publication originale et montré que les circonstances idéales se rencontrent dans les noyaux où les états finals des transitions sont très proches. Un tel effet peut se voir en étudiant la distribution de la somme des n largeurs radiatives correspondantes. Si ces n largeurs sont indépendantes, la distribution de leur somme suivra une loi en χ^2 à nv degrés de liberté. Si la distribution correspond à un nombre de degrés de liberté inférieur à nu, il existera une corrélation entre ces largeurs. On peut également envisager l'existence d'une corrélation négative (197) Nous consacrerons le chapitre IV à la recherche d'un tel effet, dans le cas du noyau cible ¹⁸³W. Ce dernier donne naissance à un nombre assez grand de résonances l du noyau composé ¹⁸⁴W, qui se désexcite en émettant. entre autres, deux transitions d'énergies voisines, allant à l'état fondamental du noyau final et au premier état excité situé seulement 111 keV au dessus. cessus. Ce sera en partie l'objet du chapitre V. Lorsque la capture potentielle est négligeable, il subsiste (cf éq. II,28) un terme d'interférence entre résonances de mêmes spin et parité. Un tel effet pourra être observé si deux résonances voisines présentent des transitions intenses. C'est le cas des résonances du platine situées à 11,8 et 19,4 eV. Nous discuterons ce dernier point au chapitre III.

Enfin, il nous a semblé particulièrement intéressant d'étudier la variation de l'intensité moyenne des transitions El en fonction de leur énergie, afin de choisir entre les deux estimations de Blatt et Weisskopf et de Axel représentées par les relations 1,66 et 1,79. Il est évidemment indispensable de disposer d'un échantillon de résonances de mêmes spin et parité de taille élevée. Le platine et le tungstène peuvent fournir quelques renseignements précieux, qui seront discutés aux chapitres III et IV. En outre, il devenait nécessaire de comparer les intensités des transitions El et Ml, afin de vérifier si ces dernières pouvaient être en moyenne supérieures aux prédictions de Blatt et Weisskopf comme le suggère Brink. Cet aspect sera analysé au chapitre VI pour quelques isotopes de l'étain.

Il est enfin un point des plus intéressants qui peut être abordé dans une étude des spectres de capture des résonances de neutron et qui concerne les schémas des états excités des divers isotopes d'un élément. L'emploi des jonctions Ge-Li a considérablement développé ce champ d'application, qui peut être désormais étendu aux noyaux présentant les structures les plus complexes. Pour chaque isotope étudié dans ce mémoire nous avons pu établir un schéma quelquefois très complet des états excités sur une large gamme d'énergie s'étendant souvent sur près de la moitié de l'énergie de liaison et parfois les spins de ces états ont pu être précisés. Les résultats obtenus seront présentés dans chacun des chapitres III à VI et comparés aux différents modèles théoriques proposés.

Avant d'entreprendre l'examen de nos données, nous décrirons, au chapitre II, l'appareillage expérimental et discuterons des performances des détecteurs Ge-Li, des progrès qu'ils ont apportés, ainsi que des principes d'analyse d'un spectre de capture radiative.

II.1 L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

II.1.1 La source de neutrons.

Le faisceau de neutrons utilisé dans ce travail est obtenu à partir de l'accélérateur linéaire de Saclay ^(73,74), dont nous rappelerons d'abord brièvement les caractéristiques essentielles. Il fournit un faisceau pulsé d'électrons ayant une énergie de 45 MeV, sous une puissance de 2 kW. Les largeurs des impulsions les plus fréquemment utilisées sont de 100 ns, avec une fréquence de répétition de 500 ou 1000 cycles. Ce faisceau d'électrons tombe sur une cible d'uranium naturel de forme cylindrique (75) (diamètre 3 cm, hauteur 10 cm) et donne lieu à l'émission de rayonnement de freinage, lequel y induit des réactions photonucléaires avec émission de neutrons ou des réactions de photofission, la fission accroissant ainsi le nombre de neutrons ⁽⁷⁶⁾. Les photoneutrons constituent les deux tiers du faisceau ⁽⁷⁷⁾. L'intensité des neutrons dépend de l'énergie des électrons et croît linéairement entre 10 et 35 MeV, et devient ensuite constante pour prendre une valeur de l'ordre de 2,6 × 10¹² neutrons par unité d'angle solide, par seconde et par kW (78). Le faisceau de neutrons présente une asymétrie angulaire, à cause des réactions (Y,n) qui favorisent l'émission à 90°. C'est un faisceau essentiellement constitué de neutrons rapides présentant un pic vers 2 MeV et s'étendant jusque

Chapitre II

L'ENREGISTREMENT ET L'ANALYSE DES EXPERIENCES

vers 20 ou 30 MeV. Il est donc nécessaire de le ralentir, le domaine généralement intéressant s'étendant entre 1 eV et 100 keV. On dispose pour cela, près de la cible d'uranium, une plaque d'un matériau hydrogéné (2 ou 3 cm de nylon) ; cependant cette dégradation en énergie se fait au prix d'une perte d'intensité et surtout d'un élargissement de la distribution en temps de l'impulsion initiale d'électrons (75,79), qui affectera directement la résolution des expériences ; l'hydrogène est le ralentisseur donnant le moins de dispersion. Le spectre final des neutrons est en dE/E.

L'un des défauts essentiels d'un tel dispositif est la résultante intense du rayonnement de freinage initial, émis préférentiellement vers l'avant du faisceau d'électrons, au début de chaque cycle. Cette bouffée gamma et le reliquat de neutrons rapides viendront aveugler la chaîne de détection durant plusieurs dizaines de µs. Leur rôle sera d'autant moins important que l'on mettra le détecteur d'autant plus en arrière du faisceau direct, au détriment évidemment d'une perte de taux de comptage. Cet effet sera d'autant plus affaibli que la longueur de la base sera longue. L'expérience a montré, pour des mesures de capture radiative, qu'un compromis acceptable consiste à travailler à 15 mètres sur une base située en arrière par rapport à la direction du faisceau d'électrons et à 25 mètres sur une base située perpendiculairement, selon le domaine d'énergie que l'on se propose d'étudier.

L'accélérateur fournit deux signaux nécessaires aux expériences de temps-de-vol. Le premier, dit signal de synchronisation T_s, est obtenu à partir d'une horloge en temps et est en avance de 3 µs environ par rapport au faisceau. Le second, dit T, correspond au passage du faisceau à la fin de la première section et est donné par la ferrite correspondante ; il est en avance de 20 ns sur l'arrivée du faisceau d'électrons sur la cible d'uranium. L'impulsion T servira, comme nous le verrons au paragraphe 3.4.4, à bloquer pendant un court instant la chaîne électronique au début de chaque cycle, pour éviter la bouffée gamma. L'impulsion T servira d'instant de départ des neutrons.

II.1.2 La méthode du temps-de-vol.

La méthode du temps-de-vol permet de sélectionner en énergie un faisceau périodique de particules polycinétiques. On mesure l'intervalle de temps t que met une particule donnée pour parcourir, depuis la source, une base de vol de longueur déterminée. Au bout de celle-ci se trouvent, pour une expérience de capture, la cible à analyser et le détecteur de rayons gamma. Une relation simple relie le temps de parcours t, l'énergie du neutron E et la longueur L de la base exprimés respectivement en µs, eV et m :

Afin d'éviter toute atténuation due à la diffusion des neutrons par l'air atmosphérique, le transport du faisceau est assuré par un tuyau fermé par des flasques d'aluminium dans lequel est assuré un vide primaire. Ce faisceau est en outre collimaté par un ensemble de diaphragmes de béton, de plomb et de carbure de bore afin d'arrêter neutrons rapides et rayons gamma. La figure 3 représente la disposition générale d'une expérience de capture. La cible (20 cm × 20 cm la plupart du temps) est disposée à 45° par rapport à l'axe du faisceau, ce dernier étant collimaté à 15 cm × 15 cm. Le détecteur est placé au droit de l'échantillon, en retrait du faisceau direct d'environ 2,5 cm, afin de le protéger de ce dernier et surtout de la bouffée gamma et des neutrons rapides. Il est en outre protégé de toute part par un blindage en plomb afin de réduire le bruit de fond ambiant. Certains échantillons étudiés (cuivre, fer, ...) ayant une section efficace de diffusion assez importante, il convient de préserver le détecteur Ge-Li contre les neutrons ainsi diffusés. Ceux-ci créent dans le cristal de germanium un bruit de fond supplémentaire

$$t = \frac{72,3 L}{\sqrt{E}}$$
 (II,1)

On a également la relation inverse :

$$E = 5226,9 \left(\frac{L}{T}\right)^2$$
 (II,2)

Pour fixer les idées, un neutron de 10 eV et un neutron de 100 eV auront successivement des durées de parcours de 22,9 µs/m et de 7,23 µs/m.

dû à leur capture dans l'isotope $^{/3}$ Ge, qui possède un certain nombre de résonances à basse énergie $^{(80)}$. Seul le spectre thermique de cet élément cible est connu ; sa structure est complexe $^{(81)}$. Aussi couvre-t-on la face d'entrée du détecteur d'un écran de bore enrichi à 92 % de 10 B contenant 2 g/cm² de 10 B, qui ne perturbe en rien le spectre des rayons gamma provenant de la cible.

Enfin, pour éviter le recouvrement des neutrons relatifs à deux cycles successifs de l'accélérateur et afin de diminuer le bruit de fond qui en découle, on interpose dans le faisceau incident un écran mince dit de coupure, constitué de bore ou de cadmium. L'effet de cet écran est d'arrêter les neutrons les plus lents d'un cycle, pour qu'ils re soient pas rattrapés par les plus rapides du cycle suivant. Son épaisseur dépend de la longueur de la base et de la région d'intérêt ; elle ne doit pas être trop grande pour éviter d'atténuer l'intensité du faisceau incident ; elle est généralement de 0,1 mg/cm².

Divers facteurs vont venir perturber la mesure de ce temps-de-vol et contribuer ainsi à la résolution expérimentale. Le premier est dû à l'incertitude sur l'instant de départ du neutron, l'impulsion des électrons de l'accélérateur ayant une largeur finie. Le second est dû à l'incertitude sur la durée de ralentissement des neutrons dans le nylon. Le troisième provient de l'erreur sur la longueur de la base de vol qui est due à l'obliquité du ralentisseur et de l'échantillon par rapport à l'axe du faisceau de neutrons. Le quatrième provient de la précision en temps de l'ensemble de détection (négligeable ici). Le cinquième enfin est dû à la largeur finie des canaux du codeur de temps. N'intervenant pas directement dans les calculs, ce problème est moins critique que dans les expériences de transmission. Nous renverrons le lecteur aux références 82 et 83 pour une analyse plus détaillée. La résolution à 100 eV était de 60 et 30 ns/m pour les expériences réalisées respectivement à 14,7 et 28,7 m.

II.1.3 Le détecteur.

II.1.3.1 <u>Choix du détecteur</u>. Jusqu'à ces deux dernières années, les expériences de capture partielles étaient effectuées, dans le domaine des neutrons de résonance, à l'aide de cristaux d'iodure de sodium de taille plus ou moins grande. Cependant leur imperfection limitait l'intérêt de ces mesures. En effet, l'analyse des spectres des rayons gamma, émis lors de la capture des neutrons de résonance, se bornaít, à cause de la résolution en énergie de ces détecteurs de l'ordre de 4 % à 8 MeV, aux niveaux excités voisins du niveau fondamental. Elle se heurtait au fait que les niveaux excités de basse énergie sont souvent trop proches pour que la résolution du détecteur permette d'isoler les composantes individuelles d'un spectre complexe. En outre, les rayonnements considérés, correspondant aux transitions vers ces premiers niveaux excités, ont une énergie voisine de l'énergie de liaison d'un neutron ; pour ces énergies, comprises entre 4 et 9 MeV, le processus de matérialisation s'avère important et les pics d'échappement viennent, par leur intense contribution, compliquer une situation déjà confuse.

Aussi avions-nous mis en oeuvre à Saclay un ensemble de détection comprenant un cristal NaI(T1) central (10 cm \times 15 cm) fonctionnant en coïncidence avec un cristal annulaire de 7,5 cm d'épaisseur et de 30 cm de longueur (84). La figure 5a montre le spectre thermique du nickel ainsi obtenu. Toutefois la résolution demeurait de l'ordre de 300 keV à 8 MeV.

Ces difficultés suffisent à expliquer pourquoi le comportement des largeurs radiatives partielles était encore mal connu jusqu'à ce jour et pourquoi les résultats publiés apparaissent souvent contradictoires.

Jusqu'à ces dernières années, les seules expériences de capture radiative à haute résolution furent effectuées à l'aide de spectromètres utilisant le principe de la diffusion cristalline ou de spectromètres magnétiques (85-87). Bien qu'ayant une excellence résolution, ils furent exclusivement utilisés près des réacteurs, où l'on dispose de flux de neutrons très intenses, pour l'étude de la capture radiative de neutrons thermiques. Leur efficacité beaucoup trop faible et leur principe d'enregistrement les rendent inexploitables près d'un accélérateur linéaire pour explorer le domaine des neutrons de résonance.

Le développement récent de la technique de diffusion du lithium dans le silicium ⁽⁸⁸⁾ et le germanium ⁽⁸⁹⁾ a permis d'étendre aux rayons gamma l'application des détecteurs à semi-conducteurs, déjà très utilisés pour détecter des particules chargées ^(90,91). Les détecteurs à jonction diffusée ou à barrière de surface sont inadaptés à la détection des rayons gamma, à cause du très faible pouvoir absorbant de leurs zones utiles. Les progrès considérables effectués dans le domaine des jonctions p-i-n laissèrent entrevoir dès le début des possibilités très séduisantes pour la spectrométrie gamma ⁽⁹²⁾. Leur excellente résolution et leur efficacité relativement élevée sont leurs qualités essentielles ; celles-ci ont été largement décrites dans la littérature et résumées dans plusieurs articles de synthèse (92-96) et en font, à l'heure actuelle, un détecteur idéal pour l'étude de la structure nucléaire. Aussi un grand nombre de laboratoires ont-ils porté leurs efforts sur la réalisation de tels détecteurs, en particulier à Chalk-River ⁽⁹³⁾, Argonne ⁽⁹⁷⁾ et Strasbourg ⁽⁹⁸⁾. En France, l'équipe du Professeur Coche à Strasbourg est parvenue à mettre au point une technique permettant de fabriquer des détecteurs de haute qualité. A cause de son coefficient d'absorption plus élevé, le germanium a été très vite préféré au silicium. La résolution des compteurs Ge-Li devient meilleure que celle des spectromètres à cristal courbe dès 300 keV et est comparable à celle des spectrographes magnétiques pour des énergies de quelques MeV. Leur efficacité est nettement supérieure à celle de ces spectromètres.

II.1.3.2 Performances des détecteurs Ge-Li utilisés à Saclay. Le premier détecteur Ge-Li utilisé dans ce travail, pour l'étude du platine, a été fabriqué par H. Mann ⁽⁹⁷⁾ au laboratoire d'Argonne. C'était une jonction planaire de 6cm³; la profondeur de la zone intrinsèque était de 10 mm. Les autres détecteurs furent fabriqués au laboratoire du Professeur Coche à Strasbourg (98); c'était essentiellement des diodes coaxiales de 8 cm³ et d'une profondeur de 10 mm.

Tous ces détecteurs étaient associés à un préamplificateur à lampes étudié par Sherman ⁽⁹⁹⁾ à Argonne, qui a la propriété d'admettre une surcharge élevée, ce qui est particulièrement intéressant près d'un accélérateur linéaire, à cause de la bouffée gamma. Les détecteurs utilisés avaient une capacité de l'ordre de quelques pF. La résolution de l'ensemble était de l'ordre de 5 keV à 1 MeV et d'une dizaine de keV à 7 MeV. Le préamplificateur précédent ne permettait pas d'utiliser de grosses diodes coaxiales de 30 à 50 cm³. Ces dernières ont en effet des capacités très élevées, de l'ordre de 100 pF. ce qui donnait une résolution globale de 40 keV à 7 MeV, la pente du préamplificateur étant trop élevée. Un certain nombre de préamplificateur à deux et trois transistors à effet de champ, dont la pente est faible, ont été essayés. mais ils demeuraient paralysés par la bouffée gamma pendant plus d'une milliseconde.

Dans la spectrométrie gamma et pour un détecteur Ge-Li, on doit considérer trois régions d'énergie, selon sa réponse ⁽⁹³⁾. En dessous de 1,5 MeV environ, l'interaction a lieu essentiellement par effet photoélectrique et l'interprétation des spectres reste simple. La figure 4a montre le spectre de 60 Co ; les deux pics photoélectriques (1173 et 1333 keV) sont très nettement séparés et les deux fronts Compton ressortent aisément ; la résolution est de 4 keV à 1333 keV, soit plus de vingt fois meilleure qu'avec un cristal d'iodure de sodium. Au dessus de 1,5 MeV, le processus de matérialisation devient vite prépondérant. Entre 1,5 et 3 MeV, le pic photoélectrique voit son intensité diminuer et celle du pic de double échappement devenir intense. La figure 4b représente la réponse de nos détecteurs aux rayons gamma émis par ²⁴Na. L'interprétation d'un spectre complexe dans cette gamme d'énergie peut donc devenir délicate. Au dessus de 3 MeV, seul apparaît pratiquement le pic correspondant à l'échappement de deux photons de 511 keV. La spectrométrie se fera, dans ce domaine, à l'aïde du pic d'énergie E_-1022 keV et l'interprétation sera relativement simple.

L'efficacité et la réponse du détecteur furent étudiées près du réacteur EL-3 de Saclay. Nous avons en effet entrepris, parallèlement aux expériences de capture dans le domaine des neutrons de résonance, une étude systématique des spectres thermiques d'un certain nombre d'éléments. Le faisceau de neutrons thermiques était obtenu à partir d'un monochromateur constitué d'un cristal de plomb opérant par réflexion (100). Ce faisceau, dont l'énergie était de 0,058 eV, était purifié pour l'essentiel des rayonnements gamma et des neutrons rapides provenant du canal de pile. La figure 5 permet de comparer le spectre du nickel obtenu avec notre ancien spectromètre Nal et celui obtenu avec une diode Ge-Li. L'amélioration est spectaculaire.

La figure 6 donne la variation de la résolution d'une diode de 8 cm³ en fonction de l'énergie des rayons gamma. La figure 7 montre l'allure de la variation du pic d'absorption totale et du pic de premier échappement par rapport au pic de second échappement.

La figure 8 présente la variation de l'efficacité relative du second pic d'échappement en fonction de l'énergie $E_{\gamma i}$ des rayons gamma émis lors de la capture thermique de l'azote, du fer et du nickel, calculée à partir des résultats antérieurs de Motz et al ⁽¹⁰²⁾ et de Groshev et al ^(101,103). On voit que l'efficacité de notre détecteur est pratiquement constante entre 5500 et 7000 keV. D'une façon générale, l'efficacité de ce type de détecteur croît d'abord avec l'énergie comme la section efficace du processus de matérialisation, puis passe par un maximum assez large (aux environs de 6000 keV dans notre cas) et décroît aux hautes énergies. Ceci est dû à deux effets ⁽⁹³⁾. Le plus important est qu'un grand nombre d'électrons s'échappent de la surface du cristal avant de perdre toute leur énergie cinétique ; le second est que ces électrons ayant une énergie élevée, perdent, en se ralentissant, une certaine quantité d'énergie par émission de rayonnement de freinage, lequel peut n'être absorbé que partiellement dans le cristal.

II.1.4 La chaîne électronique.

Les expériences réalisées à l'accélérateur linéaire de Saclay furent enregistrées et lues à l'aide d'une chaîne multidimentionnelle fabriquée par la Société Intertechnique.

Le montage de la figure 9 permet d'enregistrer, sur la même chaîne multidimentionnelle, une expérience dans laquelle les rayons gamma sont détectés par deux diodes Ge-Li indépendantes et dont les impulsions ne peuvent être mélangées, les gains des deux voies n'étant jamais rigoureusement identiques ; chaque détecteur a son propre préamplificateur. Ce montage permet également d'enregistrer deux expériences différentes effectuées sur deux bases de vol distinctes. Deux codeurs d'amplitude, un pour chaque détecteur, sont utilisés, mais le temps est analysé sur un seul codeur en temps.

Un circuit, déclenché par le signal de synchronisation de l'accélérateur, bloquait la chaîne électronique pendant un intervalle de temps de 20 µs. Ceci évitait la surcharge des amplificateurs due à la bouffée intense de rayonnements gamma et de neutrons rapides émis instantanément à chaque cycle de l'accélération et permettait d'abaisser la restitution de la chaîne à 50 µs environ. Dans toute la gamme d'énergie de neutron étudiée, soit de 10 à 700 eV, les pics correspondant aux différents rayons gamma étaient situés dans les mêmes canaux, quelle que soit la résonance considérée.

Nous avons stabilisé à la fois le gain de la chaîne électronique et le zéro du codeur d'amplitude, ces tâches respectives étant confiées à deux stabilisateurs, le premier du type AP45, le second du type AP46. Le gain était stabilisé à l'aide d'un pic naturel, une source de ⁶⁰Co étant laissée en permanence près du détecteur. La raie de 1336 keV était placée en début de spectre. Afin d'avoir une bonne stabilité en haut du spectre (disons à 8 MeV), on a choisi le pas de correction du stabilisateur de gain AP45 de façon que toute évolution analogue à 1/100 de canal soit corrigée.

Le codeur d'amplitude était du type CA13 à 20 Mc, la conversion amplitude-temps étant réalisée par la charge et la décharge d'une capacité. Il digits binaires (2048 canaux) définissaient l'amplitude des impu¹sions fournies par le détecteur et correspondaient à 10 volts au maximum. La linéarité intégrale est de 0,1 % et la linéarité différentielle de 1,5 %. Le codeur CA13 permet de définir l'instant d'arrivée T_N de l'impulsion à analyser. La précision en temps est inférieure à 20 ns.

Le codeur en temps HC25 était du type accordéon ⁽¹⁰⁴⁾ à largeurs de canaux variables de 50 ns à 1,6 μ s. 16 instants d'intervention peuvent être choisis, ce qui permet de réaliser jusqu'à huit zones d'intérêt non adjacentes

ou 16 zones adjacentes. 12 digits binaires (4096 canaux) définissaient l'instant d'arrivée des neutrons sur la cible. L'oscillateur du codeur est déclenché par l'impulsion T_o délivrée par l'accélérateur. Un seul codeur en temps fut utilisé, les deux impulsions T_N de chaque CA13 étant acheminées vers le codeur HC25 au travers d'un circuit OU.

Si l'impulsion T_N tombe dans les zones de temps programmées sur HC25, celui-ci délivre une impulsion T_{N_1}' qui donne l'autorisation aux codeurs CA13 d'analyser complètement l'impulsion du détecteur. T_{N_1}' est en effet envoyée en coıncidence retardée sur chaque CA13 ; si elle n'existe pas le circuit interro de ces derniers est tel que l'analyse de l'impulsion en court est arrêtée et la capacité du convertisseur déchargée. L'ordre de transfert des adresses des codeurs de temps et d'amplitude vers l'unité d'enregistrement est donné par les codeurs d'amplitude.

Afin de diminuer le taux de comptage intégré et de réduire le plus possible la vitesse d'enregistrement 4e la bande magnétique, le seuil expérimental fut choisi égal à 2,5 MeV, à l'aide d'une source de ²⁴Na. Ce choix sera justifié plus loin. Cependant il était nécessaire de conserver le pic de 1333 keV de la source de cobalt. En outre, toujours dans le but de réduire la vitesse de déroulement de la bande, nous ne stabilipions que durant une partie du cycle, généralement pendant un intervalle de temps compris entre 600 et 900 µs. Ces diverses contraintes trouvaient solution dans la présence des deux sélecteurs à une bande "trou" et "Co". Le premier définissait une bande d'énergie comprise entre 0 et 2,5 MeV et restait bloqué pendant les 600 premières µs de chaque cycle ; son signal de sortie était utilisé comme ordre d'anticoïncidence sur les deux CA13. Le second définissait une bande d'énergie étroite autour de 1,33 MeV et son signal de sortie était utilisé comme ordre de coïncidence retardée sur les CA13 ; il était bloqué par le temps mort de ces deux codeurs.

L'ordre de coı̈ncidence retardée (T_N') envoyé sur les codeurs d'amplitude est constitué d'un premier ordre provenant du codeur de temps (T_{N_1}') , d'un second provenant du sélecteur à une bande "Co" (T_{N_2}') et d'un troisième provenant du générateur du stabilisateur de zéro AP46 (T' $_{N_3}$). Ce dernier n'est pas analysé par le codeur de temps (RAZ).

Le diagramme en temps général est représenté sur la figure 10.

Les bits des deux CA13 sont mélangés dès leur sortie. Chaque codeur d'amplitude donne 11 bits et 1 bit pilote. Il suffit alors de transformer le pilote du CA13 n° 2 en 12ème bit et de mélanger simplement les bits. Une matrice K11 supprime le bit pilote du CA13 n° 1.

La figure 11 présente l'ensemble de la chaîne multidimentionnelle dont nous allons décrire très brièvement chaque partie.

L'aiguilleur amont AP19 reçoit d'une part les 12 bits d'amplitude et d'autre part les 12 bits de temps provenant respectivement des codeurs d'amplitude et de temps. Ce dernier fournit également le bit pilote relatif à l'information. L'aiguilleur découpe le mot de 24 bits en séquences de format compatible avec celui de la bande magnétique. Pour des raisons de commodité, nous avons mis les 12 bits de temps sur la première séquence, les 12 bits d'amplitude sur la seconde séquence.

Une mémoire intermédiaire BM10 est utilisée en tampon entre l'unité de codage et la mémoire principale, c'est-à-dire la bande magnétique. Son temps de résolution est de l'ordre de 1,5 µs. Elle permet l'acquisition de mots aléatoirement distribués dans le temps et leur restitution à cadence régulière vers l'organe de stockage, diminuant ainsi les pertes de comptage introduites par le temps mort de la mémoire principale et augmentant son taux de remplissage. Sa capacité est de 12 mots de 15 bits plus l pilote.

L'unité d'enregistrement et de lecture BK33 associée à un dérouleur Tolana constitue un ensemble complet de stockage et de lecture des informations. Le mode d'enregistrement choisi est du type RNZ1. La bande magnétique comporte 16 pistes ; l'une d'elles est réservée au contrôle de parité, une autre au marquage de chacune des deux séquences.

L'aiguilleur aval AP20 remplit la fonction inverse de l'aiguilleur amont. A la lecture de la bande magnétique il reconstitue dans son format original le mot découpé en séquences.

Les conditionneurs principal AP22 et secondaire AP25 agissent comme des filtres numériques et ne transmettent qu'une partie des informations. Ils permettent en particulier de lire les spectres d'amplitude de plusieurs resonances et les spectres de temps-de-vol correspondant à plusieurs amplitudes. Le conditionneur principal, associé à une matrice de conditionnement U67 permet de sélectionner sur l'un des paramètres huit bandes distinctes, le numéro de chaque bande étant sorti en code binaire pur. Le conditionneur secondaire ne permet de choisir qu'une seule bande.

Un commutateur XY, mis au point à Saclay par A. Pagès (S.P.N.B.E., Saclay), permet d'aiguiller les informations des différentes bandes sur plusieurs blocs d'exploitation numérique BM96. Nous en utilisions généralement deux ce qui permettait de visualiser à la fois quatre spectres de 2048 canaux.

Les données sont sorties sous forme de bandes de papier perforées, lesquelles sont converties en cartes perforées.

II.2 TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES

Nous énumérerons, en les commentant, les opérations successives subies par un spectre de rayons gamma d'une résonance donnée. Chaque opération correspond à un programme écrit en Fortran II et traité au calculateur IBM 7094 de Saclay.

- Impression des contenus des canaux du spectre et tracé de la courbe.

- Eventuellement, application d'un programme qui corrige toute variation de seuil et de gain sur les différents spectres provenant de lectures partielles, et qui les somme ensuite. Ce programme est basé sur une méthode

simple de décomposition linéaire des canaux sur l'axe des énergies. - Détermination des énergies des raies. L'étalonnage est effectué Ces derniers apparaissaient toujours dans des zones en temps correspondant à des neutrons de basse énergie. Les raies du fer (7636,6018 et 5920 keV) provenaient de la plateforme sur laquelle était située le montage expérimental, les raies du cuivre (7916 et 7637 keV) du support de la diode Ge-Li elle-même. Nous avions ainsi six points qui permettaient en outre de vérifier la linéarité du convertisseur. Dans toutes les expériences effectuées à l'accélérateur linéaire de Saclay nous avons pris 5 keV/canal. Pour chaque raie, 1'énergie est définie en son barycentre. La précision sur ce dernier est de l'ordre de un canal. Les énergies des transitions gamma sont donc définies à 5 keV

à l'aide d'un: source de 24 Na et des pics parasites du fer et du cuivre. près.

- Calcul de l'intensité des raies. Pour chaque résonance λ , l'aire A₁; de la raie gamma i est calculée simplement en sommant les taux de comptage des différents canaux du spectre en amplitude qui la définissent, après soustraction du bruit de fond, ce dernier étant obtenu en extrapolant par moindres carrés les ailes de la raie considérée. Il n'est pas nécessaire de faire appel à une méthode d'analyse plus complexe, car les pics sont bien séparés dans les expériences effectuées à l'accélérateur linéaire ; leur largeur à mi-hauteur est de l'ordre de trois canaux et leur séparation de l'ordre d'une dizaine de canaux ou plus.

- Calcul de l'aire totale du spectre d'amplitude. L'aire totale B du spectre des rayons gamma de chaque résonance λ es⁺ calculée à partir de la courbe de temps-de-vol correspondante. Elle est obtenue en sommant les taux de comptage des canaux qui constituent une résonance. Le bruit de fond est évalué en extrapolant par moindres carrée les ailes des résonances.

II.3 INTENSITE RELATIVE D'UNE TRANSITION GAMMA

II.3.1 Définition.

Soit un flux $\phi(E_n)$ par seconde et cm² de neutrons incidents d'énergie E_n, de temps-de-vol t_n. Considérons le canal de l'analyseur en temps de

largeur dt qui lui correspond. A l'incertitude dt en temps correspond une incertitude dE sur l'énergie (fig. 12). Soit $T(E_n)$ la valeur de la transmission de ces neutrons dans la cible de surface $s \text{ cm}^2$. Le nombre de neutrons d'énergie E_n qui y interagiront au moins une fois sera :

$$\mathcal{N}_{i} = \phi(E_{n}) S[1 - T(E_{n})] dE_{n} \qquad (II,3)$$

Une fraction d'entre eux subira la capture radiative et conduira à l'émission d'un rayonnement gamma primaire d'énergie E_{γ_i} , mesuré à dE_{γ_i} près (la largeur du canal de l'analyseur en amplitude) (fig. 12) :

$$N_{c} = \phi(E_{n}) S[1 - T(E_{n})] \frac{\sigma_{\gamma_{i}}(E_{n}, E_{\gamma_{i}})}{\sigma(E_{n})} dE_{n} dE_{\gamma_{i}}$$
(II,4)

et une fraction sera diffusée :

$$N_{d} = \phi(E_{n}) S[1 - T(E_{n})] \frac{\sigma_{n}(E_{n})}{\sigma(E_{n})} dE_{n} \qquad (11,5)$$

Dans les relations précédentes σ , σ_n et σ_{γ} , désignent respectivement la section efficace totale, la section efficace de diffusion et la section efficace de capture partielle.

Parmi ces neutrons diffusés, certains d'entre eux pourront à leur tour être capturés ou être de nouveau diffusés et ainsi de suite. Ce processus de diffusion multiple conduit donc à multiplier (II,4) par le facteur :

$$\psi(\mathbf{E}_{n}) = 1 + \sum_{\tau=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sigma_{n}(\mathbf{E}_{n})}{\sigma(\mathbf{E}_{n})} \right\}^{\tau}$$
(II,6)

en supposant que c'est toujours la même fraction de neutrons diffusés qui interagit une fois de plus. On ignore dans cette expression le ralentissement des neutrons et les effets de bord dans l'échantillon. On peut généralement se contenter de conserver le premier de la série ; ceci est en particulier vrai dans les résonances du platine situées à 11,8 et 19,4 eV où l'on a approximativement $\sigma_n/\sigma \sim \Gamma_n/\Gamma << 1$.

Le taux de comptage par seconde dans le canal en temps (E,,dE,) et dans le canal d'amplitude ($E_{\gamma_i}, dE_{\gamma_i}$) s'écrira donc :

$$dN(E_n, E_{\gamma_i}) = N(E_n, E_{\gamma_i}) dE$$
$$= \phi(E_n) S[1 -$$

où ε_{γ} désigne l'efficacité globale du système de détection :

où Ω désigne l'angle solide de détection, θ la transmission d'un rayonnement gamma d'énergie E dans la cible et $\varepsilon_{\substack{Y_i\\Y_i}}^{(d)}$ l'efficacité du détecteur pour ce même rayonnement. On supposera que, compte tenu du très faible angle solide Ω , la probabilité de détecter deux rayons gamma de la même cascade est nulle.

En fait, l'intervalle $\Delta E = E - E$ e pour y considérer o et ε comme des constantes : $\gamma_i \gamma_i$ est suffisamment étroit $N(E_{\gamma_i}) = S \in_{\gamma_i} \Delta E_{\gamma_i} \int_{F}$

Le taux de comptage correspondant à tous les rayons gamma primaires (ayant des énergies comprises entre zéro et l'énergie de liaison EL de l'élément considéré), intégré sur la même résonance que ci-dessus, c'est-à-dire le

dE_{Y;}

 $- T(E_n)] \psi(E_n) \xrightarrow{\sigma_i (E_n, E_{\gamma_i})}_{\sigma(E_n)} \varepsilon_{\gamma_i} dE_n dE_{\gamma_i}$ (II,7)

$$\epsilon_{\gamma_{i}} = \Omega \theta_{\gamma_{i}} \epsilon_{\gamma_{i}}^{(d)}$$
(II,8)

On peut maintenant calculer le taux de comptage correspondant à un rayon gamma primaire défini par un pic limité aux énergies E et E, inté-gré sur une résonance entière définie entre deux limites E et E;

$$= \int_{E_{n_{1}}}^{E_{n_{2}}} \int_{E_{\gamma_{i_{1}}}}^{E_{\gamma_{i_{2}}}} N(E_{n}, E_{\gamma_{i}}) dE_{n} dE_{\gamma_{i}} .$$
(II,9)

$$\phi(\mathbf{E}_{n}) \left[1 - T(\mathbf{E}_{n}) \right] \psi(\mathbf{E}_{n}) \frac{\sigma_{\gamma_{i}}(\mathbf{E}_{n}, \mathbf{E}_{\gamma_{i}})}{\sigma(\mathbf{E}_{n})} d\mathbf{E}_{n} \cdot (\mathbf{II}, 10)$$

taux global de capture, s'écrit :

$$N = \int_{E_{n_{1}}}^{E_{n_{2}}} \int_{0}^{EL} N(E_{n}, E_{\gamma_{i}}) dE_{n} dE_{\gamma_{i}} . \qquad (II, II)$$

En fait dans cette gamme d'énergie O à EL de E_{γ_i} , on ne détecte pas seulement les rayons gamma primaires, mais n'importe quel rayonnement de la cascade, ce qui augmente nos chances Je détecter un événement de capture radiative. Ceci revient arithmétiquement parlant à multiplier $N(E_n, E_{\gamma})$ par la multiplicité n, nombre moyen de rayons gamma émis dans une cascade . D'où, si l'on remplace, pour simplifier, ϵ_{γ_i} par une efficacité moyenne $\overline{\epsilon_{\gamma}}$ et si $\sigma_{\gamma}(E_n)$ représente la section efficace de capture intégrée sur l'intervalle (0,EL), c'est-à-dire la section efficace de capture totale :

$$N = S \overline{\epsilon_{\gamma}} n \int_{E_{n_1}}^{E_{n_2}} \phi(E_n) \left[1 - T(E_n)\right] \psi(E_n) \frac{\sigma_{\gamma}(E_n)}{\sigma(E_n)} dE_n \qquad (II, 12)$$

Dans le domaine d'une résonance, on a approximativement :

$$\frac{\sigma_{\gamma_{i}}(E_{n})}{\sigma(E_{n})} \sim \frac{\Gamma_{\gamma_{i}}}{\Gamma}$$
$$\frac{\sigma_{\gamma}(E_{n})}{\sigma(E_{n})} \sim \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma}$$

ce qui permet de simplifier les expressions précédentes (II,10) et (II,12).

On définira alors l'intensité relative I_i d'une raie gamma i par le rapport :

$$I_{i} = \frac{N(E_{\gamma_{i}})}{N} = \frac{\varepsilon_{\gamma_{i}}}{\frac{\varepsilon_{\gamma_{i}}}{\varepsilon_{\gamma_{i}}}} \frac{\Gamma_{\gamma_{i}}}{\Gamma_{\gamma_{i}}} \Delta E_{\gamma_{i}}$$
(II,13)

qui se trouve être, dans les approximations faites, indépendant de la diffusion multiple, du flux de neutrons incidents et du facteur de transmission. Si l'on admet d'autre part que $\overline{\epsilon_{\gamma}}, \ \eta$ et Γ_{γ} sont des quantités constantes de

Γ_γ:

avec

II.3.2 Détermination pratique.

 B_{λ} du spectre global :

La variable réduite x_{λ} , définie au paragraphe I.3.2, s'écrit :

- 51 -

résonance en résonance, I_i sera une mesure de la largeur radiative partielle

$$I_{i} = k_{i} \Gamma_{\gamma_{i}}$$
(II,14)

$$\mathbf{k}_{i} = \frac{\Gamma_{\gamma_{i}}}{\epsilon_{\gamma} \eta \Gamma_{\gamma}} \Delta \epsilon_{\gamma_{i}} . \qquad (11,15)$$

Si l'on désigne par AE le nombre de keV par canal défini sur le codeur d'amplitude et si la raie gamma i considérée s'étant sur m_i canaux :

$$\Delta E_{\gamma i} = m_{i} \Delta E$$

Il importe donc, pour que les quantités I, relatives à diverses raies soient comparables directement, que les limites inférieure $E_{\gamma_{i_1}}$ et supérieure E de ces raies soient prises suffisamment sur les ailes pour que m, n'interviennent pas dans le calcul des aires de ces raies. On peut évidemment prendre un nombre de canaux égal pour chaque raie, mais cela n'est pas toujours possible, en particulier dans le cas d'un doublet.

Pour chaque résonance λ , l'intensité relative I₁ d'une raie i donnée est définie comme étant le rapport de l'aire $A_{\lambda i}$ de cette raie à l'aire

$$I_{\lambda i} = \frac{A_{\lambda i}}{B_{\lambda}} \qquad (II, 16)$$

$$\mathbf{x}_{\lambda \mathbf{i}} = \frac{\mathbf{I}_{\lambda \mathbf{i}}}{\langle \mathbf{I}_{\lambda \mathbf{i}} \rangle}$$
(II,17)

avec

$$\langle \mathbf{I}_{\lambda \mathbf{i}} \rangle = \frac{1}{m} \sum_{\lambda=1}^{m} \mathbf{I}_{\lambda \mathbf{i}}$$
 (II,18)

m désignant le nombre de résonances constituant l'échantillon expérimental. Les intensités I_{λ_i} et $\langle I_{\lambda_i} \rangle$, directement proportionnelles aux largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\lambda i}$ et $\langle \Gamma_{\lambda i} \rangle$, sont proportionnelles au cube ou à la puissance 5 de l'énergie de la transition correspondante. Après correction de cette dépendance et de l'efficacité du détecteur, nous admettrons que les valeurs moyennes $(I_{\lambda i})$ sont égales à une quantité (I) quel que soit i.

L'aire B, de normalisation est supposée proportionnelle au nombre de neutrons capturés dans chaque résonance. Afin de rendre compte de celui-ci, nous avons calculé, dans le cas du platine, le taux de comptage contenu dans certaines bandes d'énergie du spectre d'amplitude (de 2 à 4 MeV, de 2 à 3 MeV et de 3 à 4 MeV) et dans le spectre entier, le seuil de discrimination étant de 1,6 MeV ; nous avons obtenu des valeurs relatives analogues, à 5 % près. Ceci s'explique par le fait que l'allure générale des spectres étudiés était très sensiblement la même, si l'on excepte les quelques raies de haute énergie, dont la contribution reste très faible, la réponse du détecteur pour de tels rayonnements gamma étant rendue complexe par l'effet Compton, l'émission de rayonnement de freinage et l'échappement d'électrons. Cette similitude des spectres permet de supposer, en outre, que l'efficacité globale de détection restait approximativement constante de résonance en résonance.

Notons toutefois qu'un tel calcul suppose que la multiplicité varie peu de résonance en résonance de même symétrie, ce qui semble raisonnable, étant donné la complexité des spectres des rayons gamma de capture. Ceci suppose également que les largeurs radiatives totales restent voisines. Or, notre expérience de transmission sur le platine ^(83,129) a montré que, pour les résonances $J^{\pi} = 1^{-195}$ Pt + n, ces dernières fluctuaient quelque peu (tableaux III.2 et III.7) autour d'une valeur moyenne de 118 meV ; en fait, il est raisonnable d'admettre que cette variation est due aux fluctuations des

quelques transitions relativement intenses de haute énergie (cf paragraphe III.1.6) ; son influence est donc associée à leur contribution au spectre global et, dans le cas du platine, on peut la considérer comme peu sensible. L'incidence de cette variation Γ_v sur la distribution des largeurs partielles sera par conséquent négligeable. Néanmoins, même si la largeur radiative totale fluctuait beaucoup, on devrait s'attendre à une variation en sens inverse de la multiplicité. Il serait donc intéressant de mesurer les deux paramètres pour des éléments comme le platine, l'étain et le mercure par exem-même spin. Les seules données expérimentales dont on dispose à ce jour sont celles de Carpenter et Bollinger ⁽¹⁰⁷⁾ sur deux résonances de ²⁰¹Hg, situées à 43 et 7! eV ; les auteurs ont bien trouvé l'effet escompté, mais les deux résonances se sont avérées par la suite être de spin différent.

Afin de vérifier le bien fondé de notre définition du coefficient de normalisation, nous avons comparé le coefficient relatif des deux résonances du platine situées à 12 eV et 19 eV calculé à partir du spectre total enregistré par le détecteur Ge-Li et celui calculé à partir d'une bande d'énergie comprise entre 2 et 3 MeV obtenue dans une expérience antérieure (120,121) à l'aide d'un cristal NaI(T1). Dans ce dernier cas, on était pratiquement assuré de détecter tout rayon gamma parvenant au cristal ; l'angle solide de détection étant faible, on vérifiait que la bande choisie, correspondant à l'énergie moyenne de toutes les transitions d'une cascade, environ 2 à 3 MeV, reflétait bien le nombre de captures ⁽¹²¹⁾, et ceci même pour des résonances de spin différent. Les résultats sont analogues. Rappelons enfin que les données de Moxon et Rae, rapportées par Bollinger et al (119), permettent de comparer l'intensité des rayons gamma détectés dans un cristal d'iodure de sodium avec un seuil inférieur de 2 MeV, avec le taux de capture des neutrons. Ces rapports sont raisonnablement constants pour 11 résonances du platine. L'intensité des rayons gamma dans un large domaine d'énergie est donc une mesure significative.

II.3.3 Le problème du seuil expérimental.

