

# Structure des fragments de fission de masse $A = 100 - 110$ : mesures de temps de vie et analyses en champ moyen et au-delà

Lucie Grente

## ► To cite this version:

Lucie Grente. Structure des fragments de fission de masse  $A = 100 - 110$  : mesures de temps de vie et analyses en champ moyen et au-delà. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112216 . tel-01136583

**HAL Id: tel-01136583**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01136583>**

Submitted on 27 Mar 2015

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 : PARTICULES, NOYAUX, COSMOS  
LABORATOIRE CEA/DSM/IRFU – SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 24 septembre 2014 par

Lucie GRENTE

Structure des fragments de fission  
de masse  $A = 100 - 110$  : mesures de temps  
de vie et analyses en champ moyen et au-delà

**Composition du jury :**

Directeur de thèse :	Dr Wolfram KORTEN
Responsable CEA :	Dr Marie-Delphine SALSAC
Président du jury :	Pr Pierre DESESQUELLES
Rapporteurs :	Pr Silvia LENZI Dr Olivier STEZOWSKI
Examineurs :	Dr Fanny FARGET Dr Yorick BLUMENFELD



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Forme des noyaux et collectivité dans la région de masse <math>A = 100 - 110</math></b>	<b>3</b>
1.1 Déformation nucléaire et collectivité . . . . .	3
1.1.1 Déformation nucléaire . . . . .	3
1.1.2 Notion de collectivité . . . . .	5
1.1.3 Méthodes expérimentales pour la mesure de la collectivité quadripolaire	5
1.2 La région des noyaux riches en neutrons de masse $A = 100 - 110$ . . . . .	7
1.2.1 Études théoriques . . . . .	8
1.2.2 Études expérimentales . . . . .	9
1.3 L'intérêt de la région de masse $A = 100 - 110$ . . . . .	11
<b>2 Méthode expérimentale</b>	<b>13</b>
2.1 Production des noyaux d'intérêt . . . . .	13
2.1.1 La fission pour étudier les noyaux riches en neutrons . . . . .	13
2.1.2 La réaction $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$ . . . . .	15
2.1.3 La cinématique inverse . . . . .	16
2.2 Le dispositif expérimental . . . . .	16
2.2.1 Le spectromètre VAMOS . . . . .	17
2.2.1.1 Transmission des fragments de fission en mode dispersif . . . .	17
2.2.1.2 Détection des fragments de fission . . . . .	19
2.2.1.3 Méthode d'identification des ions dans VAMOS . . . . .	20
2.2.2 EXOGAM . . . . .	21
2.2.3 Acquisition . . . . .	23
2.2.4 Le plunger de Cologne . . . . .	23
<b>3 Analyse</b>	<b>25</b>
3.1 La séparation des fragments de fission . . . . .	25
3.1.1 Étalonnage des chambres à dérive . . . . .	26
3.1.1.1 Alignement des pistes par générateur d'impulsion . . . . .	26
3.1.1.2 Selon $\vec{x}$ . . . . .	26
3.1.1.3 Selon $\vec{y}$ . . . . .	27
3.1.1.4 Calcul des coordonnées au plan image . . . . .	28
3.1.2 Étalonnage du temps de vol . . . . .	29
3.1.2.1 Alignement des sections du second détecteur MWPPAC . . . .	29
3.1.2.2 Étalonnage absolu du temps de vol . . . . .	30
3.1.3 Étalonnage en énergie . . . . .	30
3.1.3.1 Alignement des pistes dans les rangées de la chambre d'ionisation	33
3.1.3.2 Étalonnage absolu en énergie . . . . .	34
3.1.4 La séparation en masse . . . . .	37



3.1.5	La séparation en numéro atomique $Z$ . . . . .	37
3.2	Identification des fragments de fission et spectroscopie $\gamma$ prompte . . . . .	39
3.2.1	Analyse des spectres $\gamma$ . . . . .	40
3.2.1.1	Étalonnage et efficacité des cristaux germanium . . . . .	40
3.2.1.2	Traitement des événements de diffusion : <i>anti-Compton</i> et <i>add-back</i> . . . . .	40
3.2.1.3	Correction Doppler . . . . .	41
3.2.2	Identification en masse et en nombre de protons . . . . .	42
3.2.3	Stabilité des étalonnages et corrections en fonction du temps . . . . .	44
3.2.4	Bilan de l'identification des fragments de fission . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Mesure des temps de vie</b> . . . . .	<b>47</b>
4.1	Généralités sur la mesure de temps de vie . . . . .	47
4.1.1	La méthode RDDS . . . . .	47
4.1.2	L'analyse DDCM . . . . .	49
4.2	Application de la méthode DDCM . . . . .	50
4.2.1	Construction et ajustement des courbes de décroissance . . . . .	50
4.2.2	Soustraction de l'alimentation . . . . .	50
4.3	Reconstruction de la vitesse des ions en sortie de cible . . . . .	51
4.3.1	Reconstruction de $v_1$ par simulation numérique . . . . .	52
4.3.2	Reconstruction de $v_1$ par le décalage Doppler . . . . .	54
4.3.3	Comparaison des reconstructions de la vitesse $v_1$ avant le dégradeur . . . . .	54
4.4	Région de sensibilité . . . . .	56
4.5	Étude de l'influence de la largeur de la distribution de vitesse sur la mesure du temps de vie . . . . .	57
4.5.1	Cas d'une décroissance simple . . . . .	57
4.5.2	Cas d'une chaîne de décroissance . . . . .	60
4.5.3	$\langle 1/v \rangle$ ou $1/\langle v \rangle$ ? . . . . .	61
4.6	Étude des erreurs systématiques . . . . .	62
4.6.1	Calcul des erreurs . . . . .	62
4.6.2	Test de la méthode d'extraction des temps de vie sur des spectres simulés . . . . .	63
4.6.3	Incertitudes liées à l'alimentation . . . . .	64
4.6.3.1	Cas général . . . . .	64
4.6.3.2	Cas du $^{98}\text{Zr}$ . . . . .	66
4.7	Conclusion sur l'analyse des temps de vie et résultats . . . . .	67
4.7.1	Courbes de décroissance et de temps de vie . . . . .	68
4.7.2	Récapitulatif des temps de vie mesurés . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Description des propriétés individuelles et collectives des noyaux de la région de masse <math>A = 100 - 110</math> par des méthodes de champ moyen et au-delà</b> . . . . .	<b>73</b>
5.1	Cadre général de l'étude théorique . . . . .	73
5.1.1	L'approximation de champ moyen . . . . .	74
5.1.2	Interaction résiduelle et hiérarchie d'approximations . . . . .	75
5.1.3	La méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov . . . . .	75
5.1.4	La méthode HFB sous contraintes en déformation . . . . .	77
5.1.5	La méthode du champ moyen tournant . . . . .	78
5.1.6	Calculs « bloqués » pour les excitations à deux quasi-particules . . . . .	79
5.1.7	Au-delà du champ moyen : la méthode de la coordonnée génératrice (GCM) . . . . .	79
5.1.8	Convergence numérique . . . . .	81
5.2	Études en champ moyen . . . . .	82

5.2.1	États fondamentaux . . . . .	82
5.2.1.1	Surfaces d'énergie potentielle . . . . .	82
5.2.1.2	Courbes d'énergie potentielle et d'appariement . . . . .	84
5.2.2	Étude des excitations de basse énergie à l'approximation du champ moyen tournant . . . . .	86
5.2.3	Excitations de deux quasi-particules . . . . .	90
5.3	Au-delà du champ moyen : calculs GCM+GOA avec le hamiltonien 5DCH . . .	97
5.3.1	L'approximation adiabatique . . . . .	97
5.3.2	Collectivité des états de basse énergie . . . . .	98
5.4	Conclusion des diverses analyses théoriques . . . . .	105
<b>Conclusion</b>		<b>107</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>115</b>
<b>Annexe</b>		<b>117</b>
<b>A Calculs d'états excités à deux quasi-particules</b>		<b>119</b>



# Introduction

La forme d'un noyau fait partie de ses propriétés fondamentales. Elle est le résultat d'un subtil mélange d'effets macroscopiques, décrits entre autres par le modèle de la goutte liquide, et d'effets microscopiques, décrits notamment par le modèle en couches. Le noyau est en effet un objet quantique complexe comportant suffisamment de nucléons pour développer des comportements collectifs qui naissent par l'interaction des mouvements individuels des nucléons de valence avec les nucléons du cœur. La description microscopique de la collectivité des noyaux fut initiée par les travaux de Bohr et Mottelson [1] qui pour la première fois proposèrent une représentation du noyau permettant de rendre compte des phénomènes déjà observés de déformation nucléaire et montrant le couplage entre les mouvements de particules individuelles et les oscillations collectives.

Les propriétés collectives des noyaux sont ainsi le reflet de leur structure microscopique et l'étude expérimentale des excitations collectives participe à la compréhension plus approfondie du noyau. La déformation quadripolaire, la plus courante parmi les noyaux déformés, est liée aux probabilités de transition électromagnétique  $B(E2)$  entre les états excités, constituant des mesures directes de la collectivité. L'étude de ces propriétés dans des noyaux de plus en plus exotiques, c'est-à-dire dont les temps de vie sont courts, permet de tester les prédictions de modèles théoriques développés et ajustés pour les noyaux les plus stables.

