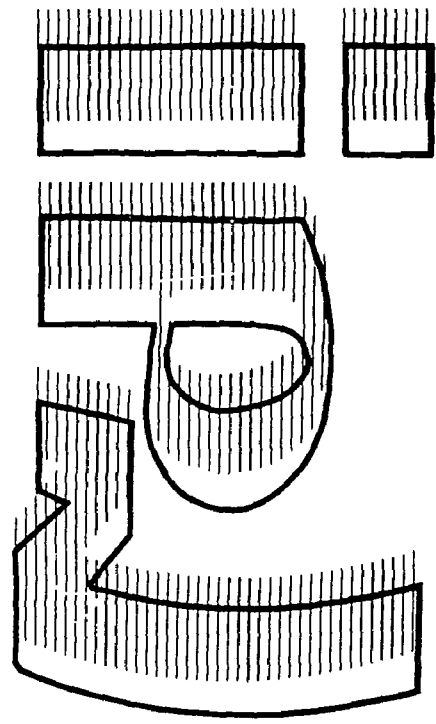
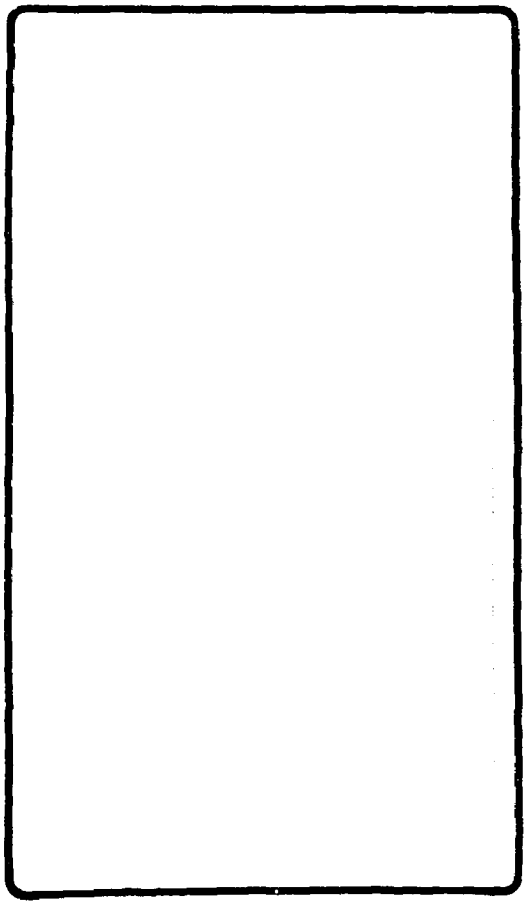


VOL. 27 N° 17

institut de physique nucléaire

CNRS - IN2P3 UNIVERSITÉ PARIS - SUD

I.P.N. - 91406 ORSAY CEDEX



AR 94037214
9601060

7 Juin 1994

IPNOT - 94-02

THESE

PRESENTEE PAR

FADI IBRAHIM

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

SUJET : Contribution à l'étude des noyaux impairs-impairs
de transition. Cas de ^{184}Au et influence de l'interaction résiduelle

Université Paris 7

THESE

en vue d'obtenir le titre de
docteur en physique nucléaire

par

Fadi Ibrahim.

Sujet

**Contribution à l'étude des noyaux impairs-impairs de transition.
Cas de ^{184}Au et influence de l'interaction résiduelle**

Soutenue le 7 juin 1994

devant la commission d'examen :

Luc Valentin	président
Andrée Gizon	rapporteur
Andres Kreiner	examineur
Philippe Quentin	rapporteur
Jocelyne Sauvage	examineur
Jean-Pierre Thibaud	examineur

A mes parents.

S'il est vrai qu'au sens où d'habitude on l'entend, l'homme d'action ne puisse être un homme entier, l'homme entier garde une possibilité d'agir. A cette condition toutefois de réduire l'action à des principes et à des fins qui lui appartiennent en propre (en un mot, à la raison). L'homme entier ne peut être transcendé (dominé) par l'action : il perdrait sa totalité. Il ne peut en contrepartie transcender l'action (la subordonner à ses fins) : il se définirait par là comme un motif, entrerait, s'anéantirait, dans l'engrenage des motivations. Il faut distinguer d'un côté le monde des motifs, où chaque chose est sensée (rationnelle) et le monde du non-sens (libre de tout sens). Chacun de nous appartient pour une part à l'un, pour une part à l'autre. Nous pouvons distinguer consciemment ce qui n'est lié que dans l'ignorance. La raison ne peut être à mes yeux limitée que par elle-même. Si nous agissons, nous errons en dehors des motifs d'équité et d'ordre rationnel des actes. Entre les deux domaines, il n'est qu'un rapport admissible : l'action doit être limitée rationnellement par un principe de liberté.

Le reste est le fêta, est la chance de l'homme entier : et comme il n'y a pas de digue opposable à la chance...

...Le reste est silence.

Georges Bataille

Remerciements

Je tiens à exprimer ici ma profonde reconnaissance à tous les membres du jury :

L. Valentin a été, tout au long de ces dernières années, un exemple et un soutien permanent. Je tiens à le remercier plus particulièrement et à lui dire combien j'ai été touché qu'il accepte de présider le jury de cette thèse.

J. Sauvage m'a proposé ce sujet de thèse et a suivi mon travail dont elle était l'inspiratrice avec une particulière attention, en me faisant bénéficier de sa rigueur scientifique, de sa gentillesse, de sa générosité et de son enthousiasme. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie également A. Gizon et Ph. Quentin d'avoir bien voulu être les rapporteurs de cette thèse et de m'avoir fait part de leurs nombreuses suggestions et critiques, ainsi que A.J. Kreiner et J.P. Thibaud d'avoir accepté de faire partie du jury.

Cette thèse est le résultat d'un travail effectué à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, je tiens à exprimer ma reconnaissance à H. Sergolle de m'avoir accueilli dans le laboratoire. Certaines personnes ont participé plus activement à la réalisation de ce travail :

B. Roussière dont la disponibilité et l'attention permanente m'ont été d'un grand secours. Je tiens à dire combien sa compétence, ses conseils et ses critiques m'ont

été précieux. Sa présence à mes côtés m'a permis de surmonter bien des difficultés.

I. Deloncle qui m'a épaulé pour toute la partie théorique de cette thèse et dont l'amitié a été un appui constant.

J'ai également grandement bénéficié des nombreuses suggestions et corrections proposées par J. Genevey et A. Gizon. Leur aide, leurs encouragements ainsi que l'atmosphère amicale dont elles m'ont entouré ont facilité mon travail.

P. Kilcher, A. Knipper, F. Le Blanc, G. Marguier et J. Oms ont suivi avec une attention particulière mes travaux et ont participé activement à toutes les expériences présentées dans cette thèse.

Je remercie également A. Korichi de m'avoir aidé au cours des expériences "Tandem" et lors des premiers classements, C. Bourgeois d'avoir investi son temps et sa compétence pour permettre à l'expérience "Château de Cristal" de bien se dérouler, N. Perrin de m'avoir fait profiter de son immense connaissance sur les subtilités de la physique expérimentale, D. Hojman, M.G. Porquet F. Hannachi, R. Béraud, G. Cata-Danil, D. Barnéoud et A. Emsallem d'avoir toujours avec enthousiasme participé à certaines expériences.

Les précieux conseils, les encouragements et les nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec J. Libert et Ph. Quentin m'ont été précieux, je les en remercie chaleureusement. La préparation des expériences et l'acquisition des données expérimentales a été grandement facilitée par l'assistance de nombreux collaborateurs que je tiens à remercier, en particulier G. Lalu, V. Hervier et G. Margotton pour l'électronique au Tandem d'Orsay et à SARA à Grenoble, D. Sznajderman pour la préparation des cibles et aux équipes de conduite des accélérateurs Tandem d'Orsay et SARA à Grenoble.

Je n'aurais garde d'oublier l'aide que m'a apportée à tout instant A. Picard. Je l'en remercie vivement. Je tiens également à remercier C. Paulin qui avec patience a effectué une partie des figures de cette thèse dans leurs versions successives et leurs modifications multiples. Enfin ma reconnaissance va également à M.C Leplat et G. Batrol qui ont permis, avec gentillesse et efficacité, aux missions à Grenoble et au CERN de se dérouler dans les meilleures conditions. Qu'elles trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Sommaire

Chapitre I : Introduction	5
Chapitre II : Description des noyaux impairs-impairs	9
Chapitre III : Etude des états de bas spin	15
I : Méthode et techniques expérimentales	16
A : Technique du transport par jet d'hélium	16
a) Historique	16
b) Principe de fonctionnement	16
c) Utilisation pour la détection des noyaux émetteurs γ	17
B : Techniques expérimentales utilisées	18
a) Description du dispositif expérimental	18
b) détection, acquisition et traitement des données	20
C : Optimisation des conditions de l'expérience	22
a) Optimisation du transport du mercure par jet d'hélium	22
b) Fonction d'excitation	24
II : Etude des états de bas spin de ^{184}Au	26
A : Spectres γ directs	26

B : Schéma des niveaux de bas spin du noyau ^{184}Au	31
C : Spins et parités des états de ^{184}Au	40
Chapitre IV : Etude des états de haut spin	45
I : Introduction	45
II : Méthodes expérimentales	46
1 : Dispositif expérimental	46
a) Intérêt d'un détecteur 4π	46
b) Le "château de cristal"	48
α) Première expérience $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5n)^{184}\text{Au}$	51
β) Deuxième expérience $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5n)^{184}\text{Au}$	51
2 : Choix de la cible	52
a) Première expérience $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5n)^{184}\text{Au}$	54
b) Deuxième expérience $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5n)^{184}\text{Au}$	54
III : Résultats expérimentaux	55
1) Fonction d'excitation	55
a) Première expérience	55
b) Deuxième expérience	55
2) Expérience de coïncidence	57
a) Déroulement des expériences	57
α) Première expérience	57
β) Deuxième expérience	57
b) Construction du schéma des niveaux de haut spin	57
Chapitre V : Modèle et calculs	72
I Présentation du modèle	72
II Présentation des résultats	76
Comportement de diverses bandes perturbées	81

Chapitre VI : Interprétation des résultats expérimentaux	88
I Introduction	88
II Interprétation des états de haut spin	91
1) Bande doublement découplée	92
2) Bande semi-découplée perturbée	94
3) Bande semi-découplée régulière	97
4) Calcul des moments d'inertie	97
III Interprétation des états de bas spin	105
1) Etat fondamental et états isomériques de 68.6 et 228.6 keV	105
2) Etude des modes de désexcitation	105
IV Comparaison avec les résultats du modèle "rotor+2qp"	109
1) Etude des têtes de bandes	109
2) Etude des différentes configurations.....	112
3) Prévisions données par les calculs.....	117
4) Influence de l'interaction résiduelle	120
Chapitre VII : Conclusion	124

Chapitre I

Introduction

Les régions de transitions forment en physique nucléaire un lien entre deux domaines de caractéristiques fort différentes, celui des noyaux sphériques proches des couches fermées et celui des noyaux bien déformés. En 1972 [BON72] des études de la structure hyperfine d'isotopes de mercure effectuées à ISOLDE, ont mis en évidence un très fort accroissement des rayons de charge nucléaire des isotopes ^{185}Hg et ^{183}Hg , alors que les isotopes de mercure très proches des noyaux magiques de plomb étaient supposés sphériques ou très faiblement déformés. C'était la première fois qu'une transition de forme était découverte dans ces noyaux [BON76] [FAE72] [CAI73]. Par la suite des expériences effectuées par réaction $(\text{IL}, \text{x}\gamma)$ et par décroissance $\text{Tl} \rightarrow \text{Hg}$ ont montré sans ambiguïté que deux bandes de déformations différentes coexistaient dans les noyaux de Hg pairs-pairs très déficitaires en neutrons, l'une correspondant à une forme faiblement aplatie ("oblate") et l'autre bien allongée ("prolate"). Ce phénomène a parallèlement été observé dans d'autres noyaux de la région en particulier pour les noyaux de platine et d'or [DEL75a] [DEL75b] [DES79] [BOU82] [WAL86] [FIN70] [KUM70] [FIN72] [CAI74].

Les noyaux impairs d'or, déficitaires en neutrons sont caractéristiques de cette région de transition car ils présentent des coexistences de formes "prolate" et "oblate" ou triaxiale [BER75], [BOU78], [WAL89]. Les propriétés globales du noyau (forme, énergie de liaison, rayon carré moyen, niveaux excités) présentent alors une sorte

de bifurcation. En effet, si on perturbe légèrement le système, en le faisant tourner plus vite par exemple ou en rajoutant une particule dans une couche ou une autre, il se produit un changement radical dans les propriétés globales du noyau. Dans le cas des noyaux impairs bien déformés, le nucléon non apparié est fortement couplé au cœur à basse énergie d'excitation. Ce mode de couplage, s'il existe également dans les noyaux peu déformés des régions de transition, est en compétition avec un autre type de couplage dû à l'importance de la force de Coriolis qui aligne le moment angulaire du nucléon sur l'axe de rotation du noyau; le mouvement du nucléon célibataire est alors découplé du mouvement du cœur. Le même phénomène transparait dans les noyaux impairs-impairs. Du fait des deux nucléons non appariés, il peut se produire une situation de conflit dans les modes de couplage cœur-nucléon; l'un des nucléons étant fortement couplé au cœur, l'autre en étant découplé. Par ailleurs l'étude des noyaux impairs-impairs permet d'obtenir des informations directes sur l'influence de l'interaction résiduelle neutron-proton qui reste mal connue.

Le noyau impair-impair ^{184}Au est situé du côté prolate de la région de transition. Ce noyau possède des propriétés étonnantes qui en font un candidat de premier choix pour l'étude des modes de couplages et de l'interaction résiduelle neutron-proton. En effet, des expériences effectuées par la collaboration NICOLE (orientation nucléaire) au CERN ont mis en évidence l'existence d'un isomère dans ^{184}Au relié à l'état fondamental par une transition isomérique M3 [EDE89]. De plus au cours de l'expérience, il a été observé que la transition de haut spin dans la décroissance de ^{184}Au ($6^+ \rightarrow 4^+$ 362 keV) dans ^{184}Pt atteint le maximum d'intensité après un temps plus long que celle de bas spin ($2^+ \rightarrow 0^+$ 163 keV) dans ^{184}Pt . Ce fait, plus l'observation des différentes alimentations des niveaux de ^{184}Pt a suggéré à l'équipe NICOLE que l'état isomérique dans ^{184}Au est de bas spin avec la période longue voisine de la période précédemment connue de 53 s et que l'état fondamental est de spin 5 ou 6 avec une période plus courte de ~ 12 s. Ces valeurs pour les périodes ne sont cependant pas encore bien définies et plusieurs valeurs sont proposées : M. De Jesus propose une période de 19 s pour l'état fondamental et de 48 s pour l'état isomérique [DEJ92] et A. Knipper une valeur de 10 s pour l'état fondamental et 28 s pour l'état isomérique [KNI94].

Pour ^{184}Au Les noyaux voisins impairs en proton sont $^{183,185}\text{Au}$ et ceux impairs en neutron sont ^{183}Pt et ^{185}Hg ; tous ces isotopes A-impairs ont été identifiés avec une déformation "prolate" dans leur état fondamental. Ces noyaux A-impairs présentent des états à basse énergie desquels, par une approximation au premier ordre, on peut prédire une séquence des configurations présentes à basse énergie. Ces prédictions sont en contradiction avec les résultats précédemment obtenus sur ^{184}Au , en particulier on ne peut pas comprendre pourquoi l'état isomérique décroît vers l'état fondamental avec une transition isomérique M3 et de fait pourquoi il reste état isomérique.

Afin d'éclaircir ce problème nous devons, vérifier si les configurations prises en considération dans l'approximation au premier ordre sont bien celles présentes à basse énergie dans ^{184}Au , établir si dans ^{184}Au il y a une coexistence de formes comme cela a été observé dans ^{186}Au , et étudier l'influence de l'interaction résiduelle neutron-proton sur la position relative des différentes configurations.

Nous avons rassemblé dans le chapitre II quelques rappels sur la description des noyaux impairs-impairs, et dans le chapitre III la présentation des résultats expérimentaux obtenus sur le noyau ^{184}Au à l'issue d'une expérience de radioactivité. Le chapitre IV sera consacré à la description des résultats expérimentaux concernant les états de haut spin de ^{184}Au . Dans le chapitre V nous présenterons le modèle "rotor+2qp" que nous avons utilisé pour calculer les états de haut et bas spin de ^{184}Au ainsi que le résultat des calculs effectués. Au cours du chapitre VI, les états excités observés dans le noyau ^{184}Au , tant à haut qu'à bas spin, seront discutés de manière qualitative en les comparant à ceux présents dans les noyaux impairs voisins puis confrontés aux prévisions du modèle théorique, enfin dans le chapitre VII nous présenterons la conclusion de cette thèse et nous évoquerons les perspectives apportées par ce travail.

Chapitre II

Description des noyaux impairs-impairs

I : Déformation du noyau

A. Bohr [BOH52] a proposé la paramétrisation suivante de la surface du noyau pour des formes pas trop éloignées de la symétrie sphérique :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right)$$

où R_0 est le rayon de la sphère ayant le même volume. Dans cette expression α_{00} décrit les changements de volume, les termes $\lambda=1$ décrivent une translation de l'ensemble du système. Si l'on se restreint uniquement aux termes $\lambda=2$ (déformations quadrupolaires) et en se plaçant dans le référentiel du noyau, on peut ramener le nombre de paramètres indépendants de 5 à 2 (les trois d'entre eux repèrent le référentiel lié au noyau par rapport au référentiel du laboratoire, ce sont les angles d'Euler) notés a_{20} et a_{22} , décrivent la déformation du noyau. On utilise habituellement la notation de Hill-Wheeler [HIL53]:

$$a_{20} = \beta \cos(\gamma)$$
$$a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin(\gamma)$$

ce qui permet de décrire toutes les formes quadrupolaires à l'aide de 2 coordonnées polaires uniquement : β décrit l'élongation et l'angle γ permet de décrire

la déviation par rapport à la symétrie axiale et mesure donc la triaxialité. On définit ainsi le plan de déformation (β, γ) en coordonnées polaires (voir figure [1]): la direction $\gamma=0^\circ$ correspond à une déformation allongée ("prolate") du noyau, et la direction $\frac{\pi}{3}$ à une déformation aplatie ("oblate"). Entre ces deux extrêmes, le noyau possède 3 axes de symétrie distincts. La portion de plan telle que $\gamma \in [0, \frac{\pi}{3}]$ permet donc de définir les différentes déformations du noyau.

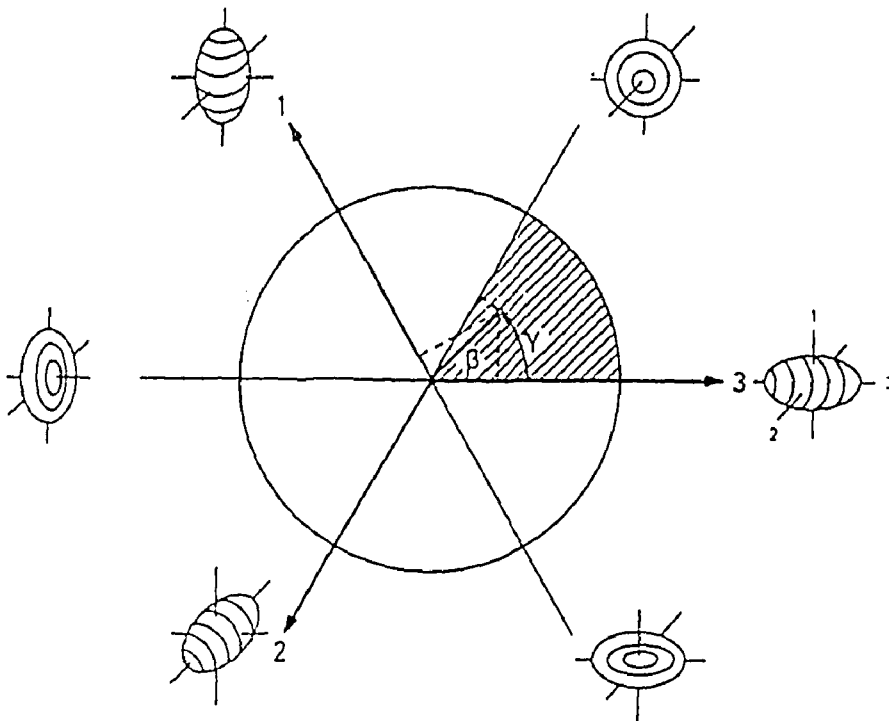


Fig. 1 Forme du noyau dans le plan de déformation (β, γ) en coordonnées polaires.

II. Détermination des moments angulaires

Le moment angulaire des états de particules d'un noyau impair-impair résulte du couplage des moments angulaires individuels du neutron et du proton célibataires. Si l'on considère un noyau impair-impair comme la juxtaposition de deux noyaux

impairs, on est amené à admettre que le moment angulaire d'un tel noyau est la somme des moments angulaires du dernier proton et du dernier neutron.

A partir des systématiques des désintégrations β , L.W Nordheim [NOR50] a établi des règles empiriques que l'on peut résumer ainsi :

- Si le moment angulaire du dernier proton est $j_p = \ell_p \pm \frac{1}{2}$ et le moment angulaire du dernier neutron est $j_n = \ell_n \mp \frac{1}{2}$ le spin total de l'état favorisé est $J = |J_p - J_n|$, où J_p et J_n sont les moments angulaires observés dans les noyaux impairs voisins.
- Si le moment angulaire du dernier proton est $j_p = \ell_p \pm \frac{1}{2}$ et le moment angulaire du dernier neutron est $j_n = \ell_n \pm \frac{1}{2}$ alors le moment angulaire total de l'état favorisé obéit à l'inégalité :

$$|J_p - J_n| < J < J_p + J_n$$

La première règle, dite règle forte de Nordheim prédit une valeur exacte du moment angulaire de l'état favorisé. Par contre la deuxième règle, dite règle faible, ne donne qu'une limite des valeurs de moments angulaires possibles.

Il faut noter qu'à l'époque à laquelle L.W Nordheim établit ces règles, très peu de moments angulaires de noyaux impairs-impairs étaient expérimentalement déterminés.

Brennan et Bernstein [BRE60] ont révisé ces règles empiriques qui, dans certains cas, donnaient un résultat erroné. De plus des calculs théoriques sur les noyaux légers [PAN56] avaient conduit à douter du bien-fondé de la règle faible de Nordheim. Brennan et Bernstein modifièrent cette règle faible affirmant que:

$$J = |J_p \pm J_n|$$

si $j_p = \ell_p \pm \frac{1}{2}$ et $j_n = \ell_n \pm \frac{1}{2}$.

Les règles précédentes s'appliquent assez bien si les noyaux sont sphériques et si le champ est à symétrie sphérique. Dans le cas des noyaux déformés, le moment angulaire j_i de chaque nucléon n'est plus un bon nombre quantique ; néanmoins, si la déformation est axiale, la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau Ω_i est un bon nombre quantique. On peut alors définir la valeur de la composante Ω , somme des composantes des moments angulaires des deux particules le long de l'axe de symétrie. On peut également définir le moment angulaire total I du noyau comme la somme de \vec{R} généré par le mouvement collectif du

noyau et de \vec{J} représentant le mouvement intrinsèque des nucléons. On note K la projection sur l'axe de symétrie de \vec{I} . Si \vec{R} est perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau la valeur Ω est identique à celle de K . La règle de Gallagher-Moszkowski, vérifiée pour les noyaux déformés peut être appliquée ainsi :

Si les moments angulaires proton et neutron sont anti-alignés l'état favorisé a pour moment angulaire $I=K_{<}=||K_n| - |K_p||$ si $K_n=\Lambda_n \pm 1/2$ et $K_p=\Lambda_p \mp 1/2$.

Λ_n et Λ_p sont les projections du moment angulaire orbital sur l'axe de symétrie du noyau.

Si les moments angulaires proton et neutron sont alignés l'état favorisé a pour moment angulaire $I=K_{>}=|K_n| + |K_p|$ si $K_n=\Lambda_n \pm 1/2$ et $K_p=\Lambda_p \pm 1/2$.

Si on néglige les fonctions d'appariement et dans le cas d'un couplage de Coriolis pratiquement nul, on appelle énergie de Gallagher-Moszkowski, E_{GM} la différence des énergies des têtes de bandes rotationnelles d'un doublet $K_{<}$ et $K_{>}$. J.P. Boisson et R. Piepenbring [BOI76] ont extrait de façon semi-empirique les énergies E_{GM} correspondant à une cinquantaine de doublets expérimentaux dans la région des terres rares et les valeurs semi-expérimentales E_{GM} ont été corrélées avec la quantité $|\Sigma_n - \Sigma_p|$ où Σ est la composante des spins intrinsèques du proton et du neutron sur l'axe de symétrie. Avec cette définition de E_{GM} les règles de Gallagher-Moszkowski sont équivalentes à :

$E_{GM} < 0$ si les spins proton et neutron sont anti-alignés soit $|\Sigma_n - \Sigma_p|=1$.

$E_{GM} > 0$ si les spins proton et neutron sont alignés soit $|\Sigma_n - \Sigma_p|=0$.

Dans le cas où le couplage de Coriolis n'est plus négligeable, l'énergie de Gallagher-Moszkowski n'est plus égale à la différence des énergies des têtes de bandes rotationnelles d'un doublet $K_{<}$ et $K_{>}$ (Voir chapitre V).

III. Couplage cœur-particule

a) Cas des noyaux impairs

En 1972 un fait expérimental a mis en évidence des "bandes découplées" dans les noyaux impairs des régions de transition : l'étude des noyaux impairs à l'aide des réactions $(IL, xn\gamma)$ permettant d'atteindre les états de haut spin a révélé des cascades de transitions E2 reliant des états possédant des énergies très voisines de celles des états du cœur pair-pair. Une telle structure de bande ne pouvant

s'expliquer comme une bande de rotation habituelle dans un noyau impair, F.S. Stephens proposa le schéma de "couplage-aligné" [STE73], solution particulière du modèle de Bohr et Mottelson, dans lequel le moment angulaire du nucléon impair est quantifié selon l'axe de rotation du noyau et non plus suivant l'axe de symétrie comme dans le cas d'un couplage fort.

Dans le modèle de couplage "rotor+particule" le Hamiltonien du noyau s'écrit :

$$H = H_p + H_{rot}$$

où H_p représente le Hamiltonien de la particule dans un potentiel déformé et

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}R^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}[I(I+1) + j(j+1) - 2\Omega^2] - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(\vec{I}\cdot\vec{j} - \Omega^2)$$

pour un noyau à symétrie axiale de moment d'inertie \mathcal{J} et de moment angulaire total I . L'alignement du moment angulaire du nucléon sur l'axe de rotation du cœur est d'autant plus probable que j est élevé, que la déformation du noyau (ou ce qui revient au même le moment d'inertie) n'est pas trop grande ($0.1 < \beta < 0.2$) et que la projection Ω de j sur l'axe de symétrie du noyau est petite.

b) Cas des noyaux impairs-impairs

Le même type de phénomène se retrouve dans les noyaux impairs-impairs. Plusieurs cas peuvent se produire :

Dans le cas d'une situation de conflit correspondant à un neutron découplé et un proton couplé ou vice-versa, si le moment angulaire de la particule fortement couplée est grand et si celui de la particule découplée est faible, tout se passe comme si cette dernière tendait à s'aligner sur l'axe de symétrie du noyau et le spectre en énergie du noyau impair-impair est quasiment calqué sur celui de l'impair. La bande yrast (états d'énergie minimum pour un spin donné) est alors une séquence plus ou moins perturbée d'état $\Delta I=1$. Ce type de structure est appelé semi-découplée.

Pour des noyaux peu déformés et pour des couches de j élevés, si les niveaux de Fermi respectifs du proton et du neutron (λ_p et λ_n) sont proches de l'orbitale $\Omega=1/2$, les deux particules ont tendance à s'aligner sur l'axe de rotation du cœur et le spectre en énergie du noyau impair-impair est quasiment calqué sur celui du

cœur pair-pair. Une telle structure est appelée doublement découplée. La bande yrast est alors une séquence d'états reliés par des transitions $\Delta I=2$.

IV Probabilités de transition

La probabilité $T(\lambda)$ de transition dépend de la multipolarité λ et de l'énergie $\hbar\omega$ suivant la relation :

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\hbar\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} \cdot B(\lambda)$$

où $(2\lambda+1)!! = 1 \times 3 \times 5 \dots \times (2\lambda+1)$ et $B(\lambda)$ est la probabilité de transition réduite donnée par :

$$B(\lambda) = | \langle \Psi_f | \mathcal{M}_{\lambda\mu} | \Psi_i \rangle |^2$$

$\mathcal{M}_{\lambda\mu}$ étant les opérateurs multipolaires liés au Hamiltonien d'interaction dans la transition entre les états final et initial du noyau définis par les fonctions d'onde Ψ_f et Ψ_i .

La probabilité théorique donnée par Weisskopf pour une transition E1 à une particule est :

$$B(E1)_W = 0.06446A^{2/3} e^2(fm)^2$$

La probabilité réduite expérimentale est donnée par :

$$B(E1; I_i \rightarrow I_f) = 6.288 \cdot 10^{-16} E_\gamma^{-3} \left(\frac{\ln 2 \cdot I_\gamma}{T_{1/2} \cdot \sum_i I_i} \right) \left(\frac{1}{1 + \delta_i^2} \right) e^2(fm)^2$$

où $T_{1/2}$ (s.) est la demi-vie du niveau qui desexcite la transition étudiée, I_γ l'intensité de rayonnement γ de la transition, $\sum_i I_i$ la somme des intensités totales de toutes les transitions qui desexcitent le niveau, E_γ (MeV) l'énergie de la transition étudiée et $\delta_i^2 = \frac{I_i(M2)}{I_i(E1)}$ le rapport de mélange de la transition.

Le facteur d'interdiction est défini comme suit :

$$F = \frac{\text{probabilité de transition théorique}}{\text{probabilité de transition expérimentale}}$$

- Si $F \sim 1$, il y a accord entre la théorie et l'expérience.
- Si $F > 10^3$ la transition est interdite par certaines règles de sélection.
- Si $10 < F < 200$ la transition est retardée.
- Si $F < 1$ la transition est accélérée.

Chapitre III

Etude des états de bas spin

Au moment où ce travail a été entrepris très peu de résultats expérimentaux avaient été jusqu'alors établis sur le noyau ^{184}Au . Un premier schéma des niveaux de bas-spin avait été obtenu en 1977 par W.G. Nettles et al. [NET 78] à Oak Ridge à l'aide du séparateur en ligne UNISOR. Plus récemment, des expériences du groupe NICOLE (CERN) ont mis en évidence l'existence d'un état isomérique dans ^{184}Au de spin 2 ou 3, relié à l'état fondamental, de période plus courte, par une transition isomérique de 68.6 keV et de multipolarité M3 et de spin 5 ou 6 [EDE 89]. De plus, des mesures d'électrons de conversion effectuées à ISOCELE avec un spectrographe à 180° ont mis en évidence la présence d'une transition de basse énergie de grande intensité [KIL90] [IBR93], qui pourrait remettre en cause le schéma de niveaux précédemment connu pour cet isotope.

Afin de déterminer la structure des états de bas-spin de ^{184}Au nous avons étudié la décroissance β^+/EC de ^{184}Hg ($T_{1/2}=30.6$ s) dans le double but :

-d'établir un nouveau schéma de niveaux de ^{184}Au tenant compte des récentes mesures sur ce noyau,

-de déterminer le spin et la parité des états fondamental et isomérique de ^{184}Au .

L'expérience a eu lieu à SARA à Grenoble, via la réaction $^{148}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},4n)$ avec transport des produits de réactions par jet d'hélium.

I. Méthode et techniques expérimentales

A : Technique du transport par jet d'hélium.

a) Historique.

Le principe de la collection des noyaux radioactifs par la technique du jet d'hélium a été découvert dans le milieu des années soixante. R.D. Macfarlane et R. Griffen effectuaient des expériences consistant à mesurer la radioactivité α de noyaux de recul collectés sur une feuille mince d'argent à l'intérieur d'une chambre contenant de l'hélium dont le rôle était d'amener au repos ces noyaux de recul [MAC64]. Cette feuille mince était utilisée comme fenêtre de séparation entre la chambre contenant de l'hélium et une deuxième chambre sous vide dans laquelle était placé un détecteur α . Au cours d'une expérience, R.D. Macfarlane et R. Griffen ont constaté une augmentation inexplicée, d'un facteur 100, du taux de radioactivité. L'examen de la fenêtre a alors révélé l'existence de petits trous par lesquels l'hélium diffusait, entraînant les noyaux radioactifs et les déposant sur le détecteur. C'est donc accidentellement que cette nouvelle technique de transport et de collection des noyaux radioactifs a été découverte.

b) Principe de fonctionnement.

Au cours d'une réaction nucléaire entre un noyau cible et un projectile qui peut avoir une masse comprise entre celle du proton et celle des ions les plus lourds que peuvent accélérer les accélérateurs de particules, il peut y avoir formation d'un noyau composé de fusion. Si E_i est l'énergie du faisceau incident, M_p et M_c les masses respectives du projectile et du noyau cible, la conservation de la quantité de mouvement amène à écrire:

$$E_{recul} = E_i \times \frac{M_p}{M_p + M_c}$$

Il est bien entendu que cette énergie de recul doit être suffisante pour permettre au noyau produit de sortir de la cible. Ceci est réalisé facilement lorsque les projectiles sont des ions lourds pour lesquels le rapport $\frac{M_p}{M_p + M_c}$ augmente. Le noyau composé est formé avec une énergie d'excitation élevée, énergie qu'il perd par émission de particules, neutrons, protons ou particules α . Cette désexcitation qui dure un temps très court de l'ordre de 10^{-20} s conduit à un "noyau résiduel" qui dans la plupart des cas est radioactif. Ce sont ces noyaux résiduels qui après avoir été

thermalisés dans un gaz sous une certaine pression sont transportés par ce gaz vecteur au travers d'un tube capillaire vers une seconde chambre maintenue sous vide à l'aide de pompes à grand débit. Devant l'extrémité du capillaire à l'intérieur de cette enceinte est placée une surface collectrice sur laquelle se déposent les noyaux transportés. La radioactivité de ces noyaux peut ensuite être mesurée à l'aide de détecteurs appropriés. Afin d'éviter que le capillaire ne se bouche, il est nécessaire de s'assurer que l'écoulement de l'hélium est laminaire. Les lois de la mécanique des fluides imposent alors que le nombre de Reynolds R relatif au fluide (ici l'hélium) soit inférieur à 2000. On a $R = \frac{2\rho}{\pi\mu} \times \frac{q}{R_0}$ avec q débit de l'hélium, ρ sa masse volumique, μ son coefficient de viscosité et R_0 le rayon du capillaire. Il faut donc s'assurer que $q < \frac{1000\pi\mu}{\rho} \times R_0$ ce qui impose une limite supérieure au débit de l'hélium pour un capillaire de rayon donné.

Le problème de transfert des noyaux de recul a fait l'objet de nombreuses études systématiques et il a été mis en évidence que celui-ci était favorisé si l'hélium était impur [JUN71] et même accentué si l'on introduisait artificiellement, par exemple par évaporation, des impuretés dans l'hélium [AYS74]. Il est apparu que sous l'état d'ionisation induit par le faisceau incident, ces aérosols forment des macro-molécules (10^6 à 10^8 atomes). Ces agrégats sont susceptibles de piéger les noyaux de recul si ceux-ci sont thermalisés par le gaz ambiant; ceux-ci sont alors transférés faiblement liés à ces macro-molécules, au travers du capillaire. C'est la masse élevée de ces agrégats transportés à la même vitesse que l'hélium qui leur confère une quantité de mouvement suffisante pour qu'à la sortie du capillaire, ils viennent s'écraser sur le collecteur et y restent fixés, alors que l'hélium en balaie la surface. De plus, H. Wollnik a montré [WOL76] que l'efficacité du transport par jet d'hélium ne dépend pas seulement du type et de la taille des agrégats mais également des noyaux radioactifs à transporter. Il convient donc, avant toute expérience, de déterminer le type d'aérosol qui permettra le transport des noyaux étudiés.

c) Utilisation pour la détection des noyaux émetteurs γ .

La méthode du jet d'hélium avait été utilisée, dans les premiers temps, pour étudier principalement les émetteurs α . En effet, la mesure de la radioactivité α peut s'effectuer même dans un flux de photons, d'électrons et de neutrons important,

puisque l'impulsion issue de l'arrêt d'une particule α dépasse très largement le bruit de fond compte tenu de l'interaction de la particule α avec le milieu du détecteur. Par conséquent la détection peut avoir lieu près de la cible et du faisceau. Il n'en est pas de même d'un détecteur de rayonnement γ qui serait noyé dans un bruit de fond énorme. Pour résoudre ce problème, des systèmes de transport par jet d'hélium utilisant des capillaires très longs ont été développés. Ces capillaires permettent de transporter les produits de réaction loin du lieu de production en un temps très court, et d'effectuer les mesures dans une enceinte bien protégée.

B: Techniques expérimentales utilisées.

a) Description du dispositif expérimental.

L'expérience a eu lieu en utilisant le système de transport des produits de réaction par jet d'hélium installé sur la voie C de SARA à Grenoble. La figure [1] donne une vue d'ensemble de la voie C de SARA.

Sur cette ligne sont installés, un séparateur en ligne et le système de jet d'hélium. A SARA le système de transport par jet d'hélium peut être utilisé suivant deux modes de fonctionnement différents : soit seul, soit en le couplant avec la source d'ion du séparateur. Le rendement en jet d'hélium seul est habituellement de l'ordre de 40% alors qu'en mode couplé, celui-ci est dans la gamme du pour cent (2 à 6%) pour des mesures effectuées à SARA [OLL86]. Cependant, la détection en jet d'hélium seul donne lieu au comptage de toute l'activité produite et le fond gamma est considérable avec notamment, pour des émetteurs β^+ un spectre Compton associé au 511 keV très gênant, alors que la "propreté" des spectres est justement un des intérêts de la séparation. Néanmoins, en associant le jet d'hélium à un dérouleur de bande, on obtient une discrimination importante sur les noyaux à étudier en choisissant judicieusement les temps de collection et de comptage en fonction de la période radioactive. L'activité est accumulée sur une bande placée à la sortie du capillaire puis transportée pour comptage face aux détecteurs pendant qu'une nouvelle source est collectée.

La cible de ^{148}Sm a été placée à l'intérieur de la première chambre dite "cube de réaction" dans laquelle circule l'hélium. Une fenêtre constituée par une feuille de havar de 2 mg/cm^2 assure la séparation entre le vide du cyclotron et le "cube

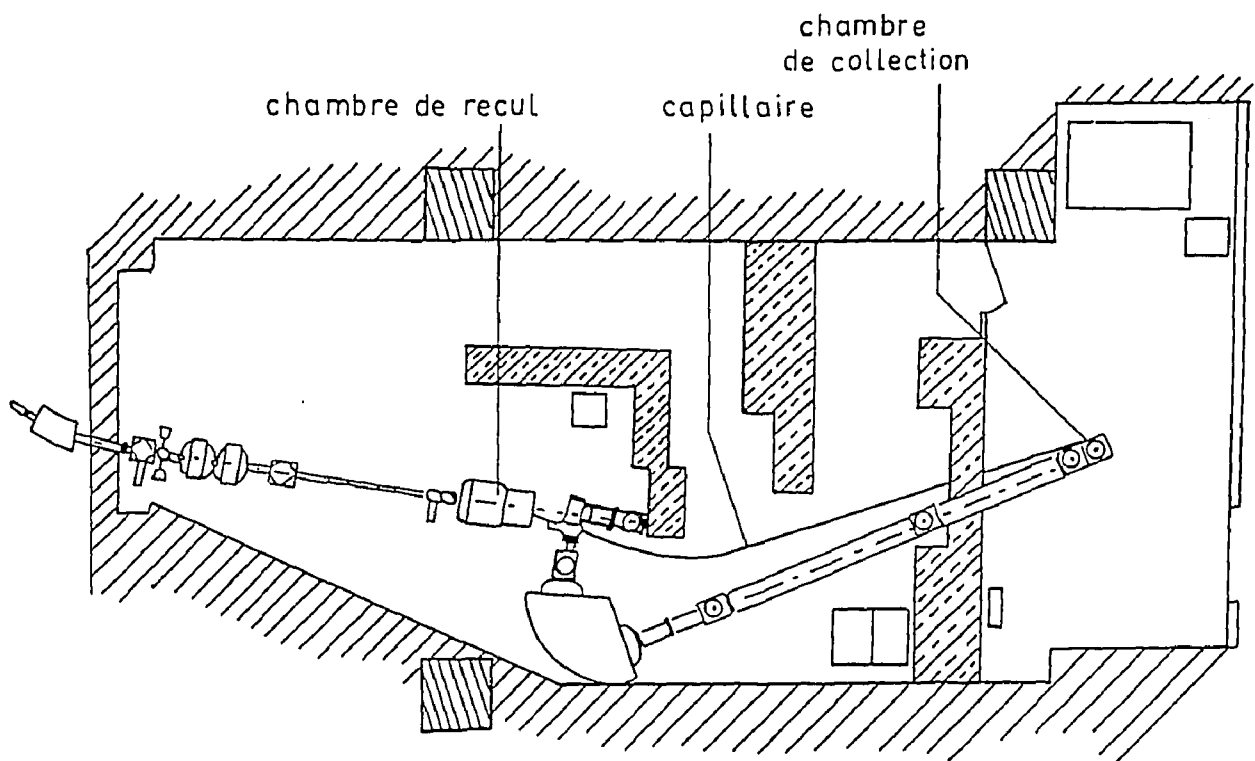


Fig. 1 Vue d'ensemble de la voie C de SARA à Grenoble

de réaction" où règne une pression d'hélium légèrement supérieure à 1 kg/cm^2 . Cette fenêtre est la plus mince possible afin de ne pas trop dégrader l'énergie du faisceau (environ 20 MeV pour les faisceaux utilisés), et surtout pour éviter qu'elle ne s'échauffe trop. La cible est suivie d'une chambre de recul qui est un tube cylindrique de 10 cm de long et 1 cm de diamètre muni d'un système d'aspiration à nappe conique se terminant par un orifice en face duquel sera disposé l'extrémité d'un capillaire [PLA87] (voir figure [2]). Lorsque le faisceau frappe la cible, les produits de recul sont alors thermalisés dans l'hélium, piégés par l'agrégat mélangé à l'hélium et transférés par le capillaire, grâce à un pompage puissant. Le capillaire de 1.2 mm de diamètre et de 12m de long entraîne donc les produits de réaction vers le point de collection. Les agrégats sont alors collectés sur la bande du dérouleur pendant un temps choisi en fonction de la période du noyau étudié puis transférés vers la station de comptage, qui est une chambre triangulaire permettant de placer

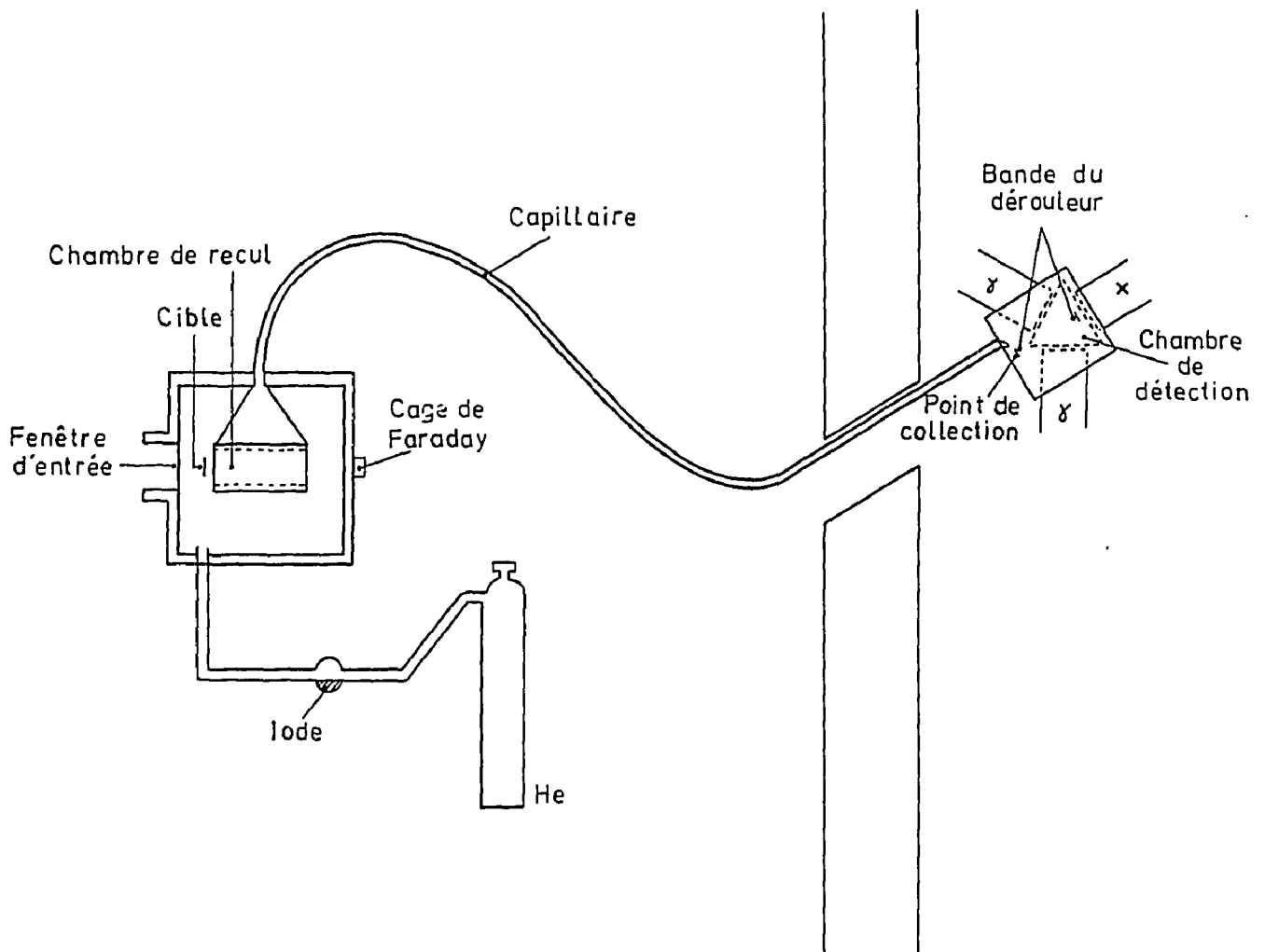


Fig. 2 Schéma de principe de l'installation jet d'hélium

trois détecteurs au plus près de la bande (voir figure [2]).

b) Détection, acquisition et traitement des données.