Pour chaque résonance λ on ne peut voir apparaître qu'un certain nombre de transitions, à cause de la fluctuation des largeurs radiatives partielles et des taux de comptage souvent faibles que l'on obtient dans une expérience de capture. Il s'introduit donc un seuil expérimental en deçà duquel l'existence des transitions est incertaine, les erreurs $\Delta A_{\lambda i}$ sur les aires $A_{\lambda i}$ devenant de l'ordre de celles-ci. Nous définirons alors le seuil A_{λ}^{s} par la valeur supérieure des $A_{\lambda i}$ dont l'erreur $\Delta A_{\lambda i}$ est au moins égale à $A_{\lambda i}$. Nous prendrons donc en considération uniquement les transitions dont les aires sont supérieures à leur erreur. Nous définirons corrélativement un seuil pour l'intensité relative et un seuil pour le paramètre réduit x :

$$I_{\lambda}^{s} = \frac{A_{\lambda}^{s}}{B_{\lambda}}$$
(II,19)

$$\mathbf{x}_{\lambda}^{s} = \frac{\mathbf{I}_{\lambda}^{s}}{\langle \mathbf{I}_{\lambda j} \rangle} = \frac{\mathbf{I}_{\lambda}^{s}}{\langle \mathbf{I} \rangle} \qquad (11,20)$$

En fait, cette définition conduit à considérer un seuil pour chaque résonance. Il est alors nécessaire de choisir un compromis entre les différents seuils x_{λ}^{s} pour définir un seuil unique α . Si l'on prenait pour ce dernier la valeur supérieure des x_{λ}^{s} , un certain nombre de petites largeurs précises, celles pour lesquelles B, est très grand, seraient en effet éliminées. Nous écrirons :

$$\alpha = \frac{1^{s}}{\langle 1 \rangle} \qquad (11,21)$$

La probabilité de détecter une transition i dans une résonance λ sera donc :

$$p = \int_{\alpha}^{\infty} P(\mathbf{x}_{\lambda \mathbf{i}}, p) \, d\mathbf{x}_{\lambda \mathbf{i}} \qquad (II, 22)$$

Avec v = 1, on obtient p = 0,75 pour a = 0,1 et p = 0,65 pour a = 0,2.

La probabilité de de m résonances s'écrira :

Même si l'on prend un seuil a égal à 2, la valeur de P_m sera supérieure à 95 % dès que l'on possède une quinzaine de résonances.

Considérons maintenant le somme de n transitions. Les seuils $A_{\lambda\Sigma}^{s}$ et $I_{\lambda\Sigma}^{s}$ sur les aires $A_{\lambda\Sigma}$ et les intensités relatives $I_{\lambda\Sigma}$ seront les mêmes que précédemment. Il s'introduira donc un seuil β sur les variables réduites $\mathbf{x}_{\lambda\Sigma}$:

β =

β sera par conséquent d'autant plus faible que le nombre de transitions sera plus grand. Considérons deux transitions. Au seuil $\alpha = 0,1$ précédemment envisagé correspond un seuil $\beta = 0,05$ et ν devient égal à 2. La probabilité que $x_{\lambda\Sigma}$ soit supérieure à β est égale à 0,95 ; la mesure devient ainsi plus précise. Si l'on prend la somme de trois transitions, la probabilité atteint 0,99. Cette remarque permet dans certains cas d'attribuer le spin des résonances. Soit une résonance induite par des neutrons s ; son spin peut ainsi prendre deux valeurs. Si trois transitions sont interdites pour l'une de ces deux valeurs, leur absence globale permettra pratiquement de conserver la valeur en question.

- 55 -

La probabilité de la détecter au moins une fois dans un échantillon

$$P_{-} = 1 - (1 - p)^{m} \qquad (II, 23)$$

$$\frac{\mathbf{I}_{\lambda\Sigma}^{\mathbf{S}}}{\langle \mathbf{I}_{\lambda\Sigma} \rangle} = \frac{\mathbf{I}^{\mathbf{S}}}{n\langle \mathbf{I} \rangle} = \frac{\alpha}{n} \qquad . \tag{11,24}$$
Chapitre III

LE PLATINE

III.1 INTRODUCTION

Une étude de capture radiative permet notamment de préciser la loi de fluctuation de résonance en résonance de mêmes spin et parité, des largeurs radiatives partielles Γ_{γ_2} , c'est-à-dire, rappelons-le, des probabilités de transition par émission de rayonnement gamma entre le niveau de formation du noyau composé et un état final donné.

Aussi de multiples expériences ^(15,108-121) furent-elles réalisées dans un grand nombre de laboratoires depuis une dizaine d'années, soit près des réacteurs, soit près des accélérateurs linéaires. Les études les plus complètes ont été effectuées à Brookhaven ⁽¹¹⁸⁾, Argonne ⁽¹¹⁹⁾ et Saclay ^(120,121) sur le noyau cible ¹⁹⁵Pt. Comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre II, le noyau composé ¹⁹⁶Pt offre en effet un cas particulièrement favorable. Il présente d'une part un nombre intéressant de résonances isolées de spin et parité $J^{\pi} = 1$ et d'autre part trois raies suffisamment intenses et séparées, le premier état excité de ¹⁹⁶Pt étant situé à 356 keV et le second à 689 keV. Les données furent analysées dans le cadre de la description de Porter et Thomas ⁽⁴⁰⁾. Elles mettaient très nettement en relief de larges fluctuations de Γ_{γ_i} et con-duisaient à une valeur du paramètre ν petite. Chrien et al ⁽¹¹⁸⁾ trouvèrent

Dans ces expériences, les détecteurs de rayonnements gamma étaient constitués de un ou plusieurs cristaux d'iodure de sodium, de plus ou moins grande dimension, dont la résolution n'était guère inférieure à 300 keV pour un rayon gamma de 8 MeV. Il était donc difficile de calculer les intensités des raies séparées de 350 keV environ avec précision. Enfin, le nombre relativement limité de largeurs partielles influait grandement sur la valeur de v et sur celle de son erreur. La distribution des largeurs radiatives partielles semblait plutôt obéir à une loi en χ^2 à deux degrés de liberté. Ceci était difficilement explicable à l'aide des concepts actuels du mécanisme des réactions nucléaires, une réaction de capture partielle correspondant à une seule voie de sortie ouverte. Toutefois, la valeur v = 1 ne pouvait être exclue.

Nous avons donc repris (125-128) cette étude à l'aide d'un détecteur Ge-Li et d'une cible naturelle de 5 mm d'épaisseur auprès de l'accélérateur linéaire de Saclay sur une base de vol de 28,7 m située en arrière par rapport à la direction du faisceau d'électrons. C'est l'ensemble de ce travail, qui concerne uniquement les ondes "s" de neutron (moment angulaire orbital nul) que nous nous proposons de décrire dans ce chapitre.

L'état fondamental de ¹⁹⁵Pt a un moment angulaire total 1/2 et une parité négative. La capture, par ce noyau, d'un neutron s conduira donc à la formation d'un noyau ¹⁹⁶Pt de spin et parité 0 ou 1. Nous avons analysé 22 résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ et huit résonances $J^{\pi} = 0^{-}$ entre 10 et 700 eV. Nous avons donc disposé d'un échantillon statistique environ deux fois plus grand que dans les expériences antérieures et d'un détecteur possédant une résolution 20 fois plus fine. Enfin la résolution en temps-de-vol était également meilleure. Nous étions ainsi placé dans des conditions nettement améliorées.

Ce chapitre sera scindé en trois parties. Dans la première nous présenterons nos données sur les largeurs radiatives et nous décrirons les

- 57 -

v = 2,0 + 0,8 = 0.4 à l'aide de 12 résonances. Bollinger et al (119), en étudiant les spectres de huit résonances, obtinrent $v = 1,56 \pm 0,51$. Enfin Huynh et al (120,121), avec 13 résonances, aboutirent à $v = 2,4 \pm 0,6$.

méthodes qui nous ont permis de calculer le paramètre v. De ces données nous tirerons plusieurs conséquences dans une seconde partie. Nous évaluerons d'abord la variation de l'intensité moyenne de quelques transitions en fonction de leur énergie. Nous discuterons ensuite de l'effet de corrélation existant entre la somme des intensités des trois premières transitions et la largeur radiative totale. Nous aborderons enfin le problème de l'interférence entre plusieurs résonances pour une voie de sortie donnée et nous discuterons le spectre thermique. Dans la dernière partie nous présenterons le schéma des états excités de quelques isotopes du platine et surtout celui du noyau sphérique pair-pair ¹⁹⁶Pt.

III.2 DISTRIBUTION DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES DE ¹⁹⁵Pt + n

III.2.1 Présentation des données.

Parallèlement à notre étude de capture, nous avons également effectué une expérience de transmission des neutrons de 65 à 850 eV pour quatre échantillons de platine d'épaisseurs différentes ^(83,129). Nous en avons tiré un certain nombre de renseignements et en particulier l'isotope, le spin et la largeur radiative totale d'un grand nombre de résonances. Une simple analyse visuelle des spectres des rayonnements gamma de capture a confirmé le spin d'un certain nombre d'entre elles, celles qui présentaient au moins une transition de haute énergie, favorisée pour un état $J^{\pi} = 1$. Elle a même permis d'attribuer le spin et la parité l aux trois résonances situées à 590. 632 et 660 eV.

L'étude de la capture radiative partielle porte donc sur 22 résonances $J^{\pi} = I^{-}$ de ¹⁹⁶Pt et nous nous sommes limités, pour le calcul du paramètre $v = 2\rho$, aux trois transitions dipolaires électriques $1^- \rightarrow 0^+$, $1^- \rightarrow 2^+$ et $1^- \rightarrow 2^+$ aboutissant à l'état fondamental du noyau final ¹⁹⁶Pt et aux deux premiers états excités situés à 356 et 689 keV. L'efficacité du détecteur variait peu dans la gamme d'énergie considérée (environ 10 % : fig. 8). Les autres transitions, et en particulier celles qui aboutissent aux états excités situés à 1137, 1359 et 1400 keV, sont en effet trop peu précises pour un grand nombre de résonances pour être analysées isolément et seules leurs valeurs moyennes sont significatives. Le tableau III.1 donne, pour chacune des résonances $J^{\pi}=1^{-}$, les aires A; de 9 transitions, ainsi que les aires B; correspondant au spectre d'amplitude totale (la limite inférieure étant fixée à 2,5 MeV).

situées à 485, 490 et 491 eV ^(83,129).

té de la distribution que nous envisageons.

La résolution en temps-de-vol était suffisante pour séparer convenablement les doublets et en particulier ceux apparaissant à 66,9 - 67,5 eV, 119 - 119,6 eV, 149,9 - 154,1 eV, 256,9 - 261,7 eV, 558 - 560 eV et 590,4 -603,3 eV ⁽⁸³⁾. Ceci était une nécessité fondamentale pour le calcul des largeurs partielles, l'écran utilisé étant suffisamment épais pour accroître le taux de comptage. Cependant, nous n'avons pu séparer le quadruplet situé à 490 eV; nous n'avons donc pas analysé les trois résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ de ¹⁹⁵Pt

La figure 13 montre la courbe en temps-de-vol correspondant au spectre d'amplitude global. Le tableau III.2 donne les intensités relatives I, des trois rayonnements y correspondants, d'énergies respectives 7920, 7564 et 7234 keV non corrigées de la variation de l'efficacité du détecteur. Il fait très nettement ressortir de larges fluctuations de C, de résonance en résonance ; on voit également que chaque résonance présente généralement une seule transition intense, les deux autres étant très faibles. La figure 14 montre l'allure de quelques spectres obtenus. Les données du tableau III.2 montrent que, aux erreurs près, les intensités I, des trois transitions, moyennées sur l'ensemble des m résonances, sont très approximativement égales (tableau III.4). On peut donc admettre que les trois familles partielles appartiennent à la même population parente (130,131); ceci nous permet de les réunir pour former un échantillon de 66 éléments. Nous sommerons, en outre, pour chaque résonance, les trois intensités afin de tester si celles-ci sont ou non indépendantes. Cependant, nous avons vu au chapitre I que la probabilité de transition pourrait être proportionnelle à la puissance 3 (modèle de Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾) ou à la puissance 5 (modèle de Axel (67)) de l'énergie E_{yi} du rayonnement émis (cf relations I,66 ou I,79). La variation croissante des largeurs moyennes en fonction de cette dernière (tableau III.4) nous incite à rechercher le rôle de l'une et l'autre de ces lois sur la détermination du nombre de degrés de liber-

III.2.2 Détermination du nombre de degrés de liberté v.

Un certain nombre de méthodes plus ou moins élaborées ont été développées pour calculer la valeur la plus probable de v. Nous en rappellerons les points essentiels, en donnant les valeurs auxquelles elles conduisent. Les calculs furent effectués sur le calculateur IBM 7094 du C.E.N. de Saclay.

Dans une expérience de transmission, un certain nombre de résonances, dont la largeur de neutron est faible, échappe à la détection pour des raisons de résolution ; il y a donc un défaut systématique de petites largeurs. Il en est autrement dans une expérience de capture radiative partielle, où les largeurs que l'on peut manquer ont des valeurs distribuées au hasard. Le calcul de v doit donc, dans le second cas, s'effectuer sur les m largeurs de l'échantillon expérimental. La largeur de neutron et une largeur radiative partielle ne sont pas corrélées dans le cas du platine. On trouve en effet les coefficients de corrélation suivants entre $\Gamma_n^{\circ} = \Gamma_n / \sqrt{E}$ (tableau III.5) et les largeurs radiatives partielles des trois premières transitions :

$$\rho_{n1} = -0,02 \pm 0,4$$
 $\rho_{n2} = -0,04 \pm 0,4$ $\rho_{n3} = 0,21 + 0,37 - 0,44$

en fixant les limites de confiance à 95% et en se rapportant aux abaques de la réf. 142.

III.2.2.1 Méthode du maximum de vraisemblance. Pour obtenir la valeur la plus probable de v (ou de ρ), Porter et Thomas ⁽⁴⁰⁾ ont développé un traitement basé sur la règle du maximum de vraisemblance ⁽¹³²⁾. La valeur la plus probable de p est celle qui rend maximale la fonction de vraisemblance, donc son logarithme. Celle-ci est le produit des fonctions $P(x_i, \rho)$ définies en 1,39 et relatives à m mesures x, :

$$L = \prod_{i=1}^{m} P(x_i, \rho)$$
(III,1)

le paramètre m est la taille de l'échantillon expérimental. On est alors conduit à l'équation transcendante :

$$\frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} (\log x_i - x_i) + 1 = F(\rho)$$
 (III,2)

soit :

les valeurs de α .

Garrisson introduit une fonction de probabilité tronquée :

ni par la condition :

- 61 -

$$F(\rho) = \psi(\rho) - \log \rho \qquad (III,3)$$

 $\psi(\rho)$ désignant la dérivée du logarithme de la fonction gamma. La variance de ρ est donnée (131) par l'inverse de l'espérance mathématique de $(1/L \partial L/\partial \rho)^2$,

$$(\operatorname{var} \rho)^{-1} = m \frac{d}{d\rho} [F(\rho)].$$
 (III,4)

Cependant, certains niveaux ont des largeurs radiatives faibles et entachées d'erreurs importantes, comme le montre le tableau III.2. Les relations III,2 et III,4 portent sur l'ensemble de l'échantillon et ne peuvent donc être appliquées directement à nos données du platine. Nous avons donc repris la méthode préconisée par Garrisson ⁽¹⁴⁰⁾, c'est-à-dire utilisé une distribution en χ^2 tronquée dans laquelle se trouve inclus le seuil experimental α , en deçã duquel les intensités réduites x, sont trop imprécises. L'auteur développe son traitement à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance dans le cas où a est petit devant 1. Nous l'avons étendu à toutes

Nous devons néanmoins remarquer que dans cette méthode nous ne conserverons, parmi les m largeurs de l'échantillon initial, que m' = m - n largeurs, en éliminant les n largeurs inférieures au seuil α . Or ce sont justement celles dont le logarithme est prépondérant dans le calcul du maximum de vraisemblance et qui permettent de trancher clairement entre v = 1 et v = 2. L'introduction du seuil se fait au détriment d'informations précieuses. Il est clair que l'on a intérêt à prendre α aussi faible que possible.

$$P(x,\rho,\alpha) = G(\rho,\alpha) P(x,\rho) \qquad (III,5)$$

où P(x, ρ) désigne toujours la distribution en χ^2 à ν degrés de liberté non tronquée définie en (I,39) et où $G(\rho,\alpha)$ est un facteur de normalisation défi-

$$\int_{\alpha}^{\infty} P(x,\rho,\alpha) dx = 1 \qquad (III,6)$$

Il suffit alors de rendre maximale la fonction :

$$L = \prod_{i=1}^{m'} P(\mathbf{x}_{i}, \rho, \alpha)$$
(III,7)
i=1

ce qui conduit à l'équation :

$$\frac{1}{m'} \sum_{i=1}^{m'} (\log x_i - x_i) + 1 = F(\rho) - \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \rho} \qquad (III,8)$$

Il apparaît donc, par rapport à l'équation non tronquée (III,2), un terme correctif que l'on évalue en tenant compte de (III,6). Le calcul montre que :

$$\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \rho} = - \frac{\frac{\partial}{\partial \rho} \left[\int_{\alpha}^{\infty} P(x,\rho) dx \right]}{\int_{\alpha}^{\infty} P(x,\rho) dx} \qquad (III,9)$$

 $P(x,\rho)$ étant continue et continûment dérivable de α à l'infini, on peut dériver sous le signe somme (théorème de Leibnitz (133)) et on est finalement conduit à l'expression suivante, valable quel que soit α :

$$F(\rho) - \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \rho} = 1 + \frac{\int_{\alpha}^{\infty} (\log x - x) P(x,\rho) dx}{\int_{\alpha}^{\infty} P(x,\rho) dx}$$
(III,10)

$$= 1 + \frac{F(\rho) - 1 - \int_{0}^{\alpha} (\log x - x) P(x, \rho) dx}{1 - \int_{0}^{\alpha} P(x, \rho) dx} . (III, II)$$

La variance de p s'écrit (131) :

$$= m' \frac{\partial}{\partial \rho} \left[F(\rho) - \frac{1}{G(\rho, \alpha)} \frac{\partial G(\rho, \alpha)}{\partial \rho} \right] \quad (III, 12)$$
Dans les calculs numériques $\psi(\rho)$ et sa dérivée $\psi'(\rho)$ par rapport à ρ
ont été remplacées par leurs développements en série ⁽¹³¹⁾:

$$\psi(\rho) = -\gamma - \frac{1}{\rho} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\rho}{k(\rho + k)} \qquad (III, 13)$$

$$\psi'(\rho) = \frac{1}{\rho^2} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\rho + k} \right)^2 \qquad (III, 14)$$
où γ désigne la constante d'Euler.
Nous avons représenté sur la figure 15 la variation de $F(\rho)$ et de
 $F(\rho) - (1/G)(\partial G/\partial \rho)$ en fonction de ρ et sur la figure 16 la variation de la racine carrée de la variance de ρ en fonction de m' pour $\rho = 0, 5$ ($\nu = 1$) et différents seuils α . Nous voyons sur cette dernière figure que, pour un même nombre de largeurs m', l'erreur sur ρ est environ deux fois plus élevée pour $\alpha = 0, 1$ que pour $\alpha = 0$. En d'autres termes, si l'on désire une erreur sur ρ de 0,1, soit une erreur sur ν de 0,2, il suffit de 34 résonances lorsque le seuil est nul, alors qu'il en faut 145, soit environ quatre fois plus, lors-

Pour éliminer les 14 petites largeurs trop incertaines, nous devons prendre un seuil $\alpha = 0,1$. On trouve alors, avec les 52 probabilités restantes, $v = 1,35 \pm 0,42$. Cette valeur est compatible avec une loi en χ^2 à un degré de liberté. La distribution des largeurs expérimentales réduites $x_i = I_i / \overline{I_i}$ a été tracée sur la figure 17 ainsi que les deux distributions en χ^2 à un et deux degrés de liberté. Une simple comparaison visuelle confirme le résultat du calcul et montre que les données sont incompatibles avec une loi exponentielle (v = 2). Cet aspect se trouve confirmé si l'on examine la distribution de la

(var p)

$$= \mathbf{E} \left(\frac{1}{L} \frac{L}{\partial \rho} \right)^{2}$$

$$= \mathbf{m}^{\dagger} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\mathbf{F}(\rho) - \frac{1}{G(\rho, \alpha)} \frac{\partial G(\rho, \alpha)}{\partial \rho} \right] \quad . \quad (III, 12)$$

(40) dépendance. Porter et Thomas ont en effet indiqué que les transitions qui aboutissent à des états très excités sont certainement indépendantes ; par contre, celles qui parviennent aux premiers états excités peuvent ne pas l'être. Chaque transition individuelle suivant une loi de Porter et Thomas, comme nous venons de le voir, il suffit de considérer la distribution de k transitions de ce type et de vérifier si le nombre de degrés de liberté est égal ou non à k⁽¹³⁰⁾. Or, nous vérifions, dans le cas du platine, que la somme des trois transitions, qui aboutissent à l'état fondamental et aux deux premiers états excités situés à 356 et 689 keV, suit bien une loi à trois degrés de liberté. De même, la somme des six premières transitions suit une loi à six degrés de liberté. Nous en concluons que ces six transitions sont indépendantes, ce que confirme le calcul des différents coefficients de corrélation correspondants.

Les énergies des trois transitions considérées étant voisines, l'influence de la loi en $E_{\gamma_i}^3$ ou en $E_{\gamma_i}^5$ est peu sensible sur le nombre de dégrés de liberté et nous obtenons des valeurs de v très voisines des précédentes.

Il est un autre point a priori plus délicat dans une telle étude. Certains niveaux ont des intensités relatives I_i élevées, conduisant à des valeurs de x de l'ordre de 0,2 à 0,6, mais entachées d'une grande erreur AI; En effet, bien que l'aire des pics des transitions de haute énergie soit faible, l'aire relative du spectre global est également faible. Dans le cas de ¹⁹⁵Pt, huit transitions de ce type sont observées sur les 66. On peut voir leur effet sur la distribution en faisant varier leurs intensités dans un large domaine, par exemple en remplaçant leurs intensités I; respectivement par I; - ΔI ; et par I_i + AI_i, ce qui représente deux limites particulièrement défavorables. Il est satisfaisant de noter que les résultats obtenus, pour un seuil α = 0,1, restent voisins du précédent.

La taille de l'échantillon intervient directement dans la détermination de v (équation III,8) et dans celle de sa variance (équation III,12). On a évidemment intérêt à posséder le plus grand nombre possible de résonances,

III.2.2.2 Méthodes de Monte-Carlo.

III.2.2.2.1 Principe. A cause de la faible dimension de leur échantillon, Bollinger et al. (119) ont utilisé une technique plus élaborée, basée sur la méthode de Monte-Carlo. L'idée générale est de comparer l'échantillon expérimental, qui suit une distribution dont le paramètre v est inconnu, avec une série d'échantillons mathématiques équivalents formés au hasard par un tirage de Monte-Carlo à partir d'une population régie par une distribution en χ^2 pour laquelle v prend une valeur donnée v. La méthode consiste à comparer la valeur v de l'échantillon physique, donnée par la méthode du maximum de vraisemblance, à la distribution des valeurs v_m obtenues par la même méthode pour les échantillons mathématiques. Si la valeur v_p tombe près du centre de cette distribution des v_m , les données expérimentales sont compatibles avec la valeur présumée v de v. Cependant, pour tenir compte des erreurs expérimentales, les auteurs ont introduit une correction quelque peu arbitraire. Ils supposent en effet que les petites erreurs relatives $\Delta I_i/I_i$ des intensités relatives I_i n'induisent pas d'erreur significative sur la valeur de v_{D} et peuvent être ignorées. En d'autres termes, lorsque $\Delta I_i/I_i < 1$, c'est la valeur I_i elle-même qui est utilisée pour calculer v_p . Par contre, lorsque $\Delta I_i / I_i > 1$, I_i est remplacé par ΔI_i . Le même procédé est appliqué aux échantillons mathématiques, à cela près que toute valeur x, tirée au hasard et inférieure au seuil expérimental α est prise égale à ce seuil. Bien que les auteurs reconnaissent l'arbitraire de cette méthode. ils font remarquer que le même type de distorsion est appliqué aux données physiques et mathématiques. Cependant nous désiront faire remarquer que la troncature n'est pas tout à fait identique.

pour obtenir une valeur précise de v. Ceci se vérifie sur les données du platine, en calculant le nombre de degrés de liberté pour chacune des trois premières transitions de 7920, 7564 et 7234 keV. En prenant un seuil α = 0,1, on trouve en effet respectivement les valeurs de v suivantes : 1,95 ± 0,92 ; 0,87 ± 0,52 et 1,57 ± 0,92. Les trois résultats sont compatibles avec une loi en χ^2 à un degré de liberté. Cependant le premier et le dernier n'excluent pas la valeur 2. Afin d'obtenir une valeur de v suffisamment précise il est nécessaire de posséder un échantillon d'au moins 60 largeurs, ainsi qu'il ressort de nos données expérimentales et de l'analyse précédente.

Afin d'analyser nos données antérieures sur le platine (120,121) nous avions imaginé à Saclay ⁽¹²²⁾ une méthode légèrement différente de la précédente et qui combinait en principe les avantages de la méthode de Garrisson à ceux du tirage de Monte-Carlo. Cependant, elle ne correspondait pas tout à fait à l'expérience, quoique simple d'utilisation. Elle consistait, en effet, à ne conserver, parmi les échantillons mathématiques, que ceux qui étaient rigoureusement identiques à l'échantillon expérimental, c'est-à-dire ayant une taille m et un nombre de largeurs réduites inférieures au seuil exactement égal à n_n. La règle du maximum de vraisemblance tronquée était alors appliquée à ces m-n grandeurs et l'on étudiait la distribution de la grandeur v pour l'ensemble des épreuves ainsi formé. Par contre, une telle pratique convient bien à l'étude de la distribution des largeurs réduites de neutron, où les petits x; correspondent aux résonances ayant un minimum de transmission trop voisin de l'unité pour être observables. Le seuil expérimental α étant fixé, on calcule, pour un ν_{α} donné, le nombre n de résonances qui ont une largeur x; inférieure à ce seuil, le nombre de résonances ayant un x, supérieur au seuil étant une donnée de l'expérience. Le rapport n/m est égal au rapport des aires soustendues par la distribution P(x;,ρ) respectivement entre 0 et α et entre α et l'infini. On effectuera alors le tirage d'échantillons de taille m + n. On trouvera quelques applications de cette méthode dans la référence 83.

Afin de traiter les données relatives aux largeurs radiatives partielles, nous avons récemment développé une nouvelle méthode (128) qui généralise les précédentes et qui reflète la réalité physique. Nous allons maintenant en esquisser les grandes lignes. Si elle est toujours basée sur les méthodes de Monte-Carlo et du maximum de vraisemblance tronquée, elle tient compte, en plus, du fait que notre échantillon expérimental est lui-même un tirage au hasard parmi la population des x. En d'autres termes, nous considérons que, si nous tirons expérimentalement un nombre m d'observations, le nombre n d'observations inférieures au seuil expérimental α est une variable aléatoire.

que l'on perd moins du millième de l'aire totale.

III.2.2.2.3 Constitution des épreuves mathématiques. Le découpage de l'aire étant effectué, nous simulons ⁽¹²⁸⁾ toutes les épreuves physiques possibles, c'est-à-dire tous les échantillons que nous aurions pu obtenir expérimentalement. Pour ceci, nous effectuons M tirages au hasard non exhaustifs de m mesures x, parmi les 1000 valeurs de x, où m est égal à la taille de l'échantillon expérimental (66 dans notre exemple). M est généralement pris égal à 50 000. Afin d'introduire le seuil expérimental a, nous appliquons la méthode du maximum de vraisemblance tronquée aux m-n largeurs qui sont supérieures à ce seuil, sans imposer de restriction à ce nombre. Chaque paquet de m largeurs se trouve donc caractérisé par deux paramètres, à savoir le nombre de degrés de liberté v_m et le nombre n_m de largeurs inférieures à α . Nous formons ainsi un espace à deux dimensions en ayant en abscisses les différentes valeurs de v_m et en ordonnées les différentes valeurs de n_m. Nous affectons à chaque point (v_m, n_m) une masse égale au nombre de paquets $MAT(v_m, n_m)$ correspondant. Nous avons donc un ensemble de masses discrètes réparties dans le plan considéré, qui forment, pour un v donné, un nuage théorique (figs.18,19) . Nous devons comparer celuici au point expérimental (v_p, n_p) , afin de déterminer la meilleure estimation de v_0 pour la population expérimentale à partir de laquelle nous avons constitué notre échantillon expérimental.

III.2.2.2.2 Population mathématique. La population mathématique est réalisée (122) en découpant une distribution en χ^2 à v_0 degrés de liberté, de sorte que, si $P(x_i,p)dx_i$ est la probabilité que x_i sont compris entre x_i et x_i + dx_i, toutes les probabilités élémentaires P(x;,p)dx; soient égales entre elles. Ceci revient à partager l'aire totale de la distribution en aires égales. La valeur de dx, sera différente pour chaque x, et sera prise suffisamment petite pour que l'on puisse utiliser la méthode d'intégration a Riemann et que les logarithmes des points d'un même intervalle dx, soient sensiblement égaux. Aussi, divisons-nous l'aire en 1000 aires égales. Ceci est effectué par une recherche automatique basée sur la méthode des moindres carrés. Pour v_0 < 2, la distribution correspondante devenant infinie à l'origine, le découpage est commençé en $x_i = 10^{-6}$, afin de perdre moins du millième de l'aire totale ; pour $v_0 \ge 2$, la limite inférieure est prise à l'origine. Dans tous les cas la limite supérieure est atteinte dès

- 68 -

Lorsque v_0 varie, le nuage se déplace (fig. 18). D'une façon générale, lorsque v_0 croît, la valeur moyenne de v_m croît et la valeur moyenne de n_m décroît. Il est intéressant de voir, lorsque v_0 est fixé, s'il existe une liaison entre les deux quantités v_m et n_m , qui doit apparaître sur la structure du nuage. Celui-ci est découpé en tranches minces parallèles aux axes. Considérons une tranche parallèle à l'axe des v_m . La répartition des masses correspondantes reflète la loi de probabilité liée de v_m pour n_m donné. Nous avons trouvé, quel que soit v_0 , qu'elle était indépendante de la tranche choisie ; il en est de même pour une tranche parallèle à l'axe des n_m . Nous en concluerons (134-136) que les distributions conditionnelles sont identiques entre elles et identiques à la distribution marginale et par conséquent qu'il existe une indépendance stochastique entre les deux grandeurs envisagées, v_0 étant fixé, ce que confirme le coefficient de corrélation entre v_m et n_m ($r = \cos (v_m n_m)/(var v_m var n_m)^{1/2} \sim 0$) et le fait que les droites de régression sont parallèles aux axes de coordonnées.

III.2.2.2.4 <u>Meilleure estimation du nombre de degrés de liberté</u>. Considérons d'abord la projection du nuage sur l'axe des v_m . Nous obtenons l'histogramme des différentes valeurs de v_m (fig. 19). Nous prendrons, par définition, comme meilleure estimation v_{0v} de v_0 , celle pour laquelle la valeur expérimentale v_p sera la valeur médiane de la distribution correspondante des v_m . Nous calculons pour cela la probabilité $Pr(v_m > v_p)$ que v_m soit supérieur à v_p et traçons sa variation en fonction de v_0 (tableau III.3 et fig. 20a) ; la valeur cherchée de v_0 partage l'histogramme correspondant en deux aires égales. La quantité v_{0v} est définie avec une certaine erreur $\tilde{v}_{0v} \pm \Delta v_i$; par définition, l'intervalle Δv_s est tel qu'il y ait 16,3 % de chance que v_m soit supérieur à $\tilde{v}_{0v} \pm \Delta v_i$ est tel qu'il y ait 16,3 % de chance que v_m soit inférieur à $\tilde{v}_{0v} - \Delta v_i$. Nous obtenons ainsi, en prenant $v_p = 1,35$ et $\alpha = 0,1$:

$$\overline{v}_{ov} = 1,35 + 0,43 - 0,39$$

Considérons de même la projection du nuage théorique sur l'axe des n_m . Nous obtenons l'histogramme des valeurs de n_m (fig. 19). Il convient ici de calculer la probabilité que n_m soit inférieur à n_p et d'en traçer la variation en fonction de v_o (tableau III.3). La valeur médiane \tilde{v}_{on} est celle pour laquelle cette probabilité vaut 0,5. On obtient, en prenant les mêmes critères que précédemment pour calculer la variance de \tilde{v}_o et les mêmes varleurs de n_p et de α (fig. 20b) :

Il convient de noter que nous obtenons ainsi deux estimations de v_0 et non deux mesures indépendantes.

Nous obtiendrons une troisième estimation en tenant compte des deux informations v_m et n_m que nous tirons de chaque paquet, c'est-à-dire en recherchant la meilleure estimation \tilde{v}_0 de v_0 directement sur le nuage (fig. 19). Nous calculons pour cela la probabilité $Pr(v_m > v_p, n_m < n_p)$ que v_m soit supérieur à v_p et que n_m soit inférieur à n_p , ce qui généralise les deux cas précédents. Géométriquement, ceci revient à calculer l'aire découpée sur le nuage par les deux axes $v_m = v_p$ et $n_m = n_p$. La valeur \tilde{v}_0 cherchée est obtenue lorsque ceux-ci partagent l'aire pondérée en quatre parts égales, c'est-à-dire lorsque le point expérimental (v_p, n_p) se confond avec le point moyen du nuage mathématique, soit lorsque :

Pour v_0 fixé, les deux variables v_m et n_m étant indépendantes, la probabilité ci-dessus est égale au produit des deux probabilités marginales ⁽²⁸⁾, comme on le vérifie sur le tableau III.3 :

$$Pr(v_m > v_p, n_m < n_p) = Pr(v_m > v_p) \times Pr(n_m < n_p)$$
(III,15)

ce qui facilite le calcul des barres d'erreurs. Les limites inférieure et supérieure de \tilde{v}_{o} seront définies respectivement aux points où la probabilité à deux variables vaut (16,8 %)² ~ 2,8 % et (83,2 %)² ~ 69 %. L'intervalle ainsi

 $\tilde{v}_{on} = 1,20 \pm 0,25$.

 $Pr(v_m > v_p, n_m < n_p) = 0,25$.

considéré aura encore la probabilité 67,4 % de contenir la valeur cherchée. Notre échantillon expérimental, caractérisé par les deux paramètres $v_p = 1,35$ et $n_p = 14$ pour $\alpha = 0,1$, nous conduit finalement à adopter comme meilleure estimation de v_0 (fig. 20) :

$$\tilde{v}_{o} = 1,25 + 0,35 - 0,27$$
 (III,16)

Nous avons appliqué la même méthode pour deux seuils voisins $(\alpha = 0,075 \text{ et } \alpha = 0,125)$ et trouvé deux résultats analogues, ce qui valorise le procédé mis en oeuvre.

III.2.3. Conclusion . Quelle que soit la méthode d'analyse adoptée, nos données apparaissent donc compatibles avec une distribution en χ^2 à un degré de liberté. Elles rejettent la loi exponentielle qui correspond, rappelonsle, à deux degrés de liberté. Un résultat identique fut obtenu, il y a quelques années, par Carver et Jones ⁽¹³⁷⁾ pour les largeurs radiatives partielles de ⁵⁹Cu formées par capture de protons dans ⁵⁸Ni. Une réaction de capture partielle, qui est une réaction à une seule voie ouverte de sortie. est donc parfaitement décrite dans le cadre de la description de Porter et Thomas, tout comme la largeur réduite de neutron, la largeur de fission et la largeur radiative totale. D'une manière générale, quelle que soit la largeur de réaction considérée, le nombre de degrés de liberté v est bien égal au nombre de voies ouvertes de sortie.

Remarque. Rae et al (138) ont étudié récemment les largeurs radiatives partielles du noyau composé ²⁰⁰Hg et trouvé la valeur v = 0,96 + 0,24- 0,17 L'échantillon analysé par Rae et al est également de taille élevée, mais il résulte de la combinaison de trois résonances et de 26 transitions El comprises entre 4670 et 8025 keV. On peut faire plusieurs réserves sérieuses à la méthode utilisée par ces auteurs, surtout si on la compare aux données de Saclay. Primo, il fut nécessaire de tenir compte de la variation de l'efficacité du détecteur dans la gamme d'énergie considérée, ce qui est toujours une correction délicate. Secondo, les auteurs durent tenir compte de la variation importante de l'intensité des transitions avec leur énergie et la loi en E³

qu'ils ont prises apparaît maintenant très discutable, comme nous le verrons au paragraphe suivant. Tertio, parmi les trois résonances envisagées, deux ont un spin et une parité l, l'autre un spin et une parité 0; les deux populations ne purent donc être mélangées qu'après avoir corrigé leurs intensités moyennes, qui furent trouvées être dans un rapport 2. Quarto, Rae et al ont introduit une correction tenant compte des raies manguantes et des raies non résolues.

III.3 ETUDE DE QUELQUES EFFETS ANNEXES

III.3.1 Valeurs moyennes des largeurs radiatives partielles.

Le nombre relativement important (N = 22) de résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ de 195 Pt + n a permis de calculer la valeur moyenne relative des neuf transitions El d'énergies 7920, 7564, 7234, 6783, 6561, 6520, 6319, 6247 et 6006 keV aboutissant successivement à l'état fondamental de ¹⁹⁶Pt et aux états excités situés à 356, 686, 1137, 1359, 1400, 1601, 1673 et 1914 keV. Le caractère dipolaire électrique des six premières transitions, qui parviennent à des états de spin et parité connus, est évident. Nous admettrons que les autres sont du même type.

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.3, chaque largeur radiative moyenne $\overline{\Gamma}$ est distribuée suivant une loi en χ^2 à Nv degrés de liberté. Com-me $\nu = 1$, l'erreur relative sur $\overline{\Gamma}_{\gamma_i}$ est égale d'après l'équation (II,44) à $\sqrt{2}/N$. L'erreur relative introduite par les erreurs sur chaque Γ_{γ_i} est négligeable, pour l'ensemble des 22 résonances. Les intensités relatives moyennes des neuf transitions, compte tenu de la variation de l'efficacité du détecteur. figurent dans la troisième colonne du tableau III.4 ; les erreurs sont de l'ordre de 30 %.

Nous avons en outre essayé de calculer une estimation absolue de ces intensités. Il suffit de déterminer l'intensité absolue pour une transition bien déterminée d'une résonance donnée, les intensités relatives étant toutes proportionnelles aux intensités absolues avec le même facteur de proportion-

nalité. Pour cela, nous nous sommes normalisés sur la valeur absolue trouvée par Carpenter ⁽¹³⁹⁾ pour la transition vers l'état fondamental de la résonance à 11,9 eV. Cette dernière se trouve en effet bien isolée et sa section efficace de capture est élevée ; les données peuvent donc avoir une précision statistique satisfaisante. D'autre part, la raie aboutissant à l'état fondamental est très intense et ressort nettement des deux raies voisines qui sont faibles. Carpenter obtient 0,048 photon/capture avec une erreur de ± 30%. Il est toutefois utile d'insister sur les difficultés d'une telle mesure absolue et de rappeler que, dans l'expérience de Carpenter, les rayonnements gamma étaient détectés dans un cristal NaI(T1) de grande dimension (8 inches × 6 inches) avec les défauts inhérents à un tel détecteur, tant du point de vue de la forme de la réponse à un rayon gamma monochromatique que de la résolution intrinsèque. A partir de la valeur de la largeur radiative totale Γ_{i} donnée dans la référence (140) pour cette résonance ($\Gamma_v = 112 \pm 7 \text{ MeV}$), nous avons obtenu les résultats présentés dans la quatrième colonne du tableau III.4.

Nous avons comparé ces valeurs relatives et absolues aux estimations théoriques de Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾ et de Axel ⁽⁶⁷⁾ données par les expressions I,66 et I,79 dans lesquelles l'espacement des résonances l de ¹⁹⁵Pt + n a été pris égal à 22 eV ^(85,129). Les valeurs obtenues sont également reportées sur le tableau III.4. On voit qu'elles sont sensiblement égales. Afin d'accroître la statistique, nous avons groupé les transitions d'énergies voisines pour obtenir la variation de l'intensité moyenne en fonction de E_{vi}. Bien que les barres d'erreur restent grandes, la fig. 21 montre que les points expérimentaux paraissent, dans leur ensemble, mieux adaptés par une loi en E_{vi}^5 que par une loi en E_{vi}.

Un calcul indirect décrit dans la référence 83 donne également quelque indication sur cette loi de probabilité, comme nous le verrons ci-dessous.

Bollinger et Thomas ⁽¹⁴¹⁾ ont récemment mesuré directement les intensités moyennes relatives de quelques transitions du même noyau composé, en détectant dans un cristal Ge-Li, dont la résolution était de 7 keV à 8 MeV, les rayonnements gamma induits par un faisceau de neutrons dont la gamme d'énergie couvrait un grand nombre de résonances. La cible était placée au centre du réacteur d'Argonne et était entourée d'un absorbant de ¹⁰B. Ce dernier

et la loi en 1/E du flux de neutrons jouaient le rôle d'un filtre passe bande. Cette dernière devait être suffisamment étroite pour éviter de détériorer la résolution du détecteur, mais suffisamment large pour recouvrir un grand nombre de résonances, afin que la moyenne obtenue soit significative. Les auteurs ont calculer les intensités des huit premières transitions de 196. Pt en prenant approximativement le même domaine d'énergie de neutrons qu'à Saclay. Le tableau III.4 montre que l'accord est satisfaisant, compte tenu des erreurs, ce qui valorisent le procédé mis en oeuvre à Argonne. Bollinger et Thomas ont alors étendu la bande passante du flux de neutrons afin d'accroître le nombre de résonances et d'étudier la variation de l'intensité moyenne des transitions avec leur énergie. Leurs données se sont montrées incompatibles avec une loi en E³, mais l'accord est excellent avec une loi en E⁵. Cette méthode a enfin l'avantage de montrer qu'il s'agit bien de transitions primaires, les raies des spectres gamma ayant une asymétrie assez prononcée.

III.3.2 Fluctuation de la largeur radiative totale des résonances 1^{-} de ¹⁹⁵Pt + n.

abaques de la référence 142, nous trouvons :

c'est-à-dire une très forte corrélation. Un essai d'interprétation peut être donné ⁽⁸³⁾. Il est basé sur le fait que la largeur radiative totale, somme d'un grand nombre de largeurs radiatives partielles correspondant aux diverses transitions primaires, peut s'écrire sous la forme :

Le tableau III.5 fait ressortir une certaine fluctuation de la largeur radiative totale Γ_{γ} des résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ du noyau composé ¹⁹⁶Pt. Nous avons déjà noté (paragraphe II.2.2) que cette fluctuation pouvait être due à la prépondérance de quelques transitions de haute énergie. Etant donné le nombre suffisant (18) de résonances pour lesquelles la précision sur Γ_v est satisfaisante, il devient intéressant de calculer le coefficient de corrélation entre r et la somme des intensités relatives des trois premières transitions envisagées précédemment. En fixant les limites de confiance à 95 % et en se rapportant aux

r = 0,75 + 0,15 - 0.25

$$\Gamma_{\gamma} = \alpha \int_{E}^{U} E_{\gamma_{i}}^{3} \frac{D(U)}{D(E)} dE + \beta \sum_{i=1}^{n} E_{\gamma_{i}}^{T}$$
(III,17)

avec

$$E_{\gamma_{j}} = U - E$$
 (III,18)

où U désigne l'énergie initiale de la transition (pratiquement l'énergie de liaison) et E l'énergie finale ; α et β sont deux constantes qu'il est inutile de préciser. Les quantités D(U) et D(E) représentent les densités de niveaux aux énergies U et E. Le premier terme de C, correspond aux transitions obéissant à une loi de probabilité en E_v^3 et aux niveaux finals dont l'espacement est donné par le modèle statistique et dont l'énergie d'excitation est supérieure à une certaine limite E (environ 2,5 MeV). Le second terme correspond aux transitions de haute énergie (environ 6 à 8 MeV) dont la probabilité peut être proportionnelle soit à $E_{\gamma_i}^3(\tau = 3)$, soit à $E_{\gamma_i}^5(\tau = 5)$; son importance, qui pourrait expliquer la dépendance éventuelle de Γ_{γ} avec le spin et la variation de Γ_{γ} à l'intérieur d'une même famille de spin, dépend essentiellement de la valeur de 7. Ainsi, dans le cas du noyau composé ¹⁹⁶Pt, la valeur moyenne de Γ_{γ} est plus faible pour les résonances $J^{\pi} = 0^{-}$ ($\Gamma_{\gamma} = 93$ meV) que pour les résonances $J^{\pi} = I^{-} (\Gamma_{v} = 118 \text{ meV})$; cette différence peut être due à certaines transitions dipolaires électriques aboutissant à des états excités 0⁺ ou 2⁺, qui favorisent l'état de spin J^{π} = 1⁻. Un calcul approximatif (83), basé sur cette hypothèse, montre que seule la loi en E_{γ}^{5} peut donner une valeur non négligeable du second terme de l'équation III,17. Il permet d'obtenir également une valeur absolue de l'intensité (en meV) d'une transition d'énergie E_{γ_i} (en MeV) :

$$\Gamma_{\gamma_{i}} = 2 \times 10^{-4} E_{\gamma_{i}}^{5}$$
 (III,19)

soit 6,2 meV pour la transition vers l'état fondamental de ¹⁹⁶Pt, en bon accord avec le modèle de Axel. La prépondérance de trois transitions dont l'intensité globale moyenne serait de 20 meV pourrait alors expliquer la fluctuation de r. En effet, pour une distribution en χ^2 à trois degrés de liberté, 18 % des variables réduites x, sont inférieures à 0,3 et 17 % sont supérieures à 1,7 ;

l'écart moyen de Γ_{v} , par rapport à la valeur moyenne de 118 meV, étant de 20 meV, les valeurs précédentes correspondent à 6 et 34 meV. Ainsi, 36 % des résonances auraient des largeurs radiatives totales inférieures à 104 meV ou supérieures à 132 meV. Le calcul montre que si la loi en $E_{\gamma_i}^{\flat}$ est vraie, la fluctuation de Γ_{γ} provient essentiellement de ces trois premières transitions. Il pe t également rendre compte de l'anomalie de la résonance située à 139 eV ⁽⁸³⁾.

l'hypothèse avancée.