Les noyaux riches en neutrons de masse  $A \approx 100-110$  constituent une région idéale pour ces études. Elle comprend en effet des noyaux parmi les plus déformés du paysage nucléaire avec les isotopes de Sr ( $Z=38$ ) et de Zr ( $Z=40$ ), dont les premières observations des bandes rotationnelles permirent de conclure à des déformations de l'ordre de celles déjà observées dans les régions des terres rares et des actinides. Cette région est plus particulièrement connue pour la brutale émergence de la collectivité illustrée par l'évolution des probabilités de transition  $B(E2)$  du premier état excité vers l'état fondamental dont l'augmentation est la plus marquée entre  $N=58$  et  $N=60$  dans les isotopes de Zr. Cette évolution de la collectivité avec le nombre de neutrons est conservée mais cependant moins accentuée dans les isotopes de  $Z$  supérieur dont les formes sont prédites plus complexes. Les noyaux transitionnels de Mo et de Ru semblent présenter des formes s'écartant de la symétrie axiale (formes triaxiales), tandis qu'une transition de forme *prolate* (i.e. axiale « allongée ») vers *oblate* (i.e. axiale « aplatie ») est attendue dans les noyaux de Pd. L'intérêt de cette région de masse tient donc à la richesse des phénomènes liés à la déformation ainsi qu'à l'évolution rapide de la structure de ces noyaux avec le nombre de protons et de neutrons. Malgré de nombreuses études à la fois expérimentales et théoriques de ces noyaux, notre connaissance et notre compréhension de la structure des noyaux de cette région est encore lacunaire : peu de données expérimentales sur la collectivité existent au-delà du premier état excité, et les mécanismes responsables de l'émergence soudaine de la déformation à  $N \approx 60$  soulèvent encore des interrogations.

Ce travail de thèse a pour but de contribuer à la description à la fois expérimentale et théorique des noyaux de masse  $A = 100 - 110$  par une mesure de la collectivité des états excités dans les noyaux pairs accompagnée de l'analyse de calculs de champ moyen et au-delà.

Le chapitre 1 introduit les notions de collectivité et de déformation des noyaux et met en

évidence l'intérêt de cette région de masse motivant notre étude. Dans le but d'étendre la connaissance de la collectivité quadripolaire à des noyaux plus riches en neutrons et à des états excités de plus haute énergie, une expérience de mesure de temps de vie a été menée au GANIL en 2011. Le chapitre 2 est consacré à la méthode expérimentale mise en œuvre : les noyaux d'intérêt sont produits par une réaction de fusion-fission en cinématique inverse et identifiés en  $A$  et  $Z$  à l'aide du spectromètre magnétique de grande acceptance VAMOS. La coïncidence de la détection des noyaux dans VAMOS avec la mesure de leur désexcitation  $\gamma$  dans EXOGAM permet pour la première fois la mesure de temps de vie d'états excités au moyen de la méthode RDDS (*Recoil Distance Doppler Shift*) dans des fragments de fission identifiés en  $A$  et  $Z$ .

Les chapitres suivants décrivent l'analyse des données de cette expérience : la méthode de séparation et d'identification des noyaux est détaillée dans le chapitre 3, puis l'analyse des données RDDS à l'aide de la méthode DDCM (*Differential Decay Curve Method*) ainsi que les résultats sont présentés dans le chapitre 4.

Enfin le chapitre 5 complète l'étude expérimentale par l'analyse de quelques propriétés individuelles et collectives des noyaux de la région de masse  $A = 100 - 110$  au moyen de calculs de champ moyen et au-delà menés en collaboration avec le CEA de Bruyères-le-Châtel. Une première approche de champ moyen par des méthodes de type Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) permet d'explorer les degrés de liberté en déformation axiale et triaxiale des états fondamentaux. La méthode HFB en *cranking* est utilisée pour analyser la structure de bandes rotationnelles dans les noyaux de Mo. L'importance des différents types d'excitations, individuelles ou collectives, est mise en évidence par des calculs systématiques d'états à deux quasi-particules avec une méthode de *blocking* auto-cohérent, puis par l'emploi de la méthode de la coordonnée génératrice (GCM) approchée par un hamiltonien collectif (5DCH). La diversité des modes de représentation du noyau à travers ces différentes approches théoriques est un signe de la complexité de la structure des noyaux de cette région.

# Chapitre 1

## Forme des noyaux et collectivité dans la région de masse $A = 100 - 110$

Depuis la découverte de cette région de déformation, les noyaux riches en neutrons de masse  $A = 100 - 110$  sont l'objet d'un intérêt soutenu à la fois expérimental et théorique afin d'explorer et de comprendre leurs propriétés. Cette région de masse est caractérisée par la compétition entre les différentes formes des noyaux qui peut se manifester par des phénomènes tels que des transitions de forme ou des coexistences de forme. Les propriétés de ces noyaux sont très sensibles au remplissage des orbitales individuelles, ce qui en fait une région particulièrement difficile à décrire pour les modèles théoriques.

Après un bref rappel des notions de collectivité et de déformation nucléaire, on donnera un aperçu des différentes prédictions des modèles théoriques ainsi que des connaissances expérimentales actuelles dans cette région de masse.

### 1.1 Déformation nucléaire et collectivité

#### 1.1.1 Déformation nucléaire

La forme des noyaux est gouvernée par des effets à la fois macroscopiques et microscopiques. Elle peut être fortement dépendante des mouvements de quelques nucléons de valence. Dans les noyaux aux couches partiellement remplies, les nucléons de valence tendent à polariser le cœur et déforment la distribution des masses. La déformation est généralement décrite par le développement en harmoniques sphériques du rayon du noyau dans la direction définie par les angles  $(\theta, \phi)$  des coordonnées sphériques :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda,\mu} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \phi) \right)$$

où  $R_0$  est le rayon du noyau sphérique de même volume.

Le terme  $\lambda = 0$  correspond aux dilatations et compressions du noyau et le terme  $\lambda = 1$  décrit les translations du centre de masse du noyau. Ces deux composantes de la déformation nucléaire n'interviennent pas dans les excitations de basse énergie qui nous intéressent ici.

Les modes suivants pour lesquels  $\lambda = 2$  décrivent la déformation quadripolaire (forme ellipsoïdale), majoritaire parmi les noyaux déformés. Elle permet de rendre compte d'un grand nombre de propriétés collectives des noyaux déformés. Seule la déformation quadripolaire sera considérée dans ce manuscrit.

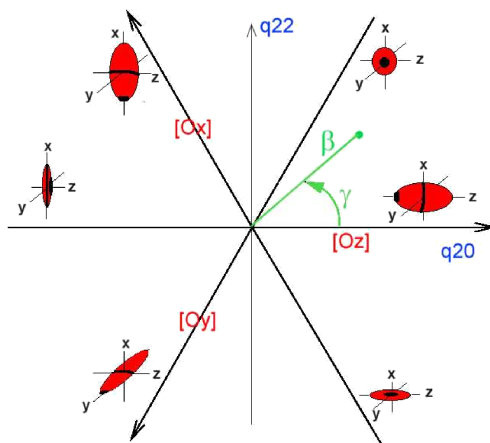


FIGURE 1.1 – Déformation quadrupolaire des noyaux définis par les paramètres  $\beta$  et  $\gamma$

Dans le cas de déformations purement quadrupolaires, la surface nucléaire ne dépend plus que de 5 paramètres  $\alpha_{2,\mu}$  avec  $\mu = -2, -1, \dots, 2$  qui définissent l'orientation des axes du repère associé au noyau et les elongations du noyau selon ces axes.

La paramétrisation la plus usuelle dite de Hill et Wheeler [2] permet de décrire cette déformation par deux paramètres  $\beta$  et  $\gamma$  associés à la forme intrinsèque du noyau dans un repère défini par trois angles d'Euler par rapport au repère principal (cf. figure 1.1).  $\beta$  représente l'elongation du noyau : il est nul pour les noyaux sphériques. Une déformation prononcée correspond à  $\beta \sim 0.2$  et on parle de super-déformation lorsque  $\beta$  est de l'ordre de 0.5. L'asymétrie  $\gamma$  décrit l'écart par rapport à la forme axiale.  $\gamma = 0^\circ$  et  $\gamma = 60^\circ$  correspondent respectivement à des formes purement axiales dites *prolate* et *oblate*, les variations de  $\gamma$  entre ces deux valeurs extrêmes permettent de décrire toutes les formes triaxiales. Les autres sextants ( $\gamma$  entre  $60^\circ$  et  $360^\circ$ ) sont redondants : ils décrivent les mêmes formes intrinsèques que lorsque  $\gamma$  varie entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$  mais diffèrent par l'orientation des axes. Les formes triaxiales sont ainsi décrites par le seul sextant dans lequel  $\gamma$  varie entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$ . Les formes axiales sont quant à elles décrites uniquement par le paramètre  $\beta$ , prenant des valeurs positives pour les formes *prolate* et négatives pour les formes *oblate*.

La déformation axiale  $\beta$  de l'état fondamental des noyaux pairs-pairs prédite par un modèle de type Hartree-Fock-Bogoliubov [3] est présentée sur la figure 1.2. L'évolution de  $\beta$  avec les nombres de neutrons  $N$  et de protons  $Z$  illustre le lien étroit entre la structure en couches des noyaux et leur déformation. Quand  $N$  ou  $Z$  est proche d'un nombre magique,  $\beta$  est quasiment nul. Dans le cas le plus général des noyaux non magiques, la déformation de la distribution des masses minimise l'énergie du noyau.

