

T H E S E présentée
pour l'obtention
du
DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE
à
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

mention :

par M^{lle} Brigitte ROUSSIERE

Sujet de la thèse : Recherche des premiers états excités O^+ dans les noyaux
 ^{108}Cd et ^{106}Cd .

soutenu le 6 Mai 1981 devant la Commission composée de :

M	J.R. BRIAND	Président
M	F. BECK	examinateur
M	R. KLAPISCH	«
Mme	M. MEYER	«
Mme	J. SAUVAGE-LETESSIER	«
M		«
M		invité

T H E S E présentée
pour l'obtention
du
DIPLOME de DOCTEUR de 3e CYCLE
à
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
- Paris 6 -

spécialité : **PHYSIQUE NUCLEAIRE**

mention :

par M^{lle} **Brigitte ROUSSIERE**

Sujet de la thèse : Recherche des premiers états excités O^+ dans les noyaux
 ^{108}Cd et ^{106}Cd .

soutenu le **6 Mai 1981** devant la Commission composée de :

M J. R. BRIAND	Président
M F. BECK	examinateur
M R. KLAPISCH	«
Mme M. MEYER	«
Mme J. SAUVAGE-LETESSIER	«
M	«
M	invité

Résumé : Les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd ont été étudiés à partir de la désintégration β^+/EC des noyaux ^{108}In et ^{106}In , au séparateur isotopique Isocele II installé en ligne sur le synchrocyclotron d'Orsay. Les noyaux d'indium sont produits en bombardant une cible liquide d'étain par des protons ($E = 200 \text{ MeV}$) ou des ^3He ($E = 270 \text{ MeV}$). La comparaison des activités à saturation, mesurées avec et sans séparation suivant les masses, a permis de déterminer le temps de sortie des noyaux de la cible ainsi que le rendement du séparateur. Les schémas de niveaux des noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd ont été construits à partir des résultats des mesures suivantes : spectres directs γ et e^- , coïncidences $\gamma-\gamma-t$ et $\gamma-e^-t$. Dans le ^{108}Cd , le premier niveau excité 0^+ a été mis en évidence sans ambiguïté; ce 0^+ se désexcite préférentiellement vers le 2_2^+ et non vers le 2_1^+ comme c'est le cas dans les noyaux de Cd pair-pair voisins. Un état excité 0^+ est proposé dans le ^{106}Cd . Ces états n'ont pu être interprétés comme têtes de bande possédant une déformation différente de celle de l'état fondamental. Par contre, le modèle développé par G. Alaga (vibrateur + 2 trous de proton) ainsi que le model IBA2 de F. Iachello semblent capables de décrire les propriétés des niveaux de basse énergie. Enfin, les pourcentages d'alimentation de chacun des niveaux ainsi que les valeurs des logft correspondantes ont été calculés afin de discuter les valeurs possibles du spin des états isomériques des noyaux ^{108}In et ^{106}In .

Abstract : ^{108}Cd and ^{106}Cd nuclei have been studied from the β^+/EC decay of ^{108}In and ^{106}In using the Isocele II isotope separator working on-line with the Orsay synchrocyclotron. In order to produce indium nuclei, a molten tin target is irradiated by protons ($E = 200 \text{ MeV}$) or ^3He ($E = 270 \text{ MeV}$). The comparison of saturation activity measured after mass separation with the one measured before mass-separation has allowed us to determine the average delay-time of indium isotopes and the overall efficiency of the separator. Single γ rays, conversion electrons rays, $\gamma-\gamma-t$ and $\gamma-e^-t$ coincidence measurements have been performed to build level schemes of ^{108}Cd and ^{106}Cd . In ^{108}Cd , the first excited 0^+ state has been established unambiguously. This state preferably decays to

the 2_2^+ and not to the 2_1^+ as it does in the even-even neighbouring Cd nuclei. An excited 0^+ state is proposed in ^{106}Cd . These states could not be interpreted as headstate of collective band corresponding to a shape different from the ground state one. On the other hand, the model of G. Alaga (vibrator + two proton holes), as well as the IBA2 F. Iachello one seem to be able to describe the low-lying states properties. Finally, the feeding balance and the deduced log ft values have led us to discuss the possible values of the ^{108}In and ^{106}In isomeric state spins.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Madame J. SAUVAGE-LETESSTIER qui m'a accueillie dans le groupe de spectroscopie nucléaire, m'a proposé ce travail et m'a guidée au cours de sa réalisation par ses conseils et ses critiques, me faisant ainsi bénéficier de sa grande expérience.

Je remercie Monsieur le Professeur J.P. BRIAND d'avoir bien voulu présider le jury de cette thèse, ainsi que Monsieur F. BECK d'avoir accepté la tâche de rapporteur. Je suis également honorée de la présence de Monsieur R. KLAPISCH dans ce jury.

Que Madame M. MEYER soit assurée de toute ma reconnaissance pour les discussions que j'ai pu avoir avec elle, mais aussi pour les critiques constructives qu'elle a su m'apporter.

Les expériences qui font le sujet de ce mémoire ont été effectuées avec l'aide de Mesdames P. KILCHER, J. GENEVEY-RIVIER, J. TREHERNE, I. MARQUES et de Messieurs R. BERAUD, C. BOURGEOIS, A. PEGHAIRE et G. AUGER. Elles n'auraient pu avoir lieu sans l'efficacité de l'équipe d'Isocèle, en particulier de Messieurs J. OBERT, J.C. PUTEAUX, A. FERRÓ et J. FOURNET. Je remercie également les techniciens du synchrocyclotron, en particulier les conducteurs de cet accélérateur.

Je voudrais également remercier Madame M.G. DESTHULLIERS-PORQUET pour les discussions que j'ai eues avec elle lors de la rédaction de ce travail.

Je ne saurais oublier Monsieur G. ROGER pour l'étude du système de mise en ligne de la jonction Si(Li) ainsi que le personnel de l'atelier central pour la réalisation pratique de celui-ci.

Enfin, j'associe à ces remerciements Messieurs G. BRIEUGNE, F. PLANCHE et tout le personnel du service ARIEL, du secrétariat et du service impression-tirage qui, à des titres divers ont facilité mon travail et m'ont aidée jusqu'à son édition.

T A B L E D E S M A T I E R E S

- INTRODUCTION	1
- CHAPITRE I : TECHNIQUES EXPERIMENTALES	4
1. Le séparateur Isocèle II	4
2. Détection des électrons de conversion interne	7
3. Détection des rayonnements gammas	11
4. Acquisition des données	12
a) Principe de fonctionnement de CALI	12
b) Principe de fonctionnement du CI 32	12
c) Principe de fonctionnement de CORA	14
5. Traitement des données à ARIEL.	14
- CHAPITRE II : PRODUCTION DES ISOTOPES D'INDIUM A ISOCELE II	16
1. Rappel des résultats obtenus en $Ag + {}^3He$, $Sn + \alpha$ et $Sn + {}^3He$	16
2. Production des isotopes d'indium, séparés en masse, en $Sn + p$	18
3. Comparaison des productions séparées en $Sn + {}^3He$ et $Sn + p$	21
4. Production des isotopes d'indium, non séparés en masse, en $Sn + p$	23
5. Comparaison des productions obtenues en $Sn + p$ avec et sans séparation en masse	27
6. Hydrogénation et fluoruration de la source d'ions.	31
- CHAPITRE III : METHODES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX	34
1. Méthode de détermination des coefficients de conversion interne	34
2. Le noyau ${}^{108}Cd$	36
a) Spectres gammas et d'électrons de conversion	39
b) Schéma de niveaux du ${}^{108}Cd$	42

3.	Le noyau ^{106}Cd	52
	a) Spectres gammas et d'électrons de conversion	54
	b) Schéma de niveaux du ^{106}Cd	57
4.	Spins des états fondamentaux et isomériques des noyaux ^{106}In et ^{108}In	67
5.	Propriétés des niveaux de basse énergie dans les noyaux de cadmium	71
- CHAPITRE IV : DISCUSSION ET INTERPRETATION		75
1.	Discussion des propriétés des niveaux de basse énergie	75
2.	Modèles utilisés dans la région des cadmiums	78
	a) Image vibrationnelle	79
	b) Image rotationnelle	83
	c) Le modèle IBA	86
	d) Conclusion	95
3.	Prévisions théoriques concernant les valeurs des spins des états isomériques et fondamentaux des ^{108}In et ^{106}In	97
- CONCLUSION		101
- APPENDICE		104
A1	Calcul de productions séparées	104
	a) Pendant le temps de collection	104
	b) Pendant le temps de mesure	105
A2	Calcul de productions non séparées	106
	a) Pendant le temps d'irradiation	106
	. pour les noyaux de type A	106
	. pour les noyaux de type B'	107
	b) Pendant le temps d'attente	108
	. pour les noyaux de type A	108
	. pour les noyaux de type B'	108
	c) Pendant le temps de mesure	109
	. pour les noyaux de type A	109
	. pour les noyaux de type B'	110
A3	Influence du temps de sortie sur les productions à saturation	111
	a) Etude des phénomènes qui ont lieu dans la cible	112
	b) Etude de la collection de l'activité produite	113
- REFERENCES		114

INTRODUCTION

Nous allons présenter dans ce mémoire des résultats concernant les noyaux de cadmium de masses 108 et 106, notamment la position des premiers états excités 0^+ .

Les noyaux de cadmium font partie des noyaux de transition, c'est à dire situés entre les noyaux semi-magiques sphériques (Sn) et ceux plus déformés (Zr). Ainsi, n'ayant que deux protons de moins que les noyaux d'étain ($Z = 50$), ils se trouvent face à ces derniers, dans la même situation que les noyaux de mercure ($Z = 80$) par rapport à ceux de plomb ($Z = 82$). Or, dans le noyau ^{186}Hg , deux bandes de rotation ont été clairement mises en évidence (BER77) : la première construite sur le fondamental correspond à une petite déformation ($\beta_2 = -0.15$), la seconde sur le premier état excité 0^+ situé à 523 kev à une déformation plus grande ($\beta_2 = 0.25$). De plus, les courbes d'énergie potentielle calculées pour les isotopes de mercure et de cadmium (voir figure n° 1) présentent des similitudes. Excepté le ^{98}Cd qui est prévu sphérique et difficilement déformable (couche fermée en neutrons, $N = 50$), les noyaux de cadmium et de mercure apparaissent comme des noyaux mous et les courbes d'énergie potentielle présentent chacune deux minima, l'un oblate et l'autre prolate. Les noyaux de cadmium pair-pair sont attendus prolates dans leur état fondamental ; il était donc intéressant de rechercher si un état excité 0^+ correspondant à une forme oblate existait à relativement basse énergie dans les noyaux de cadmium, et en particulier dans ceux de masses 106 et 108.

Dans ce but, nous avons entrepris l'étude de la décroissance des noyaux d'indium de masses 106 et 108 auprès du séparateur Isocèle II. Nous cherchions à mettre en évidence, dans les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd , les transitions E0 désexcitant les premiers états excités 0^+ vers les fondamentaux (0^+). Celles-ci ne sont observables que par l'intermédiaire des électrons de conversion puisque les transitions γ correspondantes sont interdites. Les mesures nécessaires sont en général difficiles, c'est pourquoi nous nous sommes attachés à réaliser un dispositif permettant de détecter les électrons dans de bonnes conditions. Nous avons ainsi pu obtenir les spectres des électrons émis par les sources d'indium ; simultanément, nous avons détecté les rayonnements gammas et enregistré les événements en coïncidence (γ - γ -t et γ - e^- -t).

Les différentes techniques ainsi que les dispositifs expérimentaux utilisés seront décrits dans le premier chapitre. Préalablement aux mesures, nous avons dû effectuer des essais de cible, afin de déterminer les conditions expérimentales les plus favorables à l'étude de la désintégration $\text{In} \rightarrow \text{Cd}$;

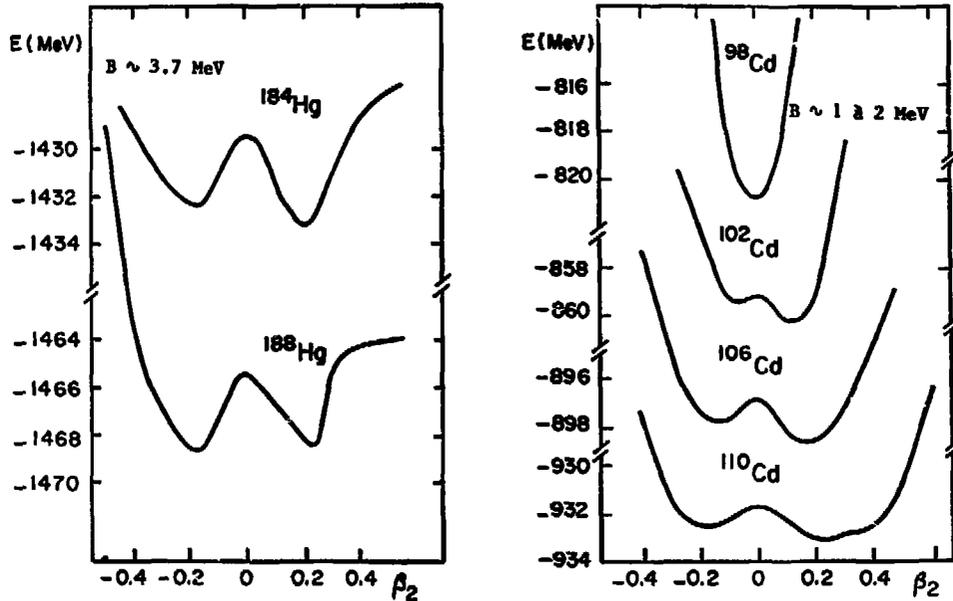


Figure 1 : Courbes d'énergie potentielle calculées à partir d'un calcul Hartree-Fock en utilisant une force d'interaction du type Skyrme, l'hypothèse de la symétrie axiale, un traitement du pairing dans lequel le gap Δ est pris constant. Un autre traitement du pairing ($G = \text{cste}$) diminue la barrière sphérique ($B = E$ (sphérique) - E (prolate)), mais ne change pas qualitativement les résultats (CAI 73, LET 79).

ceux-ci seront présentés dans le chapitre II.

Le chapitre III sera consacré, d'une part à la méthode de détermination des coefficients de conversion interne, d'autre part à la présentation des résultats expérimentaux, en particulier des schémas de niveaux obtenus et des valeurs possibles des spins des états isomériques des noyaux d'indium. L'ensemble des résultats sera discuté au cours du chapitre IV ; l'état 0^+ mis en évidence dans les ^{108}Cd et ^{106}Cd ne semblant pas identique à celui observé dans les noyaux de mercure (c'est à dire tête de bande avec une déformation différente de celle de l'état fondamental), nous analyserons les différents modèles théoriques utilisés dans la région des noyaux de cadmium afin d'en comprendre la nature. Enfin, nous tirerons les conclusions de ce travail.

CHAPITRE I : TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Grâce au séparateur isotopique Isocèle II, nous pouvons séparer les isotopes d'indium formés par réactions de spallation. Afin d'étudier les désintégrations ${}_{49}^A\text{In} \xrightarrow{\text{CE}/\beta^+} {}_{48}^A\text{Cd}$, nous avons utilisé, d'une part des dispositifs expérimentaux pour détecter les rayonnements gammas et les électrons de conversion interne, d'autre part le système d'acquisition de coïncidences multidimensionnelles réalisé par le Service Electronique Physique (SEL 76 - SEL 77) de l'Institut de Physique Nucléaire (IPN) d'Orsay, pour enregistrer les événements en coïncidence triparamétrique ($\gamma - \gamma - t$ et $\gamma - e^- - t$)

1. Le séparateur Isocèle II

Afin d'obtenir des noyaux d'indium, on irradie une cible d'étain fondu avec les faisceaux de protons, d'hélium 3 ou de particules alpha; délivrés par le Synchrocyclotron de l'IPN d'Orsay.

Les caractéristiques des faisceaux de particules chargées sont actuellement les suivantes : l'énergie maximum est de 200 MeV pour les protons et les particules α et de 270 MeV pour les ${}^3\text{He}$, l'intensité maximum du faisceau est de 2 μA pour les protons, de 1 μA pour les ${}^3\text{He}$ et pour les particules α .

Le faisceau est ajusté sur la cible dans le plan horizontal par un aimant A (cf figure 2) puis dans le plan vertical par un aimant auxiliaire. Les faisceaux d' ${}^3\text{He}$ et d' α sont arrêtés dans la cible, par contre celui de protons est piégé par un bloc (P) de calcaire, fer et béton situé derrière la source d'ions (S).

La cible d'étain est placée dans un creuset de graphite, à l'intérieur de la source d'ions du séparateur isotopique. Les noyaux d'indium formés dans la cible sortent de celle-ci par évaporation, sont ionisés dans un arc de décharge,

ISOCELE II

07-1980

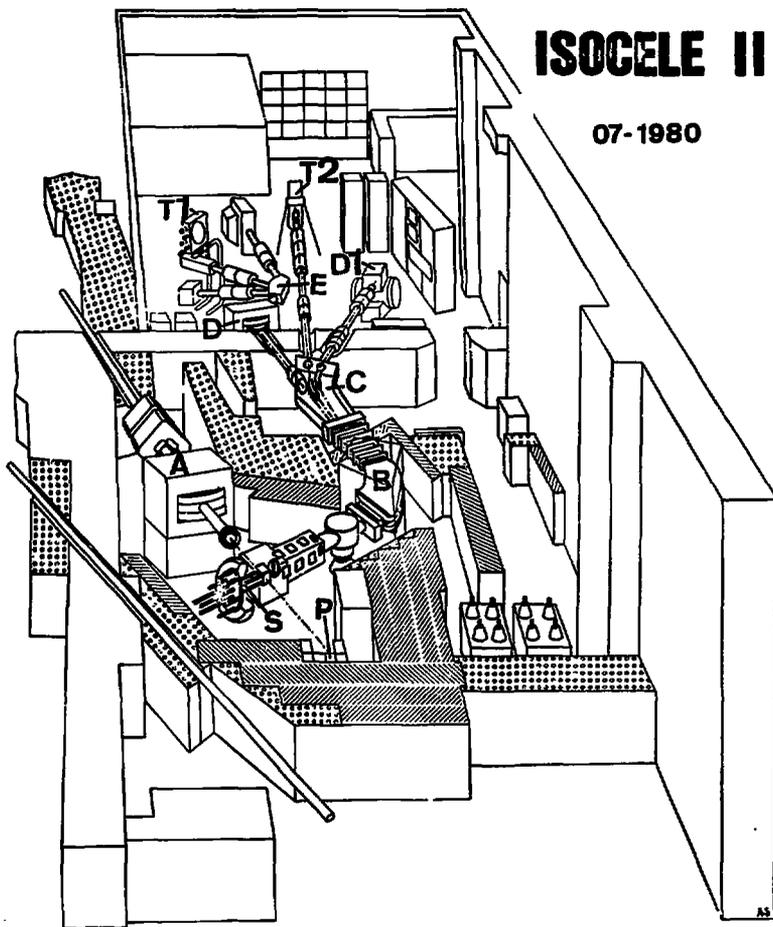


Figure 2 : Vue éclatée d'Isocèle.

A, B, D : aimants; C : collecteur; D1 : distributeur de pastilles; E : aiguillage; P : piège pour le faisceau de protons ; S : source d'ions; T1, T2 : transporteurs à bande.

puis extraits de la source d'ions par une différence de potentiel de 40 kV. Le faisceau d'ions d'indium obtenu est alors séparé en masse par un aimant (B) d'indice $n = 0,5$ et d'angle de déviation 75° . Les ions atteignent le collecteur (C) où il sont, soit arrêtés, soit aiguillés dans une des trois lignes de faisceau. Ainsi, nous avons la possibilité de faire simultanément des mesures sur trois masses différentes. Si le faisceau d'ions dans la ligne n° 1 est formé de noyaux de masse M , celui de la ligne n° 2 sera constitué de noyaux de masse $M' = M + \Delta M$ (ΔM vérifiant $\frac{\Delta M}{M} \gg 0,02$) et celui de la ligne n° 3 de noyaux de masse $M'' = M' + \Delta M'$ (avec $\frac{\Delta M'}{M'} \gg 0,02$), ce qui donne au mieux deux unités de masse d'écart entre les lignes voisines. Dans la ligne n° 1, le faisceau traverse ensuite un aimant (D) à champ uniforme d'angle de déviation 65° suivi d'un aiguillage (E) électrostatique qui permet de conduire ce faisceau à l'un des trois postes de mesure aménagés sur cette ligne. Dans les deux autres lignes, les faisceaux sont focalisés par des lentilles électrostatiques.

Les ions radioactifs sont collectés sur une bande de mylar aluminisé ou sur des pastilles. Les sources ainsi obtenues sont conduites devant les détecteurs par les transporteurs à bande (T1 et T2) ou le distributeur de pastilles (D1).

Les différents appareils de mesure disponibles à Isocèle II ont été conçus pour être montés indifféremment à tous les postes de mesure. Ainsi, lors de la première expérience que nous avons réalisée, les noyaux de masse 108 étaient étudiés sur la ligne n° 2 ; nous avons accouplé au dérouleur T2 le système de mise en ligne de la jonction Si (Li) à électrons et installé de part et d'autre de celui-ci deux détecteurs Ge (HP) pour la détection des rayonnements γ . Parallèlement, sur la ligne n° 1, nous cherchions à mettre en évidence l'indium de masse 102 ; pour ce faire, nous détectons les rayonnements γ émis par les sources grâce à une jonction coaxiale Ge (HP) et une jonction plansaire Si (Li) pour les très basses énergies ($5 \text{ keV} < E < 200 \text{ keV}$). Par contre, lors de la seconde expérience consacrée à l'étude

de la masse 106, nous avons monté, derrière le dérouleur à bande Tl de la ligne n° 1, la jonction Si (Li) à électrons et les deux détecteurs Ge (HP).

2. Détection des électrons de conversion interne

La mesure simultanée des électrons et des gammas émis lors de la décroissance radioactive d'un noyau donné, permet de déterminer les coefficients de conversion des différentes transitions et, en particulier, de mettre en évidence celle de multipolarité EO.

Pour détecter les électrons, nous avons utilisé une diode Si (Li), de 3 mm d'épaisseur et de 300 mm² de surface, refroidie à la température de l'azote liquide (77° K). A cette température, la résolution de la jonction doit être de 1.8 keV sur le pic d'électrons K (E = 624 keV) du ¹³⁷ Cs, dans les conditions idéales d'utilisation.

Au cours d'essais préliminaires, nous avons remarqué que les vibrations dues au fonctionnement du séparateur et de la pompe turbomoléculaire utilisée au voisinage de la jonction Si (Li) détérioraient la résolution de cette dernière. Il nous a donc fallu mettre au point un nouveau système de mise en ligne dont on trouvera le schéma sur la figure n° 3.

Les sources collectées sont transportées, par la bande, au point de mesure situé au centre du cube. Pendant l'expérience, la jonction Si (Li) se trouve en position haute, à environ un millimètre de la bande. Son système de fixation se compose d'un cylindre en duralumin qui enserme une tige de cuivre plongeant dans l'azote liquide. Ces deux matériaux (duralumin et cuivre) ont été choisis en fonction de leurs coefficients de dilatation cubique (K (Cu) = 2.910⁻⁵ et K (Dural)=3.710⁻⁵), lesquels permettent d'obtenir un bon refroidissement de la jonction. Pour protéger celle-ci, nous avons employé deux types d'isolants : électriques et mécaniques.

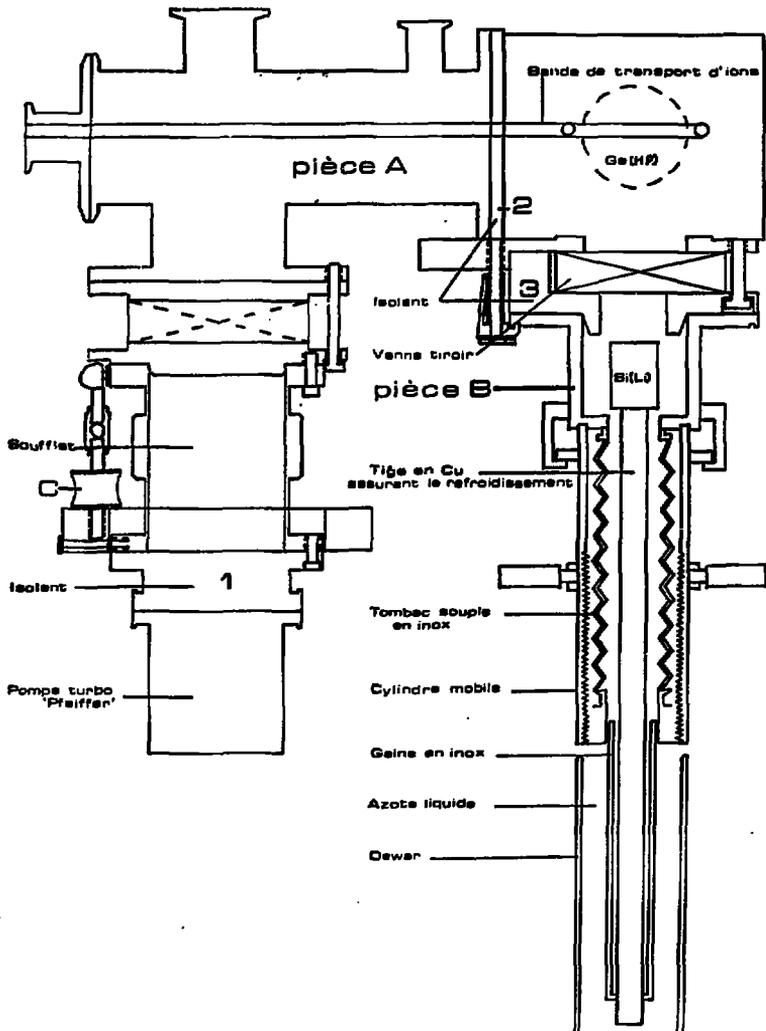


Figure 3 : Système de mise en ligne de la jonction à électrons.

Les isolants électriques (notés 1,2,3 sur la figure n° 3) sont situés respectivement entre la pompe turbomoléculaire et le raccord au dérouleur (pièce A) entre la pièce A et le cube et entre ce dernier et le dispositif de mise en place de la jonction (pièce B). Ils permettent de s'affranchir de la masse du séparateur et de celle du système de pompage. Ils rendent également les masses des pièces A et B, de la pompe turbomoléculaire et du cube indépendantes ; nous pouvons ainsi, en les reliant de manière adéquate, supprimer les parasites (engendrés lorsque l'une de ces pièces fait antenne).

Le soufflet, couplé à l'isolant 1 permet d'éliminer les vibrations dues à la pompe turbomoléculaire. De plus, une flasque a été placée entre l'isolant 1 et le soufflet afin d'éviter l'écrasement de ce dernier (l'élasticité de l'ensemble étant conservée par des tampons de caoutchouc (C)).

Le soufflet situé à l'intérieur de la pièce B, a pour rôle principal de permettre la montée et la descente de la jonction. Il amortit également les vibrations qui pourraient se transmettre à la jonction.

En cas d'incident nécessitant une entrée d'air pour intervenir sur le dérouleur, la vanne tiroir, située entre le cube et la pièce B, permet de maintenir la jonction refroidie sous vide, afin d'éviter de polluer la surface de cette dernière. Grâce à cette vanne, nous pouvons également, en cas de mauvais fonctionnement de la jonction, l'abaisser, la réchauffer et la démonter sans avoir à faire une entrée d'air dans tout le système, c'est à dire en continuant l'accumulation des coïncidences $\gamma - \gamma$.

Entre le soufflet et la pièce A, nous avons prévu d'ajouter une seconde vanne tiroir. Celle-ci permettrait d'arrêter le pompage en faisant une entrée d'air seulement au niveau de la pompe turbomoléculaire.

Nous avons également mis au point un porte-source à électrons, représenté sur la figure n° 4. Les sources étalons sont fixées sur le support (A) par une lame (B) vissée sur celui-ci. Le support est rendu solidaire d'une tige mobile qui permet

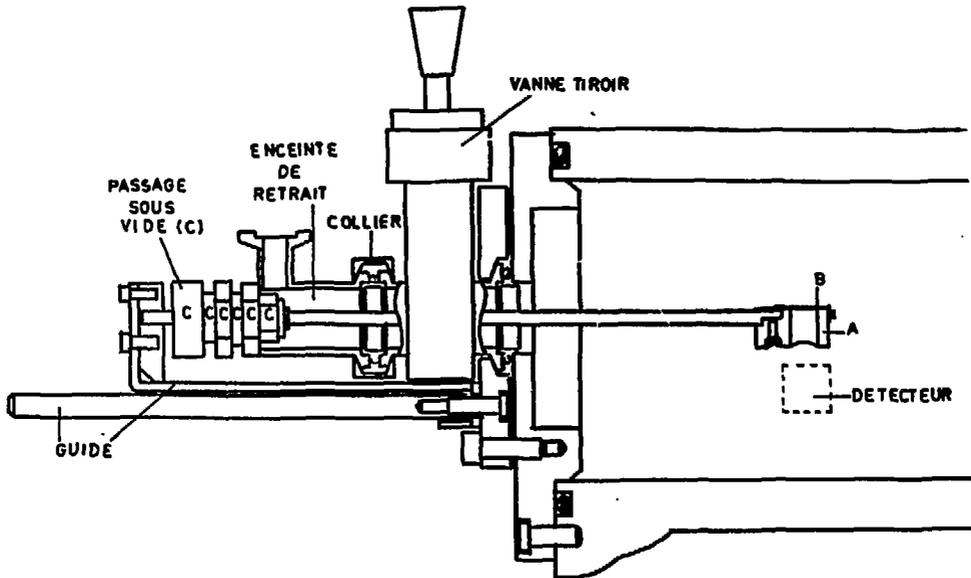


Figure 4 : Porte-source à électrons.

de transporter la source étalon en face du détecteur. Cette tige se déplace le long d'un guide, ainsi il est impossible de lui appliquer un mouvement de rotation au cours de son déplacement. Le passage sous vide assure l'étanchéité de l'ensemble. Quand les mesures nécessaires sont effectuées, nous faisons glisser la tige jusqu'à ce que le support de source se trouve dans l'enceinte de retrait (cette dernière est munie d'une prise de pompage permettant d'obtenir un vide primaire avant l'introduction des sources dans le cube). Cette position du porte-source permet de fermer la vanne tiroir, puis de le démonter au niveau du collier. Le porte-source à électrons et son sas permettent, à tout moment, en cours d'expérience, de s'assurer du bon fonctionnement de la jonction et d'étalonner celle-ci en énergie.

3. Détection des rayonnements gamma

Les rayonnements γ émis par les noyaux étudiés ont été détectés à l'aide de deux diodes coaxiales Ge (HP) dont l'efficacité, pour une énergie de 1.33 MeV, est de 12 %.

Les détecteurs γ sont placés de part et d'autre du cube. Les positions respectives des détecteurs γ et de la jonction Si (Li) permettent de mesurer simultanément des coïncidences $\gamma - \gamma$ - et $\gamma - e^-$. Les détecteurs ont été calibrés en énergie et en efficacité à l'aide de sources étalons, ^{152}Eu et ^{133}Ba , placées dans la même position que les sources utilisées pendant l'expérience. La résolution (1.8 keV) a été mesurée sur le pic de 1.33 MeV d'une autre source étalon, le ^{60}Co .