Les temps de cycle du dérouleur ont été choisis afin d'optimiser la détection du noyau à étudier. La période de décroissance de ^{184}Hg étant de 30.6 s nous avons choisi la séquence suivante pour le dérouleur : $t_{coll} = t_{comp} = 30$ s. Nous avons utilisé trois détecteurs : un détecteur Ge planaire X de résolution 0.9 keV à 122 keV, réglé sur une gamme en énergie allant jusqu'à 1 MeV et deux détecteurs Ge(HP) d'efficacités respectives 60% et 34% et de résolutions 2.3 et 2.2 keV à 1.3 MeV. Leurs gammes en énergie allaient jusqu'à 1.3 MeV. Les événements bruts de coïncidences ont été enregistrés sous forme d'événements à quatre paramètres ($N, E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}, \Delta t_{\gamma_1\gamma_2}$), où N représente le numéro du couple de détecteurs en coïncidence, E_{γ_1} et E_{γ_2} les énergies dans les deux détecteurs et $\Delta t_{\gamma_1\gamma_2}$ l'écart en temps entre le moment

où un premier γ est arrivé dans l'un des deux détecteurs et celui où un deuxième γ est arrivé dans l'autre. Des spectres directs destinés à mesurer les intensités des transitions de ^{184}Au ont également été enregistrés à la sortie des amplificateurs sur le disque dur d'un micro-ordinateur.

Le classement des données expérimentales a été fait en utilisant le programme TITANCOR de l'ISN de Grenoble qui permet la construction de spectres Bi-dimensionnels (matrices $4\text{K} \otimes 4\text{K}$) avec ajustement du gain des différentes voies, à partir de données d'acquisition de type SARA enregistrées sur bande magnétique. Nous avons constitué des matrices $E_{\gamma_1} \otimes E_{\gamma_2}$ correspondant à des transitions détectées pendant un intervalle de temps $\Delta t_{\gamma_1\gamma_2}$ compris entre deux bornes choisies t_{γ_1} et t_{γ_2} . Les trois courbes en temps correspondant aux paires X-Ge_{60%}, X-Ge_{34%} et Ge_{60%}-Ge_{34%} ont des parties utiles respectives de 132, 477 et 219 ns. Pour deux des trois couples (voir tableau [1]) nous avons constitué deux matrices retardées et une matrice "somme" correspondant à la somme des deux matrices retardées et de la matrice prompte, et pour le troisième couple uniquement une matrice "somme". Le tableau [1] récapitule, pour les deux couples de détecteurs, les conditions imposées pour la construction des deux matrices retardées et de la matrice prompte. Le temps zéro est pris au sommet de la courbe en temps. Les temps sont mesurés en ns.

Tableau [1]

Couple	Matrice retardée 1	Matrice prompte	Matrice retardée 2
$\gamma_1(X) - \gamma_2(\text{Ge}_{34\%})$	$-138 < t_{\gamma_2} - t_{\gamma_1} < -35$	$-35 < t_{\gamma_2} - t_{\gamma_1} < 50$	$50 < t_{\gamma_2} - t_{\gamma_1} < 335$
$\gamma_1(\text{Ge}_{60\%}) - \gamma_2(\text{Ge}_{34\%})$	$-101 < t_{\gamma_2} - t_{\gamma_1} < -22$	$-22 < t_{\gamma_2} - t_{\gamma_1} < 26$	$26 < t_{\gamma_2} - t_{\gamma_1} < 117$

Nous avons également constitué des matrices $E_{\gamma_1} \otimes \Delta t_{\gamma_1\gamma_2}$ en imposant des conditions sur l'énergie E_{γ_2} "vue" par le deuxième détecteur.

Après transfert des matrices et remise au format de l'IPN d'Orsay, différents programmes de dépouillement (MILFEUIL, SUN, HYPOGRAPH) ont permis de visualiser ces matrices en traçant les spectres en coïncidence avec les transitions appartenant au noyau étudié.

C : Optimisation des conditions de l'expérience.

Afin de pouvoir étudier les états de bas-spin de ^{184}Au obtenus par la décroissance β^+/EC de ^{184}Hg en utilisant la technique de transport par jet d'hélium, il convient de s'assurer préalablement du bon transport des isotopes de Hg, et des bonnes conditions de production de ^{184}Hg par la réaction.

a) Optimisation du transport du mercure par jet d'hélium.

Différents auteurs ont constaté que certains isotopes présentaient quelques difficultés à être collectés par la méthode du jet d'hélium. C'est ainsi que pour les espèces volatiles comme les gaz rares et les halogènes, il convient de refroidir le collecteur [MAC74]. W. Treytl et K. Valli [TRE67] ont montré par ailleurs que le rendement de collection des isotopes d'astate pouvait être augmenté d'un facteur 10 en ajoutant des traces d'air à l'hélium ($\sim 1\%$). H. Gauvin et al. [GAU73] ont montré qu'il était impossible de collecter les isotopes de Hg par la méthode du jet d'hélium avec des aérosols courants. Ces auteurs concluaient que dû à certains effets chimiques, les atomes de mercure n'étaient pas entraînés par le courant d'hélium ou ne se fixaient pas sur les agrégats. En cherchant les éventuels composés qu'ils pouvaient ajouter à l'hélium pour fixer le mercure et favoriser la formation des agrégats, C. Deprun et al. [DEP75] ont remarqué, en étudiant les combinaisons mercure-halogènes, que des solutions d'iode et d'iodure de potassium étaient utilisées pour éliminer le mercure contenu dans l'atmosphère d'enceintes [PAS62]. L'utilisation d'iode comme impureté ajoutée à l'hélium leur a alors permis de transporter le mercure avec un bon rendement. Cette mise au point de la méthode du jet d'hélium pour la collection des mercures avait permis de mettre en évidence la spécificité d'une impureté ajoutée à l'hélium pour la collection d'un élément déterminé. Cependant, dans cette expérience qui consistait à étudier la désintégration α d'isotopes de mercure, le transport des produits de réaction se faisait sur une courte distance. Il nous fallait donc vérifier que sur une longue distance, le transport s'effectuait avec un rendement satisfaisant et optimiser les conditions pour notre expérience.

Nous avons donc décidé d'ajouter des traces d'iode dans l'hélium. Pour cela, avant d'être introduit dans la chambre à réaction, le gaz passait par un récipient conte-

nant des paillettes d'iode avec contrôle possible de la température. Dans notre expérience, la preuve du bon transport du mercure était donnée par l'observation, à la détection, des raies X de l'or, et plus particulièrement de la raie K_{α_1} de 68.8 keV qui est la signature de la décroissance $Hg \rightarrow Au$.

Plusieurs paramètres peuvent contribuer au bon rendement du transport par jet d'hélium. Sur la figure [3] nous avons reporté l'évolution du nombre de coups obtenus par minute de comptage dans la raie K_{α_1} de l'or en fonction de divers paramètres. Nous avons mesuré l'activité collectée due au mercure, à différentes températures pour l'iode. Nous avons constaté (voir figure [3 a])) que le fait d'augmenter l'évaporation de l'iode en le chauffant, détériorait le transport du mercure. Par contre, la variation du débit obtenue par augmentation de la pression d'hélium de 0.8 à 1.3 bar nous a permis de gagner un facteur ~ 3 dans le transport (figure [3 b])). Il ne nous a cependant pas été possible d'augmenter la pression de manière plus significative sans risquer de créer une rupture de la fenêtre de la chambre de thermalisation. Pour l'expérience nous avons décidé de travailler avec de l'iode à température ordinaire et à une pression d'hélium de 1.2 bar.

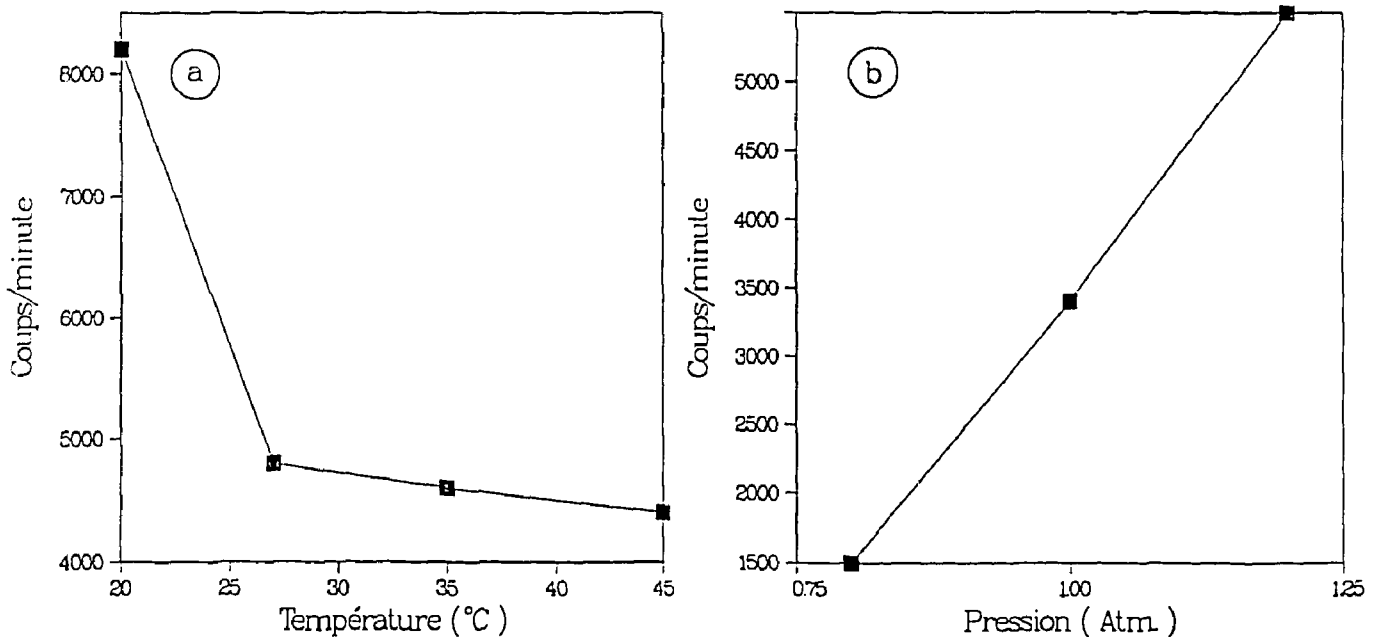


Fig. 3 Evolution du nombre de coups obtenus par minute de comptage dans la raie K_{α} de l'or en fonction de la température de l'iode et de la pression d'hélium

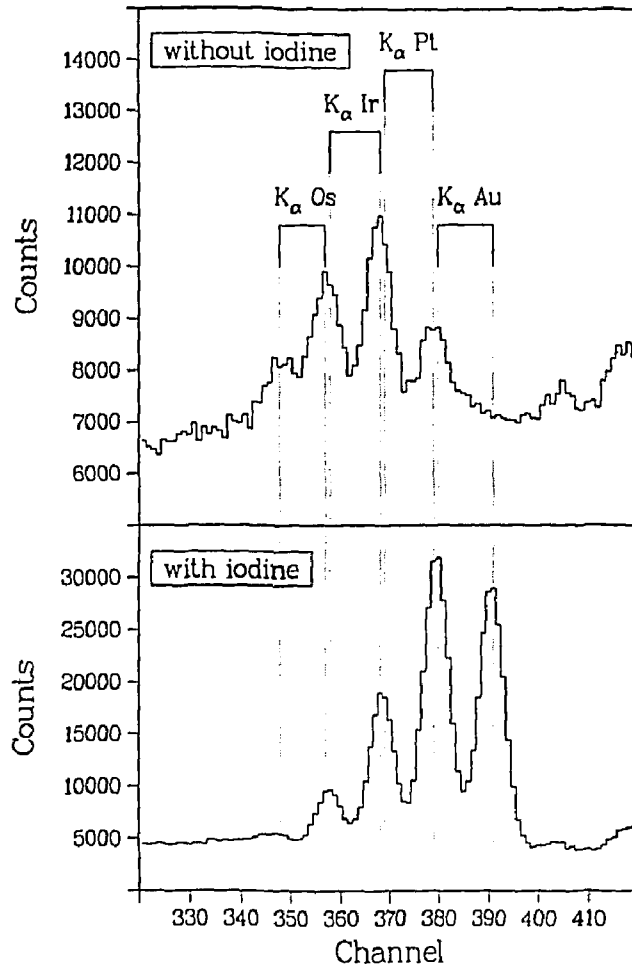


Fig. 4 Comparaison entre les raies K_{α} correspondant à la région étudiée avec et sans adjonction d'iode dans l'hélium

La figure [4] montre une comparaison entre les raies K_{α} correspondant à la région étudiée avec et sans adjonction d'iode dans notre hélium. L'effet de l'adjonction de l'iode dans le gaz est frappant : sans iode, le mercure n'est pas transporté jusqu'à la station de comptage (absence des raies K_{α} de l'or), la présence de traces d'iode favorise radicalement le transport des atomes de mercure.

b) Fonction d'excitation.

Sur la figure [5 a)] nous constatons que la réaction de fusion-évaporation $^{148}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},4n)$ correspond, d'après des calculs effectués à l'aide du code ALICE, à une section efficace maximale de production de ^{184}Hg de 153 mb à 173 MeV susceptible de fournir un taux de comptage raisonnable pour notre expérience.

La figure [5 b)] représente la fonction d'excitation expérimentale basée sur une des

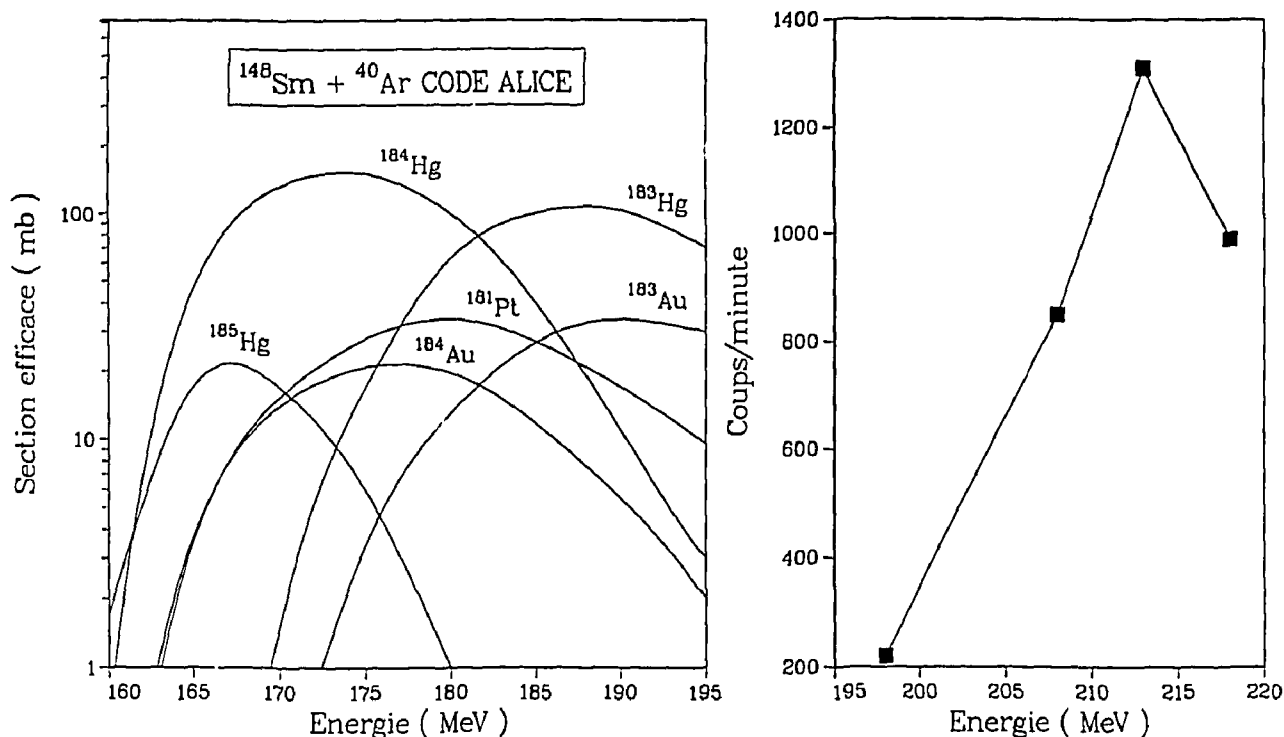


Fig. 5 Fonction d'excitation de la réaction $^{148}\text{Sm} + ^{40}\text{Ar}$ obtenue à l'issue de calculs effectués à l'aide du code ALICE, et fonction d'excitation expérimentale effectuée sur la raie de 156.6 keV de ^{184}Au .

raies les plus intenses de ^{184}Au la raie de 156.6 keV. Dans notre expérience il faut tenir compte d'une perte d'environ 20 MeV lors du passage du faisceau à travers la fenêtre de havar de la chambre de thermalisation ainsi que d'une perte dans la cible d'environ 7 MeV à demi-cible. Les valeurs en énergie indiquées sur la figure [5 b)] sont celles du faisceau délivré par SARA. Le maximum établi expérimentalement de cette fonction d'excitation indique qu'il est judicieux de travailler à une énergie comprise entre ~ 209 MeV et ~ 217 MeV. Afin d'obtenir un minimum de pollution due à la voie 5n et un maximum de production de ^{184}Hg nous nous sommes placés à une énergie de faisceau de 213 MeV ce qui correspond à une énergie d'environ 185 MeV au milieu de la cible. On remarque une différence d'environ 10 MeV entre la prédiction du maximum de production du ^{184}Hg établie par le calcul à l'aide du code ALICE et la valeur expérimentale.

II. Etude des états de bas-spin de ^{184}Au .

A : Spectres γ directs et applications.

L'activité collectée par jet d'hélium, optimisée par les temps de collection, est composée des produits désirés mais aussi de ceux issus de la réaction du faisceau sur la fenêtre de séparation de havar $\text{Ni}+^{40}\text{Ar}$ et sur l'aérosol $^{127}\text{I}+^{40}\text{Ar}$. Le résultat a donc été un spectre direct particulièrement complexe (voir figure [6]) ne permettant pas d'extraire des intensités relatives précises puisque la quasi totalité des pics qui nous intéressaient étaient pollués.

La figure [7] montre une comparaison entre le spectre direct que nous avons obtenu par la technique du jet d'hélium seul et un spectre séparé qui avait été obtenu à ISOLDE au CERN en octobre 90 sur un comptage d'uniquement 30 minutes. Dans l'annexe nous avons reporté la liste de l'ensemble des raies observées sur nos spectres. A l'exception des raies de 156.6 et 236.7 keV appartenant à la décroissance $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$, l'ensemble des raies les plus intenses sont issues de la décroissance des produits de réaction du faisceau avec la fenêtre de séparation en havar. Puisque les spectres directs obtenus lors de l'expérience ne permettaient pas d'extraire des intensités relatives satisfaisantes pour les raies appartenant à ^{184}Au , nous avons repris le spectre de faible intensité obtenu au CERN pour calculer ces intensités. Pour cela, nous avons utilisé le programme d'analyse de spectres gamma GAMANAM. Les intensités obtenues se sont avérées cohérentes avec le tableau d'intensité précédemment établi par G. Marguier et al [MAR94]. La multipolarité des transitions attribuées à la décroissance $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$ avait été déterminée à partir des mesures d'électrons de conversion interne effectuée à ISOLDE avec un détecteur silicium [MAR94]. Nous présentons dans le tableau [2] l'énergie, les intensités γ et les intensités totales des transitions attribuées à la désintégration $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$, ainsi que les relations de coïncidence obtenues à l'issue du résultat de notre expérience à SARA.

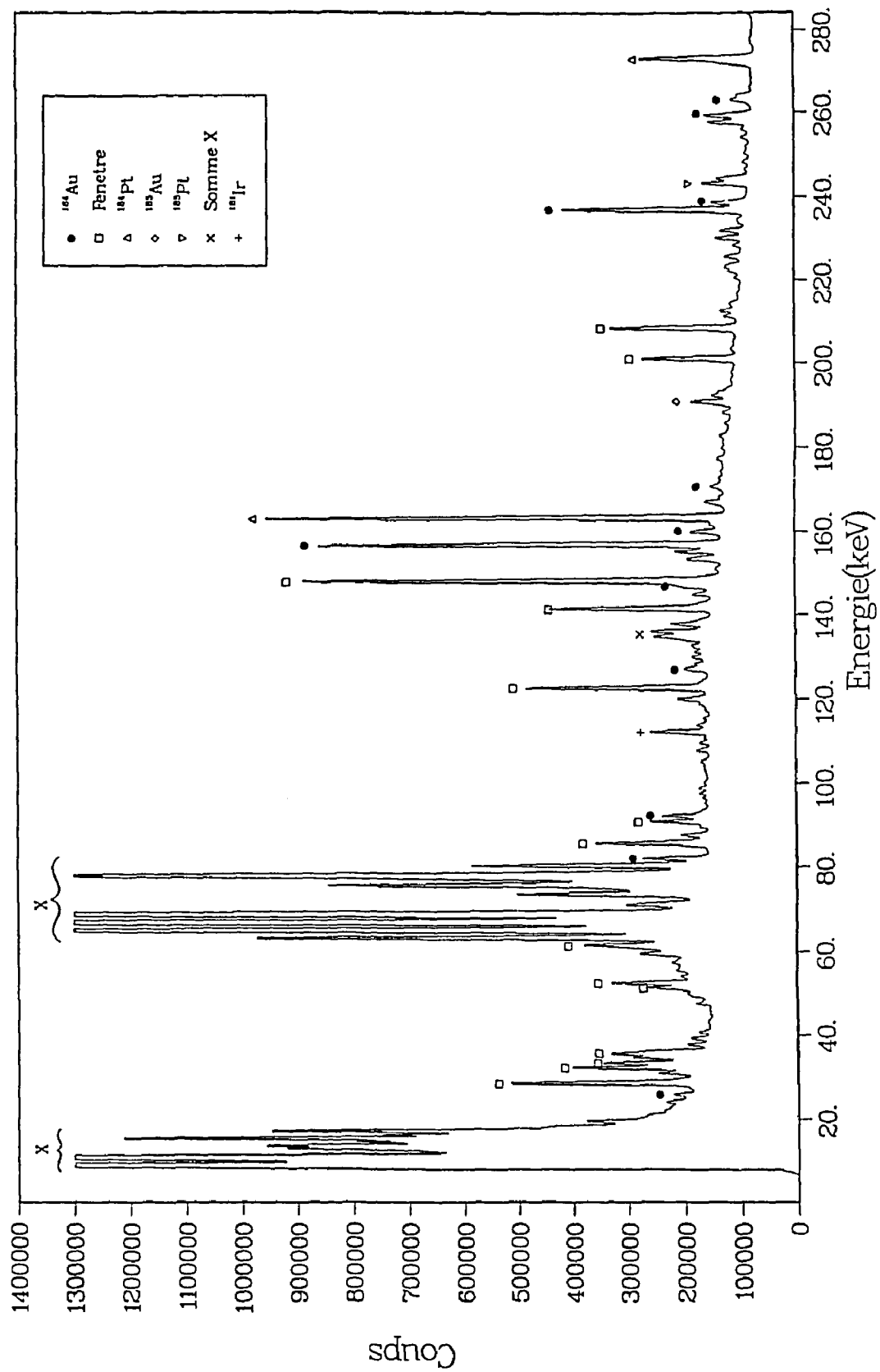


Fig. 6 Spectre direct obtenu avec le détecteur planaire à l'issue de l'expérience.

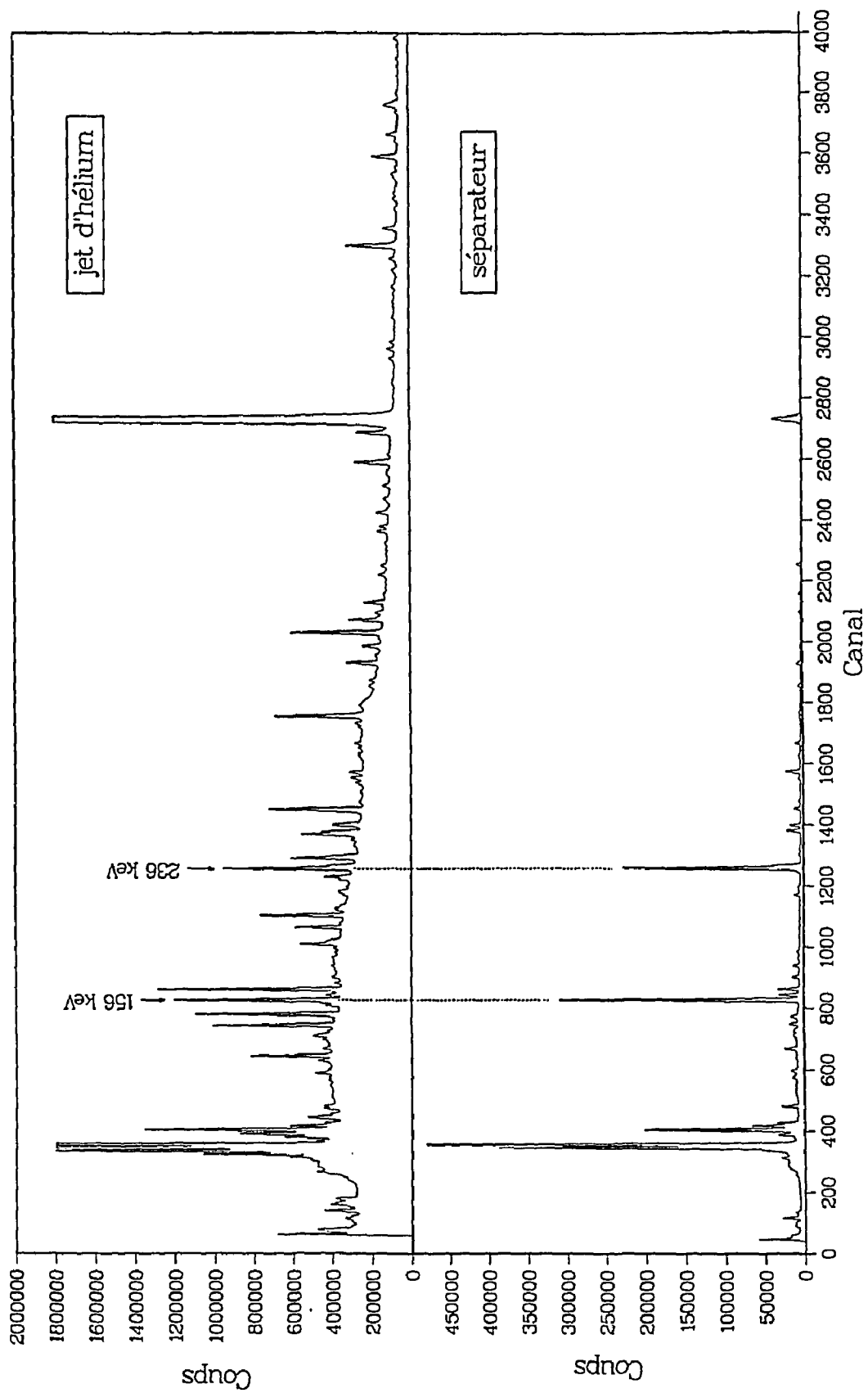


Fig. 7 Comparaison entre le spectre direct obtenu par la technique du jet d'hélium seul et un spectre direct séparé obtenu à ISOLDE au CERN en Octobre 1990 sur un comptage de 30 minutes.

Tableau [2]

Energie	I_γ (ΔI_γ)	I_{tot} (ΔI_{tot})	Multipolarité	Principales coïncidences	Localisation
18.1 (3)	2.3 (7)	480 (150)	$M1$	-	86.7 → 68.6
25.7 (2)	19 (2)	1400 (200)	$M1$	156.6 - 236.7	254.4 → 228.6
29.3 (3)	1.5 (3)	77 (15)	($M1$)	-	-
30.2 (4)	1.7 (4)	75 (30)	($M1$)	-	-
42.7 (4)	1.9 (4)	32 (7)	$M1$	-	129.3 → 86.7
43.3 (3)	4.3 (6)	72 (10)	($M1$)	-	-
45.9 (2)	2.0 (3)	28 (5)	($M1$)	-	-
47.5 (3)	2.1 (5)	-	-	(25.7)	-
50.1 (2)	7 (1)	78 (12)	$M1$	(244.8) - 259.5 - 262.9	381.7 → 331.5
57.1 (3)	1.0 (2)	70 (14)	$E2$	(113.7)	129.3 → 72.0
57.1 (3)	3.0 (6)	4.0 (8)	$E1$	-	-
59.0 (2)	5 (1)	7 (1)	($E1$)	-	-
60.7 (1)	26 (3)	180 (50)	$M1$	113.7 - 348.1 - 362.0	129.3 → 68.6
74.6 (1)	33 (7)	138 (30)	$M1$	(109.5) - 220.4 - 238.4	381.7 → 307.1
74.6 (1)	7 (3)	30 (13)	($M1$)	81.9	146.8 → 72.0
81.9 (1)	60 (8)	100 (15)	$E1$	92.0 - 127.3 - 146.8 - 170.5 - 236.7	228.6 → 146.8
92.0 (1)	53 (6)	81 (10)	$E1$	81.9 - 156.6 - 170.5	320.6 → 228.6
104.7 (2)	2.8 (6)	24 (5)	-	238.4 - (220.4) - (259.5) - (262.9) - (74.6)	(486.4 → 381.7)
109.5 (1)	15 (3)	200 (50)	($M1$)	(74.6) - (127.3) - 238.4 - 294.8	491.1 → 381.7
110.8 (2)	5 (1)	34 (7)	($M1$)	~ 178	-
112.6 (2)	4 (1)	-	-	(43.3)	-
113.7 (1)	16 (3)	104 (20)	$M1$	60.7 - (57.1)	243 → 129.3
126.8 (2)	13 (3)	63 (15)	$M1$	277.7 - 295.7	491.1 → 364.3
127.3 (2)	27 (4)	33 (5)	$E1$	(25.7) - (109.5) - 156.6	381.7 → 254.4
138.7 (2)	6 (1)	25 (5)	($M1$)	-	(381.7 → 243.0)
142.0 (1)	32 (4)	100 (20)	$E1 + M2$	236.7	228.6 → 86.7
146.1 (3)	10 (4)	35 (14)	$M1$	-	-
146.8 (3)	14 (4)	50 (25)	($M1$)	81.9 - (92.0) - (236.7)	146.8 → 0
156.6 (1)	1020 (100)	1160 (150)	$E1$	{ 25.7 - (57.1) - 92.0 - 127.3 - (146.8) 170.5 - 181.3 - 236.7 - 372.2	228.6 → 72.0

Tableau. 2 Transitions attribuées à la désintégration $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$. Pour chaque transition sont indiquées les intensités γ et totale, les multipolarités attribuées [MAR94], les coïncidences observées ainsi que la localisation dans le schéma de niveaux.

Tableau [2] (suite)

Energie	I_γ (ΔI_γ)	I_{tot} (ΔI_{tot})	Multipolarité	Principales coïncidences	Localisation
159.6 (1)	62 (8)	190 (25)	$M1$	244.8 – 259.5 – 262.9	491.1 → 331.5
160.0 (1)	23 (3)	26 (4)	$E1$	236.7	228.6 → 68.6
170.5 (1)	26 (4)	70 (12)	$M1$	92.0 – 156.6 – (331.5)	491.1 → 320.6
177.4 (2)	26 (4)	40 (7)	(($E2$))	–	–
178.2 (3)	6 (2)	–	(($M1$))	–	–
181.3 (2)	6 (2)	7 (3)	(($E1$))	156.6	409.9 → 228.6
182.5 (2)	6 (2)	7 (3)	$E1$	236.7	254.4 → 72.0
184.1 (2)	3.3 (9)	35 (10)	$M2$	–	–
185.8 (1)	12 (2)	13 (3)	$E1$	236.7	254.4 → 68.6
220.4 (1)	27 (3)	49 (8)	$M1$	74.6	307.1 → 86.7
234.5 (3)	25 (5)	50 (10)	(($M1 + E2$))	60.7 – 113.7	(477.5 → 243.0)
236.7 (1)	1000	1050	$E1$	{ 25.7 – 81.9 – (112.6) – 142.0 – (146.8) 156.6 – 160.0 – 182.5 – 185.8	491.1 → 254.4
238.4 (2)	180 (30)	300 (40)	$M1$	74.6	307.1 → 68.6
244.8 (2)	9 (2)	16 (4)	($M1$)	(50.1) – (159.6)	331.5 → 86.7
248.0 (2)	9 (3)	16 (6)	($M1$)	–	491.1 → 243.0
259.5 (1)	86 (10)	130 (20)	$M1$	50.1 – 159.6	331.5 → 72.0
262.9 (1)	62 (8)	93 (15)	$M1$	50.1 – 159.6	331.5 → 72.0
277.7 (2)	15 (3)	21 (5)	$M1$	(126.8)	364.3 → 86.7
291.5 (2)	17 (3)	23 (5)	$M1$	–	–
294.8 (3)	20 (6)	27 (8)	($M1$)	–	381.7 → 86.7
295.7 (1)	100 (15)	136 (25)	$M1$	126.8	364.3 → 68.6
313.1 (2)	33 (5)	43 (7)	$M1$	–	381.7 → 68.6
331.5 (2)	10 (2)	13 (3)	($M1$)	(170.5)	–
348.1 (2)	18 (3)	22 (4)	$M1$	60.7	477.5 → 129.3
362.0 (2)	25 (10)	30 (12)	($M1$)	(57.1) – 60.7	491.1 → 129.3
372.2 (2)	< 9	–	–	156.6	–
404.7 (2)	22 (3)	–	–	–	491.1 → 86.7
419.6 (4)	5 (2)	–	–	–	491.1 → 72.0
422.7 (2)	42 (6)	–	–	–	491.1 → 68.6

B : Schéma des niveaux de bas spin du noyau ^{184}Au .

Lors de notre expérience, nous avons accumulé un total de 56×10^6 X- γ -t et 31×10^6 γ - γ -t événements en coïncidence pour une durée effective de l'expérience de 95 heures.

Le schéma de niveaux a été construit en utilisant les résultats des coïncidences γ - γ -t et X- γ -t rassemblés dans le tableau [2]. L'identification des raies attribuées à la décroissance $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$ a été effectuée en analysant le spectre en coïncidence avec la raie X K_{α_1} (68.8 keV) de l'or, après élimination des raies appartenant à la décroissance des autres isotopes de mercure. Nous avons constaté qu'aucune raie pouvant être attribuée à ^{184}Au n'apparaissait au delà de 422 keV.

Parmi ces raies, trois possèdent une intensité totale ~ 10 fois plus grande que celles des autres raies. Il s'agit des raies de 156.6, 236.7 et 25.7 keV qui sont en coïncidence les unes avec les autres. Il est donc important, tout d'abord, de définir l'ordre de cette cascade. Considérons pour cela la figure [8] qui représente les spectres en coïncidence avec la raie de 236.7 keV sur les matrices retardée et somme. Le spectre du haut correspond à une fenêtre avec la raie de 236.7 keV prise comme "START" et contient l'ensemble des transitions retardées en coïncidences, alors que la figure du bas représente l'ensemble des coïncidences avec la raie de 236.7 keV sur la matrice somme. Il apparaît tout d'abord clairement que la raie de 25.7 keV est en coïncidence prompte avec celle de 236.7 keV. Considérons maintenant la coïncidence retardée avec la raie de 236.7 keV; alors que certaines raies de ^{184}Au disparaissent complètement dans la fenêtre retardée (comme celles de 182.5 et 185.8 keV), celle de 156.6 keV reste toujours présente et apparaît même avec une intensité légèrement plus grande que sur la fenêtre somme. Il existe donc un niveau possédant une durée de vie appréciable, alimenté par la cascade 25.7-236.7 keV et qui se désexcite par la raie de 156.6 keV.

Quelles sont les raies principales qui se situent sous le niveau possédant une durée de vie ? La figure [8 a)] fait apparaître quatre principales raies dans le rapport des intensités observées dans le spectre direct et qui sont : 81.9, 142.0, 156.6 et 160.0 keV. Ces quatre raies sont donc issues du niveau ayant une durée de vie. Elles alimentent le niveau isomérique de 68.6 keV et les trois niveaux 72.0, 86.7

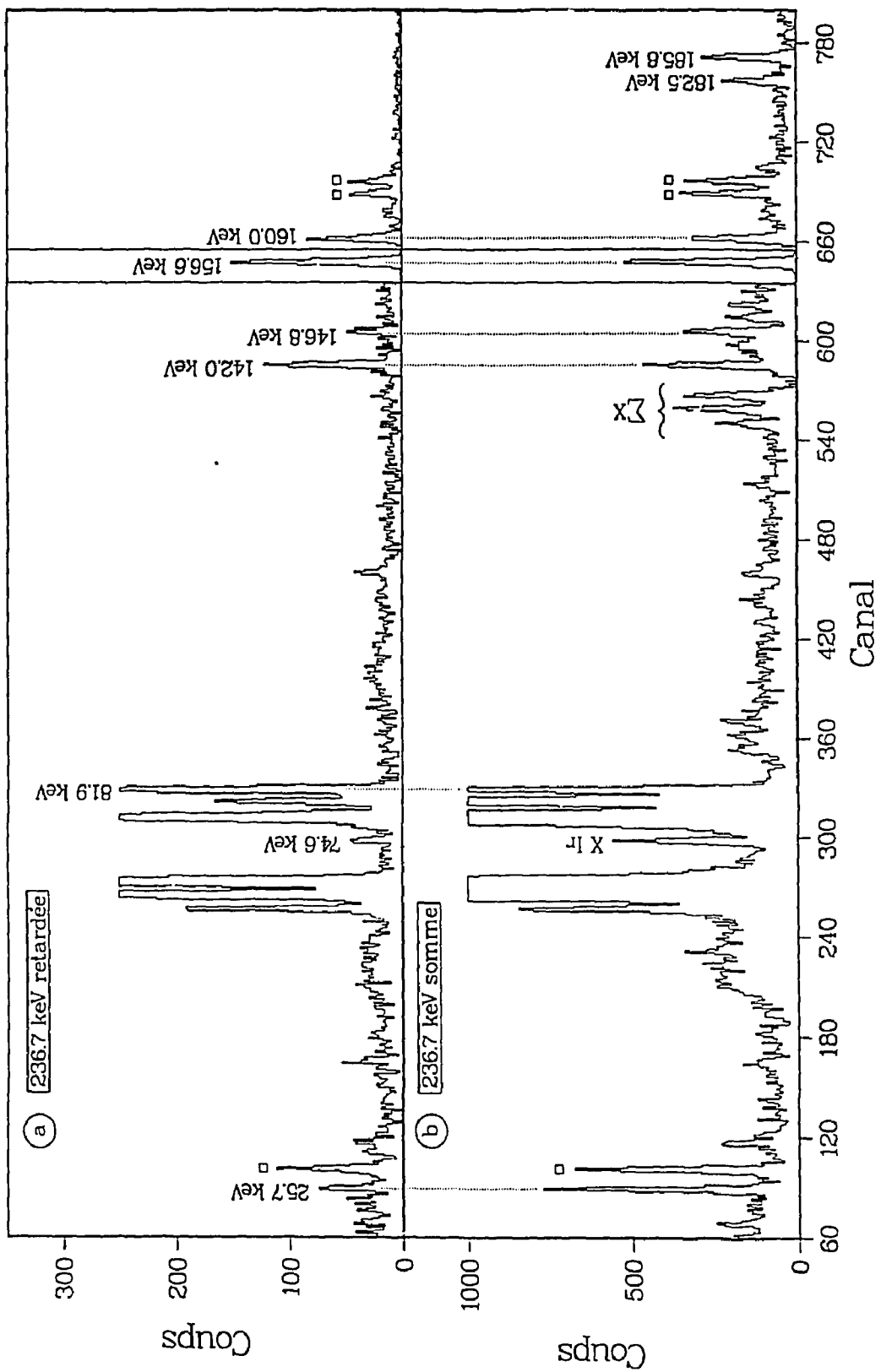


Fig. 8 Spectre en coïncidences retardées et spectre en coïncidences "somme" avec la raie de 236.7 keV. La raie de 156.6 keV a été diminuée d'un facteur 10.

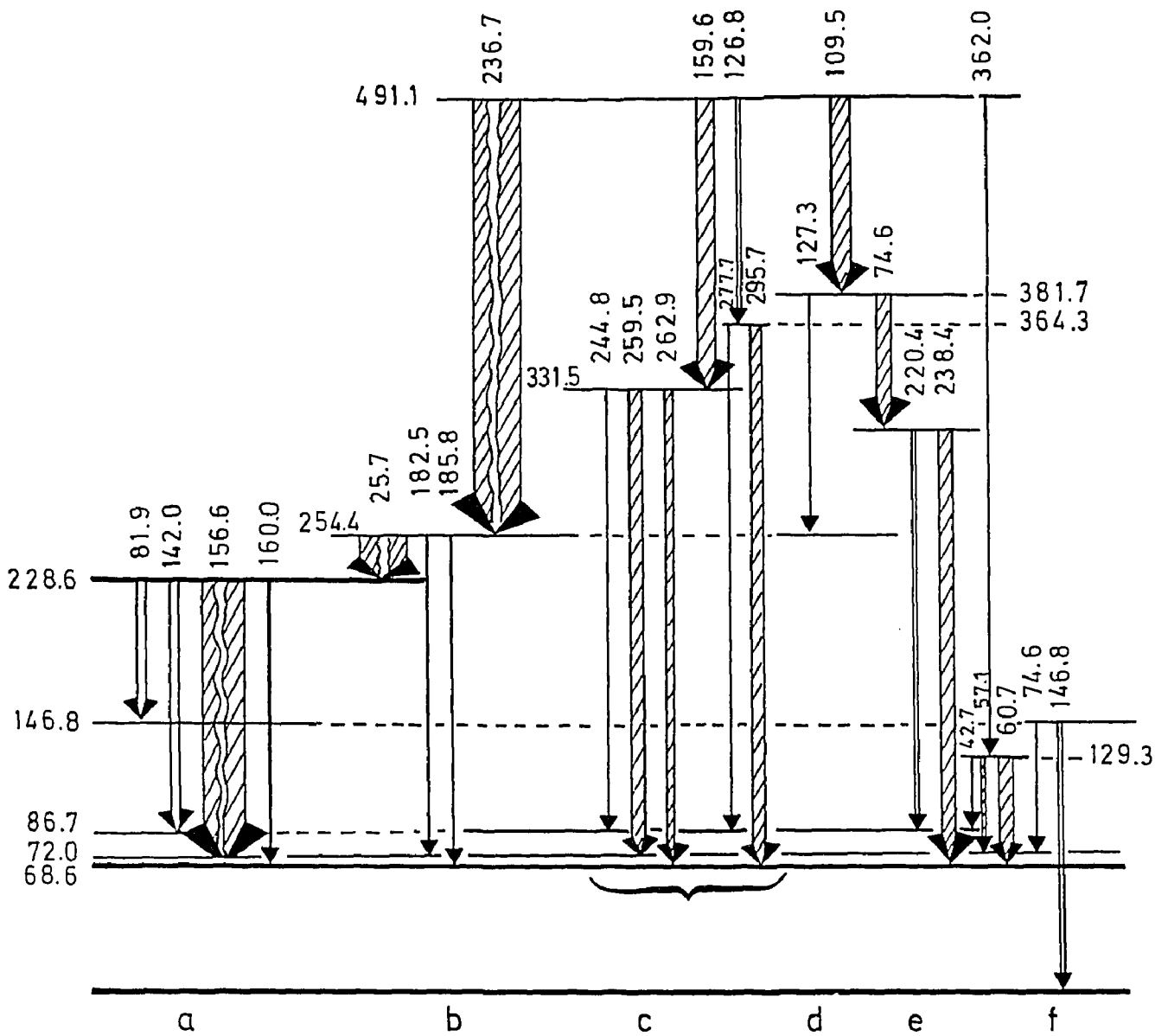


Fig. 9 Schéma partiel des niveaux de bas spin obtenu pour ^{184}Au .

et 146.8 dont nous aurons une large confirmation par la suite (voir figure [9 a])). Ainsi le niveau ayant une durée de vie se trouve à 228.6 keV. La construction des niveaux de 72.0, 86.7, 146.8 et 228.6 keV au-dessus de l'état isomérique de 68.6 keV peut paraître arbitraire à ce stade de la discussion mais trouvera amplement sa justification par la suite.