La figure 1.2 témoigne aussi de l'évolution de la forme des noyaux lors du remplissage des couches. On peut relier cette évolution à l'ordre d'occupation des orbitales dans le modèle de Nilsson, identifiées (entre autres) par le nombre quantique  $\Omega$ , projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie du noyau. Après une couche fermée, les orbitales de faible  $\Omega$  qui favorisent l'allongement du noyau sont occupées en premier, avant celles de haut  $\Omega$  qui tendent à aplatir le noyau. Selon cette vision simplifiée, les formes *prolate* ont tendance à se développer en début de couche et les formes *oblate* en fin de couche. La limite de cette représentation apparaît dans la dominance très nette des formes *prolate* sur les formes *oblate* observée expérimentalement et reproduite par la théorie, par exemple par le modèle HFB (cf. figure 1.2). La déformation du noyau est en réalité le résultat complexe de nombreux effets microscopiques

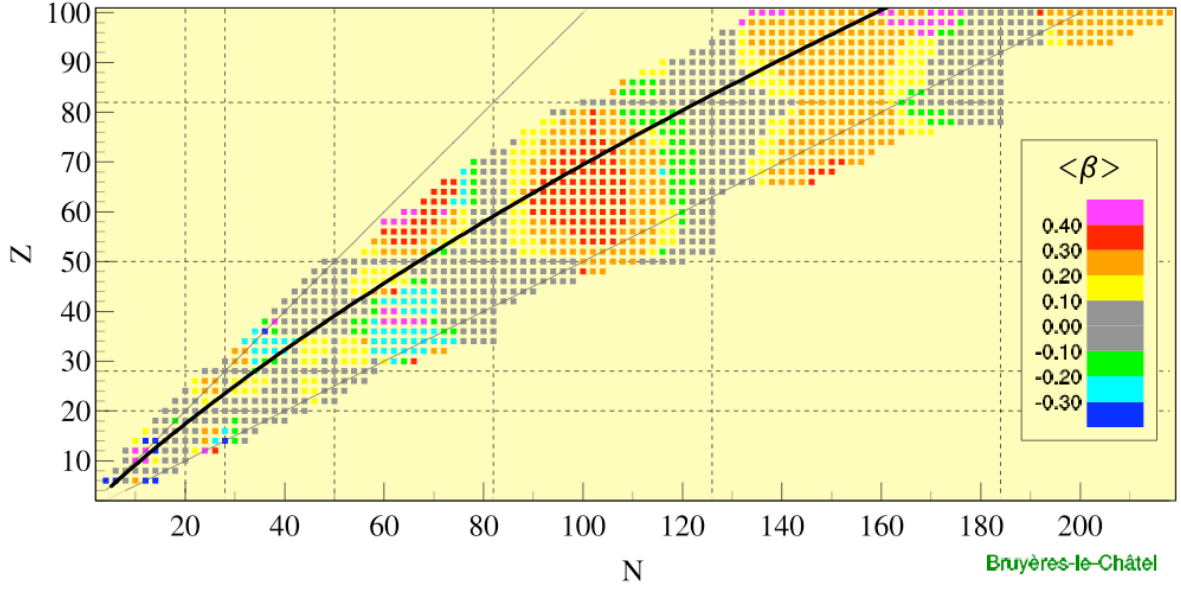


FIGURE 1.2 – Déformations des états fondamentaux des noyaux pairs-pairs prédites par le modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov [3].

comme l'appariement ou l'interaction spin-orbite. La richesse de la structure des noyaux déformés fait de leur étude un champ important de la physique nucléaire.

### 1.1.2 Notion de collectivité

La notion de collectivité peut être appréhendée dans le cadre du modèle en couches [4]. Dans les noyaux déformés aux couches ouvertes, l'interaction résiduelle entre les nucléons de valence permet de mélanger les différentes configurations. Ce mélange résulte toujours en au moins un état d'énergie plus basse correspondant au mélange le plus cohérent des combinaisons d'excitations individuelles. Plus le nombre de configurations mélangées augmente et plus l'énergie des états diminue. Les configurations les plus mélangées sont favorisées : c'est l'émergence de la collectivité.

L'observable associée à la collectivité est la probabilité de transition électromagnétique réduite d'un état de moment angulaire  $I_i$  vers un état de moment angulaire  $I_f$  :

$$B(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i + 1} \langle \Psi_{I_f} | M(\sigma\lambda) | \Psi_{I_i} \rangle^2$$

$M(\sigma\lambda)$  est l'opérateur multipolaire électrique ( $\sigma = E$ ) ou magnétique ( $\sigma = M$ ). La structure de cet opérateur électromagnétique étant bien connue, les probabilités de transition électromagnétiques fournissent un test très sensible des modèles théoriques car elles dépendent très fortement des fonctions d'onde des états excités. Les excitations électriques quadripolaires (E2) sont largement majoritaires. Les valeurs de  $B(E2)$  représentent ainsi la mesure la plus importante de la collectivité nucléaire.

### 1.1.3 Méthodes expérimentales pour la mesure de la collectivité quadripolaire

Il existe différentes méthodes expérimentales pour l'étude de la structure des noyaux déformés pairs-pairs : toutes consistent à observer le rayonnement  $\gamma$  de basse énergie associé aux



désexcitations du noyau par transition électromagnétique. On peut distinguer essentiellement trois types de sondes de la collectivité quadripolaire du noyau : les mesures d'énergies d'excitation, de probabilités de transition réduite  $B(E2)$  et de moments quadripolaires spectroscopiques.

### Les énergies d'excitation

La mesure des énergies d'excitation des noyaux par des expériences de spectroscopie  $\gamma$  est une première méthode d'étude de la structure collective des noyaux. Des excitations de basse énergie indiquent une structure collective du noyau. Les énergies d'excitation dépendent du moment d'inertie et donc de la masse du noyau. Une observable universelle est le rapport  $E(4^+)/E(2^+)$ , qui permet de caractériser la collectivité du noyau et dans une certaine mesure son origine : rotations, vibrations ou plus généralement le couplage des deux.

La forme la plus simple d'excitation collective des noyaux déformés est la rotation. Les noyaux déformés pouvant tourner selon un axe différent d'un éventuel axe de symétrie, les excitations générées décrivent des bandes rotationnelles reconnaissables à l'évolution caractéristique de l'énergie des états excités  $E$  avec le moment angulaire  $I$  :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} (I(I+1) - K^2),$$

où  $\mathcal{J}$  est le moment d'inertie et  $K$  la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau. Ainsi en supposant que le moment d'inertie varie peu avec le moment angulaire, le rapport des énergies des deux premiers états excités de la bande fondamentale ( $K = 0$ ) est  $E(4^+)/E(2^+) = 3.33$ . Cette valeur est la signature d'une rotation rigide.

Le second cas limite est celui des vibrations quadripolaires. Ce sont les oscillations de la surface du noyau autour d'une forme sphérique. La quantification de ces excitations permet de les décrire par des phonons, et l'énergie d'un état excité est alors proportionnelle au nombre de phonons  $n$  qu'il contient :

$$E = n\hbar\omega.$$

Le rapport des énergies des deux premiers états excités dans le cas d'une vibration harmonique pure est  $E(4^+)/E(2^+) = 2$ .

Dans la réalité, ces deux types de mouvements collectifs sont couplés et une description réaliste du noyau nécessite d'employer des modèles généralisés couplant les rotations et les vibrations. Cependant la comparaison des spectres d'énergie d'excitation expérimentaux avec ces deux limites vibrationnelle et rotationnelle fournit un premier aperçu de la nature de la collectivité d'un noyau.

### Probabilités de transition réduites

Les probabilités de transition réduites  $B(E2)$  sont une mesure directe de la collectivité quadripolaire. Elles sont notamment accessibles par des expériences de mesure de temps de vie des états excités.

La probabilité de transition par unité de temps  $T(\sigma\lambda)$  dépend de la probabilité de transition réduite et de l'énergie de la transition  $E_\gamma$  :  $T(\sigma\lambda) \propto E_\gamma^{2\lambda+1} B(\sigma\lambda)$ , et en particulier pour les transitions E2 :

$$T(E2) = 1.223 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2),$$

où  $B(E2)$  est exprimé en  $\text{e}^2 \cdot \text{fm}^2$ ,  $E_\gamma$  en MeV et  $T(E2)$  en  $\text{s}^{-1}$ . Le temps de vie de l'état excité est l'inverse de la somme de toutes les probabilités de transition associées à chacune de ses voies de décroissance.

### Moments quadripolaires spectroscopiques

La mesure des sections efficaces différentielles d'excitation coulombienne à basse énergie fournit les éléments de matrice de l'opérateur multipolaire électrique  $\langle \Psi_{I_f} | M(E2) | \Psi_{I_i} \rangle$ . À partir de ces derniers, on peut calculer les moments quadripolaires spectroscopiques, c'est-à-dire la déformation quadripolaire dans le référentiel du laboratoire.

Si la sensibilité de l'expérience et le nombre d'éléments de matrice extraits des mesures sont suffisants, on peut en principe calculer le moment quadripolaire intrinsèque du noyau de manière complètement indépendante d'un modèle particulier. Des mesures de  $B(E2)$  par d'autres expériences (par mesures de temps de vie par exemple) peuvent fournir des contraintes supplémentaires à l'analyse des données d'excitation coulombienne et ainsi augmenter la sensibilité de la mesure.

L'excitation coulombienne de basse énergie permet ainsi d'obtenir une information sur la forme intrinsèque du noyau, et en particulier de discriminer les formes *prolate* des formes *oblate* car le moment quadripolaire intrinsèque donne le signe de la déformation axiale  $\beta$ . Par contre, la mesure de  $B(E2)$  seule ne permet pas d'accéder à la forme du noyau indépendamment d'un modèle. En supposant que le noyau possède une symétrie axiale, on peut relier les moments quadripolaires transitionnels  $Q_0^t$  (correspondant aux éléments de matrice hors diagonale de l'opérateur multipolaire) au  $B(E2)$  :

$$B(E2, I_f \rightarrow I_i) = \frac{5\pi}{16} (eQ_0^t)^2 \langle I_i K 20 | I_f K \rangle ,$$

où  $\langle I_i K 20 | I_f K \rangle$  désigne le coefficient de Clebsch-Gordan et  $K$  est la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau. Les fortes déformations du noyau se manifestent par de grandes valeurs de  $B(E2)$ , mais la seule mesure de  $B(E2)$  ne permet pas de connaître le signe de  $\beta$ .