Afin de déterminer avec précision l'énergie des transitions des noyaux étudiés, nous avons effectué des étalonnages internes. Pour ce faire, on enregistre simultanément les raies émises par le noyau étudié et par une source étalon. Nous avons utilisé le ^{226}Ra qui émet des raies γ dans une gamme d'énergie allant de

186.2 Kev à 2447.7 keV. Les spectres γ sont enregistrés sur des analyseurs multicanaux (TRIDAC ou EM 96). Une liaison directe, entre ces derniers et l'ordinateur IBM 370/138, permet de mémoriser sur disques les spectres obtenus.

4. Acquisition des données

Nous présentons, sur la figure n° 5, le schéma du montage électronique d'acquisition utilisé à Isocèle. Il s'agit d'un montage classique de coïncidences lentes-rapides, permettant d'analyser les événements provenant de quatre détecteurs. Nous avons pu ainsi obtenir d'une part des spectres directs γ et e^- , et d'autre part des coïncidences $\gamma - \gamma - t$ et $\gamma - e^- - t$.

Ce montage se compose d'un dispositif à coïncidences rapides CALI (POU 76), d'un châssis d'interconnexion CI 32 et d'un corrélateur CORA (CAM 77).

a) Principe de fonctionnement de CALI

L'arrivée d'un signal de prise de temps sur l'une des voies d'entrée déclenche un monostable pour un temps $T/2$ (T étant la gamme choisie du CTA). A la fin de ce temps $T/2$, le registre de sortie met en mémoire l'état du registre d'entrée qui est alors comparé, grâce à une logique rapide, aux événements que nous avons choisis en début d'expérience. Si la réponse de la logique est négative, le registre d'entrée est remis à zéro. Par contre, une réponse positive entraînera deux conséquences : d'une part, les signaux rapides seront retardés et envoyés l'un vers le START, l'autre vers le STOP du CTA ; d'autre part, le code des voies qui se sont présentées pendant le temps $T/2$, ainsi qu'un ordre d'analyse seront transmis à CORA.

b) Principe de fonctionnement du CI 32

Un châssis CI 32 se compose de coupleurs d'entrée et de sortie, ainsi que d'un tiroir de commande qui gère l'acquisition des données.

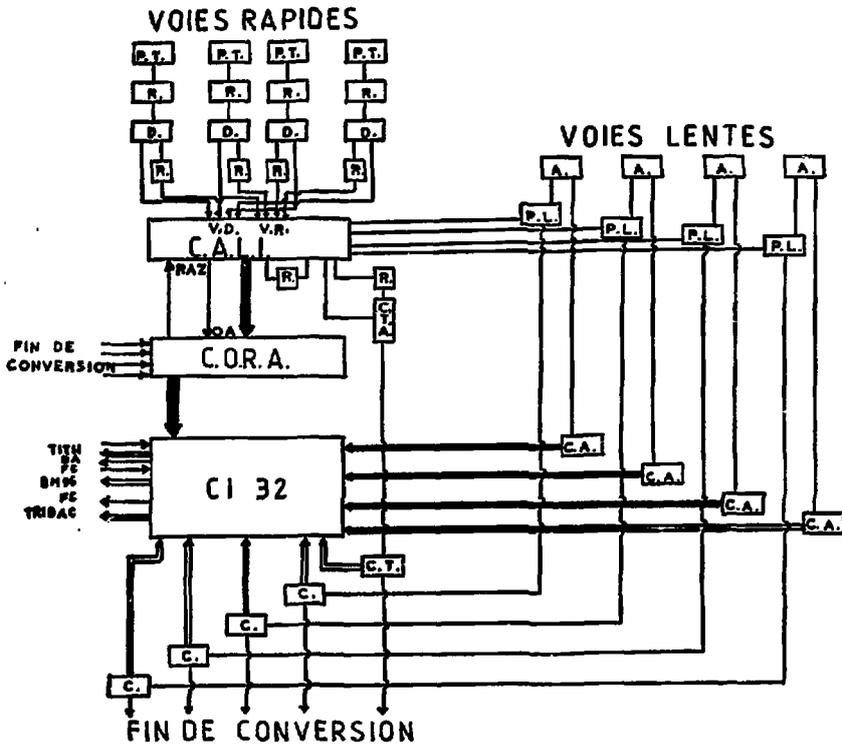


Figure 5 : Montage électronique d'acquisition utilisé à Isoçble.
 A : amplificateur; C : codeur corrélé; C.A. : codeur d'amplitude; C.T. : codeur-temps; C.T.A. : convertisseur temps amplitude; D. : distributeur; F.C. fin de cycle; O.A. : ordre d'analyse; P.L. porte linéaire; P.T. : prise de temps; R : retard; R.A.Z. : remise à zéro; V.D. : voie directe; V.R. : voie retardée.

Chaque codeur d'amplitude est associé à un coupleur d'entrée, chaque unité d'acquisition (BM 96, TRIDAC, système TITN) à un coupleur de sortie. Sur ce dernier est défini un groupe de sortie G.S..

En ce qui concerne l'acquisition des spectres directs, on choisit les G.S. sur les coupleurs d'entrée. Ces derniers reçoivent les informations de codage et conservent celles-ci dans une mémoire-tampon jusqu'à ce que le tiroir de commande les interroge et envoie les informations vers les coupleurs de sortie indiqués par les G.S. (c'est à dire vers la bonne unité d'acquisition). En ce qui concerne l'acquisition des événements corrélés, le groupe de sortie est indiqué par CORA au coupleur d'entrée.

c) Principe de fonctionnement de CORA

CORA est un corrélateur chargé de traiter la conversation entre les codeurs, les coupleurs d'entrée corrélés du CI 32 et CALI.

Il compare le code de l'événement donné par CALI aux présences des signaux de fin de conversion des codeurs correspondants. Si l'événement est accepté, CORA commande le chargement des coupleurs d'entrée, ainsi que celui du mot de tête qui permet d'identifier l'événement écrit sur la bande. Il permet également de constituer des spectres de contrôle dont nous pouvons définir les caractéristiques (dimension, nature de l'événement, emplacement dans la mémoire...) grâce à un jeu de 32 cellules.

5. Traitement des données à Ariel

Les spectres directs de rayonnements γ et d'électrons de conversion interne sont analysés en utilisant le programme SAMPO (ROU 69). C'est un programme de décomposition spectrale dans lequel nous pouvons définir un étalonnage en énergie et en efficacité ; ainsi le programme SAMPO permet de déterminer les énergies et les intensités des raies présentes dans un spectre.

Les événements de coïncidences $\gamma - \gamma - t$ et $\gamma - e^- - t$ sont stockés en vrac sur les bandes magnétiques du système TITN. Un événement donné est défini par quatre paramètres : le mot de tête définissant l'événement, l'énergie 1, l'énergie 2, le temps écoulé entre les signaux 1 et 2. Ces informations sont enregistrées sur la bande avec des mots de 32 bits et, comme chaque mot de 32 bits contient deux paramètres, il faudra deux mots de 32 bits pour définir un événement. Chaque bande (ou groupe de bandes) est ensuite classée par l'ordinateur, à l'aide de programmes spécifiques (MER 78), sur une zone bidimensionnelle de disque magnétique afin de constituer les matrices suivantes :

$$E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2} \quad \text{avec} \quad t_{12} < t_1$$

$$E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2} \quad \text{avec} \quad t_1 < t_{12} < t_2$$

$$E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2} \quad \text{avec} \quad t_{12} > t_2$$

$$E_{\gamma_1} \times E_{e^-} \quad \text{avec} \quad t'_1 < t'_{12} < t'_2$$

t_{12} et t'_{12} représentent les temps écoulés entre la détection des signaux γ_1 et γ_2 ou γ_1 et e^- ; les temps t_1 , t_2 , et t'_1 , t'_2 sont choisis de manière à différencier les coïncidences promptes de celles qui sont retardées. Une fois ces matrices constituées, on peut, à l'aide de programmes de dépouillement adaptés (MIRANDOL, MILFEU) tracer tous les spectres en coïncidence avec les transitions appartenant au noyau étudié. L'examen de ces spectres permet de décider si une raie est ou n'est pas en coïncidence avec la transition étudiée.

CHAPITRE II : PRODUCTION DES ISOTOPES D'INDIUM A ISOCELE II.

L'étude de la désintégration des noyaux d'indium n'avait jamais été réalisée à Isocele II. C'est pourquoi il a été nécessaire d'effectuer des essais de cible afin de déterminer le couple cible-projectile qui permettrait la production optimum de ces isotopes.

Tout d'abord, nous rappellerons les résultats qui avaient été obtenus soit avec une cible d'argent et un faisceau d' ^3He , soit avec une cible d'étain et des faisceaux de particules alphas ou d' ^3He .

Puis nous traiterons des essais effectués avec cette dernière cible et un faisceau de protons. Nous avons mesuré les productions à saturation des isotopes d'indium séparés en masse et celles des mêmes isotopes non séparés en masse, c'est-à-dire obtenues à partir d'une irradiation (ces dernières valeurs sont donc directement liées à la section efficace de la réaction). La comparaison des résultats de ces deux mesures nous a permis de déterminer le rendement du séparateur ainsi que le temps de sortie moyen des isotopes d'indium.

Enfin, l'introduction d'hydrogène ou de fluor dans la source d'ions a été expérimentée dans le but d'améliorer la production en facilitant la sortie des noyaux d'indium.

1. Rappel des résultats obtenus en $\text{Ag} + ^3\text{He}$, $\text{Sn} + \alpha$ et $\text{Sn} + ^3\text{He}$.

La première cible à avoir été étudiée est celle d'argent. Le but de cet essai était d'identifier les noyaux (X) produits dans la réaction $\text{Ag}(^3\text{He}, x p \gamma n)X$. On a pu constater que les noyaux ^{104}In et ^{106}In étaient formés. Aucune mesure quantitative n'a été faite sur la masse 106 ; celles effectuées sur la masse 104 ont montré que les différents noyaux formés sont

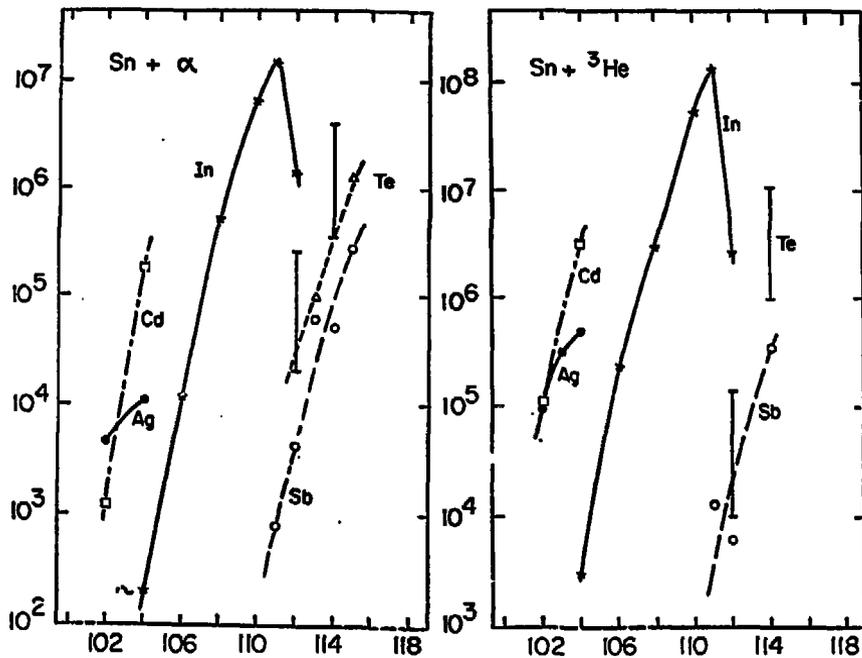


Figure 6: Courbes de production obtenues à partir des réactions $\text{Sn}(\alpha, \text{xpyn})$ et $\text{Sn}(^3\text{He}, \text{xpyn})$, l'intensité du faisceau de particules étant de 200 nA. L'ordonnée indique le nombre de noyaux formés par seconde, à saturation.

produits à raison de : $1.4 \cdot 10^3$ noyaux d'indium par seconde, $1.1 \cdot 10^7$ noyaux de cadmium par seconde et $3 \cdot 10^6$ noyaux d'argent par seconde (l'intensité du faisceau d' ^3He étant de 200nA).

Le taux de production des noyaux d'indium étant très faible, comparé à celui des noyaux d'argent et de cadmium, les rayonnements émis par chacun des éléments constitutifs de la source d'ions (creuset, anode, fente, etc ...) ont été détectés, immédiatement après l'essai. Les résultats ainsi obtenus ont montré que les noyaux d'indium n'étaient pas piégés dans la source d'ions.

Des mesures ont ensuite été effectuées avec une cible d'étain liquide. La figure n°6 représente les courbes de productions obtenues en utilisant comme projectile soit un faisceau de particules α , soit un faisceau d' ^3He . Nous pouvons remarquer que, dans les deux cas, les noyaux d'indium déficients en neutron sont peu produits et que, en employant des particules α , on obtient des productions dix fois plus faibles qu'avec un faisceau d' ^3He ; ceci est dû aux valeurs respectives des sections efficaces et des parcours utiles de ces deux projectiles dans la cible. Enfin, en comparant les résultats obtenus après une irradiation de feuilles d'étain, soit par des protons de 200 MeV, soit par des ^3He de 270 MeV, il a semblé que le meilleur couple "cible-projectile" devrait être une cible d'étain liquide et un faisceau de protons.

2. Production des isotopes d'indium, séparés en masse, en Sn+p

Une cible d'étain d'un volume de 1cm^3 est placée dans un creuset de graphite situé à l'intérieur de la source d'ions. Elle est bombardée par un faisceau de protons dont l'intensité a été fixée à 100nA. Les éléments formés lors de cette réaction sortent de la cible liquide, sont ionisés puis séparés.

L'activité ainsi produite est collectée sur la bande de mylar aluminisé du dérouleur de bande T2 pendant une durée déterminée (t_c), elle est ensuite transportée vers les détecteurs où elle est mesurée pendant un temps donné (t_m) ; ce cycle (collection, mesure) est répété plusieurs fois.

Les mesures ont été effectuées à l'aide de deux détecteurs germanium : le premier, planaire, sert à détecter les rayonnements X (sa résolution est égale à 0.5 keV pour une énergie de 60 keV) ; le second, coaxial, est utilisé pour la détection du rayonnement γ (sa résolution est égale à 1.8 keV pour une énergie de 1.33 MeV).

Nous voulons calculer le nombre de noyaux d'indium formés par seconde dans la cible en fonction des résultats de nos mesures. Pour ce faire, nous allons décrire les phénomènes qui interviennent entre la formation des radioéléments dans la cible et la détection des rayonnements γ émis. Cette analyse se décompose en quatre étapes : la première correspond à la formation et à l'extraction des noyaux d'indium, la seconde à la collection de ces derniers sur la bande, la troisième à leur transport jusqu'au poste de mesure, enfin la quatrième au comptage des gammas émis. Le détail des calculs nécessaires pour relier ces étapes entre elles est donné dans l'appendice (A.1).

En ce qui concerne la formation et l'extraction des noyaux d'indium, nous supposons que tous les noyaux d'indium formés dans la cible sont immédiatement évaporés de celle-ci et recueillis sur la bande. Ceci revient à négliger le temps de sortie des radioisotopes de la cible. Nous verrons ultérieurement que cette hypothèse n'est pas vérifiée. Cependant, comme toutes les expériences seront effectuées sur les noyaux extraits de la cible et non sur ceux formés dans la cible, il est nécessaire de faire cette hypothèse afin de calculer le nombre de noyaux "utilisables".

Pendant le temps de collection, nous devons tenir compte du nombre de noyaux recueillis sur la bande, et parmi eux de ceux qui se désintègrent. La variation du nombre de noyaux d'indium par unité de temps peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$(1) \quad \frac{dN_1(t)}{dt} = \phi - \lambda N_1(t)$$

dans laquelle $N_1(t)$ représente le nombre de noyaux d'indium présents à l'instant t , λ la probabilité de désintégration des isotopes considérés et ϕ le nombre de ces noyaux collectés par unité de temps.

En intégrant l'équation (1), nous déterminons le nombre de noyaux d'indium présents à la fin de la collection :

$$N_1(t_c) = \frac{\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_c})$$

Le temps nécessaire pour transporter les noyaux collectés sur la bande vers le poste de mesure est de 1.2s, il peut être considéré comme négligeable face aux durées des vies moyennes des radioéléments étudiés.

Nous pouvons évaluer le nombre des noyaux qui se désintègrent ($N(t_m)$) pendant le temps de comptage en fonction du nombre de ceux qui étaient présents au début de la mesure ($N_1(t_c)$). Ceux-ci ($N(t_m)$) seront également exprimés en fonction des résultats de nos mesures, c'est-à-dire du nombre de photons émis.

$$\text{Nous obtenons, d'une part } N(t_m) = N_1(t_c)(1 - e^{-\lambda t_m})$$

$$\text{et d'autre part } N(t_m) = \frac{S_\gamma (1 + T.M.)}{\epsilon_\gamma I_{n_c}}$$

S_γ représente le nombre de gammas d'énergie E_γ détectés pendant t_m , c'est-à-dire la surface du pic correspondant à l'énergie E_γ .

I est l'intensité absolue de la transition.

ξ_{γ} est l'efficacité absolue à l'énergie E_{γ} du détecteur utilisé.

T.M le temps mort du codeur d'amplitude relevé pendant la mesure, enfin n_c le nombre de cycles de la mesure.

Ayant déterminé $N(t_m)$ nous pouvons pour chaque masse A, calculer ϕ , le nombre de noyaux d'indium formés dans la cible grâce à la relation :

$$\phi = \frac{N(t_m) \lambda}{(1-e^{-\lambda t_c}) (1-e^{-\lambda t_m})}$$

3. Comparaison des productions séparées en Sn + ^3He et Sn+p

La figure n°7 représente les productions à saturation des noyaux d'indium obtenues à partir des couples cibles-projectiles suivants : Ag- ^3He , Sn- α , Sn- ^3He et Sn-p. En ce qui concerne les deux derniers couples, nous pouvons remarquer que les productions des masses légères ($A < 108$) sont très semblables, mais que, pour les masses plus lourdes, les productions obtenues avec un faisceau de protons sont nettement plus faibles que celles obtenues avec un faisceau d' ^3He : en particulier pour la masse 111, le rapport $\frac{\phi_{^3\text{He}}(^{111}\text{In})}{\phi_p(^{111}\text{In})}$ atteint la valeur 7.

Ces résultats infirment les prévisions faites lors des irradiations de feuilles d'étain. Les facteurs ayant le plus d'influence sur la formation des noyaux d'indium semblent donc être les énergies des projectiles utilisés, ainsi que les pertes d'énergie de ces derniers dans la cible. En effet, alors qu'un faisceau d' ^3He de 270 MeV est presque arrêté par une cible d'étain dont l'épaisseur est de 1cm, un faisceau de protons de 200 MeV ne perd que 70 MeV en traversant la même cible. La formation des noyaux les plus lourds ($A > 108$) nécessite moins d'énergie que celle des noyaux plus légers, puisque le nombre de nucléons à évaporer est plus faible, c'est pourquoi, pour les masses supérieures à 108, l'emploi d' ^3He est plus approprié que celui de protons.

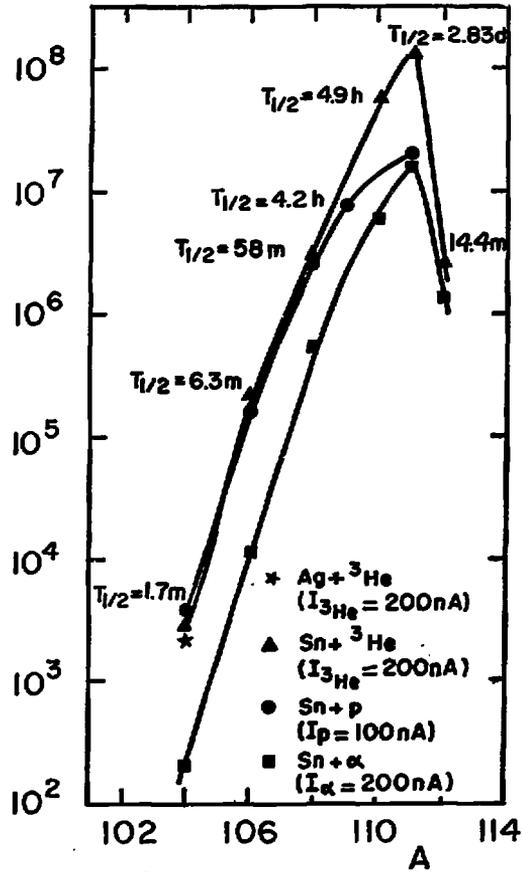


Figure 7 : Courbes de production des noyaux d'indium. L'ordonnée indique le nombre de noyaux formés par seconde, à saturation.

Par contre, pour étudier les masses légères ($A < 108$), il sera plus judicieux d'utiliser un faisceau de protons, puisque les intensités maxima des faisceaux de particules sont de $2 \mu\text{A}$ en proton et de $1 \mu\text{A}$ en ^3He .

4. Production des isotopes d'indium, non séparés en masse, en Sn + p

Nous avons irradié un petit pavé d'étain d'un volume de 1 cm^3 avec un faisceau de protons d'intensité 100 nA , pendant une durée déterminée (2 mn). Puis nous avons enregistré, à plusieurs reprises, le rayonnement gamma émis en une minute. Les premiers comptages ont permis de calculer les productions des noyaux formés ayant une vie moyenne courte, les suivants d'effectuer les mêmes calculs pour les noyaux dont la durée de vie est longue.

Ce calcul s'effectue en trois étapes : la première correspond à l'irradiation de la cible, la dernière à la mesure du rayonnement émis par les noyaux formés, quant à l'étape intermédiaire, elle est définie par sa durée, que l'on appellera temps d'attente. On trouvera en appendice (A.2) le détail du calcul de production. Dans la première étape, il y a formation de radioéléments, et ceci de deux manières différentes. Les noyaux d'étain de masses 108 et 109, ceux d'indium de masses 106, 108, 109, 110 et 111, ainsi que ceux d'antimoine de masses 114, 116 et 118, sont formés directement par l'interaction d'un proton incident et d'un noyau de la cible. Les noyaux d'indium de masses 108 et 109 sont également obtenus par la désintégration des étains de mêmes masses et de périodes 10.5 mn et 18 mn . Les valeurs concernant les noyaux formés directement porteront l'indice 1, celles concernant les noyaux produits par deux voies différentes, l'indice 2.

La variation du nombre de noyaux présents à l'instant t s'écrit sous la forme :

$$(1) \quad \frac{dN_1(t)}{dt} = \phi_1 - \lambda_1 N_1(t)$$

$$\text{ou } (2) \quad \frac{dN_2(t)}{dt} = \phi_2 + \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t)$$

$N(t)$ représente le nombre de noyaux présents à l'instant t , λ la probabilité de désintégration des noyaux étudiés, et ϕ le nombre de noyaux formés par seconde dans la cible ; dans l'équation (2) $\lambda_1 N_1(t)$ représente le nombre de noyaux formés par désintégration.

La résolution de ces deux équations permet de déterminer le nombre de noyaux formés après un temps d'irradiation donné (t_{irrad}) ; soit, pour les noyaux formés directement : $N_1(t_{\text{irrad}}) = \frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad}}})$ soit pour les noyaux produits par les deux voies décrites précédemment :

$$N_2(t_{\text{irrad}}) = \left[\frac{\lambda_1 \phi_2}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} - \frac{\phi_2}{\lambda_2} \right] e^{-\lambda_2 t_{\text{irrad}}} - \frac{\phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad}}} + \frac{\phi_1 + \phi_2}{\lambda_2}$$

Durant la seconde étape, tous les noyaux présents à la fin de l'irradiation se désintègrent ; la désintégration des états de masses 108 et 109 donnant naissance à de nouveaux noyaux d'indium de mêmes masses. Les équations décrivant ces processus sont les suivantes :

$$\frac{dN'_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N'_1(t) \quad \text{avec} \quad N'_1(0) = N_1(t_{\text{irrad}})$$

$$\text{ou} \quad \frac{dN'_2(t)}{dt} = \lambda_1 N_1(t_{\text{irrad}}) e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N'_2(t) \quad \text{avec} \quad N'_2(0) = N_2(t_{\text{irrad}})$$

$N'(t)$ représente le nombre de noyaux présents à l'instant t et $\lambda_1 N_1(t_{\text{irrad}}) e^{-\lambda_1 t}$ le nombre de noyaux formés par désintégration.

En intégrant ces deux équations, nous obtenons le nombre de noyaux présents après un temps d'attente donné (t_{att}) :

$$N'_1(t_{\text{att}}) = \frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad}}}) e^{-\lambda_1 t_{\text{att}}}$$

$$\text{ou} \quad N'_2(t_{\text{att}}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t_{\text{irrad}}) e^{-\lambda_1 t_{\text{att}}} + \left[N_2(t_{\text{irrad}}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t_{\text{irrad}}) \right] e^{-\lambda_2 t_{\text{att}}}$$

Nous pouvons exprimer le nombre de noyaux se désintégrant pendant le temps de comptage, d'une part en fonction de ceux qui étaient présents

au début de la mesure (et, pour les indiums de masses 108 et 109, de ceux qui se formeront pendant la mesure) et d'autre part en fonction du nombre de gammas détectés:

Nous obtenons alors d'une part, $N''_1(t_m) = N'_1(t_{att}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m})$

$$\text{ou } N''_2(t_m) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N'_1(t_{att}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m}) + \left[N'_2(t_{att}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N'_1(t_{att}) \right] (1 - e^{-\lambda_2 t_m})$$

$$\text{d'autre part, } N''_1(t_m) = \frac{S \gamma_1 (1 + T.M.)}{\epsilon_{\gamma_1} I_1} \mu_1$$

$$\text{ou } N''_2(t_m) = \frac{S \gamma_2 (1 + T.M.)}{\epsilon_{\gamma_2} I_2} \mu_2$$

S_γ représente la surface du pic correspondant à l'énergie E_γ , c'est à dire le nombre de photons d'énergie E_γ détectés pendant la mesure ;

ϵ_γ l'efficacité absolue, à l'énergie E_γ , du détecteur utilisé ;

I l'intensité absolue de la transition d'énergie E_γ ;

T.M. le temps mort du codeur relevé pendant le comptage ;

μ le facteur de correction dû à l'absorption des gammas par le pavé d'étain (c'est à dire le rapport du nombre de photons, d'énergie E_γ , détectés sans pavé d'étain, à celui de photons de même énergie détectés après la traversée d'un pavé d'étain de 1/2 cm d'épaisseur).

Ayant déterminé $N''_1(t_m)$ et $N''_2(t_m)$ en fonction du résultat de nos mesures, nous pouvons calculer le nombre de noyaux formés directement dans la cible (ϕ_1 ou ϕ_2). Pour ce faire, nous remplaçons $N'_{i,att}(t_{att})$ par leurs valeurs exprimées en fonction de ϕ_1 et de ϕ_2 , et nous obtenons :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{\lambda_1 N''_1(t_m)}{(1 - e^{-\lambda_1 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m}) e^{-\lambda_1 t_{att}}} \quad \text{ou} \\ \phi_2 &= \frac{\lambda_2 N''_2(t_m) - \frac{\lambda_2^2}{\lambda_2 - \lambda_1} N''_1(t_m)}{(1 - e^{-\lambda_2 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_2 t_m}) e^{-\lambda_2 t_{att}}} \\ &+ \frac{\lambda_1^2 N''_1(t_{att})}{(\lambda_2 - \lambda_1) (1 - e^{-\lambda_1 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m}) e^{-\lambda_1 t_{att}}} \end{aligned}$$

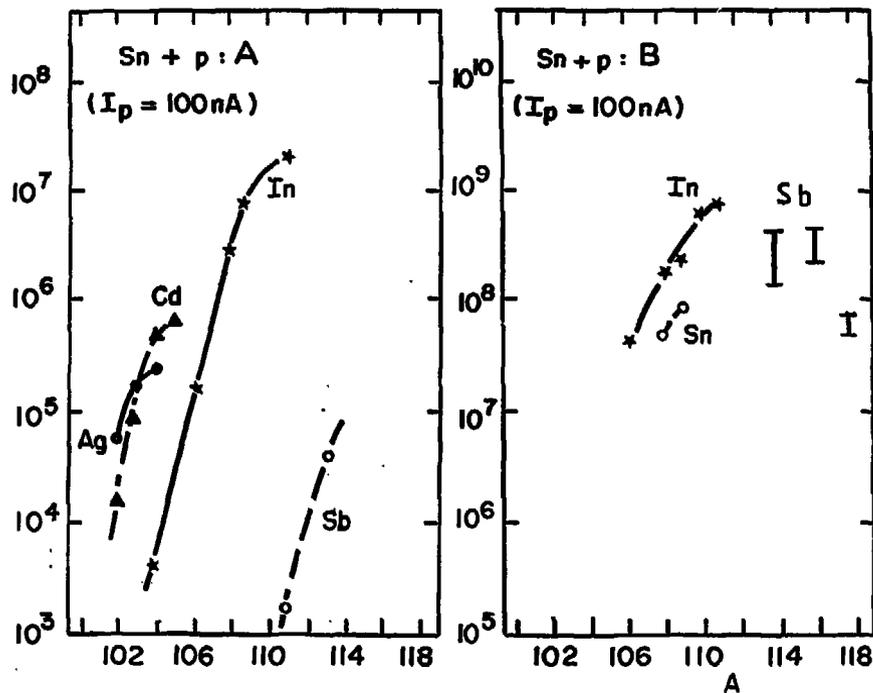


Figure 8 : Courbes de production obtenues à partir de la réaction $Sn(p, xpy)$. A : avec séparation en masse, B : sans séparation en masse. L'ordonnée indique le nombre de noyaux formés par seconde.

5. Comparaison des productions obtenues en Sn + p avec et sans séparation en masse

La figure n° 8 présente en parallèle les deux courbes de production obtenues en utilisant une cible d'étain et un faisceau de protons d'intensité 100nA. la courbe A correspond à la production calculée dans le cas où les noyaux ont été séparés suivant les masses, la courbe B à celle calculée à partir de l'irradiation, c'est à dire sans séparation en masse donc directement liée à la section efficace.

La comparaison des courbes A et B nous permet de constater que, en ce qui concerne les noyaux d'indium, les valeurs de la production séparée sont plus de cent fois plus faibles que celles correspondant à l'irradiation. On note aussi que la pente de la courbe A est plus forte que celle de la courbe B.

Comme nous l'avons exposé précédemment (cf § 2 et 4), les conditions expérimentales qui ont permis d'obtenir les courbes A et B étaient elles-mêmes différentes. En effet, pour obtenir la production séparée (situation correspondant à la courbe A), il faut d'abord irradier la cible (situation correspondant à la courbe B), puis extraire les atomes formés, les ioniser et les séparer en masse.