III.3.3 Effet d'interférence pour deux transitions de ¹⁹⁵Pt + n.

La section efficace de capture partielle, correspondant à une transition gamma déterminée vers un état final f s'écrit, d'après l'équation I,30, dans le cas où la capture potentielle est négligée :

$$\sigma_{n\gamma f} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left[\sum_{\lambda} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \right]$$

b_{1f} étant défini par les relations I,23, I,24 et I,25 :

Ъ

Le premier terme de (IV,20) est une somme de formules de Breit et Wigner à un niveau, le second reflète l'effet d'interférence entre résonances pour une voie donnée.

pouvant être positif ou négatif.

- 75 -

Une mesure absolue précise de la largeur radiative partielle des transitions de ¹⁹⁶Pt dans un large domaine d'énergie permettrait de justifier

$$\frac{b_{\lambda f}^{2}}{x_{\lambda}^{2}} + 2 \sum_{\lambda < \mu} \delta_{J_{\lambda}J_{\mu}} \frac{b_{\lambda f} b_{\mu f} (1 + x_{\lambda} x_{\mu})}{(1 + x_{\lambda}^{2})(1 + x_{\mu}^{2})}$$
(III,20)

$$\sigma_{\lambda f}^{2} = \frac{\sigma_{0\lambda}^{\gamma \epsilon} \lambda}{\Gamma_{\lambda}} \Gamma_{\lambda \gamma f} = c_{\lambda} \Gamma_{\lambda \gamma f} . \qquad (III,21)$$

Cet effet d'interférence est bien connu dans la section efficace de diffusion de neutron ⁽¹⁴³⁾. Mais contrairement à ce processus où l'interférence est automatiquement constructive, elle peut être également destructive dans la réaction de capture partielle, le produit $b_{\lambda f} b_{\mu f}$ intervenant dans (III,20)

Cet effet nécessite de sélectionner une seule voie de photon du noyau composé. Il était donc jusqu'ici difficile à mettre en évidence, les détecteurs NaI dont on disposait ne permettant pas, souvent, d'isoler une seule raie gamma. En effet, si la gamme d'énergie considérée englobe plusieurs voies de sortie, les signes des termes d'interférence étant distribués au hasard, l'effet global se trouve atténué. L'est d'autre part nécessaire de choisir un élément présentant des résonances de mêmes spin et parité, voisines, à cause des termes en $(1 + x_1^2)$. Enfin, le taux de comptage limite pratiquement la recherche d'un tel effet aux résonances de basse énergie. Coté et Bollinger (144) ont pu mettre en évidence une interférence négative, en analysant la transition de 7920 keV aboutissant à l'état fondamental de ¹⁹⁶Pt. Mais dans cette expérience, déjà ancienne, les rayons gamma étaient détectés dans un cristal NaL.

Il était donc intéressant de reprendre cette étude avec un détecteur de germanium. La cible de platine naturel fut placée à 14,7 m de la source de neutron, nous limitant aux résonances de basse énergie. Un échantillon d'or fut mis comme écran de transmission dans le faisceau de neutrons incident, afin de pouvoir déterminer le bruit de fond. L'or présente en effet deux résonances intenses à 4,9 et 60 eV et celles-ci étaient totalement absorbantes ("noires") pour l'épaisseur utilisée. En outre un écran de cadmium était utilisé comme écran de coupure et fournissait un troisième point pour évaluer la pente du bruit de fond.

Nous nous sommes limités aux deux transitions de 7920 et 6520 keV, assez intenses dans les deux résonances situées à 11,8 et 19,4 eV. Nous avons calculé l'intensité relative de chacune d'elles en fonction du temps-de-vol, en divisant, pour chaque canal en temps, le taux de comptage relatif à la transition envisagée par celui relatif à tout le spectre d'amplitude, ce dernier étant supposé représenter le taux de capture de neutrons. Cette intensité relative est représentée théoriquement par le rapport :

$$R = \frac{\sigma_{n\gamma f}}{\sigma_{n\gamma}}$$
(III,22)

de la section efficace partielle (III,20) à la section efficace totale de capture :

la sommation étant étendue sur tous les états finals. Les quantités b_{if} ayant des signes distribués au hasard, les termes d'interférence disparaissent de l'expression (III,23) qui s'écrit donc finalement :

σ

avec

^{b2}λc

où Γ_{1y} désigne la largeur radiative totale.

Les calculs ont été effectués sur le calculateur IBM 7094 de Saclay. Chaque résonance est affectée d'un coefficient +1 ou -1 selon qu'elle intervient dans le terme d'interférence avec le signe + ou -, ou d'un coefficient O si elle n'y intervient pas. Afin de pouvoir comparer les courbes expérimentales et théoriques, elles furent toutes normalisées de façon que le rapport R soit égal à l au droit de la résonance à 11,8 eV.

Les figures 23 à 26 se rapportent à la transition de 7920 keV. Les paramètres des résonances considérées sont reportés sur le tableau III.6. La

$$\sigma_{n\gamma} = \sum_{f} \sigma_{n\gamma f}$$
(III,23)

$$n_{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda c}^{2}}{1 + x_{\lambda}^{2}}$$
(III,24)

$$= \sum_{f} b_{\lambda f}^{2} = c_{\lambda} \Gamma_{\lambda \gamma}$$
 (III,25)

Pour illustrer le rôle du terme d'interférence, nous présenterons d'abord le cas virtuel de deux résonances situées à 11,8 et 19,4 eV ayant des paramètres identiques : $\Gamma = 122 \text{ meV}$, $g\Gamma_n = 7,5 \text{ meV}$, $\Gamma_y = 112 \text{ meV}$ et $\Gamma_{yf} = 10$ meV. Sans interférence, on obtient naturellement une droite parallèle à l'axe des abscisses. L'effet d'interférence modifie profondément cette courbe. Si le signe de b_{lf}b_{uf} est positif, la courbe passe par un minimum très prononcé entre les deux résonances ; si au contraire il est négatif, elle passe par un maximum très aigu. L'effet est le plus visible entre les deux résonances. Les trois courbes se rencontrent au droit des résonances (fig. 22).

figure 23 représente les courbes théoriques si l'on tient compte seulement des deux résonances à 11,8 et 19,4 eV et de spin et parité J = 1. La figure 24 tient compte des quatre résonances à 11,8 ; 19,4 ; 67,1 et 67,7 eV ; la troisième est de spin 0 et ne peut interférer. Les courbes représentent les quatre cas possibles d'interférence, soit (1 1 0 1), (1 -1 0 1), (1 -1 0 -1) et (1 1 0 -1). La figure 25 fait intervenir en plus les résonances à 111,5 et 120,5 eV et représente huit cas possibles d'interférence. Dans chacune des figures 44 à 47, la courbe 1 correspond au cas où le terme d'interférence n'est pas pris en compte dans l'équation III,20. Les données expérimentales ne peuvent être adaptées que si les deux résonances à 11,8 et 19,4 eV interfèrent de façon négative, ainsi que le montre une simple comparaison des figures 23 à 26. Sur cette dernière on a reporté les points expérimentaux, ainsi que les courbes théoriques qui les adaptent le mieux. On a également tracé la courbe obtenue sans interférence et la courbe à deux résonances avec interférence positive. Ces deux courbes sont en dehors des barres d'erreurs.

La figure 27 est relative à la transition de 6520 keV. On y a tracé les points expérimentaux, ainsi que quelques courbes théoriques. Là encore, le processus d'interférence est nécessaire pour expliquer les données et il doit être négatif entre les résonances à 11,8 et 19,4 eV, la distribution des points expérimentaux ayant un maximum accusé entre ces deux résonances. Il est nécessaire d'introduire les résonances de plus haute énergie pour améliorer l'accord.

Il faut remarquer que, dans ce genre d'adaptation, on n'est pas à l'abri d'une éventuelle résonance négative, ce qui pourrait peut-être expliquer l'écart subsistant entre la courbe 4 et les points expérimentaux de la transition de 6520 keV (fig. 27).

III.3.4 Spectre thermique du platine.

Le spectre thermique du platine fut étudié près du réacteur EL3 de Saclay (100) à l'aide d'un échantillon naturel. La figure 28 présente le spectre obtenu. Les intensités des 31 raies trouvées entre 4800 et 7920 keV sont reportées dans le tableau III.7. Nous avons, en fait, mesuré des intensités relatives, que nous avons normalisées de façon que la raie la plus intense

cible ¹⁹⁸Pt.

Groshev et al (145) ont utilisé un spectromètre magnétique Compton de 0.3% de résolution. Les auteurs ont trouvé 43 raies entre 4880 et 7920 keV. La résolution de leur détecteur, moins bonne que celle de notre jonction Ge-Li, ne leur permettait pas de séparer les doublets situés à 5192-5177 et 5064-5049 keV. Ils voient un nombre de raies plus important qu'à Saclay, mais les raies supplémentaires ont une intensité très faible.

L'attribution isotopique des raies de ce spectre thermique et le schéma des états excités de Pt auquel il conduit seront discutés au paragraphe III.4.1.4.

située à 5258 keV ait une valeur égale à celle donnée par Groshev et al (145) pour la même raie. On notera la transition assez intense située à 5470 keV, que l'on peut attribuer, en comparant les tableaux III.7 et III.13, à l'isotope

Un certain nombre N de résonances contribuent au spectre thermique. Il peut donc sembler a priori intéressant d'examiner la variation des intensités relatives Γ_{vi} des raies d'un tel spectre en fonction de l'énergie E_{vi} des rayonnements gamma émis ainsi que d'étudier, dans le cadre de la description de Porter et Thomas, la distribution des largeurs réduites Γ_{vi}/E_{vi}^3 et Γ_{vi}/E_{vi}^5 . La distribution d'une largeur radiative partielle satisfaisant, comme nous l'avons vu précédemment, à une loi en χ^2 à un degré de liberté, les largeurs réduites précédentes, étant a priori les valeurs moyennes des largeurs partielles des N résonances, devraient suivre une loi en χ^2 à N degrés de liberté. Cependant, même si l'on exclut la présence d'une résonance négative, une telle analyse doit être abordée avec beaucoup de prudence, et il convient de se garder de toute conclusion hâtive, à cause de l'effet d'interférence entre résonances, qui peut perturber considérablement le spectre thermique. Il est intéressant de comparer par exemple les tableaux III.1 et III.7; on remarque en effet la présence d'une raie intense d'énergie 6520 keV dans les résonances situées à 11,8 et 19,4 eV. Or cette raie n'apparaît pas dans le spectre thermique de Saclay et est très faible dans celui de Groshev et al ⁽¹⁴⁵⁾, ce que l'interférence négative, observée pour cette transition et discutée au paragraphe III.3.3, suffit à expliquer. Cette raie est intense dans les deux 16sonances précédentes, mais faible dans les autres. On peut donc admettre, si l'on exclue la présence de résonances négatives, que sa contribution au spectre thermique est exclusivement due à ces deux résonances. La section efficace partielle correspondante s'écrit, d'après la relation 1.28 :

$$\sigma_{Y_{i}} = \frac{1}{\sqrt{E}} \left[\frac{b_{1i}^{2}}{1 + x_{1}^{2}} + \frac{b_{2i}^{2}}{1 + x_{2}^{2}} + 2 \frac{b_{1i}b_{2i}(1 + x_{1}x_{2})}{(1 + x_{1}^{2})(1 + x_{2}^{2})} \right]$$
(III,26)

= R + I

E correspond aux deux premiers termes de III,26 et I à l'effet d'interférence. Si ce dernier était consuructif, la transition i du spectre thermique serait favorisée ; s'il est destructif, elle pourra disparaître. En tenant compte des paramètres des deux résonances ci-dessus et des intensités relatives de la transition considérée (tableau III.2), on obtient en effet :

$$R = 1,61/\sqrt{E}$$

I = 1,53/ \sqrt{E}

en unités arbitraires. L'interférence étant destructive, la transition envisagée sera difficile à observer dans le spectre thermique.

En prenant les valeurs du tableau III.7, on peut montrer que les intensités relatives, corrigées d'une loi en E_{γ}^3 ou E_{γ}^5 , se distribuent selon une loi en χ^2 à deux degrés de liberté.

III.4 SCHEMA DES PREMIERS ETATS EXCITES DE QUELQUES ISOTOPES DU PLATINE.

Une expérience de capture radiative partielle est devenue, depuis l'apparition des détecteurs Ge-Li, une source très riche de renseignements pour obtenir les schémas des états excités d'un grand nombre de noyaux. D'une façon générale, l'étude des résonances de neutron offre, par rapport aux spectres thermiques, deux avantages précieux. D'abord, on peut obtenir, à partir d'une cible de l'élément naturel, les spectres des différents isotopes et le problème souvent épineux de l'identification des raies parasites ne se présente pas. En outre, les fluctuations importantes des largeurs radiatives partielles accroissent la sensibilité spectrale lorsque l'on peut disposer, comme c'est notre cas, d'un grand nombre de résonances ; l'absence d'une transition dans une étude de capture thermique, généralement dominée par une seule résonance, parfois deux, ne prouve pas, en effet, l'inexistence de cette transition, le phénomène d'interférence pouvant aussi accentuer de tels effets. Enfin, elle permet dans certains cas de déterminer le spin des états excités.

ces du noyau cible ¹⁹⁶Pt (situées à 303 et 565 eV).

Ce noyau a fait l'objet, depuis près de deux décennies, d'un grand nombre d'études pour obtenir le schéma de ses premiers états excités. Les unes étaient basées sur l'analyse de la désintégration β de ¹⁹⁶Au ⁽¹⁸⁷⁻¹⁹⁷⁾, les autres sur celle des réactions (d,p) (198,199) ou (d,d') (199). Les travaux les plus importants sont résumés dans le tableau III.10.

III.4.1.1 Aspects théoriques. C'est un noyau sphérique pair-pair, dont on peut essayer (146) d'expliquer la structure à l'aide du modèle collectif vibrationnel introduit par Bohr (147-150). Dans ce modèle phénoménologique à couplage faible, on admet, en première approximation, pour de petites déformations autour de la forme sphérique d'équilibre, que les vibrations sont harmoniques. Si on se limite aux vibrations guadrupolaires, les niveaux sont

Nous avons obtenu un schéma détaillé de ¹⁹⁶Pt en analysant les spectres des rayons gamma obtenus dans 22 résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ et huit résonances $J^{\pi} = 0^{-}$ (situées à 67,1 ; 119 ; 154,7 ; 204,8 ; 261,7 ; 309,6 ; 453,2 et 515,2 eV), ainsi que le spectre obtenu lors de la capture de neutrons thermiques dans un échantillon de platine naturel (paragraphe III.3) et enfin en étudiant le spectre des rayons gamma émis lors de la radioactivité 6 de ¹⁹⁶Au.

Nous avons également obtenu quelques renseignements sur plusieurs isotopes impairs du platine en analysant deux résonances du noyau cible ¹⁹²Pt (situées à 46 et 53 eV), une résonance de l'isotope cible ¹⁹⁴Pt (située à 377 eV), une résonance du noyau cible ¹⁹⁸Pt (située à 96 eV) et deux résonanéquidistants et de parité positive : le modèle prévoit en particulier l'existence d'un premier état excité à un phonon (spin 2), puis d'un triplet à deux phonons (spin 0, 2, 4). Ce dernier doit être suivi du premier état excité octupolaire à un phonon de spin et parité 3. La dégénérescence du triplet précédent peut être levée en introduisant un hamiltonien anharmonique (151,152). Les expériences antérieures à 1966 (187-199) révèlent bien le premier état 2⁺, au caractère nettement collectif, et l'état 3 ; par contre, la composante 0 du triplet précédent n'apparaît pas. En outre, l'absence de la transition de cross-over $2'^+ \rightarrow 0^+$ (172) permet de considérer (150) le second état excité 2'⁺ comme un état pur à deux phonons.

Ces états collectifs peuvent également être interprétés par les plus récentes descriptions de la structure nucléaire dans le cadre du modèle en couches, basées sur le formalisme de la seconde quantification et la notion des guasi-particules ⁽¹⁵³⁻¹⁵⁵⁾. A partir de la théorie de B.C.S. ⁽¹⁵⁶⁾, et en utilisant la transformation canonique de Bogoliubov-Valatin ⁽¹⁵⁷⁾, Belyaev ⁽¹⁵⁸⁾ a pu expliquer qualitativement la structure des spectres des noyaux pair-pairs. Kisslinger et Sorensen ont étudié ces noyaux quantitativement en prenant une interaction comprenant deux termes indépendants, la force d'appariement et la force quadrupolaire P₂ d'Eliott (159), en faisant d'abord appel à la méthode adiabatique (160), puis à la R.P.A. (161); cependant, seul le premier niveau 2⁺ peut être expliqué et on doit ajouter des composantes supplémentaires de la force à longue portée P_0 pour obtenir les autres niveaux collectifs 4⁺, 0⁺ et 3⁻. Dans un but unificateur, Arvieu, Veneroni et al ⁽¹⁶²⁻¹⁶⁶⁾ ont obtenu une description cohérente des états collectifs et des états individuels des noyaux sphériques à partir d'une interaction à deux corps de portée finie, plus réaliste, et de la méthode des quasi-bosons.

III.4.1.2 Analyse des spectres gamma des résonances de ¹⁹⁶Pt. Les données de notre expérience, qui porte, rappelons-le, sur 22 résonances de spin et parité l, ont mis en évidence 40 états excités du noyau ¹⁹⁶Pt entre 0 et 3380 keV (tableau III.8). Les huit résonances 0 ne révèlent aucun autre état (tableau III.9) ; par contre, elles confirment certains d'entre eux et permettent surtout l'attribution de nombreux spins. Nous avons supposé que tous les rayons

se trouve ainsi convenablement vérifiée.

gamma observés correspondaient à des transitions primaires. La plupart des états sont donnés par les quatre premières résonances. Cependant il est intéressant de noter que la transition de 6561 keV allant à l'état excité situé à 1359 keV n'apparaît qu'à partir de la 7ème résonance et n'est intense que dans la 9ème située à 222 eV (cf tableau III.1). Il semble donc indispensable, à cause de la fluctuation des largeurs partielles, de posséder un échantillon de taille suffisante avant de tirer une conclusion sur la structure des états nucléaires. Nous avons reporté, sur le tableau III.10, l'énergie des rayonnements gamma primaires détectés et celle des états excités correspondants ; on y compare également les états trouvés par d'autres auteurs. La figure 29 montre le schéma obtenu. Nous admettrons que toutes les transitions qui apparaissent dans les spectres sont du type dipolaire électrique, ce qui semble raisonnable comme nous le verrons au chapitre VI. Par conséquent, le spin et la parité des états finals impliqués dans les résonances $J^{\pi} = 1$ sont 0⁺, 1⁺ ou 2⁺. Le nombre (N = 22) de ces résonances est tel que nous devons pratiquement trouver tous les niveaux 0⁺, 1⁺ ou 2⁺, car la probabilité de manquer un tel niveau est quasiment nulle comme le montre la relation II,35 en prenant un seuil de détection α égal à 1 pour l'ensemble des résonances et des transitions envisagées. D'autre part, si une transition. observée dans une résonance 1, l'est également dans une résonance 0, le spin du niveau auquel elle aboutit est nécessairement 1^+ ; le spin de 13 niveaux a été ainsi attribué. En outre, le nombre relativement élevé (N = 8) de résonances 0 nous permet de conclure, si la transition ne se dessine que dans les résonances l, que cette dernière aboutit à un état très vraisemblablement 0⁺ ou 2⁺, car la probabilité de manquer un état 1⁺ dans les huit résonances 0 est faible avec l'échantillon considéré. D'après la relation II.35 elle est de l'ordre de 5 % avec α = 1. Remarquons que nous trouvons 33 états excités entre 1600 et 3380 keV dont 12 se sont vus attribuer le spin J = 1, les 21 autres ayant probablement un spin J = 0 ou 2 ; une densité en 2J + 1

Notons que les résonances 0⁺ forment souvent un doublet avec une résonance 1 ; on note par exemple la présence des doublets à 66,9-67,5 ; 119-119,6 ; 149,9-154,1 ; 256,9-261,7 ; 302,3-309,6 eV. I1 faut s'assurer,

bien que les composantes des quatre derniers soient nettement séparées (fig. 13), que les conditions de lecture sont suffisamment distinctes pour que les spectres des rayons gamma le soient ; en d'autres termes, si l'on observe une raie au même canal pour les deux types de résonances d'un doublet, il faut s'assurer qu'elle provient bien de la résonance envisagée et n'est pas une contribution de sa voisine, si l'on veut attribuer le spin de l'état final impliqué par cette raie. Nous avons vérifié que cette condition était requise pour les doublets précédents ; en particulier les deux transitions de 7920 et 7564 keV, intenses dans la résonance à 66,9 eV, s'effacent complètement dans la résonance à 67,7 eV.

Le fait essentiel est que nous n'ayons pas détecté de rayonnement gamma de 6803 keV et par conséquent discerné le niveau situé à 1117 keV dont la présence avait été établie auparavant par Ikegami et al (178); ces auteurs lui avaient attribué le spin 2 et la parité +, à l'aide de deux méthodes indépendantes, l'une étant une mesure de corrélation angulaire, l'autre une étude des spectres des électrons de conversion interne. La taille de notre échantillon et la résolution de notre détecteur infirment l'existence de cet état. Par contre, nous avons observé, dans les spectres des résonances l⁻, trois rayons gamma de 6783, 6561 et 6520 keV qui impliquent respectivement les états excités à 1137, 1359 et 1400 keV.

III.4.1.3 <u>Analyse du spectre thermique du platine</u>. Notre expérience, décrite au paragraphe III.3.4, a révélé 35 transitions dont 21 sont en bon accord avec les transitions de ¹⁹⁶Pt apparaissant dans les spectres des résonances. Les états excités correspondants sont reportés en colonne 4 du tableau III.10. On peut néanmoins penser, si l'on tient compte de l'abondance isotopique et de la section efficace thermique des divers isotopes du platine ^(180,181), que les 8 raies non attribuées dans le tableau III.7 sont dues au noyau cible ¹⁹⁵Pt. Ceci ajouterait 8 états excités au schéma proposé sur la figure 29 et qui seraient situés à 2003, 2856, 2870, 2926, 2940, 3019, 3036 et 3101 keV. Mais on ne voit pas non plus apparaître la transition de 6803 keV qui aboutirait à l'état excité de 1117 keV. Cet état n'apparaît pas non plus dans le spectre de Groshev et al ⁽¹⁴⁵⁾. III.4.1.4 <u>Désintégration β de ¹⁹⁶Au</u>. Afin de lever le désaccord entre le schéma de ¹⁹⁶Pt auquel conduisent nos expériences de capture et le schéma proposé antérieurement par d'autres auteurs ^(173,174,177,178), nous avons repris ⁽¹⁸²⁾ l'étude du spectre des rayonnements gamma émis lors de la désintégration par capture électronique de ¹⁹⁶Au.

Des échantillons de ¹⁹⁶Au (période 6,2 jours) ont été préparés par irradiation de cibles d'or naturel pendant six heures dans un faisceau d'électrons produit par un accélérateur linéaire de puissance 60 watts et d'énergie 18 MeV. L'intensité de la source a été calculée à partir des tables de Barber et George ⁽⁷⁶⁾ donnant le nombre de neutrons émis par électron incident sur des cibles lourdes. Les activités parasites à vie courte devenaient négligeables au bout d'une période de 40 jours.

Le détecteur Ge(Li) utilisé pour obtenir le spectre avait une épaisseur intrinsèque de un centimètre et une surface de 6 cm². L'intensité des transitions intéressantes étant 10^{-3} à 10^{-4} fois plus faible que celle des raies à 333 et 356 keV, nous dûmes accepter un taux de comptage total très élevé dans le détecteur. Pour cette raison, la résolution n'était que de 6 keV. Des sources étalons furent utilisées pour calculer l'efficacité du détecteur. Les intensités relatives ont été déterminées à partir de celle de la raie à 356 keV, que l'on a prise arbitrairement égale à 100.

La figure 30 montre le spectre obtenu avec la source de ¹⁹⁶Au. La qualité de notre ensemble de détection conduisait à une résolution globale dix fois meilleure que celle des expériences antérieures. Plusieurs raies, mises en évidence par d'autres auteurs et conduisant à l'existence de niveaux excités à 1002, 1117 et 1320 keV, ne ressortent pas dans notre spectre.

En effet, une seule raie est trouvée à 757 keV, alors que l'expérience d'Ikegami et al sur les électrons de conversion faisait apparaître deux composantes espacées de 5 keV ⁽¹⁷⁸⁾. Nous trouvons pour cette raie une intensité égale à la somme des valeurs données par ces auteurs pour les deux membres du doublet. De même, aucune transition ne se dessine aux environs de 640 keV, bien qu'il en ait été trouvé une précédemment ; dans notre expérience l'intensité d'une telle raie est au plus égale au tiers de l'intensité publiée (177,178). On ne trouve pas non plus de raies à 312 et 444 keV. Les positions et les intensités relatives des autres raies sont en accord avec les données de Wapstra et al ⁽¹⁷⁷⁾ et de Ikegami et al ⁽¹⁷⁸⁾. Notre étude (fig. 31) confirme le schéma proposé sur la figure 29, qui est d'autre part compatible avec les réactions (d,p) et (d,d') (176,i79).

Une mesure plus récente du même spectre par Jansen et Pauw conduit à la même conclusion concernant ces trois niveaux ; mais ces auteurs ont pu détecter des rayons gamma de faible intensité entraînant la présence de trois niveaux à 1015 keV de spin 2^+ ou 3^+ , à 1361,5 keV de spin 1^+ ou 2^+ et à 1271 keV. Le second niveau concorde avec celui que nous trouvons à 1359 keV dans les résonances 1 ; comme il n'apparaît pas dans les résonances 0, son spin est vraisemblablement 2⁺. Le fait que le niveau à 1015 keV ne ressorte pas dans notre échantillon de résonance l conduit raisonnablement à lui attribuer le spin 3⁺.

La présence du niveau situé à 1137 keV est confirmée par Monnand et al (184), qui ont étudié récemment le spectre des rayonnements gamma émis après la désintégration β^{-} de Ir, produit dans la réaction ¹⁹⁶ Pt(n,p). Le fait que cet état ne soit pas, ou soit très peu peuplé dans la désintégration β^+ de ¹⁹⁶Au, le fait qu'il apparaisse lors de la désintégration β^- de ¹⁹⁶ Ir et enfin l'inexistence de la transition de 6777 keV dans les huit résonances 0, que nous avons analysées, laissent supposer que son spin est très probablement 0^{+} .

III.4.1.5. Conclusion. La figure 32 donne la séquence des premiers états excités de ¹⁹⁶ Pt. Il est clair que la séparation en énergie des trois états excités situés à 689, 876 et 1137 keV, de spins respectifs 2⁺, 4⁺ et 0⁺ est trop nette pour que l'on puisse les assimiler aux trois composantes du triplet à deux phonons que prévoit le modèle vibrationnel harmonique. D'autre part, il apparaît ⁽¹⁸³⁾ un état intermédiaire 3⁺ à 1015 keV et nous observons deux autres états entre le niveau 0^{\dagger} précédent et le premier niveau 3 situé à 1446 keV. La séquence des premiers états excités de ¹⁹⁶Pt relèverait donc plutôt d'un mode de vibration très anharmonique. Rappelons que des difficultés d'intel nombre dans ce domaine d'énergie.

III.4.2 Isotopes de nombre de masse impair.

terprétation analogues surgissent également dans le cas de ¹¹⁴Cd ⁽¹⁸⁵⁻¹⁸⁷⁾. Plusieurs auteurs (188-190) ont obtenu une description qualitative des isotopes pair-pairs du mercure en utilisant un modèle semi-microscopique dans lequel ils introduisent un couplage entre les états vibrationnels à deux et trois phonons et deux trous de proton ; l'état 4⁺ peut alors être nettement en dessous du second état 2⁺. Enfin, il convient de noter, dans le spectre de ¹⁹⁶Pt, le nombre important d'états J⁺ à plus haute énergie (fig. 29). Les modèles des références 188 à 190 rendent compte d'un tel nombre dans le mercure. Un calcul récent de Arvieu⁽¹⁹¹⁾, appliqué au cas du nickel, montre qu'il faut introduire des configurations à quatre quasi-particules pour expliquer un

Les isotopes du platine de masse impaire ont été essentiellement étudiés jusqu'ici par désintégration radioactive et par les réactions (d.p) et (d,t). La comparaison de la distribution angulaire des protons dans les réactions (d,p) avec les prédictions de la théorie de la DWBA et la comparaison des sections efficaces des réactions (d,p) et (d,t) permettent de définir (192-193) la nature de certains états . Nous avons détecté quelques transitions El relatives aux isotopes cibles 192, 196 et 198. Le spin et la parité des états de formation des noyaux composés 193, 197 et 199 étant 1/2⁺, le spin et la parité des états auxquels aboutissent ces transitions sont 1/2 ou 3/2. La théorie ⁽¹⁶¹⁾ prévoit l'existence d'états de quasi-particules 1/2⁻ et 3/2⁻ de basse énergie. Malheureusement, le nombre très restreint de résonances pour chaque isotope limite considérablement le nombre de transitions que nous pouvons détecter. D'autre part, une telle expérience ne peut préciser la nature des états, mais seulement leur spin dans certains cas favorables.

III.4.2.1 ¹⁹³Pt. Nous avons analysé deux résonances de l'isotope cible ¹⁹²Pt à 46 et 52 eV. Cinq transitions ressortaient assez nettement aux énergies 6247, 6130, 6061, 5703, 5547 et 4656 keV, qui vont à l'état fondamental de ¹⁹³Pt et aux états excités situés à 117, 186, 544, 700 et 1590 keV (fig. 33) dont le spin est soit $1/2^{-}$, soit $3/2^{-}$. Deux autres raies, que la dispersion statistique rend incertaines, semblaient apparaître à 5807 et 5786 keV. L'état excité

Le modèle de Kisslinger et Sorensen ⁽¹⁶¹⁾ prévoit l'existence d'états 1/2[°] à 0 et 630 keV et d'états 3/2[°] à 120, 500, 650 et 750 keV.

III.4.2.2 $\frac{195}{\text{Pt}}$. Nous avons observé une résonance de l'isotope cible ^{194}Pt à 377 eV. Mais une seule raie ressort à 6109 keV qui peut correspondre à la transition $1/2^+ \rightarrow 1/2^-$ aboutissant à l'état fondamental $^{(194)}$ du noyau final ^{195}Pt .

III.4.2.3 $\frac{197}{Pt}$. Dans notre échantillon expérimental, nous avions deux résonances de l'isotope cible ¹⁹⁶Pt situées à 303 et 565 eV. Le spectre des rayons gamma de la seconde présente cinq transitions aux énergies 5849, 5775, 5139, 4884 et 4773 keV, allant respectivement à l'état fondamental du noyau final ¹⁹⁷Pt et aux états excités à 74, 710, 965 et 1076 keV dont le spin est soit 1/2⁻, soit 3/2⁻ (fig. 33). Ces états sont en assez bon accord avec ceux que Mukherjee ⁽¹⁷⁹⁾ trouvait dans les réactions (d,p) et (d,t) sur les isotopes cibles ¹⁹⁶Pt et ¹⁹⁸Ft (tableau III.12).

En outre, en analysant la résonance située à 302 eV et appartenant à l'isotope cible ¹⁹⁵Pt, nous avons trouvé une raie intense à 5139 keV et attribué isotopiquement la résonance située à 303 eV que nous ne pouvions isoler.

Les calculs de Kisslinger et Sorensen (161) prédisent des états $1/2^{-1}$ à 200, 400 et 820 keV et des états $3/2^{-1}$ à 0, 550 et 650 keV.

III.4.2.4 <u>Pt</u>. Le spectre de capture de la résonance à 96 eV de l'isotope cible ¹⁹⁸Pt se trouve dominé par un rayon gamma très intense de 5472 keV. Une raie beaucoup plus faible, ayant une énergie supérieure de 50 keV à la précédente, ressort nettement (fig. 34). Nous n'observons pas la transition allant vers l'état fondamental de ¹⁹⁹Pt, son énergie devant être voisine de 5600 keV ⁽⁵⁵⁾. Par contre, les transitions de 5472 et 5085 keV s'accordent très bien avec les deux états excités situés à 130 et 520 keV et trouvés par Mukherjee dans la réaction (d,p) ⁽¹⁷⁹⁾. Nous obtenons ainsi une énergie de liaison égale à 5602 keV et sept états excités à 80, 130, 517, 1139, 1248, 1483 et 1869 keV (fig. 33). Walhlgren et Meinke ⁽¹⁹⁶⁾ ont trouvé deux états excités à 32 et 425 keV qui ne peuvent être alimentés dans notre réaction, leurs spins étant trop élevés.

Tableau III.1

Aires A_i ^{a)} de différentes raies gamma et aires B_i correspondant au spectre d'amplitude total (exprimées en taux de comptage) pour les résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ de ¹⁹⁵Pt + n.

Energie résonance eV	(E _y > 1,6 MeV)	A. 7920 ¹ keV	A _i 7564 keV	A _i 7234 keV	A _i 6783 keV	A _i 6561 keV	A _i 6520 keV	A _i 6319 keV	Ai 6247 keV	A _i 6006 keV
11,8	1 062 400 ± 130	0 3392 ± 66	108 ± 32	25 ± 36	74 ± 50	16 ± 53	1117 ± 67	744 ± 80	50 ± 90	1342 ± 80
19,4	613 600 ± 90	0 432 ± 26	119 ± 20	195 ± 28	1 ± 40	121 ± 43	1538 ± 60	59 ± 58	1926 ± 81	119 ± 55
67,7	345 500 ± 65	584 ± 29	455 ± 26	22 ± 17	75 ± 27	84 ± 24	3 ± 29	60 ± 40	319 ± 50	54 ± 39
111,5	156 200 ± 46	0 111 ± 13	96 ± 14	75 ± 15	129 ± 20	28 ± 18	126 ± 22	15 ± 26	108 ± 32	82 ± 25
120,5	223 360 ± 55	0 464 ± 24	0 ± 11	154 ± 19	0 ± 20	0 ± 22	67 ± 26	296 ± 39	0 ± 40	94 ± 33
139,9	1 63 130 ± 50	90 ± 12	37 ± 12	577 ± 28	92 ± 22	0 ± 20	13 ± 22	404 ± 35	0 ± 34	132 ± 28
150,4	169 650 ± 50	0 49 ± 9	10 ± 7	39 ± 10	0 ± 13	40 ± 16	0 ± 17	11 ± 24	0 ± 29	31 ± 24
188,5	59 400 ± 28	0 45 ± 8	9±6	102 ± 12	6 ± 10	47 ± 12	62 ± 13	37 ± 17	28 ± 20	23 ± 16
222,2	129 050 ± 41	0 138 ± 15	355 ± 22	8 ± 14	0 ± 18	380 ± 27	106 ± 22	0 ± 24	39 ± 29	39 ± 23
256,9	95 900 ± 35	0 11 ± 4	4 ± 5	45 ± 10	39 ± 14	69 ± 16	0 ± 14	0 ± 19	154 ± 26	0 ± 18
280	53 260 ± 29	25 ± 7	9 ± 6	86 ± 12	71 ± 13) 15 ± 11	32 ± 13	9 ± 16	32 ± 20	0 ± 15
285,6	106 470 ± 38	253 ± 18	1 ± 8	45 ± 12	31 ± 16	61 ± 17	109 ± 20	3 ± 23	150 ± 30	10 ± 21
302,3	136 500 ± 42	2 ± 8	385 ± 22	6 ± 11	9 ± 16	0 ± 17	181 ± 23	0 ± 27	0 ± 32	104 ± 27
382,8	122 940 ± 40) 5 ± 6	48 ± 10	23 ± 11	112 ± 18	31 ± 17	0 ± 17	36 ± 24	0 ± 28	0 ± 21
410,1	116 340 ± 40) 56 ± 10	21 ± 9	0 ± 10	0 ± 15	128 ± 19	102 ± 20	0 ± 22	30 ± 27	81 ± 22
529,3	$72\ 510\ \pm\ 32^{\circ}$	52 ± 10	36 ± 11	302 ± 22	31 ± 16	13 ± 16	120 ± 20	24 ± 22	0 ± 25	99 ± 22
548,8	-58 490 ± 29) 191 ± 16	112 ± 14	37 ± 12	0 ± 12	0 ± 12	5 ± 14	16 ± 18	48 ± 22	33 ± 18
558,7	76 860 ± 30	73 ± 11	85 ± 12	105 ± 14	99 ± 16	54 ± 14	61 ± 16	0 ± 18	0 ± 22	0 ± 17
590,4	47 390 ± 27) 163 ± 15	47 ± 10	18 ± 10	33 ± 13	16 ± 12	0 ± 12	34 ± 17	49 ± 20	39 ± 17
632,6	9 350 ± 18	5 ± 4	0 ± 4	5 ± 5	0 ± 6	12 ± 8	5 ± 8	0 ± 9	14 ± 12	0 ± 9
659,8	40 730 ± 27) 17 ± 5	10 ± 5	0 ± 5	0 ± 9	0 ± 9	0 ± 11	0 ± 18	0 ± 18	6 ± 15
680	37 420 ± 26) 7 ± 5	3 ± 4	0 ± 5	20 ± 10	0 ± 10	0 ± 12	0 ± 15	53 ± 21	21 ± 15
_	l]						

-

.

a) non corrigées de la variation de l'efficacité du détecteur Ge(Li) avec l'énergie des rayons gamma (voir fig. 8).

Tableau III.2

•

Intensités relatives des trois transitions aboutissant à l'état fondamental et aux deux premiers états excités de 196 Pt, pour les résonances J^T = 1⁻.

Energie	Transition	Transition	Transition
résonance	1 → 0 ⁺	1 → 2 ⁺	1 → 2 ⁺
eV	7920 keV	7564 keV	7234 keV
11,8 19,4 67,7 111,5 120,5 139,9 150,4 188,5 222,2 256,9 280 285,6 302,3 382,8 410,1 529,3 548,8 558,7 590,4	3193 ± 66 704 ± 43 1690 ± 87 710 ± 85 2077 ± 113 552 ± 75 289 ± 54 756 ± 145 1069 ± 120 115 ± 53 469 ± 115 2376 ± 178 15 ± 59 41 ± 49 481 ± 88 717 ± 155 3266 ± 266 950 ± 147 3440 ± 336	102 ± 30 194 ± 33 1317 ± 78 615 ± 91 4 ± 50 227 ± 74 59 ± 41 145 ± 107 2751 ± 179 42 ± 52 169 ± 114 9 ± 75 2821 ± 170 390 ± 83 181 ± 78 497 ± 154 1915 ± 252 1106 ± 161 992 ± 217	$\begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$
632,6	535 ± 438	107 ± 430	535 ± 545
659,8	417 ± 150	246 ± 124	25 ± 123
680	187 ± 108	80 ± 107	27 ± 134

Tableau III.3

Valeurs des différentes probabilités impliquées dans la méthode de Monte-Carlo.

Probabilité	0,8	1	1,2	1,4	1,6	2	3
$\Pr(v_{\rm m} > v_{\rm p} = 1,35)$	0,067	0,186	0,350	0,529	0,734	0,913	1
$\Pr(n_{m} < n_{p} = 14)$	0,035	0,202	0,520	0,810	0,940	0,99	1
$\Pr(v_{m} > v_{p}, n_{m} < n_{p})$	0,002	0,035	0,180	0,421	0,691	0,91	1

Tableau III.4

Intensités moyennes de quelques transitions de ¹⁹⁵Pt + n.

Energie transition keV	Energie état final keV	Intensité moyenne relative	Intensité moyenne absolue meV	Intensité Blatt et Weisskopf meV	Intensité Axel meV	Intensité moyenne relative réf. 141
7920	0	1090 ± 330	1,8	4,9	5,4	1090
7564	356	600 ± 180	1,0	4,3	4,3	680
7234	686	690 ± 210	1,1	3,7	3,4	675
6783	1137	300 ± 90	0,5	3,1	2,5	420
6561	1:59	380 ± 120	0,6	2,8	2,1	380
6520	1400	510 ± 160	0,9	2,7	2,0	4 30
6319	1601	280 ± 80	0,5	2,5	1,7	360
6247	1673	530 ± 160	0,9	2,4	1,6	420
6006	1914	350 ± 100	0,6	2,1	1,3	

Largeurs radiatives totales et largeurs réduites

de neutron des résonances l'de Pt+n

Energie résonance eV	Largeur radiative totale Γ Y meV	Largeur réduite F° = F / VE n n n meV
11,8	112 ± 7 *	2,9
19,4	100 ± 8 *	1,6
67,7	137 ± 20	5,2
111,5	127 ± 15	1,7
120,5	140 ± 15	9,2
139,9	110 ± 13	5,2
150,4	90 ± 23	14,5
188,5	117 ± 10	1,6
222,2	130 ± 13	2,5
256,9	103 ± 15	3,5
280	98 ± 25	0,7
285,6	105 ± 15	4,1
302,3	89 ± 20	5,1
382,8	100 ± 20	2
410,1	88 ± 10	4,8
529,3	182 ± 32	9
548,8	144 ± 26	4,3
558,7	142 ± 31	3,1
590,4		1,3
632,6		0,25
659,8		2
680		1,6

Tableau III.5

* Valeurs données par Waters ⁽¹⁵⁶⁾.

N° raie (fig.28)	Energie transition keV	Isotope cible	Intensité ^{a)} photons/100 captures	Etat excité ¹⁹⁶ Pt
1	7920 7567	195 195	(0,42) b) 0.08	0 353
3	7235	195	0.50	685
4	6785	195	y -	1135
5	6324	195		1596
6	6277		0,21	
7	6115	195	(1,40) c)	1805
8	6078	195	0,25	1842
9	6038	195	0,92	1882
10	6009	195	0,75	1911
11	5957	195	0,50	1963
12	5939			
13	5917	(195)	0,29	(2003)
14	5880	195	0,12	2040
15	5763		(0,75)	
16	5741	195	0,58	2179
17	5613	195	0,33	2307
18	5522	195	0,12	2398
19	5470	198	0,63	
20	5454	195	0,42	2466
21	5394	195	0,58	2526
22	5313	195	0,67	2607
23	5258	195	3,84	2662
24	5192	195	0,75	2728
25	5177	195	1,09	2/43
20	5104	(195)	1,21	2816
27	5064	(195)	0,25	
20	6004	(195)	0,79	(28/1)
29 30	4394	(195)	0,33	(2920)
21	4 900		0,35	2070
30	4950	(105)	0,75	(3019)
32	4884		0,75	(3036)
34	4819	(195)	0,67	(3101)
35	4800	195	0.6	3120
			-,-	

a) L'intensité est normalisée de sorte que la raie la plus intense située à 5258 keV ait une intensité égale à celle donnée par Groshev et al(145)

- 7913 keV.
- fond.