## 1.2 La région des noyaux riches en neutrons de masse $A = 100 - 110$

Les noyaux objets des études décrites dans ce manuscrit sont les noyaux pairs-pairs riches en neutrons, appartenant aux chaînes isotopiques des Zr ( $Z = 40$ ), Mo ( $Z = 42$ ), Ru ( $Z = 44$ ) et Pd ( $Z = 46$ ). Ils se situent entre les fermetures de sous-couche  $Z = 40$  et de couche  $Z = 50$  pour les protons, et à mi-chemin entre les fermetures de couche neutrons  $N = 50$  et  $N = 82$ . Les protons remplissent notamment les orbitales issues de  $\pi g_{9/2}$  et les neutrons les orbitales issues de  $\nu h_{11/2}$  (cf. figure 1.3). Ces orbitales jouent un rôle décisif dans l'apparition de la déformation à  $N = 60$ .

Les systématiques de la probabilité de transition réduite  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  et du rapport  $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  sont représentées sur les figures 1.4. Ces noyaux sont caractérisés par l'augmentation de la collectivité en fonction du nombre de neutrons. Celle-ci est particulièrement brusque entre  $N = 58$  et  $N = 60$  pour les isotopes de Zr. Elle est le signe de la transition d'une forme sphérique dans les Zr de  $N \leq 58$  vers des fortes déformations dans les noyaux de  $^{100-104}\text{Zr}$  dont les spectres *yrast* sont proches de la limite rotationnelle. L'augmentation de la collectivité est moins rapide dans les isotopes de Mo, de Ru et de Pd. L'amplitude de la transition diminue avec le nombre de protons. Le rapport  $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  pour  $N \geq 60$  s'écartant de la limite rotationnelle est le signe de l'apparition de formes plus complexes. Des formes triaxiales sont réputées se développer dans les noyaux de Mo et de Ru, alors qu'une transition de formes *prolate* à *oblate* est soupçonnée dans les noyaux de Ru et de Pd.

Dans la suite on s'intéressera aux précédentes études expérimentales et théoriques menées.

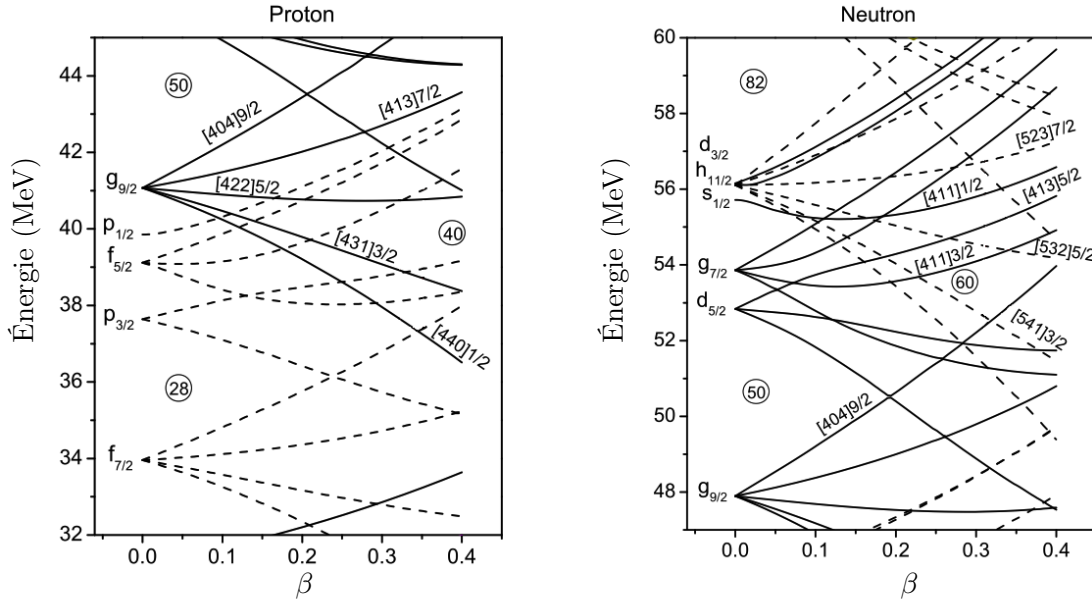


FIGURE 1.3 – Diagrammes de Nilsson pour les protons et les neutrons (figure adaptée de [5]).

### 1.2.1 Études théoriques

Les noyaux de masse  $A = 100 - 110$  ont été identifiés très tôt comme une région de compétition entre différentes déformations, donnant lieu à des transitions de forme sphérique à déformée et de forme *prolate* à *oblate*. Les méthodes employées pour décrire ces transitions sont nombreuses et incluent des modèles phénoménologiques, le modèle de bosons en interaction IBM (*Interacting Boson Model*), le modèle en couches, les modèles auto-cohérents de champ moyen ou encore les théories de champ moyen relativistes (voir par exemple [6] et les références qui y sont citées). Les différents modèles s'accordent à prédire les mêmes tendances mais le lieu des transitions de forme ou les mécanismes à l'origine de ces transitions varient selon le modèle.

#### Transition de forme sphérique à déformée

Une première explication de la brusque transition de forme dans les noyaux de Sr et de Zr entre  $N = 58$  et  $N = 60$  fut d'abord proposée par Federman et Pittel [7]. La partie isoscalaire de l'interaction proton-neutron agissant entre les nucléons de valence dans les orbites partenaires de spin-orbite  $\pi g_{9/2}$  et  $\nu g_{7/2}$  serait responsable du développement soudain de la déformation. Cette interprétation est cependant controversée en raison du choix d'un cœur inerte de  $^{94}\text{Sr}$  ou  $^{88}\text{Sr}$  avec un espace de valence très restreint utilisé pour les calculs.

Ce mécanisme est remis en cause par des calculs utilisant un espace de configurations élargi [8] qui soulignent la corrélation entre les nucléons des orbites  $\pi g_{9/2}$  et  $\nu h_{11/2}$ , dont le rôle dans l'apparition de la déformation est jugé important [9].

Des calculs de champ moyen [10] insistent quant à eux sur l'importance du rôle des orbitales de faible  $K$  ( $1/2$  et  $3/2$ ) issues de  $h_{11/2}$ . Leur forte pente dans le diagramme de Nilsson (cf. figure 1.3) est supposée favoriser les déformations *prolate*, stabilisées par l'orbitale  $9/2^+$  issue de  $\nu g_{9/2}$  [11].

Une étude plus récente menée dans le cadre du PSM (*Projected Shell Model*) [12] met en évidence l'importance conjuguée des deux mécanismes cités, ainsi que de la polarisation simultanée des orbites de proton  $2p_{1/2}$ ,  $2p_{3/2}$  et  $1f_{5/2}$  lors du passage de  $N = 58$  à  $N = 60$ , qui gouverneraient la transition de forme sphérique à déformée.

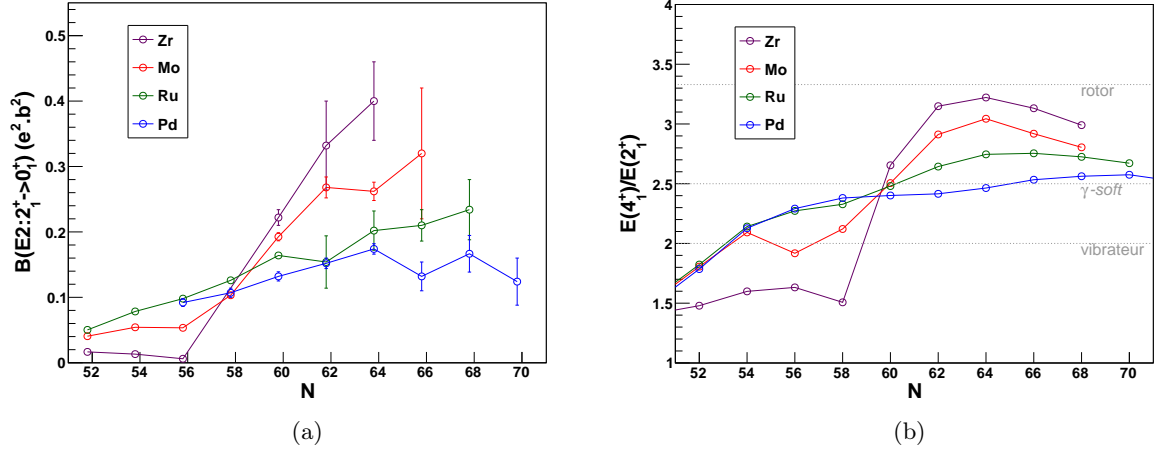


FIGURE 1.4 – Systématiques des noyaux riches en neutrons pairs-pairs de Zr ( $Z = 40$ ), Mo ( $Z = 42$ ), Ru ( $Z = 44$ ) et Pd ( $Z = 46$ ) : (a) Évolution des probabilités de transition réduites  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  en fonction du nombre de neutrons. (b) Rapport des énergies d'excitation expérimentales des niveaux  $4_1^+$  et  $2_1^+$ .