Le phénomène correspondant à l'extraction des ions de la cible avait été étudié en observant la décroissance de l'activité après l'arrêt du faisceau (CAR 76). Dans le cas de cibles liquides, entre l'instant de formation des radioéléments et celui de leur sortie de la cible, s'écoule un certain temps (dit temps de sortie) dû à la diffusion des noyaux vers la surface et à leur évaporation. L'activité mesurée après l'arrêt du faisceau, à un instant t donné s'écrit sous la forme suivante :

$$A(t) = A_0 e^{-(\lambda+k)t}$$

A_0 étant l'activité mesurée avant la coupure du faisceau

λ la probabilité de désintégration du noyau considéré

k une constante reliée au temps de sortie, $k = \frac{\log 2}{T_s 1/2}$

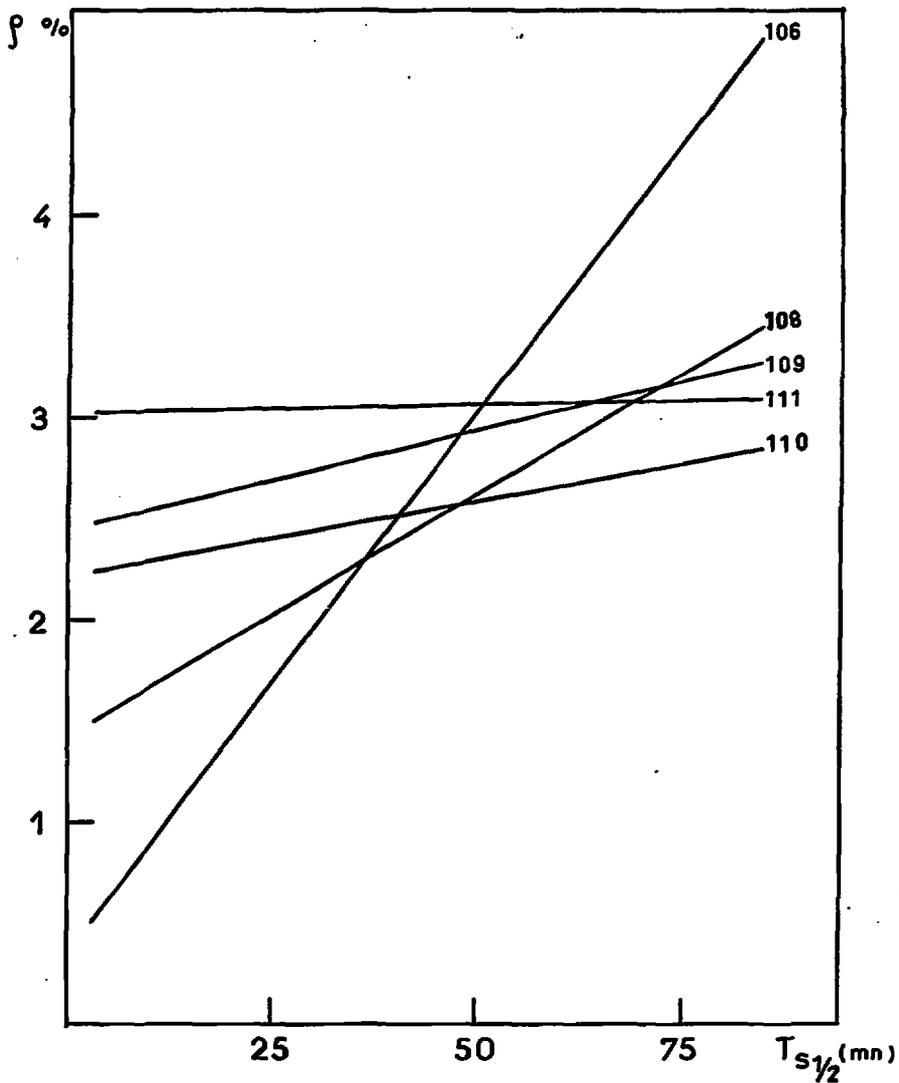


Figure 9 : Evolution du rendement en fonction du temps de sortie pour les isotopes 106, 108, 109, 110 et 111 d'indium .

Une fois extraits de la cible, les atomes sont ionisés. Nous définirons le rendement du séparateur ρ par le rapport du nombre d'ions qui arrivent sur la bande par seconde à celui des atomes extraits de la cible. Le temps de sortie des noyaux d'indium de la cible ainsi que le rendement du séparateur n'ont jamais été mesurés. Il nous a donc semblé intéressant de les déterminer.

Nous ferons les hypothèses suivantes : à tous les noyaux d'indium (quel que soit leur nombre de masse A) correspondra le même rendement ρ et la même valeur du temps de sortie. Nous définirons ainsi un temps de sortie moyen. Les calculs permettant de relier les valeurs ϕ et $\phi_{(1)}$ ou $\phi_{(2)}$ correspondant respectivement aux productions avec et sans séparation sont présentés en appendice (A.3). Le résultat obtenu s'énonce de la manière suivante :

$$\phi = \frac{k}{\lambda + k} \rho \phi_{(1)} \text{ ou } \phi_{(2)}$$

Une écriture équivalente de cette expression est :

$$\rho = \frac{\phi}{\phi_{(1)} \text{ ou } \phi_{(2)}} \frac{\lambda + k}{k}$$

et en remplaçant λ et k par leurs valeurs en fonction de $T_{1/2}$ et $T_{s1/2}$

$$\rho = \frac{\phi}{\phi_{(1)} \text{ ou } \phi_{(2)}} \left(\frac{T_{s1/2}}{T_{1/2}} + 1 \right) \quad (1)$$

Ainsi la détermination de ρ et celle de $T_{s1/2}$ sont liées.

Sur la figure n° 9, nous avons tracé les droites $\rho = f(T_{s1/2})$ définies en (1) pour chaque masse 106, 108, 109, 110 et 111. Nous constatons que les résultats sont les moins dispersés pour les valeurs suivantes $T_{s1/2} = 50$ mn et $\rho \sim 3\%$.

Une autre présentation graphique de ces résultats est donnée par la figure n° 10, sur laquelle nous avons porté la courbe de production séparée (courbe A) et celles tracées à partir des valeurs $\phi'_{\text{calc.}}$. Les valeurs $\phi'_{\text{calc.}}$ sont déterminées à partir de celles de la production non séparée, de la manière suivante. Nous fixons la valeur de $T_{s1/2}$ (1 mn, 50 mn, 90 mn). La figure n° 9 nous donne

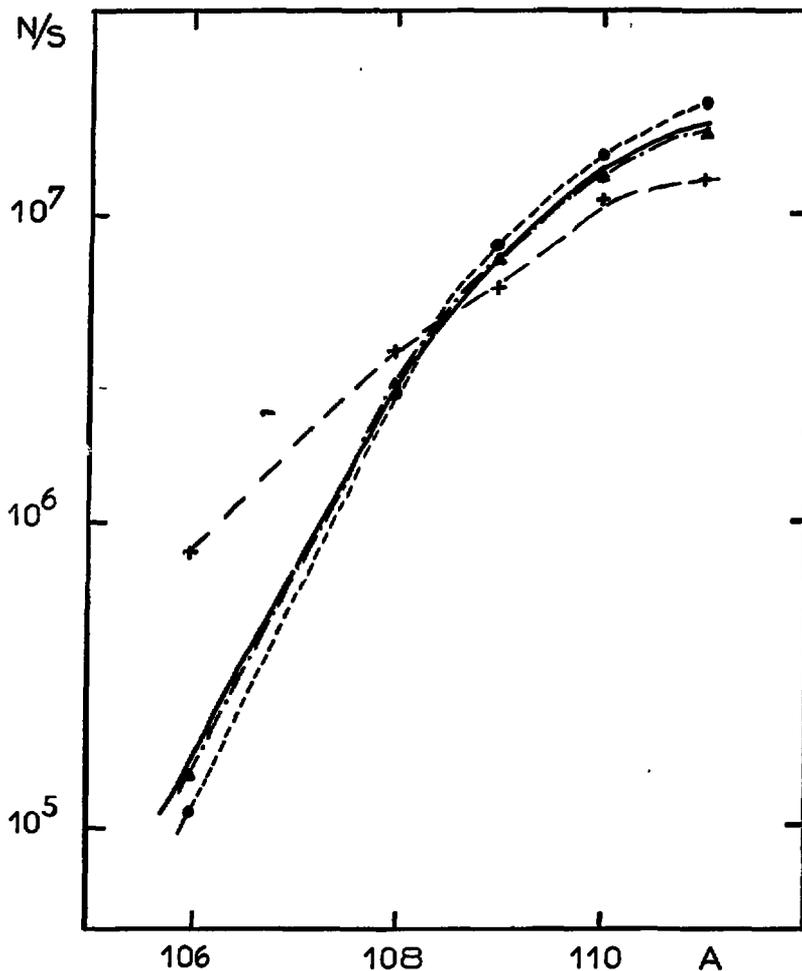


Figure 10 : Comparaison entre la production séparée des noyaux d'indium et celle non séparée, corrigée du temps de sortie et du rendement
 ——— courbe expérimentale, + ——— $\phi'_{\text{calc.}} T_{S1/2} = 1 \text{ mn}$ et $\bar{\rho} = 2.03 \text{ Z}$
 Δ — · — Δ $\phi'_{\text{calc.}} T_{S1/2} = 50 \text{ mn}$ et $\bar{\rho} = 2.97 \text{ Z}$, ● — — ● $\phi'_{\text{calc.}} T_{S1/2} = 90 \text{ mn}$ et $\bar{\rho} = 3.83 \text{ Z}$.

les valeurs des rendements définis par T_s 1/2 pour chaque masse A (106, 108, 109, 110, 111). Nous calculons alors la moyenne $\bar{\xi}$ de ces cinq valeurs et la valeur de ϕ'_{calc} par l'expression $\bar{\xi} \phi(1)$ ou (2) $\frac{k}{\lambda+k}$. La courbe calculée qui approche le mieux la courbe expérimentale est celle définie par T_s 1/2 = 50 mn et $\bar{\xi} = 2.97 \%$.

La vérification expérimentale de ces résultats est très difficile. En effet, une mesure du temps de sortie n'est pas réalisable; elle durerait trop longtemps (au minimum 2h) pour que les conditions à l'intérieur de la cible n'aient pas changé (la température notamment), en comparaison de ce qu'elles étaient avant la coupure du faisceau.

La valeur calculée pour le temps de sortie peut paraître étonnamment élevée comparée à celles des vies moyennes des noyaux d'indium de masses 106, 104, 102 (respectivement égales à 6.3', 1.6' et 24s). Pour tester la crédibilité de ce résultat, nous avons extrapolé la courbe de production non séparée (figure 8.b) afin de déterminer les valeurs maximales correspondant aux noyaux ^{104}In et ^{102}In . En corrigeant ces valeurs de l'influence du temps de sortie et de celle du rendement du séparateur, nous avons calculé les valeurs maximales des productions séparées : pour la masse 104, nous trouvons $\phi'_{\text{calc}} \sim 5.10^3$ noyaux/s, c'est-à-dire une valeur en très bon accord avec celle déterminée à partir des données expérimentales; pour la masse 102, nous trouvons $\phi'_{\text{calc}} \sim 2.10^2$, cette valeur, d'une part, est en accord avec une extrapolation de la courbe 8.A, d'autre part, elle conduit, compte tenu des temps de collection et de mesure choisis lors de l'expérience, à quelques $\gamma (< 5)$ enregistrés sur le spectre. Ce dernier point permet de comprendre pourquoi les ^{102}In n'ont pas été observés.

Un autre moyen de tester ce calcul serait d'extraire de la même manière le temps de sortie moyen et le rendement de la comparaison de deux courbes de productions séparées et non séparées, mais pour des noyaux dont le temps de sortie a déjà été mesuré (par exemple, sur les mercures produits par la réaction $\text{Au}(p, xn)$ Hg (CAR 76).

6. Hydrogénation et fluoruration de la source d'ions

Les noyaux de ^{104}Cd sont beaucoup plus produits que ceux d' ^{104}In (cf figure n°6). Ceci s'explique en partie par les températures d'évaporation (égales à 765°C pour le cadmium et 2080°C pour l'indium), lesquelles rendent la sortie des noyaux de cadmium plus facile que celle des indiums. Il serait donc intéressant

de trouver un moyen de favoriser la sortie des noyaux d'indium tout en piégeant ceux de cadmium dans la source d'ions. Dans ce but, nous avons étudié les effets de l'introduction d'hydrogène et de tétrafluorure de carbone (CF₄) dans la source d'ions.

Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans le tableau n° 1.

	ϕ avant H et CF ₄	ϕ_H Après H	ϕ_{CF_4} Après CF ₄	ϕ_H / ϕ	ϕ_{CF_4} / ϕ
¹⁰⁴ Ag	4.7 10 ⁵	8 10 ⁵	4 10 ⁵	1.7	0.85
¹⁰⁴ Cd	2.4 10 ⁶	3.8 10 ⁶	3.5 10 ⁶	1.58	1.45
¹⁰⁴ In	1.5 10 ³	2.3 10 ³	9.9 10 ³	1.53	6.6

Tableau n° 1 : Effet sur les productions de l'introduction d'hydrogène et de fluor dans la source d'ions.

Nous constatons que l'introduction d'hydrogène dans la source d'ions favorise la sortie de tous les radioéléments, probablement en réduisant la couche d'oxyde formée à la surface de la cible. Par contre, la présence de fluor limite la sortie des noyaux d'argent, augmente très légèrement celle des noyaux de cadmium et favorise (augmentation d'un facteur 6.6) celle des noyaux d'indium. Nous voulions également savoir si, en introduisant du fluor dans la source, on observait l'indium sous forme de fluorure InF⁺. Cette idée avait été suggérée par les résultats obtenus sur des cibles de lanthane et de cerium à partir desquelles on produisait les isotopes de baryum, cerium et xénon et en grande quantité les ions BaF⁺. En ce qui concerne les ions InF⁺, ils ont effectivement été observés, mais en quantité trop

faible pour permettre des études de spectroscopie.

Après cet essai de cible, nous avons constaté que l'introduction de fluor s'était accompagnée de projections d'étain de la cible dans toute la source d'ions ; ceci rend le procédé de fluoruration difficilement utilisable pendant les expériences de longue durée, bien qu'il favorise la sortie des noyaux d'indium.

CHAPITRE III : METHODES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Lors de la première expérience réalisée dans le but d'étudier le noyau ^{108}Cd , nous nous étions intéressés parallèlement à la masse 102 afin de mettre en évidence les raies γ provenant de la désintégration $^{102}\text{In} \xrightarrow{\text{CE}/\beta^+} ^{102}\text{Cd}$. Au cours de la réaction $\text{Sn} (^3\text{He}, \text{xpy}) ^{102}\text{X}$, seuls les noyaux d'argent et de cadmium sont produits ; en effet, nous n'avons pas observé de raies γ qui auraient pu appartenir à ^{102}In . Plus récemment, une expérience effectuée au CEV de Grenoble à partir de la réaction $^{92}\text{Mo} + ^{14}\text{N} (E(^{14}\text{N}) = 86 \text{ MeV})$ a permis à R. Béraud et à ses collaborateurs de mettre en évidence ^{102}In ainsi que d'en mesurer la période $24 \pm 4\text{s}$ (BER 81).

Au cours de cette expérience, nous étudions également la désintégration $^{108}\text{In} \xrightarrow{\text{CE}/\beta^+} ^{108}\text{Cd}$. Nous avons ensuite effectué une seconde expérience portant sur l'étude de la décroissance $^{106}\text{In} \xrightarrow{\text{CE}/\beta^+} ^{106}\text{Cd}$. Dans les deux cas, nous avons mesuré les spectres directs gammas et électrons ainsi que les coïncidences $\gamma - \gamma - t$ et $\gamma - e^- - t$. Nous avons analysé les spectres directs à l'aide du programme SAMPO, afin de déterminer les énergies et les intensités des transitions. Puis, nous avons effectué le dépouillement des coïncidences $\gamma - \gamma - t$ et $\gamma - e^- - t$, ce qui nous a permis d'établir les schémas de niveaux des noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd . Préalablement, il nous fallait calculer les coefficients de conversion interne afin de déterminer les multiplicités des transitions. Ainsi, nous avons pu attribuer des valeurs aux spins de certains niveaux des schémas. Après avoir calculé les alimentations de tous les niveaux, nous avons tenté de déterminer les spins des indiums de masses 108 et 106. Enfin, il nous a semblé intéressant de comparer non seulement les énergies mais également les probabilités de transition des niveaux des ^{108}Cd et ^{106}Cd à ceux des cadmiums pair-pair voisins.

1. Méthode de détermination des coefficients de conversion interne

Quand un noyau est formé dans un état excité d'énergie E et si l'énergie E est trop faible pour permettre l'émission de particules, alors il se désexcite soit

par transitions électromagnétiques, c'est à dire émission d'un rayonnement γ d'énergie E et de moment angulaire L (dans le cas de multipolarité pure), soit par conversion interne, c'est à dire éjection d'un électron orbital d'énergie E - B (B étant l'énergie de liaison de l'électron). Ces deux phénomènes sont compétitifs ; le rapport du nombre d'e⁻ au nombre de γ émis entre deux états nucléaires définit le coefficient de conversion (α). De nombreux calculs de coefficients de conversion interne ont été effectués (ROS 65). Le noyau est tout d'abord considéré comme ponctuel, il définit simplement la forme du champ électromagnétique et α dépend de l'énergie de la transition γ , de la multipolarité de celle-ci et de la fonction d'onde de l'électron. On tient compte ensuite de la dimension finie du noyau qui engendre deux types d'effets : statique et dynamique. En ce qui concerne le premier, la fonction d'onde de l'électron est perturbée par la distribution de charge à l'intérieur du noyau, les valeurs $\alpha(M I)$ sont inférieures à ce qu'elles étaient dans l'hypothèse du noyau ponctuel ; cette diminution des $\alpha(M I)$ dépend de la charge du noyau : elle est, négligeable pour les noyaux avec $Z \leq 50$, d'un facteur 0.5 pour les noyaux $Z \approx 100$. Les effets dynamiques sont dus à la pénétration de l'électron à l'intérieur du noyau ; ils sont responsables des déviations des α (par rapport aux valeurs calculées en tenant compte des effets statiques de la pénétration) ainsi que des transitions E0 ; celles-ci ne peuvent avoir lieu qu'entre deux états nucléaires de même parité et de même spin.

Expérimentalement, nous avons enregistré simultanément les spectres de γ et d'e⁻, émis lors de la désexcitation des noyaux de cadmium. Afin de calculer les coefficients de conversion partielle α_K nous devons normaliser entre eux ces deux spectres. Pour déterminer le facteur de normalisation N, nous avons utilisé la transition E2 pure $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de chaque noyau (¹⁰⁸Cd et ¹⁰⁶Cd) :

$$N = \alpha_K^{th} (E2 ; E_\gamma (2_1^+ \rightarrow 0_1^+)) \times \frac{S_\gamma / E_\gamma}{S(e^-K) / E_{e^-K}}$$

avec : $\alpha_K^{th} (E2 ; E_\gamma (2_1^+ \rightarrow 0_1^+))$: coefficient théorique de conversion de la transition E2 issu des tables de Hager et Seltzer (HAG 68)

- S_{γ} : surface du pic γ d'énergie E_{γ} ($2\frac{1}{2} \rightarrow 0\frac{1}{2}$)
 ϵ_{γ} : efficacité à l'énergie E_{γ} ($2\frac{1}{2} \rightarrow 0\frac{1}{2}$) du détecteur utilisé
 $S(e^{-}K)$: surface du pic d'électron K à l'énergie $E_K = E_{\gamma} (2\frac{1}{2} \rightarrow 0\frac{1}{2}) - B_K$
 où B_K est l'énergie de liaison de l'électron K
 $\epsilon_{e^{-}K}$: efficacité de la jonction Si (Li), celle-ci est égale à 1 pour $E < 2MeV$.

Nous pouvons alors déterminer les valeurs expérimentales des coefficients de conversion des transitions étudiées, en calculant :

$$\alpha_K^{exp} = N \times \frac{S(e^{-}K)}{S_{\gamma} / \epsilon_{\gamma}}$$

En comparant les α_K^{exp} aux valeurs théoriques, nous pouvons déterminer les multipolarités ainsi que les rapports de mélange. Supposons que nous ayons trouvé un α_K^{exp} tel que $\alpha_K^{th}(E2) < \alpha_K^{exp} < \alpha_K^{th}(M1)$, nous pouvons alors calculer le rapport de mélange des multipolarités E2 et M1 pour cette transition, défini par

$$\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right) = \frac{I(E2)}{I(M1)}$$

En effet, nous pouvons écrire :

$$I \alpha_K^{exp} = I(M1) \alpha_K^{th}(M1) + I(E2) \alpha_K^{th}(E2) \quad (1)$$

expression dans laquelle $I(M1)$ et $I(E2)$ représentent les contributions respectives de E2 et de M1 dans la transition d'énergie E_{γ} et d'intensité I .

$$\text{or } \frac{I(E2)}{I(M1)} = \delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right) \text{ et } \frac{I}{I(M1)} = 1 + \delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)$$

donc en divisant (1) par $I(M1)$ nous obtenons

$$(1 + \delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)) \alpha_K^{exp} = \alpha_K^{th}(M1) + \alpha_K^{th}(E2) \cdot \delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)$$

ce qui donne
$$\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right) = \frac{\alpha_K^{th}(M1) - \alpha_K^{exp}}{\alpha_K^{exp} - \alpha_K^{th}(E2)}$$
 le rapport de mélange

2. Le noyau ^{108}Cd

Plusieurs études avaient déjà été effectuées sur ce noyau.

R. Auble et ses collaborateurs (AUB 72) ont mis en évidence une trentaine de niveaux du ^{108}Cd en détectant les deutons formés au cours de la réaction $^{107}\text{Ag}(^3\text{He}, d)^{108}\text{Cd}$ (avec $E_{^3\text{He}} = 27 \text{ MeV}$). Il ont proposé deux candidats pour les premiers

états excités 0^+ : l'un à 1721 keV, l'autre à 1911 keV, mais il n'avait pas été possible, à partir de leurs résultats de trancher entre les spins 0^+ et 2^+ .

Le noyau de ^{108}Cd a ensuite été étudié à partir de la radioactivité de ^{110}In par S. Flanagan et son équipe (FLA 75). Les spins et les parités des niveaux ont été déterminés à partir des valeurs des Logft ; ils ont ainsi proposé un spin 2^+ pour le niveau à 1913 keV. Par cette méthode, ils ont également établi les spins des états de basse énergie de ^{108}In : 3^+ pour l'état fondamental et 5 ou 6 $+$ pour l'état isomérique.

La valeur du spin de l'état isomérique a été ensuite contestée par D.C. Stromswold et al. (STR 78) qui ont envisagé la possibilité d'avoir 7^+ .

R.E. Anderson et al (AND 77) ont observé des états 0^+ dans les noyaux de cadmium et d'étain à partir de réactions ($^3\text{He}, n$), en particulier un état 0^+ à 1.9 MeV dans le ^{108}Cd qui n'a pu être interprété comme vibration de pairing.

Ce noyau a été étudié par L.E. Samuelson et al (SAM 78) à partir de la réaction $^{96}\text{Zr} (^{16}\text{O}, 4 n \gamma) ^{108}\text{Cd}$ (avec $E(^{16}\text{O}) = 56$ MeV). Dans ce cas, les spins ont été déterminés à partir des mesures de distributions angulaires et de polarisation linéaire. En plus de la bande construite sur le fondamental, cette étude a mis en évidence quatre bandes collectives construites sur des états de deux quasiparticules

Nous avons entrepris l'étude de la désintégration $^{108}\text{In} \xrightarrow{\text{CE}/\beta^+} ^{108}\text{Cd}$ dans le but de mettre en évidence le premier état excité 0^+ du ^{108}Cd . La méthode adéquate consiste à rechercher une transition électrique monopolaire $E0$ entre le premier état excité 0^+ et le fondamental (0^+). Etant donné que le moment angulaire transféré est nul, toute transition γ est interdite. Donc le seul mode de désexcitation possible est l'éjection d'électrons K, L, M... de moment angulaire nul et d'énergie égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux diminuée de l'énergie de liaison de l'électron ($E_i - B$). Ainsi, la présence d'une raie dans un spectre d'électrons à l'énergie $E_i - B$ et l'absence de raie dans le spectre γ à l'énergie E

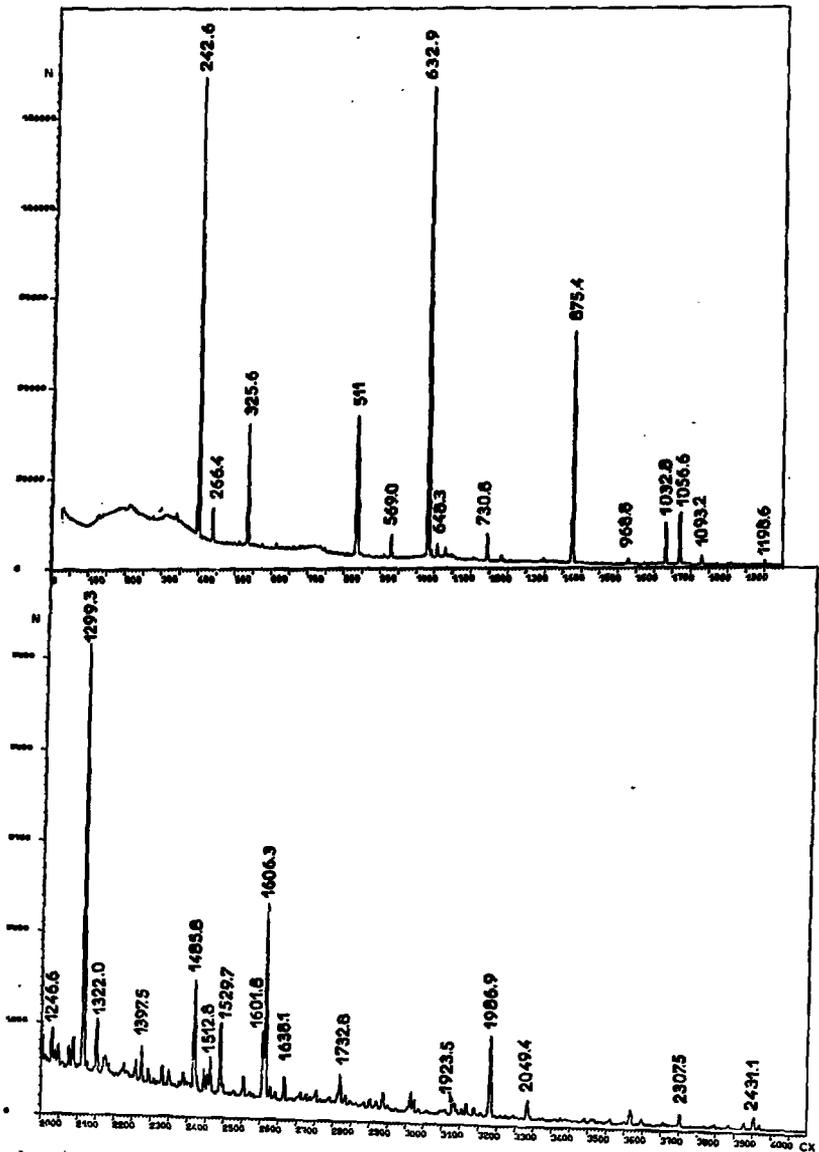


Figure 11 : Spectre direct y observé au cours de la désintégration $^{108}\text{In} \rightarrow ^{108}\text{Cd}$.
 Les énergies sont indiquées en keV. CE/8⁺

traduisent l'existence d'une transition E0 (entre deux niveaux 0+).

Pour former les noyaux d'indium 108, nous avons irradié une cible d'étain liquide avec un faisceau d' ^3He d'énergie 270 Mev et d'intensité 500 nA délivré par le Synchrocyclotron de l'IPN d'Orsay. Le dispositif expérimental utilisé est décrit dans le chapitre I.

a) Spectres gamma et d'électrons de conversion

Les mesures de production à saturation ont montré (cf. chapitre II) que pour la masse 108, seul le noyau d'indium est produit dans la réaction $\text{Sn} + ^3\text{He}$. De plus, le noyau de ^{108}Cd est stable. Nous pouvons donc en déduire que toutes les raies observées sur les spectres directs γ appartiennent à la désintégration $^{108}\text{In} \xrightarrow{\text{CE}/\beta} ^{108}\text{Cd}$.

La figure n° 11 montre le spectre direct γ que nous avons obtenu en enregistrant l'activité émise pendant 8 heures. Ce dernier présente une grande densité de raies de faible intensité et quelques transitions très intenses. Nous avons effectué au préalable un étalonnage interne (cf. chapitre I), qui nous avait permis de déterminer les énergies des raies les plus intenses. Les résultats ainsi obtenus ont été utilisés pour étalonner le spectre en énergie. La figure n° 12 représente le spectre direct d'électrons obtenu pendant la même durée. Le premier niveau excité 0+ est connu dans les cadmiens pair-pair de masse supérieure à 108. L'énergie de cet état croît assez rapidement lorsque la masse du noyau décroît: 1134 keV dans le ^{114}Cd , 1224 keV dans le ^{112}Cd et 1473 keV dans le ^{110}Cd . Nous avons donc choisi une gamme d'énergie allant de 0 à 2 MeV.