Considérons la fenêtre 236.7 keV somme (figure [8 b])) nous remarquons que deux raies sont présentes dans le rapport des intensités observées sur le spectre direct à savoir 182.5 et 185.8 keV. De plus leur différence d'énergie est égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux de 68.6 et 72.0 keV, ces raies sont donc vraisemblablement placées directement sous la raie de 236.7 keV et aboutissent à ces deux états. Par ailleurs les différences d'énergie entre les raies de 182.5 keV et de 156.6 keV d'une part et les raies de 185.8 keV et de 160.0 keV d'autre part sont égales à 26.1 et 25.8 keV. Ceci conduit à placer la raie de 25.7 keV entre les raies de 156.6 et 236.7 keV et détermine l'ordre de la cascade 156.6-25.7-236.7 keV (voir figure [9 a) et b])). La cascade 160.0-25.7-236.7 keV placée sur l'état isomérique de 68.6 keV définit l'énergie du niveau situé à 491.1 keV.

Considérons maintenant le spectre en coïncidence avec la raie de 156.6 keV (voir figure [10 a))), nous pouvons observer trois raies présentes, hormis celle de 25.7 keV et de 236.7 keV. Deux d'entre elles, 92.0 et 170.5 keV, sont en coïncidence l'une avec l'autre (voir tableau [2]) et ne sont pas en coïncidence avec les raies de 25.7 et 236.7 keV. Par contre, la cascade qu'elles forment possède la même énergie que celle constituée de ces dernières. Elle désexcite donc le niveau de 491.1 keV et alimente le niveau de 228.6 keV. La plus grande intensité de la raie 92.0 keV sur le spectre en coïncidence avec la raie de 156.6 keV permet de la placer directement sur le niveau de 228.6 keV et d'obtenir ainsi l'ordre de la cascade 92.0-170.5 keV qui définit alors un nouveau niveau à 320.6 keV.

Parmi les raies attribuées à la désintégration $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$, nous avons mis en évidence deux doublets, 160.0 et 159.6 keV d'une part, 126.8 et 127.3 keV d'autre part. L'analyse des doublets a été possible grâce à l'utilisation du programme MILFEUIL qui permet de tracer les fenêtres canal à canal et donc de déterminer précisément les coïncidences observées avec l'une ou l'autre des raies constituant le doublet. Le spectre en coïncidence avec l'ensemble du doublet devient alors

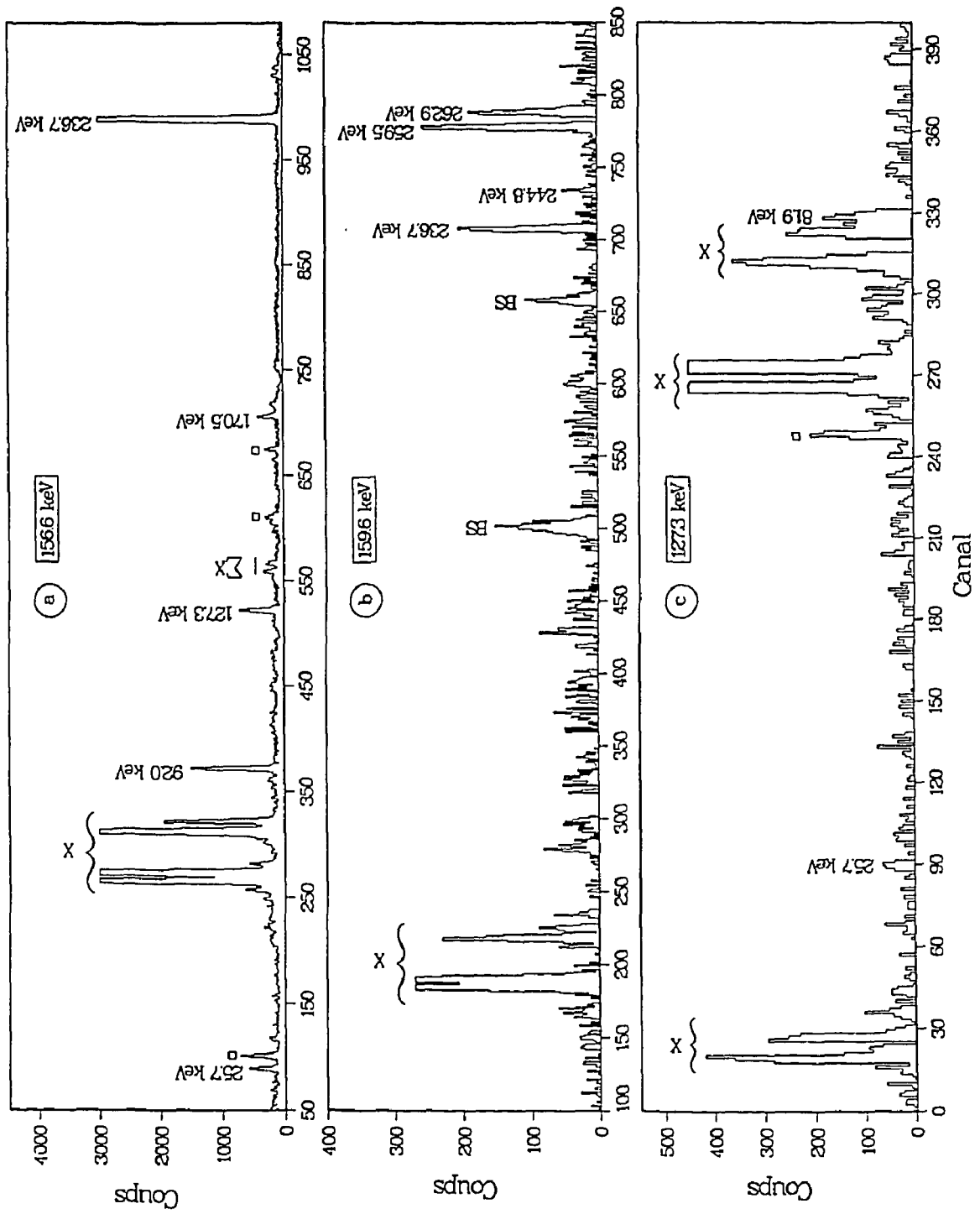


Fig. 10 Spectres en coïncidences avec les raies de 156.6, 159.6 et 127.3 keV. Le carré blanc indique les impuretés attribuées à d'autres noyaux et le symbole "BS" indique les rétrodiffusions.

analysable. Considérons la fenêtre sur la raie de 159.6 keV (voir figure [10 b])), hormis la raie de 236.7 keV due à la coïncidence avec la partie 160.0 du doublet, les trois raies observées, 244.8, 259.5 et 262.9 keV sont dans le rapport d'intensité des spectres directs. Nous pouvons placer la cascade 159.6-262.9 keV en parallèle avec la cascade 160.0-25.7-236.7 keV. L'observation des raies 244.8 et 259.5 keV en coïncidence avec 159.6 keV confirme l'existence des deux états à 86.7 et 72.0 keV. De même, l'observation des raies de 295.7 et 277.7 keV, dans le rapport d'intensité des spectres directs, en coïncidence avec la raie de 126.8 keV confirme également l'existence de l'état à 86.7 keV (voir figure [9 c]).

Sur le spectre en coïncidence avec la raie de 127.3 keV, (figure [10 c])) la raie de 25.7 keV apparaît clairement, ce qui permet de placer la raie de 127.3 keV sur le niveau situé à 254.4 keV. De plus, la raie de 127.3 keV a été observée en coïncidence avec celle de 109.5 keV, ce qui nous permet de placer la cascade 127.3-109.5 keV en parallèle avec la transition de 236.7 keV. (voir figure [9 d])).

Deux transitions ont une différence en énergie de 18 keV, à savoir 220.4 et 238.4 keV. Si on observe la fenêtre 74.6 keV (voir figure [11 a])), on remarque que ces deux transitions apparaissent dans le rapport d'intensité des spectres directs, ce qui suggère l'existence d'un niveau à 307.1 keV se désexcitant par les transitions 220.4 et 238.4 keV et impose à la transition de 74.6 keV de désexciter le niveau de 381.7 keV (voir figure [9 e])). Cette position des trois transitions est confirmée par l'observation de la coïncidence de 74.6 keV avec 109.5 keV .

Trois autres transitions ont une différence égale à celles des niveaux de 68.6, 72.0 et 86.7 keV à savoir les raies de 42.7, 57.1 et 60.7 keV qui peuvent donc désexciter donc un niveau à 129.3 keV (voir figure [9 e])). La transition de 60.7 keV a une intensité γ nettement supérieure à celle des deux autres (26.0 comparé à 1.9 et 1.0) et sur le spectre en coïncidence avec cette raie (figure [11 b])) apparaissent les transitions de 113.7, 348.2 et 362.0 qui alimentent donc le niveau de 129.3 keV.

Considérons enfin la fenêtre somme 81.9 keV (voir figure [11 c])). Nous observons deux coïncidences principales, autres que celles (92.0 et 236.7 keV) dues aux transitions situées au dessus de l'état isomérique à 228.6 keV, qui disparaissent lorsque nous observons la fenêtre retardée 81.9 keV. Ces deux transitions en

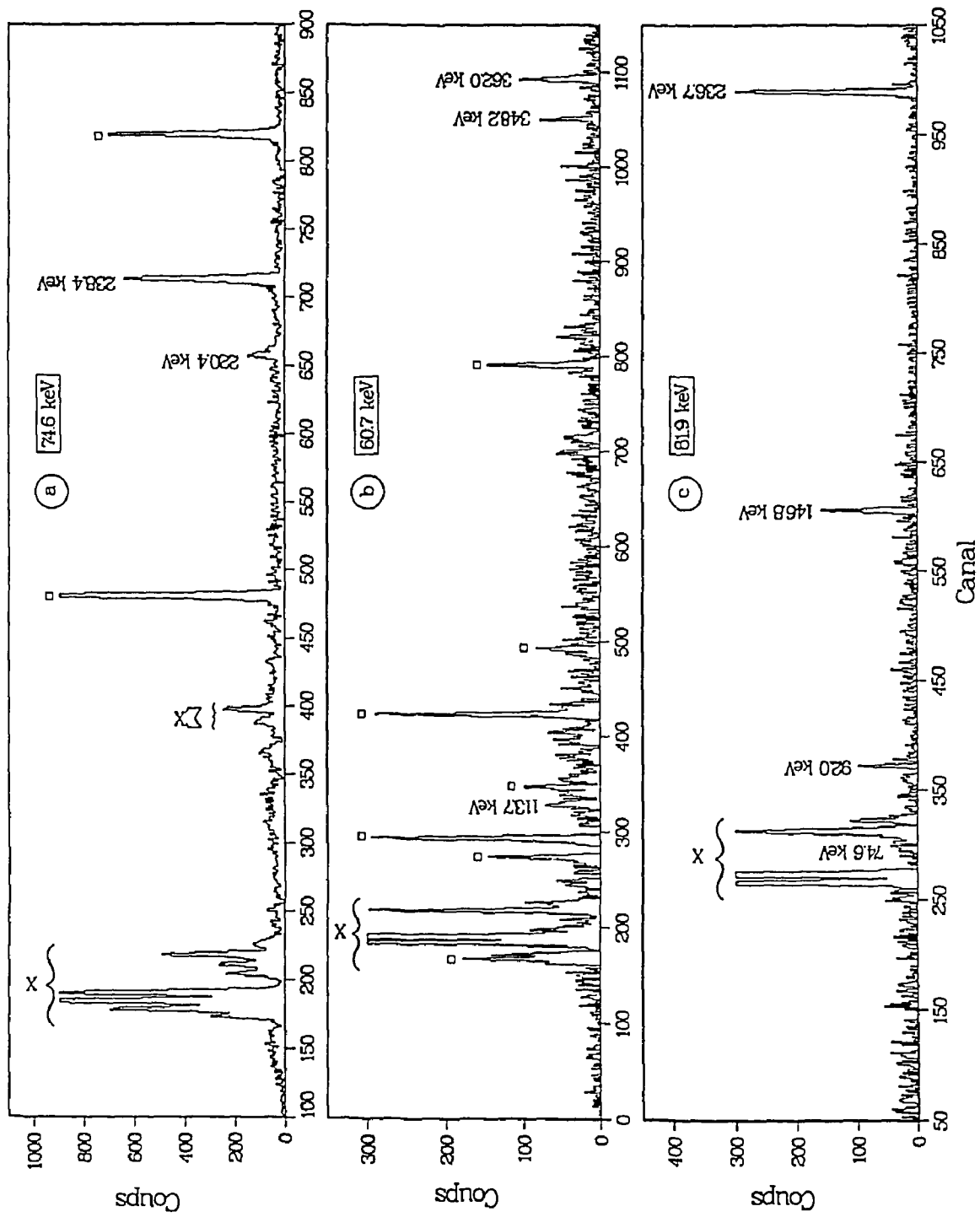


Fig. 11 Spectres en coïncidences avec les raies de 74.6, 60.7 et 81.9 keV. Le carré blanc indique les impuretés attribuées à d'autres noyaux et le symbole "BS" indique les rétrodiffusions.

coïncidence avec 81.9 keV, à savoir 146.8 et 74.6 keV, désexcitent donc le niveau situé à 146.8 keV pour alimenter respectivement l'état fondamental et le niveau de 72.0 keV. La transition de 146.8 keV est la seule observée qui désexcite un état de ^{184}Au directement vers l'état fondamental sans passer par l'état isomérique de 68.6 keV (voir figure [9 f]). Elle constitue donc un "by-pass" qui sera fondamental dans la détermination des spins des états fondamental et isomérique de ^{184}Au . De plus, l'existence de la coïncidence de la raie de 81.9 keV avec celle de 146.8 keV confirme la construction de toutes les cascades précédentes sur l'état isomérique de 68.6 keV, fournissant ainsi une structure générale complexe mais très cohérente.

Le schéma général est représenté sur la figure [12]. Certaines transitions ont été placées dans ce schéma de niveaux parce que leur énergie correspondait à la différence entre des niveaux préalablement établis et qu'aucune relation de coïncidence n'avait été observée. C'est le cas des transitions de 404.7, 419.6 et 422.7 keV placées respectivement sur les états 86.7, 72.0 keV et sur l'état isomérique de 68.6 keV.

Afin de déterminer la durée de vie du niveau de 228.6 keV nous avons examiné le spectre en temps de la cascade 156.6-236.7 keV. Le résultat de cette investigation est reporté sur la figure [13]. Celle-ci montre le spectre en temps du CTA avec la raie de 156.6 keV comme START et la raie de 236.7 keV comme STOP (courbe en trait plein) ainsi que le spectre en temps de la raie de 163 keV de la désintégration $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$ comme START avec la raie de 273 keV de la même désintégration comme STOP. La courbe en temps 163-273 keV sert de référence de coïncidence prompte. Ces courbes, confirment l'ordre de la cascade 236.7-156.6 keV, et fournissent une valeur :

$$T_{1/2}(228.6) = (69 \pm 6) ns$$

Cette valeur est supérieure à celle proposée précédemment par W.G. Nettles [NET78]:

$$T_{1/2}(228.6) = (36 \pm 6) ns$$

mais en accord avec le résultat de la mesure effectuée par H. Haas et al. lors d'une expérience de corrélations angulaires auprès du séparateur ISOLDE au CERN [HAA78]:

$$T_{1/2}(228.6) = (67 \pm 8) ns$$

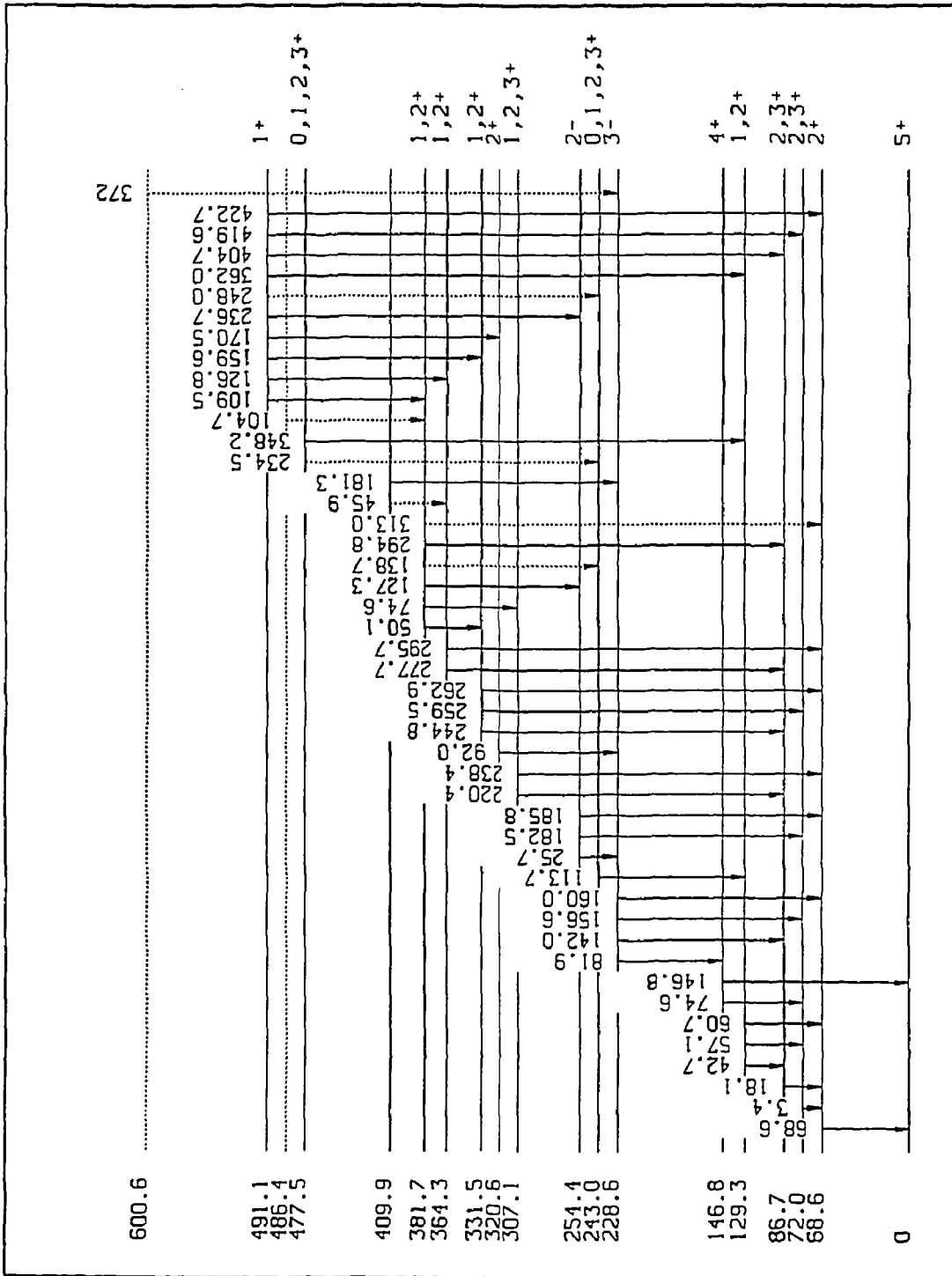


Fig. 12 Schéma des niveaux de bas spin de ^{184}Au .

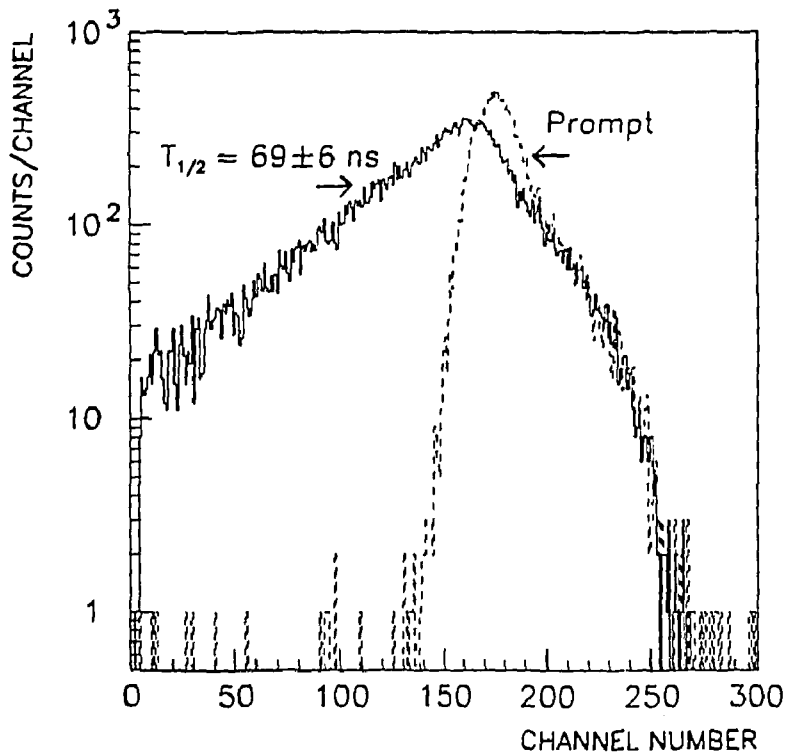


Fig. 13 Spectre en temps du CTA avec la raie de 156.6 keV et la raie de 236.7 keV (courbe en trait plein) et spectre en temps du CTA de la raie de 163 keV avec la raie de 273 keV (courbe en pointillé)

C : Spins et parités des états de ^{184}Au

Nous avons tenté d'attribuer des spins aux états excités de ^{184}Au à partir des multipolarités des transitions (voir tableau [2]) et des valeurs de $\log ft$ que nous pouvions calculer, en utilisant la valeur $Q_{EC}=3.76$ MeV obtenue d'après la mesure effectuée par H. Dautet et al. [DAU84] déduite de l'ancien schéma de niveaux [NET78], et corrigée sur la base du nouveau schéma des niveaux de bas spin obtenu dans ce travail. L'intensité totale des transitions émises au cours de la désintégration $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$ ayant été placée dans une proportion de 93% dans le schéma de niveau de ^{184}Au , nous pouvons calculer les probabilités de désintégration β ($\log ft$) à partir des bilans d'intensité, en tenant compte du fait qu'une conclusion tirée d'un calcul de $\log ft$ pour un niveau ayant une alimentation directe inférieure

à 7% n'a pas de sens.

D'après les valeurs reportées dans le tableau [3], on remarque que le seul niveau pour lequel nous pouvons tirer une conclusion du calcul de $\log ft$ est le niveau de 491.1 keV. En effet, les trois niveaux de 307.1, 254.4 et 86.7 keV possèdent des alimentations directes supérieures à 7%, mais les barres d'erreurs sur leur alimentation ne permettent pas d'obtenir des informations sur leur valeur de spin.

Tableau 3

Niveau	ΔI	% alimentation	$\log f_{0t}$	$\log ft$	$\Delta J, \Delta \pi$	Remarques
600.6	11(3)	$0.4 \pm 0.2\%$	—	—	—	—
491.1	1694(234)	$60 \pm 20\%$	4.3	5.9	1, +	<i>spin</i> 1 ⁺
486.4	24(5)	$0.9 \pm 0.3\%$	—	—	—	—
477.5	72(14)	$2.6 \pm 1\%$	—	—	—	—
409.9	35(8)	$1.2 \pm 0.5\%$	—	—	—	—
381.7	120(122)	$4.3 \pm 5.2\%$	—	—	—	—
364.3	66(50)	$2.3 \pm 2.2\%$	—	—	—	—
331.5	-29(76)	—	—	—	—	—
320.6	11(22)	$0.4 \pm 0.9\%$	—	—	—	—
307.1	211(78)	$7.5 \pm 4.2\%$	—	—	—	—
254.4	317(305)	$11.3 \pm 13\%$	—	—	—	—
243	13(41)	$0.5 \pm 1.6\%$	—	—	—	—
228.6	-113(403)	—	—	—	—	—
146.8	-20(53)	—	—	—	—	—
129.3	126(107)	$4.5 \pm 4.7\%$	—	—	—	—
86.7	211(206)	$7.5 \pm 8.7\%$	—	—	—	—

D'après les règles établies par S. Raman et N. B. Gove [RAM73], pour $Z < 80$, les transitions β^+ telles que $\log f_{0t} < 5.9$ sont des transitions permises $\Delta J = 0, 1$ avec $\Delta \pi = +$ sauf $0^+ \rightarrow 0^+$. L'état fondamental du noyau pair-pair ^{184}Hg étant 0^+ , le seul spin possible pour le niveau de 491.1 keV est donc 1^+ .

Partant de la connaissance du spin du niveau 491.1 keV et du fait que le spin de l'état fondamental est $I=5$ ou 6 et celui de l'état isomérique est $I=2$ ou 3 , il est possible, grâce au schéma de niveaux établi, de déterminer le spin et la parité de plusieurs états excités de ^{184}Au , en utilisant les multipolarités des transitions déterminées précédemment par G. Marguier et al. [MAR94], et en particulier les

transitions de multipolarité E1 qui ont été décisives pour l'établissement du schéma de niveaux.

En effet, considérons la transition M1 de 170.5 keV qui désexcite le niveau de 491.1 keV de spin 1^+ , celle-ci impose donc au niveau de 320.6 keV d'avoir un spin $I^\pi=0^+, 1^+$ ou 2^+ . De fait, la transition E1 de 92.0 keV qui désexcite le niveau de 320.6 keV et alimente celui de 228.6 keV impose à ce dernier un spin $I^\pi=0^-, 1^-, 2^-$ ou 3^- . Considérons maintenant la cascade 81.9 et 146.8 keV. La multipolarité de la première est E1 et celle de la deuxième est M1, donc la différence de spin entre le niveau 228.6 et le fondamental ne peut être qu'au plus $\Delta I=2$. Or, comme le spin de l'état fondamental est $I=5$ ou 6 et que celui du niveau de 228.6 est $I=0^-, 1^-, 2^-$ ou 3^- , le seul couple possible est donc $I(228.6)=3$ et $I(\text{fondamental})=5$. Nous avons donc déterminé le spin de l'état fondamental. Sa parité est également évidente et on a $I_g^\pi=5^+$.

Comme l'état isomérique de 68.6 keV est relié au fondamental par une transition isomérique M3, ceci impose un $\Delta I=3$ et une parité conservée, on a $I^\pi(68.6)=2^+$.

La détermination du spin et de la parité du niveau de 228.6 keV ($I^\pi=3^-$) et la présence de la transition E1 de 92.0 keV, permettent d'attribuer les spin et parité $I^\pi=2^+$ au niveau de 320.6 keV. De même la seule valeur possible pour le spin et la parité du niveau de 146.8 keV est $I^\pi=4^+$.

Le niveau de 254.4 keV se désexcite par la transition de multipolarité M1 de 25.7 keV qui alimente le niveau de 228.6 keV de spin 3^- , ce qui impose une différence de spin entre les deux niveaux de $\Delta I=0$ ou 1 , donc le niveau à 254.4 keV peut avoir les spins $2^-, 3^-$ ou 4^- . D'autre part, la transition de 236.7 keV de multipolarité E1 relie le niveau 1^+ situé à 491.1 keV au niveau de 254.4 keV, le spin et la parité de cet état ne peuvent être que $0^-, 1^-$ ou 2^- . Le seul spin compatible avec les deux remarques est donc $I^\pi=2^-$.

Le niveau de 72.0 keV peut avoir, du fait de son alimentation par la transition de 182.5 keV de multipolarité E1, un spin $1^+, 2^+$ ou 3^+ . La transition E1 de 156.6 keV qui désexcite le niveau de 228.6 keV de spin 3^- ne permet pas au niveau de 72.0 keV d'avoir des valeurs de spin et parité égale à 1^+ . D'autre part, la transition

de 74.6 keV qui désexcite le niveau de 146.8 keV est la plus petite composante du doublet identifié à 74.6 keV. Il est donc difficile de déterminer avec précision sa multipolarité et de trancher entre une multipolarité M1 ou une multipolarité E2. Le spin et la parité de l'état de 72.0 keV est donc 2^+ ou 3^+ .

Considérons enfin le niveau de 331.5 keV. Il est désexcité par la transition de 259.5 keV de multipolarité M1 qui alimente le niveau de 72.0 keV de spin 3^+ ou 2^+ . Son spin peut donc être 1^+ , 2^+ , 3^+ ou 4^+ . Mais la présence de la transition de 159.6 keV de multipolarité M1 issue du niveau de spin 1^+ de 491.1 keV impose les valeurs 1^+ ou 2^+ .

En résumé l'étude de la décroissance $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$ a permis d'établir le schéma de niveaux du noyau ^{184}Au : 19 niveaux ont été mis en évidence et le spin de 7 d'entre eux a été déterminé sans ambiguïté. La transition M1 de 25.7 keV de grande intensité totale, appartenant à la cascade 156.6-25.7-236.7 keV, bouleverse totalement le schéma de niveaux précédemment établi par W.G. Nettles et al., et 32 nouvelles transitions ont été placées. De plus nous avons réussi à définir le spin et la parité des états fondamental et isomérique à savoir $I_g^\pi = 5^+$ et $I_m^\pi = 2^+$, ce qui nous permettra, comme nous le verrons au chapitre VI de discuter la structure de ces états et de proposer des configurations de particules.

Chapitre IV

Etude des états de haut spin

I. Introduction

Lors de l'expérience de radioactivité, nous avons obtenu avec précision les caractéristiques de l'état fondamental de ^{184}Au ainsi que celles des états de bas spin. Afin d'obtenir un éclairage sur les excitations individuelles à partir de l'observation des excitations collectives, de déterminer les propriétés des bandes de rotation et ainsi identifier les configurations mises en jeu, nous avons recherché, par spectroscopie γ en ligne, les états de haut-spin en utilisant le "Château de Cristal" à Orsay.

Des mesures de spectroscopie sur faisceau après réaction induite par ions lourds permettent entre autre d'étudier la structure de noyaux exotiques et en particulier leurs états de haut spin. Dans une réaction de type fusion-évaporation, lorsque l'énergie de bombardement est un peu supérieure à la barrière coulombienne, la fusion complète entre le projectile et un noyau cible se produit avec une section efficace qui peut atteindre quelques centaines de mb. Le noyau composé est formé avec une énergie d'excitation E^* de quelques dizaines de MeV et un moment angulaire ℓ . On peut représenter les chemins de désexcitation du noyau composé dans un diagramme énergie d'excitation E^* , moment angulaire total I où chaque état du noyau est défini par un point situé au-dessus des points de plus basse énergie pour chaque valeur de spin (ligne yrast). Le noyau se désexcite alors par fission ou par

émission de particules légères (α , neutrons, protons) qui emportent peu de moment angulaire. Le mode d'émission le plus favorisé est l'évaporation de neutrons car la barrière coulombienne inhibe fortement l'émission de particules chargées. L'énergie moyenne dissipée par neutron est d'environ 10 MeV. Lorsque l'énergie d'excitation du noyau composé, au dessus de la ligne yrast devient plus petite que l'énergie de liaison des particules, l'émission γ devient prépondérante. Le noyau émet alors, à partir d'une région où la densité des niveaux d'énergie est très élevée un ensemble de rayonnements γ dits statistiques. Ces transitions refroidissent le noyau et le système se rapproche de la ligne yrast sans perdre trop de moment angulaire. Suit alors une série de transitions collectives qui éliminent une bonne part du moment cinétique. Ces transitions sont distribuées sur plusieurs bandes collectives plus ou moins parallèles et proches de la ligne yrast. Finalement, lorsque le flux γ sera concentré sur la ligne yrast, il sera possible d'observer des transitions γ discrètes à l'aide de détecteurs à bon pouvoir de résolution en énergie. Ces dernières correspondent aux transitions entre les premiers états discrets du noyau étudié.

II. Méthodes expérimentales :

1 : Dispositif expérimental

Deux expériences destinées à étudier la spectroscopie de ^{184}Au ont eu lieu en octobre 1991 et mai 1993 auprès du Tandem d'Orsay. Il est à remarquer qu'aucune mesure de spectroscopie sur faisceau n'avait été effectuée préalablement sur ce noyau.

a: Intérêt d'un détecteur 4π

Dans les réactions de type fusion-évaporation, le nombre de particules évaporées définit le noyau résiduel que l'on peut étudier. Il est alors utile, pour étudier un noyau résiduel donné, de sélectionner la voie qui nous intéresse et d'éliminer les événements provenant des autres voies. Il est nécessaire pour cela de déterminer certaines grandeurs fondamentales pour chacune des cascades de transitions γ observées : l'énergie totale de la cascade et la multiplicité.

L'énergie totale de la cascade de désintégration γ peut être obtenue si on entoure

la cible d'un dispositif composé d'un ou plusieurs cristaux scintillants montés de façon à entourer complètement la cible et donc capable de capter tous les photons émis lors de la cascade. Ce dispositif est un spectromètre somme qui permet la sélection de la voie de sortie de la réaction. En effet, lors d'une réaction de fusion-évaporation, les voies $3n$, $4n$ et $5n$ donneront naissance à des cascades γ dont les énergies totales différeront par rapport à leurs voisines de l'énergie de liaison d'un neutron soit environ 8 MeV. La sélection sur une voie de sortie peut donc se faire en choisissant une tranche d'énergie appropriée.

Pour les mesures de multiplicité (nombre de transitions γ d'une cascade) on doit disposer de détecteurs adjacents répartis sur 4π stéradians. Le nombre de ces détecteurs doit être important afin que chacun ne couvre qu'un petit angle solide, rendant peu probable l'arrivée dans le même compteur de deux γ appartenant à la même cascade. Ce halo de compteurs est mis en coïncidence un par un avec des détecteurs Ge additionnels (Germanium). Il est alors possible d'enregistrer des spectres "Germanium" en direct, en coïncidence simple avec un ou plusieurs détecteurs du halo. Plus on requerra un nombre élevé de détecteurs du halo en coïncidence avec le germanium plus on sélectionnera les événements de haute multiplicité correspondant aux états de spin élevé. De plus l'utilisation d'un filtre de multiplicité, outre le fait de favoriser les états de haut spin, supprime les contaminations dues à l'excitation coulombienne mutuelle du faisceau et de la cible ou aux radioactivités induites, qui sont des phénomènes donnant lieu à des cascades γ de faible multiplicité.

Les deux grandeurs, énergie totale et multiplicité, permettent de localiser le point représentatif du noyau dans le plan (E^* , I) et donc de sélectionner une voie de réaction déterminée. Afin d'effectuer des mesures sélectives de spectroscopie à haut spin, il est nécessaire de posséder un ensemble à haut pouvoir de résolution en énergie, destiné à mesurer les rayonnements γ discrets. Cet ensemble, constitué de détecteurs Ge équipés de dispositifs anti-Compton, peut être couplé à un multidétecteur additionnel de type 4π qui permet la sélection de la voie de sortie. Le "château de cristal" est un équipement de ce type à été construit dans le cadre d'une collaboration entre six laboratoires français : CEN Bordeaux, ISN Grenoble, IPN Lyon, CSNSM Orsay, IPN Orsay et CRN Strasbourg et il était installé au

Tandem d'Orsay au moment du présent travail.

b : Le "château de cristal"

Le "château de cristal" est un multidétecteur $4\pi\gamma$, qui possède une structure modulaire lui permettant de s'adapter à divers types d'expériences :

- Afin d'étudier des mécanismes de réaction, il est possible de placer le "château de cristal" dans une géométrie à 74 compteurs à cristaux de BaF_2 , disposés en 4 couronnes de 1, 6, 12 et 18 compteurs de part et d'autre du plan de réaction (voir figure [1]). La distance moyenne de 20 cm entre la cible et les compteurs permet la discrimination par temps de vol des neutrons ainsi que l'introduction de détecteurs supplémentaires autour de la cible (détecteurs de particules, fission).

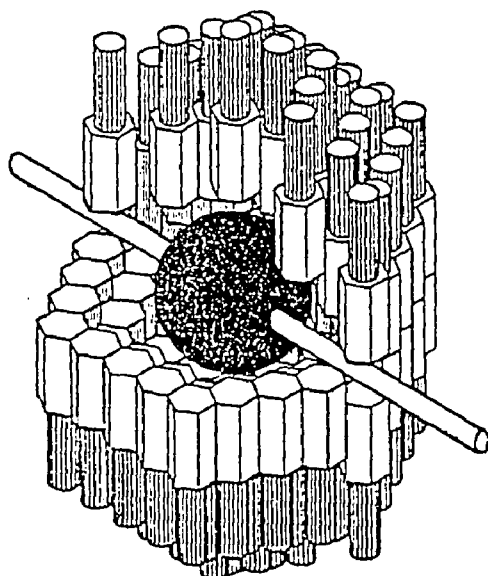


Fig. 1 Vue d'ensemble du château de cristal dans sa version à 74 compteurs BaF_2 .

- Afin d'effectuer des mesures de spectroscopie nucléaire, il est possible d'utiliser le "château de cristal" dans une géométrie comportant 12 détecteurs Ge avec leurs détecteurs anti-Compton, ainsi que le "château de cristal" à proprement parler mais dans une version plus compacte à 26 compteurs BaF_2 . Le rôle de ces derniers est celui d'un multidétecteur 4π , il permet donc d'obtenir l'énergie totale

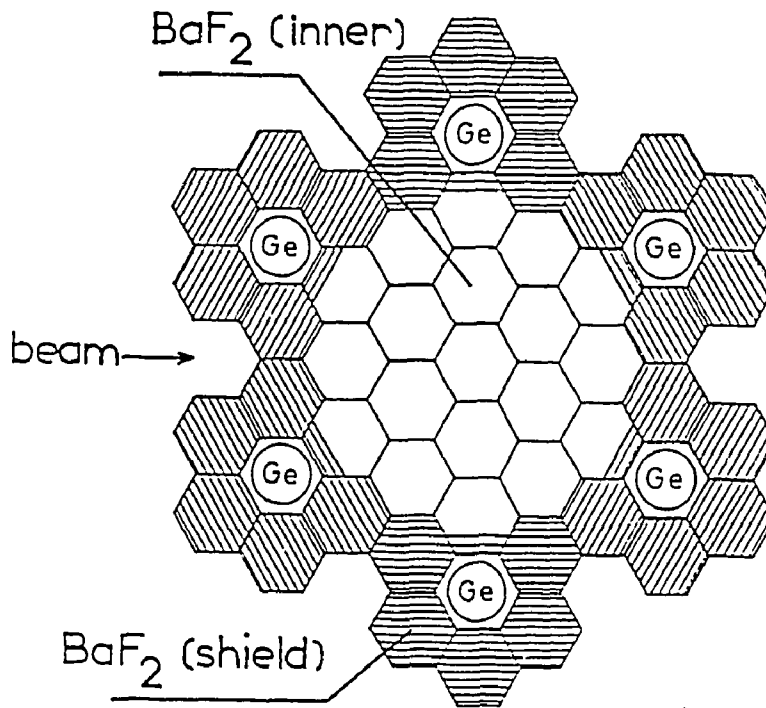


Fig. 2 Projection dans le plan horizontal du château de cristal dans sa géométrie à 24 compteurs BaF_2 et des systèmes Ge avec anti-Compton.

de la cascade de désintégration γ et la multiplicité. Les douze détecteurs germanium munis de leurs systèmes anti-Compton permettent l'étude des transitions γ discrètes et de leurs propriétés de coïncidence. Ils sont placés à 25 cm de la cible, dans les plans verticaux situés à 90° , 30° et 150° par rapport à l'axe du faisceau (voir figure [2]). Chaque détecteur Ge couvre un angle solide de 0.015 stéradian. Les détecteurs anti-Compton sont constitués par 7 compteurs BaF_2 entourant totalement le détecteur, les rayonnements γ entrant par le côté (voir figure [3]). Le pouvoir de suppression Compton du dispositif est montré figure [4] dans le cas des rayonnements γ d'une source de ^{60}Co mesurés avec et sans suppression Compton. Le système d'acquisition et de gestion de données du "château de cristal" satisfait à plusieurs critères : il est en mesure de décider de la prise en compte ou du rejet d'un événement avant ou après codage, de choisir les événements à enregistrer, de gérer la visualisation des spectres se rapportant à tous les paramètres pour contrôler l'expérience. Tout le système est basé sur un multiprocesseur VME permettant d'effectuer et de gérer les données événement par événement, le transfert s'effectuant via un bus rapide ECL afin de limiter le temps mort. Les événements sont écrits sur des cassettes exabytes, puis analysés hors ligne.

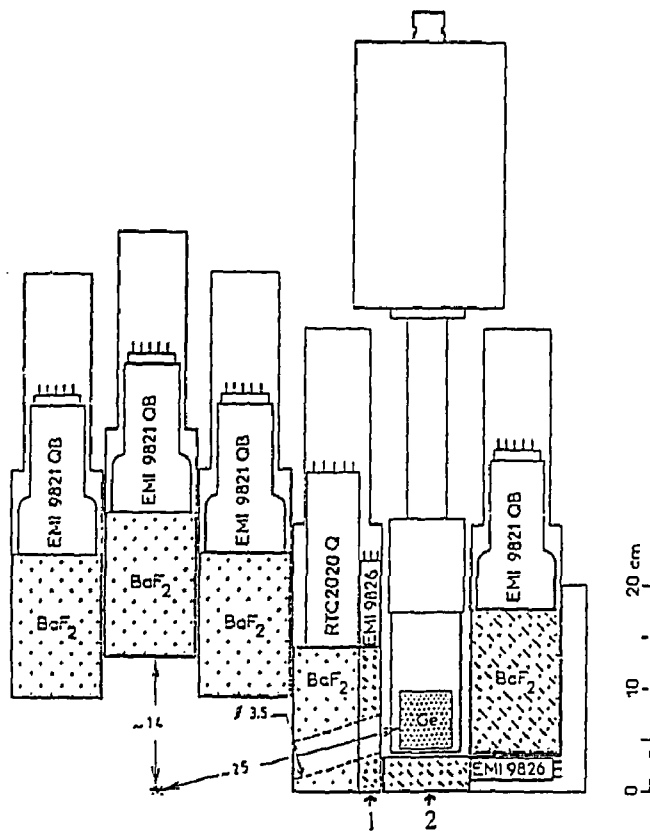


Fig. 3 Coupe verticale dans le château de cristal au niveau d'un système anti-Compton.

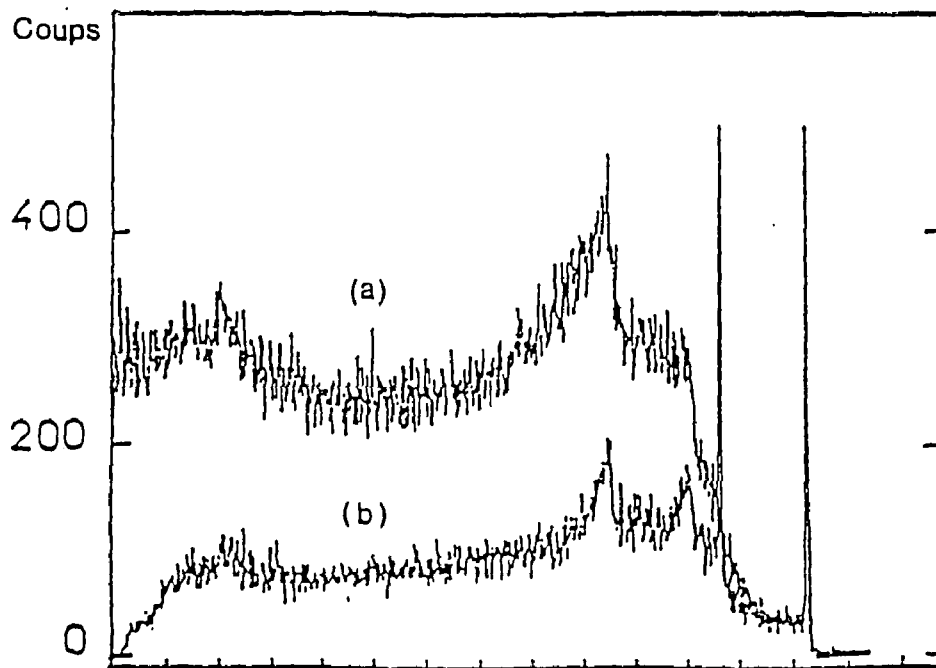


Fig. 4 Spectres obtenus avec une source de ^{60}Co sans (a) et avec (b) suppression Compton.