### Transition de forme *prolate* à *oblate*

Les premières prédictions de l'apparition de forme *oblate* dans la région sont dues au modèle à la fois macroscopique et microscopique du *Finite-Range Droplet Model* [13] qui permet de calculer les déformations des états fondamentaux de tous les noyaux. Les formes *oblate* sont prédites dans les isotopes de Ru et de Pd à partir du  $^{110}\text{Ru}$  et du  $^{111}\text{Pd}$ . Cependant la triaxialité n'était pas prise en compte dans ces calculs. Une étude plus récente [14] incluant ce second degré de liberté de la déformation met en évidence son importance. Le maximum de la triaxialité est prédit dans le  $^{108}\text{Ru}$ .

La transition de forme *prolate* vers *oblate* est également prédite par une méthode de Nilsson-Strutinsky avec un potentiel de Woods-Saxon [15] mais cette fois dans le  $^{116}\text{Pd}$ . Des calculs de surfaces de « routhiens » totales (TRS) [16] mettent en évidence la mollesse  $\gamma$  des  $^{108-112}\text{Ru}$  et une stabilité de la forme *oblate* pour le  $^{114}\text{Ru}$ .

### 1.2.2 Études expérimentales

#### Transition de forme sphérique à déformée : Zr

Les premières preuves expérimentales de la transition de forme dans les noyaux de Zr à partir de  $N = 60$  sont l'observation des bandes rotationnelles dans le spectre du rayonnement  $\gamma$  émis par les produits de fission  $^{100,102}\text{Zr}$  [17, 18, 19]. L'analogie avec les régions des terres rares et des actinides sont les premières indications de fortes déformations. Les premières mesures de temps de vie confirment l'augmentation de la collectivité [20].

Cette soudaine déformation est alors interprétée comme l'effet de la compétition entre les fermetures de couche sphérique et de sous-couche déformée [21].

Les régions de transition de forme font souvent apparaître des phénomènes de coexistence de formes [22]. Des mesures de temps de vie par triples coïncidences  $\beta$ - $\gamma$ - $\gamma$  [23] évoquent une coexistence de forme dans le  $^{100}\text{Zr}$  (et le  $^{98}\text{Sr}$ ). D'après des expériences de spectroscopie isomérique [11, 24, 25], la coexistence de formes semble bien définie dans les noyaux de  $^{96,97}\text{Sr}$  et  $^{98,99}\text{Zr}$ , puis elle semble persister dans les isotones  $N = 60$  où de fortes transitions E0 sont

observées.

La spectroscopie  $\gamma$  des noyaux de Zr a été largement complétée par des expériences de fission spontanée aux sensibilités accrues par l'usage de grands ensembles de détecteurs Ge qui ont permis d'identifier de nouvelles bandes collectives dans les noyaux de  $^{100,102,104}\text{Zr}$  [26, 27, 28]. Le  $^{104}\text{Zr}$  semble être l'isotope de Zr le plus déformé selon une première mesure de temps de vie dans ce noyau [29].

Des noyaux encore plus riches en neutrons sont maintenant accessibles grâce aux faisceaux radioactifs de RIKEN. Les études les plus récentes [30] étudient les noyaux de  $^{106}\text{Zr}$  et de  $^{108}\text{Zr}$  dans le but de se rapprocher du  $^{110}\text{Zr}$  dont les nombres de protons et de neutrons sont des nombres magiques pour l'oscillateur harmonique ( $Z = 40$  et  $N = 70$ ). Selon ces études récentes,  $N = 70$  ne semble pas être un *gap* assez grand pour induire une forme sphérique dans le  $^{108}\text{Zr}$ , dont la déformation serait du même ordre de grandeur que pour les isotopes plus légers d'après la systématique des  $E(2^+_1)$ . Enfin des isomères ont été récemment découverts dans le  $^{109}\text{Nb}$  [31], dans le  $^{110}\text{Mo}$  [32], et dans le  $^{108}\text{Zr}$  [33].

### L'émergence du degré de liberté triaxial : Mo et Ru

Les noyaux de Mo et de Ru sont caractérisés par l'émergence du degré de liberté triaxial.

Dans les noyaux de Mo, des mesures de temps de vie jusqu'au spin  $10^+$  [34] sont interprétés comme la diminution du moment quadripolaire pour les masses 102, 104, 106 et 108, et ainsi comme la preuve d'une déformation triaxiale dépendante du spin. L'observation de bandes vibrationnelles  $\gamma$  à deux phonons [35, 36] dans les noyaux de  $^{104,106,108}\text{Mo}$  est également associée avec le développement de la triaxialité.

Des études spectroscopiques à plus haut spin [37] mettent en évidence l'importance du degré de liberté triaxial pour l'interprétation des croisements de bandes dans les Mo par opposition aux noyaux de Zr dont la déformation resterait axiale.

Les noyaux de Mo sont interprétés comme des exemples de noyaux de transition entre la limite dite  $\gamma$ -soft et celle du rotor rigide [38].

Les premières informations sur la forme des noyaux de Ru viennent des études de décroissance  $\beta$  à IGISOL qui rendent compte de l'observation des niveaux excités  $0^+_2$  et  $2^+_1$  dans les noyaux paires-paires de Ru jusqu'à la masse 112 [39] indiquant une augmentation de l'asymétrie  $\gamma$  avec le nombre de neutrons. Les études suivantes des noyaux de Ru [40, 41, 42] permettent d'étendre les bandes collectives fondamentale et vibrationnelles à un et deux phonons aux plus hauts spins et suggèrent que les noyaux de Ru présentent des formes triaxiales plus rigides que les noyaux de Mo.

Enfin parmi les études les plus récentes, des mesures de temps de vie à haut spin (au-delà du  $8^+$ ) [43, 44] indiquent une tendance à la diminution de la déformation avec le spin dans les noyaux de Mo et Ru mais il apparaît difficile d'extraire des informations quant à la mollesse  $\gamma$  ou au degré de triaxialité de ces noyaux.

### Transition de forme *prolate* à *oblate* et triaxialité : Ru et Pd

Les noyaux de Pd appartiennent à une région de transition entre des noyaux rotationnels et vibrationnels, se rapprochant de la limite dite  $\gamma$ -soft (cf. figure 1.4b). Une transition de forme *prolate* vers *oblate* est prédite entre le  $^{111}\text{Pd}$  et le  $^{116}\text{Pd}$  selon le modèle utilisé. La spectroscopie  $\gamma$  des noyaux de Pd riches en neutrons a été étudiée par de nombreuses expériences de fission induite par ions lourds. Les premières études des  $^{104-117}\text{Pd}$  [45, 46] n'ont pas permis de trouver les signes de cette transition de forme, puis l'observation des croisements de bande dans le noyau de  $^{116}\text{Pd}$  [47] a été interprétée comme la manifestation du changement des formes *prolate* à *oblate*. Une telle transition est également proposée dans le  $^{111}\text{Ru}$  [48] par l'intermédiaire de formes triaxiales.

Enfin une étude récente des noyaux de  $^{112-118}\text{Pd}$  par triple et quadruple coïncidence  $\gamma$  [49] propose une évolution des formes plus complexes, de déformations triaxiales avec une tendance *prolate* vers une tendance *oblate*, jusqu'à des formes presque *oblate*.

### 1.3 L'intérêt de la région de masse $A = 100 - 110$

Le panorama des études expérimentales et théoriques précédentes a montré la richesse des phénomènes observés ou attendus, associés à l'évolution des déformations dans les noyaux pairs-pairs de nombres de protons  $Z = 40 - 46$ . Ces noyaux sont caractérisés par leur facilité à se déformer c'est-à-dire la « mollesse » des potentiels en fonction de la déformation, en particulier l'asymétrie  $\gamma$ . Cette propriété en fait des noyaux particulièrement difficiles à décrire pour les modèles.

Les différents modèles s'accordent à prédire les mêmes tendances desquelles émergent la transition de forme sphérique à déformée dans les noyaux de Zr, l'émergence de la triaxialité dans les noyaux de Mo et enfin la transition de forme *prolate* à *oblate* dans les noyaux de Ru et de Pd. Cependant les mécanismes à l'origine de ces transitions de forme et les prédictions individuelles varient d'un modèle à l'autre.

L'étude expérimentale de cette région est donc encore nécessaire afin de tester les prédictions des modèles. Les données spectroscopiques sont aujourd'hui nombreuses dans chaque chaîne isotopique jusqu'aux  $^{102}\text{Zr}$ ,  $^{108}\text{Mo}$ ,  $^{114}\text{Ru}$  et  $^{118}\text{Pd}$  grâce aux nombreuses expériences de fission bénéficiant de détecteurs Ge très segmentés et de grande sensibilité. Cependant la seule donnée des énergies d'excitation est insuffisante pour tester un modèle. Les comparaisons des moments quadripolaires et des probabilités de transition réduites avec un modèle fournissent des tests beaucoup plus sensibles.

Les noyaux de cette région appartiennent à la catégorie des éléments chimiques réfractaires. Jusqu'à maintenant, des faisceaux accélérés constitués de ces éléments n'étaient pas disponibles, excluant la possibilité d'expérience d'excitation coulombienne pour la mesure de moments quadripolaires. On se propose ainsi d'étudier la collectivité dans cette région de masse par une expérience de mesure de temps de vie d'états excités.

Les mesures de temps de vie, même si elles ne sont pas sensibles directement à la forme des noyaux, permettent cependant de mesurer la collectivité par l'intermédiaire des  $B(E2)$  et sont complémentaires des mesures d'excitation coulombienne. Lors de l'extraction des éléments de matrice de l'opérateur multipolaire pour l'analyse d'expériences d'excitation coulombienne, une mesure de  $B(E2)$  indépendante peut permettre de mieux contraindre les éléments de matrice. La connaissance du temps de vie augmente la sensibilité de l'expérience d'excitation coulombienne aux moments quadripolaires. L'étude du  $^{74}\text{Kr}$  [50] a montré par exemple l'utilité d'associer les expériences de mesures de temps de vie et d'excitation coulombienne afin de discriminer différentes déformations et d'accéder à des valeurs précises des moments quadripolaires.