Tableau III.6

Paramètres des diverses résonances de ¹⁹⁵Pt + n intervenant dans l'effet d'interférence.

Έ _λ eV	Γ_{λ} meV	^g λ ^Γ λc meV	$\Gamma_{\lambda\gamma}$ meV	J	7920 keV	λγf meV 6520 keV
11,8	122	7,5	112	1	14,6 (+)	4,8 (+)
19,4	107	5,2	100	1	3,2 (-)	11,5 (-)
67,1	310	45	130	0	0	0
67,7	180	32	137	1	7,7 (-)	0,04 (+)
111,5	145	13	127	1	3,3 (-)	3,7 (+)
120,5	240	76	140	1	9,6 (~)	1,4 (+)

- E_{λ} = énergie de la résonance
- Γ_{λ} = largeur totale
- $\Gamma_{\lambda c}$ = largeur de neutron
- $\Gamma_{\lambda\gamma}$ = largeur radiative totale
- $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ = largeur radiative partielle
- g_{λ} = facteur statistique
- $J_{\lambda} = spin$

Tableau III.7

Intensité des rayonnements gamma émis lors de la capture de neutrons thermiques dans un échantillon de platine naturel.

b) Cette raie contient une certaine contribution de la raie du cuivre de c) Cette raie contient une certaine contribution due à une raie de bruit de d) Cette raie contient également le pic de premier échappement de la transi-tion (23) de 5258 keV.

TABLEAU III.8

Transitions observées dans les résonances de spin et parité J^T=1

la raie	transhim-y	fist eacht									E.	ergies	des re	BODERC	** **	e¥ 					<u> </u>			
ig. 7)	keV	keV	11,5	19,4	\$7,7	111,5	120,5	139,9	150,4	188,5	222,2	256,9	280	285,8	302,3	382,8	430,1	529,3	548,8	558,7	59.`.4	632,6	659.8	680
1	7 9 20	0	ті	ы	тι	м	ŤI –	F	F	F	H			1			F	F	ı	F	I	F	F	F
2	7914	356	F	r	τı	×	İ			!	11				т1			F	I	м	F			
3	7234	6 84		F		F	м	TI		M		F	м	F				1	F	м				
4	6783	1137				м		F					м			F		1	.	м				1
5	6561	1359		ļ					F	м	τι	×	F				м	{	;	F	F		'	1
	6520	1400	1	τı		×	F		F	F	¥			F	м	м	N	м		F				1
7	6319	1601	I				I.	L.										1						1
6	6247	1673	[тι								I	F	м			м							۱×
9	6120	1800	1	1	F	ł	F		1	1) (1			}		F							1
10	6101	1819	ı	M				N				1					F	1						F
11	5072	1848	F					ī						F			F						F	
12	6030	1890	!					{	l	l		м		[{	ļ	ļ	\			{			۱
13	6006	1914	T			r		м							м	1	1	F	ĺ		1			
14	5955	1967	Ľ	11	ті	1	Ιī				1			F	1				м				F	
15	5878	2044	-	Ľ			Ľ					ļ		F										
16	5857	2065	[`	1	TI		M		{	i i					м			1	'		1			1
17	5828	2092			1		F			Ì		F					F	ł		м	ļ			
18	57.96	2124					1				ľ													1
19	5751	2169	+,	1.	1		<u>ب</u> ا		F					F	T T			ļ	!					1
20	5725	2195	1		۱ ^۰		17		l u		+	1 1		1.]							
21	5893	1777		1	1	_{T1}	1			1	l '													
 07	KACI	1258			1	1] ~		 ~					l i										Į –
	5001	2317	12							l	1	i			F									1
43	2000			۲ ΄	l'.	Ľ		-	1			1			ľ									1
41	5532	1200			12				1															1
43	5310		1		<u>۱</u>	l.,								[^]		. m.	"		ľ i					1
20			1		1	1	}	1		1		1	1		۱ '	\ \		\ \						1
21	3494	1400	-				1								1									
38	5425	2495	[{	M	L,	ĺ			T.	F						F						F
29	5393	2527				1			F	1	м			ł										
30	5372	2548		1	1	1)	1			1		M				1]			
31	5351	2569	1	F		тι	!	1							1						}			
32	5322	2598			F					1	м						м				ł			
33	5258	2662	I	F	1	1	l			l		ļļ						ļ			•			1
34	5192	2728	M	1	1	1				1														
35	5171	2749	м		i i	1																		
36	5102	2818	ті			r .	F	м						F				1						
37	4942	2978	1		1	1				1	F				F				'			Ì	1	1
38	4921	2999	F				ł			I				F	ł					1	[
39	4006	3115			1			r										ł						
40	4661	3259	м		1																ł			
41	4593	3327	١	F	١	1		F	1	۱		1		<u>ا</u>	1		ł	1	1		1	1		
	1		1	1	1	i –	1	1	1	1		i l	[1	1	I	1	1	ł	[1	I	1	1

M . moyennement intense

F . faiblement intense

Remarque ; Ces divers qualificatifs n'ont de sens que pour chaque résonance prise individuellement,

Energie	Energie	Energies de résonances en eV								
transition-Y	état excité	67 1	110	15/ 7	20/ 8	261 7	200 6	452 2	512 2	
keV	keV	07,1	119	154,7	204,0	201,7	309,0	455,2	512,2	
6247	1673					M ^{a)}				
6120	1800			F					F	
5953	1967	TI	I	м						
5855	2065	I					М			
5828	2092	м						F		
5751	2169	М	м			ΤI	м			
5693	2227		м			I				
5608	2312							I		
5552	2368			M		м			F	
5452	2468		ļ		-	м	F			
5322	2598	F		F						
5192	2728				F		ļ			
5102	2818			F						

Signification des abréviations : voir tableau III.8 Remarque : voir tableau III.8

le spin de l'état auquel elle aboutit.

Tableau III.9

Transitions observées dans les résonances de spin et parité $J^{\pi} = 0^{-}$.

a) Cette transition, d'intensité moyenne dans la résonance à 261,7 eV, est très intense dans la résonance voisine à 257 eV. Il est donc impossible de déterminer

TABLEAU III.10

Etais excités de ¹⁹⁶Pi,

Expériences Saclay 1966						Ex	erience	Ехр	érience	Exp	érience	Exp	frience	Réaction	Réaction	Reaction	
	Réaction	¹⁹⁵ Pi(n.7)		Réaction ¹⁹⁵ Pi(n, 7) neutrona	96 Au C	1, 196 p	Wapet 53 195 _{Au}	rs et sl 1 ₁₉₆ 	Degan 196 _{Au}	ni et al 54 195 pu	Janæn 7 196 _{Au}	⁰) 195 Pi	Monn 196 ₁ -	andieta ⁷¹) 196 _{Pi}	¹⁹⁵ Pt(d,p) Cohen el Price 55 ₃	¹⁹⁵ Fi{d.p) Mukherjee 56}	¹⁹⁶ F"(d,d') Mukherjee 56j
n" de	energie transie	énergie étai		thermiques spergie élat exrité	fnergie état		éner- gie	fpin	énerga état	- 	éner- gie	-pin	éner- gie	epte	#nergie etat	énergie	énergie
in 756 (fig,)	tion ⊤ k∉V	excilê keV	10 g		keV		etat keV		keV		etnt ke¥		etat keV		ke V	k∉V	ke V
1	7920	0	0*	Q	0	0+	O	0 ⁺	0	o⁺	٥	ot	0	0*	0	o	
3	7564	356	2+	353	356	2+	355,7	2	356	2	855,7	2*	356	2	360	360	360
3	7234	686	2+	685	689	2	688.8	2*	689	2	688.7	2	689	2 ⁺	680	680	690
1				í	875	4	877	4 (3 2	878	1	877.3	4*		1			870
1	[1	1	1002	3		1	1		1		l
	1		1								1015,2	2,3					
			.+			l		1	1117	¦²	i i			1.+			
+	6783	1137] 0	1135						1			1137	l°		1120	
	1		i i					}		1 at	1270,7						
		1.10				1	13201		1316	13.2)	1.50.0	1.+ .+					1710
S	6561	1339	1 .+ .+]		1			1301.5	1.2					1350
6	5520	1400	l " ' *		1.446	l	1447	12	1446	1	1447.1	1	1	1	1420	1430	1440
	6716	1601	<u>_</u> + _+	1594	1110	ľ	1			ľ	1,1,1	1			1410	1400	1144
	6313	1673	,		1]]		J	J		ì				1690	1
	6120	1800	1 ⁴ , ¹ , ²	1805				1	ļ		ł					•••••	ĺ
10	6101	1819	0+ 2+		1					1							
11	6072	1848	0 ⁺ , 2 ⁺	1842		•				i							
12	6030	1890	o ⁺ . 2 ⁺	1882								ļ					1880
13	6006	1914	a+ 2+	1913	1	í –	1	i I	l i	ł	1			1			
14	5955	1967	1	1963			{										
15-	5876	2044	0 ⁺ , 2 ⁺	2040				1	ļ	1						2010	
16	J857	2065	1.4	1					1	{		ļ					
. 17	5828	2092	11	1				į .]		1					l
18	5796	2124	0, 2,						1	1	1						
19	5751	2169	1	2179							1						
20	\$725	2195	0, 2,	1	1	!						1					1
21	5693	2227	1.														
22	5661	2259	0, 2	I				1									
23	5608	2312	11	2307													i
24	5552	2368		1				ļ		[
25	5510	2410	0 2	4.180			[1		[[2390
26	5478	2442	0,2	2455		l											l l
1	5452	2468	.+ .+	1	ł	1				ł							1
	5160	24.23	÷ ,	2525						1							ł
10	5172	2548	"+ [*] ,+	1	}		1]							1
31	3351	256.9	[*] ,	1		1					1						2570
, 32	5322	2598		2607						1]					2600	
33	5258	2662	0+. 2+	2662												2670	2640
34	3192	2728	1 .+	2778							- 1						
35	5171	2749	0 ⁺ . 2 ⁺	2743	l i												l l
36	5102	2818	1 ⁺	2016													l l
37	4942	2978	0 ⁺ . 2 ⁺	2910													l l
38	4921	2999	0*, 2*														l .
39	4805	3313	0 [*] , 2 [†]	3120		1											1
40	4661	3259	0 ⁺ , 2 ⁺														
વા	4593	3327	0 ⁺ . 2 ⁺														ł
A	1	1	L	[L	F I						1

Réactio Sac	n ¹⁹² Pt(lay 1966	n,Y)	199 _{Au} Ewa	CI 193 _{Pt} an (195)	Réact Muk	Réaction ¹⁹⁴ Pt(d,t) Mukherjee ⁽¹⁷⁹⁾		
Energie	Etat		Etat		Etat	Etat à		
transition-y	excité	Spin	excité	Spin	excité	une		
keV	keV		keV		keV	quasi-particule		
6247	0	1/2 3/2	ο	(1/2)	0	p _{1/2} ,p _{3/2} ,f _{5/2}		
			13	(3/2)				
			112	(3/2)		$p_{3/2}, f_{5/2}$		
6130	117	1/2 3/2	118					
			148	(11/2)	140	i _{13/2}		
6061	186	1/2 3/2	186	(3/2)				
	l		232	(3/2,5/2)	210			
			268	(3/2)				
			303		340			
(5807)	(440)	1/2 3/2						
			453		420	$(P_{3/2})$		
(5786)	(461)	1/2 3/2						
5703	544	1/2 3/2	490	(3/2,5/2)	520	}		
					590			
5547	700							
					830	^f 7/2		
	{				900			
					1020			
					1160			
	-				1230			
4656	1590	1/2 3/2			1310			

.

Tableau III.11 Etats excités de ¹⁹³Pt.

		Fableau	III.	12
]	Etats	excités	de	197 _{Pt} .

Saclay 1966				Mukherjee ()	79)
Réaction ¹⁹⁶ Pt(n,y)			Réaction ¹⁹⁶ Pt(d,p)	Réaction ¹⁹⁶ Pt(d,t)	Etat à
Energie	Etat		Etat	Etat	une
transition	excité	Spin	excité	excité	quasi-particule
keV	keV		keV	keV	
5849	0	3/2	0	0	P1 / 2
5775	74	1/2,3/2	80	80	$p_{3/2}, f_{5/2}$
			280	270	572 572
			410		$(i_{13/2})$
			470		13/2
			520	510	(f _{5/2})
			570	670	
5139	710	1/2,3/2	720	720	
4884	965	1/2,3/2	880	880	
4773	1076	1/2,3/2	1070	1050	
			1120	1150	$(P_{3/2}, f_{7/2})$

. .

1

Réaction ¹⁹⁸ Pt(n,y)			Réaction l n therm	98 _{Pt(n,γ)} iques	Réaction ¹⁹⁸ Pt(d,p)		
5401	ay 1900	··	,				
Energie	Etat		Etat	ĺ	Etat	Etat à	
transition-y	excité	Spin	excité	Spin	excité	une	
keV	keV		keV		keV	quasi-particule	
			0	(5/2)	0	f _{5/2} , p _{3/2}	
			32	(7/2)	(30)	512 512	
5522	80	1/2,3/2					
5472	130	1/2,3/2			130	(P _{1/2})	
					340	172	
			425	$(13/2^+)$	450	$(i_{13/2})$	
5085	517	1/2,3/2			520		
					920		
					960		
					1050		
4463	1139	1/2,3/2					
4354	1248	1/2,3/2					
4179	1423	1/2,3/2				r r	
					1740	89/2	
(3733)	(1869)	1/2,3/2					

Tableau III.13

Etats excités de ¹⁹⁹Pt.

Chapitre IV

LE TUNGSTENE

IV.1 INTRODUCTION

Porter et Thomas ⁽⁴⁰⁾ ont suggéré que les intensités des transitions allant à des états excités voisins peuvent être corrélées. Les fonctions d'ondes décrivant ces états peuvent en effet être suffisamment analogues pour que les éléments de matrice ne soient pas indépendants. Le noyau W possède un état excité situé très près de l'état fondamental, à 111 keV au dessus, ces deux états appartenant à la même bande de rotation. Il paraît donc intéressant d'étudier les transitions correspondantes. Pour mettre en évidence un éventuel effet de corrélation entre deux largeurs radiatives partielles, on peut examiner la distribution de leur somme sur un échantillon de résonances de mêmes spin et parité. Chacune d'elle se distribuant suivant une loi en χ^2 à deux degrés de liberté si ces deux transitions sont indépendantes. Si la valeur expérimentale v'est différente, on dit qu'il y a corrélation ou anticorrélation suivant que v'est inférieure ou supérieure à 2. Le coefficient de corrélation entre les deux suites de valeurs des probabilités de transition est alors respectivement positif et négatif. Mais il est très difficile à évaluer avec précision, les échantillons dont on dispose ayant des tailles très petites, à moins que la valeur de p soit très voisine de l'unité en valeur absolue. Nous avons vu que le traitement de

Porter et Krieger ⁽⁴²⁾ prévoit un coefficient de corrélation essentiellement positif.

Les premières expériences effectuées à Saclay ⁽¹⁵⁾ et Brookhaven ⁽¹¹⁰⁾ avaient montré, pour cinq résonances $J^{\pi} = 1^{-} de^{-183}W + n$, que les intensités relatives variaient peu en prenant une bande d'énergie des rayons gamma autour de 7,4 MeV. Ceci semblait surprenant à la lumière de la description de Porter et Thomas. Les données laissaient apparaître une très forte anticorrélation. Ce résultat semblait se vérifier également dans des études ultérieures effectuées à Argonne ⁽¹¹⁹⁾ et à Saclay ⁽¹²¹⁾. Rosenzweig ⁽¹⁹⁷⁾ justifia de telles anticorrélations.

Toutefois, une analyse effectuée plus récemment à Saclay ⁽¹⁹⁸⁾ et portant sur 16 résonances laissait apparaître une très nette fluctuation, compatible avec l'hypothèse d'indépendance. Cependant, pour certaines résonances, le coefficient de normalisation, proportionnel au taux de capture, était difficile à évaluer à cause des résonances larges des isotopes cibles pairs du tungstène. En outre, comme dans les précédentes expériences, les rayons gamma étaient détectés dans des cristaux NaI qui ne permettaient pas de séparer les diverses transitions apparaissant dans les spectres de capture.

Il devenait donc utile de reprendre cette étude avec un détecteur Ge(Li). Nous avons pour cela placé une cible de tungstène naturel de 1 mm d'épaisseur à l'extrémité d'une base de 14,7 m. L'état fondamental de ¹⁸³W ayant un spin 1/2⁻, on formera donc, par capture d'un neutron s, un noyau composé de spin J^T = 0⁻ ou 1⁻. Nous avons analysé 13 résonances J^T = 1⁻ et quatre résonances J^T = 0⁻.

Une expérience de transmission effectuée il y a quelques années à (199) et une expérience de capture radiative partielle effectuée à Saclay⁽¹⁵⁾ avaient permis de déterminer la plupart des spins des résonances du noyau composé ¹⁸⁴W. En particulier, la résonance située à 101 eV apparaissait être de spin 0⁻. Cependant une expérience de capture totale effectuée depuis par Block et al ⁽²⁰⁰⁾ conduisait ces auteurs à lui attribuer un spin 1⁻. Notre

étude de capture partielle décrite ici confirme le premier résultat. En effet, aucune des quatre premières transitions de 7413, 7302, 6510 et 6409 keV n'apparaît dans son spectre d'amplitude. Or d'après la relation II,23, la probabilité pour qu'il en soit ainsi est quasiment nulle si elle avait un spin 1. Elle est égale à 3 × 10⁻⁴ avec un seuil de détection $\alpha = 0, 2$.

Les spectres de capture du tungstène ont fait l'objet, tout récemment, de plusieurs travaux à Idaho ⁽²⁰¹⁾, Rensselaer ⁽¹³⁸⁾ et Brookhaven ⁽²⁰²⁾ à l'aide de détecteurs Ge(Li). Mais ces études se bornent aux schémas des états excités, le nombre de résonances analysées étant relativement restreint.

Nous discuterons d'abord de l'éventuel effet de corrélation entre les largeurs radiatives partielles. Nous évaluerons ensuite l'intensité moyenne relative de quelques transitions que nous comparerons aux estimations de Blatt et Weisskopf et de Axel. Puis nous donnerons les schémas des états excités de quatre isotopes du tungstène. Enfin nous analyserons le spectre thermique d'une cible naturelle de tungstène.

IV.2 EFFET DE CORRELATION ENTRE LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES

IV.2.I Présentation des données.

Cette étude porte, rappelons-le, sur 13 résonances $J^{\pi} = 1^{-} de^{-183} W + n$ et sur les deux transitions $1^- \rightarrow 0^+$ et $1^- \rightarrow 2^+$, respectivement de 7413 et 7302 keV, aboutissant à l'état fondamental de ¹⁸⁴W et à son premier état excité situé à 111 keV. L'efficacité du détecteur restait constante dans ce domaine étroit d'énergie, comme le montre la figure 8.

La figure 35 donne l'allure de la courbe en temps-de-vol relative au spectre d'amplitude total. La résolution était suffisante pour séparer convenablement les doublets situés à 19-21 eV, 46-47,8 eV, 155-157,1 eV et 171-174,1 eV. On a reporté sur le tableau IV.1 les aires A; de plusieurs raies, ainsi que les facteurs de normalisation B_i (définis au paragraphe II.3) et sur le tableau IV.2 les intensités relatives I, des deux premières transitions.

Dans le calcul de leur somme, il est superflu de tenir compte de la variation des probabilités de transition avec l'énergie. Le tableau fait apparaître une très nette fluctuation des largeurs radiatives partielles de résonance en résonance, ainsi que de la somme des deux largeurs envisagées ici.

celui de la résonance à 40 eV.

IV.2.2 Résultats.

Nous avons calculé le nombre de degrés de liberté v de la somme des deux transitions de 7413 et 7302 keV pour notre échantillon, en appliquant les deux méthodes développées au paragraphe III.2.2. Le seuil expérimental α pour les premières transitions prises individuellement a été évalué à 0,2. Ceci conduit à prendre pour la somme envisagée un seuil $\beta = \alpha/2 = 0,1$, comme nous l'avons vu au paragraphe II.3.3. Une seule intensité somme est inférieure à ce seuil β (n = 1).

La méthode du maximum de vraisemblance tronquée (paragraphe III.2.2.1) fournit la valeur la plus probable de v suivante :

Avec cette valeur et $n_p = 1$, la méthode de Monte Carlo à deux dimensions (paragraphe III.2.2.2) donne, comme meilleure estimation de v_0 :

> \sim v

comme le montre la figure 37 où nous avons tracé la variation de la probabilité $Pr(v_m > v_p, n_m < n_p)$ en fonction de v_o .

- 93 -

Les spectres de capture de quelques résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ ont été tracés sur la figure 36. Ils confirment les spins déjà connus et en particulier

$$= 2,47 \pm 1,36$$

$$= 2,5 + 1,6$$

Cette valeur est compatible avec une loi en χ^2 à deux degrés de liberté, ce que confirme la figure 38, où nous avons tracé la distribution des

intensités expérimentales réduites $x_i = I_i / \overline{I}_i$, ainsi que les lois en χ^2 à un, deux et trois degrés de liberté. Dans la mesure où l'on admet qu'une largeur radiative partielle du noyau déformé ¹⁸⁴ W se distribue, comme nous l'avons montré dans le cas du noyau pair-pair sphérique ¹⁹⁶ Pt ^(2,13), selon une loi en χ^2 à un degré de liberté, on peut donc admettre que les deux transitions étudiées, d'énergies très voisines, sont indépendantes.

Le coefficient de corrélation entre les deux suites de valeurs des colonnes 2 et 3 du tableau IV.2 est égal à 0,5. Les abaques de la référence 142 permettent d'en déduire, pour l'échantillon de taille 13 envisagé ici, que le coefficient de la population parente est compris, avec 95% de chance, entre - 0,08 et + 0,8. La valeur 0, rendant compte de l'indépendance, est comprise entre ces deux limites.

Considérons, à ce sujet, et d'une manière générale, un échantillon de N éléments (résonances), chaque élément i étant caractérisé par deux variables aléatoires x, et y, (deux largeurs radiatives partielles réduites). Etudions la distribution de la somme x, + y, sur l'échantillon envisagé (i = 1,N). La méthode du maximum de vraisemblance est particulièrement sensible aux faibles valeurs de x, + y, (c'est-à-dire aux faibles valeurs des deux paramètres associés x, et y,). Toutefois, cet effet est très atténué par l'introduction du seuil expérimental a (§ III.2.2.). Par contre, le coefficient de corrélation est largement tributaire des fortes valeurs associées x_i et y_i (c'est-à-dire des fortes valeurs de la somme x_i + y_i). Si la taille N de l'échantillon est faible, il pourra même être relativement élevé, alors que la distribution x_i + y_i satisfait l'hypothèse d'indépendance. Ainsi, dans le tungstène, où N = 13 seulement, il est assez grand à cause des intensités élevées des deux transitions de 7413 et 7302 keV des résonances situées à 66 et 297 eV.

A titre indicatif, nous avons calculé, à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance tronquée, le nombre de voies ouvertes correspondant à chacune des deux transitions. Avec un seuil $\alpha = 0, 2$, on trouve respectivement $v_n = 2, 21 \pm 1$ 1,90 et $v_p = 1,63 \pm 1,12$. Le mélange des deux familles permet de réaliser un échantillon de 26 largeurs. Avec le seuil précédent, seules 18 transitions sont conservées dans le calcul. On obtient $v_p = 2,45 \pm 1,24$, valeur qui n'est pas incompatible avec le résultat du paragraphe III.1.4.2.4. Ceci témoigne une fois

encore de la nécessité de posséder un échantillon de taille élevée (au moins une cinquantaine de largeurs) pour que le résultat ait un sens statistique, si l'on veut étudier la distribution correspondant à une seule voie ouverte de sortie. Par contre, lorsqu'on somme deux transitions, la précision est accrue, le seuil abaissé ; la probabilité pour que l'intensité globale soit supérieure à ce seuil augmente dans des proportions intéressantes, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe II.3.3. La valeur de v ainsi obtenue est moins sensible à la taille de l'échantillon.

IV.3 VALEURS MOYENNES DES LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES

Les intensités moyennes relatives, corrigées à l'efficacité du détecteur sont données dans le tableau IV.3. L'erreur relative est égale à $\sqrt{2}/N$ (N = 13). Nous donnons également les intensités absolues prévues par le modèle de Blatt et Weisskopf et l'estimation de Axel. Les barres d'erreurs importantes ne permettent pas de tirer une quelconque conclusion.

On remarque en fait que les six transitions considérées forment, si 1'on envisage leurs énergies, trois groupes distincts. On peut alors calculer l'intensité moyenne de chacun, ce qui augmente la précision. La figure 39 représente la variation de cette intensité en fonction de l'énergie. On voit que cette dernière est, comme dans le cas du platine (§ III.3.1.), mieux adaptée par une loi en E_{γ}^{5} que par une loi en E_{γ}^{3} .

IV.4 SCHEMAS DES ETATS EXCITES DE QUELQUES ISOTOPES DU TUNGSTENE

Notre expérience nous a permis d'analyser les spectres d'amplitude de 13 résonances $J^{\pi} = I^{-}$ (énumérées dans le tableau IV.1) et de quatre résonances $J^{\pi} = 0^{-}$ de l'isotope cible ¹⁸²W (situées à 48, 101, 144 et 155 eV), de trois

Bien que nous n'ayons que 13 résonances $J^{\pi} = 1^{-}$, il nous a paru intéressant de calculer les valeurs moyennes des intensités relatives des six transitions de 7413, 7302, 6510, 6409, 6290 et 5610 keV. Les quatre premières aboutissent à l'état fondamental de ¹⁸⁴W et aux trois premiers états excités situés à 111 et 903 keV dont les spins sont respectivement 0⁺, 2⁺, 2⁺ et 0⁺. Leur caractère El est donc évident. Nous admettrons qu'il en est de même pour les autres.

résonances de l'isotope cible ¹⁸²W situées à 4, 21 et 114 eV), d'une résonance de l'isotope cible ¹⁸⁴W (située à 184 eV) et de trois résonances de l'isotope cible ¹⁸⁶W (situées à 18, 171 et 288 eV). Nous avons donc pu établir les schémas des états excités du noyau pair-pair ¹⁸⁴W et des noyaux pair-impairs ¹⁸³W, ¹⁸⁵W, et ¹⁸⁷W. Tous appartiennent à la classe des noyaux déformés.

IV.4.1 184_W.

Ce noyau a fait l'objet d'un grand nombre d'études. Celles-ci sont basées sur la désintégration par capture électronique (203-208), l'excitation coulombienne (209,210), la réaction (d,p) (211), la diffusion inélastique de neutrons rapides (212), enfin la capture radiative de neutrons thermiques (201,213) ou de résonances (138,201,202). Nous avons résumé les résultats essentiels dans le tableau IV.4.

Comme le montrent le tableau IV.4 et la figure 40, notre expérience conduit à prévoir 37 états excités de ¹⁸⁴W entre 0 et 3270 keV, en supposant que les transitions observées sont des transitions primaires. En supposant en outre qu'elles sont du type E1, elles aboutissent à des états finals $J_f^{\pi} = 0^+$, 1^+ ou 2^+ si elles apparaissent dans les résonances $J^{\pi} = 1^-$. Celles qui ressortent dans les résonances $J^{\pi} = 0^-$ ne peuvent aller qu'à des états 1^+ . Les trois résonances $J^{\pi} = 0^-$ situées à 48, 101 et 144 eV permettent d'attribuer le spin 1^+ à 14 états excités. Les six transitions qui conduisent aux états excités à 1613, 1723, 2420, 2368, 2960 et 2986 keV n'apparaissent que dans ces trois résonances 0^- .

La probabilité de manquer une transition dans 13 résonances, en prenant un seuil global de détection égal à 1, est de l'ordre de 4%. En outre les états excités apparaissant dans les résonances 1 mais pas dans les résonances 0 ont une grande chance d'avoir un spin et une parité 0⁺ ou 2⁺, la probabilité de détecter une raie donnée dans trois résonances avec le seuil précédent étant voisine de 70%.

On notera que les résonances à 46-47,8 eV de spins respectifs l'et 0 forment un doublet. Il est ainsi nécessaire de prendre les mêmes précautions, lors de la lecture, que celles déjà signalées dans le platine au paragraphe III.4.1.2. Plusieurs raies parasites du fer et du cuivre, provenant du montage expérimental et du support du détecteur, émergent dans les spectres des résonances de basse énergie. Si elles offrent l'avantage d'un étalonnage immédiat, elles perturbent évidemment les spectres. Dans les résonances de haute énergie, couvrant un domaine de temps-de-vol étroit, elles ne sont pas visibles. Ceci nous a permis de trouver une raie de 6013 keV dans la résonance située à 361 eV. Ainsi qu'il ressort sur la figure 39, certaines raies sont assez intenses dans les résonances à 7, 27, 46, 66, 192, 297 et 361 eV.

Comme dans les expériences des références 201 à 211, nous n'observons pas l'état excité à 690 keV qui fut observé par Kinsey et Bartholomew ⁽²¹³⁾. Ces auteurs étudièrent le spectre de capture induit par des neutrons thermiques à l'aide d'un spectromètre magnétique à paires. Mais l'intensité de la raie correspondant à l'état excité précédent était extrêmement faible.

Nous trouvons un état à 1004 keV dont le spin peut être 0⁺, 1⁺ ou 2⁺. Kinsey et Bartholomew ⁽²¹³⁾ lui avaient attribué un spin 0⁺ ou 1⁺. Harmatz et al ^(205,208) et Johnson ⁽²⁰⁶⁾, en étudiant la désintégration de ¹⁸⁴Re, attribuent le spin 3⁺ à un état situé à 1007 ou 1005 keV. L'étude plus récente de Lister et al ⁽²¹²⁾, sur la diffusion inélastique de neutrons rapides, montre que la fonction d'excitation est beaucoup mieux adaptée si 1'on admet l'existence d'un doublet 0⁺-3⁺ ou d'un singulet 3⁺ à cette énergie, que si 1'on suppose celle d'un doublet 3⁺-1⁺ ou d'un doublet 3⁺-2⁺. L'ensemble de ces résultats suggère fortement que l'état que nous observons à 1004 keV a un spin 0⁺.

Le modèle rotationnel-vibrationnel, introduit par Bohr et Mottelson (148) et développé par la suite par différents auteurs (214-217), rend compte avec succès d'un certain nombre d'états expérimentaux. A partir de l'espacement des états trouvés dans la désintégration β de ¹⁸⁴Re et des divers rapports d'embranchement, la séquence de la bande rotationnelle fondamentale K = 0, I = 0⁺, 2⁺, 4⁺, 6⁺, 8⁺ a pu être identifiée par Johnson ⁽²⁰⁶⁾ avec l'état fondamental et les états excités situés à 111, 364, 748 et 1287 keV. De même, les états à 904, 1005 et 1134 keV, de spins respectifs 2⁺, 3⁺ et 4⁺, ont été interprétés comme étant des états vibrationnels- γ (K = 2). Cependant, une étude de Harmatz et al ⁽²⁰⁸⁾ a conduit ces auteurs à attribuer le spin 5⁻ à l'état situé à 1287 keV. Ils trouvent en outre un état à 1503 keV de spin 7⁻ qui pourrait être un état à deux protons 9/2⁻ [514] + 5/2⁺ |402|.

IV.4.2 183_W.

Les états excités de ¹⁸³ W ont été étudiés par l'intermédiaire de la désintégration β^- de ¹⁸³Ta ⁽²¹⁸⁻²²⁰⁾, de la désintégration par capture électronique de ¹⁸³Re ⁽²²¹⁾, de l'excitation coulombienne ^(222,223), de la capture de neutrons rapides et lents ^(224,225) et de la réaction (d.p) ^(226,227).

Dans notre expérience de capture de neutrons, les trois résonances à 4. 21 et 114 eV ont un spin $J^{\pi} = 1/2^{+}$ et les transitions El conduisent à des états finals de spin 1/2 ou 3/2. La figure 41 montre les spectres des trois résonances du noyau cible 182 W. On notera la raie très intense à 5165 keV et la raie assez intense à 6187 keV dans la résonance à 4 eV. Dans la résonance à 21 eV, on remarque la raie intense à 6143 keV ; dans ce spectre ressortent également les deux transitions intenses de la résonance à 18 eV. Enfin deux raies apparaissent nettement à 6187 et 5980 keV dans la résonance à 114 eV.

Nous avons mis en évidence 20 états excités entre 0 et 4 MeV, que nous avons reporté sur le tableau IV.5 et sur la figure 42. Nous y avons également reporté les états obtenus dans trois autres types d'expériences. En particulier, Erskine ⁽²²⁶⁾ obtient 42 états excités entre 0 et 2500 keV, dont onze d'entre eux sont en bon accord avec nos données. Les désintégrations de ¹⁸³ W⁽²¹⁸⁾ et de ¹⁸³Re ⁽²²¹⁾ ont permis d'attribuer les spins 1/2⁻, 3/2⁻ et 3/2⁻ à l'état fondamental et aux deux états excités que nous trouvons à 44 et 207 keV.

Les énergies des premiers états excités et les probabilités de transition entre ces états ont été reproduites avec une grande précision par Kerman (228), Rowe ⁽²²⁹⁾ et Brockmeier et al ⁽²³⁰⁾ à l'aide de modèles rotationnels dans lesquels se trouve incluse l'interaction rotation-particule, représentée par un couplage de Coriolis. Kerman consideré seulement le mélange des deux bandes $K^{\pi} = 1/2^{-}$ et 3/2⁻. Rowe introduisit la possibilité d'un mélange de bandes $\Delta K = \pm 2$. Brockmeier et al, enfin, affinèrent la méthode en faisant intervenir les mélanges de neuf niveaux $K_{\pm} = 1/2^{-}$, $3/2^{-}$ et $5/2^{-}$ prévus par le modèle de Nilsson. Quatre états ont été identifiés par Harmatz et al ⁽²²¹⁾ comme étant des états de Nilsson 1/2 510 , 3/2 512 , 9/2 624 et 7/2 503 (voir tableau IV.5). Cependant Erskine (226) montre que les spectres observés dans la réaction (d,p) sont mieux expliqués si l'on fait intervenir un mélange de bandes. En particulier, l'état à 209 keV ne serait pas un état intrinsèque pur.

IV.4.3 185W.

Seules deux études détaillées ont été effectuées jusqu'ici. L'une repose sur la désintégration de 185 (231), l'autre sur la réaction (d,p) (226). Morinaga et Nagatani ⁽²³¹⁾ ont identifié les états de Nilsson 3/2 512, 7/2 503 et 9/2 505. Erskine ⁽²²⁶⁾ obtint 14 états excités entre 0 et 1280 keV (tableau IV.6).

Dans notre expérience de capture de neutrons, nous ne disposions que d'une seule résonance située à 184 eV. Dans le spectre de celle-ci, apparaissent deux raies très intenses à 4932 et 4650 keV et une raie intense à 4540 keV, comme le montre la figure 41. Nous n'obtenons que quatre états excités de spin 1/2 ou 3/2 (fig. 42). Trois d'entre eux sont en bon accord avec les résultats de Erskine.

Les spectres de trois résonances du noyau cible ¹⁸⁶W, situées à 18, 171 et 288 eV ont été analysés. La résonance à 18 eV présente deux très fortes transitions à 5318 et 5258 keV. Elles ressortent également très nettement dans la 171 eV mais avec des intensités inversées (fig. 41).

Nous obtenons douze états excités de spin 1/2 ou 3/2 entre 0 et 3850 keV. Le schéma correspondant a été tracé sur la figure 42. Sept états excités sont en bon accord avec ceux trouvés par Erskine ⁽²²⁶⁾ dans la réaction (d,p). Le tableau IV.7 permet de comparer les données. Les spins des états à 304, 351, 434 et 592 keV sont trop élevés pour que les transitions qui y parviennent puissent être observées dans les spectres de capture. L'état fondamental de 187 W est un état $3/2^{-1512}$ (232).

IV.5 LE SPECTRE THERMIQUE DU TUNGSTENE

Si l'on tient compte des abondances isotopiques et des sections efficaces thermiques de chaque isotope du tungstène, on doit s'attendre à ce que

- 99 -

le spectre thermique du tungstène naturel soit dominé par les raies des noyaux cibles ¹⁸² W et ¹⁸⁶ W et contienne, avec des intensités plus faibles, des raies de ¹⁸³W.

Nous avons observé 34 raies entre 4098 et 7413 keV, dont plusieurs sont très intenses (fig. 43 et tableau IV.8). L'étude des spectres des résonances permet une attribution isotopique aisée. Les transitions les plus fortes appartiennent effectivement aux deux noyaux cibles ¹⁸⁴W et ¹⁸⁶W. Le premier est responsable des raies de 6187, 6143, 5161 et 4245 keV, le second de celles de 5322, 5258, 4681 et 4622 keV. Elles sont dues essentiellement aux résonances situées respectivement à 4 et 18 eV. Un certain nombre de transitions relativement faibles ont été attribuées à l'isotope cible 183W.

Le nombre total de raies observées dans les 24 résonances analysées est de 77, soit plus de deux fois supérieur à celui trouvé dans le spectre thermique. Ceci donne une preuve supplémentaire du très net avantage de l'étude des spectres des rayons gamma induits par des neutrons de résonance par rapport aux spectres thermiques. En outre, les premiers fournissent une attribution isotopique immédiate à partir d'une cible naturelle. Toutefois, dans le spectre thermique du tungstène, huit raies de faible intensité ne furent pas rencontrées dans les spectres de résonances (tableau IV.8).

Enfin, plusieurs raies parasites apparaissent, comme dans le cas du platine ; elles sont dues soit au support de la diode (cuivre), soit au blindage (plomb) et au support de l'ensemble expérimental (fer).

Energie résonance eV	Bi (E __ >2,5 MeV)	A _i 7413 keV	A i 7302 keV	A _i 6510 keV	A _i 6409 keV	A. i 6290 keV	A i 5610 keV
7,6	373330 ± 880	1630 ± 60	490 ± 50	270 ± 60	1480 ± 75	1360 ± 80	250 ± 80
27	460300 ± 870	145 ± 40	1450 ± 50	565 ± 55	410 ± 60	110 ± 65	90 ± 70
40	148750 ± 500	0 ± 20	175 ± 20	0 ± 25	100 ± 30	32 ± 30	3 ± 30
46	362680 ± 880	615 ± 30	280 ± 30	0 ± 30	370 ± 40	0 ± 40	0 ± 50
66	18650 ± 280	82 ± 20	145 ± 20	22 ± 23	16 ± 26	165 ± 30	35 ± 30
157	43320 ± 260	2 ± 13	88 ± 15	14 ± 16	8 ± 18	42 ± 20	9 ± 25
174	54500 ± 300	65 ± 15	0 ± 10	0 ± 15	26 ± 18	60 ± 20	0 ± 23
192	67090 ± 350	7 ± 15	150 ± 17	0 ± 18	23 ± 22	50 ± 24	13 ± 26
259	45630 ± 300	2 ± 11	0 ± 10	3 ± 12	20 ± 16	26 ± 18	34 ± 22
280	26490 ± 240	5 ± 13	20 ± 12	39 ± 17	29 ± 19	0 ± 19	10 ± 23
297	18110 ± 220	81 ± 19	141 ± 19	24 ± 18	10 ± 20	0 ± 20	0 ± 24
323	23100 ± 230	52 ± 15	18 ± 12	0 ± 15	0 ± 18	0 ± 20	37 ± 24
361	17230 ± 215	0 ± 14	86 ± 15	0 ± 16	0 ± 18	0 ± 20	0 ± 22

rayons γ .

Tableau IV.1

Aires $A_i^{(a)}$ de différentes raies et aires B_i correspondant au spectre d'amplitude total (exprimées en taux de comptage) pour les résonances $J^{\pi} = 1^{-1}$ de 183_{W+n} .

a) non corrigées de la variation de l'efficacité du détecteur Ge(Li) avec l'énergie des



Intensités relatives des deux transitions aboutissant à l'état fondamental et au premier état excité de ¹⁸⁴W, pour les résonances $J^{\pi} = 1^{-}$.

$1 \rightarrow 0^{+}$ 7413 keV I_{0}	transition $1 \rightarrow 2^+$ 7302 keV I_1	Sommes I + I o I
4355 ± 171	1313 ± 132	5668 ± 216
313 ± 94	3113 ± 112	3426 ± 146
1 ± 134	1170 ± 152	1171 ± 203
1698 ± 87	766 ± 76	2465 ± 116
4400 ± 1192	7670 ±1188	12170 ± 1620
46 ± 300	2031 ± 358	2077 ± 468
1174 ± 263	2 ± 183	1176 ± 321
104 ± 194	2191 ± 265	2295 ± 328
44 ± 219	2 ± 219	46 ± 310
189 ± 455	755 ± 460	944 ± 647
4473 ± 1048	7786 ±1089	12259 ± 1511
2251 ± 672	779 ± 527	3030 ± 854
6 ± 755	4991 ± 933	4997 ± 1200
	$1 \rightarrow 0^{+}$ 7413 keV I 0 4355 \pm 171 313 \pm 94 1 \pm 134 1698 \pm 87 4400 \pm 1192 46 \pm 300 1174 \pm 263 104 \pm 194 44 \pm 219 189 \pm 455 4473 \pm 1048 2251 \pm 672 6 \pm 755	1 \rightarrow 0 ⁺ 1 \rightarrow 2 ⁺ 7413 keV1 $1^- \rightarrow 2^+$ 7302 keVIII4355 \pm 1711313 \pm 132313 \pm 943113 \pm 1121 \pm 1341170 \pm 1521698 \pm 87766 \pm 764400 \pm 11927670 \pm 118846 \pm 3002031 \pm 3581174 \pm 2632 \pm 183104 \pm 1942191 \pm 26544 \pm 2192 \pm 219189 \pm 455755 \pm 4604473 \pm 10487786 \pm 10892251 \pm 672779 \pm 5276 \pm 7554991 \pm 933

.

Energie transition keV	Energie ētat final keV	Intensité moyenne relative	Intensité modèle 1 particule meV (a)	Intensité Axel (b) meV
7413	0	1464 ± 574	2,93	2,47
7302	111	2509 ± 984	2,80	2,29
6510	903	440 ± 173	1,99	1,29
6409	1004	732 ± 287	1,90	1,19
6290	1123	1140 ± 450	1,79	1,09
5610	1803	415 ± 163	1,27	0,61
L	 		<u> </u>	

 $D_o = 15 \text{ MeV}.$

(b) Axel, expression 34 donnée dans Phys. Rev. 126 (1962) 671.

Tableau IV.3

Intensités moyennes relatives de quelques transitions de 183_{W+n}.

(a) Estimation de Blatt et Weisskopf, expression 7.21 donnée dans Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley, New York, 1952, chapitre XII, dans laquelle nous avons pris, selon l'usage,

Tableau IV.4

Etats excités de 184 W.