α : Première expérience : $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5\text{n})^{184}\text{Au}$.

Nous avons utilisé le "château de cristal" dans la géométrie suivante : afin de pouvoir placer des détecteurs Ge planaires permettant d'obtenir des informations sur d'éventuelles raies à basse énergie, nous avons enlevé deux Ge(HP) par rapport à la configuration initiale du "château de cristal+Ge". La structure du "château" ne nous a pas permis de placer ces détecteurs planaires très près de la source mais à une distance d'environ 15 cm. Nous avons donc utilisé deux détecteurs Ge planaires et 10 détecteurs Ge(HP) dont 6 avaient une efficacité moyenne de 70% et quatre de 20%. Ces détecteurs ont été placés respectivement à 35 et 25 cm de la cible et couvraient un angle solide de 0.015 stéradian. Dans cette première expérience, nous avons imposé pour l'enregistrement d'un événement que deux Ge au moins soient touchés ainsi que deux BaF_2 constituant la boule centrale du "château de cristal".

Au début de l'expérience, nous avons obtenu une intensité de 20 nA sur la cible et une moyenne de 100 événements par seconde. A la fin de l'expérience, nous avons accumulé 22 millions d'événements γ - γ -t et 0.5 million d'événements X- γ -t durant les 88 heures de comptage. Le classement des données expérimentales a été effectué avec les programmes existants utilisant l'environnement MKTRI, qui permettent la construction de spectres BI-dimensionnels (matrices $4\text{K}\otimes 4\text{K}$) avec ajustement des gains des différentes voies, à partir de données d'acquisition de type "château de cristal" enregistrées sur cassette exabyte. Etant donné la statistique beaucoup plus faible que celle espérée, nous n'avons pas placé d'autres conditions au classement que celles directement définies sur le système d'acquisition du "château de cristal" à savoir la présence d'au moins deux détecteurs Ge touchés et d'au moins deux BaF_2 de la boule interne du "château".

β : Deuxième expérience : $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5\text{n})^{184}\text{Au}$.

Nous avons utilisé le "château de cristal" avec 11 détecteurs Ge(HP) dont cinq avaient une efficacité moyenne de 70% et une résolution moyenne de 2.8 keV à 1.3 MeV et six avaient une efficacité moyenne de 20% et une résolution moyenne de 2.2 keV à 1.3 MeV.

Au cours de l'expérience, nous avons imposé pour l'acquisition deux types de conditions pour que le signal de déclenchement de l'acquisition soit donné : soit deux détecteurs Ge touchés au moins et deux BaF₂ de la boule interne du "château", soit deux détecteurs Ge et un seul BaF₂. Nous avons constaté que les raies de ¹⁸⁴Au sortaient très mal lorsque l'on imposait le premier type de conditions comme cela est habituellement fait lors d'expériences au "château de cristal". Ceci semblerait indiquer que les cascades présentes dans ¹⁸⁴Au seraient plutôt de faible multiplicité. L'ensemble de l'expérience a donc été effectué en imposant la présence de deux détecteurs Ge au moins et d'un seul BaF₂. Ceci a eu pour effet d'augmenter les contaminations dues d'une part à l'excitation coulombienne mutuelle du faisceau et de la cible et d'autre part aux radioactivités induites. L'intensité moyenne du courant du faisceau sur la cible a été, au cours de l'expérience, de 50 nA et la mesure des événements en coïncidence s'est effectuée avec un taux moyen de 450 événements par seconde dont une grande partie était due à l'excitation coulombienne et aux radioactivités induites. A la fin de l'expérience, nous avons accumulé 158 millions d'événements en coïncidence durant les 97 heures de comptage. L'acquisition ayant été modifiée, il n'était plus possible d'utiliser les programmes existant pour effectuer le classement des données expérimentales. Nous avons dû prendre en charge l'écriture d'un nouveau programme utilisant l'environnement MKTRI et capable de lire les données telles qu'elles étaient écrites sur cassettes exabytes avec la nouvelle acquisition. Ceci nous a alors permis la construction de spectres BI-dimensionnels avec ajustement des gains des différentes voies. Aucune sélection des données à partir des énergies sommes ni des multiplicités n'a été possible.

2 : Choix de la cible :

Lors de la préparation de l'expérience, le problème du choix du couple cible projectile s'est posé. L'utilisation de trois couples semblait convenir : ¹⁷⁰Yb(¹⁹F,5n)¹⁸⁴Au, ¹⁶⁵Ho(²⁴Mg,5n)¹⁸⁴Au et ¹⁶¹Dy(²⁷Al,4n)¹⁸⁴Au. La première, malgré le fait qu'elle présente une section efficace de production de ¹⁸⁴Au nettement plus importante que celles des deux autres couples (voir figure [5]), a le désavantage de nécessiter l'achat d'une cible d'un prix prohibitif. L'utilisation du couple cible projectile ¹⁶¹Dy+²⁷Al présente l'avantage de fournir ¹⁸⁴Au après évaporation de seulement 4 neutrons,

ce qui permet de minimiser la quantité des produits issus de la fission ainsi que des autres voies de réaction puisque l'on se situe près de la barrière coulombienne. Cependant le Tandem d'Orsay n'avait jamais produit de faisceaux d'aluminium et ne pouvait garantir ni la stabilité ni une intensité suffisante avec ce type de faisceau, surtout au voisinage de l'énergie estimée pour le maximum de production de ^{184}Au (voir figure [5]). De plus, une fonction d'excitation, faite au TANDAR de Buenos-Aires n'avait permis d'identifier que 2 raies de ^{184}Au qui semblaient être de faible intensité. Des faisceaux de magnésium avaient, pour leur part, déjà été produits, assez difficilement il est vrai, par le Tandem. De plus, l'énergie nécessaire à la bonne production de ^{184}Au , soit environ 130 MeV (voir figure [5]) pouvait être fournie.

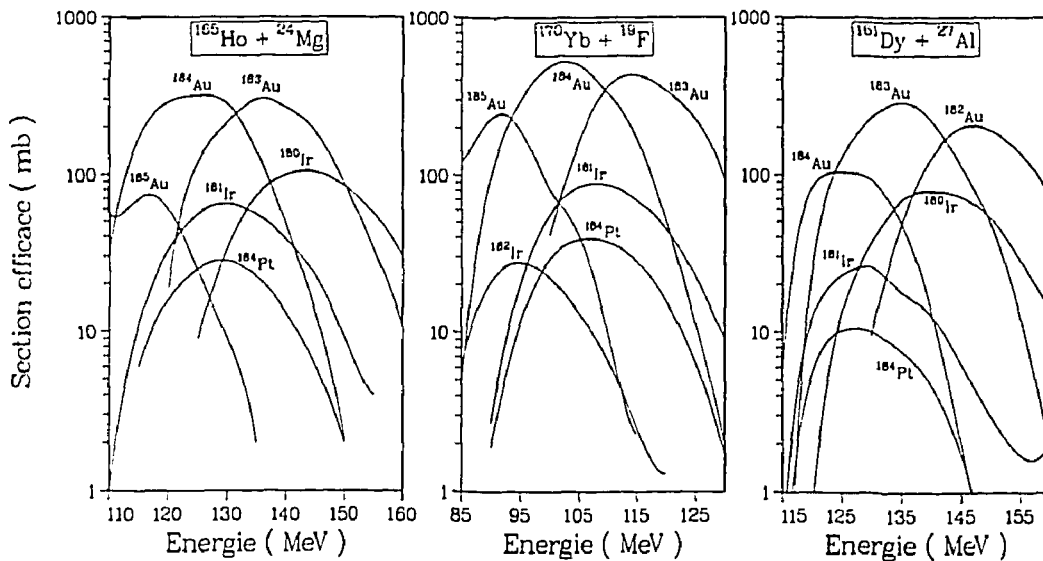


Fig. 5 Fonctions d'excitations des réactions $^{165}\text{Ho}+^{24}\text{Mg}$, $^{170}\text{Yb}+^{19}\text{F}$ et $^{161}\text{Dy}+^{27}\text{Al}$ obtenues à l'issue de calculs effectués à l'aide du code ALICE.

a : Première expérience : $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5\text{n})^{184}\text{Au}$.

Nous avons donc choisi la réaction $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5\text{n})^{184}\text{Au}$ pour notre expérience. En ce qui concerne la cible de 1 mg/cm^2 d'holmium, elle était supportée par 0.1 mm de thorium afin que les noyaux de recul soient arrêtés avant d'émettre les rayonnements γ et de supprimer ainsi l'effet Doppler.

b : Deuxième expérience : $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5\text{n})^{184}\text{Au}$.

Nous avons étudié les états de haut spin de ^{184}Au peuplés par la réaction $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5\text{n})^{184}\text{Au}$. Parmi les trois couples cible-projectile, ce dernier avait l'avantage de fournir une section efficace de production de ^{184}Au nettement plus importante que celle des deux autres couples. De plus les faisceaux de fluor sont des faisceaux habituellement très stables au Tandem d'Orsay. la réaction faisant intervenir un faisceau de fluor sur une cible d'ytterbium est habituellement celle utilisée pour la production sur faisceau des noyaux d'or de la région [PER93] [JAN92]. La cible de 1 mg/cm^2 d'ytterbium, était évaporée sur un support de 0.2 mm de plomb. Le plomb a été choisi car, outre le fait que l'ytterbium se colle bien à ce type de support, les raies qui seront issues de l'excitation coulombienne mutuelle du faisceau avec le support n'entraîneront pas de pollutions supplémentaires dans les spectres puisque ces dernières auraient de toutes façons été présentes dans les spectres du fait de l'existence des collimateurs de plomb dans le "château".

Les expériences étaient prévues en deux temps : une première partie test permettant de s'assurer de la bonne production de ^{184}Au à partir des réactions $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5\text{n})^{184}\text{Au}$ et $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5\text{n})^{184}\text{Au}$ et de déterminer expérimentalement l'énergie du faisceau correspondant au maximum de production de ^{184}Au , et une deuxième partie destinée à accumuler, dans les conditions définies par les tests, le maximum d'événements en coïncidences afin d'établir le schéma des niveaux de haut spin de ^{184}Au .

III. Résultats expérimentaux :

1 : Fonctions d'excitation.

a : Première expérience.

Nous avons effectué la fonction d'excitation sur la raie de 163 keV de la décroissance $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$ considérant qu'à faisceau coupé, la présence de ^{184}Pt signe celle de ^{184}Au . Nous avons réalisé des mesures aux énergies de faisceau de 120, 125, 130 et 135 MeV, le Tandem d'Orsay ne pouvant pas dépasser cette dernière valeur. Contrairement à la prévision obtenue à l'aide du code ALICE pour la réaction $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg}, 5n)^{184}\text{Au}$ (voir figure [5]) qui donnait un maximum de production de ^{184}Au pour une énergie de faisceau de l'ordre de 125 MeV, nous avons constaté (voir figure [6]) que la raie de 163 keV de la décroissance $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$ atteint son maximum d'intensité pour une énergie de faisceau de 135 MeV et même au-delà si on extrapole la courbe. Nous avons donc décidé de nous placer, lors de l'expérience, à l'énergie de faisceau de magnésium maximale que pouvait fournir le Tandem d'Orsay à savoir 135 MeV. De plus, l'étude de la radioactivité $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$ nous a permis d'obtenir un ordre de grandeur de la période de désintégration de ^{184}Au . Cette mesure a montré que ^{184}Au était peuplé lors de la réaction aussi bien dans son état fondamental de période courte que dans son état isomérique de période longue. En effet, la période mesurée n'était pas dominée par celle du fondamental de 12 s alors que cela aurait été le cas si ^{184}Au n'avait été peuplé que dans cet état.

b: Deuxième expérience.

Nous avons effectué la fonction d'excitation de la réaction $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F}, 5n)^{184}\text{Au}$ pour des énergies de faisceau de fluor de 95, 100, 105 et 110 MeV en utilisant des spectres directs. L'intensité de la principale raie appartenant à ^{184}Au observées sur les spectres directs paraît anormalement faible par rapport aux prédictions obtenues à l'issue des calculs du code ALICE (voir figures [5] et [7]). Le maximum de production de ^{184}Au a été obtenu lors de notre expérience pour une énergie de faisceau de fluor de 105 MeV (voir figure [7]), cependant, à cette énergie, la

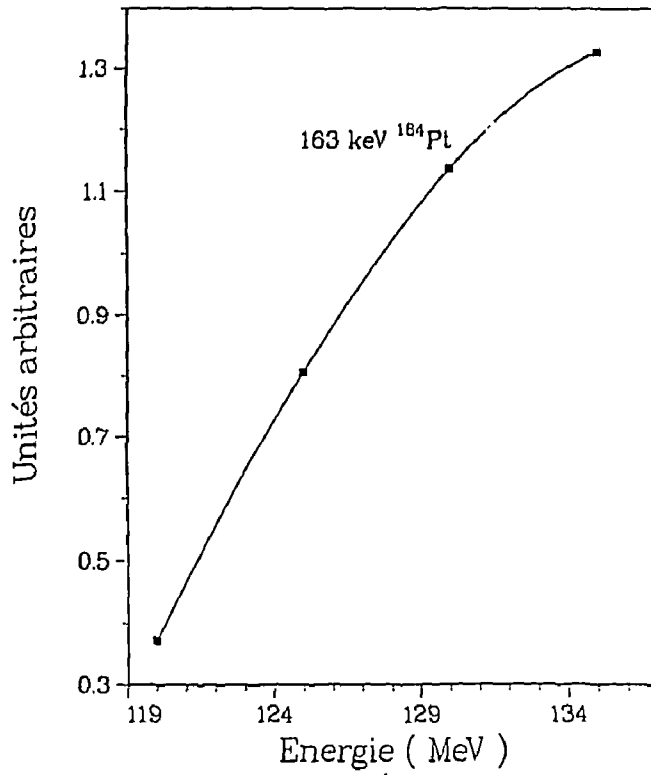


Fig. 6 Fonction d'excitation expérimentale de la première expérience effectuée sur la raie de 163 keV en utilisant des spectres directs.

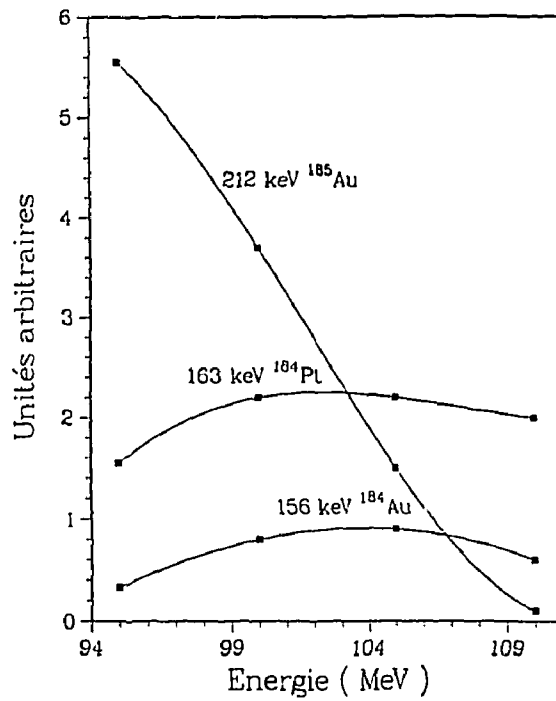


Fig. 7 Fonction d'excitation expérimentale de la deuxième expérience effectuée sur les raies de 212, 163 et 156 keV en utilisant des spectres directs.

quantité de ^{185}Au est encore trop importante. Nous avons donc décidé de nous placer à 107 MeV énergie qui correspond au point expérimental où l'intensité de la raie de 212 keV de ^{185}Au est égale à celle de 156 keV de ^{184}Au .

2 : Expériences de coïncidence.

a : Déroulement des expériences.

α : Première expérience.

Nous nous sommes placés à une énergie de faisceau de magnésium de 130 MeV alors que, comme l'indiquait la mesure de fonction d'excitation faite sur la raie de 163 keV de la décroissance $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$ lors des mesures de fonction d'excitation (voir figure [6]), nous n'avions pas encore atteint le maximum de production de ^{184}Au à 135 MeV, et ce afin d'obtenir des conditions de fonctionnement stable du Tandem. Nos résultats seront de fait contaminés par la présence, plus importante que prévue, de la voie $4n$ à savoir ^{185}Au . Cependant le schéma des niveaux de haut spin de ^{185}Au étant bien connu, il est possible de faire le tri entre les transitions appartenant à ce noyau et celles qui nous intéressent.

β : Deuxième expérience.

Par suite d'une panne importante du système d'acquisition du "château de cristal" avons dû monter très rapidement une nouvelle acquisition pour le "château de cristal" capable de gérer aussi bien les signaux du "château" que ceux des 11 détecteurs Ge. La seule possibilité qui s'offrait à nous était de mettre en place une acquisition "Tandem" du type de celle utilisée par les autres expériences que celles du "château de cristal". Il s'agit en fait d'un montage utilisant l'électronique du "château de cristal" pour les conditions imposées sur les coïncidences, seule la partie codage, visualisation et enregistrement des événements mis sur cassettes exabytes utilisait le système d'acquisition du Tandem, un CALI [POU76] servait au dialogue entre l'électronique du "château de cristal" et le système d'acquisition du Tandem. Le schéma synoptique de la nouvelle électronique associée au "château de cristal" est reporté sur la figure [8].

b : Construction du schéma des niveaux de haut spin

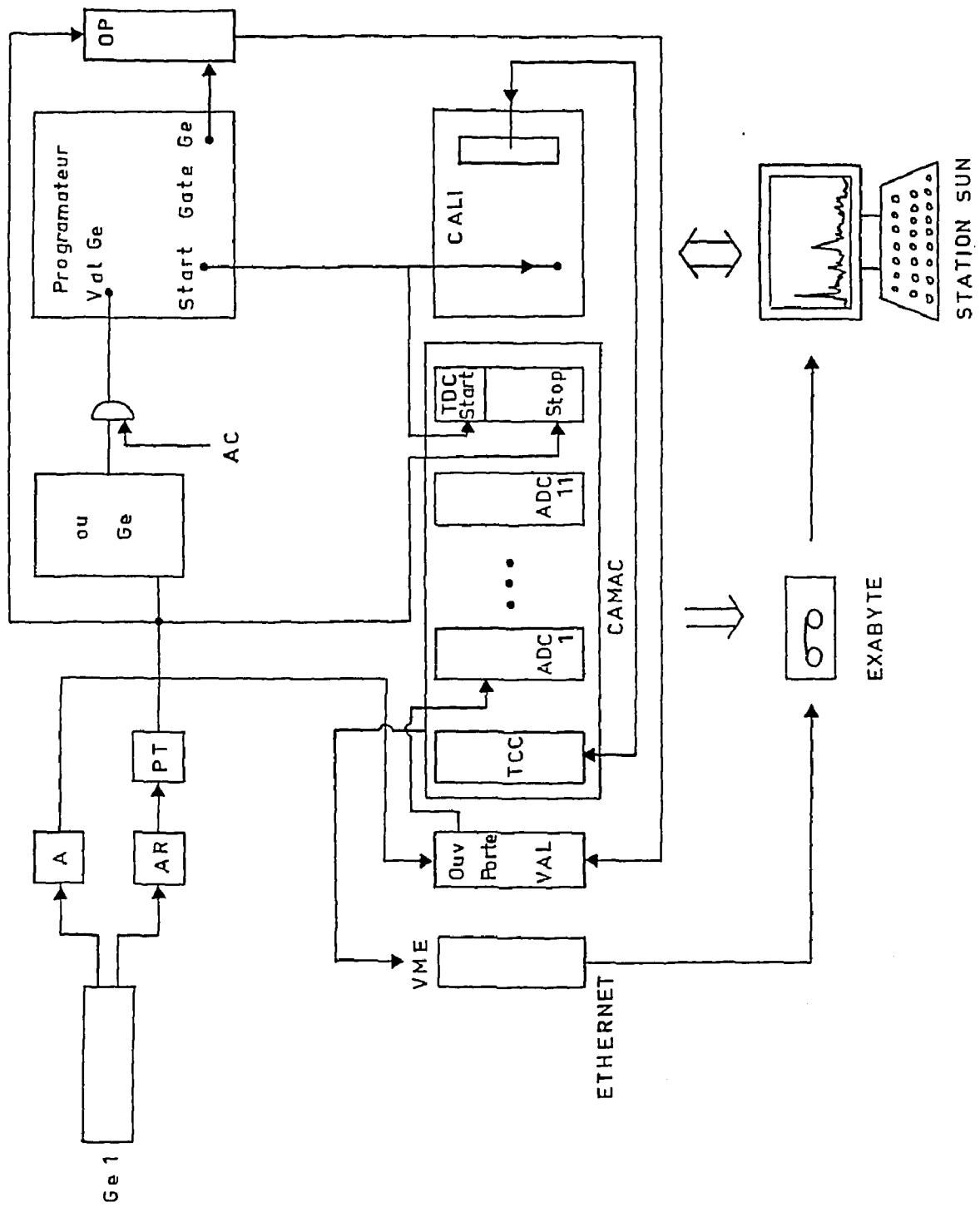


Fig. 8 Schéma synoptique de la nouvelle électronique associée au château de cristal.

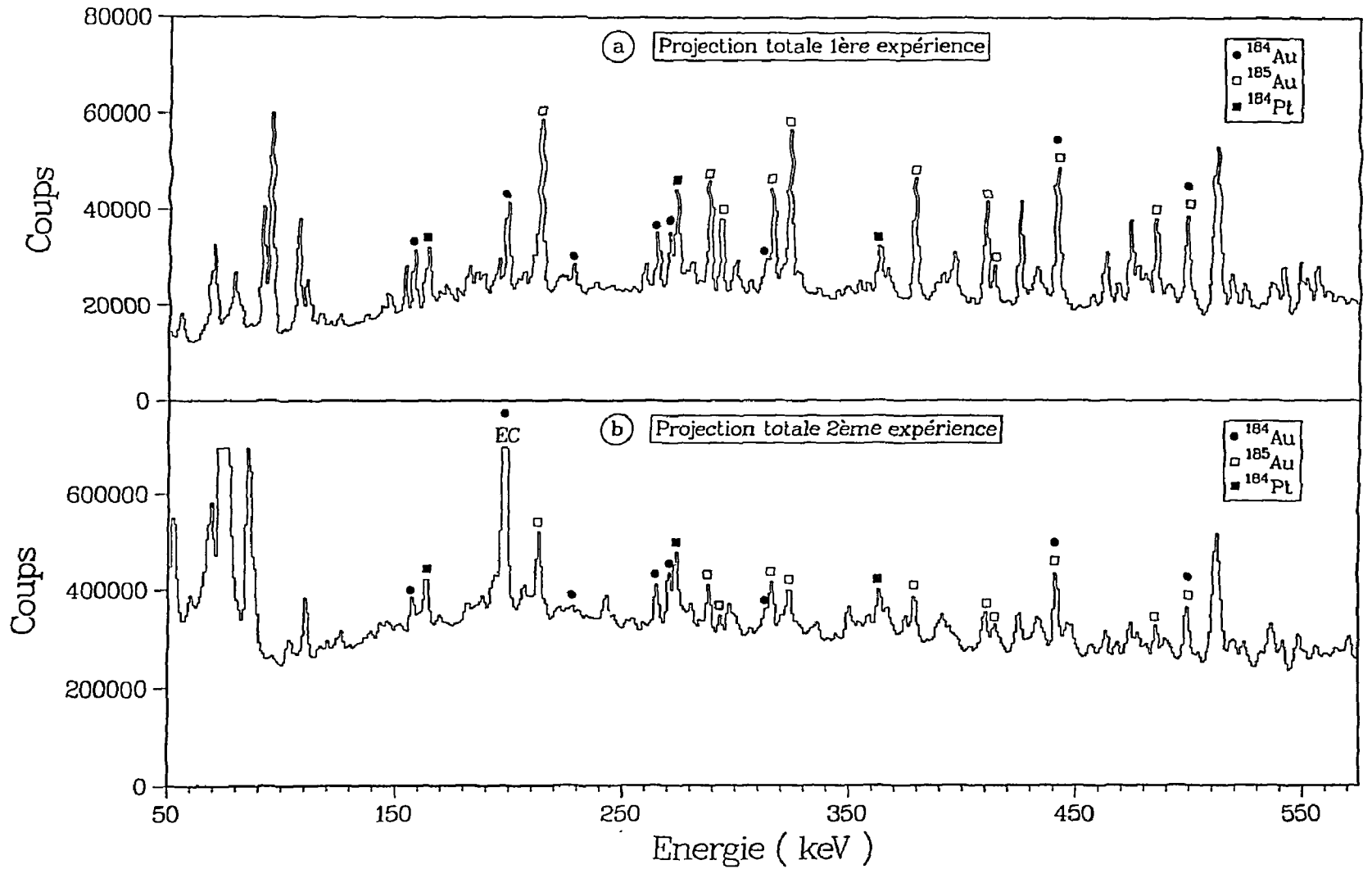


Fig. 9 Projections totales de la matrice $\gamma - \gamma^{-1}$ obtenues pour les deux expériences.

Nous avons reproduit sur la figure [9] les projections totales de la matrice γ - γ -t obtenues pour les deux expériences. On remarque que les raies les plus intenses sur cette projection totale appartiennent à ^{185}Au , alors que celles de ^{184}Au apparaissent très petites. Dans la première expérience, cette disproportion peut venir du fait que l'énergie de faisceau de magnésium se trouvait 5 MeV en-dessous de la valeur correspondant au maximum de production de ^{184}Au . Cependant, sur la projection totale de la matrice γ - γ -t obtenue lors de la deuxième expérience, le rapport des intensités des raies appartenant à ^{184}Au et à ^{185}Au est sensiblement le même que pour l'expérience précédente. Cette disproportion semble anormale compte tenu des prédictions obtenues à l'aide du code ALICE.

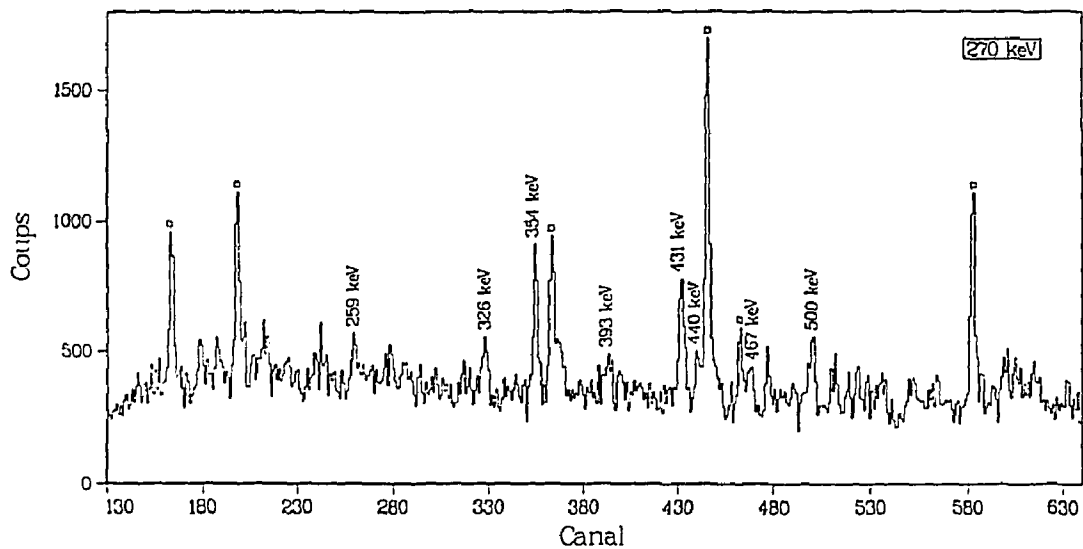


Fig. 10 Spectre obtenu en coïncidence avec la raie de 270 keV. Le carré blanc indiquent les pollutions provenant de la fission.

L'intensité des raies n'a pas été directement calculée du fait du trop grand nombre

de raies doubles dans nos spectres et de la complexité des spectres obtenus. Les raies les plus intenses qualitativement de cette projection totale correspondent principalement à l'excitation coulombienne mutuelle du faisceau et de la cible ainsi qu'aux radioactivités induites. Les produits de fission ont également largement contribué à la contamination de nos spectres. Le spectre obtenu en coïncidence avec la raie de 270 keV observée également lors de la première expérience en est une illustration (voir figure [10]). Sur cette figure apparaissent très nettement les raies appartenant au noyau ^{106}Ru qui est un produit de fission, puis les raies appartenant à ^{184}Pt produit directement par la réaction mais également issu de la décroissance de ^{184}Au , puis enfin les raies appartenant à ^{184}Au . Cette multitude de contaminants a rendu le dépouillement de l'expérience d'autant plus difficile que les raies parasites correspondantes se superposent souvent à des raies appartenant à ^{184}Au .

L'identification des raies attribuées à ^{184}Au a été effectuée en analysant le spectre en coïncidence avec la raie X K_{α_1} (68.8 keV) de l'or, après élimination des raies des noyaux d'or issus des autres voies. Sur la figure [11] nous avons reproduit les spectres en coïncidences avec les raies X K_{α} de l'or pour les deux expériences. Un facteur supérieur à 3 a été gagné d'une expérience à l'autre. Plusieurs raies γ identifiées à l'aide des relations de coïncidence dans ^{184}Au appartiennent également à d'autres noyaux voisins formés soit par réaction, soit par radioactivité des produits de réaction. En particulier un grand nombre de raies sont communes aux noyaux ^{184}Au , ^{185}Au et ^{184}Pt . Sachant que ^{185}Au est le noyau le plus présent dans notre expérience, ce fait a considérablement compliqué l'analyse des résultats. Les résultats des coïncidences que nous avons enregistrées au cours de la réaction $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5n)^{184}\text{Au}$ sont portés dans le tableau [1]. Quatre bandes ont pu être identifiées dans ^{184}Au (voir figure [12]).

La bande a) reproduite sur la figure [12] est la plus intense. La cascade 227-312-393-466 keV est très clairement établie (voir figure [13 a])). La position de la transition de 534 keV est nettement moins évidente à la vue du spectre en coïncidence avec la raie de 312 keV, mais sa position au-dessus de la cascade est

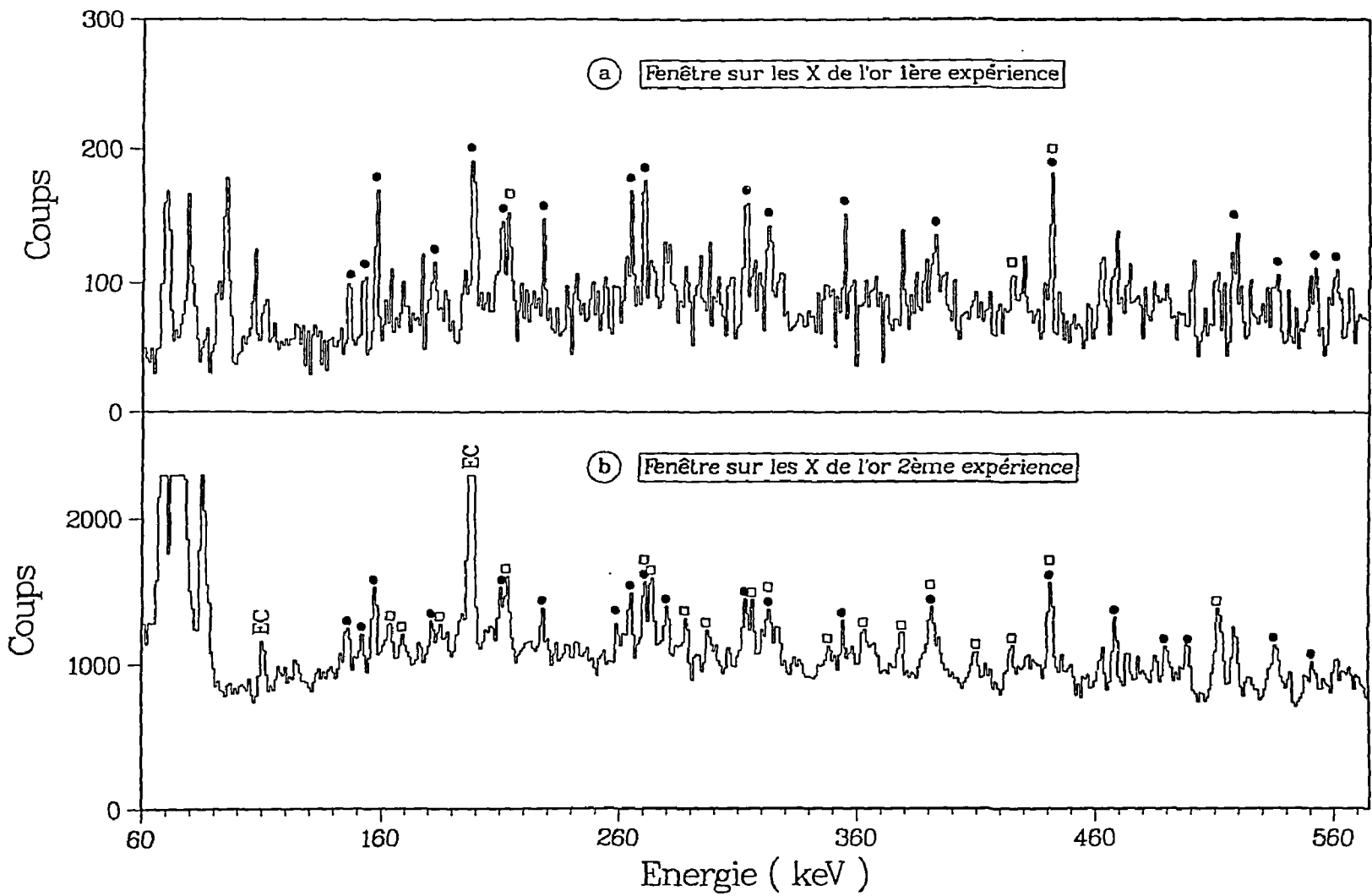


Fig. 11 Spectres en coïncidences avec les raies X K_{α} de l'or pour les deux expériences.

Energie	Principales coïncidences
103	124 - 139 - 143 - 181 - 209 - 270 - 312 - 354
117	(103) - (145) - 151 - 209 - 312 - (390) - (467)
124	103 - 312 - (440)
145	(103) - (151) - 209 - 312 - (360) - 390 - (44 - 518 - 560)
151	117 - (145) - 156 - 209 - 227 - 279 - ((312)) - (383) - 390 - 467 - 488 - 518 - (560)
155	((124)) - 151 - ((176)) - (264) - 320 - 388 - 440 - 477 - (488) - 518 - 534 - (560) - 611
181	(151) - 209 - (227) - (259) - (279) - (306) - 312 - 360 - 431 - 467 - 518
209	103 - 117 - 126 - 145 - 151 - 166 - 181 - (209) - 259 - 270 - 279 - 312 - 326 - 354 - (388)
	440 - 467 - 518 - (534) - (550) - 560
227	117 - 145 - 151 - 166 - (181) - (207) - (209) - (226) - (259) - (279) - 312 - 326
	(354) - 390 - 393 - 431 - 467 - 488 - 495 - 518 - 534 - 550
259	145 - 151 - 181 - 209 - 227 - 270 - 279 - 312 - 360 - 390 - 467 - 488 - 518
264	156 - 176 - 320 - 477 - (550)
270	103 - (166) - 259 - 326 - 354 - 393 - 431 - 467 - 440 - 500 - (518) - (534) - (550) - (564)
279	(145) - 151 - 181 - 209 - (259) - (279) - 296 - 312 - (354) - 390 - 467 - 495 - 518
284	312 - 326
300	(156) - (306) - 320 - (388) - 440 - 550
306	(156) - (181) - (300) - (320)
312	103 - 117 - 124 - 145 - (151) - 181 - 209 - 227 - (259) - (279) - 390 - 393 - 440
	467 - 495 - 518 - 534 - 550 - 560
320	156 - 264 - 326 - 440 - 477 - 534 - (550) - 611
326	(117) - (145) - 181 - 209 - 227 - 270 - (320) - 467 - 518
354	103 - 124 - (145) - (205) - 270 - (279) - 431 - (466) - 500 - (518) - 534 - 564 - 614
366	161 - (188) - 273 - (318) - 440 - (472) - 500 - 547
388	156 - (300) - (312) - (467) - 477 - (550)
390	145 - 151 - 156 - (209) - 227 - 259 - 270 - 279 - 312 - 326 - 467 - 488 - 518 - 560
393	(166) - 227 - 270 - (279) - 312 - 467 - (495) - 518 - 534 - 560
431	(188) - 207 - 227 - 270 - (312) - 354 - 500 - 564
440	124 - (144) - 156 - 161 - 209 - 270 - 273 - (300) - 320 - 366 - 488 - 534 - (550) - 611
467	(117) - (145) - 151 - 181 - (205) - 209 - 227 - (259) - 269 - 279 - 312 - (326) - 354
	390 - 393 - 467 - 495 - 518 - 534 - 560
477	156 - (264) - 320 - 388 - 550
488	(151) - (209) - (227) - (259) - (279) - 312 - (320) - (360) - (386) - (393) - 440 - 518 - 560
495	(126) - (227) - (270) - 279 - (312) - 467
500	161 - 270 - 273 - 354 - 366 - 431 - 440 - 547 - 564
518	(103) - (124) - 145 - 151 - 156 - 181 - 209 - 227 - 259 - (270) - 279
	312 - 390 - (393) - 440 - 467 - 488 - 560
534	(124) - (144) - 156 - 205 - 312 - 320 - 358 - 393 - (431) - 440 - 467 - 611
550	(124) - (227) - 264 - 270 - 300 - 312 - 320 - (388) - 440 - 477
560	(124) - (145) - (151) - (156) - 209 - 270 - 312 - (354) - 390 - 393 - 467 - 488 - 518
564	270 - 354 - 431 - 500
611	156 - (270) - 320 - 366 - (388) - 440 - 534

Tableau. 1 Transitions attribuées à ^{184}Au . Pour chaque transitions sont indiquées les coïncidences observées.

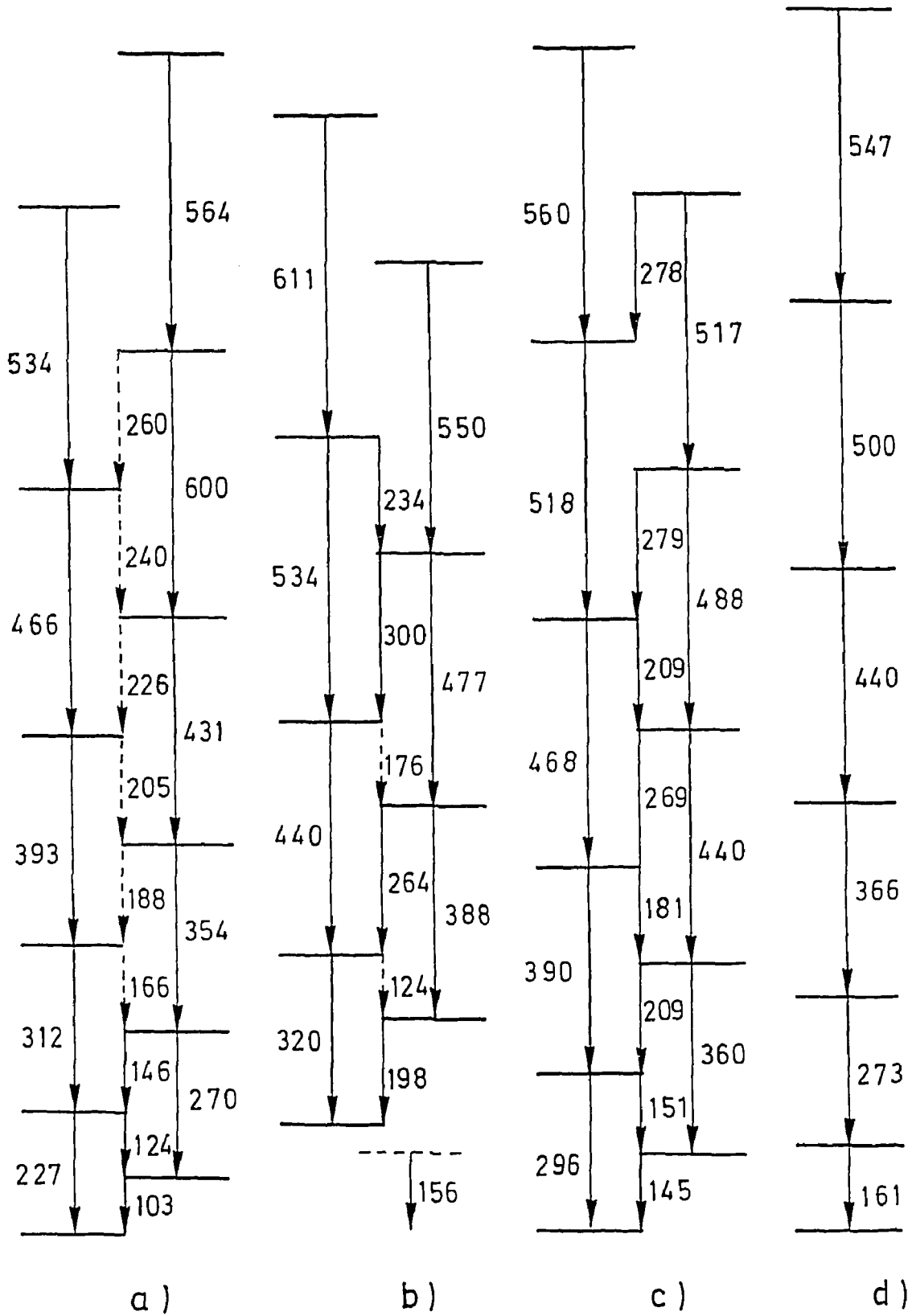


Fig. 12 Les quatre structures collectives observées dans ^{184}Au .

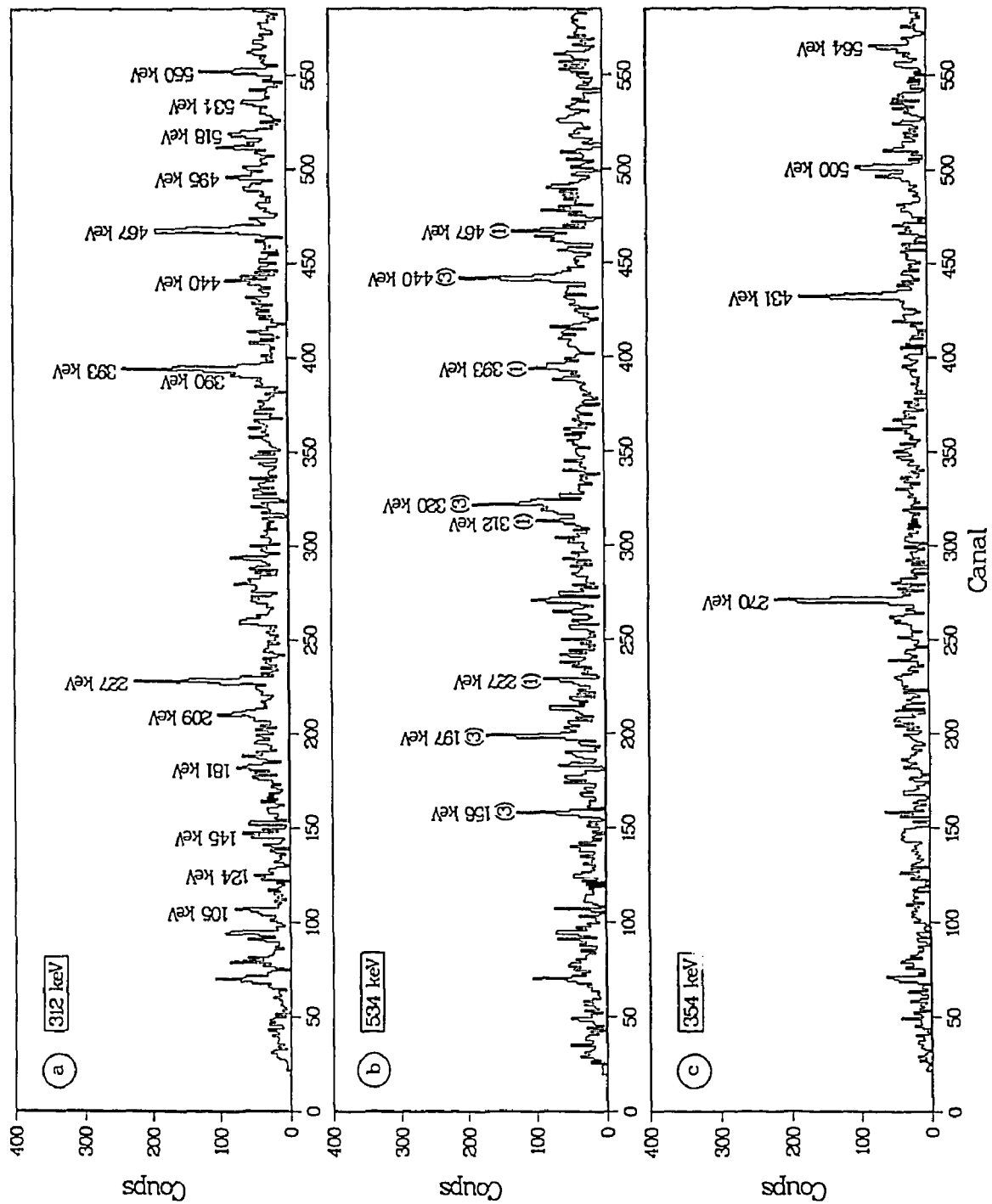


Fig. 13 Spectres en coïncidences avec les raies 312, 534 et 354 keV. Les raies notées (1) correspondent à la structure (a) de la figure 12, celles notées (3) correspondent à la structure (b).