L'analyse du spectre de la figure n° 12 a permis de mettre en évidence une transition E0 à 1913.2 keV, d'intensité relative 0.4 (l'intensité de référence étant celle de la raie d' e^-K correspondant à la transition d'énergie γ de 632 keV pour laquelle nous avons pris $I = 100$). L'ordre multipolaire de cette transition est défini sans ambiguïté. En effet, pour des transitions de cette énergie les coefficients de conversion sont compris entre $1,8 \cdot 10^{-3}$ (pour une M4) et $1,4 \cdot 10^{-4}$ (pour une E1), l'intensité de la raie γ correspondante devrait alors être comprise entre

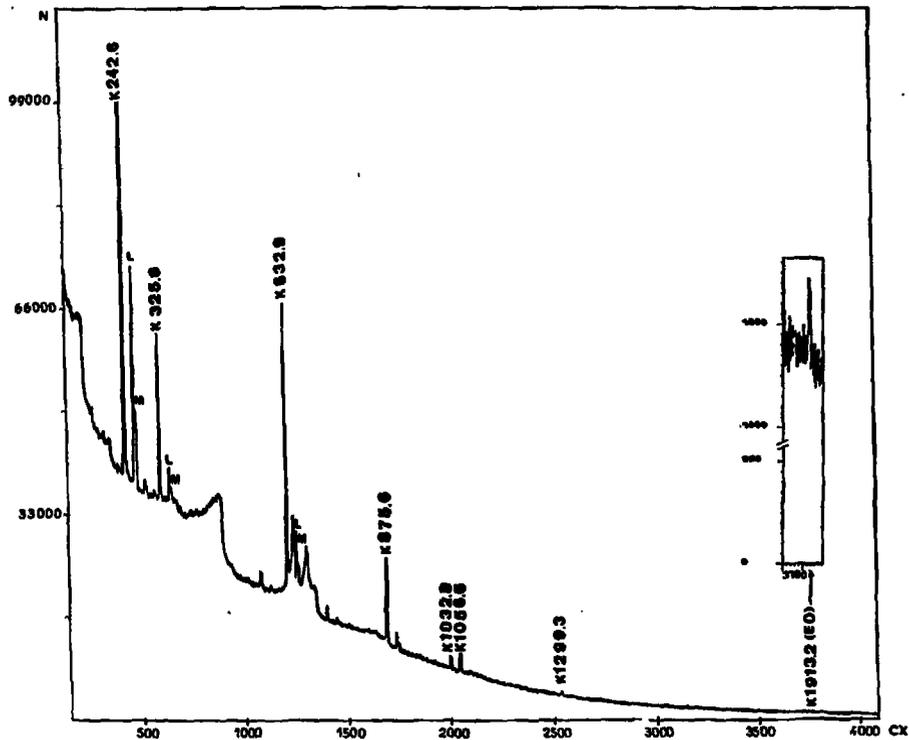


Figure 12 : Spectre des électrons de conversion interne observé au cours de la désintégration $^{108}\text{In} + ^{108}\text{Cd}$. Les énergies sont indiquées en keV.
Ce/S*

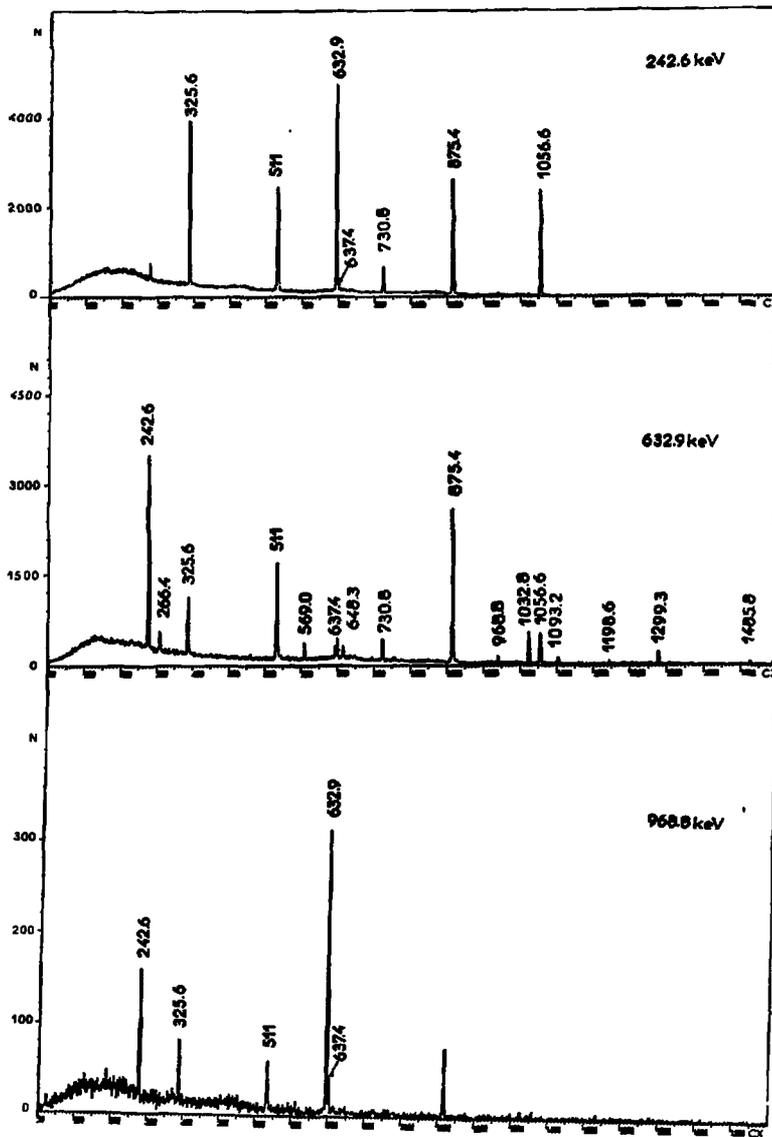


Figure 13 : Spectres γ observés en coïncidence avec les raies de 242.6 keV, 632.9 keV et 968.8 keV. Les énergies sont indiquées en keV.

0,7 et 8,5, elle serait donc tout à fait visible sur le spectre γ (comparée aux raies de 1923.5 keV et 1986.9 keV d'intensités respectives 0,39 et 3,29).

Après avoir normalisé les deux spectres (γ et e^-), nous avons calculé les coefficients de conversion interne α_K pour une vingtaine de transitions afin de déterminer la multipolarité de celles-ci et, dans le cas de transitions E2 + M1, le rapport de mélange $\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)$ correspondant.

Le tableau n° 2 présente l'ensemble des résultats obtenus. Pour chaque raie observée, nous donnons son énergie, son intensité, et à chaque fois qu'il a été possible de les calculer, le coefficient de conversion expérimental ainsi que le rapport de mélange $\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)$. Nous avons également porté dans ce tableau les transitions observées en coïncidence. Des exemples de spectres de coïncidence sont présentés sur la figure n° 13.

b) Schéma de niveaux du ^{108}Cd

L'analyse des coïncidences $\gamma - \gamma$, la connaissance des intensités relatives et le calcul des sommes des énergies des transitions observées ont permis d'établir le schéma de niveaux présenté sur la figure n° 14.

Ce schéma présente une grande densité de niveaux. Certains d'entre eux sont définis uniquement par une transition et n'avaient jamais été observés jusqu'à présent ; c'est le cas des états que nous proposons à 2020.7 keV, 2645.5 keV, 2790.7 keV, 3897.4 keV, 3949.9 keV, 4293.4 keV et 4904.9 keV.

Nous pouvons remarquer la présence d'une intense cascade 1142.0 keV \rightarrow 1032.8 keV \rightarrow 875.4 keV \rightarrow 632.9 keV construite sur le fondamental ; toutes ces transitions ont la multipolarité E2, nos résultats sont donc en accord avec ceux obtenus en réaction ($^{16}\text{O}, 4n \gamma$) qui ont permis d'attribuer les spins 2 + 4 + 6 + 8 + aux niveaux situés à 632.9 keV, 1508.3 keV, 2541.1 keV et 3683.1 keV. Pour les niveaux dont l'énergie est inférieure à 3.3 MeV, ce schéma est en accord avec ceux établis par d'autres auteurs. Il apporte néanmoins quelques résultats supplémentaires.

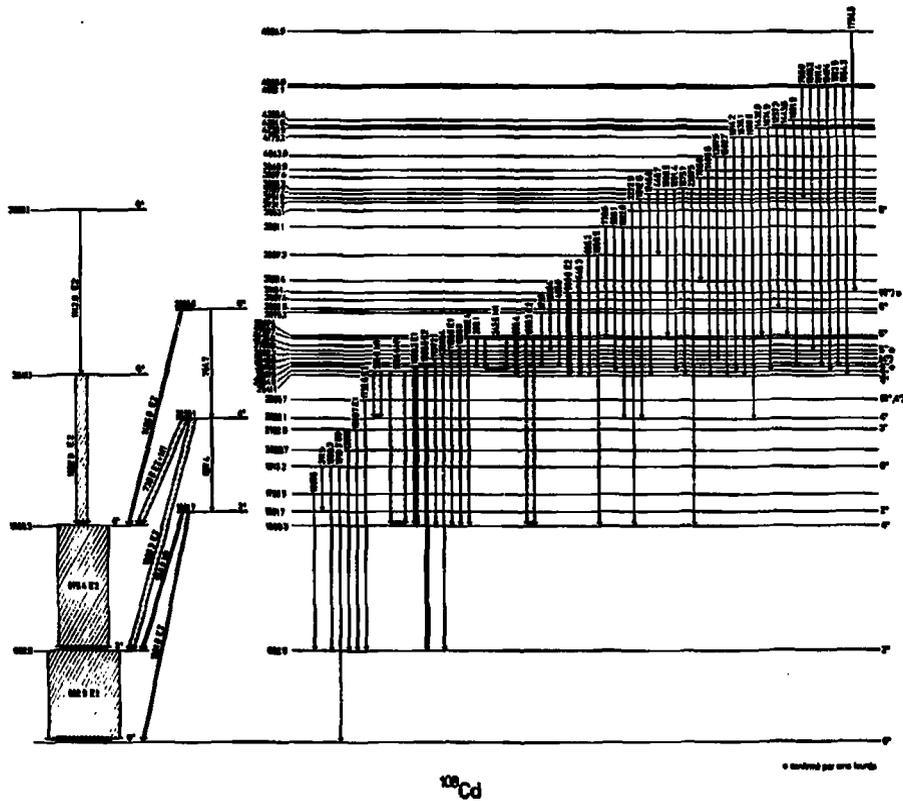


Figure 14 : Schéma des niveaux excités du ^{108}Cd obtenus par désintégration $^{108}\text{In} \rightarrow ^{108}\text{Cd}$.

Tableau n° 2 : Transition γ observées lors de la désintégration

$^{108}\text{In} \rightarrow ^{108}\text{Cd}$ - L'erreur sur l'énergie mesurée est donnée entre parenthèses
CE/ β^+

Energie (keV)	$I_{\gamma}^{(1)}$	$I_e^{(1)}$	Multipolarité et δ^L (E2/M1)	Raies γ en coïncidence	Position
166.1 (0.2)	0.18			1530	
206.1 (0.2)	0.36			633, 875, 1093	2807.5-2601.5
242.6 (0.1)	29.8	328	M1	326, 633, 637, 731, 875 969, 1006, 1057, 1432, 1606, 1692	2807.5-2564.9
266.4 (0.1)	2.33			633, 875, 1033	2807.5-2541.1
311.5 (0.2)	0.2			969	1913.2-1601.7
325.6 (0.1)	10.3	58.5	M1	243, 633, 637, 731, 875 969, 996, 1251, 1606	2564.9-2239.1
350.4 (0.2)	0.29			633, 875, 1199	3057.4-2706.9
373.7 (0.2)	0.42			633, 875, 1093	2975.2-2601.5
403.3 (0.2)	0.19			633, 875, 1033, 1299	
414.1 (0.2)	0.21			1137	
419.1 (0.2)	0.17				
448.7 (0.2)	0.33				3816.3-3367.3
455.9 (0.2)	0.31			875, (1033), (1057) 1093	3057.4-2601.5
494.6 (0.2)	0.17			633, 875, 1057	
542.1 (0.2)	0.15				
544.1 (0.2)	0.15			(569), 633, (731), 875	
555.8 (0.2)	0.36			(243)	
569.0 (0.1)	4.18	5.32	E2	633, 875, 1033	3110.1-2541.1
632.9 (0.1)	100	100	E2	243, 266, 326, 350, 374, 456, 637, 648, 708, 731, 755, 760, 770, 875, 969, 1033, 1057, 1088, 1093, 1137, 1142, 1198, 1299, 1322, 1486, 1530, 1606, 1733, 1987, 2049, 2223, 2307	532.9-0
637.4 (0.1)	1.28				2239.1-1601.7
648.3 (0.1)	2.6			633, 875, 1033	3189.4-2541.1
666.5 (0.2)	0.26			1142	
672.4 (0.2)	0.43				

Energie (keV)	$I_{\gamma}^{(4)}$	$I_e^{(4)}$	Multipolarité et $\delta^{(E2/M1)}$	Taux en coïncidence	Position
708.0 (0.2)	0.46			(243), (266), (326), 633,648,875,1033	3897.4-3189.4
730.8 (0.1)	6.77	5.2	$72\% E2 + 28\% M1$ $\delta^2(E2/M1) = 2.5$	243,326,633,755, 875	2239.1-1508.3
754.7 (0.1)	1.32			633,637,731,875	2993.8-2239.1
760.0 (0.2)	0.40			633,1513	4512.1-3751.9
768.3 (0.2)	0.1				
770.5 (0.2)	0.46			1282	3561.1-2790.7
780.7 (0.2)	0.13				
826.2 (0.2)	0.74			449,633,875,1033	3367.3-2541.1
871.4 (0.1)	1.06				
875.4 (0.1)	72.9	35.5	E2	243,266,326,350, 374,569,633,648, 731,755,826,1033, 1057,1093,1137, 1142,1198,1299, 1322,1486,1490,1805, 1930,2223,2307	1508.3-632.9
964.9 (0.3)	0.09				
968.8 (0.1)	1.95	0.92	M1	243,326,633,637, 1443	1601.7-632.9
996.1 (0.2)	0.54			326,633,637,1057	3561.1-2564.9
1008.5 (0.2)	0.45			243,326,633, (731),875	3816.3-2807.5
1020.1 (0.2)	0.21				
1032.8 (0.1)	16.6	5.27	E2	266,569,633,648, 826,875,1142,1275, 1409,1795,1985	2541.1-1508.3
1050.2 (0.2)	0.25				
1056.6 (0.1)	21.5	7.3	M1	243,633,875,996, 1947	2564.9-1508.3
1063.5 (0.2)	0.44				
1087.6 (0.2)	0.40			633	1720.5-632.9
1093.2 (0.1)	3.97	0.39	E1	206,374,456,633, (826),875,1638, 1692,1923	2601.5-1508.3
1118.4 (0.2)	0.37				
1137.2 (0.2)	0.82			633,875	2645.5-1508.3

Energie (keV)	$I_{\gamma}^{(1)}$	$I_e^{(1)}$	Multipolarité et δ^2 (E2/M1)	Taux γ -en coïncidence	Position
1142.0 (0.2)	1.1	0.27	E2	633,875,1033	3683.1-2541.1
1144.8 (0.2)	0.22				
1167.2 (0.2)	0.29				
1189.3 (0.2)	0.26				
1198.6 (0.1)	2.3	0.17	E1	350,633,875	2706.9-1508.3
1214.7 (0.2)	0.13				
1222.0 (0.2)	0.15				
1230.3 (0.2)	0.59			633,875	2738.6-1508.3
1246.6 (0.2)	0.89			633,875,1033	3787.7-2541.1
1251.4 (0.2)	0.35			1057	3816.3-2564.9
1255.1 (0.2)	0.11				
1257.3 (0.2)	0.50			633,875,1486	4251.0-2993.8
1275.1 (0.2)	0.54			633,875,1033	3816.3-2541.1
1280.3 (0.2)	0.22			633	1913.2-632.9
1282.4 (0.2)	0.71			633,770,875	2790.7-1508.3
1299.3 (0.1)	11.0	1.9	E2	633,875	2807.5-1508.3
1304.7 (0.2)	0.4				
1322.0 (0.1)	1.42			633,731,875	3561.1-2239.1
1363.6 (0.2)	0.10				
1367.4 (0.2)	0.31			243,326,633,875 1057	
1371.9 (0.2)	0.11			875, (1033)	
1375.1 (0.3)	0.09				
1387.8 (0.2)	0.49			633	2020.7-632.9
1397.5 (0.2)	0.93			633,875,1137	4043.8-2645.5
1408.8 (0.2)	0.41			633,875,1033	3949.9-2541.1
1417.9 (0.2)	0.11				
1432.0 (0.2)	0.50			243,326,633,875, (1033),1299	4239.5-2807.5

Energie (keV)	$I_{\gamma}^{(A)}$	$I_e^{(A)}$	Multipolarité et ξ^2 (E2/M1)	Raies γ en coïncidence	Position
1443.5 (0.2)	0.41			243, (326), 633, 875, (1033)	4251.0-2807.5
1467.7 (0.2)	0.35			875, 1093	
1485.8 (0.1)	3.16	0.46	E2	633, 875, 1257	2993.8-1508.3
1489.7 (0.2)	0.34			875, 1033	
1502.7 (0.2)	0.64			633, 875, 1033	4043.8-2541.1
1508.1 (0.2)	0.51			(243), 1057	
1512.8 (0.1)	1.02			(243), 633, 731, 760	3751.9-2239.1
1529.7 (0.1)	2.11	0.13	E1	633	2162.6-632.9
1534.2 (0.2)	0.25			243, 633	
1569.2 (0.2)	0.60			(243), 633, 875	
1601.8 (0.1)	2.2	0.27	E2	637	1601.7-0
1606.3 (0.1)	6.16	0.64	E2	243, 326, 633, 755, 1322	2239.1-632.9
1614.2 (0.2)	0.39			633, 875, 1057	4179.2-2564.9
1622.7 (0.2)	0.22			633, (637), 875	
1638.1 (0.2)	0.77			633, 875, 1033, (1093), (1299)	4179.2-2541.1
1661.2 (0.2)	0.11			969	
1665.5 (0.2)	0.22				
1674.9 (0.2)	0.23			326, 633, 875, 1057	4239.5-2564.9
1681.1 (0.2)	0.12				
1687.9 (0.2)	0.12				
1691.9 (0.2)	0.35			633, 875, 1093	4293.4-2601.5
1729.1 (0.2)	0.29			326, 633, 875, 1057	
1732.8 (0.2)	0.97	0.11	E2	633	2365.7-632.9
1741.8 (0.2)	0.29			633, 875	
1784.0 (0.2)	0.29			326, 875	
1794.8 (0.2)	0.22			569, 875, 1033	4904.9-3110.1
1805.2 (0.2)	0.56			633, (731), 875, 1199	4512.1-2706.9

Energie (keV)	$I_{\gamma}^{(4)}$	$I_e^{(4)}$	Multipolarité et G^k (E2/M1)	Raies γ en coïncidence	Position
1848.3 (0.2)	0.13			633,875	
1852.8 (0.2)	0.77			633,875	
1858.9 (0.2)	0.41			449,875	3367.3-1508.3
1866.6 (0.2)	0.12				
1904.1 (0.2)	0.12			875,1057	
1911.4 (0.2)	0.13			633,875,1093	4512.1-2601.5
1923.5 (0.2)	0.39			633,875,1093	4525.0-2601.5
1927.3 (0.2)	0.42			633,875, (1057)	
1931.5 (0.2)	0.15				
1939.8 (0.2)	0.18			633,731	4179.2-2239.1
1947.4 (0.2)	0.43			633,875,1057	4512.1-2564.9
1959.9 (0.2)	0.22			1057	
1970.9 (0.2)	0.12				
1984.3 (0.2)	0.51			633,875,1033	4525.0-2541.1
1986.9 (0.1)	3.29	0.34	E2	633	2619.8-632.9
2049.4 (0.2)	0.79			633	2682.3-632.9
2222.9 (0.2)	0.53			633,875, (969)	3731.2-1508.3
2225.5 (0.2)	0.36				
2307.5 (0.2)	0.58				
2414.8 (0.2)	0.30			633,875	3816.3-1508.3
2431.1 (0.2)	0.67				
2440.8 (0.2)	0.22				
2671.5 (0.2)	0.5				

(4) Nota : Les intensités indiquées dans cette colonne sont celles obtenues à partir du programme SAMPO. Tous les chiffres portés ne sont donc pas significatifs, en particulier pour les intensités très faibles pour lesquelles $\frac{\Delta I}{I}$ peut atteindre 20 %.

Seule la raie de 632.9 keV est observée en coïncidence avec la raie de 1087.6 keV, ce qui confirme l'existence du niveau situé à 1720.5 keV observé par R.L. Auble ^{et al} (AUB 72). Par contre, nous n'avons pas observé de transition EO d'énergie 1720 keV, ceci nous permet de dire que ce niveau n'est pas un 0^+ contrairement à ce qu'avait proposé cette équipe. La raie de 1087.6 KeV avait été observée par S. Flanagan et al (FLA75) qui l'avaient placée entre les niveaux situés à 2365,1 keV et à 3452,2 keV. Nous n'avons pas observé ce dernier niveau et nous verrons plus loin que la place de cette transition n'est pas la seule observation qui nous fasse douter de l'existence de celui-ci.

La nature E1 de la transition d'énergie 1529,7 keV permet de proposer le spin 3^- pour le niveau situé à 2162,6 keV.

Nous avons placé une transition de 637,4 keV entre les niveaux 4^+ et 2^+ situés respectivement à 2239,1 keV et à 1601,7 keV.

Le niveau situé à 2365,7 keV se désexcite par une transition E2 de 1732,6 keV vers le premier 2^+ . Cet état avait également été observé par S. Flanagan et al (FLA75) qui avaient placé, en plus de la raie de 1732,8 keV, une transition désexcitant ce niveau vers le fondamental. Nous n'avons pas observé de raie γ à cette énergie et proposons donc pour cet état un spin 0^+ ou 4^+ . Malheureusement, la gamme d'énergie du spectre d'électrons n'allant que jusqu'à 2 MeV, nous ne pouvons savoir s'il y aurait une transition EO à cette énergie, par conséquent il nous est impossible de trancher entre les deux valeurs 0^+ et 4^+ du spin.

Nous avons établi la multipolarité E2 pour la transition de 1986,9 keV ; ceci suggère le spin 4^+ pour le niveau situé à 2 619,8 keV. En ce qui concerne l'état 6^+ situé à 2807,5 keV, nous avons mis en évidence une raie de 206,1 keV qui le désexcite vers le niveau à 2 601,5 keV.

Enfin, nous avons établi la nature 0^+ de l'état situé à 1913,2 keV ; ce niveau se désexcite d'une part vers les deux premiers 2^+ , d'autre part vers le fondamental par une transition EO.

Pour les niveaux dont l'énergie est supérieure à 3,3 Mev, toute tentative de comparaison avec les schémas établis antérieurement à notre étude a été plus difficile. En effet, d'une part les énergies des états proposés par R.L. Auble et al (AUB72) ont des valeurs comprises entre 0 et 3,8 Mev, d'autre part, le schéma de niveaux obtenu par S. Flanagan et al. (FLA75) mentionne seulement trois niveaux d'énergie supérieure à 3,3 Mev, lesquels sont d'ailleurs définis, soit par des transitions de haute énergie que nous n'avons pu observer (notre gamme d'énergie γ n'allant que jusqu'à 2,6 Mev), soit par des transitions dont les trop faibles intensités ne nous ont pas permis d'étudier les coïncidences, soit encore par des transitions (1087,6 keV et 770,5 keV) que nous avons placées également, mais à un endroit différent dans le schéma de niveaux. Enfin, le schéma proposé par L.E. Samuelson et al (SAM 78) a été obtenu par réaction d'ions lourds, peuplant principalement des états de haut spin qui ne peuvent être alimentés par radioactivité.

En résumé, nous indiquerons la dizaine de nouveaux états que nous avons mis en évidence.

- le niveau à 3367,3 keV est défini par les coïncidences observées avec les raies de 826,2 keV et 1858,9 keV.

- le niveau à 3561,1 keV se désexcite par trois transitions d'énergie 770,5 keV, 996,1 keV et 1322,0 keV vers les niveaux situés respectivement à 2790,7 keV, 2564,9 keV et 2239,1 keV. Ce niveau avait été proposé par R.L. Auble et al (AUB 72) nous confirmons donc son existence. Par contre, la raie de 770,5 keV avait été observée par S. Flanagan et al (FLA75) qui l'avaient fait intervenir dans la désexcitation du niveau situé à 3452,2 keV ; ce désaccord quant à la place de la transition de 770,5 keV ajouté à celui, déjà mentionné quant à la place de la transition de 1087,6 keV nous permet d'infirmer l'existence du niveau situé à 3452,2 keV.

- le niveau à 3751,9 keV est défini seulement par la transition de 1512,8 keV en coïncidence avec celles de 730,8 keV et 760,0 keV, mais il avait déjà été proposé par R.L. Auble et son équipe (AUB72).

- le niveau à 3816,3 keV se désexcite par cinq transitions de 448,7 keV, 1008,5 keV, 1251,4 keV, 1275,1 keV et 2307,5 keV ; son existence est donc bien établie.

- le niveau à 4043,8 keV est défini par les coïncidences sur les raies de 1397,5 keV et 1502,7 keV.

- le niveau à 4179,2 keV se désexcite vers le deuxième niveau 4+ à 2239,1 keV, vers le premier niveau 6+ situé à 2 541,1 keV et vers le niveau 5+ à 2564,9 keV.

- le niveau à 4239,5 keV est défini par les raies d'énergie 1432,0 keV et 1674,9 keV observées respectivement en coïncidence avec celle de 242,6 keV et celles de 325,6 keV et 1056,6 keV.

- le niveau à 4251,0 keV se désexcite vers deux niveaux 6+ par les transitions d'énergie 1257,3 keV et 1443,5 keV.

- le niveau à 4512,1 keV est bien défini puisque sa désexcitation fait intervenir les quatre transitions d'énergie 760,0 keV, 1805,2 keV, 1911,4 keV et 1947,4 keV respectivement en coïncidence avec les raies de 1512,8 keV, 1198,6 keV, 1093,2 keV et 1056,6 keV.

- le niveau de 4525,0 keV est défini par les coïncidences avec les raies de 1923,5 keV et 1984,3 keV.

Les faibles intensités de toutes ces transitions ne nous ont pas permis de calculer leurs coefficients de conversion. Par conséquent, nous ne pouvons pas attribuer de valeur aux spins de ces niveaux.

3. Le noyau ^{106}Cd

Ce noyau avait été, lui aussi, étudié antérieurement, en réalisant des expériences de radioactivité, ou de réactions ($\alpha, 2n, \gamma$) et (ions lourds, $x n \gamma$). S. Flanagan et ses collaborateurs (FLA 76) ont établi le schéma de niveaux du ^{106}Cd à partir de la désintégration du noyau ^{106}In . Un calcul des Logft leur a permis de proposer les spins 3 et 3,4 ou 5 respectivement pour l'état fondamental et l'état isomérique de ^{106}In (la valeur 5 leur paraissant la plus probable pour le spin de ^{106m}In).

Le noyau ^{106}Cd a également été étudié à partir de la réaction $^{104}\text{Pd}(\alpha, 2n\gamma)^{106}\text{Cd}$ par J. Danière et al (DAN 77). Leur schéma présente des niveaux jusqu'à une énergie de 4.6 MeV, interprétés soit comme des états collectifs, soit comme des états de deux quasi-particules. Ils ont observé en particulier, deux états 6+ très voisins en énergie, vers 2.5 MeV, le premier appartient à la bande collective construite sur le fondamental, le second est dû à un mélange de configurations $\nu(g7/2)^2$ et $\nu(g7/2, d5/2)$. Dans leur étude sur les 0+ dans les noyaux de cadmium et d'étain, R.E. Anderson et al (AND 77) n'ont pas observé d'état 0+ à une énergie inférieure à 3 MeV.

H. Huang et son équipe (HUA 78) ont étudié la désintégration de ^{106}In , à partir de la réaction $^{106}\text{Cd}(p, x n)^{106}\text{In}$, par les méthodes de spectroscopie $\gamma, \gamma-\gamma, \beta$ et $\beta-\gamma$. A partir des résultats qu'ils ont obtenus, ils proposent les spins (6+, 7+) pour ^{106}In et 3+ pour ^{106m}In .

Enfin, le noyau de ^{106}Cd a été étudié par L.E. Samuelson et ses collaborateurs (SAM 79) avec les mêmes méthodes que celles qu'ils avaient utilisées pour le ^{108}Cd (cf. § 2). Leurs résultats sont, comme dans le cas précédent, interprétés à partir du modèle "rotor peu déformé plus deux quasi-particules". Nous avons entrepris l'étude de la désintégration de ^{106}In dans le but d'établir le schéma de niveaux du ^{106}Cd et en particulier de mettre en évidence le premier état excité 0+. Pour former les noyaux d' ^{106}In , nous avons utilisé un faisceau de protons

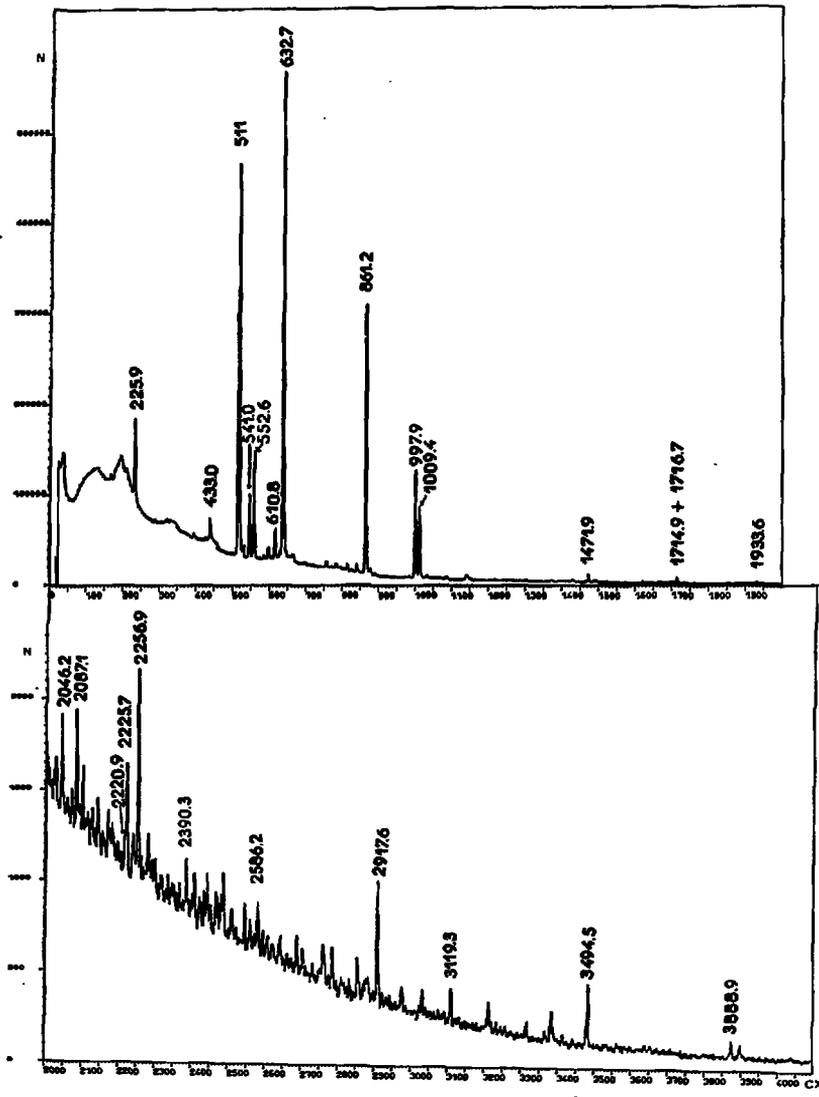


Figura 15 : Spectre direct y observado au cours de la désintégration $^{106}\text{In} \rightarrow ^{106}\text{Cd}$. Les énergies sont indiquées en keV.

et une cible liquide d'étain. En effet, bien que les résultats des calculs de production aient montré que les ^{106}In sont légèrement moins produits en $\text{Sn} + \text{p}$ ($I_p = 100 \text{ nA}$) qu'en $\text{Sn} + {}^3\text{He}$ ($I_{{}^3\text{He}} = 200 \text{ nA}$), les intensités maximales des faisceaux de protons et d' ${}^3\text{He}$ étant respectivement $2 \mu\text{A}$ et $1 \mu\text{A}$, l'utilisation d'un faisceau de protons permettait, si nécessaire, de gagner un facteur 4 sur la production.

a) Spectres gammas et d'électrons de conversion

La figure n° 15 représente le spectre γ obtenu en mesurant l'activité émise pendant une durée de 8 heures. Toutes les raies observées, mis à part les pics-somme et les raies provenant de pollutions externes, peuvent être attribuées à la désintégration de l'indium. En effet, comme c'était déjà le cas pour l' ^{108}In , d'une part, l'indium est le seul noyau de masse 106 produit dans la réaction $\text{Sn} + \text{p}$, d'autre part le ^{106}Cd est un noyau stable. Ce spectre présente quelques raies très intenses que nous avons utilisées lors de l'étalonnage interne (cf. chapitre I). Connaissant l'énergie de ces transitions nous avons déterminé les énergies des pics de plus faible intensité.

Le spectre d'électrons obtenu pendant le même laps de temps est représenté sur la figure n° 16. Le saut en énergie observé entre la position du premier niveau 0^+ dans les ^{110}Cd et ^{108}Cd (respectivement situés à 1473 keV et 1913 keV) nous a conduits à choisir une gamme d'énergie pour les électrons allant de 0 à 3 MeV.

Ce spectre d'électrons présente un fond très intense. Il s'agit, sans aucun doute, d'un fond β^+ . En effet, la désintégration β^+ semble plus favorisée pour l' ^{106}In que pour l' ^{108}In : ainsi, la raie de 511 keV, correspondant à l'émission β^+ , est trois fois plus intense sur le spectre direct γ de la masse 106 que sur celui de la masse 108.