ſ	Réaction ¹⁸³ W(n, y)		184 _{Re} + 184 _W		¹⁸⁴ Re +	184 _W	183 W(d,p)		¹⁸⁴ W(n,n')	
л 	neutrons de r °aclay 19	ésonance 67		Jonhson	[206]	Harmatz et	al [208]	lsoya [211]]	Lister et al [212]
n° transi- tion	Energie tran si tion keV	Encrgie état exci- té keV	J"	Energie état exci- té keV	JКп	Energie état exci- té keV	ЈКп	Energie état exci- té keV	ЈКп	Energie état excité keV
1	7413	0	0+	n	00+	0	00+	0	00+	0
2	7302	111	2+	111	20+	111,2	20-	121	20+	110
				364	40+	364,0	4 .1 +	364	40+	360
			ĺ	748	60+	748.2	6 (1 +		[[[
3	6510	903	2+	904	22+	904,4	2 2 +	903	22+	901
4	6409	1004	0+]			Į	1003
				1005	32+	1006,8	32+		ĺ	
5	6290	1125	0+1+2+							1125
			1	1134	42+	1134.7	42+			
				1222	32-	1223,0				
6	6187	1260	0+1+2+							
				1273						
				1287	80+	1286.7	5(2)-		i	
7	6103	1310	0+1+2+							
8	6013	1380	0+1+2+							
9	5980	1433	0+1+2+							
						1448.0	5 -			
						1503,3	7 -			
10	5800	1613	i+							
11	5790	1623	b ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺							
12	5762	1674	0+1+2+]]			
13	5691	1722	i+							
14	5610	1803	0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁻		ł ·	{ .	┢┤	•		
15	5363	2050	i+		ļ	l .				. [
16	5352	2061	1 ⁺		1					
17	5323	2090	1+							
18	5283	2130	0+1+2+			[-
19	5268	2145	0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺		Í					
20	5243	2170	l 1+							
21	5193	2220	1 ⁺							
22	5163	2250	1 i+					1		
23	5120	2293	0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺							
24	5045	2368	1 1 ⁺		 i					
25	5016	2397	1 [*]	}						
26	4993	2420	1 ⁺	ļ			ļĮ			
27	4943	2470	0+1+2+							
28	4900	2513	0+1+2+			i i				
29	4760	2653	0+1+2+							
30	4725	2688	0+1+2+							
31	4700	2713	0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺							
32	4650	2763	0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺							
33	46:0	2903	0+1+2+							
34	4453	2960	:*			}				
35	4427	2986	ı +							
36	4377	3036	ı*							
37	42 13	3200	0 ⁺ 1 ⁺ 2 ⁺							
38	4149	3264	0+1+2+						Ì	
			-							I I

	Réaction ¹⁸² W(n,y) neutrons résonance Søclay 1967			¹⁸³ T」 + ¹¹ Murray et a	⁸³ w 1. [218]	¹⁸³ Re → ¹¹ Harmatz et	³³ W al [221]	Réaction ¹⁰² W(d,p) Erskine[226]		
N [°] transition	énergie transition keV	énergie état excité keV	J"	énergie état exci- té keV	J ⁷	énergie état exci- té keV	J К т[№п ₃ А]	énergie état exci- té keV	ł	
1	6187	0	1/2,3/2	n	1/2	0	1/2 1/2 -[510]	0	1	
2	6143	44	1/2,3/2	46,5	3/2	46,5	3/2 1/2 -	46	1	
				99,1	5/2	99,1	5/2 1/2 -	99	3	
				207	7/2	207	7/2 1/2 -		ļ	
3	5980	207	3/2,3/2	208,8	3/2	208.8	3/2 3'2 -[512]	209	1	
				291,7	5/2	291,7	5/2 3/2 -	292	3	
				308,9	9/2	308,9	9/2 1/2 -	309	5	
					_	309,5	9/2 9/2 +[624]			
				412,1	5/2	412,1	7/2 3/2 -	412	3	
				453,1	7/2	453,1	7/2 7/2 -[503]	453	3	
						554,2	9/2 3/2 -	484		
					-		ł	741		
4	5268	919	1/2,3/2					913		
5	5253	934	1/2,3/2				1	939		
6	5165	1022	1/2,3/2					1005	-	
								1072		
7	5048	1139	1/2,3/2					1156		
								1229		
8	4900	1287	1/2,3/2					1338	1	
9	4009	1378	1/2,3/2					1382		
10	4784	1403	1/2,3/2				1	ľ		
11	4749	1438	1/2,3/2					1437	ł	
12	4725	1462	1/2,3/2					1474		
13	4685	1502	1/2,3/2							
14	4636	1551	1/2,3/2	1		1		1558		
15	4557	1630	1/2,3/2					1636		
16	4522	1675	1/2.3/2					1663		
10		1075						1689		
								1731		
								17-53	}	
								1789		
								1820 1847		
17	4329	1858	1/2,3/2					1952		
18	4297	1890	1/2,3/2	Į	ļ		l I	1962	ļ	
19	4242	1945	1/2,3/2	}	1	1		1992	Ĩ	
20	4203	1984	1/2,3/2							
			Į		1		1	2007		
]		ĺ		1		2044		
		•						2061	[
						ł		2092		
21	4012	2175	1/2,3/2						1	
		1	1		1			2226	1	

Tableau IV.5

Etats excités de 183 W.

Tableau IV.6

Etats excités de ¹⁸⁵W.

Réaction $184_{W(n,\gamma)}$			18	$185_{Ta} \rightarrow 185_{W}$				184 _{W(d,p)}				
neutrons résonance			Morinaga	et 1	Nagata	ni	47	Erski	ne	42		
Saclay 1967							·			,		
n° transi- tion	énergie transition keV	énergie état excité keV	J	énergie état excité keV	J	К	π	[Nn 3 V]	énergie état excité keV	£	J	К
1	5752	0	1/2,3/2	0	3/2	3/2	-	[512]	O	(1)	3/2	3/2
									60	3	5/2	3/2
									85	1	3/2	1/2
			ļ	100	5/2	3/2	-	(1		
				175	7/2	7/2	-	[503]		_	- 1 -	- 10
		ļ		200					237	3	7/2	7/2
l				300	13/2	<u>/</u>	+					
				310	972	//2	-		207	2	7/0	
								I	327	3	112	1/2
				420	9/2	9/2	_	[505]	373	(3)		
2	5098	654	1/2,3/2		-				660	(1)		
								:	723	(3)		
(l				784	(1)		Ì
3	4932	820	1/2,3/2									
									996			
4	4650	1 102	1/2,3/2						1102			
									1136			
								:	1174			
5	4540	1212	1/2,3/2		Ì				1210			
			1	ę.					1279			
Ĺ	ĺ											j

Rế ne	action ¹⁸⁶ W utrons réso Saclay 196	(n,γ) nance 7	Réactic Erski	186 _W ine 4	(d,p) ²)		
n° transi- tion	énergie transi- tion keV	énergie état excité keV	J ^π	énergie état excité keV	L	J	к
1 2 3	5465 5318 5258	0 147 207	1/2,3/2 1/2_3/2 1/2_3/2	0 79 205 304 351 434 592	$1 \\ 3 \\ 1 \\ 3 \\ 3 \\ 3 \\ (1)$	3/2 5/2 3/2 5/2 7/2 7/2	3/2 3/2 1/2 1/2 7/2 1/2
4 5 6 7 8	4681 4655 4625 4576 4485	784 810 840 889 980	1/2 ³ /2 1/2 ³ /2 1/2 ³ /2 1/2 ³ /2 1/2 ³ /2 1/2 ³ /2	642 782 813 844 889 974	(1) (1) (1)		
9	4445	1020	1/2 3/2	1070 1087 1107 1145			
10	4245	1220	1/2 3/2	1234 1266 1316 1349 1379 1416 1476			
12	3945 3845	1520	$\begin{array}{c} 1/2 & 3/2 \\ 1/2 & 3/2 \\ 1/2 & 3/2 \end{array}$	1536 1591 1711			

.

Tableau IV.7

Etats excités de $187_{\rm W}$.

Tableau IV.8

Intensité des rayonnements gamma émis lors de la capture de neutrons thermiques dans un échantillon de tungstène naturel.

n° de la raie (voir fig. 9)	Energie transition-y keV	Isotope cible	Intensité photons/100 captu- res (a)
1	7413	183	0,27
2	7303	183	0,17
3	6407	183	
4	6284	183	0,27
5	6187	182	3
6	6143	182	1,00
7	6026	183	0,27
8	6008		
9	5795	183	0,11
10	5707		0,18
11	5322	186	2,18
12	5258	186	3,11
13	5161	182	1,58
14	5132		
15	5082		
16	4783	182	
17	4681	186	1,31
18	4648	183	0,31
19	4622	186	1,02
20	4571	186	0,80
21	4553	182	0,21
22	4514	182	0,44
23	4487	186	0,30
24	4446	186	0,49
25	4384	183	0,58
26	4369	183	0.07
27	4329	182	0,37
28	4307	100	
29	4300	182	
30	4245	182	1,6/
31	4155	183	0,48
32	4135		1 0,34
33	4115		0,65
34	4098		
		}	

a) L'intensité est normalisée de sorte que la raie la plus intense située à 6187 keV ait une intensité égale à celle donnée par Groshev et al. 49 .

V.1 GENERALITES

Les spectres des rayons gamma induits par des neutrons thermiques dans des noyaux de nombres de masse voisins de 50 et 200, se caractérisent par des transitions de haute énergie anormalement intenses, par rapport aux prédictions du modèle du noyau composé (180,233). Celles-ci impliquent en effet que le spectre des rayons gamma primaires, émis à partir d'un état du noyau composé d'énergie E_c , est de la forme $E_{\gamma}^3 \rho(E_c - E_{\gamma})$, E_{γ} étant l'énergie du pho-ton émis et $\rho(E_c - E_{\gamma})$ la densité des états finals à l'énergie $E_c - E_{\gamma}$. Ce spectre doit donc présenter un pic vers 2 ou 3 MeV et décroître ensuite d'une manière monotone ⁽²³⁴⁾. Les anomalies précédentes semblent liées à la présence des couches 2p et 3p. Lane et Lynn (27,28) ont montré que le processus de capture directe, décrit au paragraphe I.l, pouvait en rendre compte. Ils ont trouvé, en particulier, que la largeur radiative partielle d'une transition parvenant à un état final à une particule (ou ayant ce caractère d'une manière appréciable) pouvait avoir une valeur accrue par rapport à celle du modèle statistique. Dans un tel processus de capture directe, un neutron $S(\ell = 0)$ pourra ainsi atteindre directement un état lié $l_n = 1$. Les calculs de la section efficace de capture directe, pour des énergies thermiques, expliquent l'ordre de grandeur

Chapitre V

L'OR ET LE COBALT

des sections efficaces expérimentales pour les novaux de nombre de masse compris entre 20 et 70 et pour Pb (28). Mais la valeur théorique est beaucoup plus faible que celle observée pour les autres noyaux lourds de nombre de masse compris entre 170 et 200.

Nous avons vu au paragraphe I.2 que le formalisme de Lane et Lynn conduit à une expression de la section efficace de capture partielle dans laquelle le processus de capture directe interfère avec le processus de capture résonnante. Il est donc intéressant d'étudier la variation de l'intensité relative d'une transition particulière en fonction de l'énergie des neutrons incidents, afin de voir s'il existe ou non une asymétrie dans la courbe de temps-de-vol correspondante. Il est évidemment indispensable de choisir une seule voie de capture, à cause de la répartition au hasard des signes des amplitudes des largeurs radiatives partielles qui aurait pour effet d'atténuer le phénomène recherché.

Cependant, comme nous l'avons noté sur l'expression théorique I.27 et vérifié dans le cas du platine au paragraphe III.3.3., il existe, en outre un effet d'interférence entre résonances voisines de mêmes spin et parité, qui peut masquer l'effet précédent et le rendre plus difficile à déceler. Il est donc utile, si l'on veut mettre en évidence le processus de capture potentielle sans ambiguité, de choisir des noyaux composés présentant des résonances bien isolées. En outre, il serait avantageux de ne pas choisir une résonance de trop faible énergie, afin de se libérer de la présence d'un éventuel état lié. Il est enfin nécessaire de connaître avec précision tous les paramètres des diverses résonances entrant en jeu.

Jusqu'ici, la capture directe a été recherchée essentiellement dans l'or ⁽²³⁵⁻²³⁷⁾ et le manganèse ⁽²³⁸⁾. Toutefois, les détecteurs utilisés (NaI) ne permettaient pas d'isolet les différentes transitions apparaissant dans les spectres d'amplitude. Les résultats souffraient donc de cette difficulté. Ces études se révèlaient extrêmement délicates et la mise en évidence de la capture potentielle incertaine. Dans le cas de l'or, les données de Wasson et Draper ⁽²³⁵⁾ conduisaient à prévoir une section

efficace de capture directe inférieure ou égale à 10 mb à 1 eV. Dorchoman et al. (236) estimèrent que cette section efficace était inférieure à 2 mb au droit de la résonance à 4,9 eV, c'est-à-dire à 4,4 mb à 1 eV. Huynh et al. ⁽²³⁷⁾, enfin, obtinrent une limite supérieure de 0,23 mb à 4,9 eV, soit de 0,51 mb à 1 eV. Dans le ca. du manganèse, Wasson et Draper ⁽²³⁸⁾ parvinrent à une limite supérieure da 30 mb à 1 eV, en faisant intervenir un état lié, dont les paramètres peuvent toujours être sujets à caution.

Le développement des détecteurs Ge(Li) a conduit les laboratoires de Brookhaven et de Saclay à reprendre l'étude de ce processus. L'équipe de Brokhaven a étudié successivement le cobalt ⁽²³⁹⁾ et l'uranium ⁽²⁴⁰⁾. Les auteurs observent un effet de capture potentielle seulement pour la transition allant vers l'état fondamental du noyau final. La section efficace de ce processus est trouvée égale à 9,2 mb dans le cobalt et 1,6 mb dans l'uranium, à l eV.

Nous avons analysé à Saclay, les spectres de temps-de-vol de l'or et du cobalt pour un certain nombre de raies gamma. L'or semble a priori un noyau intéressant. Il est en effet monoisotopique et abondant et en outre les paramètres des diverses résonances sont bien connus ⁽²⁴⁸⁾. Enfin, sa résonance à 4,9 eV, dont la section efficace est particulièrement élevée, parait isolée. Néanmoins, la résonance à 60 eV, de même spin et dont la section efficace est également élevée, peut interférer avec la première et rend l'étude malaisée. Le cobalt représente certainement le cas le plus favorable, la résonance à 132 eV étant tout à fait isolée, bien qu'il existe un état lié mais de spin différent.

Pour chacun de ces deux noyaux, nous présenterons d'abord les spectres thermiques et de résonances. Nous donnerons les intensités des différentes raies observées et les schémas des états excités auxquels elles parviennent. Enfin, nous discuterons de l'effet de capture directe.

- 103 -

V.2 ETUDE DU NOYAU COMPOSE $^{197}Au + n$.

V.2.1. Analyse des spectres de capture.

V.2.1.1, Introduction. Le noyau ¹⁹⁸ Au est le type même de noyau dont le schéma des états excités ne peut être abordé qu'avec un détecteur à haute résolution, la densité de ces états étant très grande. Il a été étudié exclusivement par la réaction (n, γ) .

La réaction 197 Au(n, γ) induite par des neutrons thermiques, a fait l'objet de plusieurs analyses. La première est celle de Kinsey et Bartholomew (243), qui utilisèrent un spectromètre à paires. Avec unerésolution de 70 à 100 keV, ils trouvèrent 10 transitions entre 4,6 et 6,5 MeV. Hamermesh et al. (244) étudièrent les rayons gamma de basse énergie à l'aide d'un cristal courbe ; ils obtinrent 120 transitions entre 0 et 800 keV avec une précision de 1/5000. Les auteurs, en l'absence des contraintes imposées par le spectre de haute énergie, appliquèrent le principe de Rydberg-Ritz afin de construire un schéma des premiers états excités.

La première analyse fine du spectre de haute énergie est due à Groshev et al. ⁽²⁴⁵⁾. Ces auteurs, à l'aide d'un spectromètre magnétique Compton de 0,3% de résolution, trouvèrent 53 transitions entre 4,5 et 6,5 MeV ; ils établirent un schéma fort différent de celui de la réf. (244).

Johnson et al. ⁽²⁴⁶⁾ reprirent l'étude du spectre thermique à l'aide d'un détecteur Ge(Li) entre 4 et 6,5 MeV. Ils mirent en évidence 80 transitions dans cet intervalle. Leurs résultats sont en accord avec ceux de Groshev et al. ⁽²⁴⁵⁾. Les états excités sont peuplés par les transitions de haute énergie et se désexcitent en émettant des rayons gamma de basse énergie. Les mesures dans ces deux domaines extrêmes d'énergie doivent être complémentaires. Tenant compte de cette remarque, Johnson et al, ont combiné leurs données avec celles de Hamermesh et al pour obtenir un schéma précis des modes de désexcitation des états excités de Au. Enfin, Wetzel et al ⁽²⁴⁷⁾ ont analysé et comparé le spectre thermique et le spectre de la résonance à 4,9 eV entre 5 et 6,5 MeV. Ils montrèrent, mais leur statistique tron envisagé.

V.2.1.2. Etude du spectre thermique. La figure 44 montre le spectre thermique de Au+n, que nous avons obtenu auprès du réacteur EL3 de Saclay. Il laisse apparaître 59 transitions entre 4190 et 6510 keV. Leurs énergies et leurs intensités sont reportées sur le tableau V.1. Ces intensités, corrigées de la variation d'efficacité du détecteur (fig. 8), ont été normalisées de façon que la transition la plus forte (6250 keV) ait une intensité égale à celle donnée par Groshev et al ⁽²⁴⁵⁾. Nos données sont, dans leur ensemble, en bon accord avec celles des références 245 à 247.

Un certain nombre de transitions de faibles intensités données par les auteurs de la référence ⁽²⁴⁶⁾ n'apparaissent pas dans notre spectre. Pourtant, notre résolution est meilleure et le taux de comptage équivalent. En particulier, les deux transitions de 6275 et 6250 keV sont mieux résolues dans notre spectre. La faible transition de 6168 keV ressort plus nettement sur le flanc de la raie de 6146 keV. En outre, les doublets à 4904-4889 et 4868-4854 keV sont ici totalement résolus, alors qu'ils ne le sont pas dans la référence ⁽²⁴⁶⁾. Par contre, 3 transitions, non vues dans les références (245) et (246), ressortent danc notre spectre à 4977, 4465 et 4327 keV. L'étude des spectres des résonances confirme leur existence.

Nous avons calculé le nombre de degrés de liberté de la loi en χ^2 qui adapte la distribution des largeurs radiatives partielles expérimentales. En fixant le seuil de détection $\alpha = 0, 2$, on trouve $\nu = 3,97 \pm 1,06$. Cette valeur s'accorde avec celles, comprises entre 2 et 4, que l'on trouve généralement pour les spectres thermiques d'autres noyaux. Une telle valeur, différente de l'unité, s'explique par le fait que plusieurs résonances participent au spectre thermique et que ce dernier se trouve influencé par les effets d'interférence (paragraphe III.3.4.). En outre, les transitions étudiées s'étendent sur une large gamme d'énergie et la loi de variation de l'intensité moyenne avec l'énergie peut ne pas être la même dans tout le domaine ⁽⁸³⁾.

La section efficace thermique de l'or est 98.8 barns. Le table V.3 donne les contributions des différentes résonances. Ca voit qu'elle est

- 105 -

pour le second spectre est faible, que les intensités des différentes transitions ne variaient pas de façon significative sur le domaine d'énergie de neu-
- 106 -

pratiquement due aux deux résonances situées à 4,9 et 60 eV.

V.2.1.3. Etude des spectres de 5 résonances de 197 Au+a. Le spin de l'état fondamental de $\frac{197}{\text{Au}}$ étant $3/2^+$ (référence (241)), la capture par ce noyau de neutrons s formera des états composés l'ou 2⁺. Nous avons analysé (fig. 45a), 3 résonances 2⁺ (situées à 4,9; 60 et 107 eV) et 2 résonances 1⁺ (situées à 58 et 78 eV). Dans ces 5 résonances nous avons observé 58 transitions dont les énergies sont reportées dans la colonne 4 du tableau V.1. Elles apparaissent pratiquement toutes (48 d'entre elles) dans la résonance de plus basse énergie. Le tableau V.2 donne les aires de 10 transitions de haute énergie.

Les spectres de 4 résonances ont été tracés sur la figure 45b. Par rapport au spectre thermique, représenté sur la figure 44,,5 raies nouvelles apparaissent à 6018, 5760, 5551, 4932 et 4413 keV. On trouvera en colonne 5 du tableau V.I. les intensités relatives des transitions qui ressortent dans la résonance à 4,9 eV. La comparaison des colonnes 3 et 5 de ce tableau et la figure 46 montrent que le spectre thermique est dominé par cette dernière résonance, les intensités des diverses raies étant sensiblement les mêmes dans les 2 spectres. En particulier, toutes les raies intenses dans le spectre de la résonance à 4,9 eV le sont également dans le spectre thermique. Citons par exemple les transitions de 6510, 6455, 6313, 6245, 5981, 5711, 5524, 5102 et 4797 keV. Les doublets à 6275 - 6245 keV et 5102 - 5084 keV ressortent dans les deux spectres. On peut néanmoins noter quelques légères différences. La raie de 6455 keV est, par rapport à celle de 6510 keV plus intense dans le spectre de la résonance que dans le spectre thermique. Il en est de même de la transition de 6245 keV par rapport à la transition de 6313 keV. Les transitions de 6151 et 6106 keV ont leurs intensités inversées. La même remarque s'applique aux deux raies de 5711 et 5524 keV. Cette similitude d'ensemble se retrouve évidemment sur la distribution des largeurs radiatives partielles des 54 transitions dont l'intensité a été calculée. En prenant un seuil de détection $\alpha = 0,3$, on trouve un nombre de degrés de liberté $v = 3,29 \pm 0,8$, voisin de celui trouvé au paragraphe précédent. Cette valeur de v est élevée, mais le seuil assez grand tronque énormément la distribution et on perd des informations précieuses, justement celles dont le logarithme est prépondérant dans le calcul du maximum de vraisemblance (paragraphe III.2.2.1). On se retrouve en quelque sorte devant la même difficulté que lorsqu'on analyse la fluctuation des largeurs de neutron (83). En outre, le rôle de la variation

de l'intensité avec l'énergie des transitions n'est certainement pas négligeable, tout comme dans le cas du spectre thermique. Il est incontestablement préférable d'étudier la distribution des largeurs radiatives partielles sur un échantillon formé d'un petit nombre de transitions d'énergies voisines et d'un grand nombre de résonances, comme cela a été fait pour le platine.

V.2.1.4. Etats excités de Au. Nos deux expériences ont donc mis en évidence 63 états excités de ¹⁹⁸ Au entre 0 et 2320 keV (tableau V.1). Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, nous avons pu donner une indication pour les spins d'un grand nombre de ces états. Il serait évidemment intéressant d'étendre une telle analyse à des résonances de plus haute énergie.

Nous avons tracé le schéma des états excités sur la figure 47. Celle-ci fait très nettement ressortir leur densité élevée, dès le voisinage de l'état fondamental, le premier état excité n'étant situé qu'à 55 keV.

Le spin de l'état fondamental de ¹⁹⁸ Au étant 2⁻ (réf. ²⁴²), la transition El vers cet état est permise dans les deux types de résonances. Une transition observée dans les résonances $J^{\pi} = 2^{+}$ aboutit à un état 1, 2 ou 3. Une transition apparaissant dans les résonances $J^{\pi} = l^{+}$ parvient à un état 0, 1 ou 2. Par conséquent, si elle est observée dans les 2 types de résonances, le spin de l'état final est 1 ou 2. La probabilité de manquer une transition dans 2 et 3 résonances est respectivement de 12 et 4% environ. en prenant un seuil de détection $\alpha = 0,2$. Une transition, qui ne ressort que dans les 2 résonances l'envisagées ici, aura donc une forte chance de parvenir à un état 0. Une transition, observée uniquement dans les 3 résonances 2⁺, aboutira à un état dont le spin sera très vraisemblablement 3⁻. Comme le montre la dernière colonne du tableau V.I, l'état excité situé à 1533 keV peut avoir un spin et une parité 0 et 17 états excités peuvent avoir un spin 3. Tous les autres états excités, situés entre 0 et 1830 keV, ont un spin l ou 2. Au delà, on ne peut conclure, les transitions correspondantes n'étant visibles que dans la résonance à 4,9 eV, où le taux de comptage est très important. Toutefois, il importe de noter que l'introduction d'un seuil effectif défavorise les résonances l par rapport aux résonances 2, les taux de comptage étant beaucoup plus faibles.

Malheureusement, on ne dispose d'aucun cadre théorique pour tenter

d'expliquer une telle structure.¹⁹⁸Au est en effet un noyau impair-impair qui se trouve ni dans la région des noyaux déformés, ni près d'une couche fermée.

V.2.2. Recherche de la capture directe.

La recherche du processus de capture directe a été effectuée à l'aide d'une cible d'or de 2 mm, placée à 14,7 m de la source de neutrons. Afin de déterminer la loi de bruit de fond dans le domaine d'énergie envisagée, soit de 0,3 à 30 eV, une cible de platine et un écran de cadmium furent disposés le long du faisceau de neutrons incidents. Le platine possède en effet trois résonances très intenses à 12, 19 et 67 eV. Malheureusement, elles perturbent (Fig.45a) le spectre de temps de volvet nous avons dans ces domaines d'énergie, extrapolé la courbe de l'or par moindres carrés.

Nous avons étudié les courbes de temps-de-vol correspondant aux 4 transitions de 6510, 6455, 6313 et 6245 keV. La section efficace de capture pour chacune d'entre elles s'écrit, d'après la relation (I,27) :

$$\sigma_{\mathbf{n},\gamma\mathbf{f}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \left[\mathbf{a}_{\mathbf{f}}^{2} + \sum_{\lambda} \frac{\mathbf{b}_{\lambda\mathbf{f}}^{2}}{\mathbf{1} + \mathbf{x}_{\lambda}^{2}} + 2\mathbf{a}_{\mathbf{f}} \sum_{\lambda} \frac{\mathbf{b}_{\lambda\mathbf{f}} \mathbf{x}_{\lambda}}{\mathbf{1} + \mathbf{x}_{\lambda}^{2}} + 2\sum_{\lambda < \mu} \delta_{\mathbf{J}_{\lambda}\mathbf{J}_{\mu}} \frac{\mathbf{b}_{\lambda\mathbf{f}} \mathbf{b}_{\mu\mathbf{f}}(\mathbf{1} + \mathbf{x}_{\lambda}\mathbf{x}_{\mu})}{(\mathbf{1} + \mathbf{x}_{\lambda}^{2})(\mathbf{1} + \mathbf{x}_{\mu}^{2})} \right] \quad (V, 1)$$

L'interférence entre la capture directe et la capture résonante y intervient par le 3ème terme de la parenthèse.

Comme au paragraphe III.3.3. nous avons déterminé pour chaque transition l'intensité relative :

$$R = \frac{\sigma_{n,\gamma}f}{\sigma_{n,\gamma}}$$
(V, 2)

où σ est la section efficace totale de capture définie par les expressions (III,23) et (III,24). Les courbes expérimentales et théoriques furent normalisées à 1 au droit de la résonance à 4,9 eV.

Dans l'expression (V,1) nous avons fait intervenir les 4 résonances situées à 4,9 ; 58 ; 60 et 78 eV. Leurs paramètres, tirés de la référence ⁽²⁴⁸⁾ s'effectue de facon monotone.

Les figures 48 et 49 représentent un certain nombre de courbes théoriques relatives à la transition de 6510 keV allant vers l'état fondamental de Au. Elles illustrent le rôle des différents termes de l'équation V, l. La figure 48 correspond au cas où l'on néglige la capture directe. La courbe l est obtenue en négligeant l'effet d'interférence entre résonances ; la relation V,1 se réduit alors au second terme, c'est-à-dire à une somme de formules de Breit et Wigner à un niveau. Les courbes 2 et 3 correspondent au cas où les 2 résonances $J^{\pi} = 2^{-} a 4,9$ et 60 eV interfèrent positivement ($b_{\lambda f} b_{\mu f} > 0$) et négativement (b_{λ f} b_{uf} < 0). Les courbes 4 et 5 sont analogues à la courbe 2 à cela près que les 2 résonances $J^{\pi} = 1^{-}$ à 58 et 78 eV interfèrent respectivement de façon positive et négative. On voit qu'elles s'en écartent peu. En effet, l'interférence est d'autant plus importante que le produit $b_{\lambda f} b_{\mu f}$, c'est-à-dire le produit $(\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda \gamma f} \Gamma_{\mu c} \Gamma_{\mu \gamma f})^{1/2}$, est grand. Comme les largeurs de neutron de ces 2 résonances sont faibles devant celles des 2 autres résonances, on conçoit que leur influence sera également faible aux énergies supérieures à 5 eV et négligeable en dessous.

La figure 49a représente le cas où intervient la capture potentielle mais où l'interférence entre résonances est négligée. Ainsi, la relation V,1 se limite aux 3 premiers termes. Nous avons considéré successivement le cas

sont donnés dans le tableau V.4. Lorsqu'intervient l'amplitude de capture potentielle a dans la section efficace de capture partielle $\sigma_{n,\gamma f}$, il est nécessaire d'avoir une valeur absolue des largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\lambda \gamma f}$. Les valeurs reportées dans les colonnes 6 à 9 du tableau précédent furent calculées en supposant, comme le suggère la fig. 51, que la transition apparaissant à 6455 keV ait une intensité égale dans le spectre thermique et dans la résonance à 4,9 eV. D'après la référence ⁽²⁴⁵⁾, son intensité absolue dans le spectre thermique est de 0,0166 photon/capture. La largeur radiative totale de la résonance envisagée étant de 124 meV ⁽²⁴⁸⁾, les largeurs radiatives partielles absolues des transitions dans les diverses résonances en découlent de suite (tableau V.4). La figure 46 donne le rapport des intensités de différentes raies dans le spectre de la résonance à 4,9 eV et dans le spectre thermique. On voit qu'il est toujours voisin de 1. On doit donc s'attendre à trouver a priori des effets d'interférence faibles, si la variation de l'intensité

où le produit des amplitudes $a_f b_{\lambda f}$ est positif et négatif, pour plusieurs valeurs de la section efficace de capture potentielle. La figure 49b correspond à l'équation V, 1 complète, c'est-à-dire qu'elle tient compte à la fois de la capture directe et de son interférence avec les 4 résonances et de l'interférence entre ces résonances. Le produit $a_f^{\ b}_{\lambda f}$ a été pris positif. Dans les deux cas envisagés, nous avons tracé les courbes relatives à plusieurs valeurs de la section efficace de capture potentielle.

Les résultats obtenus sont illustrés sur les figures 50 à 53 pour chacune des 4 transitions analysées ici. Les points expérimentaux sont reportés avec leurs barres d'erreurs. On remarque (fig. 50) que les données expérimentales relatives à la transition de 6455 keV sont, dans leur ensemble, compatibles avec une courbe du type 1, c'est-à-dire dans laquelle on néglige l'effet de capture directe et l'effet d'interférence entre résonances. Ceci justifie l'hypothèse faite dans le calcul des largeurs radiatives partielles. Par contre, les données des trois autres transitions s'écartent quelque peu de cette courbe théorique. On constate qu'une courbe du type 4 rend compte des données expérimentales pour les deux transitions de 6510 keV (fig. 51) et 6313 keV (fig. 52), sauf la région supérieure respectivement à 5 et 10 eV. Enfin, pour la transition de 6245 keV (fig. 53), il est nécessaire d'introduire le processus de capture directe si l'on veut expliquer la variation de son intensité relative en fonction de l'énergie des neutrons, au moins dans le domaine d'énergie inférieur à 5 eV. Une section efficace de 1,5 ± 0,8 mb à 1 eV adapte parfaitement les données dans ce domaine.

Les calculs de Lane et Lynn ⁽²⁸⁾ prévoient, pour les sections efficaces de la sphère dure et de la capture potentielle, les valeurs suivantes à l'énergie thermique (0,025 eV) :

$$\sigma(s.d.) = 0,26 \ \theta_n^2 \ barn \qquad \sigma(pot.) = 0,1 \ \theta_n^2 \ barn$$

soit à l eV : $\sigma(s.d.) = 41 \ \theta_n^2 \ mb \qquad \sigma(pot.) = 16 \ \theta_n^2 \ mb$

où θ_{n} est egal à l'Iorsque l'état final considéré est un état pur à l particule. Généralement, ce dernier se trouve réparti suivant un certain nombre d'états expérimentaux et θ_n peut être assez inférieur à l'unité. Notre résultat n'est donc pas incompatible avec ces valeurs. Il faut du reste

noter que si notre expérience ne permet pas de mettre en évidence le processus de capture directe pour les trois premières transitions, ceci ne signie pas qu'il n'existe pas pour celles-ci, mais simplement que les erreurs expérimentales ne permettent pas de trancher, la section efficace trouvée pour la quatrième transition ctant, somme toute, faible.

Dans cette analyse, nous n'avons pas pris en considération la présence possible d'une résonance négative. Il n'est pas déraisonnable d'imaginer que des mesures effectuées avec des neutrons polarisés et une cible polarisée fassent apparaître son existence. Nous avons interprété nos données exclusivement dans le cadre de nos connaissances actuelles.

V.3 ETUDE DU NOYAU COMPOSE 59 Co+n.

V.3.1. Analyse des spectres de capture.

mier état excité 2^+ (249).

Cet isotope n'est pas peuplé par la radioactivité B. Les seules expériences conduisant à sa formation, soit dans son état fondamental, soit dans l'un de ses états excités, sont basées sur les réactions de stripping et de capture radiative de neutrons.

pour un grand nombre d'entre eux (tableau V.6).

La réaction (n, γ) induite par des neutrons thermiques, fut initia-

- 111 -

V.3.1.1. Introduction. ⁶⁰Co est un noyau impair-impair comprenant 27 protons et 33 neutrons. Le modèle en couches ^(38,57) prédit que la configuration de protons, représentée par un trou dans la couche fermée de 28 protons, devrait être $\pi(1f_{7/2})^{-1}$. Les 5 neutrons, hors la couche fermée de 28 neutrons, se répartissent entre les couches $v(2p_{3/2})$ et $v(1f_{5/2})$. L'étude de ce noyau fournit une information sur l'interaction résiduelle neutron-proton.

Le spin de l'état fondamental de 60 Co est 5⁺ et celui de son pre-

La réaction (d,p) a été analysée en détail d'abord par Foglesong et Foxwell ⁽²⁵⁰⁾, puis avec plus de précision par Enge et al ⁽²⁵¹⁾. Ces derniers mirent en évidence, avec une résolution de 11 keV, 59 états excités entre 0 et 3682 keV. Leurs données fixèrent le moment angulaire orbital du neutron lement étudiée par Bartholomew et Kinsey (252) à l'aide d'un spectromètre à paires, puis par Groshev et al (253) à l'aide d'un spectromètre magnétique Compton. Ces auteurs détectèrent une vingtaine de raies, dont une dizaine d'intenses. Carlos et al (254) observèrent les cascades $\gamma-\gamma$ partant du niveau de capture pour aboutir à l'état fondamental, au moyen d'un spectromètre du type Hoogenboom comprenant 2 cristaux NaI. Gersch et al (255) reprirent la mesure du spectre de capture avec un spectromètre Compton ayant une résolution de 1%. Ils trouvèrent 16 états excités entre 0 et 2585 keV.

Wasson et al ⁽²⁵⁶⁾ firent la première étude précise du spectre thermique à l'aide d'un détecteur Ge(Li). Leurs données laissent apparaître 21 états excités entre 0 et 1868 keV.

Indépendamment, Prestwich et al ⁽²⁵⁸⁾ d'une part, et Shera et Hafemeister ⁽²⁵⁹⁾ d'autre part, analysèrent les spectres de basse énergie et de haute énergie des rayons gamma émis. Ils purent ainsi donner un schéma complet des premiers états excités de ⁶⁰Co. Les premiers auteurs observèrent à l'aide d'un compteur Ge(Li), 92 transitions entre 7495 et 2825 keV et 31 entre 1830 et 159 keV. Les seconds auteurs étudièrent le spectre y dans les intervalles 50-1850 keV et 4500-7500 keV à l'aide d'un ensemble de détection composé d'une jonction Ge(Li) et d'un cristal annulaire NaI, fonctionnant respectivement en anticoïncidence et en spectromètre à paires. Ils trouvèrent successivement 25 et 43 raies. Ils complétèrent leur analyse par des mesures de coïncidences y-y en enregistrant dans un cristal NaI les spectres des rayons gamma de basse énergie en coincidence avec les rayons gamma de haute énergie détectés dans un détecteur Ge(Li). Une telle mesure a permis à Shera et Hafemeister de préciser la désexcitation de 11 états excités de basse énergie et de prévoir leurs spins. Ceux-ci sont reportés dans le tableau V.4. Ils donnent également une interprétation de ces premiers états. Nous y reviendrons au paragraphe V.3.1.4,

V.3.1.2. <u>Analyse du spectre thermique</u>. L'état fondamental de ⁵⁹Co ayant un spin 7/2⁻, 1'état de capture d'un neutron s peut être 3⁻ ou 4⁻. Selon les mesures de transmission effectuées par Schermer ⁽²⁶¹⁾, à l'aide d'un faisceau de neutrons polarisés et d'une cible de cobalt polarisée, 78% de la capture thermique est due à un état 4⁻, 22% à un état 3⁻. Ceci suggère l'existence d'une résonance négative 3 assez proche de l'énorgie zéro, dont on peut déduire les paramètres à partir de l'expérience de transmission de la référence (44). La capture thermique dans l'état 4 est a priori très probablement due exclusivement à la résonance située à 132 eV, les autres résonances 4 ne pouvant fournir de contribution notable, leurs énergies étant trop élevées (supérieures à 4 keV ⁽²⁶²⁾). (tableau V.5)

La figure 54a présente le spectre thermique de ⁵⁹Co+n et le tableau V.6 les intensités des 46 transitions observées dans le domaine d'énergie compris entre 3760 keV et l'énergie de la son égale à 7490 keV. Ces intensités furent normalisées de façon que celle de la raie à 6876 keV ait une valeur égale à celle donnée par Shera et Hafemeister ⁽²⁵⁹⁾.

L'état fondamental de ⁶⁰Co, de spin 5⁺, ne pourra être alimenté par des transitions El qu'à partir des états de capture 4⁻. L'intensité de la raie correspondante sera due par conséquent à la résonance à 132 eV. Cinq transitions apparaissent avec de fortes intensités à 6876, 6704, 6485, 5975 et 5662 keV. La transition aboutissant à l'état fondamental de ⁶⁰Co ressort nettement, ainsi que la transition de 7210 keV parvenant au second état excité. Celle allant au premier état excité à 59 keV est observée, mais elle est très faible. Nos résultats sont en accord avec ceux publiés antérieurement ^(256,258,259) et en particulier avec l'expérience de stripping de Enge et al. ⁽²⁵¹⁾. Nous voyons cependant apparaître une nouvelle transition de 4993 keV, impliquant l'existence d'um état excité nouveau à 2497 keV.

Les intensités relatives des transitions observées fluctuent beaucoup. Leur distribution est adaptée par une loi en χ^2 à 2 degrés de liberté. La méthode du maximum de vraisemblance tronquée montre que $\nu = 2,07 \pm 0,56$ en prenant un seuil de détection $\alpha = 0,1$. Ce résultat indique que le spectre thermique n'est pas expliqué uniquement par la résonance à 132 eV; il est compatible avec la présence d'un état lié. Il faut remarquer que nous avons mélangé ici des transitions aboutissant à des états excités de ℓ_n différents $(\ell_n = 1 \text{ et } \ell_n = 3)$ et nous verrons plus loin que les valeurs moyennes des transitions correspondantes sont fort différentes. V.3.1.3. Analyse du spectre de la résonance $J^{T} = 4^{-1}$ située à 132 eV. Le spectre des rayons gamma de capture est donné sur la figure 54b. Il comporte 43 transitions entre 3670 et 7490 keV. Leurs intensités sont reportées dans le tableau V.4. On retrouve les 5 raies très intenses déjà observées dans le spectre thermique. La comparaison des figures 54a et 54b semble montrer que ce dernier est dominé par la résonance à 132 eV. Cependant, la figure 55 fait ressortir un assez net écart pour deux d'entre elles, les deux premières, ce que peut expliquer la présence d'un effet de capture directe. Les intensités reportées dans la colonne 6 du tableau V.6 furent calculées à partir de leurs valeurs relatives, en supposant que la transition de 6786 keV, a la même intensité dans la résonance que dans le spectre thermique, la variation de son intensité relative en fonction de l'énergie des neutrons étant constante entre 150 et 4 eV. En outre, deux transitions de 5926 et 5609 keV, assez fortes dans le spectre thermique, n'apparaissent pas dans celui de la résonance. On peut donc en déduire que les états excités auxquels elles parviennent sont nécessairement 2⁺, si l'on admet la nature El de ces raies.

V.3.1.4. Schéma des états excités de ⁶⁰Co. La figure 56 et le tableau V.6 donnent les différents états excités auxquels conduisent les transitions primaires observées dans les deux spectres analysés aux deux paragraphes précédents. Celles qui ressortent dans la résonance $J^{\pi} = 4^{\overline{}}$ aboutissent à des états excités de spin et parité 3⁺, 4⁺ ou 5⁺. Comme nous l'avons vu plus haut, 2 états situés à 1564 et 1881 keV ont un spin 2⁺.

Les moments angulaires orbitaux l mesurés dans la réaction (d,p) sont égaux à 1 ou 3 pour la plupart. Les états excités correspondants ont donc une parité positive. Ceci renforce l'idée que la plupart des transitions observées dans les spectres de capture sont dipolaires électriques. Néanmoins, dans la réaction de stripping, plusieurs états finals correspondant à des moments angulaires l_n pairs et sont donc de parité négative. Or certains d'entre eux sont également observés dans les spectres de capture. Les transitions qui y parviennent devraient donc être des transitions dipolaires magnétiques. Leurs intensités sont parmi les plus faibles.

V.3.1.5. Comparaison (n, y) - (d, p). La correspondance entre l'intensité des protons émis dans la réaction (d,p) et celle des rayons gamma, émis lors de la capture radiative des neutrons, fut remarquée il y a de nombreuses années (263). Dans le cadre du modèle en couches, Lane et Wilkinson (264) ont montré que les deux intensités peuvent effectivement être reliées. L'expression obtenue est particulièrement simple si l'état initial et l'état final peuvent être représentés par le produit des deux fonctions d'onde représentant, l'une le noyau cible, l'autre le neutron. Bockelman ⁽²⁶⁵⁾ examina cette question en détail et montra que l'hypothèse précédente était satisfaite pour quelques noyaux légers. L'auteur discuta, d'une manière phénoménologique, de la présence du processus de capture directe dans ces noyaux, à partir du traitement de Breit et Yost ⁽²⁶⁶⁾.

Le formalisme de Lane et Lynn ^(27,28), basé sur la théorie de la dispersion (cf. paragraphe I.2) prévoit la dépendance ci-dessus entre les deux types de réaction, la contribution de la région des voies et celle de la

Shera et Hafemeister ⁽²⁵⁹⁾ pensent pouvoir préciser les spins et la parité d'un certain nombre d'états excités de basse énergie. Ce sont ceux situés à 279 keV (4⁺), 288 keV (3⁺, non observé dans nos deux expériences), 437 keV (5⁺), 507 keV (3⁺), 540 keV (2⁺), 614 keV (3⁺), 738 keV (2⁺, observé exclusivement dans la réaction de stripping), 786 keV (4⁺), 1005 keV (3⁺) et 1515 keV (4⁺). Des mesures de polarisation circulaire ⁽²⁵⁷⁾ ont montré que le spin de l'état à 279 keV était probablement 3^+ ou 4^+ .