La connaissance expérimentale de la collectivité dans les noyaux de Zr, Mo, Ru et Pd vient essentiellement des probabilités de transition  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  du premier état excité vers l'état fondamental, connues jusqu'aux  $^{104}\text{Zr}$ ,  $^{108}\text{Mo}$ ,  $^{112}\text{Ru}$  et  $^{116}\text{Pd}$  (cf. figure 1.4a). Cependant à partir du second état excité, les données expérimentales sont très lacunaires et accompagnées parfois de grandes incertitudes. L'évolution de la collectivité vers de plus hauts spins peut pourtant aider à la compréhension de la structure de ces noyaux. Leurs états de plus basse énergie sont le résultat de forts mélanges de configurations qui sont supposés diminuer avec l'augmentation de l'énergie d'excitation. De plus, des mesures de temps de vie à haut spin (au dessus du  $8^+$ ) dans cette région [51] ont conclu à la nécessité de mesurer les temps de vie d'états de spin intermédiaire.

L'objectif de l'expérience de mesures de temps de vie menée au GANIL est ainsi d'accéder à la collectivité de noyaux de Zr, Mo, Ru et Pd riches en neutrons aux spins intermédiaires.



## Chapitre 2

# Méthode expérimentale

Une expérience de mesure de temps de vie dédiée à l'étude de la collectivité dans les noyaux riches en neutrons de la région de masse  $A \sim 100$  a été menée en 2011 au GANIL. Les noyaux qui font l'objet de cette étude sont produits par la fission induite lors de la collision d'un faisceau d'uranium ( $^{238}\text{U}$ ) sur une cible de béryllium ( $^9\text{Be}$ ). Ce mécanisme de production des noyaux d'intérêt sera discuté dans la suite. Le dispositif expérimental couplant les spectromètres VAMOS et EXOGAM accompagnés du plongeur de Cologne sera ensuite décrit.

### 2.1 Production des noyaux d'intérêt

#### 2.1.1 La fission pour étudier les noyaux riches en neutrons

La fission d'actinides, qu'elle soit spontanée ou induite, est un moyen privilégié de production des noyaux riches en neutrons car elle permet de peupler des régions de la carte des noyaux difficilement accessibles par d'autres techniques expérimentales.

La fission a en effet la propriété de produire des fragments dont le rapport  $N/Z$  est proche de celui du noyau fissionnant. Le rapport  $N/Z$  des noyaux stables augmentant avec la masse, la fission de noyaux lourds comme les actinides produit des noyaux possédant plus de neutrons que leurs isotopes stables. Cette propriété doit cependant être nuancée car l'exotécité des fragments dépend fortement du processus induisant la fission et de l'énergie en jeu dans la réaction. On peut distinguer deux processus : la fission spontanée, qui intervient dans certains noyaux lourds dont les plus courants sont le  $^{252}\text{Cf}$  et le  $^{248}\text{Cm}$  ; ou la fission induite par l'interaction d'un neutron, d'un proton ou d'une particule plus lourde avec un actinide stable.

La fission spontanée est très couramment employée pour l'étude des noyaux riches en neutrons et est à l'origine d'une grande partie de la connaissance expérimentale de notre région d'intérêt. Les expériences de fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  ont permis, dès le début des années 70, l'étude de la spectroscopie  $\gamma$  des noyaux riches en neutrons de masse  $A \sim 100$ . Parmi les premières études utilisant des détecteurs germanium, Cheifetz et collaborateurs [18] mesurèrent les énergies d'états excités de la bande fondamentale dans des noyaux pairs de  $Z = 40$  à  $Z = 46$ . Suivirent ensuite de nombreuses expériences de spectroscopie ou de mesure de temps de vie d'états excités dans cette région au moyen de la fission spontanée de  $^{252-254}\text{Cf}$  qui étendirent la connaissance des bandes rotationnelles des noyaux de la région.

En plus de la richesse en neutrons des produits de réaction, un second avantage de la fission est la large distribution en masse de ses fragments, ce qui permet d'étudier une grande variété de noyaux par une seule expérience à condition de disposer d'un moyen de sélectionner les noyaux en masse ou en  $Z$ . Les premières expériences de fission [18, 20] employaient déjà une méthode d'identification en masse par mesure de l'énergie cinétique en coïncidence avec la détection du rayonnement  $\gamma$ .



Le développement d'une nouvelle génération de multi-détecteurs germanium multiplièrent les expériences de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$  et de  $^{248}\text{Cm}$  avec les détecteurs Euroball ou Gammasphere. Grâce à la grande efficacité et au pouvoir de résolution de ces détecteurs, les fragments, stoppés dans une cible épaisse, sont sélectionnés par des coïncidences  $\gamma$  triples. La grande sensibilité de ces expériences donne accès à des noyaux encore plus riches en neutrons et à des niveaux de plus haut spin [52, 53].

Avec les expériences de fission spontanée, une incertitude subsiste sur l'appartenance du rayonnement  $\gamma$  à l'un ou l'autre des fragments de fission partenaires. La méthode de fission induite par ions lourds avec une cible fine permet de lever cette ambiguïté. L'identification d'un fragment de fission en coïncidence avec la détection  $\gamma$  est possible puisque les produits de réaction ne sont plus stoppés dans la cible. De plus l'énergie d'excitation plus élevée de la fission induite par ions lourds la rend moins sensible aux effets microscopiques de remplissage des couches nucléaires en comparaison avec la fission spontanée ou la fission induite par neutrons thermiques. Elle produit des distributions de masse plus symétriques et rend ainsi possible l'étude de noyaux plus éloignés des régions de masse  $\sim 100$  et  $\sim 150$  qui constituent les maxima du rendement de la fission spontanée (cf. figure 2.1). Les expériences de fission induite se révèlent ainsi complémentaires de celles employant la fission à plus basse énergie. Par exemple des réactions avec un faisceau de  $^{12}\text{C}$  [45] ou de particules  $\alpha$  [47] sur une cible de  $^{238}\text{U}$  ont étendu la spectroscopie  $\gamma$  des isotopes de Ru ( $Z = 44$ ) et de Pd ( $Z = 46$ ) jusqu'aux masses 112 et 118. Les expériences de fission induite par ions lourds permettent également d'observer des états en moyenne de plus haut moment angulaire que pour la fission spontanée ou induite par neutrons thermiques.

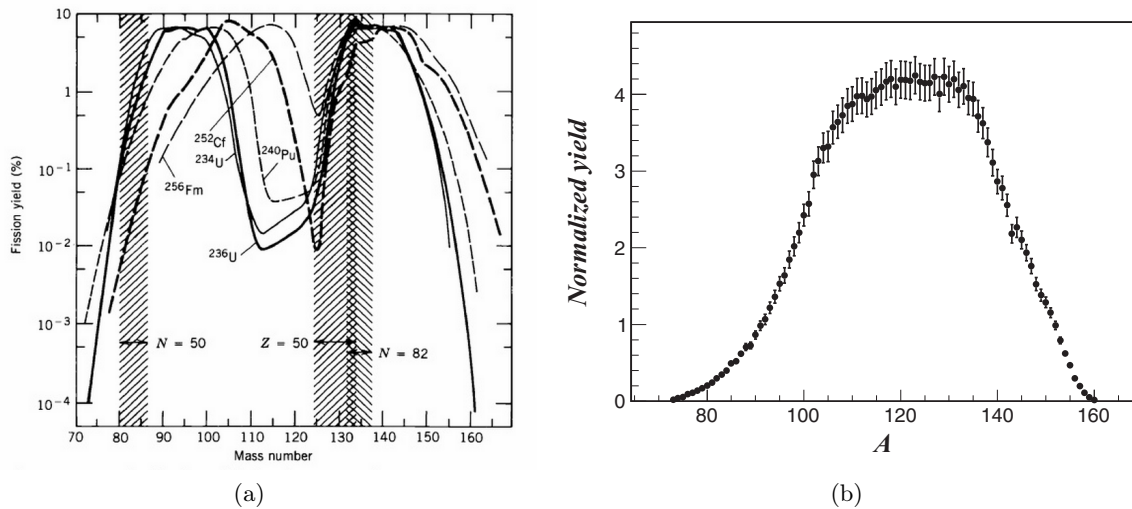


FIGURE 2.1 – Comparaison des rendements en masse des fragments de fission pour différentes réactions : (a) Fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$  et  $^{256}\text{Fm}$ , et fission induite par neutrons thermiques de  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ , figure extraite de [54] ; (b) Fusion-fission  $^{238}\text{U}$  (6.1 MeV/u) +  $^{12}\text{C}$ , figure extraite de [55]. Les fissions à basse énergie d'excitation produisent des distributions de masse présentant deux maxima, alors que la fission d'un noyau composé d'énergie d'excitation de l'ordre de 45 MeV fournit une distribution de masse plus symétrique et permet ainsi de peupler les régions de masse intermédiaire de  $A \simeq 110$ -120.

Ainsi notre expérience de mesure de temps de vie dans des fragments de fission s'inscrit-elle dans une longue lignée d'études des noyaux riches en neutrons produits par fission. La coïncidence de la détection du rayonnement  $\gamma$  avec l'identification des fragments de fission est

cependant employée pour la première fois pour la mesure de temps de vie par la méthode RRDS (cf. chapitre 4). Un des enjeux de l'expérience consiste ainsi à identifier la masse et le numéro atomique des nombreux noyaux produits par la réaction de fission. L'identification est possible grâce aux performances de VAMOS et à l'emploi de la cinématique inverse.