Sachant que la transition de 632.7 keV est de multipolarité $E2$, nous avons normalisé les deux spectres ($\gamma - e^-$) afin de calculer les coefficients de conversion interne α_K . Ces derniers ont pu être déterminés pour une vingtaine de transitions. La connaissance des multipolarités, ainsi que celle des rapports de mélange $\delta^2 \left(\frac{E2}{M1} \right)$

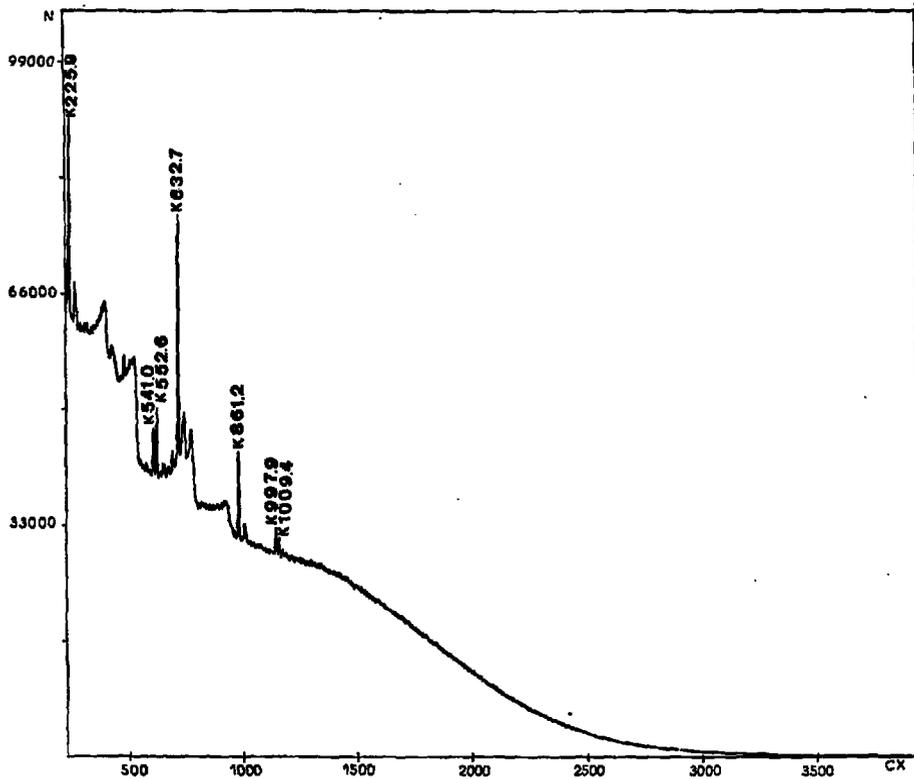


Figure 16 : Spectre des électrons de conversion interne observé au cours de la désintégration $^{106}\text{In} + ^{106}\text{Cd}$. Les énergies sont indiquées en keV.
CE/ β^+

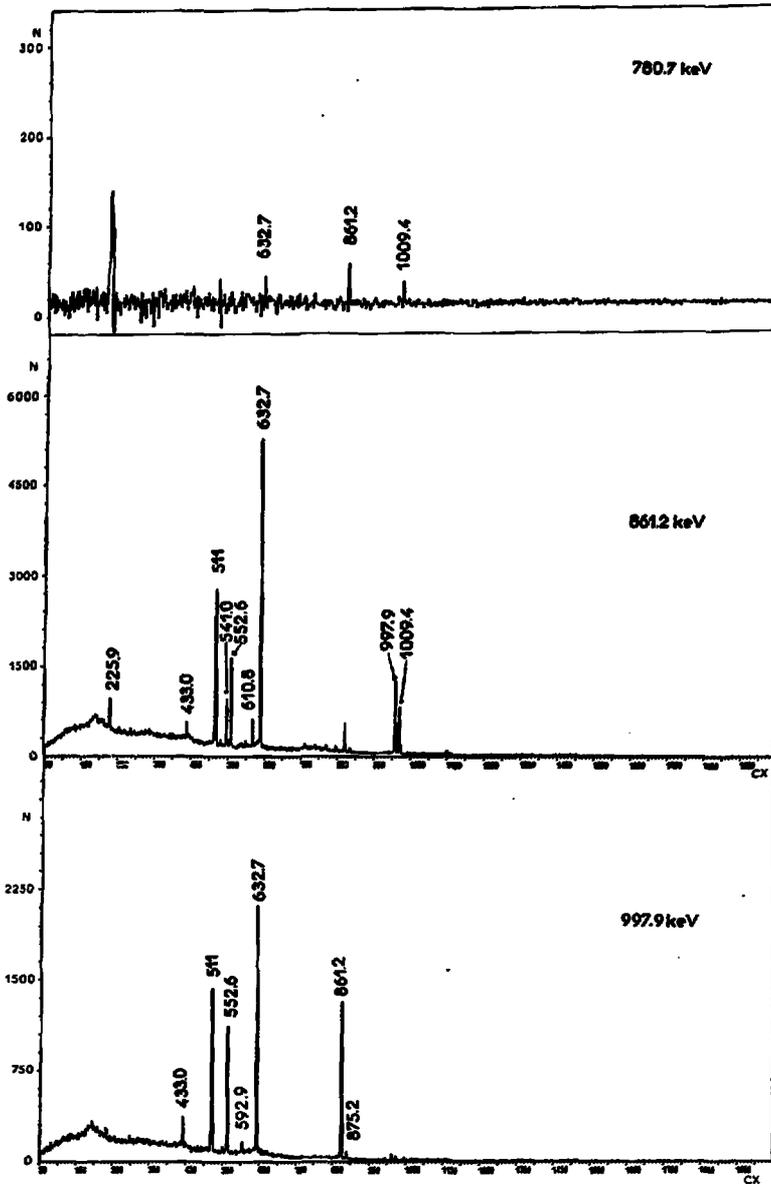


Figure 17 : Spectres γ observés en coïncidence avec les raies de 780.7 keV, 861.2 keV et 997.9 keV. Les énergies sont indiquées en keV.

dans le cas de transition E2 + M1, nous ont permis d'établir les spins de certains niveaux.

La mise en évidence de transitions E0 est rendue très difficile, d'une part à cause de leur faible intensité, d'autre part à cause de la présence du fond β^+ . De plus, nous pouvons supposer que, plus l'énergie du premier niveau 0^+ excité croît, moins il sera alimenté donc moins la transition E0 sera intense. Or nous avons fixé ci-dessus (cf. § 2) l'intensité relative de cette transition dans le ^{108}Cd à 0.4, ce qui laisse supposer que, dans le ^{106}Cd , cette valeur sera encore plus faible. Néanmoins, il n'est pas pour autant certain que nous ne puissions observer de transition E0 ainsi que nous le verrons par la suite (cf. § 3.b).

L'ensemble des résultats obtenus est présenté dans le tableau n° 3 ; nous donnons, pour chaque raie, son énergie, son intensité, son coefficient de conversion interne α_K expérimental (ainsi que le rapport de mélange $\delta^2 \left(\frac{E2}{M1}\right)$ à chaque fois qu'il a été possible de le calculer). Nous avons également porté dans ce tableau les transitions observées en coïncidence. Quelques exemples de tracés de coïncidences sont représentés sur la figure n° 17.

b) Schéma de niveaux du ^{106}Cd

La figure n° 18 représente le schéma de niveaux obtenu pour le ^{106}Cd . Celui-ci a été établi à partir de l'analyse des résultats de coïncidences γ - γ , des intensités relatives ainsi que des sommes des énergies des transitions observées. Ce schéma comporte 35 niveaux. Nous pouvons remarquer en particulier, l'intense cascade 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ , construite sur le fondamental, la présence d'un deuxième 6^+ dont la position en énergie est très voisine de celle du 6^+ de la bande fondamentale, ainsi que l'existence de plusieurs niveaux qui se désexcitent vers ces deux états 6^+ . Une partie des niveaux que nous avons observés ont déjà été mentionnés au cours des études réalisées antérieurement à la nôtre sur le ^{106}Cd . Nous choisissons donc d'analyser uniquement les résultats nouveaux que nous avons obtenus.

Tableau n° 3 : Transitions γ observées lors de la désintégration

$^{106}\text{In} \xrightarrow{\beta^+/\text{CE}} ^{106}\text{Cd}$. L'erreur sur l'énergie mesurée est donnée entre parenthèses

Energie (keV)	$I_\gamma^{(A)}$	$I_{e^-}^{(A)}$	Multipolarité, $g^2(E2/M1)$	Raies γ en coïncidence	Position
161.1 (0.2)	0.23			226, (541), (552), 611, 633, 861	2491.8-2330.5
225.9 (0.1)	5.13	85.8	68% M1+32% E2 $g^2(E2) = 0.472$ M1	161, 388, 592, 611, 623, 633, 636, 754, 861, 875, 1142, 1471	2330.5-2104.6
282.7 (0.2)	0.16			592, 754	3367.0-3084.5
308.9 (0.3)	0.01			433, 633	
314.6 (0.2)	0.25			633, 887	
387.7 (0.2)	0.57	2.94	E2	226, 592, 623, 1027, 1083	2104.6-1716.6
390.7 (0.2)	0.27			438, 1009, 1471	
395.5 (0.2)	0.21			524, 633, 1716	
421.3 (0.2)	0.16	0.82	E2	(541), (552), (592), 623	3547.9-3126.6
433.0 (0.1)	2.67	8.25	E2	(226), 633, 861, 997, 1031	2924.8-2491.8
438.6 (0.2)	0.23			541, 552, 633, 861, 997	
495.6 (0.2)	0.15			552, 611, 861, (1471)	2600.5-2104.6
524.3 (0.1)	1.21	0.7	E1	611, 633, (981), (1136), 1471	2629.0-2104.6
541.0 (0.1)	10.1	18.36	E2	611, 633, (780), 836, 861, 1009, 1471, 1716	3044.4-2503.3
552.6 (0.1)	19.3	27.58	E2	611, 633, 836, 861, 997, (1217), 1471	3044.4-2491.8
581.2 (0.2)	0.6	0.93	M1	(592), (792), 1009	3084.5-2503.3
592.9 (0.1)	2.27	3.18	M1	282, 610, 997	3084.5-2491.8
601.4 (0.2)	0.44	0.65	M1	887, 1138	4243.5-3642.1
610.8 (0.1)	6.01	6.94	E2	226, (524), 592, 633, 753, 861, 875	2104.6-1493.9
623.3 (0.1)	1.04	1.32	94% M1+6% E2 $g^2(E2/M1) = 6.4 \times 10^{-2}$	1009	312.6-2503.3
632.7 (0.1)	100	100	E2	226, 433, 524, 541, 581, 592, 601, 610, 624, 753, 780, 792, 808, 811, 820, 836, 861, 875, 887, 981, 997, 1009, 1027, 1031, 1063, 1083, 1139, 1142, 1217, 1426, 1431, 1471, 1488, 1716, 1853, 1933	632.7-0
636.2 (0.2)	2.41				

Energie	$I_{\gamma}^{(A)}$	$I_{e^{-}}^{(A)}$	Multipolarité, δ^2 (E2/M1)	Raies γ en coïncidence	Position
661.5 (0.1)	0.99			633,861	
690.9 (0.2)	0.29			226,524,610,811,861, 875	
695.8 (0.1)	0.45			624	
703.6 (0.2)	0.11				
753.8 (0.1)	1.47	0.86	E2	226, (581), 610, 633, 836, 861, 1471	3084.5-2330.5
780.7 (0.1)	1.08	0.59	E2	(433), 633, 861, 1009	3284.1-2503.3
792.5 (0.2)	0.43			226, 997, 1471	3284.1-2491.8
802.1 (0.2)	0.48			861	
808.3 (0.2)	0.53			1009	
811.3 (0.1)	1.67			633, 861	2305.2-1493.9
820.3 (0.2)	0.49			610	2924.8-2104.6
836.8 (0.1)	2.14			552, 633, 753, 1142	2330.5-1493.7
861.2 (0.1)	83.4	39.5	E2	226, (388), 433, 524, 541, 552, 592, 610, 623, 633, 753, 780, 811, 836, 875, 981, 997, 1009, 1031, 1139, 1185, 1431, (1762)	1493.9-632.7
875.2 (0.1)	1.4	0.69	E2	633, 861, 997	3367.0-2491.8
887.1 (0.2)	0.47			(524), 601, 1139	5130.6-4243.5
980.8 (0.2)	0.33			633, 997	3473.2-2491.8
997.9 (0.1)	39.5	11.6	E2	433, 552, 592, 633, 861, 875	2491.8-1493.9
1009.4 (0.1)	24.5	7.7	E2	422, 541, 623, 633, 780, 808, 861, 887, 1139	2503.3-1493.9
1027.5 (0.2)	0.42			226, 610, 997	3357.9-2330.5
1031.6 (0.2)	0.80			875, 997	4398.6-3367.0
1063.7 (0.2)	0.44			997, 1471	
1076.9 (0.2)	0.25			633	
1083.9 (0.2)	0.88	0.35	M1	633	1716.6-632.7
1135.8 (0.2)	0.68			(541), 633, 861	2629.0-1493.9 4180.2-3044.4
1138.8 (0.1)	1.78			601, 633, 861, 1009, 1488	3642.1-2503.3

Energie	$I_{\gamma}^{(A)}$	$I_{e^{-}}^{(A)}$	Multipolarité, $\delta^2 (E2/M1)$	Raies γ en coïncidence	Position
1142.7 (0.2)	1.58			226, (552), 611, 633, 836, 1471	3473.2-2330.5
1149.4 (0.2)	0.66			633, 861, 997, (1199), (1371), 1488	3642.1-2491.8
1162.7 (0.2)	0.32			633	1795.4-632.7
1173.7 (0.2)	0.26				
1185.3 (0.2)	0.27			(541), 636, 836, 861, 997	
1199.7 (0.2)	0.24			541, 552, 997	4243.5-3044.4
1206.5 (0.3)	0.13			1243	
1217.5 (0.2)	0.64			226, 610, 633, 808, 861	3547.9-2330.5
1243.3 (0.3)	0.13			633, 997	
1284.6 (0.2)	0.26			633, 861, 1009	3787.9-2503.3
1295.4 (0.2)	0.23			997	3787.9-2491.8
1298.8 (0.2)	0.29				
1371.4 (0.2)	0.64			524	
1373.6 (0.3)	0.25			541, 633	
1402.1 (0.2)	0.33			633	2034.8-632.7
1414.0 (0.2)	0.25				
1426.5 (0.2)	0.65			861	2920.4-1493.9
1431.0 (0.2)	1.17			633, 861	2924.8-1493.9
1442.7 (0.2)	0.38			1471	3547.9-2104.6
1471.9 (0.2)	4.32	0.68	E2	226, 524, 633, (1371)	2104.6-632.7
1488.7 (0.2)	0.96			(552), 633, 861, 1009, 1139	5130.6-3642.1
1493.8 (0.2)	0.99			610, 997	
1505.9 (0.3)	0.15			633, 861	
1509.3 (0.2)	0.33			552, 633	
1518.6 (0.3)	0.13			226, 633	
1524,9 (0.2)	0.59			488, 581, 592, 610, 633	
1550.5 (0.2)	0.41				

Energie	$I_{\gamma}^{(A)}$	$I_{e^{-}}^{(A)}$	Multipolarité, δ^2 (E2/M1)	Rates δ en coïncidence	Position
1620.2 (0.2)	0.88			633	2252.9-632.7
1622.1 (0.3)	0.49			226	
1630.4 (0.2)	0.38			552	
1633.2 (0.2)	0.19				
1714.9 (0.2)	2.8			226, (552), 610, 633, 861, 997	4206.8-2491.8
1716.7 (0.2)	1.27			633	1716.6-0 2349.4-632.7
1757.1 (0.2)	0.2			226, 433, 661, 861, 1471	
1763.4 (0.2)	0.53			633, 875, 997	5130.6-3367.0
1853.3 (0.2)	0.80			(226), 308, 610, 633, 861	
1896.4 (0.2)	0.39			314, 422, 524, 592, 780, 1471	
1933.6 (0.2)	1.41			633	2566.3-632.7
1978.9 (0.2)	0.36			861	3473.2-1493.9
2005.3 (0.3)	0.12			633, 861	
2046.2 (0.2)	0.34			610	
2087.1 (0.2)	0.48			226, 552, 610, 633, 861	5130.6-30
2148.9 (0.3)	0.15			633, 861	3642.1-
2225.7 (0.3)	0.47			633, 861	
2256.9 (0.2)	0.9			633	
2284.5 (0.3)	0.24			633	2917.6-632.7
2390.3 (0.3)	0.21			1009	
2414.1 (0.3)	0.21			610, 633	
2449.0 (0.3)	0.24			226, 610, 633, 861	
2486.5 (0.3)	0.18			633	3119.3-632.7
2494.3 (0.3)	0.17			524, 861	
2551.4 (0.3)	0.23			633, 661, 997	
2586.2 (0.3)	0.21			633, (861)	
2600.7 (0.3)	0.11				2600.5-0

Energie	⁽⁴⁾ I _γ	⁽⁴⁾ I _{e⁻}	Multipolarité, S ² (E2/M1)	Raies γ en coïncidence	Position
2861.6 (0.3)	0.17			633	3494.5-632.7
2917.6 (0.2)	0.75				2917.6-0
3119.3 (0.3)	0.18				3119.3-0
3494.5 (0.2)	0.49				3494.5-0

(4) Nota : Les intensités indiquées dans cette colonne sont celles obtenues à partir du programme SAMPO. Tous les chiffres portés ne sont donc pas significatifs, en particulier pour les intensités très faibles pour lesquelles $\frac{\Delta I}{I}$ peut atteindre 20 %.

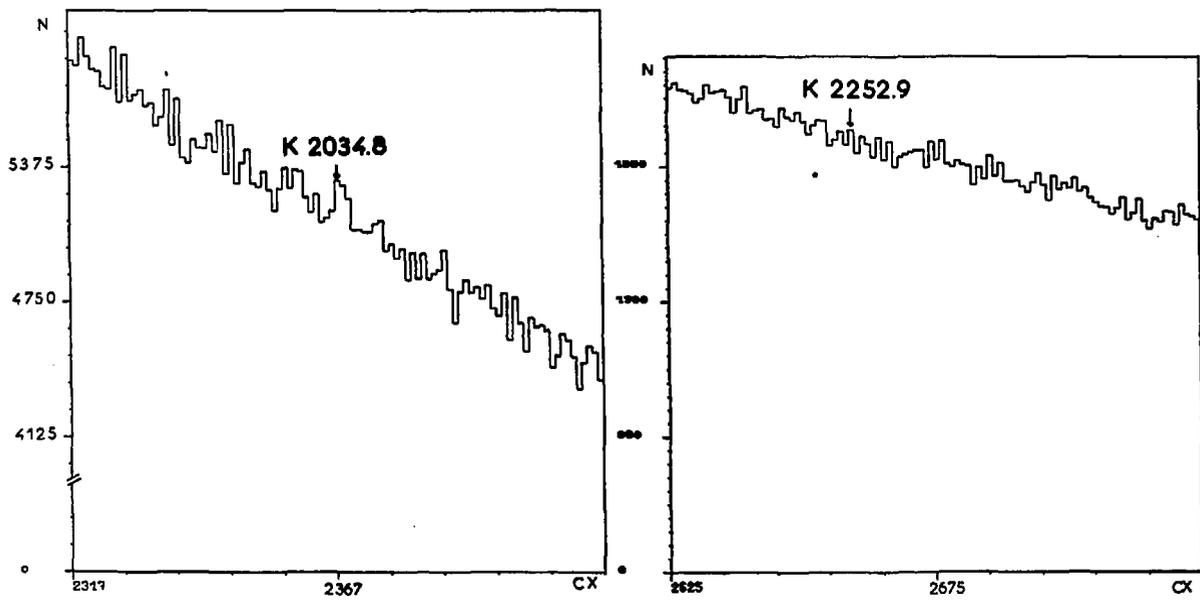


Figure 19 : Détails du spectre d'électrons de conversion interne autour des énergies 2034.8 keV et 2252.9 keV.

Certains de ces états ne sont définis que par une seule transition, tel est le cas des niveaux situés à 2034,8 keV, 3357,9 keV, 4206,8 keV et 4398,6 keV. Le niveau à 2034,8 keV a retenu tout particulièrement notre attention. En effet, sa position en énergie d'une part, son mode de désexcitation (vers le premier 2^+) d'autre part, permettent de proposer cet état comme candidat possible pour le premier niveau excité 0^+ dans le ^{106}Cd . Trois autres états remplissent également ces conditions : il s'agit des niveaux situés à 1795,4 keV, 2252,9 keV et 2349,4 keV. Bien que les spins 4^+ et 3 ou 4^+ aient été attribués respectivement aux niveaux situés à 1795,4 keV et 2252,9 keV par S. Flanagan et al (FLA76) et L.E. Samuelson et al (SAM 79), nous avons examiné le spectre d'électrons afin de rechercher les transitions $E0$ correspondant à chacune des quatre énergies. En ce qui concerne les trois derniers niveaux cités, aucune trace de transition $E0$ n'est décelable sur le spectre. Par contre, il y a peut-être une transition $E0$ correspondant au niveau situé à 2034,8 keV. Nous présentons sur la figure n° 19, des agrandissements du spectre d'électrons correspondant d'une part à la zone d'énergie du niveau à 2034,8 keV et d'autre part, à la zone d'énergie du niveau à 2252,9 keV. La surface du pic d'électrons correspondant à l'énergie γ de 2034,8 keV a été évaluée à 370 ± 180 coups (la valeur élevée de l'erreur étant due à l'importance du fond). Cette surface correspond à une intensité relative égale à $0,2 \pm 0,1$, en prenant la valeur 100 pour l'intensité de la raie d'électron K de 632,7 keV. Dans le cas du ^{108}Cd , l'intensité de la transition $E0$ désexcitant le niveau situé à 1913,2 keV était égale à 0,4.

Nous avons cherché à estimer l'intensité maximale du rayonnement γ détecté à 2034,8 keV : $I_\gamma (2034,8 \text{ keV}) < 0,05$. Ceci nous permet de calculer la

valeur minimale du coefficient de conversion interne correspondant à cette transition : $\alpha_K > 6.10^{-3}$, valeur 20 fois supérieure à celles des coefficients de conversion théoriques correspondant à des transitions E2 ou M1 de cette énergie. Ces résultats semblent favorables à l'attribution d'un spin 0^+ pour l'état situé à 2034,8 keV dans le ^{106}Cd .

Par ailleurs, le schéma de niveaux que nous avons établi confirme la place de certaines raies et propose de nouveaux états :

- le niveau à 2491,8 keV a été mentionné dans les travaux effectués sur le noyau ^{106}Cd ; en effet, il s'agit du 6^+ de la bande fondamentale qui se désexcite vers le 4^+ par la transition très intense d'énergie de 997,9 keV. Par contre, une seconde transition de 161,1 keV partant de ce niveau vers celui situé à 2330,5 keV avait été observée uniquement par J. Danière et al (DAN 77) et nous confirmons la position de cette raie dans le schéma de niveaux.

- le niveau à 2600,5 keV : la raie de 495,6 keV est observée en coïncidence avec la transition de 1471,9 keV et celle très intense de 861,2 keV ; la raie de 2600,7 keV n'est pas en coïncidence avec celle de 632,7 keV ; ces deux résultats nous permettent de proposer un état à 2600,5 keV.

- le niveau à 2924,8 keV a été observé par L.E. Samuelson et al (SAM79) qui lui ont attribué le spin 6^+ . Nous avons effectivement observé la transition de 433 keV qui désexcite ce niveau vers le 6^+ situé à 2491,8 keV et dont la multipolarité est E2. De plus, nous avons observé une transition de 1431 keV entre ce niveau et le premier 4^+ . Ce dernier résultat est en accord avec le spin attribué à ce niveau.

- le niveau à 3284,1 keV : les transitions de 780,7 keV et 792,5 keV sont observées respectivement en coïncidence avec les raies de 1009,4 keV et 997,9 keV, ceci nous conduit à proposer un niveau à 3284,1 keV. Nous avons défini la multipolarité E2 pour la transition de 780,7 keV. Une raie de 780,5 keV

avait été observée par J. Danière et al (DAN77) et également par L.E. Samuelson et al (SAM79). Ces deux équipes avaient placé cette transition entre les niveaux 7- et 5- situés respectivement à 3409,6 keV et 2629,3 keV. L'attribution de cette place dans le schéma de niveaux entraînerait l'observation en coïncidence avec la raie de 780,5 keV de la transition de 1135,8 keV ; comme nous observons celle de 1009,4 keV (cf. figure n° 17), nous en déduisons que cette raie est double.

- le niveau à 3473,2 keV : nous observons les coïncidences des transitions de 980,8 keV avec celles de 997,9 keV et de 632,7 keV, de 1142,7 keV avec 225,9 keV et enfin de 1978,9 keV avec 861,2 keV. Ces résultats nous permettent de proposer un niveau situé à 3473,2 keV.

.. le niveau à 4243,5 keV : est défini par deux transitions d'énergie 601,4 keV et 1199,7 keV. La comparaison des α_K expérimentaux et théoriques nous a conduits à fixer la multipolarité M_1 pour la transition de 601,4 keV. Comme le spin du niveau à 3642,1 keV a été déterminé 8^+ par Samuelson et al (SAM 79) alors l'état à 4243,5 keV aurait un spin $7,8$ ou 9^+ .

- le niveau à 5130,6 keV : les transitions de 867,1 keV, 1488,7 keV, 1763,4 keV et 2087,1 keV trouvées en coïncidence respectivement avec les raies de 601,4 keV, 1138,8 keV, 875,2 keV et 552,6 keV, nous permettent de proposer cet état

4. Spin des états fondamentaux et isomériques des noyaux ^{106}In et ^{108}In

A partir de l'étude de la décroissance des noyaux d'indium de masses 106 et 108 , S. Flanagan et ses collaborateurs (FLA75-FLA76), ont proposé les valeurs suivantes pour les spins des états fondamentaux et isomériques : en ce qui concerne les bas spins 3^+ dans ^{108}In et 3^\pm dans ^{106}In , en ce qui concerne les hauts spins 5^+ ou 6^+ dans ^{108}In et 5^+ dans ^{106}In . Ces valeurs ont été obtenues à partir des logft des états 2^+ et 4^+ , des états 6^+ et 5^- situés respectivement à 2541,6 keV et 2601,9 keV dans le ^{108}Cd et des niveaux 4^+ et 6^+ situés à 1493,7 keV et à 2491,6 keV dans le ^{106}Cd . L'interprétation de ces résul-

tats, à partir des règles de Brennan et Bernstein n'est pas satisfaisante, en particulier dans le cas de ^{108}In pour lequel l'un des arguments permettant d'expliquer les spins 3^+ et 6^+ était l'attribution de la valeur $\frac{3}{2}^+$ au spin de l'état fondamental du noyau ^{109}Sn . Cet argument ne peut être retenu puisque la valeur mesurée est $\frac{7}{2}^+$ (HOG74). D.C. Stromswold et ses collaborateurs (STR 78) ont proposé la valeur 7^+ pour l'isomère de haut spin de ^{108}In ; des mesures de polarisation linéaire leur ont permis d'attribuer la valeur 8^+ au spin de l'état situé à 3110 keV dans le ^{108}Cd , or ce dernier semble alimenté en radioactivité. Enfin, H. Huang et al ont étudié la décroissance de ^{106}In (HUA78) ; ils proposent les valeurs 3^+ et 6^+ ou 7^+ pour les spins des isomères de ^{106}In .

Dans les schémas de niveaux que nous avons établis plus de 90% de l'intensité totale observée a été placée. Il est alors intéressant de comparer les prévisions que nous pouvons faire quant aux valeurs des spins des états fondamentaux et isomériques des ^{106}In et ^{108}In à celles faites par les auteurs cités précédemment, en calculant les pourcentages d'alimentation des différents états excités. En effet, les mesures de T. Katoh et al. (KAT62 et KAT63) sur la masse 108, celles de R.C. Cartura et R.C. Richardson (CAR66) sur la masse 106, ont établi que les états fondamentaux des noyaux de cadmium de masses 106 et 108 ne sont pas alimentés directement par la décroissance des indiums. Il est donc possible de déduire le pourcentage d'alimentation de chacun des états excités à partir de l'intensité des raies γ observées, et de la place de ces dernières dans les schémas de niveaux. En réalité, il faudrait faire ce calcul d'une part pour les états alimentés par le fondamental de l'indium, et d'autre part, pour ceux qui le sont par l'état isomérique. Bien que les sources d'indium que nous avons utilisées lors de nos expériences contenaient les deux isomères dans des proportions que nous ne pouvons déterminer exactement, la comparaison des énergies et des intensités des raies que nous avons observées avec celles des raies obtenues aux cours d'expériences dans lesquelles seuls les indiums de haut spin étaient produits, montre que nos

sources dev aient être principalement formées de noyaux d'indium dans un état de haut spin. Nous avons donc fait le calcul d'alimentation sans tenir compte de la provenance des raies γ . Les pourcentages d'alimentation A sont calculés de la manière suivante $A = N (I_2 - I_1)$, I_1 et I_2 étant respectivement la somme des intensités des raies qui tombent sur le niveau et qui le désexcitent, N une constante de normalisation définie par $N = \frac{100}{\sum_{\text{tous les niveaux}} (I_2 - I_1)}$

Le tableau n° 4 présente les états les plus alimentés dans le ^{108}Cd :

Energie du niveau (keV)	Spin	Nombre de raies γ_1	I_1	Nombre de raies γ_2	I_2	A
3110,1	8+	1	0,2	1	4,2	3,9
2993,8	6+	1	0,5	2	4,5	3,9
2807,5	6+	3	1,4	4	43,5	41,2
2619,8	4+	0	0	1	3,3	3,2
1508,3	4+	13	69	1	72,9	3,8
632,9	2+	10	89	1	100	10,8

Tableau n° 4. Niveaux les plus alimentés dans le ^{108}Cd .

γ_1 : raies qui arrivent sur le niveau et I_1 : somme des intensités de ces raies

γ_2 : raies qui désexcitent le niveau et I_2 : somme des intensités de ces raies

A : pourcentage d'alimentation du niveau.

Le calcul des pourcentages d'alimentation des niveaux 4+ et 2+ situés respectivement à 1508,3 keV et à 632,9 keV fait intervenir la différence de deux grands nombres, l'erreur sur le résultat obtenu peut alors être assez élevée. De plus, comme toute l'intensité γ n'a pas été placée dans le schéma de niveaux,

seuls les pourcentages supérieurs à 10 sont significatifs. Le niveau situé à 2807,5 keV a un spin 6^+ , il ne peut donc être alimenté que par l'isomère d'indium de haut spin. La valeur du logft correspondant est 5.7 ± 0.3 , celle-ci est seulement compatible avec $\Delta J = 0,1$ et $\Delta \pi = +$ (ΔJ étant la différence entre les spins de l'état initial et de l'état final, $\Delta \pi$ le produit des parités de ces deux états). La valeur du spin de l'état isomérique de 1^{108}In est donc 5^+ , 6^+ ou 7^+ . Les valeurs 5 ou 6 semblent peu probables puisque le niveau 5^- situé à 2601,5 keV dont l'alimentation constituait l'un des arguments de S. Flanagan et al (FLA75) pour attribuer la valeur 5 ou 6 au spin de 1^{108}In , ne se révèle pas alimenté de manière significative ($A \approx 2\%$). En effet, nous avons placé six raies de faible intensité ($0,1 < I < 0,4$), arrivant sur ce niveau 5^- , que S. Flanagan et ses collaborateurs n'avaient pas observées ; elles ont pour énergie : 206,1 keV, 373,7 keV, 455,9 keV, 1691,9 keV, 1911,4 keV et 1923,5 keV. De plus, des mesures de coïncidences γ -X et γ - β^+ effectuées par R. Duffait et ses collaborateurs (DUF81) confirment que ce niveau 5^- n'est pas alimenté directement. En effet, sur le spectre en coïncidence avec la raie γ de 1093,2 keV qui désexcite ce niveau 5^- vers le 4^+ , seules sont observées les raies X du cadmium ; par contre, sur le spectre en coïncidence avec la transition de 242,6 keV, qui désexcite le 6^+ situé à 2807,5 keV vers le 5^+ situé à 2569,9 keV, on observe les raies X du cadmium mais également la raie de 511 keV due à l'émission β^+ . La valeur 7^+ pour le spin de 1^{108m}In semble donc la plus probable.