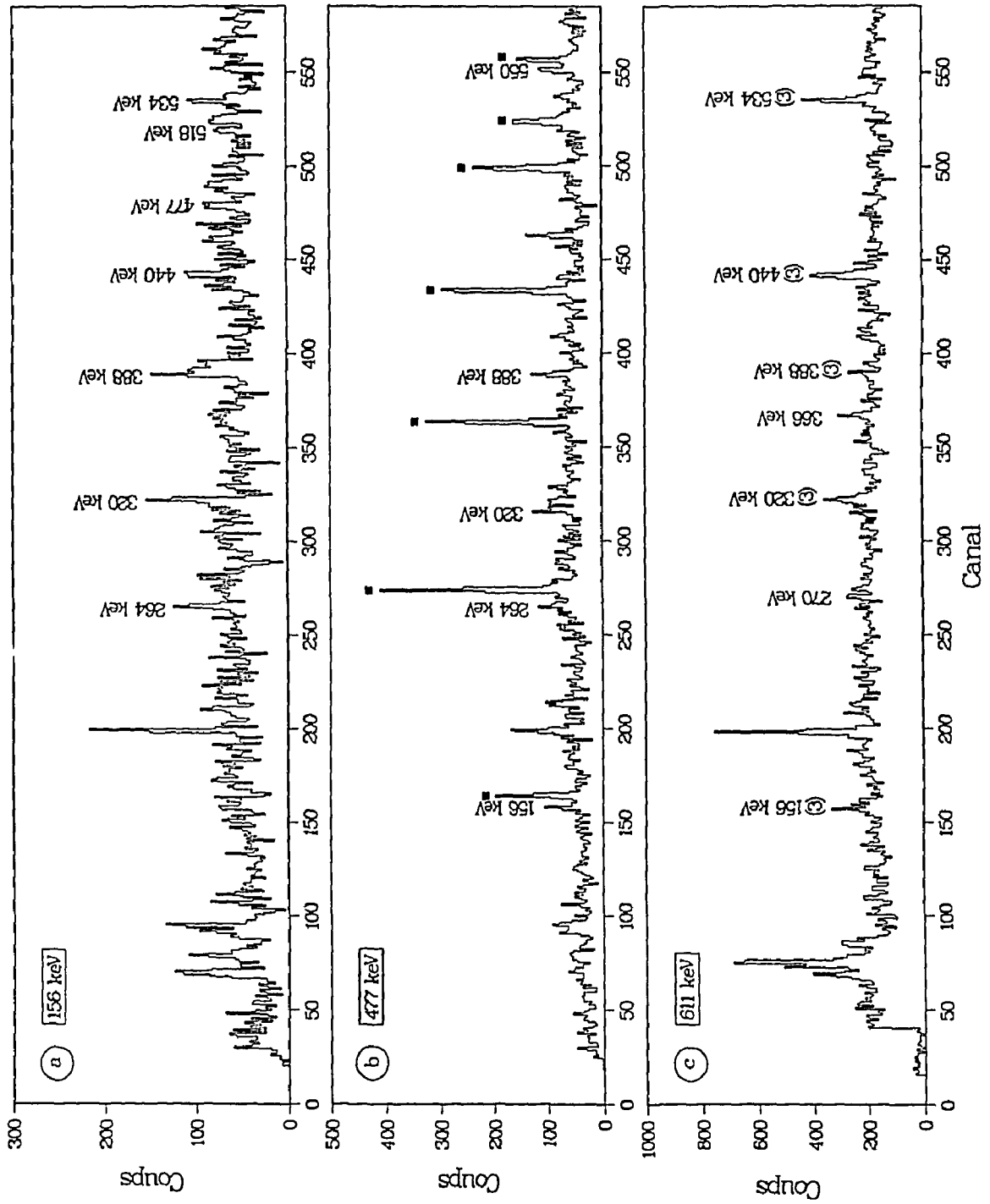


Fig. 14 Spectres en coïncidences avec les raies 156, 477 et 611 keV. Le carré noir indique les raies appartenant à la décroissance $^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$. Les raies notées (3) correspondent à la structure (b) de la figure 12.

clairement confirmée par le spectre en coïncidence avec la raie de 534 keV (voir figure [13 b])). Sur cette figure, apparaissent plusieurs transitions appartenant à d'autres bandes de ^{184}Au (bande b) ainsi que celles appartenant à la bande a). En effet un doublet a clairement été identifiée à 534 keV. La cascade 270-354-431-500-564 a une intensité sensiblement égale à celle de la première cascade. Sur la figure [13 c)] nous avons représenté le spectre en coïncidence avec la raie de 354 keV. Ces deux cascades sont reliées par une série de transitions très nettement confirmée pour celles du bas de la bande. En particulier, les transitions de 103 et 124 keV placées en parallèle sur la raie de 227 keV sont très clairement établies à la vue du spectre en coïncidence avec la raie de 312 keV (voir figure [13 a])). De plus les transitions de 145, 205 et 227 keV sont observées sur le spectre en coïncidence avec la raie de 354 keV (voir figure [13 c)] ce qui confirme le lien entre les deux cascades.

La bande b) est représentée sur la figure [12]. Elle est construite sur la raie de 156 keV. Cette bande possède une intensité assez faible alors que la raie de 156 keV est qualitativement la plus intense des raies attribuées à ^{184}Au . Sur la figure [14 a)] nous avons représenté le spectre en coïncidence avec la raie de 156 keV. Toutes les raies attribuées à la bande b) y apparaissent mais avec une intensité assez faible. La raie de 156 keV pourrait désexciter un état isomérique. Ceci serait en accord avec le résultat obtenu lors de l'expérience de radioactivité, s'il est confirmé que la raie de 156 keV observée à partir de l'expérience sur faisceau est la même que celle observée en radioactivité. La bande que nous étudions est significative de la complexité des bandes obtenues dans ^{184}Au . La transition de 322 keV est commune à ^{184}Au et à ^{185}Au [DES79], celle de 477 keV est commune à ^{184}Au et à ^{184}Pt [LED78], celle de 440 keV est commune à trois bandes de ^{184}Au et à ^{185}Au [DES79] et celle de 264 keV est commune à ^{184}Au et à ^{184}Os [LED78]. Sur la figure [14 b)] nous avons représenté le spectre en coïncidence avec la raie de 477 keV. On remarque que la quantité de ^{184}Au est très faible. Sur la figure [14 c)] nous avons reproduit le spectre en coïncidence avec la raie de 611 keV. Nous observons très clairement la cascade 320-440-534 keV, se qui nous permet de placer cette raie au dessus de la raie de 534 keV, placement qui n'était pas évident à la vue des spectres en coïncidence avec les autres raies de la cascade puisque la raie de 611

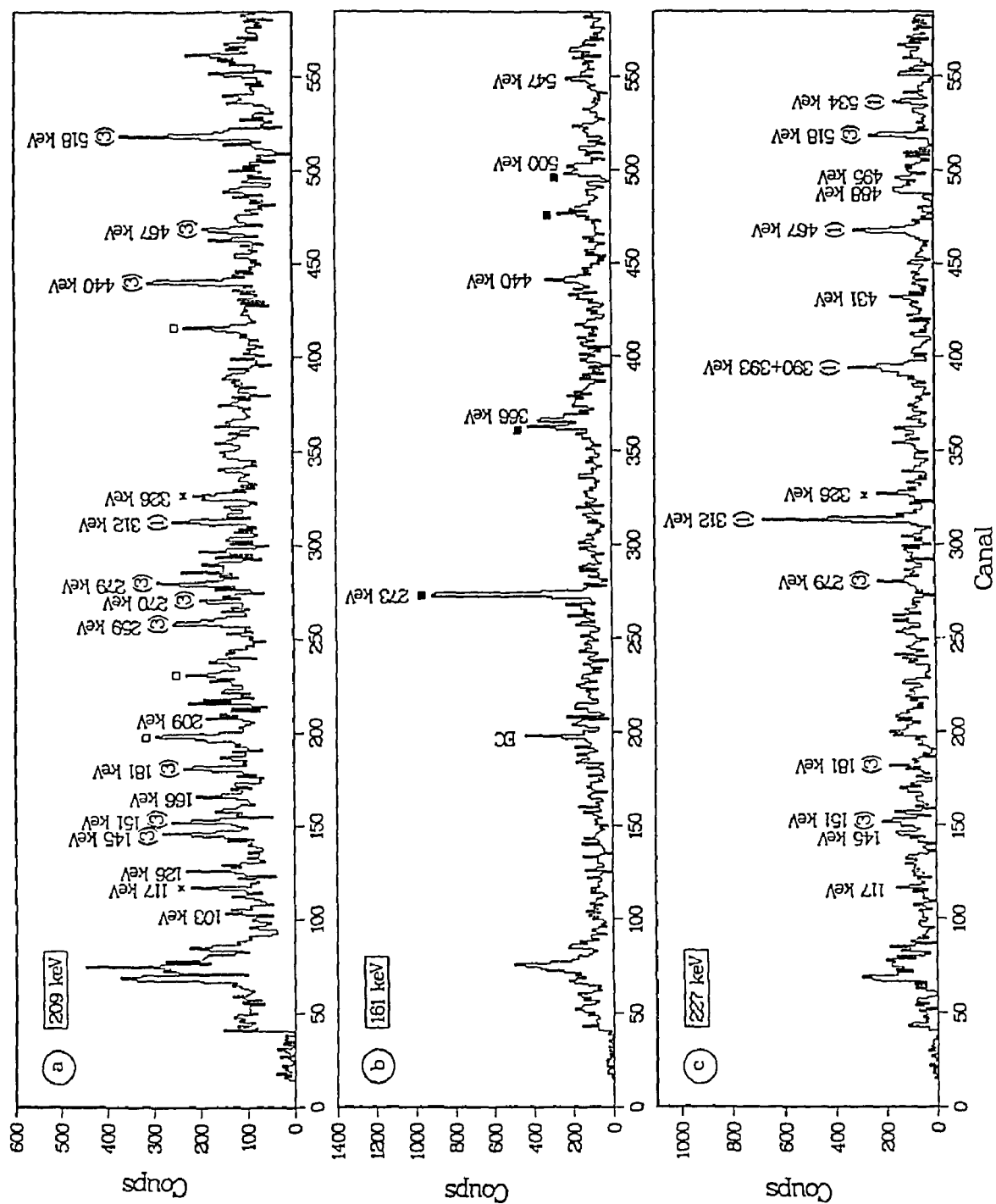


Fig. 15 Spectres en coïncidences avec les raies 209, 161 et 227 keV. Le carré noir a la même signification que pour la figure 14. Le carré blanc indique les pollutions appartenant à d'autres noyaux. L'astérisque indique les éventuelles liaisons.

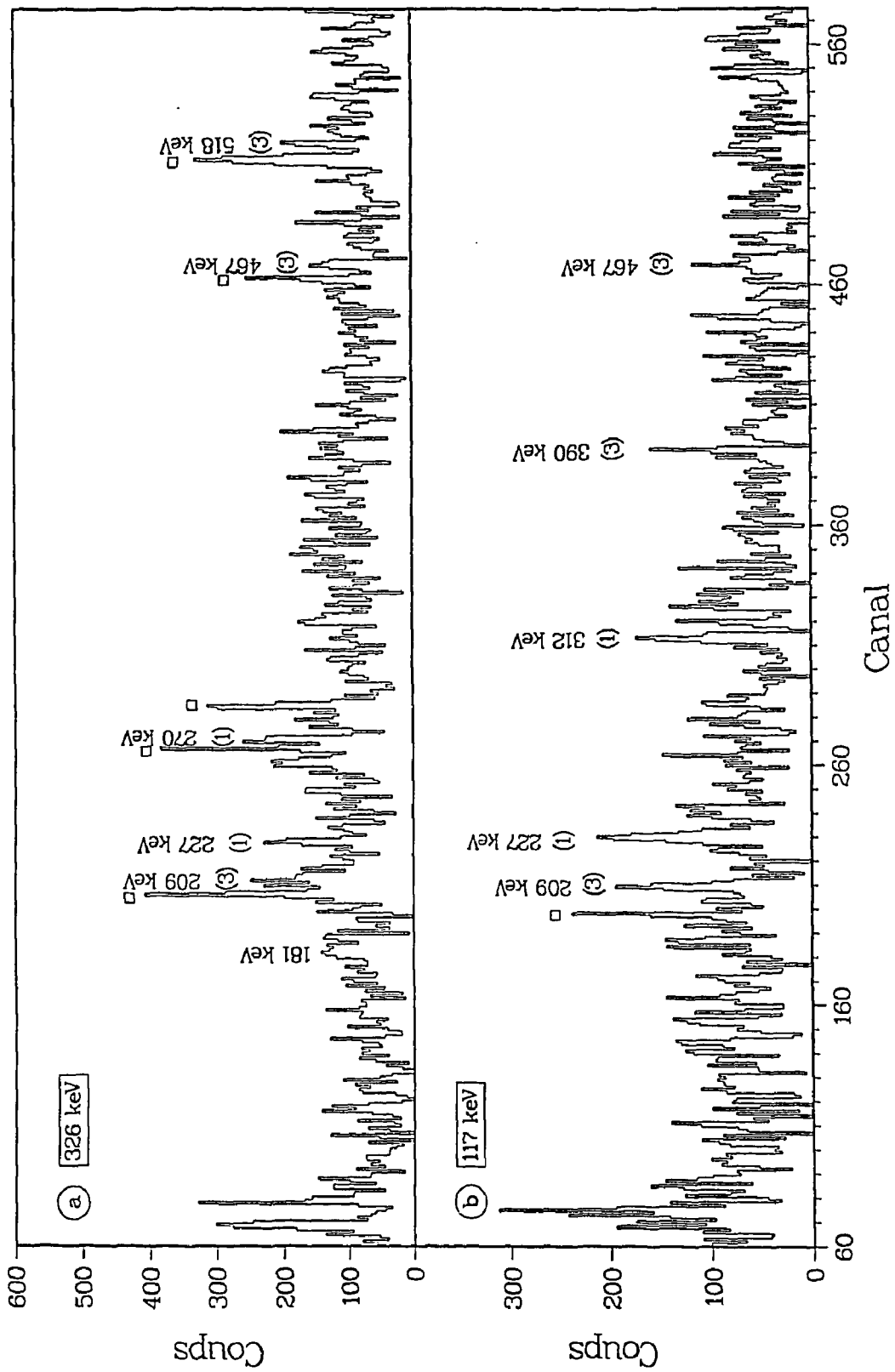


Fig. 16 Spectres en coïncidences avec les raies 326 et 117 keV. Les raies notées (1) correspondent à la structure (a) de la figure 12 et celles notées (3) à la structure (b). Le carré blanc indique les pollutions appartenant à d'autres noyaux.

keV se trouve dans la "bosse des neutrons" de 600 keV.

Une troisième bande (voir figure [12 c]) a été observée dans ^{184}Au grâce à la plus grande statistique de la deuxième expérience. Certaines raies appartenant à cette bande avaient déjà été observées lors de la première expérience mais la trop faible statistique obtenue n'avait pas permis de la construire. La grande difficulté de la construction de cette bande est qu'elle est constituée de plusieurs raies d'énergies très voisines (517-518, 278-279 et 209-209 keV). La figure [15 a]) reproduit le spectre en coïncidence avec la raie de 209 keV.

Une quatrième bande (voir figure [12 d]) a été observée dans ^{184}Au . Cette bande possède la structure des bandes doublement découplées telles qu'elles ont été observée dans les noyaux impair-impairs voisins d'iridium. Sa structure est très voisine de celle de la bande fondamentale du noyau pair-pair ^{184}Pt . Or comme ^{184}Pt a été produit dans notre expérience par réaction et par radioactivité induite, il était très difficile de distinguer les deux bandes. La figure [15 b]) reproduit le spectre en coïncidence avec la raie de 161 keV. Celui ci est bien sûr contaminé par les coïncidences observées avec la raie de 163 keV de ^{184}Pt . Cependant les doublets 362-366, 432-440 et 498-500 keV sont observés suffisamment bien séparés sur la figure [15 b]) pour qu'il n'y ait aucune ambiguïté sur l'existence de la quatrième bande de ^{184}Au .

Cette dernière bande est un système indépendant et il ne nous a pas été possible avec les données obtenues au cours de cette deuxième expérience d'observer un lien entre cette partie du schéma de niveaux et celle constituée des trois autres bandes. Par contre nous pouvons remarquer que plusieurs transitions appartenant à la bande c) sont observées en coïncidence avec la raie de 227 keV (voir figure [15 c])), et que la raie de 312 keV de la bande a) est observée sur le spectre en coïncidence avec la raie de 209 keV (voir figure [15 a])). Il existe donc des transitions qui lient ces deux bandes. Un candidat sérieux pourrait être la raie de 326 keV observée simultanément sur les spectres en coïncidence avec les raies de 227 et 209 keV. Sur la figure [16 a]) nous avons reporté le spectre en coïncidence avec la raie de 326 keV. Cette raie est commune aux deux noyaux ^{184}Au et ^{183}Au . Les principales raies observées sur le spectre en coïncidence avec la raie de 326 keV appartiennent donc à ^{183}Au . Un autre candidat pourrait être la raie de 117 keV (voir figure [16

b)). Cependant il ne nous a pas été possible de placer de manière cohérente ces différents candidats.

Chapitre V

Modèle et calculs

I. Présentation du modèle.

Dans le cadre d'une approche du champ moyen HF+BCS, le Hamiltonien microscopique décrivant un système de A particules en interaction

$$H = \sum_{i,j} \langle i|T|j \rangle a_i^\dagger a_j + \sum_{i,j,k,l} \langle ij|V_{eff}|\bar{k}\bar{l} \rangle a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (1)$$

où

$$\langle ij|V_{eff}|\bar{k}\bar{l} \rangle = \langle ij|V_{eff}|kl \rangle - \langle ij|V_{eff}|lk \rangle \quad (2)$$

est équivalent à [BEN87] :

$$H = E_{BCS} + \sum_{\alpha} E_{qp}(\alpha) \eta_{\alpha}^\dagger \eta_{\alpha} + V_{resid} \quad (3)$$

où les η_{α}^\dagger , η_{α} sont des opérateurs de quasi-particules. Ces opérateurs sont définis par la donnée des facteurs de pairing u_i et v_i

$$\begin{aligned} \eta_i^\dagger &= u_i a_i^\dagger - v_i a_{\bar{i}} \\ \eta_j^\dagger &= u_j a_j^\dagger - v_j a_j \end{aligned}$$

ces facteurs sont des paramètres réels variationnels dont les carrés représentent la probabilité qu'une paire d'état $(\alpha, \bar{\alpha})$ soit occupée ou non. Ces opérateurs ont pour vide un état de $|BCS \rangle$

$$|BCS \rangle = \prod_{\alpha>0} (u_{\alpha} + v_{\alpha} a_{\alpha}^\dagger a_{\bar{\alpha}}^\dagger) |0 \rangle \quad (4)$$

E_{BCS} est égale à la valeur moyenne de H entre l'état $|BCS\rangle$, $E_{qp}(\alpha)$ est l'énergie de la quasi-particule α . Le produit (4) parcourt la moitié de l'espace de configuration comme indiqué ($\alpha > 0$) sachant qu'à chaque état $\alpha > 0$, il correspond l'état transformé par renversement du sens du temps $\bar{\alpha}$.

Dans la base des états à une quasi-particule neutron et à une quasi-particule proton, la matrice énergie s'écrit :

$$\langle \chi_{n'p'} | H | \chi_{np} \rangle = \delta_{n,n'} \delta_{p,p'} [E_{BCS} + E_{qp}(n) + E_{qp}(p)] + \langle \chi_{n'p'} | V_{eff} | \chi_{np} \rangle \quad (5)$$

avec

$$\begin{aligned} \langle \chi_{n'p'} | V_{eff} | \chi_{np} \rangle = & \langle n'p' | V_{eff} | np \rangle (u_n u_{n'} u_p u_{p'} + v_n v_{n'} v_p v_{p'}) \\ & - \langle n'\bar{p} | V_{eff} | n\bar{p}' \rangle (u_n u_{n'} v_p v_{p'} + v_n v_{n'} u_p u_{p'}) \end{aligned} \quad (6)$$

et

$$| \chi_{np} \rangle = \eta_n^\dagger \eta_p^\dagger | BCS \rangle \quad (7)$$

La normalisation de l'état $|BCS\rangle$ impose que

$$\forall \alpha, \quad u_\alpha^2 + v_\alpha^2 = 1$$

Le Hamiltonien du noyau impair-impair est donc à cette approximation la somme de l'énergie du cœur pair-pair et des énergies des quasi-particules proton et neutron externes, auxquelles est ajoutée une contribution due à l'interaction neutron-proton (6).

Dans le modèle développé par L. Bennour et al., l'approximation consiste à remplacer, dans l'opérateur Hamiltonien (3), la valeur moyenne E_{BCS} par l'opérateur H_{coll} ce qui implique l'introduction de nouveaux degrés de liberté dans la fonction d'onde décrivant le spectre de H_{coll} . Dans cette approximation le noyau impair-impair apparaît comme un cœur déformé décrit par le Hamiltonien collectif plus une quasi-particule neutron et une quasi-particule proton en interaction

$$H = H_{coll} + \sum_{\alpha} E_{qp}(\alpha) \eta_{\alpha}^{\dagger} \eta_{\alpha} + V_{resid} \quad (8)$$

La partie collective de l'Hamiltonien (8) correspondant à la rotation du cœur est donnée par

$$H_{coll} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(R)} \bar{R}^2 \quad (9)$$

R étant le moment angulaire du cœur.

On peut travailler sur la base standard déformée qui s'écrit [BEN87] :

$$|IMK\alpha_n\alpha_pk_nk_p\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \mathcal{D}_{M,K}^I |\chi_{np}\rangle + (-1)^{I+K} \pi_n \pi_p \mathcal{D}_{M,-K}^I |\chi_{\bar{n}\bar{p}}\rangle \right\} \quad (10)$$

où les $\mathcal{D}_{M,K}^I$ désignent les matrices de rotation de Wigner, les états χ_{np} sont les fonctions d'onde à une quasi-particule caractérisées par la projection de leur moment angulaire total sur l'axe de symétrie, K et par d'autres nombres quantiques dont leur parité π_n ou π_p rassemblés sous la notation α , et $\chi_{\bar{n}\bar{p}}$ les états obtenus par renversement du temps. M est la valeur propre de la projection de I sur l'axe Oz du système de référence du laboratoire.

La projection de \vec{I} sur l'axe de symétrie du noyau K peut être choisie telle que $K \geq 0$ et peut prendre les deux valeurs suivantes :

$$K_> = |K_n| + |K_p| \quad (11)$$

$$K_< = ||K_n| - |K_p|| \quad (12)$$

Pour pouvoir décrire les noyaux de transition relativement peu déformés, il est souhaitable d'introduire un moment d'inertie variable dans H_{coll} , c'est à dire de faire dépendre \mathcal{J} du moment angulaire du cœur R, soit $\mathcal{J}(R)$. Dans ce cas, il est utile d'introduire une base quasi-sphérique généralisée, encore appelée "base du cœur", $|\beta j_n j_p J R I M\rangle$ ([VOG70][TOK75][MEY83]) où \vec{R} le moment angulaire du cœur et \vec{J} le moment total des particules ($\vec{J} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$) sont diagonaux. En diagonalisant le Hamiltonien total, on obtient la séquence des énergies des états du rotor+2qp.

Il est habituel de rattacher la différence d'énergie entre deux niveaux consécutifs (spin total I et I+1) dans une même bande de rotation construite sur $K_<=0$ à l'énergie de Newby :

$$E_N = \pi_n \pi_p \langle n\bar{p} | V_{pn} | np \rangle \quad (13)$$

avec

$$|np\rangle = |\chi_{\alpha_n K_n} \chi_{\alpha_p K_p}\rangle \quad (14)$$

D'autre part on appelle constante de découplage a_n et a_p les valeurs :

$$a_n = -\pi_n \langle n | j_n^+ | \bar{n} \rangle \quad (15)$$

$$a_p = -\pi_p \langle p | j_p^+ | \bar{p} \rangle \quad (16)$$

On définit l'énergie de Gallagher-Moszkowski par :

$$E_{GM} = \langle n\bar{p} | V_{pn} | n\bar{p} \rangle - \langle np | V_{pn} | np \rangle \quad (17)$$

La différence des énergies des têtes de bandes rotationnelles d'un doublet $K_>$ et $K_<$ issu d'une même paire d'états $\chi_{\alpha_n K_n} \chi_{\alpha_p K_p}$ est reliée aux éléments de matrices de V_{pn} par :

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{K_<} - E_{K_>} \\ &= \langle K_< | H | K_< \rangle - \langle K_> | H | K_> \rangle \end{aligned} \quad (17)$$

$$= E_{GM} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(K_< - K_>) - \delta_{K,0}(-1)^J [E_N + \delta_{k_n,1/2} \delta_{k_p,1/2} \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} a_n a_p] \quad (18)$$

avec

$$|K_> \rangle = |IMK_> \rangle \quad (19)$$

$$|K_< \rangle = |IMK_< \rangle \quad (20)$$

Cette expression (18) permet donc de relier des énergies observées expérimentalement aux éléments de matrice de l'interaction résiduelle neutron-proton entre des états HF déformés de proton $|p \rangle$ et de neutron $|n \rangle$ pour la force nucléon-nucléon effective choisie (dans notre cas Skyrme SIII).

En résumé, le modèle rotor+2qp développé par L. Bennour et al. [BEN87] et que nous avons utilisé peut être caractérisé de la manière suivante :

-La partie dynamique est celle d'un rotor axial à moment d'inertie variable $\mathcal{J}(R)$ en fonction du moment angulaire \vec{R} du cœur. Les moments $\mathcal{J}(R)$ sont déterminés de manière univoque par la séquence des énergies de la bande fondamentale du cœur pair-pair considéré. L'emploi d'un terme correctif, où $\mathcal{J}(R)$ n'est pas constant suppose la construction de la base sphérique à deux quasi-particules où R est diagonal et sur laquelle les états de la base standard sont projetés.

-La déformation et les états individuels de proton et de neutron sont définis par la solution HF+BCS (au fondamental) du cœur pair-pair. Cette solution est construite sous des hypothèses de symétrie axiale à partir de l'interaction de Skyrme SIII dont la paramétrisation est fixée une fois pour toute sur l'ensemble de la

table des nuclides. Le traitement de l'appariement pour cette partie statique passe par l'introduction de la valeur de l'élément de matrice de pairing G . Le calcul rotor+2qp proprement dit prend en compte tous les états individuels de protons et de neutrons ainsi obtenus et situés dans un voisinage de l'ordre de $\pm 2\text{MeV}$ autour de leur niveau de Fermi respectif.

-L'écriture de l'élément de matrice du Hamiltonien effectif ainsi défini entre des états à deux quasi-particules créés sur $|BCS\rangle$ fait apparaître un terme résiduel d'interaction proton-neutron. Ce terme à deux corps, surajouté dans les approches utilisant un champs moyen phénoménologique, correspond simplement dans notre cas à la contribution sur des particules de valence de l'interaction effective nucléon-nucléon qui sert à construire le champ. Autrement dit, la même interaction de Skyrme SIII est introduite de manière cohérente dans la résolution des équations de HF+BCS et dans les calculs du terme résiduel proton-neutron. A la sortie du processus HF, le calcul d'un élément de matrice $\langle pn|V|p'n'\rangle$ se ramène à des calculs d'éléments de matrice $\langle ij|V|kl\rangle$ où i, j, k, l sont des états de la base d'oscillateur harmonique déformé axial.

II. Présentation des résultats.

La dynamique du rotor axial à laquelle nous réduisons la partie collective de l'Hamiltonien trouve sa justification la plus solide dans des régions de noyaux très déformés, tels les actinides. Cependant des calculs effectués par L. Bennour pour l'étude des noyaux de transition ^{186}Au , ^{184}Ir et ^{182}Re ont montré que le modèle garde son caractère prédictif et constitue un guide de choix pour ces noyaux de transition où les effets de Coriolis sont prédominants.

Nous avons donc voulu comparer les schémas expérimentaux obtenus pour les états de haut-spin et de bas spin de ^{184}Au aux résultats issus d'un calcul rotor+2qp. Cela nous permettra de vérifier si ce modèle reproduit bien les propriétés remarquables de ^{184}Au et, si ce premier point s'avère positif, d'espérer obtenir des indications sur l'interprétation des états de ^{184}Au qui n'auront pu être identifiés à partir de la comparaison avec les noyaux voisins. En particulier, il sera alors possible de tester l'influence de l'interaction résiduelle neutron proton sur les propriétés spectroscopiques de ^{184}Au .

Nous avons effectué des calculs HF+BCS pour les quatre cœurs pair-pairs voisins de ^{184}Au à savoir, ^{182}Pt , ^{184}Pt , ^{184}Hg et ^{186}Hg . Les fonctions d'onde de quasi-particules sont obtenues à l'issue de ces calculs effectués au minimum d'énergie de déformation du fondamental des cœurs pair-pairs. L'appariement est traité à l'approximation de BCS avec élément de matrice G constant. La minimisation de l'énergie HF est réalisée sur une base d'oscillateur harmonique déformée à treize couches majeures. Les seuls paramètres de cette approche pour les calculs rotor+2qp sont les moments d'inertie du rotor $\mathcal{J}(R)$ de chacun des cœurs pair-pairs. Ces derniers sont déterminés par la séquence des énergies expérimentales de la bande fondamentale du cœur pair-pair et éventuellement extrapolés jusqu'au spin $20\hbar$.

Le calcul à proprement parler s'effectue en plusieurs étapes :

- Il faut tout d'abord déterminer le minimum d'énergie de déformation du fondamental du cœur pair-pair. Dans ces calculs nous utilisons la base de l'oscillateur harmonique déformé à symétrie axiale. L'énergie totale est une fonction de b constante de l'oscillateur harmonique sphérique équivalent et de q paramètre de déformation. Il s'agit alors de déterminer les valeurs des paramètres b et q qui minimisent l'énergie totale. Cette recherche est assez longue car il faut prendre en compte les variations des deux paramètres de la base. Pour cela, nous sommes partis d'une valeur de b et nous avons minimisé la valeur de l'énergie totale par rapport à q . Nous avons ensuite calculé, pour la valeur ainsi déterminée provisoirement de q , la valeur de b qui minimise l'énergie totale et ainsi de suite. Cette recherche de minimisation de $E(b,q)$ a été faite pour l'ensemble des quatre cœurs pair-pairs voisins de ^{184}Au , pour des déformation "prolate" et des déformations "oblate".

- Une fois le minimum trouvé, nous avons effectué des calculs HF+BCS afin d'obtenir les fonctions d'onde de quasi-particules, après sélection des états se trouvant autour de la mer de Fermi.

- Les calculs rotor+2qp sont ensuite effectués en prenant en compte pour chacun des cœurs considérés les états individuels de protons et de neutrons sélectionnés, après avoir introduit les moments d'inertie du rotor déduits des

données expérimentales obtenues sur le cœur pair-pair. Comme nous le verrons au chapitre VI les bandes rotationnelles observées dans ^{184}Au correspondent à une déformation "prolate" du noyau. Pour les calculs rotor+2qp nous ne considérerons donc que les solutions à déformation "prolate".

Les fonctions d'ondes de quasi-particules de proton et de neutron sélectionnées dans le cœur de ^{184}Pt se décomposent sur les états de la base principalement comme suit :

Etats de proton :

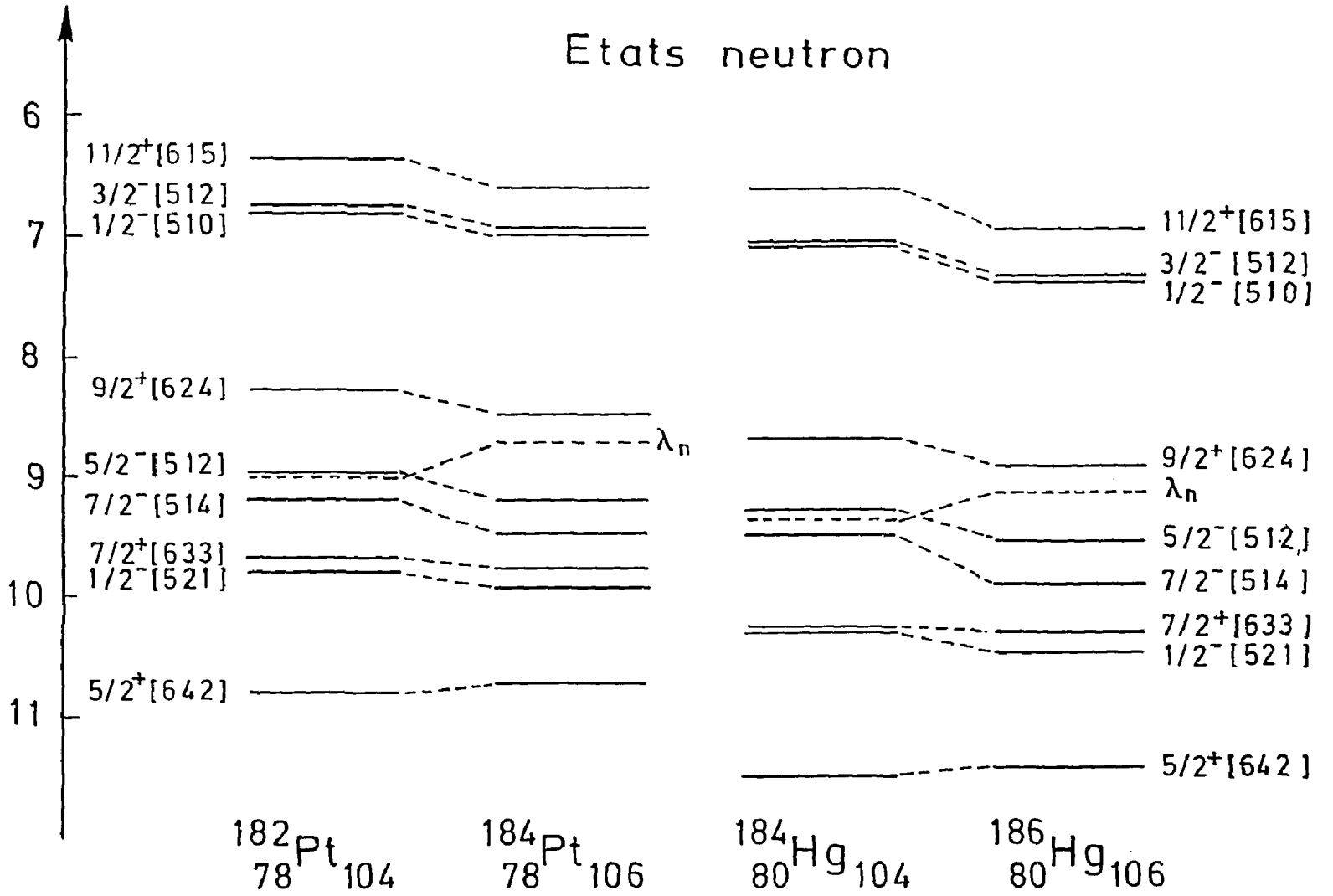
$1/2^-$	22%[541]+13%[761]+12%[550]+12%[770]+...
$1/2^-$	22%[330]+15%[750]+11%[310]+11%[530]+...
$3/2^-$	38%[532]+14%[752]+12%[541]+...
$9/2^-$	68%[514]+10%[734]+...
$3/2^+$	44%[402]+25%[602]+19%[202]+...
$5/2^+$	38%[402]+26%[602]+25%[202]+...

Etats de neutron :

$1/2^-$	30%[521]+14%[741]+13%[321]+...
$5/2^-$	42%[512]+18%[312]+12%[732]+...
$7/2^-$	73%[514]+9%[714]+...
$7/2^+$	51%[633]+15%[853]+...
$9/2^+$	65%[624]+12%[844]+...

Les états sont étiquetés selon l'usage, par les nombres quantiques asymptotiques $K^\pi [N n_z \Lambda]$ correspondant à leur composante majeure sur la base de l'oscillateur harmonique déformée. Sur la figure [1] (resp. figure [2]), nous avons reporté les états individuels neutrons (resp. protons) les plus proches de la mer de Fermi pour les quatre cœurs utilisés dans le calcul rotor+2qp.

Fig. 1 Evolution des états individuels de neutrons dans les isotopes pairs-pairs $Z=78$ et $Z=80$.



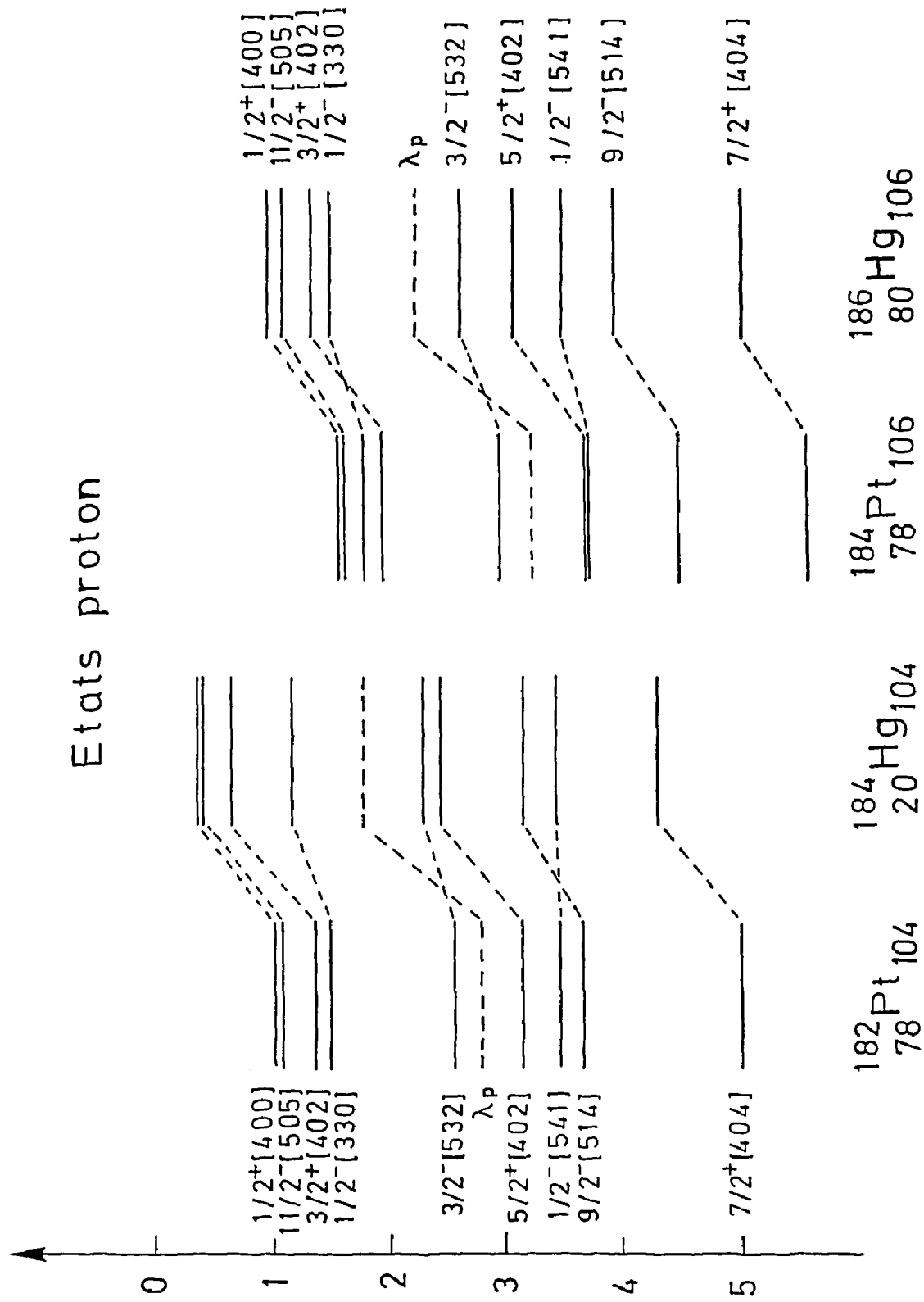


Fig. 2 Evolution des états individuels de protons dans les isotopes pairs-pairs $Z=78$ et $Z=80$.

Comportement de diverses bandes perturbées.

Nous avons effectué des calculs rotor+2qp pour l'ensemble des quatre cœurs pairs-pairs voisins de ^{184}Au en considérant les solutions à déformation prolate. Nous allons nous intéresser plus particulièrement au comportement des bandes perturbées qui sont attendues dans les schémas de niveaux de ^{184}Au .

Configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$:

L'état $1/2^- [521]$ apparaît comme l'état fondamental de ^{183}Pt [ROU89] et ^{185}Hg [DAB79]. La bande de rotation bâtie sur cet état a une structure perturbée traduisant l'effet de l'interaction de Coriolis sur les états $\Omega = \pm 1/2$ (Ω est la projection du moment angulaire intrinsèque du nucléon impair sur l'axe de symétrie du noyau). Dans les calculs rotor+1qp effectués pour étudier les noyaux de platine impairs, les écarts en énergie de la bande $1/2^- [521]$ étaient reproduits de manière satisfaisante, par contre la tête de la bande était calculée systématiquement trop haute de quelques 500 keV à 1 MeV au dessus des états observés. A l'issue de nos calculs rotor+2qp, les bandes construites sur la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ apparaissent également à environ 500 keV au dessus de l'état fondamental pour les cœurs de ^{182}Pt et ^{184}Hg et à quelques 700 keV au dessus de l'état fondamental pour les cœurs de ^{184}Pt et ^{186}Hg . Cette différence s'explique aisément par le fait que l'état individuel neutron $1/2^- [521]$ se trouve plus proche de la mer de Fermi pour les cœurs de ^{182}Pt et ^{184}Hg alors qu'il est nettement plus éloigné pour les cœurs de ^{184}Pt et ^{186}Hg (voir figure [1]). L'état de base de cette configuration a un spin 3^+ pour les calculs effectués à partir des cœurs de platine et un spin 2^+ pour ceux effectués à partir des cœurs de mercure (voir figure [3]). Sur la figure [1] on remarque que le comportement de l'état de neutron $1/2^- [521]$ pour les cœurs de platine et ceux de mercure est le même. Par contre l'état $1/2^- [541]$ en proton appartenant à la couche $h9/2$ est plus proche de la mer de Fermi pour les cœurs de platine que pour ceux de mercure. De manière plus générale, la mer de Fermi se situe au-dessus des deux états $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$ de la couche $h9/2$ pour les noyaux de mercure, entre les deux états pour les noyaux de platine et en dessous pour les noyaux d'osmium. L'état $1/2^- [541]$ joue donc un rôle plus important pour les calculs effectués en utilisant des cœurs de platine que pour ceux utilisant des cœurs de mercure. Or le couplage de deux particules $1/2$ (ici

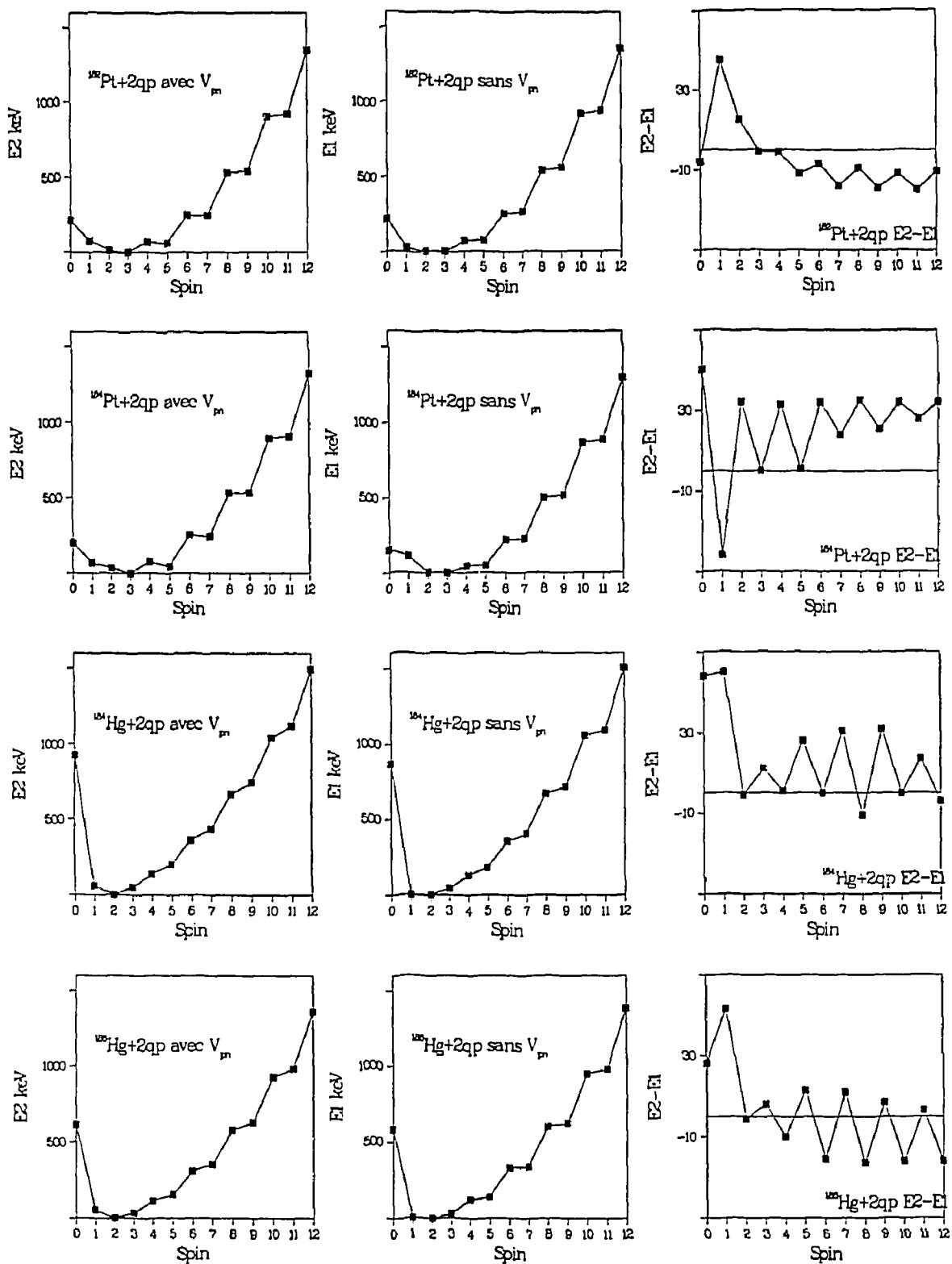


Fig. 3 Niveaux de plus basse énergie des quatre doublets $K_>$, $K_<$ bâtis sur la configuration $\{\pi 1/2^- [541], \pi 3/2^- [532]\} \otimes \{\nu 1/2^- [521]\}$ avec et sans prise en compte de l'interaction résiduelle. Effet de l'interaction résiduelle.

$1/2^- [541]$ et $1/2^- [521]$) donnant $K=0$ et $K=1$ donne lieu à un fort couplage de Coriolis qui peut probablement expliquer la valeur de spin 3 au lieu de 1 qui serait attendue d'après les règles de Gallagher-Moszkowski. Sur la figure [4] nous avons représenté l'évolution des positions relatives des états $1/2^-$ et $3/2^-$ du système $h9/2$ dans des calculs rotor+1qp pour des cœurs de mercure, platine et osmium. On remarque que l'état $3/2^-$ est calculé plus bas pour les cœurs de mercure ($A \leq$), on a une inversion de ces deux états pour les cœurs de platine entre $A=184$ et $A=186$ et l'état $1/2^-$ est situé en dessous de l'état $3/2^-$ pour les cœurs d'osmium. Il est clair que pour les cœurs de Hg l'orbitale $3/2^- [532]$ va jouer le rôle le plus important. Le couplage $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 3/2^- [532]$ va donner lieu à un état favorisé $K=2, I=2$ ce qui est effectivement observé pour les calculs effectués à partir des cœurs de Hg. La bande rotationnelle de configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ construite sur l'état de base est caractéristique d'une bande doublement découplée. Lorsque nous effectuons des calculs sans prise en compte de l'interaction résiduelle neutron-proton nous remarquons que la structure particulière de la séquence de niveaux et la dégénérescence accidentelle des niveaux $I, I+1$ pour I pair, sont peu modifiées (voir figure [3]). L'analyse des courbes représentant la différence entre les énergies des états calculés sans et avec prise en compte de l'interaction résiduelle neutron-proton met en évidence l'aspect indépendant des deux bandes bâtie sur les états de spin pairs et impairs. Il est cependant possible de remarquer que l'interaction résiduelle relève les états de spin impair par rapport aux états de spin pair à partir des cœurs de mercure tandis que ce sont les états de spin pair qui sont relevés pour les cœurs de platine.

Configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$:

L'état de base de cette configuration a un spin 6^+ pour les calculs effectués à partir des cœurs ^{182}Pt , ^{184}Hg et ^{186}Hg et un spin 4^+ pour les calculs effectués à partir du cœur ^{184}Pt (voir figure [5]). La position des états individuels en neutron dans ^{184}Pt est très proche de celle de ^{186}Hg (voir figure [1]) cependant dans ^{184}Pt l'état $1/2^- [541]$ est beaucoup plus proche de la mer de Fermi que dans ^{186}Hg . Il est possible de remarquer (voir figure [5]) que l'interaction résiduelle agit différemment sur les états de haut et de bas spin selon le cœur utilisé pour les calculs. Pour

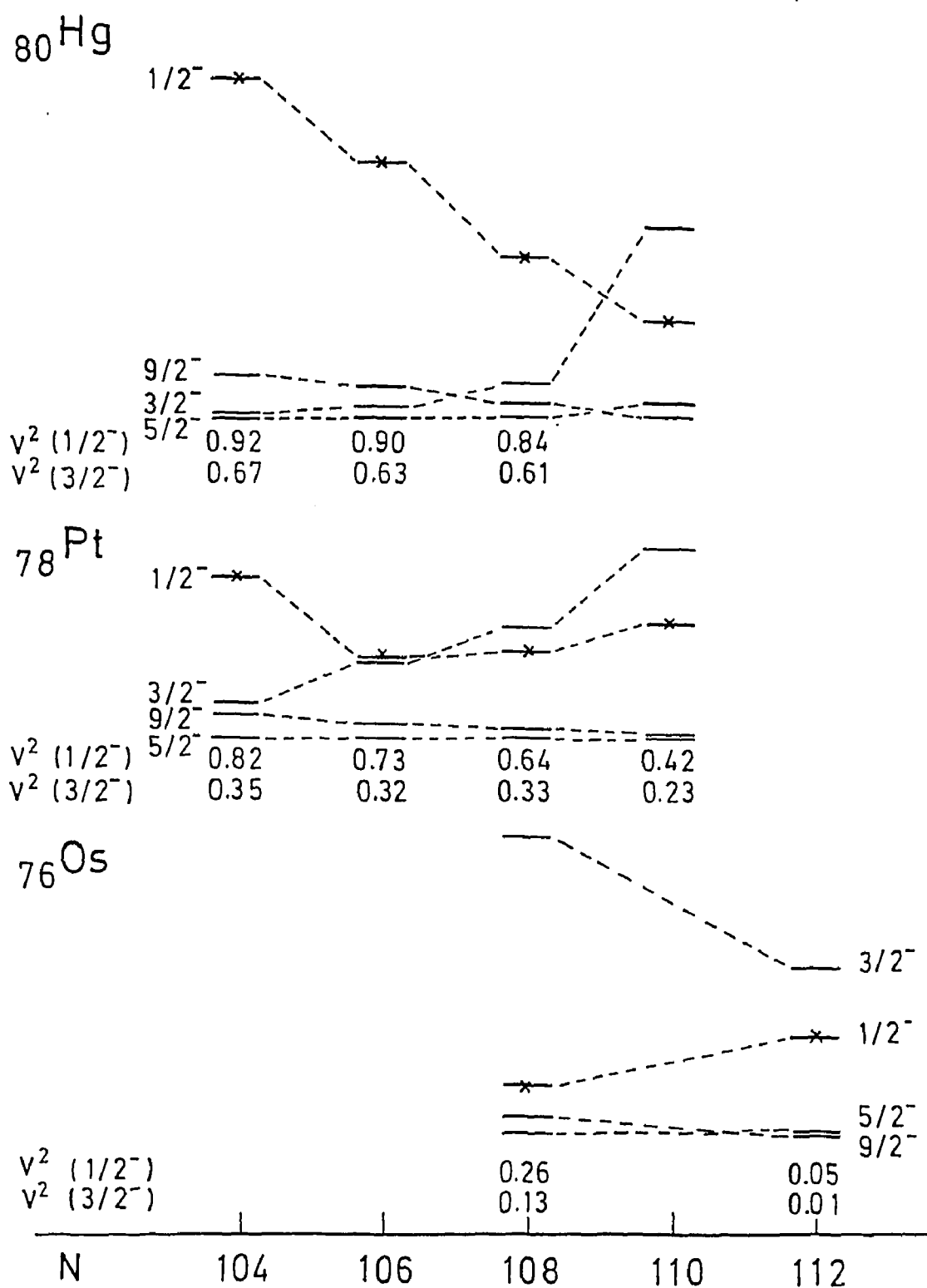


Fig. 4 Evolution des positions relatives des états $1/2^-$ et $3/2^-$ du système $h9/2$ dans des calculs rotor+1qp pour des cœurs de mercure, platine et osmium.

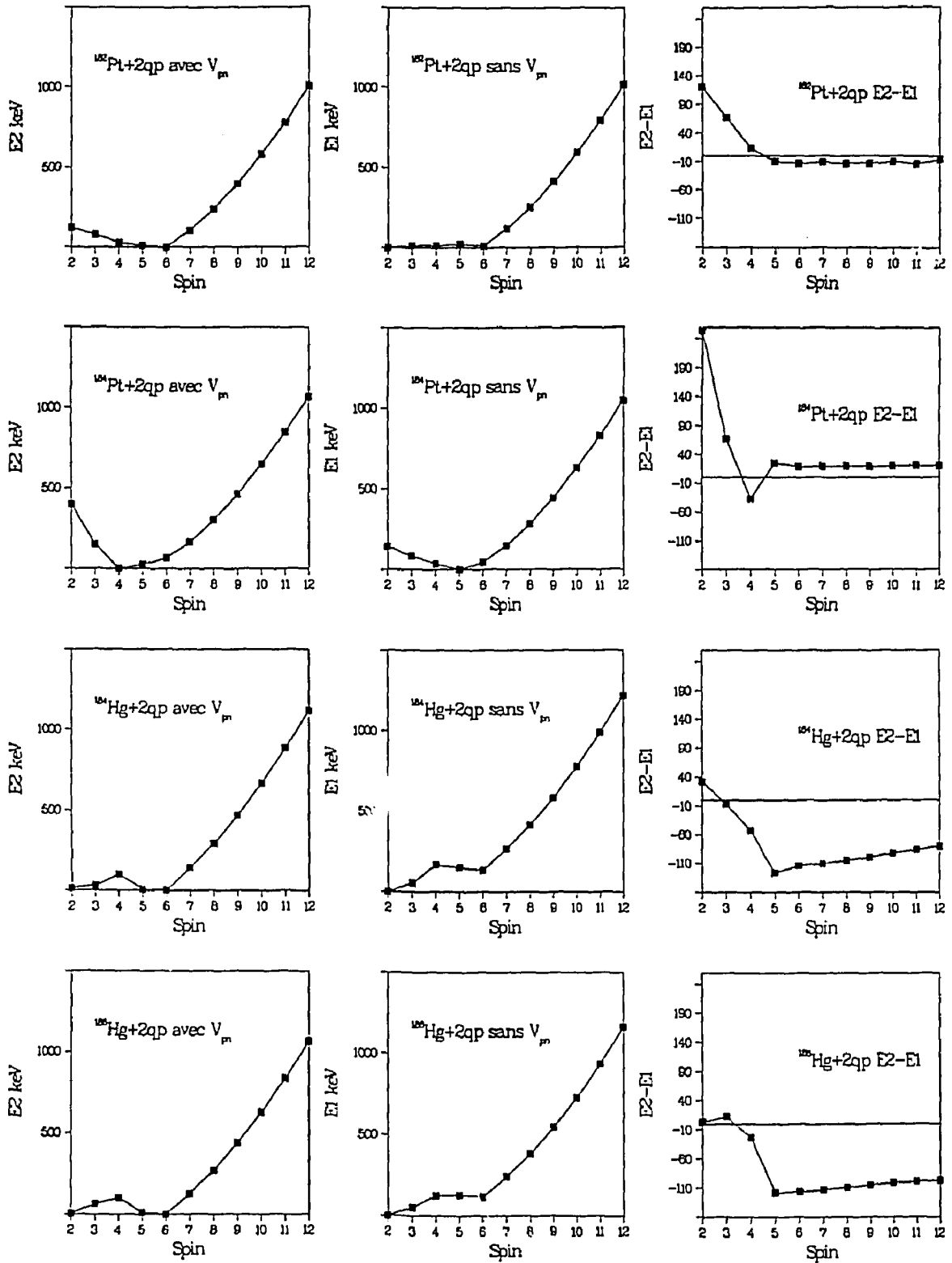


Fig. 5 Niveaux de plus basse énergie des quatre doublets $K_>$, $K_<$ bâtis sur la configuration $\{\pi 1/2^- [541], \pi 3/2^- [532]\} \otimes \{\nu 7/2^- [514]\}$ avec et sans prise en compte de l'interaction résiduelle. Effet de l'interaction résiduelle.

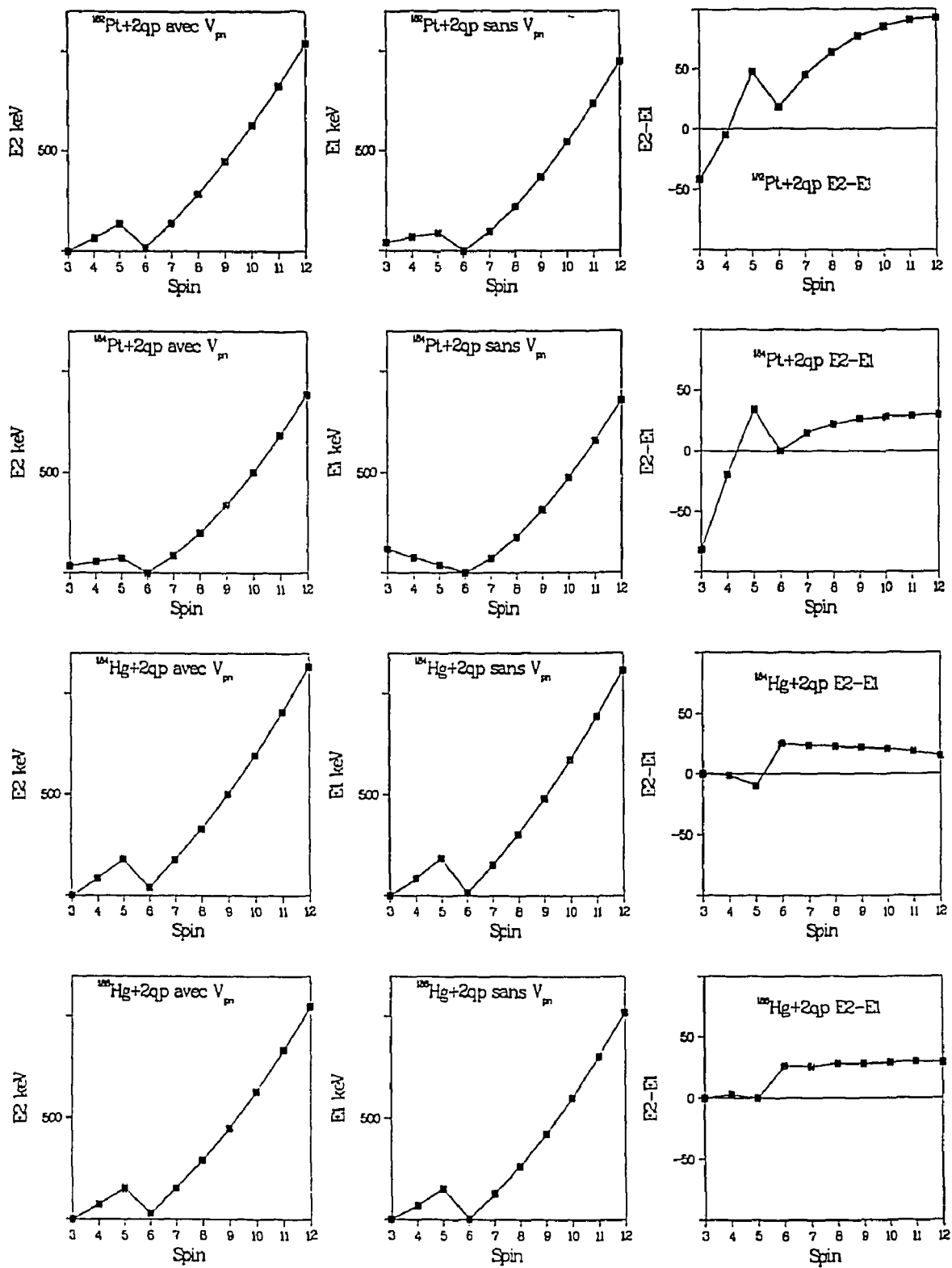


Fig. 6 Niveaux de plus basse énergie des quatre doublets $K_>$, $K_<$ bâtis sur la configuration $\{\pi 1/2^- [541], \pi 3/2^- [532]\} \otimes \{\nu 9/2^+ [624]\}$ avec et sans prise en compte de l'interaction résiduelle. Effet de l'interaction résiduelle.

les calculs effectués avec le cœur de ^{182}Pt , aucun effet de l'interaction résiduelle sur la structure ni la position de la bande de rotation n'est visible pour des spins supérieur à 5. Pour des spins de valeurs inférieures à 5, l'interaction résiduelle relève les états. Pour les calculs effectués avec le cœur de ^{184}Pt , l'interaction résiduelle relève légèrement les états de spin supérieurs à 5 en laissant inchangée la structure de la bande de rotation, et relève très fortement les états de spin inférieur à 5, sauf pour l'état de spin 4 qui est abaissé et devient l'état fondamental lorsque les calculs prennent en compte l'effet de l'interaction résiduelle. Cependant, les états de spins 4, 5 et 6 sont très proches en énergie, la différence est donc très peu significative. Pour les calculs effectués avec des cœurs de mercure, l'interaction résiduelle abaisse les états de spin supérieur à 5 de manière plus significative que pour les valeurs de spin les plus faibles. La structure de la bande de rotation est donc légèrement modifiée. Cependant, dans tous les cas, on obtient une bande de rotation régulière au dessus de $I=5$ et des états $I=2$ et $I=3$ au-dessus (~ 50 à 200 keV) de l'état de spin 5.

Configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2^-$:

Pour cette configuration les états de spin 3^- et 6^- sont presque dégénérés. L'état fondamental est 3^- pour tous les cœurs sauf pour ^{184}Pt où il est 6^- (voir figure [6]). Cependant, la différence d'énergie entre les états 3^- et 6^- pour les calculs effectués avec les quatre cœurs étant très faible elle est peu significative. L'écart en énergie entre l'état de spin 3 et celui de spin 6 représente la différence d'énergie entre les têtes de bandes $K_>$ et $K_<$ pour une même configuration. Si on regarde la différence E_2-E_1 des énergies des états avec et sans interaction résiduelle on remarque (voir figure [6]) que pour les cœurs de mercure, il n'y a aucun effet à bas spin alors que l'interaction résiduelle relève très légèrement (~ 25 keV) les états de spin supérieur à 6 sans modifier la structure de la bande rotationnelle. L'effet de l'interaction résiduelle est beaucoup plus important pour les calculs effectués avec des cœurs de platine aussi bien à haut spin qu'à bas spin.

Chapitre VI

Interprétation des résultats expérimentaux

I. Introduction.

Le propos de ce chapitre est de définir la nature des états de ${}_{79}^{184}\text{Au}_{105}$ observés dans les expériences de radioactivité et par réaction $(IL, xn\gamma)$. L'étude des noyaux impairs soit en proton soit en neutron et voisins de ${}^{184}\text{Au}$ permet d'identifier les états de particules présents à basse énergie pour ces noyaux et de suggérer les configurations neutron-proton qui peuvent être observées dans ${}^{184}\text{Au}$. Les noyaux impairs en proton voisins de ${}^{184}\text{Au}$ sont ${}^{183}\text{Au}$ et ${}^{185}\text{Au}$ et ceux impairs en neutron voisins de ${}^{184}\text{Au}$ sont ${}_{78}^{183}\text{Pt}$ et ${}_{80}^{185}\text{Hg}$. Sur la figure [1 a)] nous avons reproduit les états présents à basse énergie pour ces quatre noyaux impairs. Nous observons que pour les deux noyaux impairs en neutron voisins de ${}^{184}\text{Au}$, les états de déformation "prolate" présents à basse énergie sont $1/2^-$ [521], $7/2^-$ [514] et $9/2^+$ [624]. Dans le noyau impair en neutron ${}^{185}\text{Hg}$ deux états de déformation "oblate" sont également présents à basse énergie; ils proviennent des couches $p_{3/2}$ et $i_{13/2}$. Pour les noyaux impairs en proton ${}^{185}\text{Au}$ et ${}^{183}\text{Au}$, l'état fondamental est toujours $h_{9/2}$. Cependant des états de déformation "oblate" apparaissent à basse énergie pour ces deux noyaux. Il s'agit des états $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ et $h_{11/2}$.

Une approximation à l'ordre zéro du spectre d'un noyau déformé impair-impair peut être obtenu en couplant la quasiparticule neutron et la quasiparticule proton présentes à basse énergie dans les noyaux impairs voisins. Ce type d'approximation

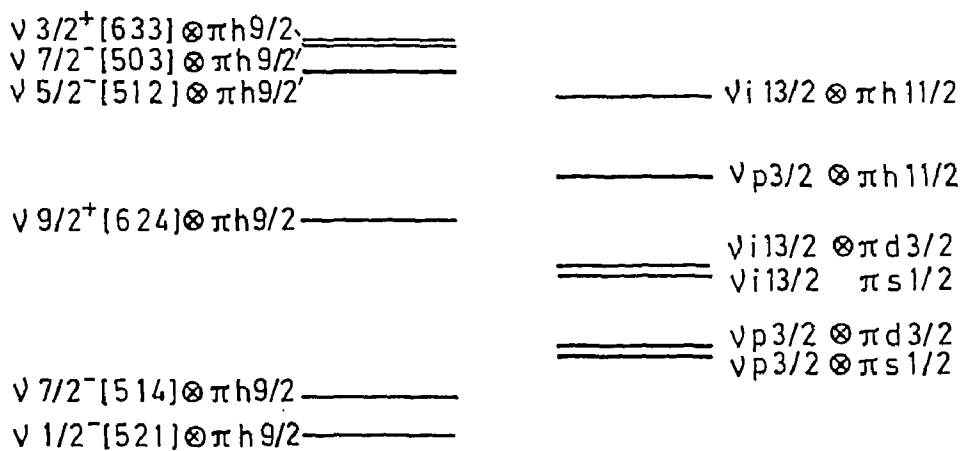
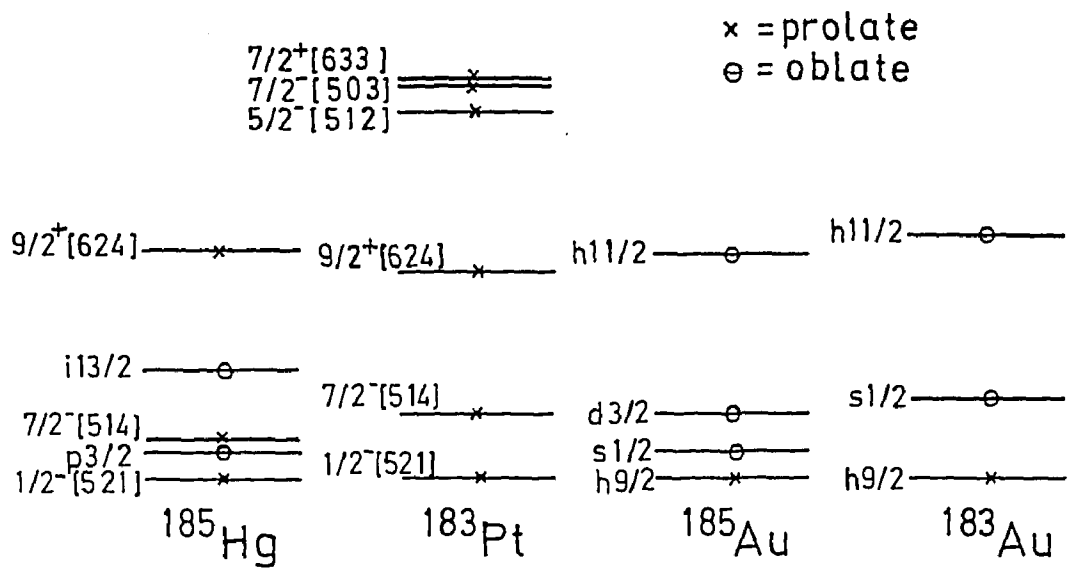


Fig. 1 Etats présents à basse énergie pour les quatre noyaux impairs voisins de ^{184}Au : ^{185}Hg , ^{183}Pt , ^{185}Au et ^{183}Au , et états attendus pour ^{184}Au à l'approximation à l'ordre zéro.

prédit convenablement les états observés dans les noyaux impairs-impairs voisins de ^{184}Au : ^{186}Au [POR81], ^{186}Ir [KRE85], ^{184}Ir [KRE88] et ^{182}Ir [KRE90]. Sur la figure [1 b]) nous avons représenté la série des états obtenus, par l'approximation à l'ordre zéro, pour ^{184}Au . On attend dans le cadre d'une telle approximation, un état fondamental $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h 9/2$ et un état très proche en énergie de configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$. Les états de déformation "oblate" sont également attendus à basse énergie d'après l'approximation à l'ordre zéro; il s'agit des configurations $\nu p 3/2 \otimes \pi s 1/2$ et $\nu p 3/2 \otimes \pi d 3/2$.

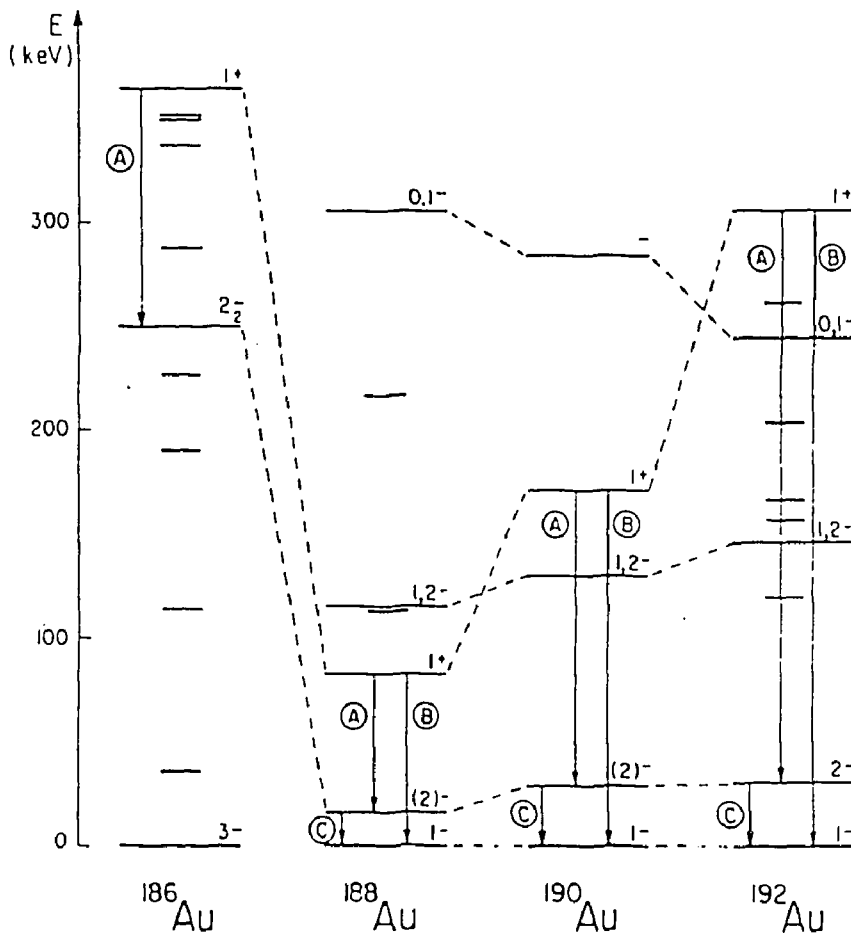


Fig. 2 Evolution des premiers états présents dans les noyaux impairs-impairs $^{186,188,190,192}\text{Au}$.

Dans les noyaux impairs-impairs $^{186,188,190,192}\text{Au}$ des états de déformation "oblate" ont été observés. Sur la figure [2] nous présentons l'évolution des premiers états présents dans les noyaux impairs-impairs $^{186,188,190,192}\text{Au}$. L'état "oblate" de spin 1^- , état fondamental de $A=188$ à 192 , n'est plus présent dans ^{186}Au pour lequel

l'état fondamental est de spin 3^- et de déformation "prolate" [POR81]. Tous les états de déformation "oblate" attendus à basse énergie dans ^{184}Au d'après l'approximation à l'ordre zéro sont de parité négative. Or, nous avons vu dans le chapitre III consacré à l'étude des états de bas spin de ^{184}Au que seuls deux états de parité négative existent. Ces deux états ressemblent (positions relatives, spins et parités) à l'état fondamental et au premier niveau excité observé dans ^{186}Au . Ces derniers ayant été identifiés avec une déformation "prolate" ceux appartenant à ^{184}Au ont vraisemblablement la même déformation.

De plus, dans les schémas obtenus à haut spin pour les noyaux $^{186,188,190,192}\text{Au}$ plusieurs bandes correspondant à des déformations "oblate" ont été identifiées. Ces dernières sont construites sur l'état fondamental dans les noyaux $^{188,190,192}\text{Au}$ et sont situées à environ 500 keV au dessus des bandes correspondant à des déformations "prolate" dans ^{186}Au . Ces bandes "oblate" sont caractéristiques d'une faible déformation, et aucune bande observée dans ^{184}Au ne présente une telle structure. Nous pouvons donc considérer, tant à partir des résultats de bas spin que de haut spin, que seule la déformation "prolate" semble présente à basse énergie dans ^{184}Au .

Les configurations les plus probables que l'on peut trouver dans ^{184}Au sont donc celles de déformation "prolate" attendues à basse énergie d'après l'approximation à l'ordre zéro à savoir : $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$, $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$.

Dans la suite du chapitre nous tenterons d'interpréter les états de haut spin, de déterminer les propriétés des bandes de rotation et ainsi d'identifier les configurations mises en jeu dans ^{184}Au . Nous tenterons ensuite de définir les configurations des états de bas spin observés par radioactivité. Nous confronterons alors les prédictions obtenues à l'aide des calculs rotor+2qp avec les résultats expérimentaux obtenus aussi bien à haut spin qu'à bas spin.

II. Interprétation des états de haut spin.

Quatre bandes rotationnelles ont été observées lors de l'étude des états de haut spin de ^{184}Au . Ces bandes possèdent des structures très différentes et sont

représentées sur la figure [12] du chapitre IV. La bande d) possède la structure très caractéristique d'une bande doublement découplée, la bande b) est très caractéristique d'une bande semi-découplée perturbée avec une cascade de transitions probablement M1 irrégulière alternant une transition d'énergie assez grande et une transition d'énergie plus faible. La bande a) est une bande semi-découplée avec une cascade de transitions probablement M1 dont les énergies croissent régulièrement. La bande c) possède une structure intermédiaire entre celle de la bande a) et celle de la bande b). Cependant la cascade de transitions $\Delta I=1$ est irrégulière ce qui permet de penser que la structure de cette bande est plutôt celle d'une bande semi-découplée perturbée.

1) bande doublement découplée:

La structure de la bande de ^{184}Au représentée sur la figure [12 d]) du chapitre IV est très caractéristique des bandes doublement découplées. Comme nous l'avons vu au chapitre II, cette situation intervient lorsque les niveaux de Fermi du proton et du neutron (λ_n et λ_p) se trouvent proches de l'orbitale $\Omega=1/2$ de leur configuration respective. Les deux particules tendent alors à s'aligner sur l'axe de rotation du noyau et le spectre en énergie du noyau impair-impair est calqué sur celui du cœur pair-pair. La figure [3] représente la comparaison des bandes fondamentales des noyaux pairs-pairs, cœurs de ^{182}Ir et ^{184}Au avec la bande doublement découplée de ^{182}Ir et celle observée dans ^{184}Au . On remarque que la bande doublement découplée dans ^{182}Ir est similaire aux bandes rotationnelles observées dans les noyaux pairs-pairs d'osmium. De la même façon la bande de ^{184}Au est quasiment calquée sur celle des noyaux pairs-pairs de platine. A.J. Kreiner a démontré [KRE85] que ce type de structure n'apparaissait que lorsque les deux particules étaient découplées ou que l'on couplait le neutron $1/2^- [521]$ avec le proton $h9/2$ (voir chapitre II). De plus, cette configuration est celle attendue la plus basse en énergie d'après l'approximation à l'ordre zéro (voir figure [1]), il est donc naturel de l'observer dans ^{184}Au . Nous pensons donc que la bande d) de ^{184}Au a pour configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$. Une telle bande doublement découplée est identifiée pour la première fois dans un noyau impair-impair d'or. L'état de base observé de cette bande a très probablement pour spin 5^+ comme c'est le cas dans les bandes doublement découplées observées dans les iridiens impairs-impairs voisins

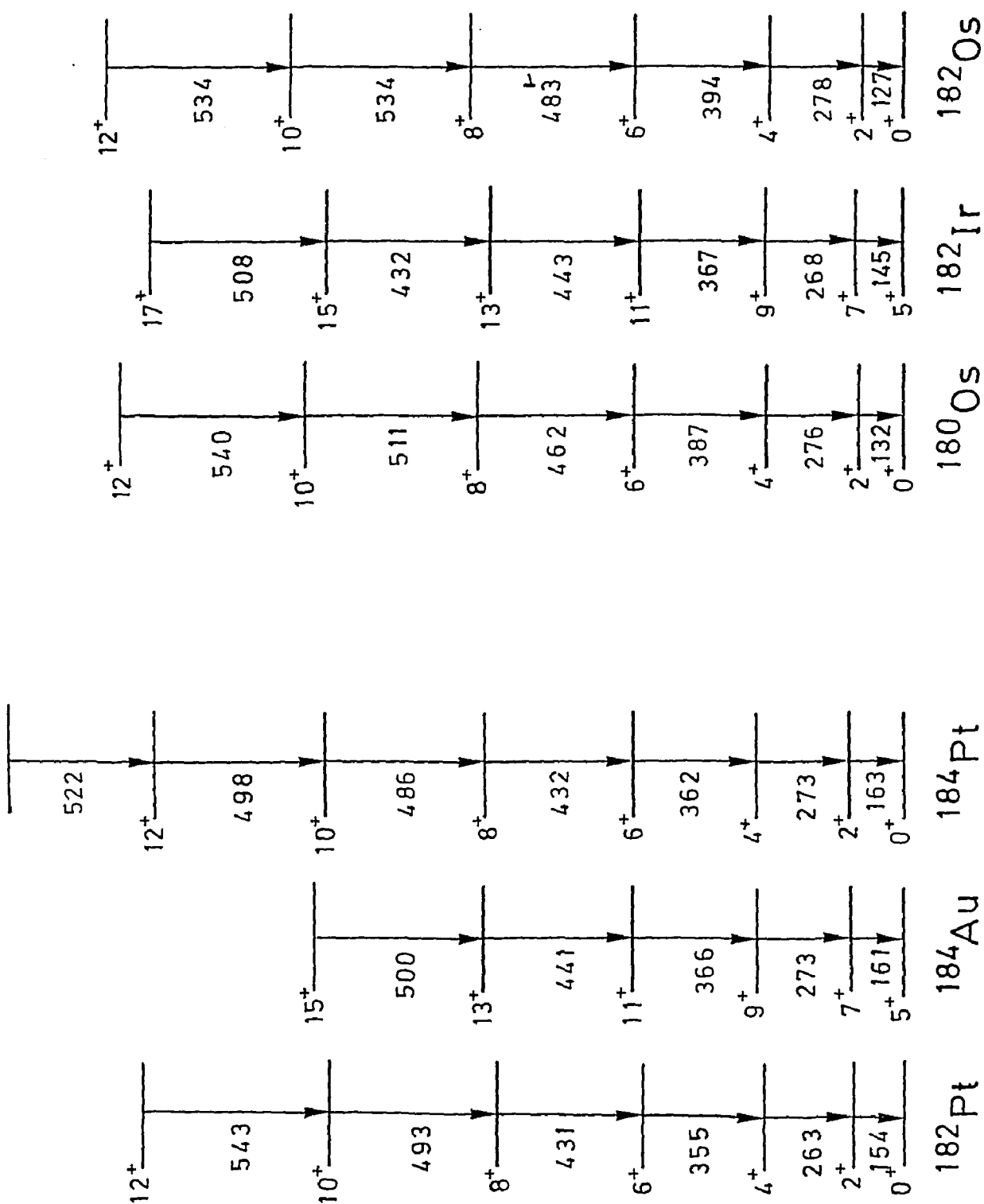


Fig. 3 Comparaison des bandes fondamentales des noyaux paires-pairs $^{182,184}\text{Pt}$ et $^{180,182}\text{Os}$ avec la bande doublement découpée de ^{182}Ir et celle observée dans ^{184}Au .

de ^{184}Au et pour lesquelles la désexcitation par des transitions de basse énergie vers les états de plus bas spin n'a pas été mise en évidence.

2) bande semi-découplée perturbée :

La deuxième bande représentée sur la figure [12 b]) du chapitre IV possède la structure très caractéristique des bandes dites semi-découplées (voir chapitre II). Ce type de structure correspond à un neutron découplé et un proton couplé ou vice-versa; si le spin de la particule découplée est faible, cette dernière tend à s'aligner sur l'axe de rotation du noyau et le spectre en énergie du noyau impair-impair pour cette configuration est quasiment calqué sur celui de l'impair pour l'état de particule correspondant. Ce type de structure a été largement étudié dans le cas des noyaux impairs-impairs déficitaires en neutrons de Tl mais dans le cas de déformation "oblate" [KRE81]. Plusieurs observations de bandes semi-découplées ont également été faites dans les noyaux impairs-impairs d'iridium [KRE85], [KRE88]. Dans les noyaux impairs en neutron voisins de ^{184}Au , la bande construite sur l'état $7/2^- [514]$ présente une structure régulière, celle construite sur l'état $9/2^+ [624]$ une structure irrégulière semblable à celle observée pour la bande b) de ^{184}Au . Sur la figure [4] nous avons représenté la comparaison des bandes construites sur l'état $9/2^+ [624]$ dans les noyaux impairs voisins ^{181}Os , ^{183}Pt et ^{185}Hg avec la bande $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h 9/2$ de ^{182}Ir et la bande b) de ^{184}Au . La similitude du spectre en énergie observé dans ^{184}Au avec celui observé dans les noyaux impairs voisins indique que très probablement la bande b) de ^{184}Au a pour configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h 9/2$. Sur la figure [5], nous comparons cette bande dans ^{184}Au avec les bandes identifiées comme étant de configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h 9/2$ dans ^{182}Ir et ^{184}Ir . La similitude des structures de ces trois bandes confirme l'attribution de la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h 9/2$ à la bande b) de ^{184}Au , et suggère que l'état alimenté par la transition de 320 keV est de spin 9^- . La structure des bandes semi-découplées débute habituellement par une série de transitions de basses énergies correspondant à l'alignement du moment angulaire du proton sur l'axe de rotation du noyau. De telles transitions n'ont pas été observées au cours de l'expérience de haut spin de ^{184}Au .

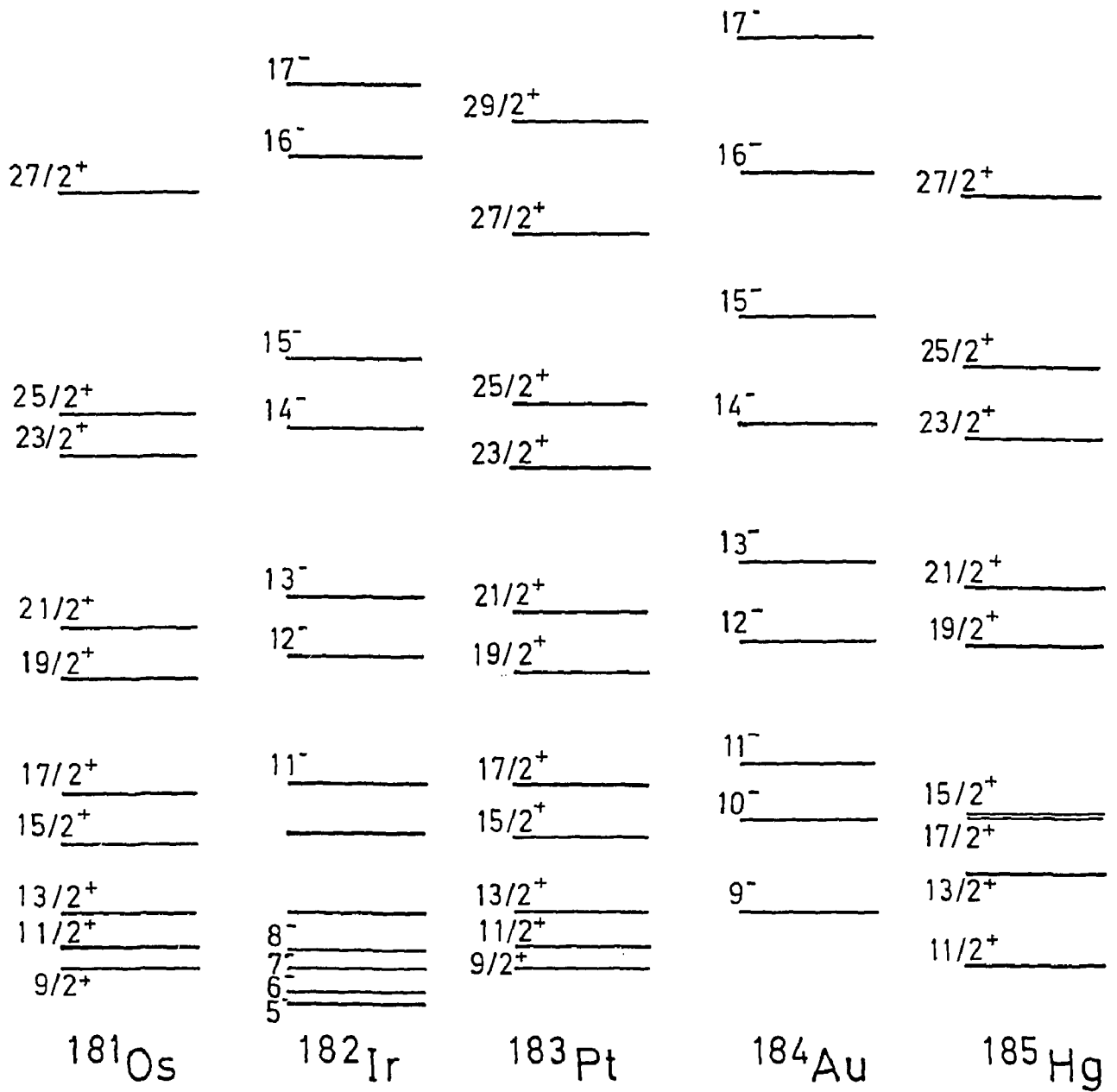


Fig. 4 Comparaison des bandes construites sur l'état $9/2^+[624]$ dans les noyaux impairs ^{181}Os , ^{183}Pt et ^{185}Hg avec la bande $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi h 9/2$ de ^{182}Ir et une structure collective observée dans ^{184}Au .