### 2.1.2 La réaction $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$

Les noyaux d'intérêt sont produits par la réaction d'un faisceau d'uranium  $^{238}\text{U}$  d'énergie 6.2 MeV/u produit par le cyclotron CSS1 au GANIL sur une cible de béryllium  $^9\text{Be}$ , d'épaisseur 2.3 mg/cm<sup>2</sup>. Les noyaux d'uranium et de béryllium peuvent interagir de différentes manières selon le paramètre d'impact.

L'interaction à faible paramètre d'impact conduit à la formation d'un noyau composé de  $^{247}\text{Cm}$  dans un état excité après fusion complète des noyaux d'uranium et de béryllium. Le noyau composé se désexcite par émission de particules légères puis fissionne.

Un grand paramètre d'impact donne lieu à une réaction de transfert dans laquelle seuls quelques nucléons sont échangés du noyau cible vers le noyau incident. Le type de voie d'entrée pour la réaction est déterminé par les énergies en jeu dans l'interaction.

L'énergie disponible dans le centre de masse s'exprime par :

$$E_{\text{CM}} = \frac{M_{\text{Be}}}{M_{\text{Be}} + M_{\text{U}}} T_{\text{U}}$$

où  $T_{\text{U}}$  est l'énergie cinétique du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Selon l'évaluation des pertes d'énergie du faisceau lors de la traversée de la cible à l'aide du programme Lise++ [56], l'énergie du faisceau au point d'interaction varie entre 6.2 MeV/u et 5.0 MeV/u. L'énergie dans le centre de masse varie donc, quant à elle, entre 54 et 44 MeV.

L'énergie d'interaction entre les deux noyaux cible et faisceau correspond à l'énergie de répulsion coulombienne qui peut s'écrire :

$$V_C = \frac{e^2 Z_{\text{U}} Z_{\text{Be}}}{4\pi\epsilon_0 r_i} = 44 \text{ MeV}$$

où le rayon d'interaction est  $r_i = r_0 \left( A_{\text{Be}}^{1/3} + A_{\text{U}}^{1/3} \right) + d$  avec  $d = 2 \text{ fm}$  et  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ .

L'énergie disponible pour la réaction, en moyenne de l'ordre de 10 % au-dessus de la barrière coulombienne, est ainsi suffisante pour vaincre la répulsion qui s'exerce entre les deux noyaux et favoriser la réaction de fusion-fission, qui représente environ 80 % des interactions du faisceau avec la cible [57]. On n'envisagera ainsi dans la suite que le cas de la fusion complète, très majoritaire pour notre réaction.

Le noyau composé de  $^{247}\text{Cm}$  est formé à une énergie d'excitation :

$$E^* = Q + E_{\text{CM}}$$

où  $Q$  est la chaleur de réaction de fusion complète  $^9\text{Be} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{247}\text{Cm}$  et vaut  $-6.877 \text{ MeV}$  [58], d'où une valeur moyenne de l'énergie d'excitation de 47 MeV. Avant de fissionner, le noyau composé peut se libérer d'une partie de son énergie d'excitation par une émission de neutrons dits de pré-scission. Afin de conserver le rapport N/Z du noyau composé le plus grand possible, il convient de limiter son énergie d'excitation.

L'énergie disponible pour la fission est la somme  $E^* + Q_{\text{fission}}$  avec  $Q_{\text{fission}}$  la chaleur de réaction pour la fission. La fission des actinides est exothermique :  $Q_{\text{fission}} > 0$ . L'énergie totale dégagée lors de la fission (de l'ordre de 200 MeV) est partagée entre les fragments de fission sous forme d'énergie cinétique et d'émission de neutrons et de photons prompts.

L'énergie du faisceau est ainsi choisie comme un compromis permettant de mener à la fusion complète et limitant l'évaporation de neutrons (pré- et post-scission) pour former les fragments de fission les plus exotiques possible.

### 2.1.3 La cinématique inverse

La réaction  $^{238}\text{U} + ^9\text{Be}$  a lieu en cinématique inverse : cela signifie que le noyau lourd est accéléré sur la cible contenant les noyaux légers, par opposition à la cinématique directe où c'est le noyau léger qui est accéléré. L'avantage de la cinématique inverse est double. D'une part l'importante énergie cinétique des fragments de fission dans le référentiel du laboratoire confère une résolution suffisante en numéro atomique pour la séparation en  $Z$  (cf. partie 2.2.1.3). Elle permet d'autre part de focaliser les fragments de fission vers l'avant et ainsi d'augmenter de manière très significative l'efficacité de détection des produits de réaction dans le spectromètre par rapport à la cinématique directe.

La conservation d'impulsion et la composition des vitesses permettent de relier les angles d'émission des fragments de fission avec leur vitesse dans le référentiel du laboratoire. En supposant de plus que l'énergie cinétique des fragments est égale à la répulsion coulombienne exercée entre les deux fragments au point de scission<sup>1</sup>, on est en mesure de décrire complètement la cinématique de la réaction, illustrée par les figures 2.2. Les fragments de fission sont émis à grande vitesse, de l'ordre de 10 % de la vitesse de la lumière et sont focalisés vers l'avant. Plus le noyau est lourd, plus il est focalisé (cf. figure 2.2a).

La figure 2.2b représente la projection du vecteur vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, en supposant l'émission des fragments de fission isotrope dans le référentiel du centre de masse. Le maximum de la distribution des fragments de fission se situe ainsi sur un cône dont l'ouverture angulaire est d'environ  $20^\circ$ .

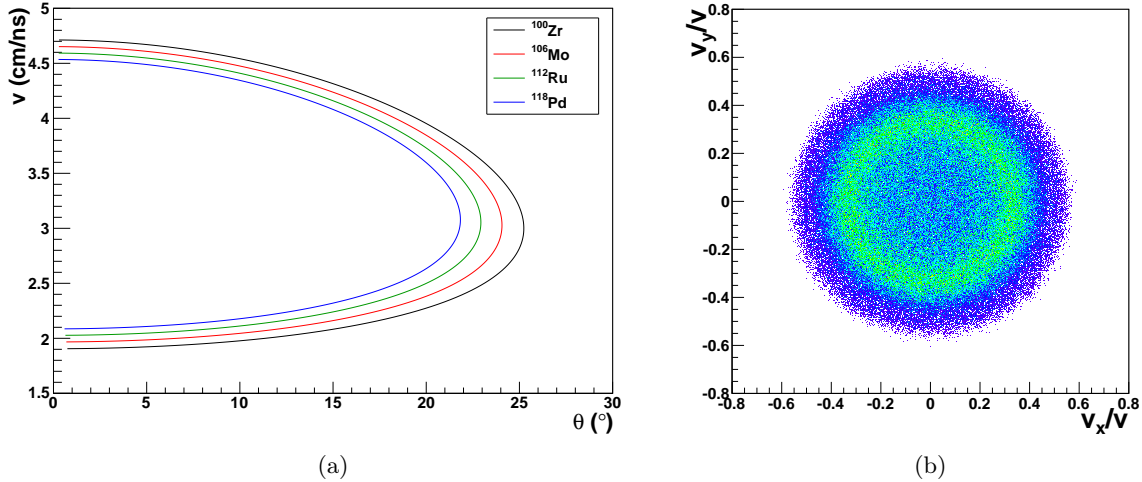


FIGURE 2.2 – (a) Vitesse dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'angle d'émission  $\theta$  par rapport à la direction du faisceau pour quelques noyaux de la région d'intérêt (pour une énergie du faisceau de 6.2 MeV/u au point d'interaction). (b) Projection sur le plan perpendiculaire à la direction du faisceau de la vitesse (dans le référentiel du laboratoire), pour tous les fragments de fission (simulation).

## 2.2 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour cette mesure de temps de vie dans des fragments de fission est représenté sur la figure 2.3. Il comprend le spectromètre VAMOS qui transmet les

1. Ces calculs seront détaillés dans le chapitre 4.

fragments de fission et les identifie grâce aux différentes quantités (énergies, positions et temps de vol) mesurées dans son ensemble de détection. Le multi-détecteur germanium EXOGAM détecte le rayonnement  $\gamma$  émis par les fragments de fission lors de leur désexcitation après la scission. Enfin le dispositif du plunger de Cologne permet de mesurer les temps de vie des états excités des fragments de fission au moyen d'une méthode dédiée (cf. partie 4.1.1). Ces trois instruments sont décrits dans la suite.

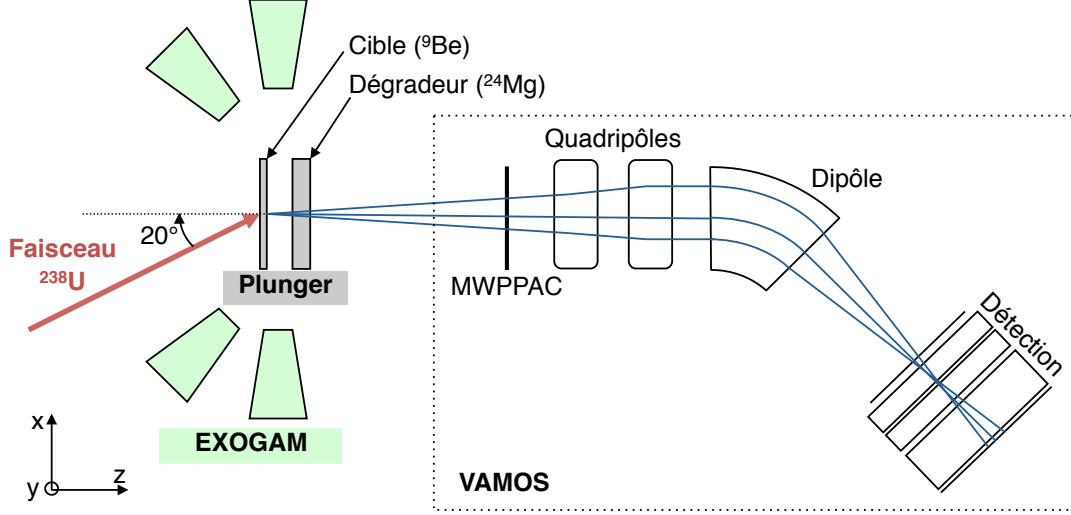


FIGURE 2.3 – Dispositif expérimental de l'expérience de mesures de temps de vie dans des fragments de fission, réalisée au GANIL en 2011.