Shera et Hafemeister ont interprété l'état fondamental et les états excités à 59, 505 et 785 keV à l'aide de la configuration à 1 trou de proton et 1 trou de neutron $\pi(f7/2)^{-1} \nu(p3/2)^{-1}$. Une telle configuration produit en effet le multiplet 2⁺, 3⁺, 4⁺ et 5⁺ dont l'ordre relatif dépend de la nature de l'interaction n-p. Les auteurs retrouvent la séquence expérimentale en représentant l'interaction résiduelle par une force centrale de portée nulle et un terme tensoriel. Les états 4⁺ et 3⁺ à 276 et 288 keV sont expliqués à l'aide de la configuration $\pi f(7/2)^{-1} v(p1/2)^{1}$.

sphère dure étant fonction de la largeur réduite de l'état final (Cf. relations I.12 et I.14). En outre, si le neutron s incident est capturé dans un état pur à 1 particule, les transitions vers un état final $l_n = 1$ seront permises tandis que les transitions vers un état final $l_n > 1$ seront interdites. L'opérateur dipolaire électrique entraîne en effet la règle de sélection $\Delta l_n = 1$. En fait, les états finals ne sont généralement pas des états purs à 1 particule, ceux-ci se distribuant parmi les états excités observés expérimentalement. Néanmoins, on devrait s'attendre à voir les largeurs radiatives partielles plus intenses dans le premier cas que dans le second.

Etant donné le parallèle existant entre les états excités de ⁶⁰Co observés dans le spectre de capture et celui de la réaction (d,p), il est intéressant de comparer les intensités des 13 transitions gamma parvenant aux états finals $l_n = 1$ et celles des 5 transitions parvenant aux états $l_n = 3$. On trouve, pour le spectre thermique et en supposant que la probabilité d'émission d'un photon est proportionnelle à la puissance 5 de son énergie (Cf. paragraphe III.3.1. et IV.3).

$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma f} / E^{5} \rangle_{l_{n}} = 3}{\langle \Gamma_{\gamma f} / E^{5} \rangle_{l_{n}} = 1} = 0,1$$

8

Les largeurs réduites moyennes sont donc beaucoup plus faibles si elles correspondent à des états excités $l_n = 3$ que si elles correspondent à des états excités l = 1, conformément aux prédictions ci-dessus.

Il est également intéressant d'examiner la relation existant entre l'intensité réduite <r /E⁵ des transitions gamma dans le spectre thermique, et l'intensité réduite $(2J+1) \theta^2$ de la réaction (d,p), où J désigne le spin de l'état final et θ^2 sa largeur réduite proportionnelle au facteur spectroscopique et à la largeur réduite θ_n^2 du modèle à l particule. La figure 10 les compare pour 13 états finals $l_n = 1$ (fig. 57a) et 5 états finals $l_n = 3$ (fig. 57b). Si le processus de capture se déroulait comme une réaction directe, le rapport de ces deux intensités devrait être constant. La figure précédente laisse apparaître une certaine anticorrélation entre les intensités réduites des transitions gamma et celles de la réaction (d,p). Le coefficient de corrélation entre les deux suites de valeurs

est trouvé égal à :

en prenant un intervalle de confiance de 95% (142). Mentionnons néanmoins que l'intensité d'une transition du spectre thermique ne représente pas, en toute rigueur, la valeur moyenne de F_{vf}, le spectre thermique étant dû en majeure partie à une seule résonance.

V.3.2. <u>Recherche de la capture directe.</u>

tableau V.7.

Il faut toutefois remarquer que l'intensité relative d'une transition donnée dépend peu de la valeur de Γ_v prise pour cette résonance négative (par exemple 400 à 500 meV), dans la mesure où le système d'équations précédent se trouve respecté, en particulier dans la mesure où sa contribution au spectre thermique est respectée.

Les résonances positives d'énergies supérieures ont une influence négligeable dans le domaine qui nous intéresse ici, c'est-à-dire inférieure à 300 eV. De plus, la résonance positive à 132 eV et l'état lié, étant de spins différents, ne peuvent interférer.

- 117 -

 $\rho = -0,26 + 0,59 - 0.44$ pour $l_n = 1$ $\rho = -0,55 + 1,10 = 3$

V.3.2.1. Variation de l'intensité des transitions individuelles. La largeur totale de la résonance à 132 eV étant pratiquement due au processus de diffusion $(\Gamma_{\lambda c}/\Gamma_{\gamma} \approx 0.9)$, la courbe de temps de vol apparaît très asymétrique à cause de 1'effet de diffusion multiple (267). La référence (53) donne la valeur $g\Gamma_{12}$ = 2,88 meV. Cette résonance participe d'autre part, selon Schermer ⁽²⁶¹⁾, dans 78,2% des cas à la capture thermique, dont la section efficace à 0.025 eV est de 37,2 barns (selon B.N.L. 325, volume II.A), On en déduit aisément que sa largeur radiative totale est de 490 meV. En admettant, en outre, que la résonance négative $J^{\pi} = 3^{-}$ possède la même largeur radiative totale, on peut, à l'aide du système d'équations de la page 539 de la référence ⁽²⁶²⁾, en déduire les paramètres de cet état lié, qui sont reportés, ainsi que ceux de la résonance à 132 eV. sur le

Parmi toutes les transitions que nous avons analysées, seules celles de 7490 et 7210 keV présentent une très forte asymétrie, comme le laissait prévoir la figure 55. Toutefois, la seconde est un doublet ⁽²⁵⁹⁾ et son analyse se révèle délicate.

Par contre, la variation de l'intensité relative de la transition de 7490 keV, allant vers l'état fondamental de 60 Co, se prête à une analyse très simple. En effet, la résonance négative de spin $J^{\pi} = 3^{-1}$ située à - 418 eV ne peut alimenter l'état fondamental de spin $J^{\pi} = 5^+$, si l'on admet, ce qui est très justifié, que l'on ne peut observer que des transitions dipolaires. Elle ne contribue donc pas à la section efficace de capture partielle σ_{nyf} définie par la relation (V,1), sa largeur radiative partielle $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ étant nulle. Cette section efficace s'écrit donc, en désignant par λ = 1 la résonance à 132 eV et f = 1 la transition en question :

$$\sigma_{n\gamma 1}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \left[a_1^2 + \frac{b_{11}^2}{1 + x_1^2} + 2a_1 \frac{b_{11} x_1}{1 + x_1^2} \right]$$
(V,3)

l'état lié $\lambda = 2$ n'intervient que dans la section efficace de capture totale qui s'écrit :

$$\sigma_{n\gamma}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \left[\frac{b_{1c}^{2}}{1+x_{1}^{2}} + \frac{b_{2c}^{2}}{1+x_{2}^{2}} \right]$$
(V,4)

c'est-à-dire uniquement dans le dénominateur de l'intensité relative :

$$R_{f}(E) = \frac{\sigma_{n\gamma 1}}{\sigma_{n\gamma}} = \frac{\frac{b_{11}^{2}}{b_{1c}^{2}} \left[1 + 2\frac{a_{1}}{b_{11}}x_{1} + \frac{a_{1}^{2}}{b_{11}^{2}}(1 + x_{1}^{2})\right]}{1 + \frac{b_{2c}^{2}}{b_{1c}^{2}} - \frac{1 + x_{1}^{2}}{1 + x_{2}^{2}}}$$
(V,5)

La figure 58 montre les résultats obtenus. Les données expérimentales sont reportées avec leurs erreurs. La courbe 1 est relative au cas où la capture directe est négligée (a₁ = 0) et où seule intervient la résonance positive ($b_{2c} = 0$); c'est évidemment une droite parallèle à l'axe des abscisses. La courbe 2 correspond au cas où l'on fait intervenir également l'état lié. On voit clairement que les points expérimentaux ne sont en aucun cas adaptés par l'une de ces deux courbes. Par contre, ils le sont parfaitement si l'on introduit, en plus de l'état lié, une section efficace de capture directe de 10±3 mb dans la relation V,3 en donnant au produit a b un signe positif. Ce résultat est en accord avec celui de Wasson et al (239).

Lane et Lynn ⁽²⁸⁾ estiment que la section efficace de la sphère

dure est égale, pour le cobalt à 0,3 θ_n^2 barn pour une énergie de 0,025 eV, soit à 47,5 θ_n^2 mb pour une énergie de l eV. L'état $p_{3/2}$ étant distribué entre plusieurs états excités, comme le montrent les résultats de Enge et al (251) sur la réaction de stripping, la section efficace que nous trouvons est compatible avec cette valeur.

L'interprétation de la variation de l'intensité relative des autres transitions, excepté celle de 7049 keV sur laquelle nous reviendrons dans un instant, pose un problème quasiment insoluble, puisque la résonance négative contribue à la section efficace partielle $\sigma_{n \times f}$ d'une manière inconnue et que le processus de capture directe ne peut être rejeté a priori. Rapportons toutefois que pour les transitions de 6987, 6876, 6704, 6487, 5977 et 5662 keV, la quantité R_f est, en dehors de la résonance à 132 eV, toujours comprise entre 0,85 et 1, (tableau V.8) dans l'intervalle compris entre 100 et 5 eV. La transition de 6876 keV a en particulier une intensité relative constante. Seul le doublet présente dans ce même intervalle un rapport R_e assez nettement supérieur à l'unité (de l'ordre de 1,2).

V.3.2.2. Variation du rapport des intensités de 2 transitions. La transition de 7049 keV aboutit à un état vraisemblablement 5^{+ (259)}; la contribution de la résonance négative à σ_{nyf} devrait donc être nulle. En outre, le moment orbital l_n de l'état situé à 441 keV, auquel aboutit cette transition, étant égal à 3 (251), le processus de capture directe d'un neutron S ne peut également contribuer. La largeur partielle ^r_{2vf} et l'amplitude a_f devraient donc

être nulles pour cette transition. Les deux résultats précédents se trouvent directement confirmés sur nos données expérimentales. D'abord l'examen du tableau V.5 et de la fig. 55 montre que cette transition possède, de toutes les autres, le plus faible rapport entre l'intensité thermique et l'intensité dans la résonance à 132 eV. En outre, l'étude de la variation de son intensité R_f en fonction de l'énergie des neutrons montre que, si l'on impose $R_f = 1$ au droit de la résonance, R_f tend vers 0,8 dès que l'on s'écarte de celle-ci en allant vers les faibles énergies.

En désignant par les indices f = 1 et 2 les transitions de 7490 et 7049 keV, on a :

$$\sigma_{nY1}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \left[a_1^2 + \frac{b_{11}^2}{1 + x_1^2} + 2a_1 \frac{b_{11} x_1}{1 + x_1^2} \right] \qquad (V,6)$$

$$\sigma_{n\gamma2}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} - \frac{\frac{b_{12}^2}{12}}{1 + x_1^2}$$
(V,7)

et l'on est conduit à analyser le rapport suivant qui représente la variation de l'intensité relative de ces deux rayonnements :

$$R_{12}(E) = \frac{\sigma_{nY1}}{\sigma_{nY2}} = \frac{b_{11}^{2}}{b_{12}^{2}} \left[1 + 2 \frac{a_{1}}{b_{11}} x_{1} + \frac{a_{1}^{2}}{b_{11}^{2}} (1 + x_{1}^{2}) \right] \quad (V, 8)$$

Cette seconde méthode présente, par rapport à la première, dans ce cas très particulier, l'avantage d'éviter l'introduction de la résonance négative et surtout d'avoir recours à la section efficace de capture totale, dont la variation relative dépend fortement de la loi du bruit de fond. Elle est toutefois très générale et peut permettre, dans certains cas, une meilleure mise en évidence des effets d'interférence. Elle a été étudiée en détail dans la référence ⁽¹⁹⁾.

On remarquera que R_1 et R_{12} ne sont pas liés par une simple relation de proportionnalité indépendante de l'énergie, puisque R₁, contrairement à R₁₂, dépend de l'état lié.

$$R_{12}(E_0) = \frac{I_{10}}{I_{20}} = \frac{I_1 r \acute{e} so}{I_2 r \acute{e} so} \left[1 + 2 \frac{a_1}{b_{11}} x_1 + \frac{a_1^2}{b_{11}^2} x_1^2 \right]$$
(V,10)

En posant :

а,

dont la solution s'écrit :

A l'aide des intensités reportées sur le tableau V.7, on trouve :

k

d'où, si a_1b_{11} sont de même signe :

qui conduit à une section efficace de capture directe :

$$R_{1} = R_{12} \frac{\frac{b_{12}^{2}}{b_{1c}^{2}} \frac{b_{1c}^{2}}{1+x_{1}^{2}}}{1+\frac{b_{2c}^{2}}{b_{1c}^{2}} \frac{1+x_{1}^{2}}{1+x_{2}^{2}}}$$
(V,9)

En appliquant (V,8) à l'énergie thermique E, on trouve, si l'on désigne par I fo et I f réso les intensités relatives de la transition f dans le spectre thermique et le spectre de la résonance à 132 eV.

$$k = \left(\frac{I_{10}}{I_{1 \text{ réso}}}\right) / \left(\frac{I_{20}}{I_{2 \text{ réso}}}\right)$$
(V,11)

on est conduit à résoudre l'équation du second degré en a, :

$$\frac{a^{2}}{1} + 2 \frac{b_{11}}{a_{1}} a_{1} + (1 - k) \frac{b_{11}}{x_{1}^{2}} = 0$$
 (V,12)

$$a_1 = \frac{b_{11}}{x_1} (-1 \pm \sqrt{k})$$

= 1,69 et
$$|b_{11}|$$
 = 15,26 barn^{1/2} eV^{1/4}

$$a_1 = 0,0975 \text{ barn}^{1/2}$$

$$\sigma_{\text{pot}} = a_1^2 = 9,5 \text{ mb}$$

en accord avec le résultat trouvé précédemment. Il existe une seconde solution de (V,12) qui correspond au cas où a_1 et b_{11} sont de signes contraires et qui conduit à une section efficace o_{pot} de 560 mb, valeur à rejeter car elle con-duit à une courbe R₁₂(E) qui n'adapte pas les données expérimentales (fig.59).

•

•

n [®] rai€	dans le spec	and observees after thermique	dans les sp	ectres des ré- nances	de	198 Au
fig. 2 et 3	Energie transition keV	Intensité transition ph/100 capt. a)	Energie transition keV	Intensité transition ph/100 capt. résonance 4,9 eV b)	Energie keV	Spi par
	6510	1 15	6510	n 93	0	2
2	6452	1,66	6455	1.66	55	1 <u>1</u> .
3	6317	2,64	6313	1,98	197	1 1
4	6275	0,99	6275	0,58	235	Į 1 ⁻ ,
5	6250	4,18	6245	3,68	265	1,
6	6168	0,27	6168		342	1,
7	6146	1,04	6151	0,70	360	1,
8	6106	0,77	6106	0,97	404	1 1-
9	6056	0,17	6056 COLR	0.21	454	
10	5982	1.21	5981	0,51	529	12
12	5940	0.38	5936	0.19	574	13
13	5875	0.33	5678	0.55	632	1.
14	5836	0,17	5836	0,23	674	(3-
15	5809	0,33	5812	0,16	698	1,
16	l		5760	0,11	750	1,
17	5711	1,18	5711	1,02	799	1,
18	5678	0,17	5676	0,11	834	(3-)
19	5644	0,11	T CIT	0.10	865	1 <u>1</u> -'
20	5594	0,45	2013	0,16	917	[*] -'
22	0004	0,12	5551	0,40	960	 -'
23	5524	1 1.14	5524	1.08	985	(3
24	5493	0,51	5491	0,33	1020	3
25	5470	0,50	5466	0,20	1044	i,
26	5417	0,23	5415	0,12	1095	I,
27	5393	0,34	5387	0,20	1123	1,
28	5355	0,46	5352	0,57	1158	(3
29	5309	0,53	5307	0,37	1203	
30	5275	0,59	5270	0,54	1234	'-'
32	5205	6.29	5197	0,48	1313	
33	5176	0,29	5177	0,29	1333	(3)
34	5143	0,84	5144	0,93	1366] 1,
35	5104	1,52	5102	1,19	1408	(3)
36	5085	0,84	5084	0,95	1426	1 (3
37	5039	0,43	5037	0,30	1473	
36	1077	0.30	4997	0,48	1510	1
40	1960	1.14	4957	0.88	1553	
41	4932		4932	0,22	1578	(3
42	4904	0,77	4895	0,70	1615	11,
43	4889	0,77	ļ		1621	1
44	4868	0,57	4860	0,63	1640	
45	4854	0,65	4850	0,13	1660	(3
46	4827	1 20	1707	1 1 1 6	1083	1 1
47	4770	0.45	4757	0.15	1719	1 13-
49	4732	0.43	4732	0.39	1778	1 (3
50	4682	0,20	4682	0,29	1828	ì [±] ,
51	4660	0,20	1		1850	ĺ
52	4640	0,48	4637		1873	
53	4592	0,90	4.000	0.50	1918	
54	4577	0,90	4580	0,50	1930	!
55	4540	0.40	4508	0,95	2002	
57	4465	0.30	4463	0.47	2047	
58	4442	0.30	4438	0,16	2072	
59	4373	0,48	4368	0,33	2142	
60	4344	0,32	4338	0,22	2172	
61	4327	0,41	4323	0,40	2187	
62	4286	0,67	4283	0,70	2227	1
6.0	4250	0,27	1		2260	
65	4196	0.70	1	5	22/5	1
	1.00	0,10	1			1

b) L'intensité est normalisée de façon que la transition à 6455 keV ait une intensité égale dans la résonance et le spectre thermique.

c) Référence 28.

Tableau V.J

Comparaison des résultats obtenus dans l'analyse du spectre thermique et des spectres de 5 résonances de 197 Au+n. Etats excités de Au.

Aires A _i	^{a)} de d	ifférentes raies g	imma et aires	B _i correspond	dant au spectr	e d'amplitude	total (exprime	es en taux di	e comptage) p	our les réson	ances de 197 A	u+n,
Energie résonance eV	Jĸ	$(E_{\gamma} > 3,5 \text{ MeV})$ b)	A _i 6510 keV	A _i 6455 keV	A _i 6313 ke V	A _i 6245 keV	A _i 6151 keV	A _i 6106 keV	A ₁ 6056 ke V	A ₁ 5981 ke V	A ₁ 5836 ke V	A ₁ 5711 ke V
4,9	2	2383430 ± 3160	12590 ± 290	21170 ± 345	25310 ± 325	55080 ± 430	4530 ± 360	8060 ± 300	0 ± 340	7480 ± 350	0 ± 340	10770 ± 400
58	1	79100 ± 300	244 ± 41	462 ± 50	342 ± 46	426 1 58	1534 ± 67	236 ± 48	181 ± 56	140 ± 53	420 ± 59	350 ± 65
60	2	209800 ± 600	890 ± 77	800 ± 90	2160 = 91	680 ± 105	1015 ± 104	0 ± 50	1740 ± 110	685 ± 100	1160 - 105	2260 + 120
79	1	83650 ± 320	816 ± 50	104 ± 50	61 ± 50	0 ± 60	1000 ± 70	160 ± 50	0 ± 60	0± 50	820 ± 70	0±70
108	2	50990 ± 280	160 ± 35	80 ± 40	17 ± 37	90 ± 50	355 ± 50	210 ± 40	60 ± 50	130 ± 50	280 ±- 50	0 ± 50

1

Tableau V.2

a) non corrigées de la variation d'efficacité du détenteur Ge(Li) avec l'énergie des rayons gamma.

b) le taux de comptage B_i correspond seulement à une analyse partielle de l'expérience.

.

SIGMA CAPTURE THERMIQUE

ENERGIE THERMIQUE = 0.0253 EV

OR

ER EV	GGN EV	GG FV	GT FV	×	S I G BARN
0-49000E	01 0.97600E-02	0.12400E 00	0.14000E 00	0+69619E 02	0.94003E 02
0.580005	02 0.16500F-02	0.11200E 00	0.115000 00	0.100835 04	0.29503F-01
0.602501	0.40600E-01	0.14500F 00	0.21000E 00	0.573578 03	0.854516 00
0.78430	$C_2 = C_6 + C_0 + C_2$	0.13900F 00	0.15500E 00	0.10117E 04	0.63646E-01
0.10700E	0.50600E-02	0.12200F 00	0.13000E 00	0.16458E 04	0.21311F-01
0.14420	0.33500F=02	0.11800F 00	0-12700E 00	0.22705E 04	U.647[7E-02
0.151208	03 0-13800E-01	0.119000 00	0.14100E 00	0./1443E 04	0.238819-01
0.16290F	03 0.18700E-01	0.135008 00	0.18500E 00	0.17608E 04	0.304695-01
0.16490E	0.58000E-02	0.10600E 00	0.11500E 00	0.286745 04	0.719735-02
0-185905		0-12600E 00	0.174000 00	0.218258 04	0.188556-01
0.24030E	0.44800E-01	0-10300E 00	0.17500 00	0.27460E 04	0.210705-01
0.261906		0.12400E 00	0.2600000000	0.201448 04	U.23286F-01
0.2736UE	0.26000E-02	0-105008 00	0.11000E 00	0.497418 04	0.401175-01
0.22000E		0.108002 00	0.47000F 00	0.124715 04	0.878308-01
0+32900E		0.13400E 00	0.18000E 00	0.365535 04	0.797816-02
		0.13800E 00	0.20000E 00	0.330278 04	
0.170100		0.14000E 00	0.180000 00	0.341435 04	0.000/15 02
0.375105		0.12200E 00	0.20500F 00	0,361638 04	0.989416-02
0.301505		0.130000 00	0.1400000 00	0.433022 04	0.453545.02
0.440305		0.135005.00	0.18000E 00	0.300615.04	0.166575-01
0.440208			0.42000F 00	0.209616 04	0.146576-01
0.477305		0.12600F 00	0.19000E 00	0.474802 04	0.450705-02
0.411300	0_{3} $0_{*}20600E_{0}0$	0.130000 00		0.515655 04	0.225375-01
0.40970E		0.1300000000		0 417775 04	0.175/15.02
0.493000		0.136002 00	0.1600000000	0.617278 04	0.169225 02
0.534002		0.12000E 00	0.18000E 00	0 400425 04	0 154525 02
0.570005			0.520005.00	0.009425 04	0.175555 01
0 590805		0 115000 00	0 260005 00	0 444755 04	0.319705-02
0 596706		0 134005 00	0 160005 00	0.777776 04	0.953005-02
0.500100			0.385006.00	0,13135 04	0.102615-01
0-61720E		0.160000 00	0.240005.00	0.51431E 04	0.338666=02
0.62460E		0.13500E 00	0.170005 00	0.734795 04	0.104695-02
0.62820E	03 0-14000E-01	0.13000E 00	0.160005.00	0.78522E 04	0.751995-03
0.63870F	03 0.3000CE 00	0-15000E 00	0-63000E 00	0.20275E 04	0.178385-01
0-695705	$0_{-}250000 00000000000000000000000000000000$	0-16500E 00	0-83000E 00	0.16763E 04	0-13205E-01
0.69900E	03 0.46000F 00	0-14400F 00	0-88000E 00	0.156865 04	0.209565-01
0.71560E	03 0.72000E-01	0.145005 00	0.26000E 00	0-55044E 04	0.31146E-02
0.75990F	03 0-16000E 00	0-15400F 00	0.58000E 00	0-26203E 04	0-63260E-02
0.77380F	03 0.17800E 00	0-12600E 00	0-60000E 00	0.257926 04	0.55030E-02
0.78430F	03 C-7500CE-01	0-15000E 00	0-27000E 00	0.58094E 04	0.26689E-02
0.79600E	03 0.11100F 00	0.15000F 00	0-32500F 00	0.489835 04	0-38064E-02
0.81950F	C3 0.14400E 00	0.15000F 00	0.38000F 00	0.43130F 04	0.459166-02
0_825COF	03 0.3330CF 00	0.16500F 00	0.700006 00	0.235716 04	0.114865-01
0.93240E	03 0.2570CF 00	0-15000F 00	0.56000F 00	0.33299F 04	0.59346F-02
0.96120E	03 0.41000E-01	0-15000F 00	0-26000F 00	0.73937E 04	0-87744E-03
0.98420F	03 0.20700E 00	0.15000F 00	0.48000F 00	0.41007F 04	0.41757E-02
0.98850E	03 0.7560CE-01	0.17000E 00	0.29000E 00	0.68171E 04	0-17096E-02
0.99540E	03 0.31000E 00	0.15000E 00	0.65000E 00	0.30627E 04	0.60790E-02

SIGMA TOTAL = 0.954075 02 BARN

Paramètres des diverses résonances de l'or intervenant dans l'effet d'interférence.

^E λ eV	الم me V	^g λ ^Γ λc meV	Γ _{λ7} meV	Jλ	6510 keV	Γ _{λγf} 6455 keV	meV 6313 keV	6245 keV
4,9	140	9,76	124	2	1,04	1,75	2,09	4,56
58	115	1,65	112	1	0,61	1, 15	0,85	1,06
60,25	210	40,6	145	2	0,84	0,75	2,03	0,64
78,4	155	6,1	139	1	1,92	0,25	0,14	. 0

 E_{λ} = énergie de la résonance Γ_{λ} = largeur totale $\Gamma_{\lambda c}$ = largeur de neutron

 $\Gamma_{\lambda\gamma}$ = largeur radiative totale

 $\Gamma_{\lambda \forall f}$ = largeur radiative partielle

 g_{λ} = facteur statistique

 $\lambda^{J} = spin$

TABLEAU V.5

SIGMA CAPTURE THERMIQUE

ENERGIE THERMIQUE = 0.0725 EV

COBALT

ER	GGN	GG	GT	×	SIG
EV	EV	EV	EV		BARN
0.13200E 03	0.28800E 01	0.49000E 00	0.55200E 01	0.47800E 02	0.17029E 02
0.43200E 04	0.59000E 02	0.49000E 00	0.10549E 03	0.81902E 02	0-56890E-01
0.50000E 04	0.29000E 03	0.49000E 00	0.66049E 03	0.15140E 02	0.19321E 00
0.80500E 04	0.17500E 02	0.49000E 00	0.40490E 02	0.39763F 03	0.35604E-02
0.10700E 05	0.36500E 02	0.49000E 00	0.65490E 02	0.32677E 03	0.36457E-02
0.15650E 05	0.35000E 02	0.49000E 00	0.80490E 02	0.38887E 03	0.13512E-02
0.16870E 05	0.97000E 02	0.49000E GO	0.17349E 03	0.19448F 03	0.31040E-02
0.21960E 05	0,29500E 03	0.49000E 00	0.67000E 03	0.65552F 02	0.48818E-02
0.22510E 05	0.15200E 03	0.49000E 00	0.27000E 03	0.16674E 03	0.23650E-02
0.24460E 05	0.15300E C3	0.49000E 00	0.35000E 03	0.13977E 03	0.19341E-02
0.25160E 05	0.13000E 03	0.49000E 00	0.23000E 03	0.21878E 03	0.15314E-02
0.27300E 05	0.11300E 03	0.49000E 00	0.20000E 03	0.27300E 03	0.10854E-0?
0.30100E 05	0.20000E 03	0.49000E 00	0.35000E 03	0.17200E 03	0.15050E-02

SIGMA TOTAL = 0.173C4E O2 BARN

Tableau V.6

											40
Comparaison des	résultars	ohtenus	dans	les	réactions	(n, Y)	t9	(d,p)-Etats	excités	d₽	"Ca.

			(cacity 1			Réa	ction	(d,p)	Spin et
۱°	Spec	tre thermi	que	Spect	tre résonanci à 132 eV	e 4	En	ge et -	al.	parité état
aie	Energie	Intensité transition	Energie	Energie	Intensité	Energie	Energie			excité
ig.	transition	ph/100	état	CTENSI-	transition	état avaité	état	1 ² n	(23+1)0	⁶⁰ са.
	keV	capt.	keV	keV	capt.	keV	keV		keV	
1	7490	3,1	0	7490	2,3	0	0	t	55	5, c
2	7431	0,15	59				55	1	33	2 .
4	7210 f)	2.4	279	7210	3,5	280	282	1,(3)	21	(4) (
5	6983	3.1	507	6987	3.5	503	501	1	17	
6	6950	0,60	540		,,-		541	lά '	32	25
7	6876	8,2	614	6876	8.7	614	612	1	31	¦ö⁺i ⊣
8				6811	1	679			Į I	
9 1 D	6704	4 5	786	670/	10	754	738	۱,		at .
10	0,04	0,5	100	6593	10	897	103	l'		(4)
12	1	}	{	6563	1	927	1	1	']
13	6485	6,3	1005	6487	6,8	1003	1006	1,(3)	47	(3)
14				6360	l	1130	ţ	ļ		
15	1			6345		1145				
10	6300		11209	6386	1 1 6	1204	1207	1 1 2		
18	6149	0.5	1341	0.00	1,0	1 1204	1337	(1,3)		
19	6109	0.5	1381	6108		1382	1377	0.0	9	
20		ļ		6058		1432			1	
21	6034	0,6	1456				1447	1.	. .	
22	5975	8,25	1515	5977	7,8	1513	1512	11	6	(4)
23	5846	63	1644	CASE	1	1635	1638))	2
24	3040	0,5	1044	,,,,,		1033	1684			
		ļ			ļ	ļ	1707	Į	Į	
25	5743	2,3	1747	5746	3,4	1744	1748	[[
26	1			5687		1803	1799	3	125	
27	5662	9	1828	5662	9,4	1828	1829	Ì.		
20 29	5609	۲,	1881				1887	l'an -	3	2+
30	1	{ -		5563	0,8	1927	1923	}		-
31	5513	0,45	1977	5518	1	1972	1979	3	57	
32				5464	0,4	2026	2031	1	3	
33	1		İ	5420	}	2070		1		
<u>ا</u> 4 ۲۲	5767	ŧ.,	21.27	5397	0.4	2093		100	P.C	1
55	1 1000	('	414/	2202	0,0	1 2125	2131	1(4)	00	
36	5271		2219	5276	1	2214	2217			
37	5216	0,5	2274		1	(2274	(13)	7	
3B	5182	3,8	2308	5187	4,5	2303	2310		· · ·	
39	5133	0,65	2357	5082		2409	2348	3	49	
40	1 5065	0.4	2425	5062	1	2408	2627	} '	1	
42	5048	0.4	2442			1 2420				
43	5006	0,5	2484	5006	1.4	2484		{ ∶		
44	4993	0,35	2497					1		
45	4925	1.4	2565		L			I .		
46	4907	2,4	2583	4914	4	2576	260.)	1	
47	4895	'''	2595	407)	٢	2595	2391	1		
49	4760	1	2710	1	ļ	ļ	t	[
	1				1		2734			
50	4720	Į I	2770				2762	11	6	
51	1		20	4645	1	2845	2854	0	7	3,4
52	4613]	28/1	4015	1	2875	2884	I.	;	
53	4545	{	2945	{	}	}	2942	}		1
	1	Į	1-2.12		ł		2967			l
54	4480		3010	I	l		3010	l D	3	3,4
	1		1	1	[3048	[[Í
	1	I	1				3065		1	
	1	}	1		1		3115	۱ '	\	1
	1		1	1			3185	0	9	3.4
	1	l	- I .	l	1		3215	1		
	1	[3238	0	2	3 4
55	4215		3275	4220]	3270	3284	(0,2)	4	(-)
56	1		1	4165	1	3336	1110	10 2	1	6.
	1			100	1	3335	3367	(0,2)	,	^{(_,} '
	l				1		3419	ł		ŀ
57	4030		3460	4045	1	3445	3464			
58	3940		3510	3970	l	3520	3498	_		
59	3935	1	3355	3940]	3550	3564		20	1.57-
00	1 3710	1	0000		1		3653	ľ	د	[,] , "
	4	l			ł		3682		1	ł
61	3730		3730	3750	1	3740			1	1
62	.			3720	1	3770		l	1	Į
63	1 '	ł	1	3670	1	3820		1	1	1

a) l'intensité est normalisée de sorte que la raie située à 6704 keV ait une intensité égale à celle donnée par Shera et Hafemeister ⁴²).

b) l'intensité est normalisée de façon que la raie de 6876 keV ait la même intensité que dans le spectre thermique.
c) référence 33.

d) référence 42.

e) référence 35.

f) probablement un doublet.

Paramètres des deux résonances du cobalt intervenant dans l'effet d'interférence.(Les symboles sont définis dans le tableau 3).

Paramè Έ**λ** eV ጚ meV $\begin{array}{c} & {}^{g} \lambda \Gamma \lambda c & {}^{meV} \\ \Gamma_{\lambda Y} & {}^{meV} \\ {}^{J} \lambda \\ \Gamma_{\lambda \forall f} & (7490 \ k) \\ \Gamma_{\lambda \forall f} & (7210 \ k) \\ \Gamma_{\lambda \forall f} & (7049 \ k) \end{array}$

Tableau V.7

etres	résonance positive	résonance négative
	132	-418
	5610	32555
	2880	14030
	490	490
	4	3
keV) meV	11,3	0
keV) meV	17,2	
keV) meV	11,8	0

Intensités relatives de diverses transitions de ⁵⁹Co+n à 5 eV et à l'énergie thermique par rapport à 132 eV.

$E_{\gamma f}$	<u>I(5 eV)</u> I(132 eV)	<u>I (Thermique)</u> I (132 eV)
7490	1,35	1,35
7210	1,2	1,55
7049	0,8	0,8
6987	0,9	0,88
6876	1	1
6704	0,8	0,85
6487	0,85	0,93
5977	0,8	1,06
5662	0,8	0,96
		1

VI.1 INTRODUCTION

Les isotopes de l'étain offrent un cas intéressant pour calculer les intensités des rayonnements El et Ml, l'identification de ceux-ci étant facilitée par la présence de résonances s et p. Harvey et al. (268,269) ont déjà observé dans le cas de l'étain des transitions MI intenses, en utilisant soit un faisceau de neutrons thermiques, soit un faisceau de neutrons

Chapitre VI

L'ETAIN

Comme nous l'avons vu au cours des deux chapitres III et IV, les expériences de capture radiative des neutrons de résonance dans un noyau de nombre de masse A permettent de calculer les intensités moyennes des transitions gamma qui accompagnent la désexcitation du noyau composé (A+1) ainsi formé. L'estimation de Blatt et Weisskopf (cf. paragraphe 1.4.1.3) (B-W) montre que le rapport des intensités moyennes des transitions dipolaires électrique et magnétique est de 3,5 (A+1)^{2/3}, soit environ 85 pour l'étain. Nous savons que les largeurs radiatives partielles Γ_{yi} fluctuent très largement de résonance en résonance et se distribuent selon une loi de Porter et Thomas. Par conséquent, même si l'on attribuait à une transition Ml déterminée la valeur très peu probable x = $\Gamma_{\gamma i}/\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle = 5$, (la probabilité que x soit supérieur à 5 est égale à 2,5%), sa valeur Γ_{vi} serait négligeable.

de résonance obtenu à partir d'un réacteur au travers d'un filtre de cadmium. Il paraissait donc utile de reprendre une telle étude près de l'accélérateur linéaire de Saclay, où l'on dispose d'une bien meilleure résolution en tempsde-vol. Nous avons étudié les spectres de capture de 10 résonances entre 35 et 200 eV à l'aide d'une cible d'étain naturel de 20 mm d'épaisseur, placée à 14.7 m de la source de neutrons. La figure 60 montre la courbe en tempsde-vol obtenue pour des rayons gamma d'énergie supérieure à 3,5 MeV.

Une expérience antérieure de transmission effectuée à Saclay (270) a permis de définir le caractère S ou p à la plupart des résonances. La capture d'un neutron S par un novau cible pair~pair conduit à la formation d'r. état composé 1/2⁺, celle d'un neutron p à un état 1/2⁻ ou 3/2⁻. La capture d'un neutron S par un noyau cible pair-impair crée un noyau composé de spin 0⁺ ou 1⁺. Les spins de certaines résonances de l'étain ont pu être attribués. Les résonances S à 95 et 111 eV ont un spin 1/2⁺, les noyaux cibles étant pair-pair. L'existence de certaines transitions MI, allant vers des états excités finals de spin et parité connus, impose celui des résonances S situées à 39, 120 et 197 eV ($J^{\pi} = 1^+$). Enfin, des mesures de distribution angulaire (271-273) déterminent celui des deux résonances p situées à 45 et 62 eV ($J^{\pi} = 3/2$ et 1/2 respectivement). De telles mesures reposent sur le fait que les rayons gamma sont émis de façon isotrope dans une résonance p de spin 1/2, alors que leur distribution angulaire est anisotrope dans une résonance p de spin 3/2. Dans ce dernier cas, la distribution d'un rayonnement dipolaire est de la forme a+b $\cos^2\theta$, θ étant l'angle d'émission du photon par rapport à la direction du neutron incident. L'observation d'une anisotropie fixe donc le spin et la parité de l'état initial de capture. Les valeurs relatives des coefficients a et b sont fonctions du spin de l'état final.

Pour interpréter les schémas des états excités des noyaux de nombre de masse compris entre 110 et 125, un certain nombre de travaux théoriques ont été effectués à partir de la notion des quasi-particules. Citons notamment ceux de Kisslinger et Sorensen ^(160,161), de Sorensen ⁽²⁷⁴⁾, de Yoshida (275), Arvieu et al. (163,164) et tout récemment Gillet et al. (276).

Nous discuterons d'abord les spectres de capture des résonances de

l'étain et traiterons en même temps des états excités des noyaux d'étain de nombre de masse 113, 117, 118, 119, 120 et 125. Puis nous comparerons les intensités des rayonnements El et Ml que nous avons identifiés dans les spectres précédents.

VI.2 ANALYSE DES SPECTRES DES RESONANCES DE L'ETAIN.

périences.

VI.2.1 Le noyau composé ¹¹³Sn.

On ne possède qu'une seule résonance de l'isotope cible ¹¹²Sn, située à 95 eV. Sa courbe de transmission est asymétrique ^(270,277). C'est donc une onde s de spin 1/2⁺. On voit apparaître cinq transitions de 7242, 6429, 6189. 5685 et 5167 keV (tableau VI.1 et figure 61). La transition allant à l'état fondamental de ¹¹³Sn est absente. Si l'on prend l'énergie de liaison égale à 7744 keV (194), les raies précédentes impliquent l'existence d'états excités de ¹¹³Sn à 502, 1315, 1555, 2058 et 2577 keV (tableau VI.2 et figure 62).

Schneid et al. ⁽²⁷⁸⁾, en étudiant les réactions (d.p) et (d.t), ont

trouvé un état excité de spin 3/2⁺ situé à 0,5 ou 0,49 MeV. Etant donné la résolution de leurs expériences (40 à 60 keV), il correspond à celui que nous observons à 502 keV. La transition correspondante est donc dipolaire magnétique.

La réaction (d.p) (278) laisse apparaître en outre un état excité à 1,56 MeV, pour lequel les auteurs prévoient le spin 5/2⁺. Si ce niveau correspond à celui que nous trouvons à 1555 keV, son spin ne peut être que $3/2^+$. en conservant la même parité. Ce spin reste compatible avec le moment angulaire orbital l_n du neutron dans la réaction de stripping. La transition qui aboutit à cet état a donc encore le caractère MI.

La figure 60 montre l'allure des spectres de quelques résonances. Les tableaux VI.2. à VI.7 permettent de comparer les résultats de différentes ex-

Nous n'avons aucune indication sur le spin des autres états finals.

Le premier état excité $3/2^{\dagger}$ à 502 keV s'accorde bien avec celui prévu par Kisslinger et Sorensen ⁽¹⁶¹⁾ et par Arvieu ⁽¹⁶⁴⁾.

VI.2.2. Le noyau composé ¹¹⁷Sn.

Nous avons deux résonances du noyau cible ¹¹⁶Sn, à 111 et 148 eV. La première est une onde S (270,277) de spin 1/2⁺. La seconde semble symétrique (270), même avec les écrans les plus épais utilisés en transmission, mais son caractère p ne peut être attribué avec certitude.

Dans le spectre de la première résonance, on trouve 5 transitions, (figure 61 et tableau VI.1), parvenant aux états excités de ¹¹⁷Sn à 155, 1008, 2649. 2701 et 2838 keV (figure 62 et tableau VI.3). Les deux premiers ont déjà été trouvés dans les réactions (d,p) (278) et (d,t) (278,279) et dans les expériences d'états analogues (280) et ont respectivement un spin $1/2^+$ et $3/2^+$. Les transitions correspondantes sont donc dipolaires magnétiques.

Dans le spectre de la résonance à 148 eV, on voit apparaître 6 transitions (figure 61 et tableau VI.1). La première particulièrement intense aboutit à l'état fondamental de spin 1/2⁺ (278,279); elle est dipolaire électrique si la résonance est une onde p (l = 1). Les cinq autres transitions entraînent l'existence d'états excités à 1302, 1444, 1686, 1951 et 2050 keV (tableau VI.3). Le premier d'entre eux pourrait correspondre à celui trouvé par Schneid et al (278) et Richard et al (280) respectivement à 1310 et 1308 keV. Mais les premiers auteurs seraient enclins à lui attribuer le spin $7/2^{-1}$; dans notre expérience, nous ne pouvons alimenter un tel état. L'état excité à 1951 keV a déjà été trouvé par Schneid et al ⁽²⁷⁸⁾; le spin 3/2 pourrait lui être attribué. S'il en est ainsi, la transition de 4977 keV serait du type Ml. dans l'hypothèse où la résonance à 148 eV est p.

La figure 61 présente le schéma des états excités de ¹¹⁷Sn.

Le premier état excité 3/2⁺ a une énergie voisine de celle calculée par

excités de spins inconnus.

VI.2.2. Le noyau composé ¹¹⁸Sn.

Les états excités de ¹¹⁸Sn ont fait l'objet de plusieurs études antérieures, basées sur la désintégration de ¹¹⁸Sb ⁽²⁸¹⁾, la diffusion inélastique de protons (282) et les réactions (d,p) (278) et (d,t) (278,279). Un certain nombre de spins ont été déterminés (tableau VI.4).

VI.2.4. Le noyau composé ¹¹⁹Sn.

Arvieu (164), Sorensen (274) et Yoshida (275). Par contre, l'état à 1008 keV n'est pas prévu. Le modèle de Sorensen prévoit un état 3/2⁺ à 1310 keV, un état $1/2^+$ à 1440 keV et un état $3/2^+$ à 2030 keV qui peuvent être ceux trouvés expérimentalement à 1302, 1444 et 2050 keV. Yoshida prédit des états 1/2⁺ et 3/2⁺ entre 2690 et 2830 keV, intervalle dans lequel nous obtenons trois états

Nous possédons un échantillon de quatre résonances à 39, 120, 124 et 197 eV. La première et la dernière ont des courbes de transmission asymétriques (270,277) et sont donc des ondes S ; leur spin est à priori 0⁺ ou 1⁺, le spin du noyau cible ¹¹⁷Sn étant 1/2⁺. La seconde résonance est vraisemblablement S. La courbe de transmission de la troisième est asymétrique, mais l'écran utilisé étant insuffisamment épais pour conclure avec certitude.

Dans les résonances à 39, 120 et 197 eV apparaissent plusieurs transitions Ml. les états finals situés à 0, 1222, 1768, 2060 et 3709 keV auxquels elles aboutissent ayant des spins 0^+ , 1^+ ou 2^+ (tableau VI.4). Ceci entraîne que ces trois résonances ont un spin l⁺. La transition allant à l'état fondamental de ¹¹⁸Sn est faible dans les deux résonances à 39 et 197 eV. Par contre la transition de 8100 keV est assez intense dans la 39 eV. On trouve également une raie très intense de 6042 keV dans la résonance à 124 eV (fig. 61) ; mais on ne connaît pas le spin de l'état excité auquel elle parvient. (Fig. 63).

Le noyau cible ¹¹⁸Sn présente, dans le domaine d'énergie étudié, une seule résonance à 45,8 eV. La courbe de transmission est asymétrique (270).

En outre, des mesures de distribution angulaire, effectuées par Slaughter et al. (272) et Bhat et al. ⁽²⁷³⁾, ont permis de lui attribuer le caractère p, et le spin 3/2.