Le tableau n° 5 présente les états les plus alimentés dans le ^{106}Cd .

Energie du niveau (keV)	Spin	Nombre de raies γ_1	I_1	Nombre de raies γ_2	I_2	A
3084,5	7 ⁺	0	0	3	4,3	4,3
3044,4	8 ⁺	4	1,6	2	29,4	28
2503,3	6 ⁺	6	14,8	1	24,5	9,5
2491,8	6 ⁺	9	30,1	2	39,7	9,5
1493,9	4 ⁺	11	77,2	1	83,4	6,0
632,7	2 ⁺	11	93,4	1	100	6,5

Tableau n° 5. Niveaux les plus alimentés dans le ^{106}Cd

γ_1 : raies qui arrivent sur le niveau et I_1 somme des intensités de ces raies

γ_2 : raies qui désexcitent le niveau et I_2 somme des intensités de ces raies

Comme c'était déjà le cas dans le ^{108}Cd , les valeurs des pourcentages d'alimentation des niveaux 2⁺ et 4⁺ situés à 632,7 keV et 1493,9 keV ne sont pas significatives. Comme plus de 90% de l'intensité totale observée a été placée, nous pouvons affirmer que le niveau 8⁺ et au moins l'un des deux 6⁺ sont alimentés. Le calcul des logft conduit à $5,9 \pm 0,3$ pour le 8⁺ et $6,5 \pm 0,3$ pour les 6⁺, ces valeurs sont seulement compatibles avec un $\Delta J = 0,1$ et un $\Delta\pi = \pm$. Le spin de l'état isomérique de ^{106}In est donc 7[±].

5. Propriétés des niveaux de basse énergie dans les noyaux de cadmium

Avant d'aborder la discussion des résultats, il convient de définir les grandeurs permettant de comparer les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd aux isotopes voisins.

En premier lieu, nous pouvons calculer les rapports R_2 et R_4 définis de la manière suivante :

$$R_2 = \frac{E(2\frac{1}{2})}{E(2^+)} \quad \text{et} \quad R_4 = \frac{E(4^+)}{E(2^+)}$$

Nous présentons dans le tableau n° 6, les valeurs expérimentales des rapports R_2 et R_4 pour les noyaux de cadmium pair-pair (A variant de 106 à 116)

A \ R	106	108	110	112	114	116
R ₂	2,71	2,53	2,24	2,12	2,16	2,36
R ₄	2,36	2,38	2,34	2,29	2,29	2,37

Tableau n° 6. Rapports expérimentaux des énergies E (2⁺₂) et E (4⁺₄) à l'énergie E (2⁺₁) dans les isotopes pair de cadmium.

Les rapports R₂ et R₄ restent relativement constants, cependant, nous pouvons remarquer que R₄ est beaucoup plus stable que R₂.

Nous pouvons ensuite nous intéresser à l'évolution des probabilités de transition dans les noyaux de cadmium. La probabilité de transition expérimentale est donnée par l'expression suivante :

$$T_{\text{exp.}}(E2) = \frac{\text{Log } 2}{T_{1/2}} \times \frac{I}{I(\text{totale})} \times \frac{1}{1 + \alpha} \times \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}$$

dans laquelle T_{1/2} est la période du niveau initial

I l'intensité de la transition considérée

I (totale) l'intensité totale des transitions issues du niveau initial

α le coefficient de conversion interne de la transition.

δ² le rapport de mélange $\frac{I(E2)}{I(M1)}$ dans le cas de transition E2 + M1.

On définit également la probabilité de transition réduite B(E2) par $B_{\text{exp.}}(E2) = \frac{T_{\text{exp.}}(E2)}{1,22 \cdot 10^9} E_{\gamma}^{-5}$. Si E_γ est exprimé en MeV alors

B_{exp}(E2) sera exprimé en e²fm⁴.

Nous présentons dans le tableau n° 7 les valeurs B_{exp}(E2) obtenues dans les isotopes de cadmium. Celles-ci ont été calculées à partir des valeurs des vies moyennes données dans la table des isotopes (LED76) ; la valeur B(E2; 4⁺₄ → 2⁺₁) du ¹¹⁴Cd est celle indiquée par A. Bohr et B.R. Mottelson (Boh69).

transition	^{106}Cd	^{108}Cd	^{110}Cd	^{112}Cd	^{114}Cd	^{116}Cd
$2^+_{41} \rightarrow 0^+_{11}$	765	820	852	1050	1042	1035
$4^+_{41} \rightarrow 2^+_{41}$	1330	1224	-	1946	2112	1900
$2^+_{22} \rightarrow 0^+_{11}$	51	59	41	25	23	40

Tableau n° 7 : B_{exp} (E2) exprimées en $e^2 \text{fm}^4$, déterminées pour les isotopes de cadmium.

Ces probabilités de transition varient régulièrement pour une transition donnée entre les différents isotopes. Pour les niveaux dont la vie moyenne n'était pas connue, nous avons calculé les rapports de probabilités de transition. Ces derniers sont regroupés dans le tableau n° 8.

Rapport	^{106}Cd	^{108}Cd	^{110}Cd
$4^+_{22} \rightarrow 4^+_{41}$	1.1	1.9	0.3
$4^+_{22} \rightarrow 2^+_{22}$			
$4^+_{22} \rightarrow 2^+_{41}$	0.01	0.05	0.008
$4^+_{22} \rightarrow 2^+_{22}$			
$0^+_{22} \rightarrow 2^+_{22}$	<500	1070	-
$0^+_{22} \rightarrow 2^+_{41}$			
$6^+_{33} \rightarrow 4^+_{41}$	0.15	0.08	-
$6^+_{33} \rightarrow 4^+_{22}$			

Tableau n° 8 : Rapport des probabilités dans les noyaux ^{106}Cd , ^{108}Cd , ^{110}Cd .

Ces rapports de probabilités de transition varient relativement peu entre les trois noyaux.

En ce qui concerne les transitions EO, la probabilité de transition électrique monopolaire est définie par :

$$T(E0) = \Omega(Z, E) f^2(E, I_i \rightarrow I_f)$$

- $\Omega(Z, E)$ est un facteur électronique de probabilité de conversion, ne dépendant pas des propriétés nucléaires.

- f est le paramètre de force, il dépend de la structure nucléaire en particulier de la distribution de charge à l'intérieur du noyau.

Expérimentalement, on peut, connaissant uniquement les intensités e^- et γ , déterminer la valeur de $X(O_2^+)$. En effet, on définit les rapports μ_K et $X(O_2^+)$ de la manière suivante (RAS 60 et REI 61) :

$$\mu_K = \frac{T(E0)}{T(E2)} = \frac{I_K(O_2^+ \rightarrow O_1^+)}{I_\gamma(O_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$$

$$X(O_2^+) = \frac{f^2 e^2 R_0^4}{B(E2, O_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$$

Compte tenu de la relation entre $T(E0)$ et f^2 , nous pouvons écrire :

$$X(O_2^+) = \frac{2.5610^9 \times A^{4/3} \times E_\gamma^5}{\Omega(Z, E)} \mu_K$$

(E_γ étant exprimé en Mev).

Les valeurs de $\Omega(Z, E)$ sont tabulées (HAG69), elles permettent de calculer les valeurs expérimentales de $X(O_2^+)$. Pour les isotopes 108 et 106 du cadmium, nous trouvons respectivement 2,9 et 1,3.

En ce qui concerne les isotopes plus lourds, nous avons pu uniquement calculer la valeur $X(O_2^+)$ pour le ^{114}Cd : 3.0510^{-2} ; cette dernière est très inférieure aux valeurs obtenues dans les cadmioms de masses 108 et 106, ceci provient de la valeur plus faible de l'énergie de la transition $O_2^+ \rightarrow 2_1^+$ et de $\Omega(Z, E)$.

Tous ces résultats seront discutés au cours de l'interprétation théorique.

CHAPITRE IV : DISCUSSION ET INTERPRETATION

L'analyse des résultats établis sur les propriétés des niveaux de basse énergie conduit à présenter une systématique portant sur les noyaux de cadmium de masses 106 à 116. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur les noyaux ^{106}Cd et ^{108}Cd sera discuté dans le cadre des modèles habituellement utilisés pour ces noyaux. Enfin, les valeurs expérimentales attribuées aux spins des niveaux fondamentaux et isomériques des ^{106}In et ^{108}In seront analysées à partir des règles de Brennan et Bernstein.

1. Discussion des propriétés des niveaux de basse énergie

Les résultats expérimentaux établis dans le chapitre précédent en ce qui concerne les rapports R2 et R4 (cf tableau n° 6) et les probabilités de transition (cf tableau n°7) indiquent la nature collective des niveaux 2_1^+ , 4_1^+ et 2_2^+ . En effet, la plupart des valeurs R2 et R4 sont comprises entre 2 et 2.5, c'est-à-dire en accord avec les prévisions des modèles vibrationnel et "γ-instable" de Jean et Wilets. De plus, nous pouvons remarquer que les valeurs $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ sont environ 2 fois plus grandes que les valeurs $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ et que les rapports $\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$ sont en accord avec les prévisions des modèles vibrationnel et "γ-instable", dans lesquels ils valent respectivement 2 et $\frac{10}{7}$.

Les résultats présentés dans le tableau n°8 permettent de conclure que, d'une part, les niveaux 4^+ situés respectivement à 2104.6 keV, 2239.1 keV et 2220.1 keV dans les cadmioms de masses 106, 108 et 110 et, d'autre part, les niveaux 6_3^+ situés respectivement à 2924.8 keV et à 2993.8 keV dans les noyaux ^{106}Cd et ^{108}Cd sont de même nature.

Des calculs phénoménologiques simples ont permis de relier le rapport $X(0_2^+)$ à la déformation à l'équilibre (β_2) du noyau. D'après J.O. Rasmussen

(RAS 60), les vibrations d'un ellipsoïde de révolution uniformément chargé donnent naissance aux transitions E0 et ce même auteur propose la relation suivante entre $X(0_2^+)$ et β_2 : $X(0_2^+) = 4\beta_2^2$. Le tableau n°9 présente les valeurs du paramètre de déformation obtenues à partir soit du rapport $X(0_2^+)$, soit des probabilités réduites $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ ($|\beta_2| = \frac{4\pi \sqrt{5} B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}{3Z r_0^2 A^{2/3}}$ avec $r_0 = 1.2$ fm) ainsi que celles obtenues pour le minimum prolata dans le cadre d'un calcul Hartree-Fock (LET 79) soit à A constant, soit à G constant (c'est-à-dire pour deux traitements différents du pairing).

	$\beta_2(X(0_2^+))$	$\beta_2(BE2)$	$\beta_2(A)$	$\beta_2(G)$
^{106}Cd	0.57	0.167	0.153	0.157
^{108}Cd	0.85	0.170		
^{110}Cd		0.172	0.257	0.175

Tableau n°9 : Paramètres de déformation dans les noyaux de Cd.

Les valeurs de β_2 obtenues à partir des rapports $X(0_2^+)$ sont très nettement supérieures à celles obtenues à partir des $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ ou d'un calcul Hartree-Fock, mais il est évident que le modèle de J.O. Rasmussen est trop simple pour pouvoir rendre compte des propriétés des niveaux 0_2^+ observés dans les noyaux mous. De plus, les valeurs des rapports $X(0_2^+)$ sont très grandes comparées à celles obtenues dans le ^{114}Cd et dans beaucoup d'autres noyaux (ALD 72). Par contre, le calcul Hartree-Fock à G constant conduit à des valeurs du paramètre de déformation en très bon accord avec celles obtenues à partir des B(E2). La figure n° 20 représente une systématique des états de basse énergie observés dans les noyaux de cadmium, portant sur les masses 106 à 116. Nous pouvons remarquer que :

- le comportement du niveau 4_1^+ est identique à celui du niveau 2_1^+ , leurs énergies augmentent avec la masse jusqu'à $A = 110$ puis diminuent jusqu'à $A = 116$, le rapport $R4 = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)}$ restant presque constant.

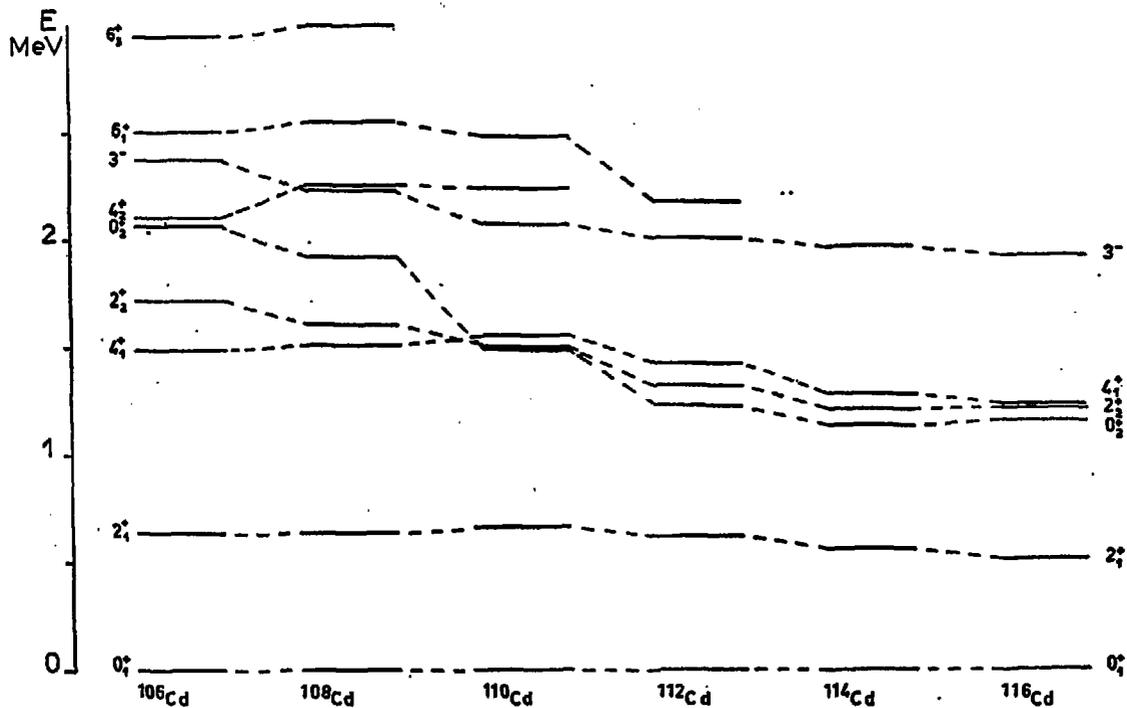


Figure 20 : Systematique des niveaux de basse énergie dans les isotopes pair-pair de cadmium. Les niveaux 6_2^+ (états de deux quasi-particules) ne sont pas représentés sur la figure.

- l'énergie du deuxième état 2^+ croît lorsque la masse des noyaux décroît; de plus, alors que ce niveau était situé sous le niveau 4_1^+ dans les noyaux de masses 116 à 110, il se trouve au-dessus du niveau 4_1^+ dans les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd . Ce dernier point, selon le critère proposé par K. Kumar (KUM 70) indiquerait une déformation prolata ($\beta_2 > 0$), ceci est confirmé par les calculs Hartree-Fock.

- l'énergie de l'état 3^- croît très doucement quand la masse décroît; le niveau situé à 2162.6 keV dans le ^{108}Cd , pour lequel nous avons proposé un spin 3^- , s'inscrit très bien dans cette systématique.

- en ce qui concerne le premier état excité 0^+ , son énergie évolue doucement depuis la masse 116 jusqu'à la masse 110, par contre il y a un grand saut en énergie lorsque l'on passe de la masse 110 à la masse 108. Or, les noyaux de cadmium de masses 110, 112, 114 et 116 illustraient bien le modèle vibrationnel avec leur triplet d'états $0^+ 2^+ 4^+$ à la même énergie, lequel correspond au couplage de deux phonons quadrupolaires. Par contre, dans les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd , le premier état excité 0^+ paraît situé à une trop haute énergie pour faire partie d'un tel triplet. De plus, il ne peut pas former la tête d'une bande $0^+ 2^+ 4^+$, comme c'était le cas dans les noyaux de mercure, puisqu'il n'est alimenté par la désexcitation d'aucun autre état.

2. Modèles utilisés dans la région des cadmiums

Les états de basse énergie dans les noyaux de cadmium ont très souvent été interprétés à partir d'une image vibrationnelle. Deux méthodes sont utilisées pour lever la dégénérescence du triplet $0^+ 2^+ 4^+$: le couplage d'un vibreur harmonique et d'une paire de quasi-particules (ALA 67 - LOP 71) et le vibreur anharmonique (ŠIP 70). Ces deux méthodes étant équivalentes, nous traiterons uniquement de la première. Plus récemment, L.E. Samuelson et ses collaborateurs (SAM 78 - SAM 79), en s'appuyant sur les similitudes existant

entre les noyaux de palladium et de cadmium, ont interprété leurs résultats de réactions (HI, xn) à partir d'un rotateur légèrement déformé et de deux quasi-particules. Il est intéressant d'analyser ces résultats puisque nous avons observé, en radioactivité, certains des niveaux interprétés dans le cadre de ce modèle. Enfin, la région des noyaux de masse 100 a été interprétée dans le cadre du modèle IBA de F. Iachello : le ^{110}Cd dans la limite SU (5) (ARI 76) et les noyaux de ruthénium et de palladium dans le modèle IBA 2 (VAN 80). Nous comparerons ces différentes approches aux résultats expérimentaux obtenus sur les noyaux ^{106}Cd et ^{108}Cd .

a) Image vibrationnelle

G. Alaga et ses collaborateurs considèrent les noyaux de cadmium comme étant formés d'un coeur d'étain (couche fermée en protons, $Z = 50$) qui sera traité en vibrateur sphérique et dans lequel on fait deux trous de protons. L'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = H_c + H_{p_1} + H_{p_2} + H_{p_1 p_2} + H_{int}$$

H_c représente l'hamiltonien du coeur harmonique, H_{p_1} et H_{p_2} ceux de chacun des deux trous, $H_{p_1 p_2}$ celui de l'interaction entre les trous et H_{int} celui de l'interaction coeur-trou. Les paramètres intervenant dans le modèle sont :

- $\hbar\omega$, l'énergie de vibration du coeur, déterminé approximativement à partir de l'énergie du premier niveau 2^+ dans les noyaux d'étain.
- les énergies "c" des particules célibataires, déduites des expériences de pick-up portant sur les noyaux impairs voisins.
- G, le paramètre de pairing, intervenant dans $H_{p_1 p_2}$
- a, le paramètre de couplage ($0 \leq a \leq 1$), décrivant l'interaction

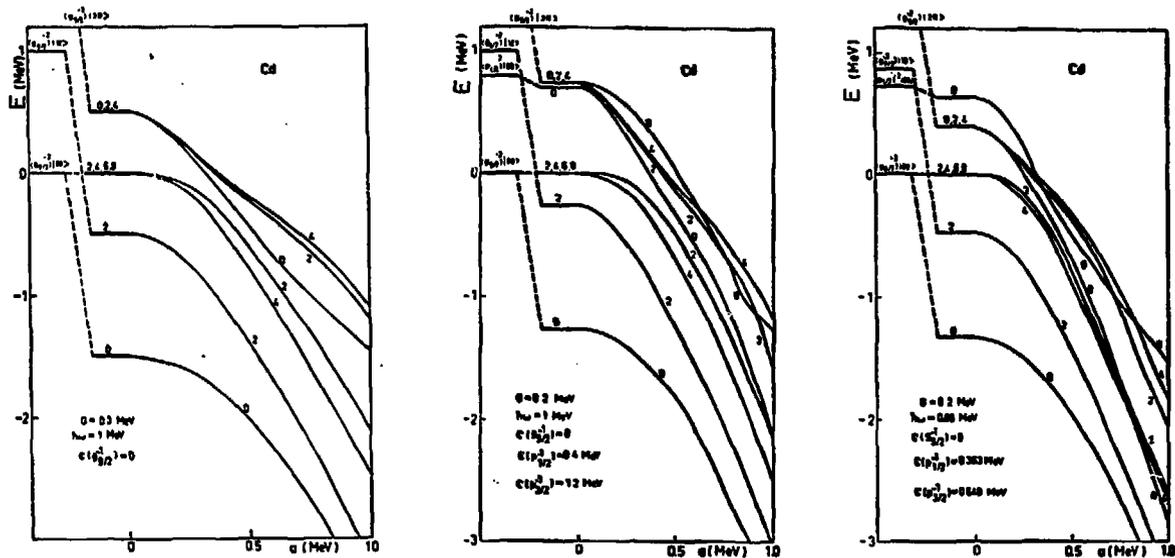


Figure 21 : Courbes d'évolution des niveaux de basse énergie en fonction du paramètre de couplage (LOP 71). Les états de particules et du coeur intervenant dans le couplage sont indiqués sur la gauche de chaque figure; par exemple, la configuration $(\pi_{9/2}^{-2})|2R\rangle$ correspond à deux trous de protons dans la couche $\pi_{9/2}$ et à un coeur dans un état du triplet à deux phonons.

des trous et du coeur; ce dernier est un paramètre libre déterminé de manière à obtenir le meilleur accord entre la théorie et l'expérience.

Nous présentons sur la figure n° 21 différentes courbes d'évolution des niveaux à basse énergie, en fonction du paramètre de couplage. Elles ont été calculées pour différentes valeurs de G , de $\hbar\omega$ et des énergies des particules célibataires. Nous pouvons remarquer que le deuxième état 0^+ peut être interprété soit comme le résultat du couplage du coeur d'étain dans son état fondamental et de deux trous de protons dans la couche $p_{1/2}$, correspondant à la configuration $(p_{1/2})^{-2}|0,0\rangle$ qui définit un état de particules; soit comme celui du coeur d'étain dans l'état 0^+ du triplet vibrationnel et de deux trous de protons dans la couche $g_{9/2}$ (c'est-à-dire dans leur état fondamental), correspondant à la configuration $(g_{9/2})^{-2}|2, 0\rangle$ qui définit un état collectif purement vibrationnel. L'ordre dans lequel apparaissent les états 0_2^+ , 2_2^+ et 4_1^+ et leur distance en énergie dépendent de a , de G et sont sensibles à la présence de l'état $(p_{1/2})^{-2}|0,0\rangle$.

Ce modèle ne fait pas intervenir explicitement les neutrons. Cependant, on obtient des descriptions différentes pour chacun des isotopes de cadmium puisque les énergies des particules célibataires sont différentes pour chacun d'eux; en effet, elles sont déduites de l'énergie des niveaux $\frac{9}{2}^+$, $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$ et $\frac{5}{2}^-$ des noyaux d'indium (ayant A impair) voisins.

En ce qui concerne le noyau ^{108}Cd , V. Lopac (LOP 71) a calculé les probabilités de transition, avec les valeurs suivantes pour les paramètres : $G = 0.3$ MeV, $\hbar\omega = 1$ MeV et $a = 0.8$. Le tableau n° 10 permet de comparer les résultats théoriques ainsi obtenus et les valeurs expérimentales présentées dans les tableaux n° 7 et 8 du chapitre précédent.

Transition	B(E2) _{exp}	B(E2) _{th.}
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.082	0.088
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0.0059	0.003
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.122	0.130

Rapport	Expérience	Calcul
$\frac{0_2^+ \rightarrow 2_2^+}{0_2^+ \rightarrow 2_1^+}$	1070	0.05
$\frac{2_2^+ \rightarrow 2_1^+}{2_2^+ \rightarrow 0_1^+}$	11	23

Tableau n° 10 : Probabilités de transition (exprimées en $e^2 b^2$) et rapport de probabilités de transition, dans le ^{108}Cd .

Les valeurs calculées des probabilités de transition sont en accord avec celles déterminées expérimentalement pour les transitions désexcitant les deux premiers niveaux 2^+ vers le fondamental et le premier 4^+ vers l'état 2_1^+ . Par contre, les valeurs théoriques et expérimentales du rapport $\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$ sont très différentes; théoriquement le niveau 0_2^+ (provenant de la configuration $(g_{9/2})^{-2} |2,0\rangle$) se désexcite préférentiellement vers le 2_1^+ et non vers le 2_2^+ comme le montre l'expérience. Nous pouvons remarquer que ce calcul a été fait sans tenir compte de l'influence de la couche $p_{1/2}$; si le 0_2^+ était considéré comme un mélange des configurations $(g_{9/2})^{-2} |2,0\rangle$ et $(p_{1/2})^{-2} |0,0\rangle$ le rapport $\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}$ pourrait avoir une valeur plus grande que celle calculée par V. Lopac. Néanmoins, l'ordre d'apparition des 3 niveaux 2_2^+ , 4_1^+ et 0_2^+ (cf. figure n° 21) est respecté, le 0_2^+ étant situé bien au-dessus des deux autres niveaux; par contre, les énergies sont sensiblement inférieures (environ 200 keV) à celles déterminées expérimentalement.

W. Dietrich et ses collaborateurs (DIE 75) ont étudié les noyaux ^{109}In et ^{107}In à partir de réactions (d, γ) ; les niveaux $\frac{1}{2}^-$ et $\frac{3}{2}^-$ apparaissent dans ^{107}In respectivement à 0.678 MeV et 1.107 MeV. D'autre part, la valeur du paramètre de pairing G est prise égale à 0.11 MeV dans les calculs Hartree-Fock. Il serait donc très intéressant de faire un nouveau calcul en

utilisant les paramètres suivants : $G = 0.11$ MeV, $\epsilon(g_{9/2}) = 0$, $\epsilon(p_{1/2}) = 0.678$ MeV, $\epsilon(p_{3/2}) = 1.107$ MeV et $\hbar\omega = 1.2$ MeV (énergie du premier 2^+ de l'étain de masse 108).

b) Image rotationnelle

Les schémas expérimentaux des isotopes de cadmium de masses 106 et 108 présentent une séquence de niveaux 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , construite sur le fondamental et de type rotationnel.

Pour interpréter leurs résultats portant sur les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd , L.E. Samuelson et ses collaborateurs, ayant remarqué des similitudes avec les noyaux de palladium (de masses 104 et 106), ont interprété leurs résultats dans le cadre du modèle utilisé pour représenter les noyaux de palladium.

Le noyau est alors considéré comme un rotateur peu déformé, à symétrie axiale, auquel on couple deux quasi-particules; le couplage coeur-particules est traité dans la limite du couplage fort (SAM 78, SAM 79, SIM 80). Dans le cas de noyaux peu déformés, les effets des forces de Coriolis intervenant dans le couplage entre le mouvement de rotation du coeur et celui des deux quasi-particules peuvent devenir importants. Les particules sont alors dites découplées du coeur et la rotation donne naissance à des bandes découplées de caractère rotationnel. La figure n° 22 représente l'allure du schéma de niveaux que l'on peut s'attendre à trouver dans la région des noyaux de masse 100. Ce calcul a été fait en tenant compte des couches $h_{11/2}$, $g_{7/2}$ et $d_{5/2}$ pour les neutrons et des couches $g_{9/2}$ et $p_{1/2}$ pour les protons.

Les schémas de niveaux expérimentaux obtenus par L.E. Samuelson et al. présentent des caractéristiques analogues au schéma de la figure n° 22. Ces auteurs ont en particulier effectué un calcul portant sur le ^{106}Cd dans le cadre de ce modèle (SAM 79).

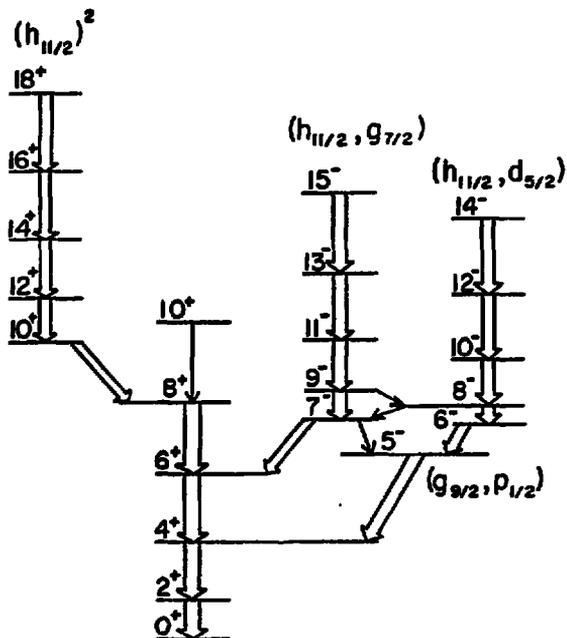


Figure 22 : Schéma de niveaux théorique montrant les bandes collectives construites sur les états de deux quasi-particules pour les noyaux pair-pair appartenant à la région de masse 100. Les configurations $(h_{11/2})^2$ $(h_{11/2}, g_{7/2})$ $(h_{11/2}, d_{5/2})$ et $(g_{9/2}, p_{1/2})$ (deux quasi-neutrons) et $(g_{9/2}, p_{1/2})$ (deux-quasi protons) donnent naissance respectivement aux états 10^+ , 9^- , 8^- et 5^- .

Ce calcul a permis d'interpréter de nombreux états situés à haute énergie ($E > 2.5$ MeV), et en particulier les deux niveaux 5^- , les 6^+ à 2503 keV et à 2925 keV ainsi que le 7^+ à 3127 keV que nous avons également observés en radioactivité. L'état 5^- situé à 2920 keV est un état de deux quasi protons ($g_{9/2}, p_{1/2}$); pour interpréter celui situé à 2629 keV, il a été nécessaire de faire intervenir l'orbitale $p_{3/2}$, ce niveau 5^- est alors un état de deux quasi-protons ($g_{9/2}, p_{3/2}$). En ce qui concerne les états de plus haut spin, ce calcul prévoit deux bandes rotationnelles construites sur les états de deux quasi-neutrons ($h_{11/2}, d_{5/2}$) et ($h_{11/2}, g_{7/2}$); les états 8^- , 10^- , 12^- et 14^- (1) situés respectivement à 3507.8 keV, 4106.4 keV, 4967.6 keV et 5976.4 keV font partie de la première bande et les états 9^- , 11^- , 13^- et 15^- (1) situés à 3679 keV, 4324.5 keV, 5214.2 keV et 6265.3 keV de la seconde. Certains états, notamment les premiers 6^- et 7^- semblent être dus au mélange de configurations de deux quasi-protons et de deux quasi-neutrons. En ce qui concerne les états de parité positive, la bande construite sur le fondamental est interprétée à l'aide d'un traitement V.M.I. (Variable Moment of Inertia). Les autres états sont des états de particules : en particulier, les niveaux 6^+ et 7^+ de plus basses énergies (2503 keV, 2924 keV et 3127 keV) sont interprétés comme des états de deux quasi-neutrons ($d_{5/2}, g_{7/2}$), l'état 8^+ à 3044.4 keV correspond à un état de deux quasi-protons ($g_{9/2}, g_{9/2}$) et enfin, les états 10^+ et 12^+ (1) observés à 4436 keV et 5241 keV appartiennent à la bande construite sur l'état de deux quasi-neutrons ($h_{11/2}, h_{11/2}$).