3) bande semi-découplée régulière :

La première bande représentée sur la figure [12 a)] du chapitre IV possède également une structure de bande semi-découplée, son allure sera donc calquée sur celle du noyau impair. Cependant, contrairement à la bande précédemment discutée, nous avons ici une bande constituée d'une cascade de transitions probablement M1 d'énergie régulièrement croissante. Sur la figure [6] nous avons représenté la comparaison des bandes construites sur l'état $7/2^- [514]$ dans les noyaux impairs voisins ^{181}Os , ^{183}Pt et ^{185}Hg avec la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$ de l'iridium et la bande de a) ^{184}Au . La similitude du spectre en énergie observé dans ^{184}Au avec celui observé dans les noyaux impairs voisins indique que très probablement la bande a) de ^{184}Au a pour configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$. Sur la figure [7] nous avons représenté cette bande de ^{184}Au avec celle de ^{182}Ir identifiée comme étant le résultat du couplage du neutron $7/2^- [514]$ et du proton $h 9/2$. Ces deux bandes ont une structure très voisine, ce qui conforte une configuration $\nu 7/2^+ [514] \otimes \pi h 9/2$ pour la bande de ^{184}Au . Cette similitude suggère que l'état de base observé de la bande semi-découplée régulière possède un spin 6^+ .

4) Calcul des moments d'inertie.

Dans le cadre de l'étude de noyaux impairs, B.R Mottelson et S.G Nilsson [MOT59] ont montré que le nucléon impair intervenait notablement dans le moment d'inertie \mathcal{J} . Dans le cas d'un noyau impair-impair, puisque nous avons admis que le proton et le neutron célibataire se mouvaient indépendamment l'un de l'autre, nous pouvons supposer que le proton et le neutron contribuent l'un et l'autre au moment d'inertie ce qui permet d'écrire [VAR61] :

$$\mathcal{J}_{ii} = \mathcal{J}_{pp} + \delta\mathcal{J}_p + \delta\mathcal{J}_n$$

où \mathcal{J}_{ii} est le moment d'inertie du noyau impair-impair, \mathcal{J}_{pp} celui du noyau pair-pair et $\delta\mathcal{J}_p$ ($\delta\mathcal{J}_n$) la différence entre le moment d'inertie du noyau impair en proton (neutron) voisin et le moment d'inertie du noyau pair-pair. Pour un couplage $\nu \otimes \pi$ donné, nous calculons le moment d'inertie correspondant à la bande construite sur l'état ν observée dans le noyau impair en neutron voisin du noyau impair-impair considéré ainsi que le moment d'inertie correspondant à la bande construite sur

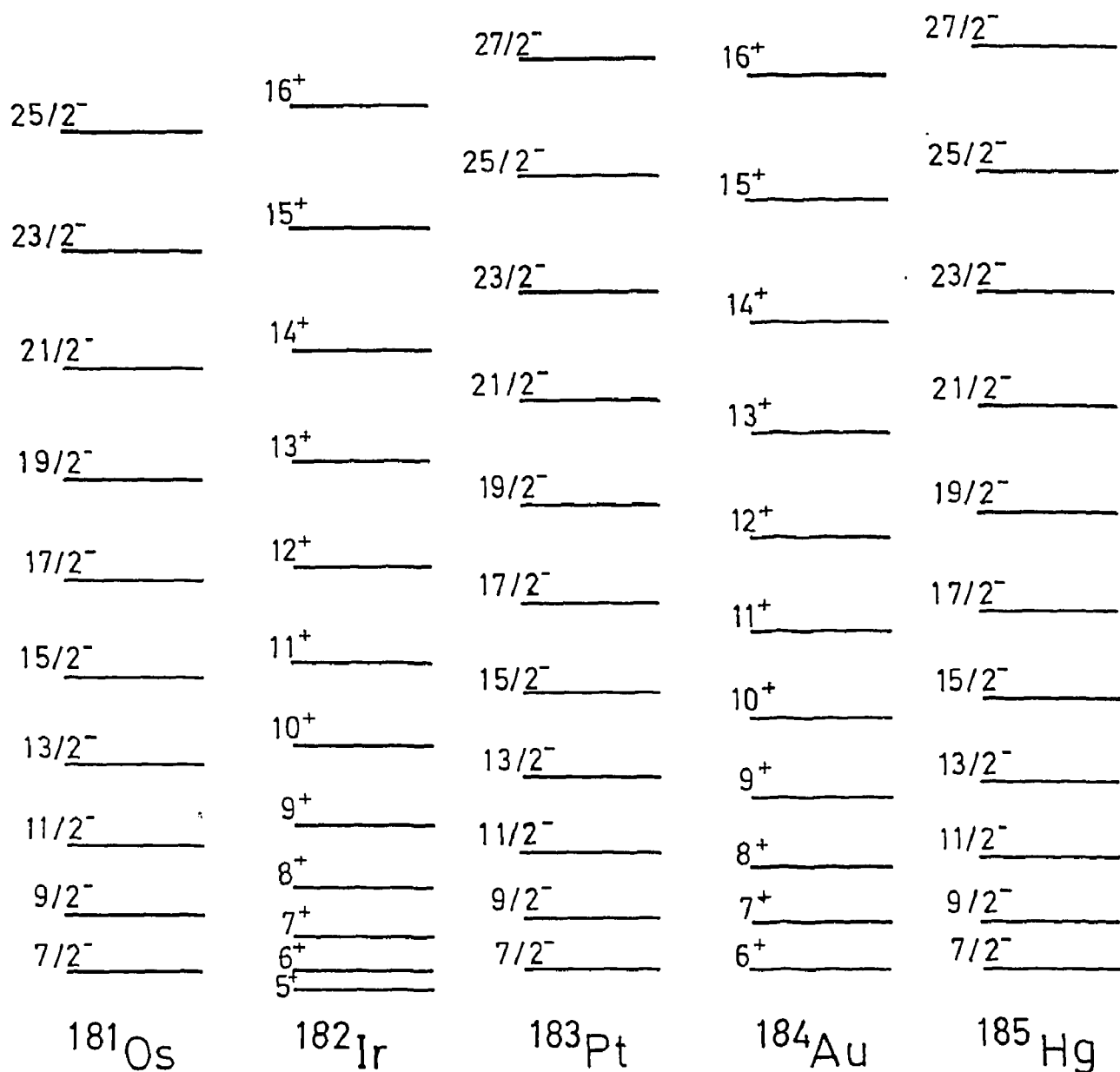


Fig. 6 Comparaison des bandes construites sur l'état $7/2^- [514]$ dans les noyaux impairs ^{181}Os , ^{183}Pt et ^{185}Hg avec la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$ de ^{182}Ir et une structure collective observée dans ^{184}Au .

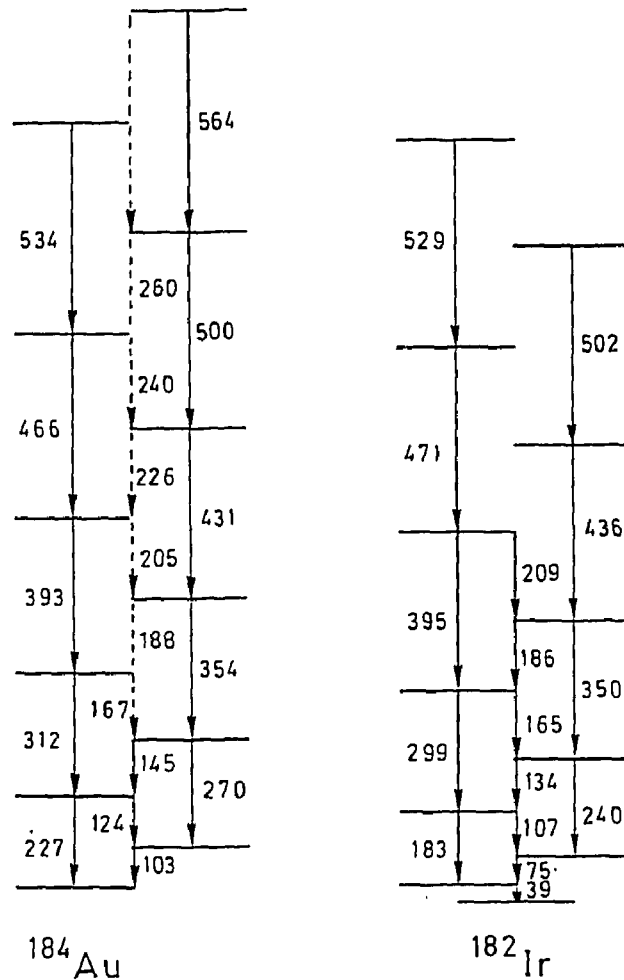


Fig. 7 Comparaison d'une structure collective observée dans ^{184}Au avec la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$ dans ^{182}Ir .

l'état π observée dans le noyau impair en proton. Les énergies des états de la bande $\nu \otimes \pi$ se calculent à partir des paramètres d'inertie définis par :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{ii}} = \frac{\hbar^2}{2(\mathcal{J}_{pp} + \delta\mathcal{J}_p + \delta\mathcal{J}_n)}$$

Cette formule, qui n'est qu'une formule approchée donne un ordre de grandeur assez voisin des résultats expérimentaux pour les noyaux impairs-impairs bien déformés. Cette approximation n'est plus valable dans le cas qui nous intéresse c'est à dire pour des noyaux peu déformés puisque le moment d'inertie n'est pas constant pour une bande donnée. Il est cependant possible de généraliser cette approximation comme suit :

Nous calculons les valeurs des moments d'inertie variables $\mathcal{J}_{pp}(N)$ obtenues pour chaque état N de la bande fondamentale du noyau pair-pair voisin, directement

à partir des données expérimentales. Nous procédons de même pour les bandes construites sur les états ν et π des noyaux impair en neutron et impair en proton voisins du noyau impair-impair. Nous supposons alors que le moment d'inertie du N^{ieme} état excité de la bande $\nu \otimes \pi$ du noyau impair-impair est donné par :

$$\mathcal{J}_{ii}(N) = \mathcal{J}_{pp}(N) + \delta\mathcal{J}_p(N) + \delta\mathcal{J}_n(N)$$

Cette approximation est utilisée à titre indicatif pour des bandes possédant des structures régulières.

Afin de vérifier cette approximation, nous avons calculé les moments d'inertie de la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$ de ^{184}Au . Pour cela nous avons utilisé les données expérimentales de la bande fondamentale du noyau pair-pair ^{182}Pt , de la bande $7/2^- [514]$ observée dans ^{183}Pt et de la bande $h 9/2$ observée dans ^{183}Au . Cette bande présente une structure régulière, nous nous attendons donc à obtenir une approximation pas trop éloignée des valeurs expérimentales. Le tableau [1] reporte les résultats obtenus pour ce calcul :

tableau [1]

N	\mathcal{J}_{pp}	\mathcal{J}_{in}	\mathcal{J}_{ip}	\mathcal{J}_{ii}
1	19.5	70.2	111.4	162.1
2	24.0	53.7	73.0	102.6
3	27.2	49.7	61.8	84.3
4	29.9	49.0	57.0	76.1
5	32.4	49.7	54.8	72.0
6	34.8	51.0	53.9	70.1

Cette approximation ne permet d'obtenir que les moments d'inertie d'un état de la bande sur deux puisque la structure de la bande fondamentale du cœur pair-pair est en $\Delta I=2$. Afin d'obtenir les moments d'inertie manquant, nous avons effectué une simple interpolation à partir des valeurs de moments d'inertie \mathcal{J}_{ii} calculés. A partir de la donnée des moments d'inertie de la bande étudiée, il est possible en attribuant successivement différentes valeurs de spin à l'état de base, de calculer les énergies des états de la bande dans le noyau impair-impair puis, en comparant à la séquence expérimentale, de définir la valeur de spin la plus probable pour l'état

de base. Cependant, afin de comparer des choses comparables, il est nécessaire pour cela d'avoir observé la bande considérée depuis la tête de bande. Dans le cas de la bande semi-découplée régulière de ^{184}Au , les données expérimentales nous indiquent que l'état de base de la bande rotationnelle est observé, si l'on se réfère à la comparaison avec les noyaux impairs-impairs voisins, et aurait pour valeurs de spin et parité 6^+ . La figure [8] représente la comparaison entre la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$ et l'allure de la bande calculée pour un spin de l'état de base 6^+ . Les allures de ces bandes sont très proches et les énergies calculées diffèrent de $\sim 5\%$ des valeurs expérimentales. Cette approximation semble donc, dans ce cas, bien reproduire les données expérimentales, et nous conforte dans notre choix de configuration ainsi que dans l'attribution des spins.

	17	<u>2170</u>	<u>2222</u>
	16	<u>1889</u>	<u>1932</u>
	15	<u>1622</u>	<u>1659</u>
	14	<u>1381</u>	<u>1398</u>
	13	<u>1152</u>	<u>1158</u>
	12	<u>928</u>	<u>932</u>
	11	<u>721</u>	<u>727</u>
	10	<u>536</u>	<u>539</u>
	9	<u>346</u>	<u>373</u>
	8	<u>222</u>	<u>227</u>
	7	$\left\{ \begin{array}{l} \text{---} 140 \text{---} \\ \text{---} 68 \text{---} \end{array} \right.$	<u>103</u>
	6	---	---
		calc.	exp.

Fig. 8 Comparaison entre la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$ observée dans ^{184}Au et l'allure de la bande calculée pour un spin de l'état de base 6^+ .

Nous avons calculé les moments d'inertie pour la bande $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h 9/2$ de ^{184}Au en prenant ^{182}Pt comme noyau pair-pair et en utilisant la séquence des énergies de la bande construite sur l'état $9/2^+ [624]$ observée dans le noyau ^{183}Pt impair en neutron voisin de ^{184}Au ainsi que la séquence des énergies de la bande $h 9/2$ de ^{183}Au . Cette bande possède la structure d'une bande semi-découplée

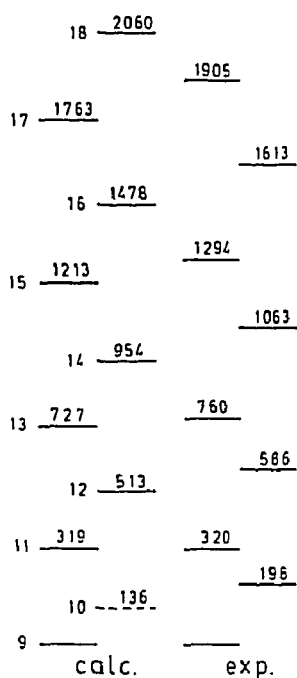


Fig. 9 Comparaison entre la bande $\nu 9/2 + [624] \otimes \pi h 9/2$ observée dans ^{184}Au et l'allure de la bande calculée pour un spin de l'état de base 9^- .

irrégulière, nous nous attendons donc à ce que le calcul reproduise moins bien les données expérimentales. Nous avons reporté dans le tableau [2] les résultats obtenus par ce calcul. A partir de la donnée des moments d'inertie de la bande étudiée nous avons obtenu l'allure de la bande pour différentes valeurs de spin. La figure [9] représente la comparaison entre les deux cascades observées dans la bande de ^{184}Au et l'allure de la bande calculée en adoptant 9 comme spin de l'état de base observé. Nous remarquons que l'accord est moins bon que pour la configuration précédente comme on pouvait s'y attendre à cause de l'allure irrégulière de la bande.

tableau [2]

N	\mathcal{J}_{pp}	\mathcal{J}_{in}	\mathcal{J}_{ip}	\mathcal{J}_{ii}
1	19.5	114.9	111.4	206.8
2	24.0	76.1	73.0	125.1
3	27.2	64.3	61.8	98.9
4	29.9	59.7	57.0	86.8
5	32.4	57.9	54.8	80.2
6	34.8	58.0	53.9	77.0

Nous avons calculé les moments d'inertie pour la bande doublement découplée de ^{184}Au afin de vérifier si le calcul approximatif que nous effectuons reproduit également assez fidèlement ce type de bande. Pour ce faire nous avons utilisé les résultats expérimentaux obtenus dans le noyau pair-pair ^{182}Pt ainsi que ceux de la bande $1/2^- [521]$ de ^{183}Pt et de la bande $h9/2$ de ^{183}Au . Le tableau [3] reporte les résultats obtenus pour ce calcul :

tableau [3]

N	\mathcal{J}_{pp}	\mathcal{J}_{in}	\mathcal{J}_{ip}	\mathcal{J}_{ii}
1	19.5	32.1	111.4	124.0
2	24.0	32.6	73.0	81.5
3	27.2	34.1	61.8	68.6
4	29.9	36.1	57.0	63.1
5	32.4	38.5	54.8	60.9
6	34.8	41.4	53.9	60.5

Dans ces calculs nous avons tenu compte du fait que l'état $1/2^- [521]$ a un paramètre de découplage $a_n \sim 0.86$. La séquence des niveaux correspondants est donc perturbée puisque la contribution à l'énergie des niveaux d'une bande $K=1/2$ faisant intervenir le paramètre de découplage est affectée d'un signe $(-1)^{I+1/2}$. Ce fait a d'ailleurs été observé dans les noyaux de ^{185}Pt , ^{183}Os et ^{183}Pt , pour les bandes bâties sur l'état $1/2^- [521]$. A partir des valeurs de moments d'inertie \mathcal{J}_{ii} obtenus, nous avons postulé plusieurs valeurs de spin et calculé la séquence de niveaux correspondant. Une seule valeur de spin reproduit très bien la structure de la bande doublement découplée telle qu'elle a été observée dans ^{184}Au , à savoir le spin 4. La figure [10] représente la comparaison entre la cascade observée dans ^{184}Au et celle calculée avec un spin 4 pour l'état de base observée. Alors que le calcul conduit à la valeur de spin 4 pour l'état de base celui-ci semble avoir un spin 5^+ à partir de la comparaison avec les noyaux d'iridium impairs-impairs (cf. paragraphe II.1). Cependant la bande construite sur cet état est fortement perturbée par le couplage de Coriolis et on observe en particulier une dégénérescence accidentelle des niveaux $I, I+1$ pour I pair (voir figure [3] du chapitre V). Nous avons vu au chapitre V que l'état $I+1$ passe même en-dessous de l'état I pour I pair, et que la bande construite sur l'état 5 est identique à celle construite sur l'état 4.

16	<u>2.248</u>	<u>2.289</u>
14	<u>1.724</u>	<u>1.742</u>
12	<u>1.236</u>	<u>1.242</u>
10	<u>802</u>	<u>802</u>
8	<u>442</u>	<u>436</u>
6	<u>169</u>	<u>163</u>
4	<u> </u>	<u> </u>
	calc.	exp.

Fig. 10 Comparaison entre la bande doublement découplée observée dans ^{184}Au et celle calculée pour un spin de l'état de base 4^+ .

La bande rotationnelle représentée sur la figure [12 c)] possède une structure intermédiaire entre celles des bandes semi-découplée perturbée et semi-découplée régulière. La cascade de transition M1 appartenant à cette bande est d'intensité relative plus grande que celles observées pour les deux autres bandes semi-découplées. Nous avons essayé d'attribuer à cette bande plusieurs configurations en neutron et en proton observées dans les noyaux impairs voisins. Aucune ne semble correspondre à la bande observée. De plus, les calculs des moments d'inertie effectués en utilisant différentes configurations possibles ne reproduisent pas l'allure de la bande expérimentale. Il serait nécessaire de relier cette bande aux autres bandes observées dans ^{184}Au pour obtenir des informations sur les spins.

III. Interprétation des états de bas spin.

1) Etat fondamental et états isomériques de 68.6 et 228.7 keV.

Nous venons de voir dans le paragraphe précédent, que lors de l'expérience de haut spin, nous avons observé quatre bandes rotationnelles dont trois ont pu être identifiées. Celle qui apparaît, malgré l'absence de liaisons avec les autres bandes, la plus basse en énergie, a été clairement identifiée avec la configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$. Cette bande, de parité positive a un spin de base 6^+ . Deux autres bandes ont également été identifiées; une de parité positive correspondant à la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et une de parité négative de configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$. Ces trois bandes correspondent à des déformations "prolate" du noyau.

Dans le schéma de niveaux que nous avons obtenu lors de l'étude des états de bas spin de ^{184}Au (voir chapitre III), seuls deux niveaux sont de parité négative dont l'état isomérique de 69 ns de 228.7 keV. Ces niveaux sont reliés entre eux par une transition très intense de 25.7 keV, ils ont donc probablement la même configuration $\nu\pi$, à savoir $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$.

La configuration déterminée la plus basse en énergie lors de l'expérience de haut spin est $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$. D'après les résultats obtenus sur les noyaux d'iridium impairs-impairs voisins de ^{184}Au [KRE81] [KRE85] [KRE88] dans lesquels cette configuration a été observée, on attend des états de base de la bande de spins 5 et 6 très proches en énergie. De plus, l'état fondamental de ^{184}Au a été déterminé de spin 5 et de parité positive lors de l'expérience de radioactivité. Ceci nous permet de penser que l'état fondamental de ^{184}Au correspond à la configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$. Parmi les configurations attendues à basse énergie dans ^{184}Au (voir figure [1]) et observées par réaction $(IL, xn\gamma)$, il reste $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ que nous tenterons d'attribuer à l'état isomérique 2^+ de 68.6 keV.

2) Etude des modes de désexcitation.

Les états identifiés dans ^{184}Au possèdent tous le même état de proton et seul le neutron diffère. Ceci permet de pouvoir comparer les facteurs d'interdiction calculés dans ^{184}Au avec ceux obtenus dans des noyaux impairs pour les transitions

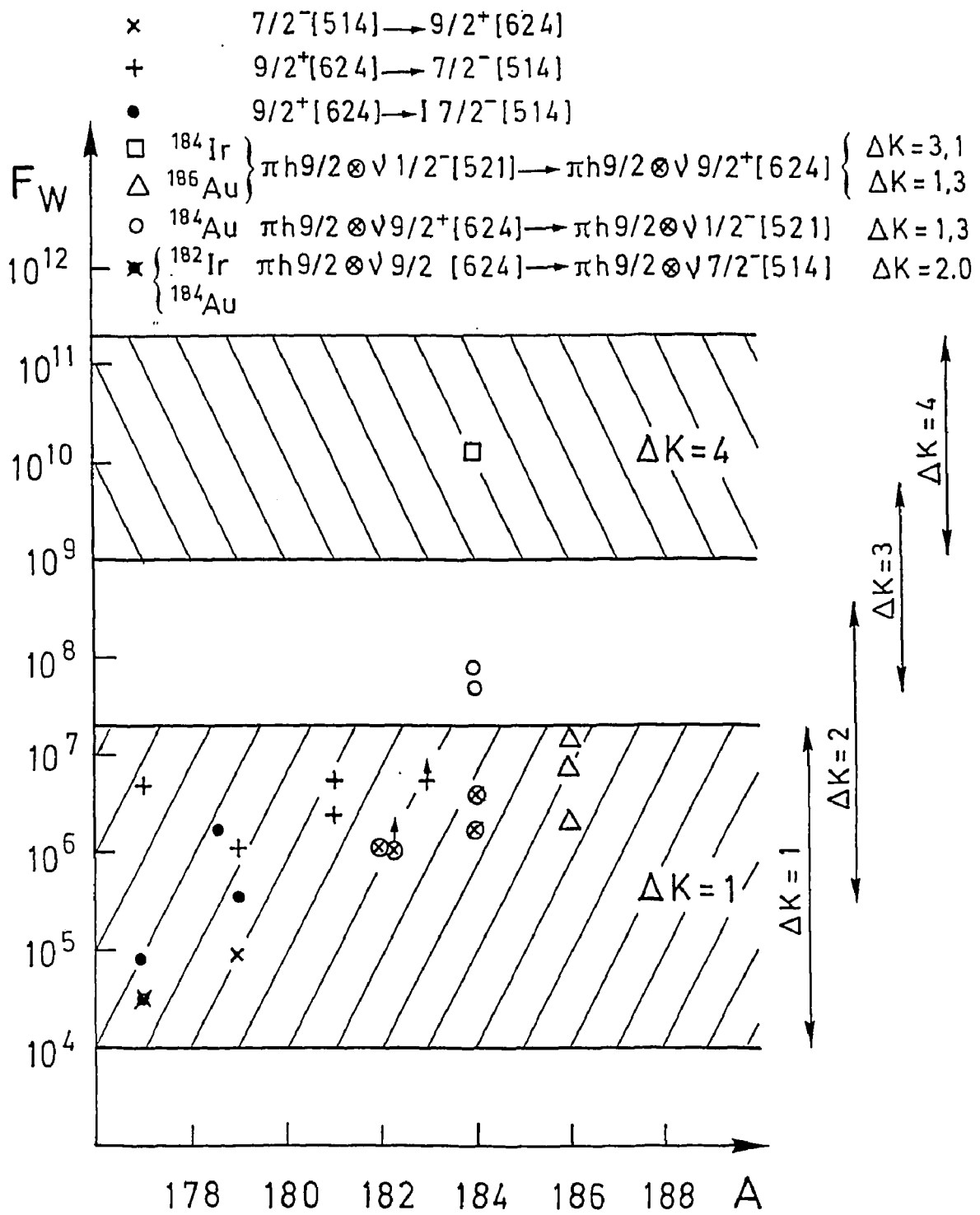


Fig. 11 Facteurs d'interdiction F_W obtenus pour les transitions qui desexcitent l'état de 228.7 keV de ^{184}Au ainsi que ceux calculés pour les transitions de mêmes particules dans des noyaux voisins de ^{184}Au .

de neutron correspondantes.

Nous avons représenté sur la figure [11] les facteurs d'interdiction F_W obtenus pour les transitions qui désexcitent l'état de 228.7 keV de ^{184}Au ainsi que ceux calculés pour les transitions entre les états $7/2^- [514]$ et $9/2^+ [624]$ dans des noyaux impairs en neutron et pour les transitions $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2 \rightarrow \nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2 \rightarrow \nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ dans les noyaux impairs-impairs ^{184}Ir , ^{182}Ir et ^{186}Au [KRE88] [POR81].

Considérons le niveau isomérique de 228.7 keV observé dans le schéma de niveaux de bas spin de ^{184}Au . Ce niveau de spin 3^- a été identifié dans le paragraphe précédent avec la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$. Il se désexcite vers deux niveaux à 146.8 et 72.0 keV par deux transitions E1 retardées ayant pour facteur d'interdiction $F_W = 4.3 \cdot 10^6$ et $F_W = 1.8 \cdot 10^6$ respectivement. Nous pouvons rapprocher ces deux transitions E1 retardées désexcitant le niveau isomérique de 228.7 keV de celles existant dans ^{181}Os et ^{183}Pt . Ces dernières correspondent à la transition d'un état de neutron $9/2^+ [624]$ vers un état de neutron $7/2^- [514]$ par des transitions E1 retardées ayant pour facteurs d'interdiction $F_W = 2.5 \cdot 10^6$ pour ^{181}Os et $F_W = 5.6 \cdot 10^6$ pour ^{183}Pt . De plus, Le niveau de 146.8 keV se désexcite vers l'état fondamental par une transition "prompte". Nous pouvons donc penser que les deux états situés à 72.0 et 146.8 keV sont de même configuration que l'état fondamental soit $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$.

Deux autres transitions E1 désexcitent le niveau de 228.6 keV de spin 3^- obtenu dans le schéma de niveaux de bas spin de ^{184}Au à savoir les transitions de 160.0 et 142.0 keV ayant pour facteur d'interdiction $F_W = 8.4 \cdot 10^7$ et $F_W = 4.7 \cdot 10^7$ respectivement. Ces deux transitions plus retardées d'un ordre de grandeur, alimentent l'état isomérique de 68.6 keV de configuration probable $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et l'état observé à 86.7 keV. Ces deux états sont reliés par une transition M1 de 18.1 keV, ils pourraient donc avoir la même configuration. Aucune transition E1 ($\Delta K=4$) entre l'état $\nu 9/2^+ [624]$ et les membres de la bande $1/2^- [521]$ n'a été observée dans les noyaux impairs. Par contre des transitions entre les configurations $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ ont été observées dans les noyaux impairs-impairs ^{184}Ir et ^{186}Au (voir figure [11]). Dans le cas de ^{184}Ir la valeur trouvée pour F_W correspond à $\Delta K=4$ ce qui peut s'expliquer par la transition

de neutron $\nu 1/2^- [521] \rightarrow \nu 9/2^+ [624]$. Par contre les points représentant les F_W correspondent à $\Delta K=0, 1$ ou 2 pour ^{186}Au et $\Delta K=2$ ou 3 pour ^{184}Au , et ne peuvent s'expliquer par la transition de neutron $\nu 1/2^- [521] \rightarrow \nu 9/2^+ [624]$. Considérons maintenant le couplage du neutron et du proton pour les trois noyaux ^{184}Ir , ^{186}Au et ^{184}Au . Dans les trois cas il s'agit du couplage d'un neutron ($9/2^+ [624]$ ou $1/2^- [521]$) avec un proton appartenant à la couche $h9/2$. Le couplage d'un neutron $9/2^+ [624]$ avec un proton appartenant à la couche $h9/2$ donne préférentiellement $K=3$ ou 4 suivant que le proton est $3/2^- [532]$ ou $1/2^- [541]$, celui d'un neutron $1/2^- [521]$ avec un proton $h9/2$ donne préférentiellement $K=2$ ou 1 . La transition de neutron $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2 \rightarrow \nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ donne donc principalement $\Delta K=1$ ou 3 suivant que le proton $h9/2$ est $3/2^- [532]$ ou $1/2^- [541]$. Dans le cas de ^{184}Ir c'est le proton $1/2^- [541]$ qui est le plus proche de la mer de Fermi donc la transition $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2 \rightarrow \nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ donne surtout un $\Delta K=3$. Cette valeur est compatible avec le point de la figure [11]. On attend donc dans tous les cas une valeur élevée pour ΔK dans ^{184}Ir . Par contre dans ^{186}Au c'est le proton $3/2^- [532]$ qui est le plus proche de la mer de Fermi, donc la transition $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2 \rightarrow \nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ donne principalement $\Delta K=1$. Cette valeur est compatible avec les points de la figure [11]. C'est la différence de ΔK pour cette transition qui peut expliquer que les points de ^{186}Au soient abaissés par rapport à ceux de ^{184}Ir et donc que le facteur d'interdiction pour ^{186}Au soit plus faible que pour ^{184}Ir . Dans le cas de ^{184}Au les deux orbitales $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$ sont proches de la mer de Fermi et entrent en jeu pour le couplage du neutron avec le proton ce qui peut expliquer la valeur intermédiaire pour F_W dans ^{184}Au . Les valeurs F_W obtenues pour les deux transitions 160.0 et 142.0 keV de ^{184}Au sont donc compatibles avec l'attribution de la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ pour l'état isomérique de 68.6 keV et pour l'état de 86.7 keV. L'état observé expérimentalement à 129.3 keV se désexcite principalement vers l'état isomérique, il pourrait donc avoir la même configuration que ce dernier.

En résumé la bande a) observée lors de l'expérience de haut spin construite sur un état de spin 6^+ a la même configuration que l'état fondamental de spin 5^+ . La bande doublement découplée d) et l'état isomérique 2^+ de 68.6 keV correspondent à la même configuration soit $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$. L'état de base observé pour la bande d) a un spin 5^+ , alors que les résultats obtenus dans ^{184}Ir [KRE88] indiquent

que le spin de l'état de base de cette bande est 3^+ . Cet état 3^+ pourrait être celui observé à 86.7 keV dans le schéma de bas spin de ^{184}Au . La transition $5^+ \rightarrow 3^+$ n'a pas été observée lors de l'expérience à haut spin ce qui permet de penser que cette transition est faible en énergie.

IV : Comparaison avec les résultats du modèle "rotor+2qp".

Dans le chapitre V nous avons étudié en détail les résultats obtenus lors de calculs "rotor+2qp". Le but de ce paragraphe est de maintenant confronter les résultats obtenus à l'issue des calculs avec les résultats expérimentaux obtenus à bas spin et à haut spin dans ^{184}Au . Pour cela nous commencerons par vérifier si les calculs rotor+2qp reproduisent correctement la position des têtes de bandes des différentes configurations les unes par rapport aux autres. Nous nous attacherons à vérifier pour quel cœur utilisé les calculs reproduisent les états de particules dans l'ordre observé au cours de l'expérience de bas spin. Nous étudierons ensuite configuration par configuration la qualité de reproduction par les calculs des bandes rotationnelles observées dans les expériences de haut spin et nous tenterons d'obtenir des prédictions sur la position des états de bas spin par rapport à ceux de haut spin.

1) Etude des têtes de bandes.

Nous avons vu au cours de la discussion que les états de haut et de bas spin étaient principalement décrits par trois configurations $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$, $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$. Sur la figure [12] nous avons reproduit la comparaison entre la position des états les plus bas en énergie pour chaque configuration étudiée et leur position telle qu'elle a été observée à l'issue de l'expérience de radioactivité. Nous constatons sur la figure [12] que la position de la bande $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ par rapport à l'état fondamental est très mal reproduite. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre V, les calculs rotor+1qp qui reproduisent bien toute la séquence des niveaux, calculent les têtes de bandes $1/2^- [521]$ quelque 500 keV au dessus des états observés. Ce même écart systématique se produit évidemment dans les calculs "rotor+2qp". De plus nous constatons sur la figure [12] que l'ordre en énergie des différents états d'une même configuration est différent suivant le cœur utilisé pour les calculs "rotor+2qp". Quel est le cœur

qui reproduit le plus fidèlement les résultats expérimentaux ? Nous avons vu au chapitre V que les fonctions d'onde de quasi-particules sont obtenues à l'issue de calculs HF+BCS. Or une fonction d'onde de BCS n'est pas de "bon" nombre de particules. Dans ces conditions, la fonction d'onde à deux quasi-particules sur un cœur à A nucléons décrit un système à $\langle \tilde{N} \rangle$ nucléons défini par :

$$\langle \tilde{N} \rangle = A + u_p^2 + u_n^2 - v_p^2 - v_n^2$$

soit :

$$\langle \tilde{N} \rangle = A + 2(1 - v_p^2 - v_n^2)$$

et où v_n^2 et v_p^2 désignent les probabilités d'occupation de l'état de neutron et de l'état de proton considéré. Cette fonction décrit en gros les noyaux A+2 et A-2. Cependant si les états considérés sont suffisamment loin du niveau de Fermi, on retrouve des situations claires de trou en dessous, de particule au dessus et on décrit alors A+2, A ou A-2.

Dans le tableau [4] nous avons reproduit les différentes valeurs de v^2 pour les états de neutron $1/2^- [521]$, $7/2^- [514]$ et $9/2^+ [624]$ ainsi que pour les états de proton $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$ obtenues pour les quatre cœurs utilisés dans les calculs "rotor+2qp".

tableau [4]

	^{182}Pt	^{184}Pt	^{184}Hg	^{186}Hg
$1/2^- [521]$	0.90	0.98	0.94	0.98
$7/2^- [514]$	0.66	0.94	0.64	0.95
$9/2^+ [624]$	0.1	0.22	0.09	0.2
$3/2^- [532]$	0.34	0.31	0.79	0.74
$1/2^- [541]$	0.85	0.77	0.96	0.94

En effectuant le calcul de $\langle \tilde{N} \rangle$ nous remarquons que seuls les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg décrivent ^{184}Au pour les configurations $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$, et seuls les calculs effectués avec le cœur de ^{184}Hg décrivent ^{184}Au pour la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$. Nous étudierons donc plus particulièrement, pour les deux configurations $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$, les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg , et pour la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$

ceux effectués avec le cœur de ^{184}Hg . Nous remarquons sur la figure [12] que les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg prévoient un spin 2^+ pour l'état de base de la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ qui est le spin effectivement observé dans l'expérience de radioactivité. Par contre cet état de base est calculé quelque 300 keV au dessus de l'état observé. Si nous corrigeons cette erreur en abaissant les états calculés pour la configuration de manière à placer l'état de base 2^+ sous l'état 3^+ de la configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$, nous retrouvons une situation très semblable à celle obtenue expérimentalement : Si le spin de l'état observé à 72.0 keV lors de l'expérience de radioactivité a un spin 3^+ , l'état 3^+ qui le reproduit dans les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg et appartenant à la même configuration que l'état fondamental retrouve sa position intercalée entre les états de spins 2^+ et 3^+ de la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et l'état de spin 4^+ appartenant à la même configuration que l'état fondamental retrouve également sa position au-dessus de l'état 1^+ de la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$. Par contre, si le spin de l'état observé à 72.0 keV est 2^+ , l'état 2^+ qui le reproduit dans le calcul étant calculé trop bas, il est impossible de reproduire la séquence des états expérimentaux. a position de l'état de base de spin 3^- de la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ varie beaucoup en fonction du cœur utilisé pour les calculs. De manière plus générale, la position des bandes les unes par rapport aux autres est assez mal reproduite par les calculs "rotor+2qp" que nous avons effectués. Qu'en est il alors de la position des états pour une même configuration ?

2) Etude des différentes configurations.

Nous allons étudier, configuration par configuration, la qualité de reproduction par les calculs pour les états observés qu'ils soient de haut ou de bas spin.

Sur les figures [13], [14] et [15], nous avons reproduit, à gauche, la comparaison entre les résultats obtenus expérimentalement pour la bande rotationnelle correspondant à une configuration donnée avec les prédictions des calculs "rotor+2qp" pour l'ensemble des cœurs utilisés pour cette même configuration.

Sur les figures de droite, nous avons représenté les états de bas spin calculés pour l'ensemble des quatre cœurs paires-paires en respectant la différence en énergie entre ces états et ceux des bandes rotationnelles reproduites sur les figures de gauche. Nous avons aligné l'état fondamental expérimental sur l'état

calculé qui le représente en utilisant le cœur de ^{186}Hg pour les configurations $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ et le cœur de ^{184}Hg pour la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$. A partir de cet état positionné par rapport aux états calculés, nous avons représenté les états observés lors de l'expérience de radioactivité. Cet alignement de l'état expérimental sur l'état calculé avec le cœur qui décrit le mieux ^{184}Au pour une configuration donnée nous permet d'obtenir une prédiction du calcul sur la position des états expérimentaux de bas spin par rapport à ceux de haut spin.

-Sur la figure [13], nous comparons les résultats obtenus expérimentalement pour la bande rotationnelle $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ avec les prédictions des calculs "rotor+2qp" pour l'ensemble des cœurs utilisés pour cette même configuration.

Sur la figure de gauche, nous remarquons que la bande expérimentale est très bien reproduite lorsque nous utilisons des cœurs de platine ainsi que le cœur de ^{186}Hg dans les calculs. L'état fondamental obtenu à l'issue de ces calculs est donné par un doublet (5^+ , 6^+) pour l'ensemble des cœurs sauf pour le cœur ^{184}Pt pour lequel le spin de l'état fondamental est donné 4^+ .

Sur la figure de droite, nous remarquons que seuls les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg , comme cela est prédit par le calcul de $\langle \tilde{N} \rangle$ peuvent reproduire la séquence correcte des états de bas spin de la configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ dans le même ordre que l'expérience (si le spin de l'état expérimental de 72.0 keV est 3^+).

-Sur la figure [14], nous montrons la comparaison entre les résultats obtenus expérimentalement pour la bande doublement découplée $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ avec les prédictions des calculs "rotor+2qp" pour l'ensemble des cœurs utilisés pour cette même configuration.

De même que pour la configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ la bande doublement découplée $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ est très bien reproduite lorsque nous utilisons les cœurs ^{182}Pt , ^{184}Pt et ^{186}Hg dans les calculs (voir figure de gauche).

Sur la figure de droite, nous avons représenté les états de bas spin calculés pour l'ensemble des quatre cœurs. Les calculs prédisent l'existence d'un état de spin 3^+

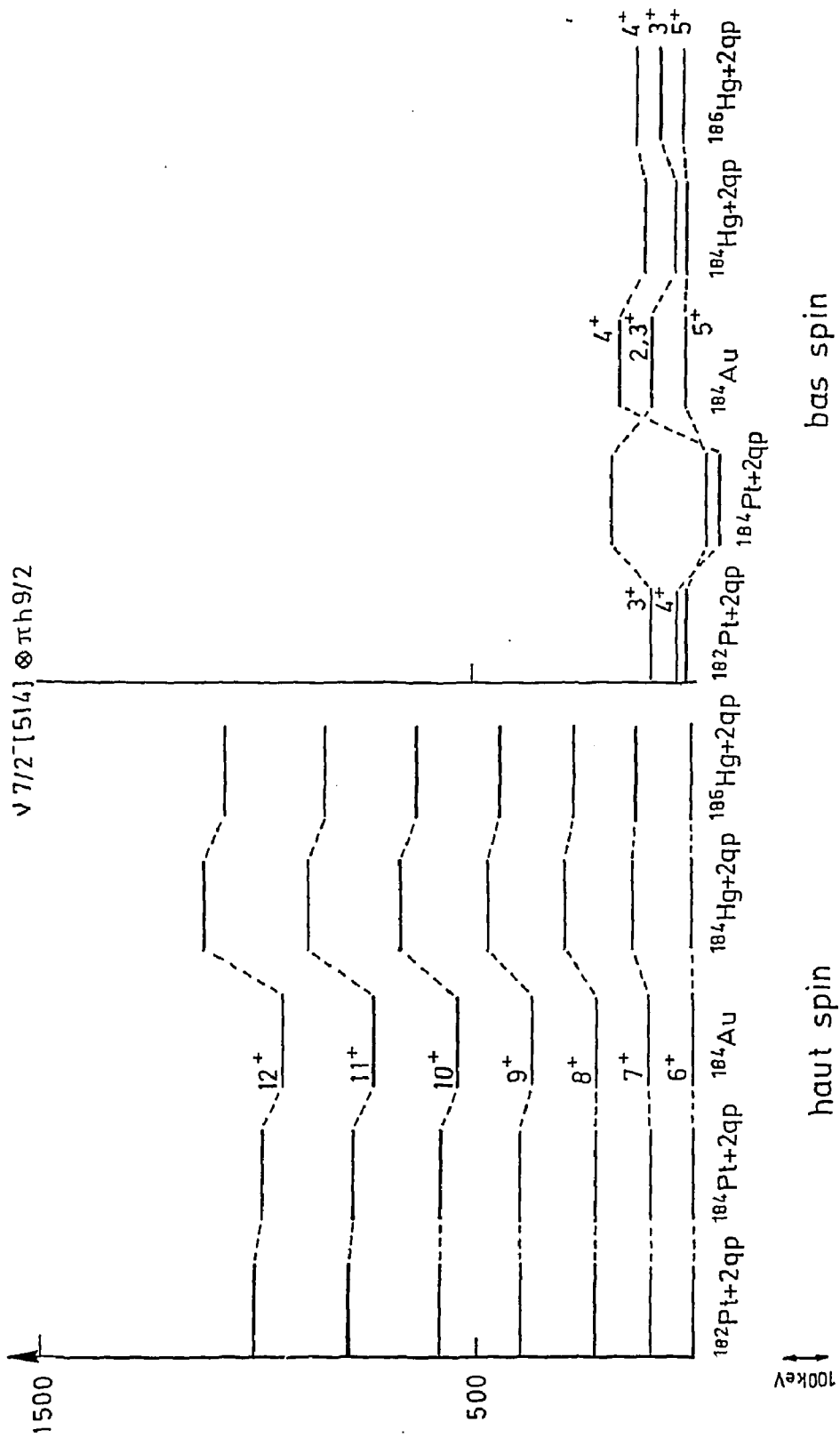


Fig. 13 Etats de bas et haut spin pour le configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h 9/2$. L'état 5^+ expérimental est aligné sur l'état 5^+ issu du calcul $^{186}\text{Hg}+2\text{qp}$.