Son spectre d'amplitude (fig. 61 et tableau VI.1) comprend 11 raies, dont un doublet particulièrement intense à 6481 - 6456 keV. Ces deux dernières raies vont à l'état fondamental de ¹¹⁹Sn et à son premier état excité situé à 25 keV, de spins respectifs $1/2^+$ et $3/2^+$. Les autres transitions parviennent aux états excités situés à 918, 1090, 1247, 1566 et 1773 keV (tableau VI.5 et figure 62), dont l'existence avait déjà été révélée auparavant dans des réactions (d,p) (278) et (d,t) (278,279) et des études d'états analogues (280). Leurs spins avaient été attribués ⁽²⁷⁸⁾. Une expérience de capture récente de Bhat et al. (273), dans laquelle les auteurs ont mesuré la distribution angulaire des rayons gamma, confirme le spin 5/2⁺ de l'état à 1090 keV ; cependant, elle conduit à attribuer des spins différents pour les autres états. Leurs valeurs 1/2⁺ ou 3/2⁺, reportées dans la colonne 5 du tableau VI.5, restent compatibles avec le moment angulaire orbital du neutron dans la réaction de stripping. En outre, le spin 3/2⁺ de l'état à 918 keV est en accord avec les mesures d'excitation coulombienne de Stelson et al. ⁽²⁸³⁾. Rappelons que dans les réactions (d,p), la détermination de la valeur du spin est obtenue à partir de la distribution angulaire du proton émis. Elle est vraisemblablement moins sûre que la méthode développée par Bhat et al. ⁽²⁷³⁾.

Nous n'avons aucune indication pour les 4 autres états situés à 2128. 2267, 2292 et 2397 keV.

Les calculs de Arvieu ⁽¹⁶⁴⁾ prévoient l'existence d'un état excité 3/2⁺ situé à 50 keV, assez proche de celui trouvé expérimentalement. Par contre, ils donnent un état $5/2^+$ à 1500 keV, alors que nous trouvons un état $3/2^+$ à 1566 keV. Yoshida (275) prédit un état $1/2^+$ à 1260 keV en bon accord avec celui que nous trouvons à 1247 keV. Sorensen ⁽²⁷⁴⁾ et Yoshida ⁽²⁷⁵⁾ obtiennent plusieurs états 3/2⁺ et 5/2⁺ entre 2100 et 2350 keV, région dans laquelle nous obtenons 4 états excités. Aucun modèle n'explique l'état $3/2^{+}$ à 918 keV.

VI.2.5. <u>Le noyau composé ¹²⁰Sn</u>.

Nous ne disposons que d'une seule résonance située à 141 eV, vraisemblablement S (270), donc de spin 0⁺ ou 1⁺. Seules 3 faibles transitions ressortent (figure 61 et tableau VI.1) et conduisent à des états d'énergie assez élevée (tableau VI.6 et figure 63) dont les spins ne sont pas connus.

VI.2.6. Le noyau composé ¹²⁵Sn.

La résonance à 62 eV est interprétée comme étant une onde p, à la fois à partir des expériences de transmission (270,277) et des mesures de distribution angulaire des rayons gamma de Mc Neill et al. (271) et de Bhat et al ⁽²⁷³⁾. Son spin est $1/2^{-(273)}$.

conduit notre expérience.

L'état 1/2⁺ que nous trouvons à 213 keV est bien adapté par celui prévu à 200 keV dans le modèle de Arvieu ⁽¹⁶⁴⁾. Par contre, dans ce modèle, comme dans ceux de Kisslinger et Sorensen ⁽¹⁶¹⁾ et de Sorensen ⁽²⁷⁴⁾, les spins de l'état fondamental de ¹²⁵Sn et de son premier état excité sont inverses par rapport aux données expérimentales. En outre, aucun d'entre eux ne prévoit l'existence d'états excités 1/2⁺ ou 3/2⁺ vers 1 MeV.

DE L'ETAIN.

Plusieurs transitions particulièrement intenses apparaissent dans les

Son spectre est dominé par deux transitions très intenses de 5700 et 5513 keV (figure 61 et tableau VI.1) qui vont aux deux états excités à 26 et 213 keV, dont les spins sont respectivement 3/2⁺ et 1/2⁺ (tableau VI.7), comme il résulte des expériences de Schneid et al (278) et de Bhat et al. (273). L'état fondamental de spin 11/2 ne peut être peuplé dans la réaction (n, γ) . Les deux transitions précédentes sont du type El, comme celles de 4800 et 4660 keV (273) qui vont vers des états excités situés à 926 et 1066 keV de spin 1/2⁺ ou 3/2⁺. Le premier est en accord avec celui trouvé à 940 keV dans la réaction de stripping ⁽²⁷⁸⁾; par contre le second n'est pas observé dans cette réaction. La figure 62 donne le schéma des états excités de ¹²⁵Sn auquel

VI.3. COMPARAISON DE L'INTENSITE DES TRANSITIONS E1 et M1 DANS QUELQUES ISOTOPES

spectres obtenus. Le tableau VI.8 donne l'énergie, la nature et l'intensité absolue des rayonnements observés dont on connaît la multipolarité. Pour chaque résonance, l'intensité relative d'une raie gamma est définie comme étant le rapport de l'aire de cette raie à l'aide du spectre total, le seuil de discrimination étant de l'ordre de 3,5 MeV. Nous avons calculé les largeurs radiatives partielles absolues, en supposant que la somme des intensités des deux transitions de plus haute énergie observées dans la résonance à 62 eV représente les 65% de la largeur radiative totale Γ_{γ} (268). On remarque que les valeurs Γ_{γ} des 2 résonances à 45 et 62 eV (respectivement égales à 110 ± 10 meV et 239 ± 25 meV $^{(270)}$) sont approximativement dans le rapport de la somme des intensités de leurs transitions El.

Les largeurs partielles ainsi calculées sont reportées dans la sixième colonne du tableau VI.8. Les valeurs moyennes obtenues à partir des 13 transitions El et des 12 transitions M1 sont respectivement :

$$<\Gamma_{\gamma i}(E1)> = 25,8 \text{ meV}$$

 $<\Gamma_{\gamma i}(M1)> = 5,2 \text{ meV}.$

Afin de tenir compte de la variation du nombre de masse et surtout de celle de l'espacement des résonances dans les divers isotopes et également de l'énergie E_{yi} des transitions, nous avons calculé les largeurs réduites introduites par Bartholomew⁽¹⁷⁾

$$k(E1) = \Gamma_{\gamma i} / (E_{\gamma i}^{3} A^{2/3}D)$$
 (VI.1)

$$\kappa(Mi) = \Gamma_{\gamma i} / (E_{\gamma i}^{3} D) \qquad (VI.2)$$

où D est l'espacement des niveaux de capture de mêmes spin et parité pour un isotope donné. Nous avons pris les valeurs observées par Fuketa et al. (277) c'est-à-dire 25 eV pour les noyaux composés ¹¹³Sn et ¹¹⁸Sn, 180 eV pour ¹¹⁷Sn et ¹¹⁹Sn et 400 eV pour ¹²⁵Sn. En exprimant Γ_{vi} en eV, E_{vi} et D en MeV, les valeurs moyennes des largeurs réduites expérimentales sont :

Il est intéressant de comparer les largeurs expérimentales obtenues à l'estimation de Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾. Rappelons que, dans cette estimation, les largeurs radiatives partielles d'une transition primaire dipolaire électrique et d'une transition primaire dipolaire magnétique s'écrivent (cf. équation I.66 et I,67) :

$$(E1)_{exp} > = 0,024$$

 $(K(M1)_{exp} > = 0,44$

$$\Gamma_{\gamma i}(E1) = 0,2 E_{\gamma i}^{3} A^{2/3} \frac{D}{D_{o}}$$
(VI,3)
$$\Gamma_{\gamma i}(M1) = 0,058 E_{\gamma i}^{3} \frac{D}{D_{o}}$$
(VI,4)

Les largeurs $\Gamma_{\gamma i}$ sont exprimées en eV, $E_{\gamma i}$, D et D en MeV ; le rayon nucléaire a été pris égal à 1,2 A^{1/3} fm. Nous avons déjà fait remarquer au paragraphe I.4.1 que la quantité D représentait dans la référence 53 l'espacement des premiers états excités ; les auteurs la prenaient égale à 0,5 MeV. Toutefois, pour expliquer les intensités absolues des transitions El observées dans les spectres thermiques ainsi que les largeurs radiatives totales, D doit avoir une valeur beaucoup plus élevée. L'habitude est de prendre ce paramètre égal à 15 MeV et de l'interpréter comme étant l'espacement des niveaux du modèle à une particule dans un puits de potentiel parabolique (oscillateur harmonique).

Les colonnes 6 et 7 du tableau VI.8 permettent de comparer les intensités expérimentales avec les prédictions théoriques VI.3 et VI.4, où l'on a pris D = 15 MeV pour les deux types de transitions et que nous appellerons modèle I. On remarque que si l'accord est satisfaisant en ce qui concerne les transitions El, les transitions M1 ont par contre des intensités beaucoup plus élevées que ne le prévoit un tel modèle. Harvey et al. (268,269) et Bhatt et al. (273) sont parvenus à des conclusions analogues. Les auteurs ont essayé de les expliquer à l'aide de la présence d'une résonance géante Ml, suggérée initialement par Mottelson ⁽⁷²⁾ et reprise par la suite par Brink ⁽⁷⁰⁾ et Bergqvist et Starfelt (284). Rappelons que Brink prévoit un accroissement des intensités des transitions Ml de quelques dizaines. Néanmoins certaines critiques peuvent être

avancées à l'encontre de cette interprétation (285).

La théorie de la structure nucléaire de Migdal (286) permet une interprétation différente (287). Elle conduit en effet à introduire une charge effective du proton égale à e $\frac{N}{A} = \frac{\epsilon_F}{3\beta}$, où N est le nombre de neutrons du noyau, A son nombre de masse, $\varepsilon_{\rm F}$ l'énergie de Fermi (de l'ordre de 35 MeV ⁽⁵⁷⁾) et β le coefficient du terme d'énergie d'asymétrie intervenant dans la formule de masse de Weizsacker (de l'ordre de 20 MeV ⁽²⁸⁸⁾). Cette charge effective est dans notre cas environ 4 fois plus faible que la charge élémentaire e, ce qui entraîne une diminution de l'intensité des transitions dipolaires électriques d'un facteur 16. En prenant d'autre part $D_0 = 0,5$ MeV, nous définirons le modèle II. Les estimations obtenues sont reportées dans la colonne 8 du tableau VI.8. Etant donné notre détermination grossière des valeurs absolues expérimentales de Γ_{vi} et le fait que nous manquons un certain nombre de petites largeurs, nous pouvons considérer l'accord comme satisfaisant, à la fois pour les transitions El et Ml.

Isotope cible	Energie résonance (l ^{eV} , J ^T)	$(E_{\gamma} > 3,5 \text{ MeV})$	Energie transition keV	A _i
¹¹² Sn	95 (S,1/2 ⁺)	63240 ± 290	7242 6429 6189 5685 5167	287 ± 23 93 + 18 70 ± 21 211 ± 27 292 + 32
116 _{Sn}	111,3 (s,1/2 ⁺)	118206 + 380	6773 5920 4279 4227 4090	
	148 (p)	56010 + 270	6928 5626 5484 5242 4977 4878	1120 - 42 86 - 26 102 - 26 75 - 26 179 - 32
^{†17} Sn	38,9 (s, 1 ⁺)	168480 + 460	9.322 8100 5207	26 · 6 552 : 31 259 · 54
	120 (s, 1 ⁺)	59970 ± 265	7262 4828	77 · 10 178 ± 40
	124	50860 ± 250	6042 4282	749 ± 30 140 ± 50
	197 (s, 1 ⁺)	91610 ± 450	9322 8100 7554 6065 5613	$43 + 4176 \pm 1986 \pm 158 \pm 24145 \pm 3$
118 _{Sn}	45,8 (p,3/2 ⁻)	171060 ± 480	6481 6456 5563 5391 5234 4915 4708 4354 4354 4214 4189 4084	<pre>}4189 ± 8: 283 ± 44 707 ± 58 272 ± 4 271 ± 44 296 ± 54 208 ± 44 } 340 ± 80 80 ± 54</pre>
119 _{Sn}	141 (S)	55990 ± 270	5810 4897 4653	170 ± 2 226 ± 3 160 ± 3
124 _{Sn}	62 (p,1/2 ⁻)	167280 ± 460	5700 5513 4800 4660 3977	6788 ±10 3700 ± 9 1054 ± 6 523 ± 6 170 ± 5

létecteur Ge(Li) avec l'énergie du rayon y (voir figure 5).

Tableau VI.1

Aires A_i^{a)} de différentes raies gamma et aires B_i correspondant au spectre d'amplitude total (exprimées en taux de comptage) pour 10 résonances de l'étain.

۰.

Etats excités de ¹¹³Sn.

1 1 Sa	² Sn(n,y) Iclay 1967			¹¹² Sn(d, Schneid e	,p) et al	¹¹⁴ Sn (d,t) Schneid et al. (13)	
Energie transition	Energie résonance	Energie état excité keV (a)	J_{f}^{π}	Energie état · excité keV	2	່ງ ^π f	énergie état excité keV
				0	0	1/2+	0
				70	4	7/2+	70
				410	2	5/2+	390
7242	95	502	3/2+	500	2	3/2+	490
				740	5	11/2	
				1010	2	(5/2 ⁺)	
6429	95	1315				i	
6189	9 5	1555	3/2+	1560	2	(5/2+)	
				1820	0	1/2+	
				1940	I	(3/2)	
5685	95	2058					
				2120	3	(7/2)	
				2290	3	(7/2)	
				2530	3	(7/2)	
5167	95	2577	ŀ				
				2610	3	(7/2)	

a) L'énergie de liaison fut prise égale à 7744 keV ⁽¹⁹⁴⁾.

Etats excités de ¹¹⁷Sn.

¹¹⁶ Sn (n,γ) Saclay 1967				¹¹⁶ Sn (d,p) Schneid et al.(13)			118 Cohen et Schneid	¹¹⁸ Sn (d,t) Cohen et al.(16) Schneid et al(13)		Etats analogues Richard et al.(17) 116 _{Sn(p,n)} ¹¹⁶ _{Sn(p,p)}		
n° r ai e	E _Y keV	Ε _λ eV	E f keV	J ^π f	E _f keV	ln	$\int_{J_{f}}^{\pi}$	E _f keV	J_{f}^{π}	E _f keV	E _f keV	۶ p
1 2 3 4	6928 6773 5920 5626	148 111 111 148	0 155 1008 1302	$\frac{1/2^{+}_{+}}{3/2^{+}}$ $3/2^{+}$	0 160 320 720 1030 1190	$ \begin{array}{c c} 0\\ 2\\ 5\\ 4\\ 2\\ 2\\ (3) \end{array} $	$ \begin{array}{c} 1/2^{+} \\ 3/2^{-} \\ 11/2^{+} \\ 7/2^{+} \\ 5/2^{+} \\ 5/2^{-} \\ (7/2^{-}) \end{array} $	0 160 310 710 1010 1180	1/2 3/2 11/2 7/2 5/2 5/2	0 157 1011 1173 1308	0 153 1004 1169	0 2 2 2
5 6 7 8	5484 5242 4977 4878	148 148 148 148	1444 1686 1951 2050	(3/2)	1510 1590 1670 1960 2050 2240 2310 2380 2470	(3) (2) (2) (1+3) (3) (2) (3)	$(7/2^{-})$ $(5/2^{+})$ $(5/2^{+})$ $(5/2^{+})$ $(3/2^{-}+7/2^{-})$ $(7/2^{-})$ $(5/2^{+})$ $(7/2^{-})$	1500		1300		
9 10 11	4279 4227 4090	111 111 111	2649 2701 2838		2540 2680 2830	(3)	(7/2 ⁻) (7/2 ⁻)					

Etats excités de ¹¹⁸Sn.

¹¹⁷ Sn(n,γ) Saclay 1967				¹¹⁸ Sb→ ¹¹⁸ Sn Ikegami(D)		¹¹⁹ Sn(p,p') Allan et al (21)		117 _{Sn(d,p)} Schneid et al. (13)			¹¹⁹ Sn(d,t) Cohen et a1. (16) Schneid et a1. (13)	
n° raie	E _Y keV	Έ _λ eV	E f keV	J ^π f	E _f keV	J ^π f	E _f keV	J_f^{π}	E _f keV	n	J ^π f	E _f keV
1 2 3 4 5 6 7	9322 8100 7554 7262 6065 6042 5613	39-197 39-197 197 120 137 124 197	0 1222 1768 2060 3257 3280 3709	0+ 2+ C+ 0+	0 1220 1740 2060 2080 2250 2290 2250	0+ 2+ 0+ 0+ 4- 5 7	1229 2043 2278 2321 2400 2487 2899 2959 3425 3530 3569 3748 3757 3808 3875	2 ⁺ 0 ⁺ 4 ⁺ 3 ⁻ 0 ⁺	0 1220 1750 2050 2320 2490 2720 3060 3700	0 2 0 2 2 2 2	$ \begin{array}{c} 0^{+}\\ 2^{+}\\ 0^{+}\\ 0^{+}\\ 1^{+}2^{+}3^{+}\\ 1^{+}2^{+}3^{+}\\ 1^{+}2^{+}3^{+}\\ 1^{+}2^{+}3^{+}\\ \end{array} $	0 1220 1740 2030 2120 2300 2470 2720 3040 3670 3800 3890
8	5207	39	4115				3947		4040			4010
9 10	4828 4282	120 124	4494 5041						4440			

٠

Etats excités de ¹¹⁹Sn.

¹¹⁸ Sn (n,γ) Saclay 1967.					118 Sn(d,p) Schneid et al. (13)			120 Sn(d,t) Cohen et al.(16) Schneid et al. (13)		Etats analogues Richard et al. (17) 118 _{Sn(p,n)} 118 _{Sn (p,p)}		
n° raie	E Y keV	Ε _λ eV	E _f keV	J_{f}^{π} (a)	E _f keV	ln	J_{f}^{π}	E _f keV	J ^π f	E _f keV	E _f keV	لا p
1 2	6481 6456	45 45	0 25	$\frac{1/2^{+}}{3/2^{+}}$	0 24 80 79 0	0 2 5 4	$1/2^+$ $3/2^-$ $11/2^+$ $7/2^+$	0 30 80 780	$1/2^+$ $3/2^-$ $11/2^+$ $7/2^+$	0	0 21	0 2
3 4 5	5563 5391 5234	45 45 45	918 1090 1247	3/2+ 5/2+ 1/2+	930 1100 1220	2 2 2 2 2 2	5/2+ 5/2+ 5/2+ 5/2+ 5/2+	920 1080 1240	5/2 ⁺	1067	1073	2
6 7	4915 4708	45 45	1566 1773	3/2 ⁺ 1/2 ⁺ (5/2 ⁺)	1590 1740	2	$5/2^+$ $5/2^+$	1560 1560 1640 1730		1320		
8 9 10 11	4354 4214 4189 4084	45 45 45 45	2128 2267 2292 2397		1950	(1)	3/2					
• •					2580	(2+3)	(5/2+3/2-	}				

(a) spin donné dans la référence (268).

Etats excités de ¹²⁰Sn.

119 Sn(n,y) Saclay 1967	¹²⁰ _{Sb} → ¹²⁰ Sn Ikegami (20)	¹²⁰ Sn (p,p') Allan et al. (2	119 Sn(d,p)) Schneid et al. (13)
$ \begin{array}{c c} E_{\gamma} & E_{\lambda} & E_{f} \\ keV & eV & keV \\ & & & (a) \end{array} $	$\begin{bmatrix} E & J_{f}^{\pi} \\ keV \end{bmatrix}$	E _f J keV	$\begin{bmatrix} E_{f} & \ell_{n} & J_{f}^{\pi} \\ keV & & \end{bmatrix}$
5810 141 3300	$\begin{array}{c c} 0 & 0^+ \\ 1170 & 2^+ \\ 2200 & 4^+ \\ 2290 & 5^- \\ 2490 & 7^- \end{array}$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
		3710 3777 3811 3860 3926	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
4897 141 4213 4653 141 4457		3986	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$

(a) l'énergie de liaison fut prise égale à 9110 keV (194).

	1 Sa	²⁴ Sn(n,) iclay 196	() 57		124 Sn(d,p) Schneid et al. (13)			Etats analogues Richard et al.(17) 124 _{Sn(p,n)} ¹²⁴ Sn(p,p)		
n° raie	E _Y keV	Ε _λ eV	E f keV	J_{f}^{π}	E _f keV	لا n	J_{f}^{π}	E _f keV	E f keV	۹ P
					0	5	11/2			
1	5700	62	26	3/2+	26	2	3/2+	26	26	2
2	5513	62	2:3	1/2+	220	0	1/2+	226	230	0
3	4800	62	926	1/2,3/2+	940					
4	4660	62	1066	1/2,3/2+						
					1270	(2)	(5/2+)	1270	12 71	2
					1560	(2)	(5/2+)		1550	2
5	3977	62	1749							
					1780					

Tableau VI.7

÷

Etats excités de ¹²⁵Sn.

•

.

Intensités des transitions El et Ml dans quelques isotopes de l'étain.

isotope final	énergie résonance eV	énergie transition keV	nature transition	intensité relative	intensité absolue meV	intensité modèle I meV a)	intensité modèle II meV b)
113 _{Sn}	95	7242 6189	M1 M1	516 ± 44 118 ± 36	12,1 2,8	0,037 0,023	1,10 0,69
¹¹⁷ Sn	111,3	6773 5920	M1 M1	119 ± 19 235 ± 32	2,8 5,5	0,216 0,144	6,48 4,32
	148	6928 4977	El Mi	2198 ± 93 390 ± 72	51,7 9,2	19,3 0,086	36,2 2,57
¹¹⁸ Sn	39	9322 8100	M1 M1	29 ± 7 437 ± 26	0,7 10,3	0,078 0,051	2,35 1,54
	120	7262	M1	150 ± 31	3,5	e,037	1,11
	197	9322 8100 7554 5613	HI MI MI MI	$\begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$	2 6 2,7 4	0,078 0,051 0,041 0,017	2,35 1,54 1,25 0,51
119 _{Sn}	45	6481 6456 5563 5391 5234 4915 4708 4354	E 1 E 1 E 1 E 1 E 1 E 1 E 1 E 1 E 1	$1240 \pm 30 \\ 1365 \pm 27 \\ 182 \pm 29 \\ 459 \pm 39 \\ 183 \pm 28 \\ 196 \pm 35 \\ 200 \pm 45 \\ 187 \pm 42 \\ 187 \pm 4$	29,2 32,1 4,3 10,8 4,3 4,6 4,7 4,4	16,0 15,8 10,1 9,21 8,42 6,98 6,13 4,85	30 29,6 18,9 17,3 15,8 13,1 11,5 9,1
¹²⁵ Sn	62	5 700 55 13 4800 4660	E 1 E 1 E 1 E 1	$\begin{array}{r} 4363 \pm 79 \\ 2431 \pm 68 \\ 808 \pm 54 \\ 422 \pm 51 \end{array}$	102,6 57,2 19 9,9	25,0 22,6 14,9 13,7	46,9 42,4 27,9 25,7

a) Relations VI.3 et 4 avec $D_0 = 15$ MeV.

b) Relations VI.3 et 4 avec $D_0 = 0,5$ MeV et introduction de la charge effective de Migdal dans la relation VI.3.

Jusqu'à ces dernières années, l'étude de la capture radiative partielle des neutrons de résonance souffrait des défauts inhérents aux cristaux d'iodure de sodium, utilisés pour détecter les rayons gamma émis.

Le travail, présenté dans ce mémoire, pris naissance il y a deux années et bénéficia d'un concours de circonstances favorables. Il résulta d'une part du développement des détecteurs au germanium compensé en lithium, dont la résolution égale celle des meilleurs spectromètres magnétiques entre 4 et 10 MeV, mais dont l'efficacité est bien supérieure, d'autre part, d'un accroissement en puissance de l'accélérateur linéaire de Saclay, enfin de la mise au point de la chaîne multidimentionnelle Intertechnique, particulièrement souple^{et}fiable. Ces progrès nous ont permis de préciser quelques aspects qui peuvent être abordés dans ce type de réaction et qui avaient été laissé en suspens dans des travaux antérieurs. Nous allons en résumer brièvement les grandes lignes.

Nous avons d'abord discuté dans le cadre de la description de Porter et Thomas ⁽⁴⁰⁾ de la distribution et de l'éventuelle dépendance des largeurs radiatives partielles dans le cas du platine et du tungstène. Leur étude nécessite d'avoir un détecteur à haute résolution afin de séparer nettement les différentes transitions et de posséder un nombre suffisamment grand de résonances de mêmes spin et parité, pour que le résultat

CONCLUSIONS

soit statistiquement valable. Nous avons étudié les spectres de capture de 22 résonances J = 1 de Pt+n et nous nous sommes limités aux trois premières transitions d'énergies comparables parvenant à des états finals bien connus. Ceci nous a permis de nous affranchir de la variation de l'efficacité du détecteur et de celle de la probabilité de désexcitation avec l'énergie des rayons gamma, la première étant difficile à obtenir avec une grande précision, et la seconde n'étant pas totalement élucidée. Nous avons développé une méthode de simulation, basée sur le principe d'un tirage de Monte Carlo, et montré qu'une largeur radiative partielle se distribue suivant une loi en χ^2 à l degré de liberté. La capture radiative partielle est donc une réaction à une voie ouverte de sortie, ce qui entre parfaitement dans le cadre des concepts actuels du mécanisme des réactions nucléaires. Ce résultat justifie, d'une manière indirecte et a postériori, l'extension de la notion des voies aux réactions avec émission d'un photon. Dans tous les cas envisagées, nous n'avons pas trouvé de corrélation entre les largeurs radiatives partielles, même si elles correspondent, comme dans ¹⁸³ W+n, à des transitions allant vers des états finals d'énergies voisines. Il serait évidemment souhaitable d'étendre cette analyse à des résonances de plus haute énergie, afin d'accroître la statistique, ce qui serait possible avec les échantillons d'isotope séparés dont on peut maintenant disposer. Il serait également intéressant d'étudier d'autres noyaux présentant un grand nombre de résonances ou dont les états excités finals sont très proches. Citons par exemple Tm, Sm et Gd.

Nous avons ensuite montré que les intensités des transitions moyennées sur un certain nombre de résonances, semblaient plutôt proportionnelles à la puissance 5 de leur énergie dans le domaine compris entre 5 et 8 MeV. comme le prévoit l'estimation de Axel ⁽⁶⁷⁾, obtenue en extrapolant la résonance géante El. Nos données sont par contre en désaccord avec les prédictions de Blatt et Weisskopf ⁽⁵³⁾ basées sur le modèle à une particule, qui conduisent à une loi en E_{v}^{3} . Il devient indispensable d'étendre cette étude aux transitions de plus faibles énergies afin d'avoir une idée complète de leur variation. Il est vraisemblable que la probabilité de transition est proportionnelle à une puissance τ de l'énergie, le paramètre τ en dépendant également. La loi en E_v^5 rend compte en outre de la forte corrélation que nous avons trouvée entre la largeur radiative totale et la somme des trois premières transitions de 195 Pt+n.

Le modèle de Blatt et Weisskopf indique que les intensités des rayonnements dipolaires magnétiques sont très faibles devant celles des rayonnements dipolaires électriques. L'examen des spectres des résonances de l'étain a fait ressortir que les transitions M1 sont nettement plus favorisées. L'introduction dans ce modèle de la charge effective de Migdal rend compte des résultats observés. Remarquons que le type d'expérience décrit ici implique l'analyse d'un grand nombre de résonances afin d'obtenir des valeurs assez précises des largeurs moyennes. Il devient donc nécessaire d'étendre cette étude à des résonances de plus haute énergie à l'aide de cibles constituées d'isotopes séparés, ce qui permettrait également d'améliorer notre connaissance sur les schémas des états excités des divers noyaux envisagés ici. Toutefois, dans la mesure où l'on veut se limiter à l'analyse des intensités moyennes et où l'on se désintéresse de chaque résonance prise individuellement, la méthode utilisée par Bollinger et Thomas apporte une bien meilleure précision. L'analyse des spectres de capture des résonances de noyaux comme le cadmium, le zirconium ou le niobium (ces deux derniers étant riches en résonances p) pourrait offrir un échantillon notable de rayonnements El et M. Il serait évidemment intéressant de faire une étude systématique de ceux-ci sur des noyaux couvrant une large gamme du nombre de masse.

Comme le laissait prévoir le formalisme des réactions nucléaires rappelé au chapitre I, l'analyse de la section efficace partielle, correspondant à une transition gamma déterminée, en fonction du temps-de-vol des neutrons incidents a fait ressortir, dans le platine, l'or et le cobalt, plusieurs effets d'interférence soit entre résonances, soit entre la capture résonnante et la capture directe. L'interférence entre résonances a été trouvée négative pour deux transitions de Pt+n et positive pour quatre transitions de Au+n. Nous avons crouvé, en outre, pour une transition de Au+n et une transition de ⁵⁹Co+n une section efficace de capture directe respectivement égale à 1,5 mb et 10 mb. ce processus interférant de façon positive avec la capture résonnante. Enfin, la résolution des détecteurs Ge(Li) et le nombre de résonances étudiées nous ont permis de construire les schémas des états excités d'un grand nombre d'éléments, de préciser certains spins et de comparer les schémas ainsi

obtenus avec les prédictions théoriques, au moins dans leurs grandes lignes. Nous avons mis en évidence quelques dizaines d'états excités dans plusieurs

- 135 -

noyaux finals, entre l'état fondamental et une énergie de l'ordre de la moitié de l'énergie de liaison d'un neutron. L'avantage des neutrons de résonance par rapport aux neutrons thermiques est apparu clairement dans l'établissement de ces schémas. Toutefois, il est utile de compléter toute étude des spectres des rayons gamma de haute énergie par une étude des spectres de basse énergie en coincidence avec les précédents, ou encore par une étude de radioactivité comme nous l'avons fait dans le cas de Pt. Une expérience de capture radiative est à l'heure actuelle, tant du point de vue de l'énergie des états excités que de leurs spins, plus précise qu'une expérience de stripping. Cependant, seuls certains spins peuvent être atteints, la probabilité d'émission d'un photon dépendant fortement de sa multipolarité. Enfin, l'étude des spectres de capture fournit un moyen précis pour déterminer 1¹/ nergie de liaison des divers isotopes d'un élément.

Nous voudrions terminer en insistant sur le fait que ce travail, réalisé au début du développement en Europe des détecteurs à semi-conducteur, près d'une source de neutrons dont la puissance est limitée, n'est qu'un modeste apport dans l'édifice que représente l'exploitation complète de la réaction de capture partielle des neutrons de résonance. Nous avons volontairement restreint notre analyse aux noyaux non fissiles. La mise au point de jonctions Ge(Li) de grands volumes ⁽²⁹⁰⁻²⁹²⁾ (de l'ordre de plusieurs dizaines, voire même d'une centaine de cm³) leur incorporation dans des spectromètres à paires ⁽²⁸⁹⁾ et la construction d'accélérateurs linéaires de grande puissance ⁽²⁹⁴⁾ (de l'ordre de 50 kW) ou : réacteurs à haut flux pulsés ⁽²⁹⁵⁾ ou non ⁽²⁹³⁾ permettront soit d'étendre l'étude de la capture radiative vers les hautes énergies (quelques keV à quelques dizaines de KeV), ou de réaliser avec des neutrons de résonances des expériences de coïncidences ou de corrélation angulaire déjà largement exploitées avec des faisceaux thermiques (296-299). La mise au point de faisceau de neutrons polarisés permettra d'analyser la polarisation circulaire des rayons gamma, qui est une fonction du spin de l'état initial de capture. du spin de l'état final auquel aboutit la transition et de la multipolarité de celle-ci ⁽³⁰⁰⁾. Ce n'est plus, à l'heure actuelle, une utopie que d'envisager de tels développements fort séduisants dans un avenir très proche.

Manuscrit reçu le 21 Février 1969

- (1) N. BOHR, Nature, 137 (1936) 344.
- (2)
- H. POSE, Phys. Zeit., 30 (1929) 780. (3)
- (4) (1931) 463.
- (5)
- (6)
- MOON et TILLMAN, Nature, 135 (1935) 904. (7)
- (8)
- (9)

- 248 (1959) 2330. Compt. Rend., 249 (1959) 413. 21 (1960) 423.

- 136 -

REFERENCES

N. BOHR et F. KALCKAR, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 14 (1937) 371. W.D. HARKINS et D.M. GANS, Phys. Rev., 46 (1934) 397. J. CHADWICK, J.E.R. CONSTABLE et E.C. POLLARD, Proc. Roy. Soc., A130 L.R. HAFSTAD et M.A. TUVE, Phys. Rev., 48 (1935) 306. E. FERMI et E. AMALDI, Ric. Sci., A6 (1935) 544. G. BREIT et E.P. WIGNER, Phys. Rev., 49 (1936) 519. H.A. BETHE et G. PLACZEK, Phys. Rev., 51 (1937) 450. (10) P.L. KAPUR et R.E. PEIERLS, Proc. Roy. Soc., A166 (1938) 277. (11) E.P. WIGNER, Phys. Rev., 70 (1946) 15 et 70 (1946) 606. (12) E.P. WIGNER et L. EISENBUD, Phys. Rev., 72 (1947) 29. (13) T. TEICHMANN et E.P. WIGNER, Phys. Rev., 87 (1952) 123. (14) J. HUMBLET et L. ROSENFELD, Nucl. Phys., 26 (1961) 529. (15) V.D. HUYNH, J. JULIEN, C. CORGE, F. NETTER et J. SIMIC, Compt. Rend., C. CORGE, V.D. HUYNH, J. JULIEN, S. MIRZA, F. NETTER et J. SIMIC,

J. JULIEN, C. CORGE, V.D. HUYNH, F. NETTER et J. SIMIC, J. Phys.,

- (16) C. CORGE, V.D. HUHNH, J. JULIEN, S. MIRZA, F. NETTER et J. SIMIC, J. Phys. Radium, 21 (1960) 426.
- (17) G.A. BATHOLOMEW, Ann. Rev. Nucl. Sci., 11 (1961) 259.
- (18) J. JULIEN, Neutron time of flight methods, symp. Saclay 1960, Edité par J. Spaepen, E.A.E.C., Bruxelles, 1961, p. 139.
- (19) R.N. ALVES, Thèse, 1968, à paraître.
- (20) A.M. LANE et R.G. THOMAS, Rev. Mod. Phys., 30 (1958) 257.
- (21) B.L. COllEN, Phys. Rev., 100 (1955) 206.
- (22) F. BECK, Physica, 22 (1956) 1164 et Nucl. Phys., 9 (1958/59) 140.
- (23) A.M. LANE et J.E. LYNN, Proceed. Int. Conf. on the neutron interaction with the nucleus, T.I.D. 7547, Oak Ridge (1957).
- (24) A.M. LANE, Nucl. Phys., 11 (1959) 625 et 646.
- (25) C.K. BOCKELMAN, Nucl. Phys., 13 (1959) 205.
- (26) H. MORINAGA et C. ISHII, Prog. Theor. Phys., 23 (1960) 161.
- (27) A.M. LANE et J.E. LYNN, Nucl. Phys., 17 (1960) 563.
- (28) A.M. LANE et J.E. LYNN, Nucl. Phys., 17 (1960) 586.
- (29) P.J. DALY et P.F.D. SHAN, Nucl. Phys., 56 (1964) 322. P.J. DALY, J.R. ROOK et P.E. HODGSON, Nucl. Phys., 56 (1964) 331.
- (30) G.E. BROWN, Nucl. Phys., 57 (1964) 339.
- (31) C.F. CLEMENT, A.M. LANE et J.R. ROOK, Nucl. Phys., 66 (1965) 273 et 293.
- (32) A.M. LANE, Nucl. Struct. Study with neutrons, North Holland, 1966, p. 343.
- (33) C. BLOCH, Nucl. Phys., 4 (1957) 503.
- G.E. BROWN et C.T. de DOMINICIS, Proc. Phys. Soc., A70 (1957) 668 et 686. (34)
- (35) A.M. LANE, R.G. THOMAS et E.P. WIGNER, Phys. Rev., 98 (1955) 693.
- (36) J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley, New York, 1952, Chapitre VIII.
- (37) R.G. THOMAS, Phys. Rev., 84 (1951) 1061.

- (38) P.F.A. KLINKENBERG, Rev. Mod. Phys., 24 (1952) 63. 35 (1963) 332. (43) N. ULLAH, J. Math. Phys., 4 (1963) 1279. (44) (45) H.A. KRAMERS, Physica, 10 (1943) 261. (46) FRANZ, Z. Physik, 127 (1950) 363. (48) P.R. WALLACE, Can. J. Phys., 29 (1951) 393. (49) B. STECH, Z. Naturf., 7a (1952) 401. University Press, London, 1960, chapitre II. (51) S.A. MOSZKOWSKI, Phys. Rev., 83 (1951) 1071. (52) V.F. WEISSKOPF, Phys. Rev., 83 (1951) 1073. New York, 1952, chapitre XII. (54) S.A. MOSKOWSKI, Phys. Rev., 89 (1953) 474. Amsterdam 1965, vol. 2, p. 863.
- New York, 1963.

- 139 -

(39) B.L. COHEN, R.H. FULMER, A.L. Mc CARTHY et P. MUKHERJEE, Rev. Mod. Phys., (40) C.E. PORTER et R.G. THOMAS, Phys. Rev., 104 (1956) 483. (41) S. BLUMBERG et C.E. PORTER, Phys. Rev., 110 (1958) 786. (42) T.J. KRIEGER et C.E. PORTER, J. Math. Phys., 4 (1963) 1272. W. HEITLER, Proc. Camb. Phil. Soc., 32 (1936) 112. (47) R.G. SACHS et N. AUSTERN, Phys. Rev., 81 (1951) 705. (50) W. HEITLER, the quantum theory of radiation, 3ème édition, Oxford (53) J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley, (55) M.E. ROSE, Multipole Fields, J. Wiley, New York, 1955. (56) S.A. MOSKOWSKI, Theory of multipole radiation dans Alpha, Beta and Gamma ray spectroscopy, Edité par K. Siegbahn, North Holland, (57) R. NATAF, Les modèles en spectroscopie nucléaire, Dunod, Paris 1965. (58) A. de SHALIT et I. TALMI, Nuclear Shell Theory, Academic Press,

- 140 -

- (59) L.A. RADICATI, Phys. Rev., 87 (1952) 521.
- (60) M. GELL-MANN et V.L. TELEGDI, Phys. Rev., 91 (1953) 169.
- (61) W.M. Mc DONALD, Phys. Rev., <u>98</u> (1955) 60.
- (62) B.B. KINSEY, Handbuch der Hysik, édité par S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin 1957, vol. XL, p. 202.
- (63) D.H. WILKINSON, Nuclear spectroscopy, édité par F. Ajzenberg-Selove, Academic Press Inc, New York 1960, Partie B, p. 852.
- (64) J.S. LEVIN et D.J. HUGHES, Phys. Rev., 101 (1956) 1328.
- (65) A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys., 35 (1957) 666 et 37 (1959) 322.
- (66) I.S. LOWEN, Phys. Rev., 59 (1941) 835L. M. FIERZ, Helv. Phys. Acta, 16 (1943) 365. A. BERTHELOT, Ann. Phys., 19 (1944) 219.
- (67) P. AXFL, Phys. Rev., 126 (1962) 671.
- (68) M. DANOS, Photonuclear Physics, Université de Maryland, 1961, Technical Report 221.
- (69) J.S. LEVINGER, Nuclear photodesintegration ; Oxford University Press, 1960.
- (70) D.M. BRINK, Int. Conf. on Nucl. Phys. with Reactor Neutrons, Argonne, Oct. 1963, Rapport ANL - 6797 p. 194.
- (71) A.B. MIGDAL, J.E.T.P. (USSR) 15 (1945) 81. M. DANOS et H. STEINEDEL, Z. Naturforsch, 6A (1951) 217. M. DANOS, Ann. Physik, 10 (1952) 265.
- (72) B.R. MOTTELSON, Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Kingston, Canada 1960, p. 525.
- (73) LEBOUTET, PICARD et VASTEL, Onde Electrique, 358 (1957) 28.
- (74) R. BERGERE, Neutron time-of-flight methods, Symp. Saclay, 1960, édité par J. Spaepen, E.A.E.C., Bruxelles, 1961, p. 329.
- (75) A. MICHAUDON, Thèse Paris 1964, Rapport CEA n° 2552.

.

- (76) N.C. BARBER et W.D. GEORGE, Phys. Rev., 116 (1959) 1551.
- (77) J.D. KING, Rapport SAL n°6.
- 31 (1960) 481.
- P. 3-3456, 1967.
- cation n° 63.

- (82) C. CORGE, Rapport CEA n° 1998. Note CEA n° 826.

- Holland, Editions 1955 et 1965.
- 23 (1960) 453.
- (88) E.M. PELL, J. Appl. Phys., <u>31</u> (1960) 291.
- (89) D.V. FRECK et J. WAKEFIELD, Nature 193 (1962) 669.

(78) G.C. BALDWIN, E.R. GAERTTNER et M.L. YEATER, Phys. Rev., 104 (1956) 1652. (79) J. RAINWATER, W.W. HAVENS, J.S. DESJARDINS et J.L. ROSEN, Rev. Sci. Inst., (80) X. MALESKI, L.B. PIKELNER, I.M. SALAMATIN, E.I. CHARAPOF, Rapport Doubna (81) C. WEITKAMP, W. MICHAELIS, H. SCHMIDT, U. FANGER et G. MARKUS, Proceed. Int. Conf. Study of Nucl. Struct. with neutrons, Anvers, 1965, communi-W. MICHAELIS et H. SCHMIDT, Proceed.of a Panel on the use of Li-drifted Ge. Gamma-ray detectors for research in Nucl. Phys., Vienne, 1966, Edité par A.I.E.A. Vienne, 1966, p. 90. Thèse Paris 1967 et rapport CEA, à paraître. (83) J. JULIEN, Thèse Paris, 1967 et rapport CEA à paraître. (84) V.D. HUYNH, J.P. MEINADIER, S. de BARROS, J. JULIEN, G. 1e POITTEVIN, J. MORGENSTERN, F. NETTER et C. SAMOUR, Nucl. Instr. Meth., 36 (1965) 29. (85) Alpha, Beta and gamma ray spectroscopy, édité par Siegbahn, North (86) G.A. BARTHOLOMEW, J.W. KNOWLES et G.E. LEE WHITING, Rep. Progr. Phys., (87) G. BACKSTROM, Nucl. Instr. Methods, <u>4</u> (1959) 5. (90) J.W. MAYER, Electronique Nucléaire, Compt. Rend. Col. Int., Paris 1963, édité par A.E.E.N., O.C.D.E., Paris 1964, p. 129.

- (91) F.S. GOULDING, I.E.E., Trans. Nucl. Sci., 3 (1964) NS-11, 177.
- (92) A.J. TAVENDALE et G.T. EWAN, Nucl. Instr. Nethods, 26 (1963) 183.
- (93) G.T. EWAN et A.J. TAVENDALE, Can. J. Phys., 42 (1964) 2286.
- (94) F.S. GOULDING, Nucl. Instr. Methods, 43 (1966) 1.
- (95) J. HOLLANDER, Nucl. Instr. Methods, 43 (1966) 65.
- (96) A. COCHE, Bull. Inform. Sci. Tech., (Paris), C.E.A., 115 (1967) 5.
- (97) H.M. MANN, J.W. HASLETT et F.J. JANAREK, IEEE, Trans. Nucl. Sci., NS-9 (n°4) (1962) 42.
- (98) L. STAB, R. HENCK, P. SIFFERT et A. COCHE, Nucl. Instr. Methods, 35 (1966) 113. P. SIFFERT, Thèse Strasbourg, 1966. J-M. KUCHLY, Thèse Strasbourg, 1967.
- (99) H.M. MANN, H.R. BILGER et I.S. SHERMAN, IEEE, Trans. Nucl. Sci., 3 (1966) NS-13, p. 252.
- (100) P. CARLOS, H. NIFENECKER, P. SAMAMA et J. FAGOT, Suppl. J. Physique, 25 (1964) 203 A.
- (101) L.V. GROSHEV, A.M. DEMIDOV, G.A. KOTELNIKOV et V.N. LUTSENKO, Nucl. Phys., 58 (1964) 465.
- (102) H.T. MOTZ, R.E. CARTER et W.D. BARFIELD, Symposium on pile neutron research in physics, Vienne 1960, AIEA 1962, p. 225.
- (103) L.V. GROSHEV, A.M. DEMIDOV et N. SHADIEV, Proc. Int. Conf. on the study of nuclear structure with neutrons, Anvers, Juillet 1965, Communication n° 178.
- (104) J. THENARD et G. VICTOR, Nucl. Instr. Methods, 26 (1964) 45.
- (105) C.O. MUEHLAUSE, Phys. Rev., 79 (1950) 277.
- (106) J.E. DRAPER et T.E. SPRINGER, Nucl. Phys., 16 (1960) 27.
- (107) R.T. CARPENTER et L.M. BOLLINGER, Nucl. Phys., 21 (1960) 66.
- (108) T.J. KENNETT, L.M. BOLLINGER et R.T. CARPENTER, Phys. Rev. Letters, 1 (1958) 76.