Le noyau ^{108}Cd avait fait l'objet d'une interprétation qualitative à partir du même modèle (SAM 78). Quatre bandes construites sur des états de deux quasi-particules avaient été mises en évidence. Les deux états 5^- ainsi que le 6^+ situé à 2807.5 keV et le 8^+ à 3110.5 keV étaient interprétés, comme

(1) Ces niveaux n'ont pas été observés en radioactivité.

dans le ^{106}Cd , respectivement comme des états de deux quasi-protons ($g_{9/2}$, $p_{1/2}$) et ($g_{9/2}$, $p_{3/2}$), de deux quasi-neutrons ($g_{7/2}^2$ ou ($g_{7/2}$, $d_{5/2}$), et de deux quasi-protons ($g_{9/2}$)². Dans l'étude de la désintégration de ^{108}In , nous avons observé ces quatre états.

L.E. Samuelson et al. ont ainsi montré que les états de particules sont prépondérants à une énergie supérieure à 2 MeV. Par contre, les calculs effectués ne fournissent aucun élément d'interprétation pour les états de plus basse énergie, en particulier les états de bas spin et le premier état excité 0^+ .

c) Le modèle I.B.A.

Dans ce modèle, un noyau pair-pair est considéré comme étant formé d'un coeur inerte et de quelques particules de valence, c'est-à-dire les particules en dehors des couches magiques; dans le cas où plus de la moitié d'une couche magique est remplie, on considère le nombre de trous. Les particules de valence se regroupent en paires de moment angulaire $L = 0$ ou 2 qui seront traitées comme des bosons (s si $L = 0$, d si $L = 2$). Par exemple, dans le noyau $^{108}_{48}\text{Cd}_{60}$, le nombre de bosons sera égal à $1 + 5 = 6$.

Dans la version IBA 1, les bosons protons et les bosons neutrons sont traités de la même manière. Les cinq composantes ($\mu = 0, \pm 1, \pm 2$) du boson d et la composante du boson s engendrent un espace à 6 dimensions, la structure de groupe utilisée est donc $SU(6)$. L'un des intérêts du modèle est de permettre de trouver des solutions analytiques chaque fois que l'hamiltonien pourra s'écrire en termes d'invariants, dans une base complète d'un sous groupe de $SU(6)$. Il y a trois solutions analytiques possibles : les limites $SU(5)$ (ARI 76), $SU(3)$ (ARI 78) et $O(6)$ (ARI 79); celles-ci correspondent aux descriptions géométriques issues du modèle de Bohr et Mottelson, c'est-à-dire respectivement au vibreur anharmonique, au rotor à symétrie axiale avec

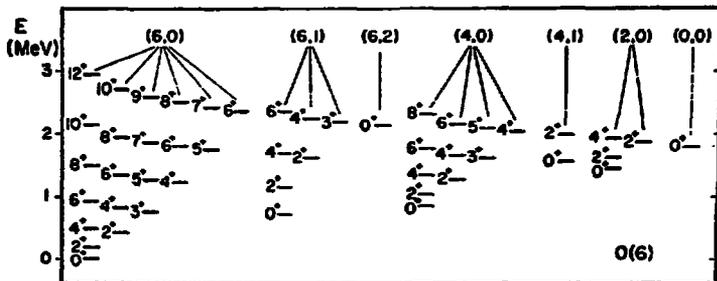
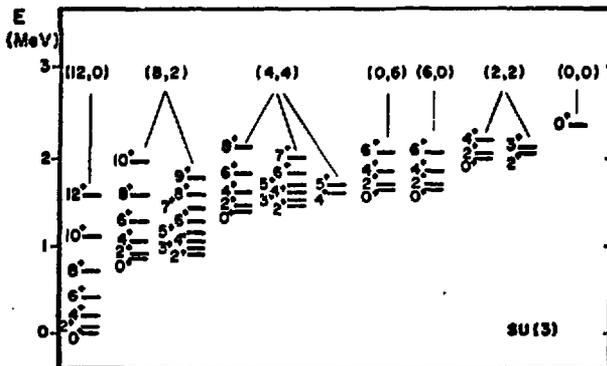
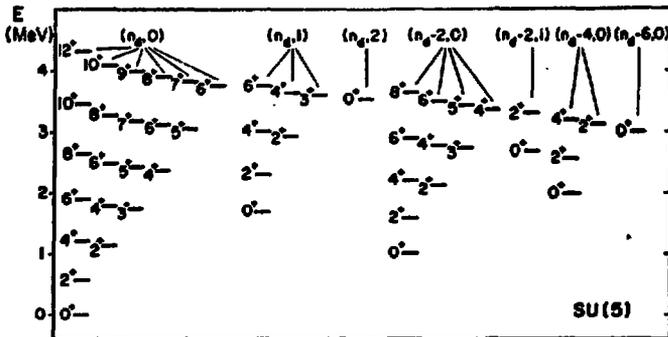


Figure 23 : Schéma de niveaux théoriques correspondant aux trois limites SU(5), SU(3) et O(6) du modèle IBA1, dans le cas où le nombre de bosons N est égal à 6. Les nombres quantiques décrivant les états sont indiqués entre parenthèses : (ν, n_λ) dans SU(5), (λ, μ) dans SU(3), (σ, τ) dans O(6).

des bandes β et γ et au modèle " γ - instable" de Jean et Wilets (MEY 78).

Les schémas de niveaux correspondant à ces trois limites sont représentés sur la figure n° 23. L'énergie d'un état est calculée à partir des nombres quantiques qui décrivent cet état et des paramètres intervenant dans le modèle (4 paramètres libres). Les paramètres sont déterminés de manière à obtenir le meilleur accord théorie-expérience; il est nécessaire, pour que ce calcul ait un sens, de décrire un nombre important de niveaux expérimentaux de manière à ce qu'aucun paramètre ne soit obtenu à partir d'un seul niveau. Non seulement les énergies, mais également les probabilités de transition, en particulier les $B(E2)$, s'expriment de manière analytique dans ces trois limites (ARI 76 - ARI 78 et ARI 79). Nous présentons dans le tableau n° 11 les valeurs des $B(E2)$ calculées dans les limites SU (5), SU (3) et O (6) et dans l'hypothèse $N + \infty$ (N étant le nombre de bosons).

limite transitions	SU (5)	SU (3)	O (6)
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1	1	1
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	2	$\frac{10}{7}$	$\frac{10}{7}$
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	2	interdite	$\frac{10}{7}$
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	2	interdite	interdite
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$	interdite	1	interdite
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	interdite	interdite	$\frac{5}{3}$

Tableau n° 11 : Probabilités de transition réduite ($B(E2)$) dans les trois limites SU (5), SU (3) et O (6).

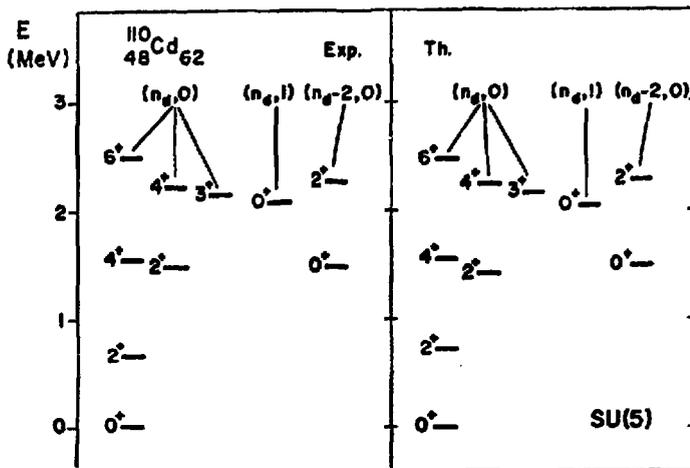


Figure 24 : Comparaison entre le schéma de niveaux expérimental du ^{110}Cd et celui théorique calculé dans la limite SU(5). Les énergies des niveaux théoriques ont été calculées avec les valeurs suivantes des paramètres : $\epsilon = 722$ keV, $\alpha = 18$ keV, $\beta = 10.3$ keV, $\gamma = 10$ keV.

De plus, le modèle IBA 1 permet d'étudier les situations intermédiaires : entre SU (5) et SU (3), entre SU (3) et O (6) et entre O (6) et SU (5).

Le noyau ^{110}Cd a été décrit dans la limite SU (5). La figure n° 24 permet de constater que l'accord entre la théorie et l'expérience est très bon. Bien que les séquences de niveaux observés à basse énergie dans les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd soient comparables à celles prévues dans le schéma théorique correspondant à la limite SU (5), c'est-à-dire présence d'une bande $0_1^+ 2_1^+ 4_1^+ 6_1^+$, d'une seconde bande $2^+ 4^+ 6^+$ et d'un état excité 0^+ situé entre le 4_1^+ et le 6_1^+ , il ne nous a pas été possible d'effectuer de calcul pour ces deux noyaux; en effet, l'un des paramètres aurait été uniquement déterminé par l'énergie du niveau 0_2^+ . De plus, la transition $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ étant interdite dans la limite SU (5), une telle représentation du noyau ^{108}Cd ne saurait rendre compte de la désexcitation du niveau 0_2^+ . La transition $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ étant autorisée dans la limite O(6), on peut imaginer que le ^{108}Cd représente une situation intermédiaire entre O (6) et SU (5).

Le noyau ^{196}Pt possède un état 0_2^+ qui se désexcite préférentiellement vers le niveau 2_2^+ ($\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)} = 0.16$). Récemment, R.F. Casten (CAS 78) a décrit ce noyau dans la limite O(6); en ajoutant un terme d'interaction Q.Q entre les bosons, il a levé l'interdiction de la transition $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$. Une telle description pourrait peut-être convenir au ^{108}Cd . Cependant, elle nécessite l'introduction d'un nouveau paramètre.

Plus récemment, le modèle IBA 2 a été développé; celui-ci décrit séparément les degrés de liberté des bosons protons et des bosons neutrons. Il n'y a donc plus de correspondance avec les modèles issus de celui de Bohr et Mottelson.

P. Van Isacker et G. Puddu (VAN 80) ont utilisé ce modèle pour décrire les noyaux de ruthénium et de palladium. Les noyaux de cadmium présen-

tant des similitudes avec ceux de palladium (cf. Chapitre IV. § 2 b), la comparaison de ces trois groupes de noyaux peut se révéler très intéressante.

Dans le cadre de ce modèle, l'hamiltonien s'écrit :

$$H = \epsilon(n_{d\pi} + n_{d\nu}) + k Q_{\pi} \cdot Q_{\nu} + V_{\pi\pi} + V_{\nu\nu} + M_{\pi\nu}$$

$$\text{avec } Q_{\rho} = (d_{\rho}^{+} \tilde{d}_{\rho}^{\nu})^{(2)} + \chi_{\rho} (s_{\rho}^{+} \tilde{d}_{\rho}^{\nu} + d_{\rho}^{+} s_{\rho}^{\nu})^{(2)} \quad \tilde{d}_{\rho}^{\nu} = (1)^{\rho} d_{-\rho}$$

$$V_{\rho\rho} = \sum_{L=0,2,4} C_{L\rho} \left[(d_{\rho}^{+} d_{\rho}^{\nu})^{(L)} (d_{\rho}^{\nu} d_{\rho}^{\nu})^{(L)} \right]^{(0)} \quad \rho = \pi \text{ ou } \nu$$

et $M_{\pi\nu}$ l'opérateur de Majorana.

Les paramètres intervenant dans le modèle sont :

- ϵ , décrivant l'interaction forte entre les protons ou les neutrons à l'intérieur d'une paire; ϵ dépend à la fois de N_{π} et de N_{ν} ($N_{\pi(\nu)}$ nombre total de bosons protons (neutrons)).
- k , χ_{π} et χ_{ν} , trois paramètres intervenant dans l'interaction Q.Q.; k dépend à la fois de N_{π} et de N_{ν} , χ_{π} dépend seulement de N_{π} et χ_{ν} de N_{ν} .
- $C_{L\pi}$ et $C_{L\nu}$, six paramètres intervenant respectivement dans l'interaction entre les bosons protons et dans celle entre les bosons neutrons, ils dépendent respectivement de N_{π} et de N_{ν} .
- $\epsilon_{L(=1,2,3)}$, intervenant dans l'opérateur de Majorana; ces trois paramètres sont pris constants dans tous les isotopes de Ru et de Pd.

Tous ces paramètres pouvant théoriquement varier indépendamment, contraindre certains d'entre eux à dépendre seulement de N_{π} ou de N_{ν} réduit le nombre de paramètres libres à 9. Ainsi, pour une série d'isotopes χ_{π} et $C_{L\pi}$ restent constants et pour une série d'isotones χ_{ν} et $C_{L\nu}$ restent constants;

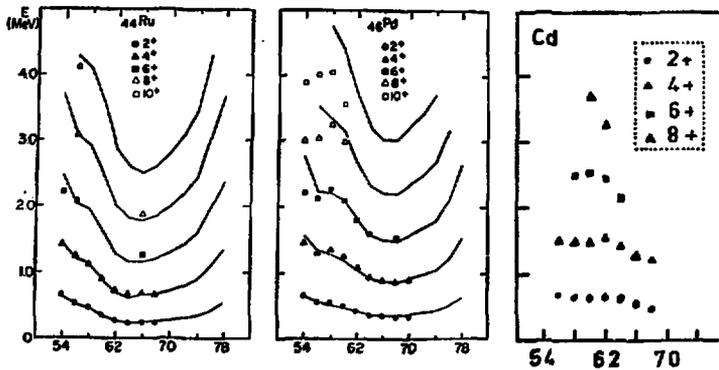


Figure 25 : Comparaison entre les énergies expérimentales et calculées (IBA 2) des niveaux de la bande construite sur le fondamental dans les noyaux de Ru et de Pd. Evolution des mêmes niveaux dans les isotopes de Cd.

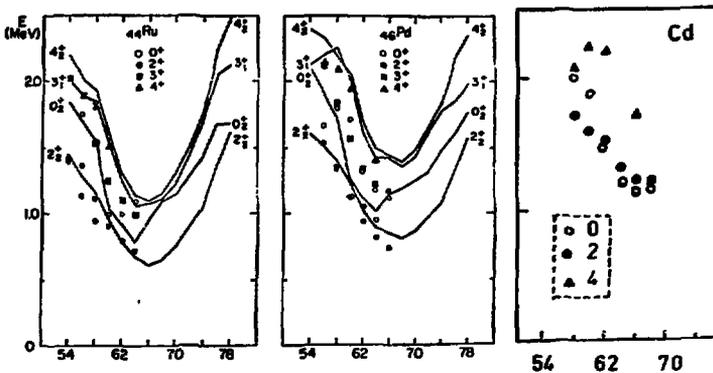


Figure 26 : Comparaison entre les énergies expérimentales et calculées (IBA 2) des niveaux 2_2^+ , 4_1^+ , 0_2^+ dans les noyaux de Ru et Pd. Evolution des valeurs expérimentales des mêmes niveaux dans les isotopes de Cd.

ceci montre la nécessité d'établir des systématiques pour tester le modèle.

La figure n° 25 représente l'évolution de la bande construite sur le fondamental dans les isotopes de Ru, de Pd et de Cd. Nous pouvons remarquer que les énergies expérimentales des niveaux 2_1^+ , 4_1^+ et 6_1^+ dans les Ru et les Pd sont très bien reproduites par la théorie, que celles-ci décroissent plus vite, quand N augmente, dans les noyaux de ruthénium que dans ceux de palladium. Nous constatons une variation expérimentale plus lente dans les noyaux de cadmium, ce qui est en accord avec une extrapolation des courbes théoriques des Ru et des Pd vers les Cd.

La figure n° 26 présente une comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées des énergies des états 2_2^+ , 3_1^+ , 4_2^+ et des niveaux 0^+ excités dans les noyaux de Ru et de Pd. Sur cette figure, nous avons porté les énergies expérimentales des niveaux 0_2^+ , 2_2^+ et 4_2^+ dans les isotopes de cadmium. En ce qui concerne les énergies des 0_2^+ , la théorie prévoit une brusque variation entre N = 58 et N = 60. Tous les niveaux décrits par le modèle IB/ Δ étant des états collectifs, P. Van Isacker et G. Puddu proposent de considérer comme des états de particules les 0^+ dont l'énergie est très différente de celle indiquée par la courbe théorique. Ainsi, par exemple, les états 0^+ situés à 1.13 MeV dans le $^{100}_{44}\text{Ru}_{56}$ et à 0.944 MeV dans le $^{102}_{44}\text{Ru}_{58}$ sont des états de particules, alors que ceux situés à 0.988 MeV dans le $^{104}_{44}\text{Ru}_{60}$ et à 0.911 MeV dans le $^{106}_{44}\text{Ru}_{62}$ sont des états collectifs. Cette brusque variation de l'énergie du niveau 0_2^+ est observée dans les cadmiums entre N = 60 et N = 62. La théorie prévoit un minimum de l'énergie du niveau 2_2^+ pour N = 66 dans les noyaux de Ru et pour N = 68 dans ceux de Pd, un tel minimum est observé pour N = 66 dans les noyaux de cadmium.

La figure n° 27 permet de comparer les probabilités de transition des noyaux de Ru, Pd, Cd. Nous pouvons remarquer que :

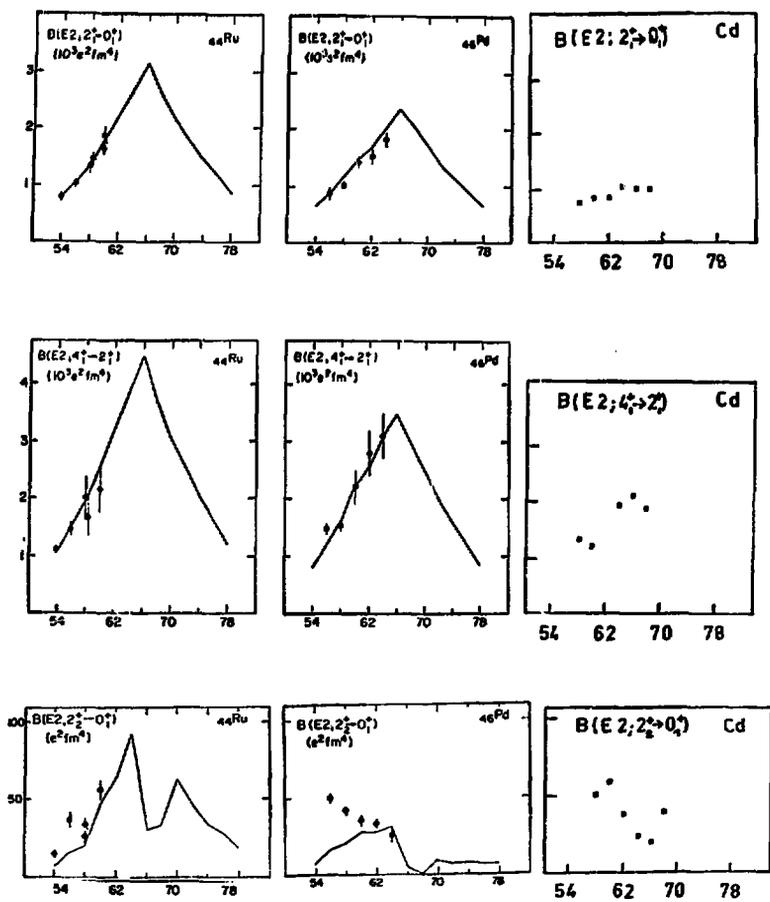


Figure 27 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées des probabilités de transition dans les noyaux de Ru et de Pd. Evolution des valeurs expérimentales des probabilités de transition dans les isotopes de Cd.

- les valeurs expérimentales des $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ et celles des $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ sont très bien reproduites par la théorie dans les Ru et les Pd. Expérimentalement, dans les cadmiens, les valeurs des $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ présentent un maximum pour $N = 64$, celles des $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ pour $N = 66$. Le modèle IBA 2 prévoit un maximum des $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ et des $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ pour $N = 66$, sa valeur décroît avec Z , ce dernier point étant en accord avec les résultats expérimentaux obtenus dans les noyaux de cadmium.

- en ce qui concerne les valeurs des $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$, les résultats expérimentaux sont très différents dans les isotopes de Ru et de Pd, alors que les $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ croissent quand N augmente dans les Ru; elles décroissent dans les Pd. Les résultats expérimentaux dans les noyaux de Cd semblent en assez bon accord avec les prévisions du modèle IBA 2 dans les noyaux voisins, on peut notamment remarquer la présence d'un maximum puis celle d'un minimum pour $N = 66$.

L'évolution des niveaux d'énergie ainsi que celle des probabilités de transition dans les noyaux de cadmium paraissant comparables à celles observées dans les isotopes de Ru et de Pd, il serait intéressant d'effectuer un calcul IBA 2 sur les cadmiens.

d) Conclusion

L'analyse des différents modèles utilisés dans la région des cadmiens a permis de montrer qu'une approche vibrationnelle semblait capable de décrire les niveaux de basse énergie observés dans les noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd . En effet, d'une part la séquence des niveaux observés, notamment la bande construite sur le fondamental, les deuxièmes niveaux 2^+ et 4^+ ainsi que l'état excité 0^+ , d'autre part les propriétés électromagnétiques de ces niveaux, mise à part la désexcitation du niveau 0_2^+ , ressemblent à celles attendues dans la limite SU (5) du modèle IBA. Le modèle de G. Alaga offre également la possibilité d'in-

interpréter les niveaux précédents. Le niveau 0_2^+ observé dans le ^{108}Cd et le ^{106}Cd provient alors probablement du mélange ou couplage d'un coeur d'étain dans l'état 0^+ du triplet $0^+ 2^+ 4^+$ et de deux trous de protons dans la couche $g_{9/2}$ (configuration $(g_{9/2})^{-2} |2, 0\rangle$) et de celui d'un coeur d'étain dans l'état fondamental et de deux trous de protons dans la couche $p_{1/2}$ (configuration $(p_{1/2})^{-2} |0, 0\rangle$); en effet, pour obtenir une description du ^{108}Cd plus réaliste que celle obtenue par V. Lopac, il faudrait utiliser les paramètres suivants : $\epsilon(g_{9/2}) = 0$, $\epsilon(p_{1/2}) = 0.678$ MeV et $\epsilon(p_{3/2}) = 1.1$ MeV. L'avantage de ce modèle est de faire intervenir des paramètres soit déterminés à partir des noyaux voisins (ϵ, μ), soit variant lentement en fonction du nombre de nucléons (G); le seul paramètre réellement libre étant a ($0 \leq a \leq 1$).

L.E. Samuelson et al. ont montré que la plupart des états situés à plus de 2 MeV provenaient du couplage de 2 quasi-particules; ainsi les deux niveaux les plus alimentés par radioactivité, le 8^+ à 3044.4 keV dans le ^{106}Cd et le 6^+ à 2807.5 keV dans le ^{108}Cd , sont respectivement un état de deux quasi-protons $(g_{9/2})^2$ et un état de deux quasi-neutrons $(g_{7/2})^2$ ou $(g_{7/2}, d_{5/2})$. Nous avons également observé, dans le ^{106}Cd , à 2503 keV, l'état 6^+ correspondant à cette dernière configuration. Aussi bien dans le ^{108}Cd que dans le ^{106}Cd , les deux états 5^- provenant des couplages de protons $(g_{9/2}, p_{1/2})$ ou $(g_{9/2}, p_{3/2})$ ont été obtenus dans notre étude de radioactivité.

Enfin, nous avons mis en évidence de nombreuses ressemblances entre les noyaux de Cd, Ru et Pd, portant sur l'évolution des premiers niveaux excités et sur leurs modes de désexcitation, et permettant d'espérer une interprétation des noyaux de cadmium dans le cadre du modèle IBA 2. Les états 0^+ que nous avons observés à 1913.2 keV dans le ^{108}Cd et à 2034.8 keV dans le ^{106}Cd seraient de nature collective. Pour s'en assurer, il faudrait effectuer un calcul IBA 2 sur ces deux noyaux. Le nombre élevé de paramètres libres (9) utilisés dans ce modèle pour décrire peu de niveaux rend ce calcul nécessaire sur toute la série des isotopes de cadmium, complétant ainsi le travail effec-

tué sur les noyaux de Ru et de Pd.

3. Prévisions théoriques concernant les valeurs des spins des états isomériques et fondamentaux des ^{108}In et ^{106}In .

Les états de haut spin du noyau ^{108}In ont été étudiés par N. Elias (ELI 79). Un calcul théorique a été effectué en considérant le noyau formé d'un coeur (^{106}Cd) traité en rotateur et de deux quasi-particules, l'une proton, l'autre neutron, astreintes à se mouvoir dans les orbitales déformées de la couche majeure 50 - 82. Ces calculs ont mis en évidence deux doublets $6^+ - 3^+$ et $7^+ - 2^+$ provenant respectivement des configurations $(\Omega = \frac{9}{2}, \pi g_{9/2}) \otimes (\Omega = \frac{3}{2}, \nu g_{7/2})$ et $(\Omega = \frac{9}{2}, \pi g_{9/2}) \otimes (\Omega = \frac{5}{2}, \nu d_{5/2})$. Quelle que soit la valeur prise pour le paramètre de déformation du coeur, les états les plus bas parmi les états de haut spin sont toujours les 6^+ et 7^+ . Par contre, les états de bas spin ont une configuration très mélangée et les états 3^+ et 2^+ ne sont pas toujours les états les plus bas en énergie. Il n'a pas été possible de trancher entre les doublets $6^+ - 3^+$ et $7^+ - 2^+$ car ces états apparaissent dans un intervalle de quelques centaines de keV et c'est l'interaction résiduelle, négligée dans ce calcul, qui gère les positions relatives de ces niveaux.

Les spins de niveaux de basse énergie dans les noyaux impair-impair de masses comprises entre 20 et 120 ont été étudiés d'abord par L.W. Nordheim (NOR 50), ensuite par M.H. Brennan et A.M. Bernstein (BRE 60). Ces auteurs ont observé que les états de basse énergie provenaient du couplage des configurations de proton et de neutron les plus basses présentes dans les noyaux impair voisins. Ils ont établi des règles permettant de calculer le spin J des états de basse énergie dans les noyaux impair-impair. Dans le cas où la configuration est soit un trou de proton et un trou de neutron, soit une particule proton et une particule neutron, soit encore lorsque le nombre impair de particules (protons ou neutrons) dans une couche est exactement la moitié

du nombre total de particules qui peut être contenu dans cette couche,
on applique :

$$\text{- soit la règle R1 } J = |J_1 - J_2| \quad \text{si } J_1 = l_1 \pm \frac{1}{2} \text{ et } J_2 = l_2 \mp \frac{1}{2}$$

$$\text{- soit la règle R2 } J = |J_1 \pm J_2| \quad \text{si } J_1 = l_1 \pm \frac{1}{2} \text{ et } J_2 = l_2 \pm \frac{1}{2}$$

J_1 et J_2 étant les spins respectifs du proton et du neutron intervenant dans la configuration, l_1 et l_2 les moments angulaires orbitaux des particules indépendantes appartenant aux couches intervenant dans la configuration.

Dans le cas où la configuration est un couplage proton-neutron, particule-trou, J a tendance à suivre la règle R3 :

$$J = J_1 + J_2 - 1.$$

Tous les noyaux d'indium ($Z = 49$) pairs en protons ont un spin $\frac{9}{2}^+$ dans leur état fondamental, provenant de la configuration de proton $(g_{9/2})^{-1}$. Tous les noyaux avec $N = 51, 53$ et 55 (N étant le nombre de neutrons) ont un spin $\frac{5}{2}^+$ dans leur état fondamental, ceci suggère que la couche $2d_{5/2}$ est en train de se remplir. Cependant, les noyaux de cadmium et de palladium avec $N = 57, 59$ et 61 ont également un spin $\frac{5}{2}^+$. Il semblerait alors que l'énergie de pairing soit grande pour les neutrons de la couche $1g_{7/2}$, ainsi cette dernière pourrait commencer à se remplir avant que la couche $2d_{5/2}$ ne soit complète. La figure n° 28 présente les configurations de neutrons possibles pour les indiums de masses 110, 108 et 106; ces derniers ont respectivement 61, 59 et 57 neutrons, c'est-à-dire 11, 9 et 7 neutrons en dehors de la couche fermée $N = 50$. Nous pouvons remarquer qu'il y a trois façons de remplir les couches $2d_{5/2}$ et $1g_{7/2}$ avec 11 neutrons.

Les configurations notées A et B sur la figure n° 28 conduisent à $J = 7$ ou 2 (règle R2), la configuration C à $J = 1$. Dans cette dernière configuration, nous avons supposé que le spin résultant du couplage des trois trous de la couche $1g_{7/2}$ était $\frac{7}{2}$ (valeur du spin de l'état fondamental de

^{110}In	^{108}In	^{106}In	
<p>A</p> <p>R2</p> <p>$J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>D</p> <p>R2</p> <p>$J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>H</p> <p>R3 $J=6$</p>	
	<p>E</p> <p>R2</p> <p>$J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>I</p> <p>R2 $J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>J</p> <p>R2 $J=7 \text{ ou } 2$</p>
	<p>F</p> <p>R3 $J=6$</p>	<p>K</p> <p>R2 $J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>L</p> <p>R3 $J=6$</p>
<p>B</p> <p>R2</p> <p>$J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>G</p> <p>R2</p> <p>$J=7 \text{ ou } 2$</p>	<p>M</p> <p>R3 $J=6$</p>	
<p>C</p> <p>R1 $J=1$</p>		<p>N</p> <p>R2 $J=7 \text{ ou } 2$</p>	

Figure 28 : Configurations de neutrons dans les isotopes 110, 108 et 106 d'indium. La configuration de protons est toujours $(1g_{7/2})^{-1}$; la règle (R1, R2, R3) utilisée est indiquée dans chaque cas ainsi que les valeurs du spin auxquelles elle conduit.

l'étain de masse 111). Or, les spins de l'état fondamental et de l'isomère de ^{110}In ont été mesurés (MAR 58), et sont respectivement égaux à 2^+ et 7^+ . Les seules configurations de neutrons possibles pour ^{110}In sont donc A et B. En leur enlevant deux neutrons, soit de la couche $2d_{5/2}$, soit de la couche $1g_{7/2}$, nous obtenons les configurations de neutrons possibles pour ^{108}In . En répétant cette opération, nous obtenons celles de ^{106}In . Les valeurs des spins, obtenues à partir des règles R2 et R3, sont, dans le cas de ^{106}In , 7 ou 2 (configurations I = J = N et K) ou 6 (configurations H = L = M). La valeur 6 étant incompatible avec la valeur du logft de l'état 8^+ à 3044.4 keV, seules les configurations I(J,N) et K peuvent décrire le noyau de ^{106}In dans son état fondamental ou isomérique. En ce qui concerne les configurations de neutrons de ^{108}In , celle désignée par F donne seulement naissance à la configuration L de ^{106}In dans laquelle J = 6, elle est donc fortement improbable. Les trois autres configurations (D, E, G) conduisent à J = 7 ou 2. La parité est donnée par le produit $(-1)^{l_1} (-1)^{l_2}$, l_1 et l_2 représentant les moments angulaires orbitaux du proton et du neutron couplés dans la configuration, c'est-à-dire $l_1 = 4$ (proton dans la couche $g_{9/2}$) et $l_2 = 2$ (neutron dans la couche $2d_{5/2}$), donc la parité est positive. Ainsi, les configurations de protons et de neutrons les plus probables pour les noyaux ^{110}In , ^{108}In et ^{106}In sont $(\pi 1g_{9/2})^{-1} (\nu 2d_{5/2})^{-1}$ ou $(\pi 1g_{9/2})^{-1} (\nu 2d_{5/2})^{-3}$. Expérimentalement, nous avons limité les valeurs de l'état de haut spin à 5, 6 ou 7^+ (7^+ étant le plus probable) dans ^{108}In et à 7^\pm dans ^{106}In . Si les règles de Brennan et Bernstein peuvent être appliquées dans la région des cadmiens, elles conduisent aux valeurs 7^+ et 2^+ pour les états isomériques et fondamentaux des noyaux ^{108}In et ^{106}In .