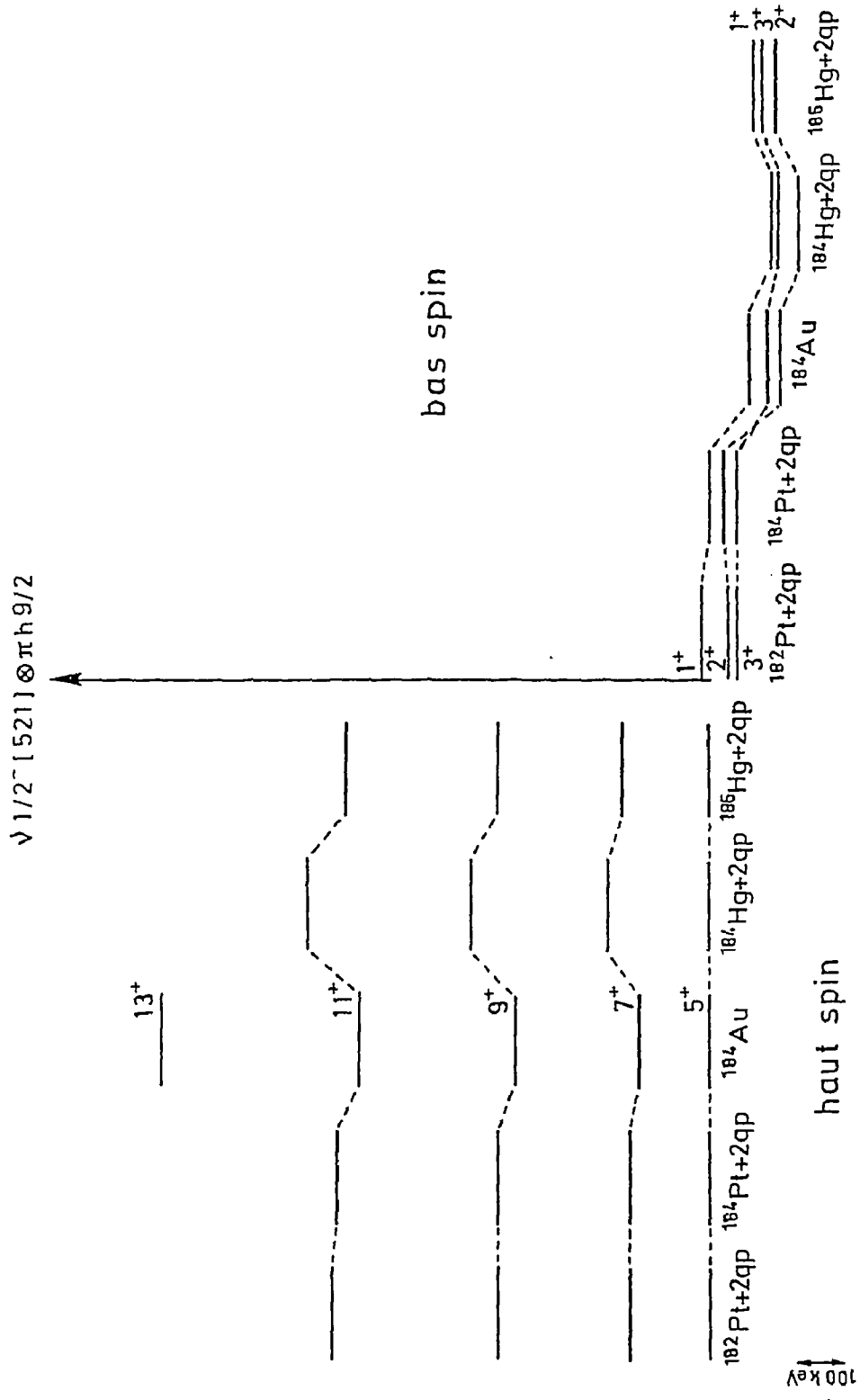


Fig. 14 Etats de bas et haut spin pour le configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h 9/2$. L'état 2^+ expérimental est aligné sur l'état 2^+ issu du calcul $^{186}\text{Hg}+2\text{qp}$.

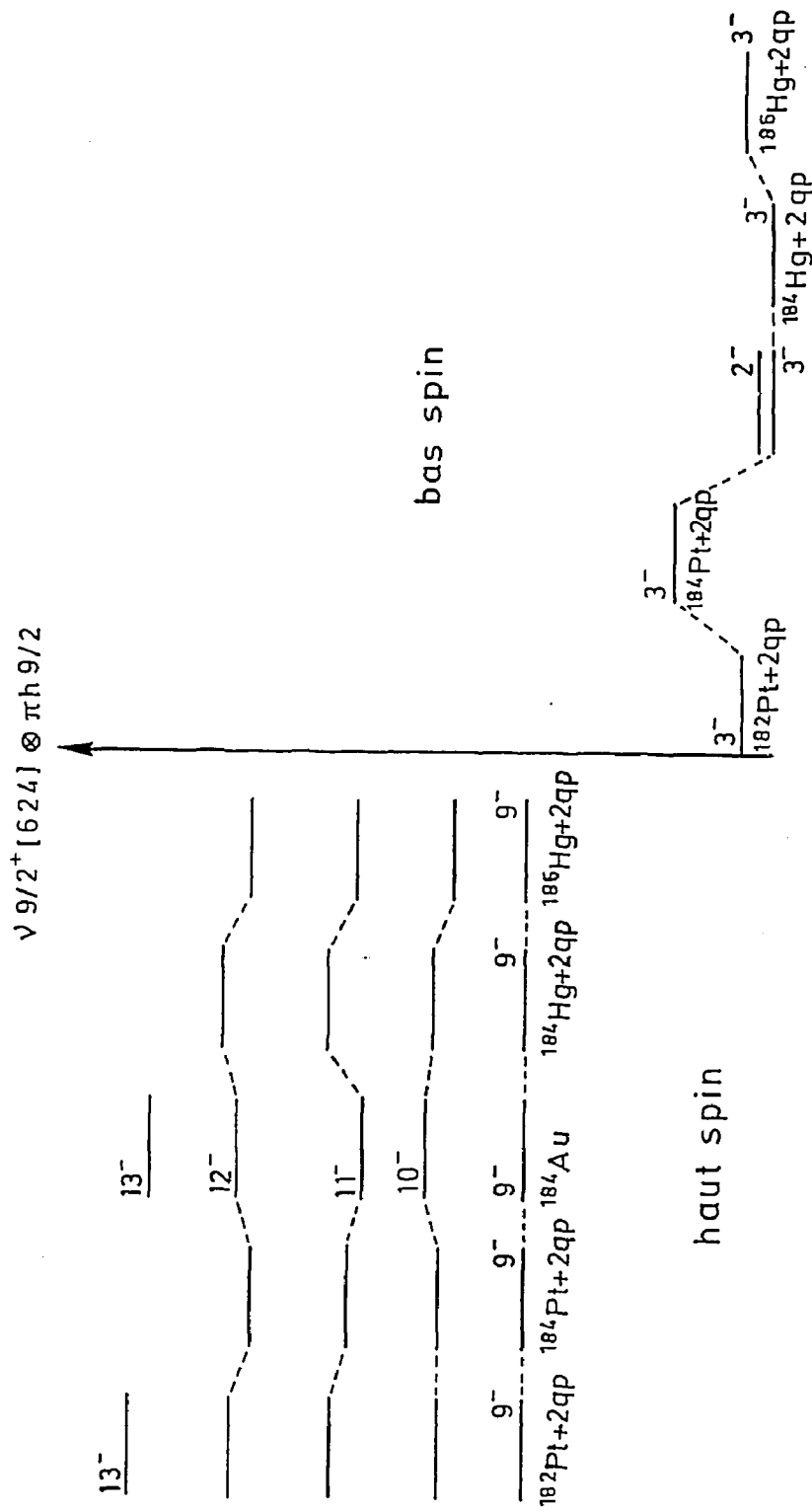


Fig. 15 Etats de bas et haut spin pour le configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h 9/2$. L'état 3^- expérimental est aligné sur l'état 3^- issu du calcul $^{184}\text{Hg}+2qp$.

~ 25 keV au dessus de l'état 2^+ . Cet état peut être celui observé lors de l'expérience de radioactivité à 86.7 keV de l'état fondamental et à 18.1 keV de l'état isomérique de spin 2^+ ce qui serrait en très bon accord avec les prédictions du calcul. Un état de spin 1^+ est également prédit par le calcul a une énergie de ~ 50 keV au dessus de l'état de spin 2^+ . Cet état pourrait être celui observé à 129.3 keV dans le schéma de niveaux de bas spin de ^{184}Au , ce qui confirmerait l'identification faite au paragraphe III.2. Cependant, ces attributions de spin (1^+ et 3^+) sont incompatibles avec la multipolarité M1 de la transition de 42.7 keV (voir figure 12 du chapitre III).

-Sur la figure [15] nous comparons les résultats obtenus expérimentalement pour la bande semi-découplée perturbée $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi h9/2$ avec les prédictions des calculs pour les quatre cœurs utilisés.

Nous remarquons que la structure très caractéristique de la bande semi-découplée perturbée n'est pas bien reproduite dans les calculs.

Seuls deux états de configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi h9/2$ existent dans le schéma de bas spin de ^{184}Au . Tous les calculs prédisent un état de spin 3^- comme base pour la configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi h9/2$ ce qui est en très bon accord avec le résultat expérimental, par contre l'état 2^- n'a pas été calculé. Nous obtenons ainsi une estimation de l'énergie qui sépare l'état 3^- observé à bas spin de l'état 9^- tête de bande observée pour la configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi h9/2$

3) Prévisions données par les calculs.

Nous avons vu (cf. paragraphe IV.1) que la position des têtes de bandes obtenues pour les différentes configurations présentes dans ^{184}Au n'est pas bien reproduite par les calculs. Par contre, nous avons remarqué au paragraphe IV.2 que la position des états les uns par rapport aux autres pour une même configuration était globalement bien reproduite. Nous allons utiliser ce résultat pour obtenir une prédiction des calculs sur la position des états de haut spin par rapport à ceux de bas spin.

Pour construire la figure [16] nous avons placé l'état fondamental de spin 5^+ observé dans l'expérience de radioactivité puis construit la bande $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ en plaçant l'état 6^+ 10 keV sous l'état 5^+ comme prédit par les calculs utilisant le

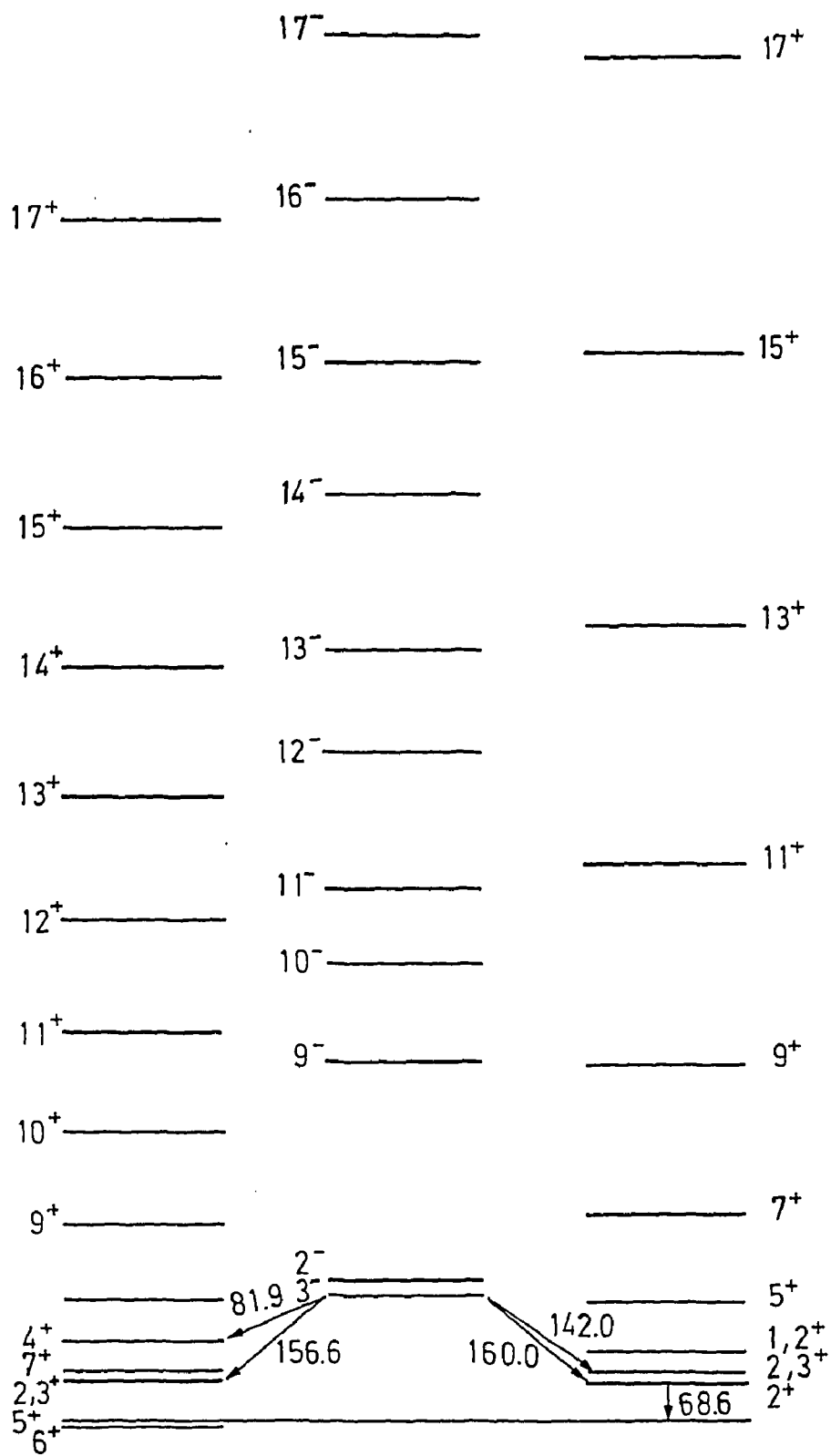


Fig. 16 Schéma général prédit pour ^{184}Au en utilisant les résultats des expériences de radioactivité et sur faisceau ainsi que les prédictions des calculs "rotor+2qp".

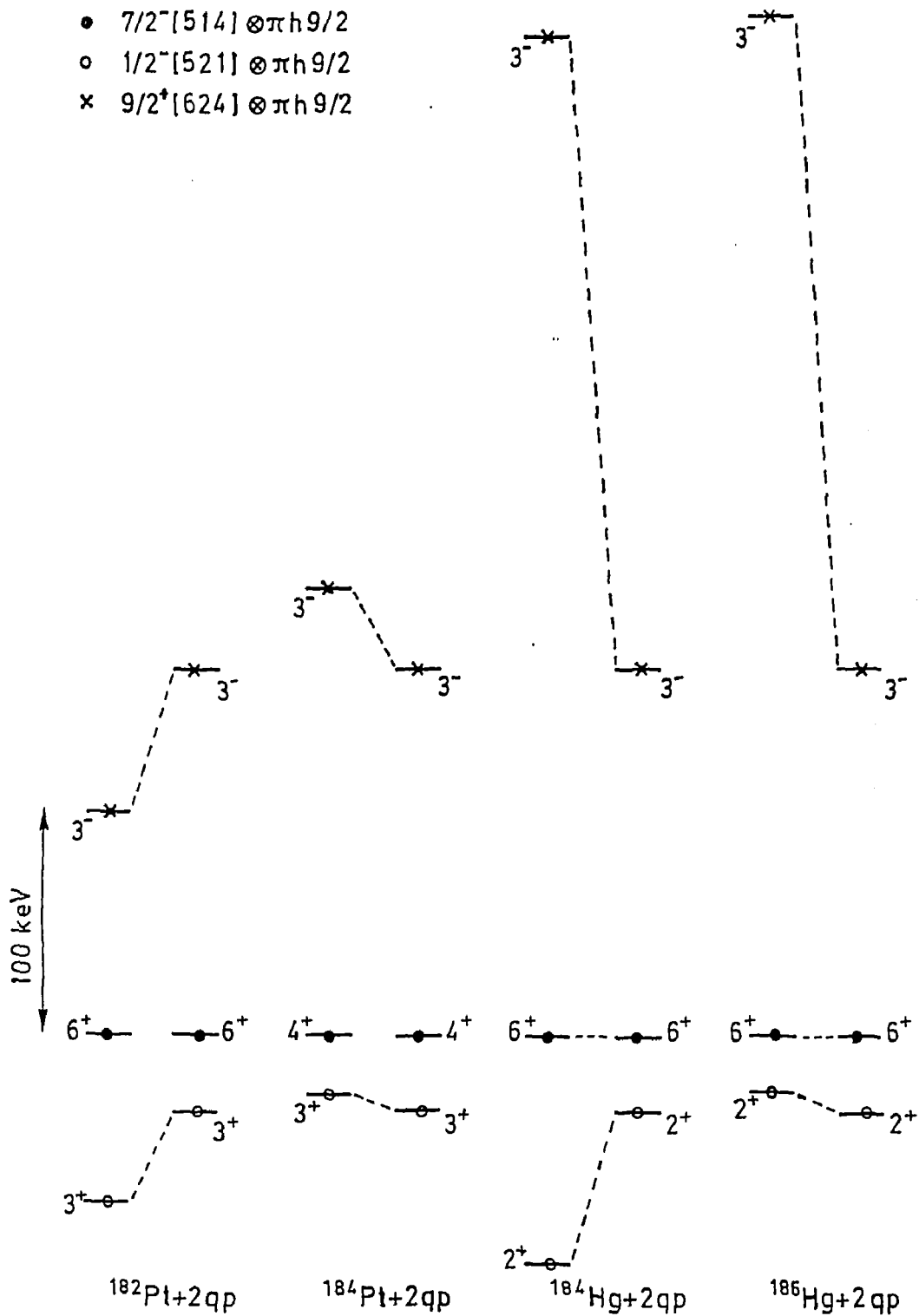


Fig. 17 Influence de l'interaction résiduelle V_{pn} sur la position des têtes de bande des différentes configurations. Pour chaque cœur utilisé dans les calculs "rotor+2qp", nous avons reproduit à droite les calculs sans V_{pn} et à gauche ceux effectués avec prise en compte de V_{pn} .

cœur de ^{186}Hg (figure [16 a])). Nous avons tracé également les états appartenant à cette configuration et observés à bas spin à savoir les états 2^+ ou 3^+ à 72.0 keV et 4^+ à 146.8 keV. Nous avons ensuite tracé l'état isomérique à 68.6 keV de l'état fondamental (figure [16 c])) comme observé sur le schéma de niveaux de bas spin. Les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg prédisent que l'état 5^+ de la bande doublement découplée se situe à ~ 150 keV de l'état 2^+ . Nous avons donc reporté cet état 150 keV au dessus de l'état isomérique de 68.6 keV et construit la bande doublement découplée expérimentale dessus. Les états expérimentaux observés à 86.7 et 129.3 keV et ayant la même configuration que l'état isomérique de 68.6 keV ont également été placés. Enfin nous avons tracé l'état expérimental 3^- observé à 228.6 keV et construit la bande $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ 500 keV au dessus comme le prédisent les calculs. Ainsi, en utilisant conjointement les résultats obtenus par réaction (IL,xn γ), par radioactivité et les résultats des calculs "rotor+2qp" nous pouvons obtenir une prédiction cohérente de la position des états de haut spin par rapport à ceux de bas spin. Nous voyons sur la figure [16] que la bande construite sur l'état fondamental est toujours prévue yrast. Ceci est en accord avec le fait qu'expérimentalement les autres bandes sont d'intensité plus faible. Nous avons indiqué sur la figure [16] la transition de 156.6 keV. D'après la prédiction obtenue à l'aide des calculs, cette transition se situe en parallèle sur la bande construite sur l'état fondamental, en supposant que cette transition est bien la même que celle observée par réaction (IL,xn γ). Ceci est en accord avec le fait qu'aucune transition appartenant à cette bande n'ait été observée en coïncidence avec la raie de 156.6 keV. On peut également comprendre qu'aucune liaison entre les bandes n'ait été observée puisque les états de même spin sont relativement éloignés les uns des autres et que les transitions de neutron qui pourraient servir de liaison sont interdites.

4) Influence de l'interaction résiduelle.

Nous allons étudier l'influence de l'interaction résiduelle neutron-proton sur la position des têtes de bandes dans les calculs "rotor+2qp". Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, une approximation à l'ordre zéro du spectre de ^{184}Au a été obtenue en couplant les quasi-particules neutrons et les quasi-particules protons présentes à basse énergie dans les noyaux impairs voisins. Cette approximation

nous a prédit l'ordre suivant pour les configurations "prolate" les plus basses en énergie. $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ comme état fondamental puis dans l'ordre croissant en énergie $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$. Or les résultats expérimentaux obtenus tant à haut qu'à bas spin nous indiquent qu'il y a inversion dans la position des deux premiers niveaux et que l'état fondamental a pour configuration $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$. L'approximation à l'ordre zéro ne prend pas en compte l'interaction résiduelle neutron-proton. Dans la suite nous chercherons à vérifier si cette interaction résiduelle est la cause de l'inversion des deux premières configurations. Pour cela nous comparerons la position obtenue pour les têtes de bandes dans les calculs "rotor+2qp" avec et sans prise en compte de l'interaction résiduelle neutron-proton.

Dans le tableau [5] nous avons reporté les valeurs absolues en énergie des états de base pour chaque configuration et pour l'ensemble des quatre noyaux utilisés dans les calculs. Nous n'avons indiqué dans chaque ligne que l'état de neutron (l'état de proton étant toujours $h9/2$). La valeur indiquée entre parenthèses derrière chaque énergie correspond au spin de l'état de base calculé pour chaque configuration. Les astérisques indiquent les calculs effectués sans prise en compte de l'interaction résiduelle neutron-proton.

tableau [5]

Configuration	¹⁸² Pt	¹⁸⁴ Pt	¹⁸⁴ Hg	¹⁸⁶ Hg
7/2 ⁻ [514]	1936(6 ⁺)	2037(4 ⁺)	2227(6 ⁺)	2055(6 ⁺)
7/2 ⁻ [514]*	1976(6 ⁺)	2160(4 ⁺)	2341(6 ⁺)	2266(6 ⁺)
1/2 ⁻ [521]	2165(3 ⁺)	2353(3 ⁺)	2497(2 ⁺)	2443(2 ⁺)
1/2 ⁻ [521]*	2245(3 ⁺)	2468(3 ⁺)	2712(2 ⁺)	2645(2 ⁺)
9/2 ⁺ [624]	2404(3 ⁻)	2011(3 ⁻)	2936(3 ⁻)	2069(3 ⁻)
9/2 ⁺ [624]*	2507(3 ⁻)	2099(3 ⁻)	2774(3 ⁻)	1975(3 ⁻)

Nous avons vu au paragraphe IV.1 que la position des têtes de bandes était très mal reproduite. Pour obtenir néanmoins des informations sur l'influence de l'interaction résiduelle neutron-proton sur la position des têtes de bandes nous procéderons comme suit. Nous ramenons les positions des têtes de bandes du calcul effectué sans prise en compte de l'interaction résiduelle à celles obtenues lors de l'approximation à l'ordre zéro.

Par exemple, pour ^{186}Hg la valeur en énergie calculée sans interaction résiduelle pour l'état de base de $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ est de 2645 keV. Or l'approximation à l'ordre zéro prédit cet état 34 keV sous l'état de base de $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$. Nous translatons donc le premier état d'une valeur de 413 keV ($2645 - 2266 + 34$ keV) vers le bas. Nous procédons de même pour l'état de base de $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ le ramenant à la valeur prédite par l'approximation à l'ordre zéro. Nous effectuons ensuite les mêmes translations pour les valeurs calculées avec prise en compte de l'interaction résiduelle neutron-proton. Puisque la seule différence entre les deux calculs vient de l'interaction résiduelle, la différence entre les positions des têtes de bandes ainsi ajustées provient uniquement de cette interaction. Nous effectuons ensuite de même pour les calculs obtenus avec les trois autres cœurs. Nous avons reproduit sur la figure [17] le résultat de ces ajustements. Pour les deux cœurs ^{184}Pt et ^{186}Hg l'interaction résiduelle a pour effet de faire remonter l'état $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ de ~ 10 keV. Pour les deux cœurs ^{182}Pt et ^{184}Hg l'effet est inversé, l'état $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ est encore plus abaissé ce qui nous éloigne d'autant plus de la situation telle qu'elle a été observée expérimentalement. L'état de base de la configuration $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ est pour sa part éloigné des deux autres états pour les calculs effectués avec prise en compte de l'interaction résiduelle pour les trois cœurs ^{184}Pt , ^{184}Hg et ^{186}Hg . Nous avons vu au paragraphe IV.1 que les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg sont ceux qui décrivent le mieux les configurations $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$. Pour ces calculs l'interaction résiduelle a pour effet de remonter l'état $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ mais d'une énergie qui ne suffit pas à inverser les deux premières configurations. De même, l'état $\nu 9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ est translaté vers le haut du fait de l'interaction résiduelle mais d'une énergie trop grande par rapport aux valeurs observées expérimentalement. Néanmoins, bien que les valeurs calculées ne soient pas directement compatibles avec l'expérience, l'effet de l'interaction résiduelle pour les calculs effectués avec le cœur de ^{186}Hg va dans le bon sens et permet de supposer qu'il pourrait être responsable de l'inversion des deux premières configurations par rapport à l'approximation à l'ordre zéro.

Chapitre VI

Conclusion

Au cours de ce travail, nous avons étudié les états de bas spin et les états de haut spin du noyau impair-impair appartenant à une région de transition : ^{184}Au . Nous avons également effectué des calculs complets "rotor+2qp" pour l'ensemble des quatre cœurs pairs-pairs voisins de ^{184}Au dans le but d'une part de tester ce modèle généralement utilisé pour des noyaux bien déformés, et d'autre part, si les résultats expérimentaux sont correctement reproduits, d'expliquer le comportement étrange de ^{184}Au .

-En ce qui concerne l'étude de la désintégration $^{184}\text{Hg} \rightarrow ^{184}\text{Au}$, nous avons pu obtenir un schéma de niveaux de bas spin de ^{184}Au totalement différent du schéma de niveaux précédemment établi. De plus nous avons réussi à définir le spin et la parité des états fondamental et isomérique à savoir $I_g^\pi = 5^+$ et $I_m^\pi = 2^+$. Cependant, il faut noter que l'existence d'un état 6^+ situé à quelques keV au-dessous de l'état 5^+ ne peut être totalement exclu.

-L'étude des états de haut spin de ^{184}Au peuplés par réactions $(\text{IL}, \text{xn}\gamma)$ nous a permis de mettre en évidence quatre bandes rotationnelles mais aucune liaison entre ces bandes n'a pu être clairement établie. Aucune de ces bandes ne présente une structure similaire à celles observées pour les bandes oblates dans les noyaux voisins. Ceci nous permet d'affirmer que contrairement au noyau ^{186}Au , il n'y a pas coexistence de formes, du moins à assez basse énergie, dans ^{184}Au . Cette

constatation est assez étonnante puisque les états de déformations “oblate” sont attendus à assez basse énergie d’après l’approximation à l’ordre zéro.

-Nous avons pu identifier les configurations de trois des quatre bandes mises en évidence, en utilisant principalement des éléments de comparaison avec les bandes rotationnelles observées dans les noyaux voisins. L’analyse des modes de désexcitation de quelques transitions du schéma de bas spin de ^{184}Au nous a permis d’obtenir des confirmations claires sur les configurations de l’état fondamental et des états isomériques de 68.6 et 228.6 keV et d’identifier cinq autres niveaux du schéma de bas spin de ^{184}Au en terme de configuration:

- $7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$ pour l’état fondamental et les états de 72.0 et 146.8 keV.

- $1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ pour l’état isomérique de 68.6 keV et pour les états de 86.7 et 129.3 keV.

- $9/2^+ [624] \otimes \pi h9/2$ pour l’état isomérique de 228.6 keV et pour l’état de 254.4 keV.

-Les calculs “rotor+2qp” effectués en utilisant l’ensemble des quatre cœurs pairs-pairs voisins de ^{184}Au ont permis de vérifier que ce modèle, qui trouve sa justification la plus solide dans des régions de noyaux très déformés, reproduit très correctement les résultats expérimentaux pour le noyau de transition ^{184}Au . Néanmoins, si la structure des bandes rotationnelles est bien reproduite, les résultats sont nettement moins bons pour la position relative des têtes de bandes des différentes configurations. Nous nous sommes affranchis de cette mauvaise représentation en utilisant conjointement les résultats obtenus expérimentalement tant à haut spin qu’à bas spin, et la bonne reproduction par les calculs des structures des bandes. Ceci nous a permis d’obtenir une prédiction du calcul pour la position des états de haut spin par rapport à ceux de bas spin. Nous avons pu ainsi obtenir un schéma de niveaux de ^{184}Au qui permet de comprendre les données expérimentales.

-L’étude de l’influence de l’interaction résiduelle neutron-proton sur la position des têtes de bandes des différentes configurations observées expérimentalement dans ^{184}Au a été faite en comparant les différents résultats obtenus dans les calculs “rotor+2qp” avec et sans prise en compte de l’interaction résiduelle. Nous avons montré que l’influence de l’interaction résiduelle pourrait expliquer l’inversion observée des positions relatives des états $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi h9/2$ et $\nu 7/2^- [514] \otimes \pi h9/2$

par rapport aux prédictions de l'approximation à l'ordre zéro.

Les résultats que nous avons obtenus permettront l'analyse des spectres hyperfins qui seront enregistrés prochainement lors de l'expérience COMPLIS sur ^{184}Au . Nous préciserons ainsi la valeur du spin de l'état fondamental. De plus, les moments magnétiques apporteront une confirmation claire des configurations que nous proposons pour les états isomérique et fondamental.

Références

- [AYS74] : J. Äystö et al. Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 65.
- [BEN87] : L. Bennour Thèse de doctorat, Univ. Paris-Sud (1987).
- [BER75] : V. Berg et al., Nucl. Phys. A244 (1975) 462.
- [BOH52] : A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 26 (1952) n°14.
- [BOI76] : J. P. Boisson, R. Piepenbring, Phys. Rep. 26 (1976) 99.
- [BON72] : J. Bonn et al., Phys. Lett. 38B (1972) 308.
- [BON76] : J. Bonn et al., Z. Phys. A276 (1976) 203.
- [BOU78] : Ch. Bourgeois et al., Nucl. Phys. A295 (1978) 424.
- [BOU82] : Ch. Bourgeois et al., Nucl. Phys. A386 (1982) 308.
- [BRE60] : M.H. Brennan, A.M. Bernstein Phys. Rev. 120 (1960) 927.
- [CAI73] : M. Cailliau et al., Phys. Lett. 46B (1973) 11.
- [DAB79] : P. Dabkiewicz et al., Phys. Lett. 82B (1979) 199.

- [DAU84] : H. Dautet et al. 7th int. conf. on atom. masses and fond. const. (AMCO-7), Darmstadt (1984), proc. p.257.
- [DEJ92] : M. De Jesus These de l'université Lyon I 1992.
- [DEL75a]: M.A. Deleplanque et al., J. de Phys. 36 (1975) L205.
- [DEL75b]: M.A. Deleplanque et al., Ac. Sc. Paris 280B (1975) 515.
- [DEP75] : C. Deprun, IPNO-RC-75-02.
- [DES79] : M.G. Desthuilliers et al., Nucl. Phys. A313 (1979) 221.
- [EDE89] : R. Eder et al., VIIIth Int. Conf. on Hyp. Int, Prague, Août 1989.
- [FAE72] : A. Faessler et al., Phys. Lett. 39B (1972) 579.
- [FIN70] : M. Finger et al., Rapport CERN 70-29.
- [FIN72] : M. Finger et al., Nucl. Phys. A188 (1972) 369.
- [GAU73] : H. Gauvin et al. Nucl. Phys. A208 (1973) 360.
- [HAA78] : H. Haas, Rap. d'activité (AR1978) du Hahn-Meitner-Institute-Physik (1978).
- [HIL53] : D.L. Hill et al., Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- [IBR93] : F. Ibrahim et al., Proc. of INFFS6 and AMCO9 Bernkastel Kues 1992, Inst. Phys. Conf. Ser. N°132 (1993) 731.
- [JAN92] : V.P. Janzen et al., Phys. Rev. C45 (1992) 613.
- [JUN71] : H. Jungclas et al. Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 556.
- [KIL90] : P. Kilcher et al., Rapport Annuel IPN Orsay (1990) 32.
- [KNI94] : A. Knipper, communication privée.

- [KRE81] : A.J. Kreiner et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1709.
- [KRE85] : A.J. Kreiner et al., Nucl. Phys. A432 (1985) 451.
- [KRE88] : A.J. Kreiner et al., Nucl. Phys. A489 (1988) 525.
- [KRE90] : A.J. Kreiner et al., Phys. Rev. C42 (1990) 878.
- [KUM70] : K. Kumar, Int. Conf. on the propr. of nuclei far from stability, Leysin, 1970, Rapport CERN 70-30 p. 779.
- [LED78] : C.M. Lederer et al. Table of isotopes, 7th ed. (1978).
- [MAC64] : R.D. Macfarlane, Phys. Rev. 137 (1964) 1448.
- [MAC74] : R.D. Macfarlane et al., Nucl. Spect. and Reac. ed. Academic Press (1974).
- [MAR94] : G. Marguier et al. à paraitre.
- [MEY83] : M. Meyer, Ecole Joliot-Curie 1983 p.233.
- [MOT59] : B.R. Mottelson et S.G. Nilsson, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selk1,n°8 (1959).
- [NET78] : W. G. Nettles et al. J. Phys. (Paris) 39 (1978) 343.
- [NOR50] : L.W. Nordheim, Phys. Rev. 78 (1950) 294.
- [OLL86] : T. Ollivier, Thèse de doctorat, Univ. Lyon-I (1986).
- [PAS62] : P. Pascal, Nouveau traité de chimie minérale Tome V p.542, ed. Masson (1962).
- [PAN56] : S.P. Pandya, Phys. Rev. 103 (1956)956.
- [PER93] : N. Perrin et al., Z. Phys. A347 (1993) 81.

- [PLA87] : A. Plantier et al. Nucl. Instr. and Meth. B26 (1987) 314.
- [POR81] : M.G. Porquet, Thèse de l'université Paris-Sud (1981).
- [POU76] : J. Pouthas, Nucl. Inst and Meth. 135 (1976) 187.
- [RAM73] : S. Raman et al., Phys. Rev. C7 (1973) 1995.
- [ROU89] : B. Roussi re et al., Nucl. Phys. A504 (1989) 511.
- [STE73] : F.S. Stephens et al., Phys. Lett. 44B (1973) 429.
- [TOK75] : H. Toki et al., Nucl. Phys. A253 (1975) 231.
- [TRE67] : W. Treytl et al. Nucl. Phys. A208 (1973) 360.
- [VAR61] : D.A. Varshalovich et L.K. Peker, Izv. Akad. Nauk. Ser. Fys. 25 (1961) 274.
- [VOG70] : P. Vogel Phys. Rev. Lett. 33B (1970) 400.
- [WAL86] : K. Wallmeroth et al., Status report on experiment IS 1510, Avril 1986.
- [WAL89] : K. Wallmeroth et al., Nucl. Phys. A49 (1989) 224.
- [WOL76] : H. Wollnik Nucl. Instr. and Meth. 139 (1976) 311.

Annexe.

37.0	$^{80}\text{Br} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$
40.6	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$
48.8	$^{80}\text{Br} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$
62.3	$^{49}\text{Cr} \rightarrow ^{49}\text{V}$
65.3	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
76.8	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
85.0	$^{92}\text{Tc} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$
90.6	$^{49}\text{Cr} \rightarrow ^{49}\text{V}$
92.2	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
92.6	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
93.8	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
97.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
97.6	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
98.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
102.5	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
107.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
107.6	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
107.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
112.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
117.0	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$

119.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
119.8	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
122.9	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
123.5	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
124.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
125.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
129.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
131.3	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
132.6	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
134.6	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
135.1	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
139.5	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
139.5	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
140.5	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$
141.2	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
146.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
147.9	$^{92}\text{Tc} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$
152.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
152.9	$^{49}\text{Cr} \rightarrow ^{49}\text{V}$
154.9	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
161.6	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
162.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
164.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
165.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
176.1	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
178.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
180.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
181.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
181.1	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$
182.9	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
184.6	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
187.9	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
190.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
191.0	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$

191.9	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
193.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
193.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
198.6	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
201.3	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
205.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
205.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
206.8	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
208.1	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
209.3	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
210.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
211.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
211.6	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
212.0	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
212.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
216.5	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
218.5	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
221.5	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
222.0	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
222.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
223.0	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
225.7	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
227.0	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
230.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
230.6	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
231.2	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
231.6	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
236.8	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
239.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
243.0	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
243.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
243.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
243.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
244.0	$^{92}\text{Tc} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$

244.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
250.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
250.9	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
251.4	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
252.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
254.3	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
255.7	
258.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
262.4	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
262.5	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
262.5	$^{87}\text{Mo} \rightarrow ^{87}\text{Nb}$
263.9	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
266.3	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{85}\text{Y}$
267.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
269.1	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
270.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
271.8	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
272.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
273.5	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
276.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
280.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
283.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
287.3	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
288.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
289.4	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
292.2	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{85}\text{Y}$
292.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
294.6	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
298.9	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
302.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
307.0	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
307.3	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
309.0	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
309.0	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$

309.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
310.3	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
310.4	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
313.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
315.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
318.9	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
321.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
322.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
325.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
328.8	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
328.9	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
329.0	$^{92}\text{Tc} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$
330.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
331.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
331.8	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
335.6	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
336.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
340.1	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
340.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
345.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
347.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
348.3	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
349.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
350.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
352.0	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
357.9	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{85}\text{Y}$
361.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
362.3	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
365.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
366.4	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$
366.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
366.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
369.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
370.2	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$

371.3	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
371.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
372.0	
375.2	$^{181}\text{Ir} \rightarrow ^{181}\text{Os}$
376.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
377.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
377.9	$^{53}\text{Fe} \rightarrow ^{53}\text{Mn}$
378.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
382.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
382.9	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
384.8	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
384.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
388.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
389.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
389.6	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
390.4	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
390.6	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
391.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
395.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
397.0	$^{87}\text{Mo} \rightarrow ^{87}\text{Nb}$
398.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
399.6	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
401.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
402.7	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
403.4	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
408.1	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
412.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
414.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
416.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
416.3	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{85}\text{Y}$
416.5	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{85}\text{Y}$
417.7	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
417.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
421.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$

424.0	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
424.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
426.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
429.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
432.1	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
433.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
434.9	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
438.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
443.1	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
447.5	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
449.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
451.1	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
451.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
454.0	
454.3	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{85}\text{Y}$
455.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
459.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
461.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
462.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
462.8	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
464.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
470.7	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
473.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
479.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
480.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
480.9	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
481.7	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
485.7	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
489.6	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
491.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
492.0	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
493.1	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
499.3	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
502.9	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$

502.9	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
515.4	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
518.6	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
518.6	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
519.9	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
524.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
524.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
527.1	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
527.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
532.1	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
533.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
533.8	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
534.2	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
536.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
539.7	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
542.2	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
542.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
543.4	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
545.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
546.8	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
548.4	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
550.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
554.4	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
555.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
555.6	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
558.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
561.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
564.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
572.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
576.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
578.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
580.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
580.5	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
582.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$

585.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
588.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
591.0	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
591.7	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
592.9	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
593.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
597.3	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
600.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
600.3	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
601.1	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
602.1	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
604.3	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
604.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
605.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
608.4	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
609.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
610.7	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
611.7	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
612.8	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
613.8	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
614.3	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
614.8	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
616.0	
616.7	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
616.9	$^{80}\text{Br} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$
619.1	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
622.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
626.5	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
627.2	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
627.8	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
631.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
631.1	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
632.0	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
634.9	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$

638.3	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
639.0	
639.2	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
639.9	$^{80}\text{Br} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$
644.8	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
645.7	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
645.9	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
648.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
653.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
654.0	
660.6	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
661.6	$^{50}\text{Mn} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$
662.0	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
664.3	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
665.9	$^{80}\text{Br} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$
671.4	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
674.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
680.6	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
681.1	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
682.5	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
691.0	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
693.0	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
697.2	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
698.4	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
701.2	$^{53}\text{Fe} \rightarrow ^{53}\text{Mn}$
703.3	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
704.0	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
704.4	$^{80}\text{Br} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$
704.5	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
706.5	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
709.6	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
711.2	$^{50}\text{Mn} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$
731.2	$^{184}\text{Pt} \rightarrow ^{184}\text{Ir}$
733.5	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$

739.5	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$
740.8	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
743.5	
746.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
750.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
752.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
756.7	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
760.8	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
767.5	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
767.6	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
769.7	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
770.0	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
772.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
773.1	$^{92}\text{Tc} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$
776.1	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
776.5	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
776.9	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
777.6	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
777.9	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
777.9	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99}\text{Tc}$
778.3	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
782.1	$^{85}\text{Zr} \rightarrow ^{35}\text{Y}$
783.3	$^{50}\text{Mn} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$
783.4	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
790.6	$^{185}\text{Hg} \rightarrow ^{185}\text{Au}$
793.0	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
794.3	$^{185}\text{Au} \rightarrow ^{185}\text{Pt}$
798.7	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
801.2	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
801.6	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
803.2	$^{48}\text{V} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$
809.8	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
822.0	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
823.0	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$

825.9	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
826.1	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
826.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
827.7	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
827.8	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
831.0	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
833.8	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
835.8	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
839.0	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
841.3	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
843.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
864.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
867.9	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
869.1	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
870.9	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
887.1	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
890.6	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
905.7	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
917.7	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
918.5	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
923.2	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
928.3	$^{48}\text{V} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$
932.2	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
935.4	
938.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
942.7	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
944.0	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
944.1	$^{48}\text{V} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$
944.7	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
948.1	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
955.5	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
960.6	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
961.2	$^{184}\text{Ir} \rightarrow ^{184}\text{Os}$
974.3	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$

983.1	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
983.5	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
983.5	$^{48}\text{V} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$
994.1	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1001.2	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1007.6	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
1009.4	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1011.6	$^{53}\text{Fe} \rightarrow ^{53}\text{Mn}$
1024.1	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
1026.6	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1035.5	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
1039.8	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1044.1	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
1054.3	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
1057.0	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
1066.0	
1066.8	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
1071.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1073.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1076.7	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
1081.3	$^{82}\text{Br} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$
1082.6	$^{88}\text{Nb} \rightarrow ^{88}\text{Zr}$
1083.2	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
1084.6	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1089.9	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1092.2	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1098.0	$^{50}\text{Mn} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$
1100.1	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1110.2	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1129.2	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
1144.2	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1147.9	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
1153.2	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
1163.1	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$

1168.1	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1168.1	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
1239.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1245.6	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1253.2	$^{86}\text{Y} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$
1255.0	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1262.7	$^{84}\text{Y} \rightarrow ^{84}\text{Sr}$
1270.4	$^{90}\text{Nb} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$
1282.5	$^{50}\text{Mn} \rightarrow ^{50}\text{Cr}$
1285.1	$^{87}\text{Nb} \rightarrow ^{87}\text{Zr}$
1291.4	$^{90}\text{Tc} \rightarrow ^{90}\text{Mo}$
1304.8	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1308.5	$^{184}\text{Au} \rightarrow ^{184}\text{Pt}$
1309.2	$^{181}\text{Pt} \rightarrow ^{181}\text{Ir}$
1312.0	$^{48}\text{V} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$
1328.2	$^{53}\text{Fe} \rightarrow ^{53}\text{Mn}$

Résumé.

Ce travail comprend l'étude des états de bas spin et de haut spin du noyau impair-impair de transition ^{184}Au . Ce noyau a été étudié à partir de la désintégration β^+/EC du noyau ^{184}Hg produit dans la réaction $^{148}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},4n)$. Les produits de réactions ont ensuite été transportés par un système de jet d'hélium installé à SARA à Grenoble. Ce noyau a également été étudié à partir des réactions $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5n)$ et $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5n)$ au "Château de Cristal" installé auprès du Tandem d'Orsay. Les schémas de niveaux de bas spin et de haut spin ont été établis à partir de mesures de coïncidences γ - γ - t . Les résultats expérimentaux ont été interprétés dans le cadre du modèle "rotor plus deux quasi-particules". Ces calculs effectués en utilisant l'ensemble des quatre cœurs pairs-pairs voisins de ^{184}Au ont permis de vérifier que ce modèle, qui trouve sa justification la plus solide dans des régions de noyaux très déformés, reproduit très correctement les résultats expérimentaux pour le noyau de transition ^{184}Au . L'étude de l'influence de l'interaction résiduelle neutron-proton sur la position des têtes de bandes des différentes configurations observées expérimentalement dans ^{184}Au a été faite en comparant les différents résultats obtenus dans les calculs "rotor+2qp" avec et sans prise en compte de l'interaction résiduelle.

Mots clefs.

Structure nucléaire, spectrométrie γ , spin et parité, états individuels, rotations collectives, radioactivité, réaction fusion évaporation, coexistence de formes, interaction résiduelle neutron-proton, schémas de niveaux ^{184}Au , rotor plus deux quasi-particules, jet d'hélium.

Abstract.

The main topic of this work is the study of the low-spin and high-spin states of the transitional odd-odd nucleus ^{184}Au . This nucleus has been studied from the β^+/EC decay of ^{184}Hg produced by the $^{148}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},4n)$ reaction. The reaction products were then transported by a helium jet system. This nucleus has also been studied from the $^{165}\text{Ho}(^{24}\text{Mg},5n)$ and $^{170}\text{Yb}(^{19}\text{F},5n)$ reactions at the "Château de Cristal" setup at Orsay. The level schemes of both high and low spin states have been established from γ - γ - t coincidence relationships. Experimental results have been interpreted in the frame of the "rotor plus two quasi-particles" model. These calculations have shown that this model, which has its strongest justification in well deformed nuclei regions, reproduces correctly the experimental results for the transitional nucleus ^{184}Au . The influence of the neutron-proton residual interaction has been studied comparing the different results obtained in the "rotor+2qp" calculations with and without taking into account the residual interaction.