- 2 (1959) 505.

- (1960) 423.
- Bull. Am. Phys. Soc., 4 (1959) 472.
- (117) D.J. HUGHES, Rapport BNL- 4464, 1959.
- 132 (1963) 1640.
- Communication n° 79.

- A.I.E.A., Vienne, 1966, p. 154.

(109) J.R. BIRD, Proceed. Second United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genève 1958, vol. 14, p. 294. (110) D.J. HUGHES, M.K. BRUSSEL, J.D. FOX et R.L. ZIMMERMAN, Phys. Rev., Letters,

(111) L.M. BOLLINGER, R.E. COTE et T.J. KENNETT, Phys. Rev. Letters, 3 (1959) 376. (112) J.F. BIRD, M.C. MOXON et F.W.K. FIRK, Nucl. Phys., 13 (1959) 525. (113) J.R. BIRD et J.R. WATERS, Nucl. Phys., 14 (1959) 212. (114) M.K. BRUSSEL et R.L. ZIMMERMAN, Bull. Am. Phys. Soc., 4 (1959) 472. (115) J. JULIEN, C. CORGE, V.D. HUYNH, F. NETTER et J. SIMIC, J. Phys., 21

(116) Topical Conf. on the American Physical Society, Los Alamos, Octobre 1959,

(118) R.E. CHRIEN, H.H. BOLOTIN et H. PALEVSKY, Phys. Rev., 127 (1962) 1680. (119) L.H. BOLLINGER, R.E. COTE, R.T. CARPENTER et J.P. MARION, Phys. Rev.,

(120) V.D. HUYNH, S. de BARROS, C. BREZINSKI, J. JULIEN, G. Le POITTEVIN, J. MORGENSTERN, F. NETTER et C. SAMOUR, Proc. Intern. Conf. on the study of nuclear structure with neutrons, Anvers, 19-23 Juillet 1965.

(121) V.D. HUYNH, Thèse, Paris 1965, Rapport CEA n° 2810.

(122) C. BREZINSKI, Diplôme d'études supérieures, Paris 1965, non publié. (123) J.D. GARRISON, Ann. Phys., (N.Y.) 30 (1964) 269.

(124) H.E. JACKSON, J. JULIEN, C. SAMOUR, P.L. CHEVILLON, J. MORGENSTERN et F. NETTER, Proceed. of a Panel on the use of Li-drifted Ge.gamma-ray detectors for research in Nucl. Phys., Vienne, Juin 1966, édité par

(125) H.F. JACKSON, J. JULIEN, C. SAMOUR, A. BLOCH, C. LOPATA, J. MORGENSTERN, H. MANN et G.E. THOMAS, Phys. Rev. Letters, 17 (1966) 656.

- (126) C. SAHOUR, H.E. JACKSON, P.L. CHEVILLON, J. JULIEN et J. MORGENSTERN, Nuclear date for reactors, Conf. proc. Paris, 17-21 Octobre 1966, édité par l'AIEA, Vienne, 1967, vol. I, p. 175.
- (127) C. SAMOUR, H.E. JACKSON, J. JULIEN, J.M. KUCHLY et J. MORGENSTERN. Colloque sur les noyaux moyens et lourds, 22-24 Mars 1967, J. Phys. 1968, Tome 29, Colloque Ci, suppl. au n°i, p. 178.
- (128) C. SAMOUR, H.E. JACKSON, J. JULIEN, A. BLOCH, C. LOPATA et J. MORGENSTERN, Nucl. Phys., A121 (1968) 38.
- (129) S. De BARROS, Thèse, Paris 1966, Rapport CEA, n° 3077.
- (130) R. DELTEIL et R. HURON, Statistique mathématique, Armand Colin, Paris 1959.
- (131) A. ROSENGARD, Cours de statistique appliquée, Presses Universitaires de France, Paris 1966.
- (132) E. BOREL, R. DELTHEIL et R. HURON, Probabilités erreurs, Armand Colin, Paris 1954.
- (133) L. SCHWARTZ, Méthodes mathématiques pour les sciences physiques, Herman, Paris, 1965.
- (134) G. DARMOIS, Statistique et applications, Armand Colin, Paris 1957.
- (135) G. CALOT, Statistique descriptive, Dunod, Paris 1965.
- (136) J. MOTHES, Techniques modernes de contrôle des fabrications, Dunod, Paris 1962.
- (137) J.H. CARVER et G.A. JONES, Phys. Rev. Letters, <u>3</u> (1959) 559.
- (138) E.R. RAE, W.R. MOYER, R.R. FULLWOOD et J.L. ANDREWS, Phys. Rev., 155 (1967) 1301.
- (139) R.T. CARPENTER, Rapport ANL 6589, 1962.
- (140) J.R. WATERS, Phys. Rev., 120 (1960) 2090.
- (141) L.M. BOLLINGER et G.E. THOMAS, Phys. Rev. Letters, <u>18</u> (1967) 1143.
- (142) E.S. PEARSON et H.O. HARTLEY, Biometrika Tables for statisticians, Cambridge 1958, vol. I.
- (143) J. JULIEN, Determination of neutron resonance parameters and their significance for nuclear physics, Nuclear structure study with neutrons.

1966, p. 156.

- (146) G. SCHARFF-GOLDHABER et J. WENESER, Phys. Rev., 98 (1955) 212.

- 28 (1956) 432.

- (152) B. SORENSEN, Phys. Letters, 21 (1966) 683.

- (157) N.N. BOGOLYUBOV, Nuovo Cimento, 7 (1958) 794. J.G. VALATIN, Nuovo Cimento, 7 (1958) 843.
- (158) S.T. BELYAEV, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.,
- <u>32</u> (1960) n°9.

- 145 -

édité par Nève de Mévergnies, Van Assche et Vervier, North Holland

(144) G.E. COTE et L.M. BOLLINGER, Phys. Rev. Letters, 6 (1961) 695. (145) L.V. GROSHEV, A.M. DEMIDOV et A.S. RAKHIMOV, Int. Conf. Nucl. Struct., Tokyo 1967, communication 4.112, p. 157.

(147) A. BOHR, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 26 (1952) n°17. (148) A. BOHR et B.A. MOTTELSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 27 (1953) n°16. (149) K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B.A. MOTTELSON et A. WINTHER, Rev. Mod. Phys.,

(150) D.J. ROWE, Phenomenological collective models, Fundamentals in nuclear theory, lectures presented at an International course Trieste, Déc. 1966, édité par A. de Shalit et C. Villi, AIEA Vienne 1967, p. 93. (151) A.K. KERMAN et C.M. SHAKIN, Phys. Letters, 1 (1962) 151.

(153) G.E. BROWN, Unified theory of nuclear model, North Holland 1964.

(154) V. GILLET, Elément de physique nucléaire théorique, Saclay 1965.

(155) Many-Body description of Nuclear structure and reactions, Compt. Rend., Ecole Int. de Physique "Enrico Fermi", Varenne 1965, Cours XXXVI, édité par C. Bloch, Academic press, New York, 1966.

(156) J. BARDEEN, L.N. COOPER et J.R. SCHRIEFFER, Phys. Rev., 108 (1957) 1175.

, 31 (1959) n°11.

(159) J.P. ELLIOTT, Proc. Roy. Soc., A245 (1958) 128.

(160) L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.,

(161) L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN, Rev. Mod. Phys., 35 (1963) 853.

- 146 -
- (162) R. ARVIEU et M. VENERONI, Compt. Rend., 250 (1960) 992 et 2155. Compt. Rend., 252 (1961) 670.
- (163) R. ARVIEU, E. BARANGER, M. VENERONI, M. BARANGER et V. GILLET, Phys. Letters, 4 (1963) 119.
- (164) R. ARVIEU, Thèse, Paris 1963, et Ann. Phys., 8 (1963) 407.
- (165) R. ARVIEU et M. VENERONI, Phys. Letters, 5 (1963) 142.
- (166) R. ARVIEU, E. SALUSTI et M. VENERONI, Phys. Letters, 8 (1964) 334.
- (167) STEFFEN, HUBER et HUMBEL, Helv. Phys. Acta, 24 (1951) 335.
- (168) P. STAEHELIN, Phys. Rev., 87 (1952) 374.
- (169) R.M. STEFFEN et D.M. ROBERTS, Phys. Rev., 82 (1951) 332.
- (170) R.M. STEFFEN, Phys. Rev., 89 (1953) 665.
- (171) M.T. THIEME et E. BLEULER, Phys. Rev., 101 (1956) 1031.
- (172) D.E. ALBURGER, Phys. Rev., 108 (1957) 812.
- (173) R.K. GUPTA, Physica, 26 (1960) 69.
- (174) O. BERGMAN, Arkiv Fysik, 18 (1960) 569.
- (175) H. MORINAGA, cité dans la réf. 178.
- (176) B.L. COHEN et R.E. PRICE, Phys. Rev., 118 (1960) 1582.
- (177) A. WAPSTRA, J.F.W. JANSEN, P.E.A. GROUDSMIT et J. OBERSKI, Nucl. Phys., 31 (1962) 575.
- (178) H. IKEGAMI, K. SUGIYAMA, T. YAMAZAKI et M. SAKAI, Nucl. Phys., 41 (1963) 130.
- (179) P. MUKHERJEE, Nucl. Phys., 64 (1965) 65.
- (180) L.V. GROSHEV, A.M. DEMIDOV, V.N. LUTSENKO et V.J. PELEKHOV, Atlas of y-ray spectra from radiative capture of thermal neutrons, traduit du russe par J.B. SYKES, Pergamon Press, Londres 1959.
- (181) R.C. GREENWOOD et J.H. REED, Prompt gamma-rays from radiative capture of thermal neutrons, chicago 1965, IITRI-1193-53.
- (182) H.E. JACKSON, J. JULIEN, J. MORGENSTERN et C. SAMOUR, Phys. Letters, 24 B (1967) 41.

- 1966, p. 94.
- Mme Gugenberger, C.N.R.S., 1964.
- (188) W. BIDEJIC, Phys. Letters, 16 (1965) 47.

- (195) G.T. EWAN, Can. J. Phys., 35 (1957) 672.
- (197) N. ROSENZWEIG, Phys. Letters, 6 (1963) 123.
- 563.

- 147 -

(183) J.F.W. JANSEN et H. PAUW, Nucl. Phys., A94 (1967) 235. (184) E. MONNAND, J.A. PINSTON et R. HENCK, Compt. Rend., 264 (1967) 330 (Série B). (185) R.K. SMITHER, Proc. intern. conf. on the study on nuclear structure with neutrons, Anvers, 19-23 Juillet 1965, édité par Nève de Mevergnies, Van Asshe et Vervier, North Holland 1966, Communication n° 58. (186) J. VERVIER, Slow neutron capture gamma rays, Nuclear structure study with neutrons, Edité par Nève de Mevergnies, Van Asshe et Vervier, North Holland (187) M. BARANGER, Structure nucléaire et modèles, noyaux moyens et lourds, Congrès intern. phys. nucl., Paris 2-8 Juillet 1964, préparé par (189) G. ALAGA et G. IALONGO, Phys. Letters, 22 (1966) 619. (190) A. COVELLO et G. SARTORIS, Nucl. Phys., A104 (1967) 189. (191) R. ARVIEU, Communication privée, et J. Phys., 1968, C1, Suppl. au N°1, 29 p.74 (192) M.H. Mc FARLANE et J.B. FRENCH, Rev. Mod. Phys., <u>32</u> (1960) 567. (193) J.B. FRENCH, dans Nuclear Spectroscopy, Partie B, édité par F. Ajzenberg. Selove, Academic Press, New York, 1960, p. 890. (194) J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE et A.H. WAPSTRA, Nucl. Phys., 67 (1965) 32. (196) M.A.WAHLGREN et W.W. MEINKE, Phys. Rev., 115 (1959) 191. (198) C. SAMOUR, S. de BARROS, P.L. CHEVILLON, V.D. HUYNH, J. JULIEN, G. Le POITTEVIN et J. MORGENSTERN, Proc. Int. Conf. on the study of nuclear structure with neutrons, Anvers, 19-23 Juillet 1965, Communication n° 89. (199) F.W.K. FIRK et M.C. MOXON, Nucl. Phys., 12 (1959) 552. J.R. WATERS, J.E. EVANS, B.B. KINSEY et G.H. WILLIAMS, Nucl. Phys., 12 (1959)

- (200) R.C. BLOCK, R.W. HOCKENBURY et J.E. RUSSELL, ORNL-3924, 1965.
- (201) R.R. SPENCER et K.T. FALER, Phys. Rev., 155 (1967) 1368.
- (202) R.E. CHRIEN, M.R. BHAT, O.A. WASSON, M. BEER, M.A. LONE, D. LONG PRICE, H.R. MUETHER et M. PALEVSKY, Meeting de Brookhaven Avril 1967, New York, TID-4500 p. 10.
- (203) C.J. GALLAGHER, D. STROMINGER et J.P. UNIK, Phys. Rev., 110 (1958) 725.
- (204) E. BODENSTEDT, E. MATTHIAS, H.J. KORNER, E. GERDAU, F. FRISIUS et D. HOVESTADT, Nucl. Phys., <u>15</u> (1960) 239.
- (205) B. HARMATZ, T.H. HANDLEY et F.W. MICHELICH, Phys. Rev., 123 (1961) 1758.
- (206) N.R. JOHNSON, Phys. Rev., 129 (1963) 1737.
- (207) K.M. BISGARD, C.S. COOK, P. HORNSHOJ et A.B. KNUTSEN, Nucl. Phys., <u>41</u> (1963) 32.
- (208) B. HARMATZ et T.H. HANDLEY, Nucl. Phys., 56 (1964) 1.
- (209) F.K. Mc GOWAN et P.H. STELSON, Phys. Rev., 122 (1961) 1274.
- (210) J. De BOER, G. GOLDRING et H. WINKLER, Phys. Rev., 134 (1964) B1032.
- (211) A. ISOYA, Phys. Rev., 130 (1963) 234.
- (212) D. LISTER, A.B. SMITH et C. DUNFORD, Phys. Rev., 162 (1967) 1077.
- (213) B.B. KINSEY et G.A. BARTHOLOMEW, Can. J. Phys., 31 (1953) 1051.
- (214) A. BOHR, Rotational states of Atomic nuclei
- (215) A.K. KERMAN, Nuclear Rotational Motion, dans Nuclear Reactions, Edité par P.M. Endt et M. Demeur, North Holland, 1959, vol. I, p. 427.
- (216) A. FAESSLER, W. GREINER et R.K. SHELINE, Nucl. Phys., 70 (1965) 33.
- (217) S.G. NILSSON, Deformed Nuclei, dans Lectures in Theoretical Physics, Volume VIII.C, Nuclear structure physics, Université de Colorado, Boulder 1965, p. 177.
- (218) J.J. MURRAY, F. BOEHM, P. MARMIER et J.W.M. Du MOND, Phys. Rev., 97 (1955) 1007.

- 109 (1958) 901.
- 107 (1957) 745.
- GOLDHABER, Phys. Rev., 76 (1949) 187. (224)
- POE, Phil. Mag., 46 (1955) 611. (225)
- (226) J.R. ERSKINE, Phys. Rev., 138 (1965) B66.

- (229) D.J. ROWE, Nucl. Phys., 61 (1965) 1.
- (1965) 102.

- (234) E.S. TROUBETZKOY, Phys. Rev., 122 (1961) 212.
- 19 (1964) 1067.
- Anvers 1965, Communication n°131.
- (238) O.A. WASSON et J.E. DRAPER, Nucl. Phys., 73 (1965) 499.

(219) C.J. GALLAGHER et H.L. NIELSSEN, Nucl. Phys., 24 (1961) 422. (220) W.F. EDWARDS, F. BOEHM, J. ROGERS et E.J. SEPPI, Nucl. Phys., 63 (1965) 97. (221) B. HARMATZ, T.H. HANDLEY et J.W. MICHELICH , Phys. Rev., 128 (1962) 1186. (222) F.K. Mc GOWAN et P.H. STELSON, Phys. Rev., Phys. Rev., 99 (1955) 112 et (223) E.L. CHUPP, A.F. CLARK, J.W.M. Du MOND, F.J. GORDON et H. MARK, Phys. Rev., (227) R.H. SIEMSSEN et J.R. ERSKINE, Phys. Rev., 146 (1966) 911. (228) A.K. KERMAN, Dan. Mat. Fys. Medd., <u>30</u> n°15 (1956). (230) R.T. BROCKMEIER, S. WAHLBORN, E.J. SEPPI et F. BOEHM, Nucl. Phys., 63 (231) H. MORINAGA et K. NAGATANI, Nucl. Phys., 19 (1960) 327. (232) O. NATHAN, et S.G. NILSSON, dans Alpha, Beta and Gamma ray spectroscopy, Edité par Siegbahn, North Holland, 1965, Vol. I, p. 601. (233) G.A. BARTHOLOMEW et L.A. HIGGS, Repport AECL, n° 669, 1958. (235) O.A. WASSON et J.E. DRAPER, Phys. Letters, 6 (1963) 350. (236) D. DORCHOMAN, B. KARDON, D. KISH et G. SAMOSVAT, Sov. Phys. J.E.T.P. (237) V.D. HUYNH, S. De BARROS, J. JULIEN, G. Le POITTEVIN, J. MORGENSTERN et C. SAMOUR, Proceed. Int. Conf. Study of Nucl. Structure with neutrons.

- (239) O.A. WASSON, M.R. BHAT, R.E. CHRIEN, M.A. LONE et M. BEER, Phys. Rev. Letters, 17 (1966) 1220.
- (240) R.E. CHRIEN, D.L. PRICE, O.A. WASSON, M.R. BHAT, M.A. LONE et M. BEER, Phys. Letters, 25B (1967) 195.
- (241) Nuclear Data Sheets, Academic Press, New York, 1959-1965, Partie 10. $(A = 190 \ge 204)$, p. 2369.
- (242) R.L. CHRISTENSEN, D.R. HAMILTON, A. LEMONICK, F.M. PIKKIN, J.B. REYNOLD et H.H. STROKE, Phys. Rev., 101 (1956) 1389.
- (243) B.B. KINSEY et G.A. BARTHOLOMEW, Can. J. Phys., 31 (1953) 537.
- (244) B. HAMERMESH, J.E. MONAHAN et R.K. SMITHER, Ann. of Phys., (N.Y.) 13 (1961) 284.
- (245) L.V. GROSHEV, A.M. DEMIDOV et N. SHADIEV, Bull. Acad. Sci. USSR (Phys. Sci.) 29 (1965).
- (246) L.V. JOHNSON, L.B. HUGHES, T.J. KENNETT et W.V. PRESTWICH, Nucl. Phys., 84 (1966) 113.
- (247) K.J. WETZEL, C.K. BOCKELMAN et O.A. WASSON, Nucl. Phys., A92 (1967) 696.
- (248) J. JULIEN, S. De BARROS, G. BIANCHI, C. CORGE, V.D. HUYNH, G. Le POITTEVIN, J. MORGENSTERN, F. NETTER, C. SAMOUR et R. VASTEL, Nucl. Phys., 76 (1966) 391.
- (249) W. DOBROWOLSKI, R.V. JONES et C.D. JEFFRIES, Phys. Rev., 101 (1956) 1001. M. GOLDHABER et A.W. SUNYAR, Phys. Rev., 83 (1951) 906. M. DEUTSCH et G. SCHARFF-GOLDHABER, Phys. Rev., 83 (1951) 1059.
- (250) G.M. FOGLESONG et D.G. FOXWELL, Phys. Rev., <u>96</u> (1954) 1001.
- (251) H.A. ENGE, D.L. JARRELL et C.C. ANGLEMAN, Phys. Rev., <u>119</u> (1960) 735.
- (252) G.A. BARTHOLOMEW et B.B. KINSEY, Phys. Rev., 89 (1953) 386.
- (253) L.V. GROSHEV et al. J.Nucl. Energy, 8 (1958) 127.
- (254) P. CARLOS, H. NIFENECKER, J. FAGOT et J. MATUSZEK, J. Phys., 25 (1964) 957.
- (255) H.U. GERSH, W. RUDOLPH et K.F. ALEXANDER, Nucl. Phys., 54 (1964) 405.

(261) R.I. SCHERMER, Phys. Rev., 130 (1963) 1907. 15/P/2029. (265) C.K. BOCKELMAN, Nucl. Phys., 13 (1959) 205. (270) C. SAMOUR et al. non publié. 2156. (1966) 841. Bull. Am. Phys. Soc., 12 n°4(1967) 545. 11797 (1967) à paraître.

- 151 -

(256) O.A. WASSON, K.J. WETZEL et C.K. BOCKELMAN, Phys. Rev., 136 (1964) B1640. (257) J. KOPECKY, J. KAJFOSZ et B. CHALUPA, Nucl. Phys., 68 (1965) 449. (258) W.V. PRESTWICH, T.J. KENNETT et L.B. HUGHES, Nucl. Phys., 88 (1966) 548. (259) E.B. SHERA et D.W. HAFEMEISTER, Phys. Rev., 150 (1966) 894. (260) W.V. PRESTWICH et R.E. COTE, Phys. Rev., 155 (1967) 1223. (262) J. MORGENSTERN, G. BIANCHI, C. CORGE, V.D. HUYNH, J. JULIEN, F. NETTER, G. Le POITTEVIN et M. VASTEL, Nucl. Phys., 62 (1965) 529. (263) KINSEY, BARTHOLOMEW et WALKER, Phys. Rev., 83 (1951) 519. GROSHEV, DEMIDOV, LUTSENKO et PELEKHOV, Conf. Genève 1958, Communication (264) A.M. LANE et D.H. WILKINSON, Phys. Rev., 97 (1955) 1199. (266) G. BREIT et F.L. YOST, Phys. Rev., 48 (1935) 203. (267) T.J. KENNETT et L.M. BOLLINGER, Nucl. Phys., <u>12</u> (1959) 249. (268) J.A. HARVEY, G.G. SLAUGHTER, J.R. BIRD et G.T. CHAPMAN, Rapport ANL- 6797 (1963) 230 et Rapport ORNL - 3582 (1964) 62. (269) J.A. HARVEY et G.G. SLAUGHTER, Int. Conf. on the study of nuclear structure with neutrons, Anvers Juillet 1965, Communication n°48. J.A. HARVEY, G.G. SLAUGHTER et M.J. MARTIN, Rapport ORNL-3924 (1965) 37. (271) K.G. Mc NEILL, D.B. Mc CONNELL et F.W.K. FIRK, Can. J. Phys., 43 (1965) (272) G.G. SLAUGHTER, J.A. HARVEY et M.J. MARTIN, Bull. Am. Phys. Soc., 11 (273) M.R. BHAT, R.E. CHRIEN, O.A. WASSON, M. BEER, M.A. LONE et H.R. MUETHER,

M.R. BHAT, R.E. CHRIEN, O.A. WASSON, M. BEER et M.A. LONE, Rapport BNL

- (274) R.A. SORENSEN, Nucl. Phys., 25 (1961) 674.
- (275) S. YOSHIDA, Nucl. Phys., 38 (1962) 380.
- (276) V. GLLET, B. GIRAUD et M. RHO, Nucl. Phys., A103 (1967) 257.
- (277) T. FUKETA, F.A. KHAN et J.A. HARVEY, Rapport ORNL-3425 (1963) 36.
- (278) E.J. SCHNEID, A. PRAKASH et B.L. COHEN, Phys. Rev., 156 (1967) 1316.
- (279) B.L. COHEN et R.E. PRICE, Phys. Rev., 121 (1961) 1441.
- (280) P. RICHARD, C.F. MOORE, J.A. BECKER et J.D. FOX, Phys. Rev., 145 (1966) 971.
- (281) H. IKEGAMI et T. UDAGAWA, Phys. Rev., 124 (1961) 1518.
- (282) D.L. ALLAN, B.H. ARMITAGE et B.A. DORAN, Nucl. Phys., 66 (1965) 481.
- (283) r.H. STELSON, W.T. MILNER, F.K. Mc GOWAN et R.L. ROBINSON, Bull. Am. Phys. Soc., <u>12</u> (1967) 19.
- (284) I. BERGQVIST, B. LUNDBERG et N. STARFELT, Int. Conf. on Nucl. Phys. with reactors neutrons, oct. 1963, Rapport ANL-6797, p. 220. N. STARFELT, Nucl. Phys., 53 (1964) 397. N. STARFELT, Nucl. Struct. Study with neutrons, Conf. Anvers, 1965, Edité par N. de Mévergnies, P. Van Asshe et J. Vervier, North Holland, 1966, p. 317.
- (285) P. AXEL, Rapport ANL-6797, p. 227 à 229 et p. 234 (1963) et communication privée.
- (286) A.B. MIGDAL, Nucl. Phys., 57 (1964) 29. A.B. MIGDAL et al., Nucl. Phys., 66 (1965) 193. A.B. MIGDAL, Theory of finite Fermi systems, Interscience publishers, New York 1965.
- (287) P.E. NEMIROVSKII, communication privée.
- (288) R.D. EVANS, The Atomic Nucleus, Mc Graw-Hill, New-York, 1965, chapitre XI.
- (289) B.J. ALLEN, J.R. BIRD et S. ENGSTROM, Rapport AAEC/TM 380, 1967.
- (290) H.M. MANN, F.J. JANAREK et H.W. HELENBERG, IEEE Trans. Nucl. Sci., 3 (1966) NS-13, 336.
- (291) G.A. ARMANTROUT, IEEE, Trans. Nucl. Sci., 3 (1966) NS-13, 328.

- (292) P. SIFFERT, Communication privée.

- 660925, Physics, TID-4500, p. 373.

- volume II, p. 997.
- G. TRUMPY, Nucl. Phys., 2 (1957) 664.
 - J. VERVIER, Nucl. Phys., <u>26</u> (1961) 10.

(293); R.E. CHRIEN et M. REICH, Nucl. Instr. Methods, 53 (1967) 93. (294) HARVEY, Accélérateur linéaire d'Oak-Ridge, Communication privée. (295) V. RAIEVSKI, The SORA Reactor, Rapport EUR-1643 (1964) 51 J.A. LARRIMORE, R. HAAS, K. GIEGERICH, R. RAIEVSKI et W. KLEY, dans Intense Neutron Source, Proceed. Conf. Santa Fe, 1966, Rapport CONF-(296) A.M. HOOGENBOOM, Nucl. Instr. Methods, 3 (1958) 57. (297) R.E. SEGEL, Phys. Rev., 111 (1958) 1620 et 113 (1959) 844. (298) N.F. FIEBIGER, W.R. KANE et R.E. SEGEL, Phys. Rev., 125 (1962) 2031. W.R. KANE, N.F. FIEBIGER et J.D. FOX, Phys. Rev., 125 (1962) 2037. (299) H. FRAUENFELDER et R.M. STEFFEN, Angular correlation dans Alpha, Beta and Gamma ray spectroscopy, Edité par K. SIEGBAHN, North Holland, 1965, (300) L.C. BIEDENHARN, M.E. ROSE et G.B. ARFKEN, Phys. Rev., 83 (1951) 683.
Légendes des Figures.

- Fig. 1 Principe de la réaction de capture radiative partielle d'un neutron de résonance avec formation d'un noyau composé.
- Fig. 2 Allure de la distribution en χ^2 à ν degrés de liberté pour différentes valeurs du paramètre v.
- Fig. 3 Ensemble du dispositif expérimental près de l'accélérateur linéaire.
- Fig. 4 Réponse d'un détecteur Ge(Li) de 10 mm d'épaisseur aux rayons y de basse et moyenne énergies. La figure 4a est obtenue à l'aide d'une source de 60 Co ; les deux pics photoélectriques, correspondant aux rayons y de 1333 et 1173 keV ressortent nettement des 2 fronts Compton. La figure 4b est relative à une source de ²⁴Na ; on note successivement le pic d'absorption total du photon de 2754 keV, le pic de premier échappement (2754 - 511), le pic de second échappement (2754-1022 keV) et le pic photoélectrique du photon de 1368 keV.
- Fig. 5 Comparaison du spectre thermique du nickel obtenu avec notre ancien spectromètre NaI fonctionnant en coïncidence (fig. 5a) et un détecteur Ge(Li) (figure 5b).
- Fig. 6 Variation de la résolution de notre compteur Ge(Li) en fonction de l'énergie des photons incidents.
- Fig. 7 Valeurs relatives du pic total (T), du pic correspondant à l'échappement d'un photon de 511 keV (P, premier) et de celui correspondant à l'échappement de deux photons de 511 keV (S, second).
- Fig. 8 Variation de l'efficacité d'un détecteur Ge(Li) de 10 mm d'épaisseur en fonction de l'énergie des rayons gamma.
- Fig. 9 Montage électronique des expériences effectuées à l'accélérateur linéaire.

Fig. .0 - Diagramme en temps de l'impulsion analysée.

- Fig. 11 Schéma de la chaîne multidimentionnelle.
- au spectre d'amplitude global.

- tal pour v = 1.

- l'axe des n.

Fig. 20 - Variation en fonction de v_0 des probabilités $P_r (v_m > v_p)$, $Pr (n_m < n_p)$ et $Pr (v_m > v_p, n_m < n_p)$ pour $v_m = 1,35$ et $n_p = 14$, et calcul de la

- 155 -

Fig. 12 - Principe d'analyse d'une raie gamma dans un spectre de capture.

Fig. 13 - Courbe de temps-de-vol d'une cible de platine naturel correspondant

Fig. 14 - Spectres d'amplitude de quelques résonances de spin $J^{T} = 1^{-}$ du noyau cible ¹⁹⁵ Pt. Les 6 transitions de 7920, 7564, 7234, 6783, 6561 et 6520 keV, aboutissant respectivement à l'état fondamental de ¹⁹⁶Pt et aux états excités à 356, 686, 1137, 1359 et 1400 keV, sont marquées d'une flèche. Les numéros des raies sont définis dans le tableau III.10. Fig. 15 - Variation des quantités $F(\rho)$ et $F(\rho) - \frac{1}{G} = \frac{\partial G}{\partial \rho}$ en fonction de ρ . Fig. 16 - Variation de var p en fonction de la taille de l'échantillon expérimen-

Fig. 17 - Distribution des largeurs radiatives partielles réduites $x_i = \Gamma_{\gamma i} / \overline{\Gamma}_{\gamma i}$ pour 66 transitions de ¹⁹⁵Pt + n. Nous avons également tracé les distributions en χ^2 à 1 et 2 degrés de liberté.

Fig. 18 - Déplacement en fonction de v_0 du nuage obtenu lors du tirage de Monte Carlo pour chaque valeur de v et constitué des points MAT (v_m, n_m) . Fig. 19 - Représentation d'un tirage de Monte Carlo dans un espace à 2 dimensions, constituées l'une par les valeurs de v_m , l'autre par celles de n_m. La tache dessinée sur cette figure fut obtenue pour $v_0 = 1,2$. Elle correspond à un tirage de 51696 échantillons mathématiques à partir d'une population théorique de 1000 éléments. On a représenté les courbes de niveau qui correspondent à un nombre d'échantillons supérieur à 10, 60, 300, 600 et 691 et également le sens du déplacement de la tache lorsque v_{o} croît. On a enfin tracé l'histogramme des valeurs de v_{m} , correspondant à la projection de la tache sur l'axe des v_m , ainsi que l'histogramme des valeurs de n_m, correspondant à la projection de la tache sur

meilleure estimation de v_0 à partir de l'espace à 2 dimensions rendant compte du tirage de Monte Carlo.

- Fig. 21 Variation de l'intensité moyenne relative de transitions de ¹⁹⁵Pt+n en fonction de l'énergie E_{vi} et comparaison avec les estimations théoriques de Blatt et Weisskopf (loi en E_{vi}^3) et de Axel (loi en E_{vi}^5).
- Fig. 22 Courbes d'interférence théoriques correspondant à 2 résonances situées à '2 et 19 eV et supposées de paramètres identiques. La courbe 1 représente le cas où l'interférence est négligée. Les courbes 2 et 3 sont obtenues en supposant le terme d'interférence (c'est-à-dire le produit des amplitudes $b_{\lambda f} b_{u f}$) de signe positif et négatif respectivement.
- Fig. 23 Courbes d'interférence relatives à la transition de 7920 keV, obtenues en faisant intervenir les 2 résonances situées à 12 et 19 eV. Les largeurs radiatives partielles sont respectivement égales à 14,6 et 3,2 meV. La courbe l représente le cas où l'interférence est négligée. Les courbes 2 et 3 sont obtenues en supposant l'interférence positive et négative.
- Fig. 24 Courbes d'interférence relatives à la transition de 7920 keV, calculées en tenant compte des 4 résonances situées à 12, 19, 67 et 68 eV. La courbe 1 correspond au cas où l'on néglige l'effet d'interférence. Les courbes 2, 3, 4 et 5 sont relatives aux séquences de coefficients (1,1,0,-1), (1,-1,0,-1), (1,1,0,1) et (1,-1,0,1).
- Fig. 25 Courbes d'interférence relatives à la transition de 7920 keV, calculées en faisant intervenir les 6 résonances situées à 12, 19, 67, 68, 111 et 120 eV. L'effet d'interférence est négligé dans le calcul de la courbe l. Les courbes 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 et 9 représentent les 8 cas possibles d'interférence, les séquences étant respectivement :

- courbe 9 : (1, -1, 0, -1, 1, 1)

- capture partielle.

- ¹⁹⁷Pt et ¹⁹⁹Pt.

- 157 -

- 2

les résonances à 12 et 19 eV étant supposées interférer négativement.

Fig. 26 - Adaptation des points expérimentaux relatifs à la transition de 7920 keV. La courbe 1 correspond au cas où l'on néglige l'effet d'interférence dans la relation (III,20) et où interviennent les 6 résonances à 12, 19, 67, 68, 111 et 120 eV. Les courbes 2 et 3 correspondent aux cas où seules les 2 résonances à 12 et 19 eV interviennent avec un terme d'interférence respectivement positif et négatif. La courbe 4 enfin comprend les 6 résonances du tableau III.6 avec les signes indiqués. Cette dernière fournit la meilleure adaptation des données expérimentales.

Fig. 27 - Adaptation des points expérimentaux relatifs à la transition de 6520 keV. Les courbes 1,2,3 et 4 ont la même signification que dans la fig. 26.

Fig. 28 - Spectre thermique d'un échantillon naturel de platine. Les énergies et les intensités des différentes raies sont données dans le tableau III.7. Fig. 29 - Schéma des états excités de Pt auquel conduit notre expérience de

Fig. 30 - Spectre des rayons gamma émis lors de la désintégration β de ¹⁹⁶Au. Fig. 31 ~ Schéma des états excités de Pt obtenus à partir de la désintégration β de Au. Les chiffres reportés sur la figure entre parenthèses représentent les intensités relatives des transitions y ; les valeurs de ft sont celles de la référence ¹⁷⁷⁾. Les niveaux marqués d'un astérisque apparaissent dans notre expérience de capture.

Fig. 32 - Schéma des premiers états excités de ¹⁹⁶Pt tel qu'il peut être établi à partir de notre expérience de capture et des désintégrations b de 196 Au. et ¹⁹⁶Ir. Les flèches droites + indiquent les états alimentés par la réaction (n, γ) , les flèches penchées de la droite vers la gauche \checkmark indiquent les états alimentés lors de la désintégration β^+ de ¹⁹⁶Au. les flèches penchées de la gauche vers la droite\indiquent les états alimentés lors de la désintégration β de ¹⁹⁶Ir.

Fig. 33 - Schémas des états excités des noyaux de nombre de masse impair ¹⁹³Pt.

- Fig. 34 Spectre de la résonance à 96 eV, appartenant à l'isotope cible 198 Pt.
- Fig. 35 Courbe de temps-de-vol d'une cible de tungstène naturel correspondant au spectre d'amplitude global.
- Fig. 36 Spectres d'amplitude de quelques résonances $J^{\pi} = 1$ et 0 du noyau cible 183,
- Fig. 37 Variation de la probabilité Pr ($v_m > v_p$, $n_m < n_p$) en fonction de v_o et calcul de la meilleure estimation de v_{\downarrow} .
- Fig. 38 Distribution de la soume des largeurs radiatives partielles des 2 transitions de 7413 et 7302 keV parvenant à l'état fondamental de ¹⁸⁴W et à son premier état excité situé à 111 keV.
- Fig. 39 Variation de l'intensité moyenne relative des transitions de ¹⁸³W+n en fonction de l'énergie E, et comparaison avec les estimations théoriques de Blatt et Weisskopf et de Axel.
- Fig. 40 Schéma des états excités de ¹⁸⁴ W auquel conduit l'expérience de capture radiative partielle induite par des neutrons de résonance.
- Fig. 41 Spectres de quelques résonances appartenant à des isotopes cibles du tungstène de nombres de masse pairs.
- Fig. 42 Schémas des états excités des isotopes ${}^{183}W$, ${}^{185}W$ et ${}^{187}W$.
- Fig. 43 Spectre thermique d'une cible de tungstène naturelle. Les énergies et les intensités des raies sont données dans le tableau IV.8.
- Fig. 44 Spectre thermique de l'or. (Cf. Tableau V.1).
- Fig. 45 Courbe de temps-de-vol correspondant à $E_{vi} > 3,5$ MeV (fig. 45a) et spectres de plusieurs résonances de ¹⁹⁷Au+n (fig. 45b).
- Fig. 46 Rapport des intensités de différentes raies dans le spectre de la résonance à 4,9 eV et dans le spectre thermique.
- Fig. 47 Schéma des états excités de ¹⁹⁸ Au auquel conduisent les spectres des résonances de Au+n et le spectre thermique.
- Fig. 48 Courbes d'interférence pour la transition de 6510 keV dans le cas où la capture directe est négligée ($a_f = 0$). Les 4 résonances à 4,9 eV ($J^{T} = 2$), 58 eV $(J^{\pi} = 1)$, 60 eV $(J^{\pi} = 2)$ et 78 eV $(J^{\pi} = 1)$ interviennent dans l'équation V,1 :

- figure 48. 132 eV (b) - (voir tableau V.6).
- capture.

- 159 -

- Courbe ! : l'interférence entre résonances de même spin est négligée. - courbe 2 : les 2 résonances à 4 et 60 eV interfèrent positivement. - courbe 3 ; les 2 résonances à 4 et 60 eV interfèrent négativement. - courbe 4 : les 2 résonances à 4 et 60, eV interfèrent positivement, les 2 résonances à 58 et 78 eV interfèrent positivement. - courbe 5 : les 2 ré onances à 4 et 60 eV interfèrent positivement, les 2 résonances à 58 et 78 eV interfèrent négativement. - courbe 6 : les 2 résonances à 4 et 60 eV interfèrent négativement, les 2 résonances à 58 et 78 eV interfèrent négativement. Fig. 49 - Courbes d'interférence capture potentielle - capture résonnante pour la transition de 6510 keV. L'interférence entre résonances est négligée dans la figure 49a et inclue dans la figure 49b. Fig. 50 - Adaptation des données expérimentales relatives à la transition de 6510 keV. Les courbes 1, 3 et 4 ont la même signification que dans la Fig. 51 - Adaptation des données expérimentales relatives à la transition de 6455 keV. Courbes 1, 3 et 4 : voir fig. 48. Fig. 52 - Adaptation des données expérimentales relatives à la transition de 6313 keV. Courbes 1, 3 et 4 : voir fig. 48. Fig. 53 - Adaptation des données expérimentales relatives à la transition de 6245 keV; courbes 1, 3 et 4 : voir fig. 48. Courbe CD : courbe 4 + capture directe de 1,5 m à 1 eV. Fig. 54 - Spectre thermique du cobalt (a) et spectre de la résonance $J^{\pi} = 4$ à Fig. 55 - Rapport des intensités de différentes raies dans le spectre de la résonance à 132 eV et dans le spectre thermique. Fig. 56 - Schéma des états excités de ⁶⁰Co obtenus à partir de nos expériences de

Fig. 57 - Comparaison de l'intensité réduite (Γ_{1}/E_{1}) des transitions émises dans la réaction (n, γ) et de l'intensité réduite (2J+1) θ_n des protons émis dans la réaction (d,p) pour les états finals $l_n = 1$ (fig.57a) et $l_n = 3$ (fig.57b). Pour chaque état final, nous avons tracé deux barres propor-

- Fig. 58 Adaptation des données expérimentales relatives à la transition de 7490 keV allant vers l'état fondamental de ⁶⁰Co. Les courbes l et 2 ont été calculées en négligeant la capture directe et en faisant intervenir respectivement la résonance à 132 eV et les 2 résonances de spins différents à 132 eV et -418 eV. La courbe 3 est obtenue en faisant interférer la capture directe et la résonance à 132 eV de façon positive $(a_f b_{\lambda f} > 0)$, $\sigma(\text{pot})$ étant pris égal à 10 mb à 1 eV, et en tenant compte de l'état lié. Les courbes 4 et 5 correspondent à des sections efficaces de 7 et 13 mb.
- Fig. 59 Variation de l'intensité relative des 2 transitions de 7490 et 7049 keV allant vers des états finals de ⁶⁰Co de spin 5⁺. La courbe 1 correspond à une interférence $a_f b_{\lambda f}$ positive et une section efficace potentielle de 9,5 mb, la courbe 2 à une interférence négative et une section efficace de 560 mb, les deux sections efficaces satisfaisant l'équation V,14.
- Fig. 60 Courbe de temps-de-vol d'une cible d'étain naturelle relative au spectre d'amplitude global.
- Fig. 61 Spectres de quelques résonances de l'étain.
- Fig. 62 Schémas des états excités de ¹¹³Sn, ¹¹⁷Sn, ¹¹⁹Sn et ¹²⁵Sn auxquels conduit notre expérience de capture.
- Fig. 63 Schémas des états excités de ¹¹⁸Sn et ¹²⁰Sn.



Fiq.1



۰.

Fig. 2



Fig. **3**

.

•

v









(4a)

Fig.5



+







Fig.9



Fig.10

Enregistrement



•

Lecture











Fig.14







Fig.18



.

Fig.19

.



Fig.20





٠

Fig.22







Fig.25**a**



Fig.25b

.







1

Fig.28



0-,1-

•

¹⁹⁵Pt+n







0+

3-











25.<u>6</u>17




Fig. 37





$$1 + \frac{1}{1 $

-

		1433
		1260
	<u></u>	1123
0*		1004
2*	۲ <u>۰ ــــــــــــــــــــــــــــــــــــ</u>	903









Fig.43









----- 6510 keV

.

1,2+ -

		2314	
	/	2 260	22/5
		2227	
		_	2187
		2172	
		2142	
		0.070	
		20/2	
		0.000	
		2000	1972
			10/ 6
		1930	1918
		1873	1010
		1828	0081
		1//8	
		1748	
		1683	
		1640	1660
		1615	1621
		1578	
0-		_1553	1533
ž٦		1510	
		1473	
3-		1426	
3-		1408	
		1366	
3-		1333	1313
		1289	
		1234	
3-		1203	
- -		1158	
2		1123	
		1095	
		1044	
37		1020	
3		985	
		960	
		917	
3-		866	
		834	
		799	
		750	1
		, 00	
3-		698	675
-		672	, , , ,
		0.52	•
3-	······································	574	
37		529	1
		492)
		454	
		404	
		404	I
		360)
	<u> </u>	342	2
		265	5
		235	5
		197	,
		55	5
2-			n
-	198 110	C C	,
	Δυ		
	79 -		

¹⁹⁷Au+n

Fig.47







Fig 49b

1











Fig.54a









Fig.57