CONCLUSION

Les noyaux pair-pair de cadmium ($A = 108$ et 106) ont été étudiés à partir de la désintégration β^+ /CE des noyaux d'indium. Les différentes expériences ont été réalisées grâce au séparateur Isocèle II.

Dans un premier temps, il nous a fallu effectuer des essais de cible afin de déterminer le couple cible-projectile permettant la production optimale des noyaux d'indium. Les courbes de production obtenues en $Ag + {}^3\text{He}$, $Sn + \alpha$, $Sn + {}^3\text{He}$ et $Sn + p$ nous ont conduits à utiliser une cible d'étain avec soit un faisceau d' ${}^3\text{He}$ pour l'étude de la masse 108 , soit un faisceau de protons pour celle de la masse 106 . L'irradiation d'une cible d'étain par un faisceau de protons, suivie de mesures hors ligne, a permis de calculer les productions sans séparation des noyaux d'indium, donc directement liée à la section efficace de la réaction de production. La comparaison des courbes obtenues en $Sn + p$ (avec et sans séparation en masse) nous a conduits à élaborer une méthode permettant d'évaluer le temps de sortie moyen des noyaux d'indium de la cible ($T_{s, 1/2} = 50$ mn) ainsi que le rendement du séparateur pour ces radio-éléments ($\rho = 3\%$).

L'étude des désintégrations ${}^{108}\text{In} \xrightarrow{\beta^+/\text{CE}} {}^{108}\text{Cd}$ et ${}^{106}\text{In} \xrightarrow{\beta^+/\text{CE}} {}^{106}\text{Cd}$

avait pour but la mise en évidence de transitions E0, ainsi que la mesure des coefficients de conversion des transitions dans les noyaux de cadmium. Les transitions E0 intervenant dans la désexcitation du premier état excité 0^+ vers le fondamental étaient attendues à haute énergie ($E \sim 1.5$ MeV) et de faible intensité; d'autre part, les valeurs des coefficients de conversion des transitions sont petites dans cette région. Nous avons donc installé en ligne une jonction Si(Li) en soignant particulièrement l'isolation mécanique et électrique. Après la mise au point du système, nous avons pu obtenir une bonne résolution et détecter les pics de faible intensité. A partir du spectre d'électrons obtenu, nous avons mis en évidence une transition E0 dans le noyau ${}^{108}\text{Cd}$, fixant

l'énergie du premier état excité 0^+ à 1913.2 keV; l'analyse du spectre d'électrons portant sur la masse 106 a été difficile à cause de la présence d'un fond β^+ plus important; cependant, nous pensons pouvoir proposer comme état excité 0^+ le niveau situé à 2034.8 keV dans le ^{106}Cd . Nos mesures montrent que, pour étendre cette étude aux noyaux de cadmium plus légers, il faut non seulement utiliser une sélection magnétique destinée à séparer le fond β^+ et les électrons de conversion e^- , mais également améliorer les productions des isotopes d'indium. Dans ce but, de nouveaux essais de cible pourront être effectués, soit en utilisant une cible d'argent, soit en envisageant l'emploi de faisceaux d'ions lourds; en effet, ^{102}In , produit à partir de la réaction $^{92}\text{Mo}(^{14}\text{N}, xn)$ à 86 MeV, a été observé au séparateur en ligne avec le cyclotron de Grenoble. Ceci montre que, dans le cas des noyaux d'indium, il est très intéressant de disposer de faisceaux d'ions lourds sur un séparateur pour atteindre les noyaux très déficients en neutrons. La faible intensité des transitions EO a nécessité d'obtenir une excellente statistique. Comme nous enregistrons également les événements de coïncidence $\gamma\text{-}\gamma$, nous avons ainsi pu compléter les schémas de niveaux des noyaux ^{108}Cd et ^{106}Cd . Plus de 90 % de l'intensité totale γ a été placée, nous avons donc calculé les alimentations des différents états observés, formés par la désintégration β^+/CE des indiums de masses 108 et 106. Les valeurs des logft obtenues, ainsi que les prévisions à partir des règles de Brennan et Bernstein, ont convergé vers l'attribution de la valeur 7^+ au spin de l'état isomérique de ^{108}In et de ^{106}In .

La confrontation de nos résultats expérimentaux avec les études théoriques portant sur les isotopes de cadmium ou sur les noyaux voisins (Ru, Pd) a permis de montrer que certains des niveaux situés à haute énergie ($E > 2.5$ MeV) dans les ^{108}Cd et ^{106}Cd étaient des états obtenus à partir de configurations de deux quasi-particules ou de mélanges de telles configurations, et que par contre, les états de basse énergie, et notamment le niveau excité 0^+ ,

étaient probablement de nature collective. En effet, après avoir constaté que les états excités 0^+ ne pouvaient former la tête d'une bande $0^+ 2^+ 4^+$ liée à une forme oblate du noyau, nous avons montré que les niveaux de basse énergie devraient pouvoir être interprétés comme résultant soit de l'interaction de bosons (modèle IBA 2), soit du couplage d'un coeur vibrationnel et de deux trous de protons (modèle de G. Alaga) : dans le cadre du premier modèle, nous avons dégagé la grande ressemblance existant entre les noyaux de Ru, Pd et Cd; dans le cadre du second, les états excités 0^+ sont apparus principalement liés aux trous de protons dans la couche $g_{9/2}((g_{9/2})^{-2} |2,0\rangle)$.

Cette comparaison avec les modèles théoriques a montré que le prolongement de cette recherche consiste à effectuer des calculs, d'une part sur les états de basse énergie de tous les noyaux pair-pair de cadmium dans le cadre des deux modèles précédemment cités, d'autre part, sur les états de haute énergie des noyaux ^{106}Cd et ^{108}Cd dans le cadre d'un modèle coeur + deux quasi-particules en utilisant une base d'états de particules plus grande que celle utilisée par L.E. Samuelson et al., le coeur pouvant être considéré soit comme un rotor peu déformé, soit comme un coeur pair-pair auquel on appliquerait un traitement IBA.

APPENDICE

A.1. CALCUL DES PRODUCTIONS SEPARÉES

Nous nous proposons de calculer le nombre de noyaux qui arrivent au point de collection par seconde (ϕ) en fonction des résultats de nos mesures.

Nous traiterons l'exemple des noyaux d'indium, bien que le calcul soit valide quelque soit le noyau étudié. Nous nous intéresserons donc à la désintégration suivante : $\text{In} \xrightarrow{\beta^+, \text{CE}} \text{Cd}$. Les calculs que nous présentons concernent les étapes correspondant à la collection et à la mesure de l'activité.

a) Pendant le temps de collection

Soit $N_1(t)$ le nombre de noyaux d'indium présents à l'instant t , la variation de celui-ci s'écrit sous la forme :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \frac{dN_1}{dt} \text{ formés} - \frac{dN_1}{dt} \text{ désintégrés}$$

c'est à dire :
$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \phi - \lambda N_1(t) \quad (1)$$

ϕ représentant le nombre de noyaux d'indium qui arrivent par seconde au point de collection

λ la probabilité de désintégration du noyau considéré

La solution de l'équation (1) est du type

$$N_1(t) = k(t)e^{-\lambda t}.$$

La fonction $k(t)$ vérifie alors l'équation $\frac{dk(t)}{dt} = \phi e^{\lambda t}$

d'où $k(t) = \frac{\phi}{\lambda} e^{\lambda t} + A.$

A étant une constante déterminée par les conditions initiales :

$$N_1(t=0) = 0, \text{ on obtient } A = - \frac{\phi}{\lambda}$$

Le nombre de noyaux présents après un temps de collection

$$t_c \text{ s'écrit alors : } N_1(t_c) = \frac{\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_c})$$

b) Pendant le temps de mesure

Les résultats de nos mesures nous permettent d'évaluer le nombre de noyaux qui se sont désintégrés pendant un temps donné (t_m). Nous devons donc exprimer ce nombre (que nous noterons $N(t_m)$) en fonction de ϕ .

Soit $n_1(t)$ le nombre de noyaux d'indium présents à l'instant t , la variation de $n_1(t)$ vérifie l'équation :

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -\lambda n_1(t) \quad (2)$$

avec comme condition initiale $n_1(0) = N_1(t_c)$.

La solution de l'équation (2) s'écrit donc :

$$n_1(t) = N_1(t_c) e^{-\lambda t}$$

Nous comptons entre $t=0$ et $t=t_m$. Le nombre de noyaux désintégrés pendant cette durée est donc :

$$N(t_m) = \int_0^{t_m} \lambda n_1(t) dt$$

$$\text{soit encore } N(t_m) = \lambda N_1(t_c) \int_0^{t_m} e^{-\lambda t} dt$$

$$\text{d'où } N(t_m) = N_1(t_c) (1 - e^{-\lambda t_m})$$

et en remplaçant $N_1(t_c)$ par sa valeur en fonction de ϕ , nous trouvons

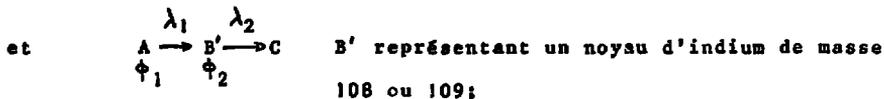
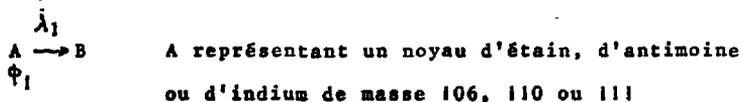
$$N(t_m) = \frac{\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_c}) (1 - e^{-\lambda t_m})$$

A. 2 CALCUL DES PRODUCTIONS NON SEPARÉES

Nous nous proposons maintenant de calculer le nombre de noyaux formés par seconde dans la cible en fonction des résultats de nos mesures.

Nous avons défini, dans le chapitre II, deux classes de noyaux : ceux formés seulement directement (Sn , Sb , ^{106}In , ^{110}In et ^{111}In) et ceux formés également par désintégration (^{108}In et ^{109}In).

Nous pouvons schématiser ces deux voies de formation par :



ϕ_1 et ϕ_2 représentent le nombre de noyaux de type A et B' formés par seconde dans la cible, λ_1 et λ_2 les constantes de désintégration des noyaux considérés.

Nous examinerons successivement les phénomènes qui se déroulent dans les étapes correspondant aux durées d'irradiation de la cible, d'attente et de mesure.

a) Pendant le temps d'irradiation

.. Pour les noyaux de type A

Soit $N_1(t)$ le nombre de noyaux présents à l'instant t , la variation de $N_1(t)$ s'écrit :

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \phi_1 - \lambda_1 N_1(t) \text{ avec la condition initiale}$$

$N_1(t=0)=0$, cette équation est identique à celle obtenue dans l'appendice A.1 (équation (1)).

Le nombre de noyaux présents après un temps d'irradiation
 ($t_{\text{irrad.}}$) s'écrit donc : ϕ_1

$$N_1(t_{\text{irrad.}}) = \frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad.}}})$$

.. Pour les noyaux du type B'

Soit $N_2(t)$ le nombre de noyaux présents à l'instant t , la
 variation de $N_2(t)$ s'écrit :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \phi_2 + \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad (3)$$

avec comme condition initiale $N_2(t=0)=0$.

$\lambda_1 N_1(t)$ étant le nombre de noyaux formés par la désintégration du
 noyau-père.

En remplaçant $N_1(t)$ par sa valeur en fonction de ϕ_1 et de
 λ_1 ($N_1(t) = \frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t})$), l'équation (3) devient :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} + \lambda_2 \left[N_2(t) - \frac{\phi_1 + \phi_2}{\lambda_2} \right] = -\phi_1 e^{-\lambda_1 t}$$

Posons $N(t) = N_2(t) - \frac{\phi_1 + \phi_2}{\lambda_2}$, $N(t)$ vérifie alors l'équation :

$$\frac{dN(t)}{dt} + \lambda_2 N(t) = -\phi_1 e^{-\lambda_1 t} \quad (4)$$

La solution est de la forme : $N(t) = A e^{-\lambda_2 t} + B e^{-\lambda_1 t}$

l'équation (4) s'écrit maintenant : $(\lambda_2 - \lambda_1)B = -\phi_1$

et la condition initiale : $A+B = -\frac{\phi_1 + \phi_2}{\lambda_2}$

Ces deux dernières équations permettent de calculer les valeurs
 A et B :

$$A = \frac{\lambda_1 \phi_1}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} - \frac{\phi_2}{\lambda_2}$$

$$\text{et } B = \frac{\phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Le nombre des noyaux de type B' présents après un temps d'irradiation ($t_{\text{irrad.}}$), s'exprime sous la forme suivante :

$$N_2(t_{\text{irrad.}}) = \left[\frac{\lambda_1 \phi_1}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} - \frac{\phi_2}{\lambda_2} \right] e^{-\lambda_2 t_{\text{irrad.}}} - \frac{\phi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad.}}} + \frac{\phi_1 + \phi_2}{\lambda_2}$$

b) Pendant le temps d'attente

... Pour les noyaux de type A

La variation du nombre de noyaux présents à l'instant t est égale à :

$$\frac{dN_1'(t)}{dt} = \lambda_1 N_1'(t)$$

avec comme condition initiale $N_1'(t=0) = N_1(t_{\text{irrad.}})$

d'où $N_1(t_{\text{att.}}) = \frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad.}}}) e^{-\lambda_1 t_{\text{att.}}}$ le nombre de noyaux de type A présents après un temps d'attente $t_{\text{att.}}$, écoulé depuis la fin de l'irradiation.

... Pour les noyaux de type B'

Soit $N_2'(t)$ le nombre de noyaux de type B' présents à l'instant t , celui-ci vérifie l'équation suivante :

$$\frac{dN_2'(t)}{dt} = \lambda_1 N_1'(t) - \lambda_2 N_2'(t) \quad (5)$$

dans laquelle $\lambda_1 N_1'(t)$ représente le nombre de noyaux provenant de la désintégration du noyau-père.

L'équation (5) vérifie la condition initiale : $N_2'(t=0) = N_2(t_{\text{irrad.}})$.

En remplaçant $N_1'(t)$ par sa valeur en fonction de ϕ_1 , nous pouvons écrire l'équation (5) sous la forme :

$$\frac{dN_2'(t)}{dt} + \lambda_2 N_2'(t) = \phi_1 (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad.}}}) e^{-\lambda_1 t} \quad (6)$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$N_2'(t) = A e^{-\lambda_1 t} + B e^{-\lambda_2 t}$$

L'expression (6) ainsi que la condition initiale s'écrivent, en fonction de A et B :

$$(\lambda_2 - \lambda_1) A = \phi_1 (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad.}}})$$

et $A + B = N_2(t_{\text{irrad.}})$.

Nous remarquons que : $\frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_{\text{irrad.}}}) = N_1(t_{\text{irrad.}})$, ceci nous permet d'exprimer A et B en fonction de $N_1(t_{\text{irrad.}})$ et de $N_2(t_{\text{irrad.}})$:

$$A = \frac{\lambda_1 N_1(t_{\text{irrad.}})}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

et $B = N_2(t_{\text{irrad.}}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t_{\text{irrad.}})$

Nous connaissons maintenant le nombre de noyaux de type B' présents après un temps donné $t_{\text{att.}}$, écoulé depuis la fin de l'irradiation :

$$N_2'(t_{\text{att.}}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t_{\text{irrad.}}) e^{-\lambda_1 t_{\text{att.}}} + \left[N_2(t_{\text{irrad.}}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t_{\text{irrad.}}) \right] e^{-\lambda_2 t_{\text{att.}}}$$

c) Pendant le temps de mesure

. Pour les noyaux de type A

Soit $N_1''(t)$ le nombre de noyaux de type A présents à l'instant t, la variation de $N_1''(t)$ s'écrit :

$$\frac{dN_1''(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1''(t) \quad \text{avec } N_1''(t=0) = N_1'(t_{\text{att.}})$$

ceci nous permet d'écrire $N_1''(t) = N_1'(t_{\text{att.}}) e^{-\lambda_1 t}$.

Les mesures permettent de déterminer $N_1''(t_m)$, le nombre de noyaux

qui se sont désintégrés entre $t = 0$ et $t = t_m$. Ce nombre est calculé grâce à l'expression :

$$N_1''(t_m) = \int_0^{t_m} \lambda_1 N_1''(t) dt$$

c'est à dire :

$$N_1''(t_m) = N_1'(t_{att}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m})$$

. Pour les noyaux de type B'

Soit $N_2''(t)$ le nombre de noyaux de type B' présents à l'instant t , la variation de $N_2''(t)$ s'écrit :

$$\frac{dN_2''(t)}{dt} = \lambda_1 N_1''(t) - \lambda_2 N_2''(t) \quad (7)$$

avec la condition initiale $N_2''(t=0) = N_2'(t_{att})$.

En remplaçant $N_1''(t)$ par sa valeur calculée précédemment, l'équation (7) s'écrit :

$$\frac{dN_2''(t)}{dt} + \lambda_2 N_2''(t) = \lambda_1 N_1'(t_{att}) e^{-\lambda_1 t}$$

La solution est de la forme : $N_2''(t) = A e^{-\lambda_1 t} + B e^{-\lambda_2 t}$

avec A et B vérifiant les deux conditions suivantes :

$$(\lambda_2 - \lambda_1) A = \lambda_1 N_1'(t_{att})$$

et $A + B = N_2'(t_{att})$ c'est à dire $A = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1'(t_{att})$

et

$$B = N_2'(t_{att}) - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1'(t_{att})$$

Le nombre de noyaux de type B' présents à l'instant t, s'écrit maintenant :

$$N_2''(t) = \frac{\lambda_4}{\lambda_2 - \lambda_4} N_1'(t_{att}) e^{-\lambda_1 t} + \left[N_2'(t_{att}) - \frac{\lambda_4}{\lambda_2 - \lambda_4} N_1'(t_{att}) \right] e^{-\lambda_2 t}$$

Nous cherchions à déterminer $N_2''(t_m)$ le nombre de noyaux de type B' qui se sont désintégrés entre les instants $t = 0$ et $t = t_m$. $N_2''(t_m)$ se calcule de la manière suivante :

$$N_2''(t_m) = \int_0^{t_m} \lambda_2 N_2''(t) dt$$

Le calcul de cette expression conduit à :

$$N_2''(t_m) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_4} N_1'(t_{att}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m}) + \left[N_2'(t_{att}) - \frac{\lambda_4}{\lambda_2 - \lambda_4} N_1'(t_{att}) \right] e^{-\lambda_2 t_m}$$

Nous pouvons maintenant exprimer $N_1''(t_m)$ et $N_2''(t_m)$ en fonction de ϕ_1 et de ϕ_2 . Il suffit pour cela de remplacer $N_1'(t_{att})$ et $N_2'(t_{att})$ par leurs valeurs en fonction de ϕ_1 et de ϕ_2 . Nous trouvons :

$$N_1''(t_m) = \frac{\phi_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m}) e^{-\lambda_1 t_{att}}$$

$$\text{et } N_2''(t_m) = \frac{\phi_2}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_2 t_m}) e^{-\lambda_2 t_{att}}$$

$$+ \frac{\phi_1}{\lambda_1 \lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} \left\{ \lambda_2^2 (1 - e^{-\lambda_1 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_1 t_m}) e^{-\lambda_1 t_{att}} \right.$$

$$\left. - \lambda_1^2 (1 - e^{-\lambda_2 t_{irrad}}) (1 - e^{-\lambda_2 t_m}) e^{-\lambda_2 t_{att}} \right\}$$

A.3. INFLUENCE DU TEMPS DE SORTIE SUR LES PRODUCTIONS A SATURATION.

Nous allons maintenant relier entre elles les valeurs ϕ correspondant aux productions avec séparation et celles ϕ_1 ou ϕ_2 correspondant aux productions sans séparation. Pour ce faire,

nous allons exprimer le nombre de noyaux ($N(t_m)$) qui se sont désintégrés pendant le temps de mesure en fonction du nombre de ceux qui sont formés par seconde dans la cible, c'est à dire de ϕ_1 ou de ϕ_2 , du temps de sortie $T_{S1/2}$ et du rendement ρ décrivant globalement l'ionisation et la transmission des noyaux extraits de la cible.

Puis nous comparerons l'expression obtenue à celle établie dans

l'appendice A.1. : $N(t_m) = \frac{\phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_c})(1 - e^{-\lambda t_m})$

Nous effectuerons les calculs permettant de décrire les phénomènes qui ont lieu dans la cible et ceux qui se déroulent pendant le temps de collection. Ayant ainsi défini le nombre de noyaux collectés pendant un temps donné t_c ($N'(t_c)$), nous pourrions, par un calcul analogue à celui de l'appendice A.1., exprimer $N(t_m)$ en fonction de $N'(t_c)$ grâce à la relation suivante :

$$N(t_m) = N'(t_c) (1 - e^{-\lambda t_m}), t_m \text{ étant la durée de la mesure.}$$

a) Etude des phénomènes qui ont lieu dans la cible

Une fois formés dans la cible, les noyaux peuvent d'une part se désintégrer et d'autre part sortir de celle-ci. La variation de $N(t)$, nombre de noyaux présents dans la cible à l'instant t , s'écrit donc :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \phi_{\text{ou}2} - k N(t) - \lambda N(t) \quad (8)$$

$\phi_{\text{ou}2}$ représente le nombre de noyaux formés par seconde dans la cible.

k une constante liée au temps de sortie ($k = \frac{\text{Log}2}{T_{S1/2}}$) représente la probabilité pour qu'un noyau formé dans la cible sorte de celle-ci entre t et $t + dt$.

λ la probabilité de désintégration du noyau considéré.

La condition initiale s'écrit $N(t = 0) = 0$.

En intégrant l'équation (8), nous trouvons pour $N(t)$:

$$N(t) = \frac{\phi_{1 \text{ ou } 2}}{\lambda + k} (1 - e^{-(\lambda + k)t})$$

Les mesures de production ayant été effectuées trois heures après le début de l'irradiation, l'équilibre est presque atteint dans la cible et nous pouvons écrire $N(t) \approx \frac{\phi_{1 \text{ ou } 2}}{\lambda + k}$

b) Etude de la collection de l'activité produite

Le nombre de noyaux qui arrivent par seconde sur la bande est égal au nombre de ceux qui sont sortis de la cible pendant le même temps, qui ont été ionisés et transmis, c'est à dire :

$$\int k N(t) \text{ ou encore } \int \frac{k}{\lambda + k} \phi_{1 \text{ ou } 2}$$

La variation de $N'(t)$, nombre de noyaux présents sur la bande, s'écrit :

$$\frac{dN'(t)}{dt} = \int \frac{k}{\lambda + k} \phi_{1 \text{ ou } 2} - \lambda N'(t) \quad (9)$$

avec la condition initiale suivante $N'(t = 0) = 0$

En intégrant l'équation (9), nous pouvons déterminer le nombre de noyaux présents sur la bande après un temps de collection

$$t_c : N'(t_c) = \int \frac{k}{\lambda(\lambda + k)} \phi_{1 \text{ ou } 2} (1 - e^{-\lambda t_c})$$

Le nombre de noyaux qui se sont désintégrés pendant le temps de mesure s'écrit :

$$N(t_m) = N'(t_c) (1 - e^{-\lambda t_m})$$

$$\text{c'est à dire : } N(t_m) = \int \frac{k}{\lambda(\lambda + k)} \phi_{1 \text{ ou } 2} (1 - e^{-\lambda t_c})(1 - e^{-\lambda t_m})$$

En comparant ce dernier résultat à celui obtenu dans l'appendice A.1., nous pouvons écrire

$$\boxed{\phi = \int \frac{k}{\lambda + k} \phi_{1 \text{ ou } 2}}$$

REFERENCES

- (ALA 67) G. ALAGA, F. KRMPOTIC et V. LOPAC, Phys. Lett. 24B (1967) 537.
- (ALD 72) A.V. ALDUSHCHENKOV et N.A. VOINOVA, Nucl. Data Tables 11 (1972) 299.
- (AND 77) R.E. ANDERSON, C.D. ZAFIRATOS, D.A. LIND, F.E. CECIL, H.H. WIEMAN, H.W. FIELDING, Nucl. Phys. A281 (1977) 389.
- (ARI 76) A. ARIMA et F. IACHELLO, Anal. of Physics 99 (1976) 253.
- (ARI 78) A. ARIMA et F. IACHELLO, Anal. of Physics 111 (1978) 201.
- (ARI 79) A. ARIMA et F. IACHELLO, The O(6) limit Rapport KVI (March 1979 - Groningen).
- (AUB 72) R.L. AUBLE, D.J. HOREN, F.E. BERTRAND et J.B. BALL, Phys. Rev. 6 (1972) 2223.
- (BER 77) R. BERAUD, M. MEYER, M.G. DESTHULLIERS, C. BOURGEOIS, P. KILCHER et J. LETESSIER, Nucl. Phys. A284 (1977) 221.
- (BER 81) R. BERAUD, A. CHARVET, R. DUFFAIT, M. MEYER, J. GENEVEY, J. TREHERNE, Communication présentée dans le cadre de la conférence "Particules et gammas dans les collisions entre ions lourds" (Aussois Février 1981).
- (BOH 69) A. BOHR et B.R. MOTTELSON, Nuclear Structure Vol. 2, (Benjamin Inc., New-York 1969).
- (BRE 60) M.H. BRENNAN et A.M. BERNSTEIN, Phys. Rev. 120 (1960) 927.
- (CAI 73) M. CAILLIAU, J. LETESSIER, H. FLOCARD, P. QUENTIN, Phys. Lett. 46 B (1973) 11.
- (CAM 77) G. CAMATTE, Rapport IPNO 77.01.

- (CAR 66) R.C. CARTURA et R.C. RICHARDSON, Nucl. Phys. 82 (1966) 471.
- (CAR 76) A. CARUETTE et al. IPNO 76-10.
- (CAS 78) R.F. CASTEN, Interacting Bosons in Nuclear Physics, p. 37
(Plenum Press - New York and London).
- (DAN 77) J. DANIERE, R. BERAUD, M. MEYER, R. ROUGNY, J. GENEVEY-RIVIER,
J. TREHERNE, Z. Physik A280 (1977) 363.
- (DIE 75) W. DIETRICH, A. BACKLIN, C.O. Lannergard, I. Ragnarsson, Nucl. Phys.
A 253 (1979) 429.
- (DUF 81) R. DUFFAIT et al. Communication privée.
- (ELI 79) N. ELIAS, Thèse 3^{ème} cycle, LYCEN 7942.
- (FLA 75) S. FLANAGAN, R. CHAPMAN, G.D. DRACOU LIS, J.L. DURELL, W. GELLETLY,
A.J. HARTLEY, J.N. MO, J. Phys. G. : Nucl. Phys. 1 (1975) 77.
- (FLA 76) S. FLANAGAN, R. CHAPMAN, J.L. DURELL, W. GELLETLY, J.N. MO,
J. Phys. G. Nucl. Phys. 2 (1976) 589.
- (HAG 68) S. HAGER et E.C. Seltzer, Nucl. Data A4 (1968) 2.
- (HAG 69) S. HAGER et E.C. SELTZER, Nucl. Data A6 (1969) 1.
- (HOG 74) N. HOGERVOST, C. EKSTROM, S. INGELMAN, G. WANNBERG, Phys. Scripta
9 (1974) 317.
- (HUA 78) H. HUANG, B.P. PATHAK, J.K. LEE, Can. J. Phys. 56 (1978) 936.
- (KAT 62) T. KATOH, M. NOZAWA, Y. YOSHIZAWA, Y. KOH, Nucl. Phys. 36 (1962)
394.
- (KAT 63) T. KATOH et al., J. Phys. Soc. Japan 18 (1963) 461.
- (KUM 70) K. KUMAR, Phys. Rev. C1 (1970) 369.
- (LED 76) C.M. LEDERER et al. Table of Isotopes 7th Edition (1976).

- (LET 79) J. LETESSIER, M. MEYER, P. QUENTIN IPNO/TH 79.13.
- (LOP 71) V. LOPAC, Thèse 1971 (Zagreb).
- (MAR 58) L.L. MARINO, W.B. EWBANK, W.A. NIERENBERG, H.A. SHUGART et
H.B. SILSBEC, Phys. Rev. 111 (1958) 286.
- (MER 78) B. MERLANT, Logiciel ARIEL (programme de classement bidimensionnel),
Rapport interne IPN Octobre 1978.
- (MEY 78) J. MEYER-TER-VEHN, Interacting Bosons in Nuclear Physics p. 157
(Plenum Press, New York and London, 1978).
- (NOR 50) L.W. NORDHEIM, Phys. Rev. 78 (1950) 294.
- (POU 76) J. POUTHAS, Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 187.
- (RAS 60) J.O. RASMUSSEN, Nucl. Phys. 19 (1960) 85.
- (REI 61) A.S. REINER, Nucl. Phys. 27 (1961) 115.
- (ROS 65) M.E. ROSE, Alpha Beta and Gamma Ray Spectroscopy, Chap. XVI p. 887
edited by K. Siegbahn (North Holland Publishing Company 1965).
- (ROU 69) J.T. ROUTTI et S.G. PRUSSIN, Nucl. Instr. and Meth. 72 (1969) 125.
- (SAM 78) L.E. SAMUELSON, F.A. RICKEY, J.A. GRAU, S.I. POPIK et P.C. SIMMS,
Nucl. Phys. A301 (1978) 159.
- (SAM 79) L.E. SAMUELSON, J.A. GRAU, S.I. POPIK, F.A. RICKEY, P.C. SIMMS,
Phys. Rev. C19 (1979) 73.
- (SEL 76) R. SELLEM, Annuaire IPN Orsay (1976).
- (SEL 77) R. SELLEM, Annuaire IPN Orsay (1977).
- (SIM 80) P.C. SIMMS, F.A. RICKEY et R.K. POPLI, Nucl. Phys. A347 (1980) 205.
- (SIP 70) L. ŠIPS, V. LOPAC, Phys. Lett. 32B (1970) 649.
- (STR 78) D.C. STROMSWOLD, D.O. ELLIOT, Y.K. LEE, L.E. SAMUELSON,
J.A. GRAU, F.A. RICKEY, P.C. SIMMS, Phys. Rev. C17 (1974) 143.
- (VAN 80) P. VAN ISACKER et G. PUDDU, Nucl. Phys. A348 (1980) 125.