### 2.2.1 Le spectromètre VAMOS

VAMOS (*V*ARIABLE *M*ODE *S*PECTROMETER) est un spectromètre magnétique de grande acceptance qui permet l'identification complète des noyaux qu'il transmet. Il est équipé d'éléments optiques parmi lesquels figurent deux quadripôles et un dipôle qui guident les noyaux vers le plan focal où un système de détection permet d'identifier la masse, l'état de charge et le numéro atomique des ions transmis. Nous avons bénéficié pour l'expérience du système de détection dans sa version étendue (VAMOS++, [59]). La spécificité de VAMOS réside dans sa grande acceptance angulaire et en impulsion ainsi que sa possibilité d'être opéré selon plusieurs modes et d'être orientable par rapport à l'axe du faisceau.

#### 2.2.1.1 Transmission des fragments de fission en mode dispersif

VAMOS peut être opéré selon plusieurs modes. En mode dispersif, les noyaux sont sélectionnés et séparés selon le rapport de leur impulsion sur l'état de charge grâce au champ magnétique créé par le dipôle. En effet, un ion de masse  $m$  et d'état de charge  $q$  traversant le champ magnétique  $B$  régnant à l'intérieur du dipôle est soumis à la force de Lorentz et adopte une trajectoire circulaire dont le rayon  $\rho$  obéit à la relation suivante :

$$B\rho = \gamma \frac{mv}{q}, \quad (2.1)$$

où  $v$  est la vitesse de l'ion et  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ .

La rigidité magnétique  $B\rho$  caractérise la trajectoire suivie par le noyau. Les ions les plus déviés sont ceux dont le rapport de l'impulsion sur l'état de charge est le plus faible. Le champ magnétique est orienté selon l'axe  $y$ , le dipôle disperse les noyaux selon l'axe  $x$ , dit axe dispersif.

Les deux quadripôles placés avant le dipôle (cf. figure 2.3) focalisent les ions selon les directions  $x$  et  $y$ . L'action de focalisation des quadripôles et de dispersion du dipôle sont associées de manière à concentrer les trajectoires des particules vers le plan focal, situé au niveau du système de détection. Les champs magnétiques sont ajustés de manière à transmettre le plus de noyaux d'intérêt et déterminent la rigidité magnétique de la trajectoire de référence notée  $B\rho_0$ . Le réglage du spectromètre pour notre expérience correspond à  $B\rho_0 = 1.17 \text{ T.m}$ .

VAMOS peut être tourné autour de l'axe  $y$  de manière à placer le spectromètre dans la direction d'émission des noyaux d'intérêt. L'angle entre la direction du faisceau et l'axe de transmission de VAMOS ( $z$ ) est de  $20^\circ$  dans l'expérience. Il est choisi de manière à recueillir le maximum de fragments de fission (cf. figure 2.2a) tout en évitant de transmettre le faisceau et en limitant la transmission d'autres polluants comme les noyaux diffusés de la cible ou du dégradeur.

Afin de limiter en particulier la contamination par les noyaux de magnésium diffusés issus du dégradeur, une feuille d'or d'épaisseur  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  est placée à l'entrée du spectromètre. L'état de charge des ions diminue à la traversée de cette feuille, augmentant ainsi leur rigidité magnétique. L'objectif visé est de diminuer la transmission de noyaux de magnésium et de mieux séparer les fragments de fission du magnésium au plan focal.

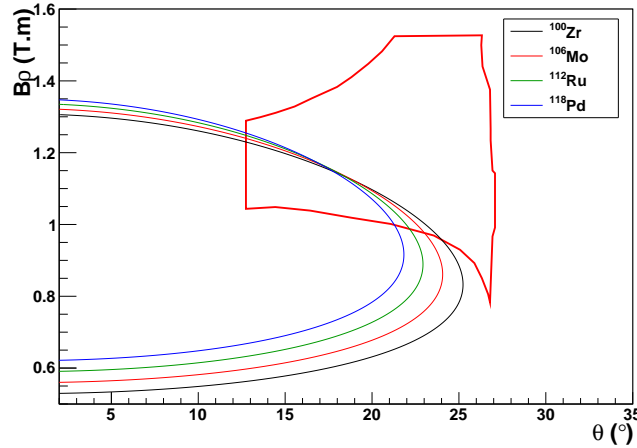


FIGURE 2.4 – Acceptance du spectromètre dans les conditions de l'expérience : VAMOS est orienté à  $20^\circ$  par rapport à la direction du faisceau et la rigidité magnétique nominale est  $B\rho_0 = 1.17 \text{ T.m}$  (contour rouge). La rigidité magnétique en fonction de l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire est également tracée pour quelques noyaux de la région d'intérêt, pour un état de charge ionique moyen.

La large ouverture des quadripôles alliée à l'étendue des détecteurs du plan focal autorise une grande acceptance du spectromètre. Celle-ci est représentée sur la figure 2.4. L'acceptance angulaire maximale dans le plan dispersif est  $\Delta\theta \approx \pm 7^\circ$  et l'acceptance en  $B\rho$  est en moyenne  $\frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \approx \pm 10\%$ . L'évolution de la rigidité magnétique en fonction de  $\theta$  pour quelques exemples de noyaux de la région d'intérêt est également représentée. L'état de charge moyen ionique nécessaire au calcul de  $B\rho$  est estimé par le modèle de Shima [60]. La figure montre également la compatibilité des réglages du spectromètre (angle de VAMOS et  $B\rho_0$ ) avec les trajectoires de quelques noyaux représentatifs de la région d'intérêt.

### 2.2.1.2 Détection des fragments de fission

L'identification complète d'un ion (en masse, numéro atomique et état de charge) nécessite la mesure de plusieurs quantités. VAMOS est pourvu d'un ensemble de détection qui permet de mesurer un temps de vol  $T$ , les caractéristiques de la trajectoire au plan focal ( $x_f, y_f, \theta_f, \phi_f$ ), une perte d'énergie  $\Delta E$  et enfin une énergie résiduelle  $E_{res}$  au moyen des détecteurs du plan focal représentés en figure 2.5.

Le système de détection de VAMOS est décrit dans la référence [59], on rappelle ici quelques caractéristiques principales des détecteurs.

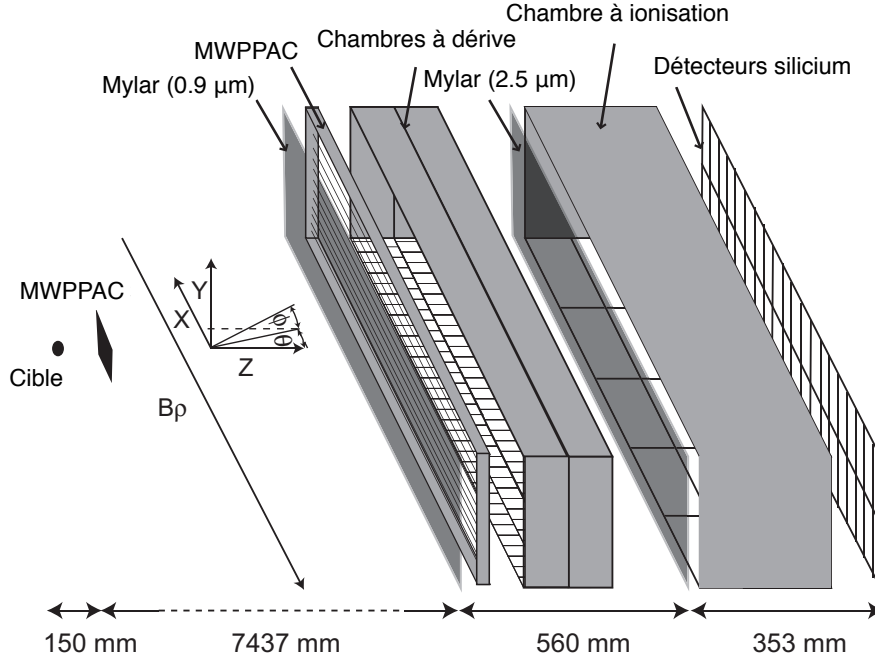


FIGURE 2.5 – Représentation des détecteurs du plan focal de VAMOS. (Figure issue de [59])

#### Les chambres à fils

Deux chambres à fils ou MWPPAC (*Multi-Wire Parallel Plate Avalanche Counter*) mesurent le temps de vol des noyaux. La première, située à l'entrée du spectromètre, à 15 cm de la cible, a une surface active de 60 mm × 60 mm, encadrée de deux feuilles de mylar d'épaisseur 0.5 µm. Le détecteur est rempli d'un gaz d'isobutane de pression 6 mbar qui est ionisé au passage d'un ion. Les électrons d'ionisation accélérés par le champ électrique entre l'anode et la cathode produisent une avalanche électronique. La cathode récolte les ions induits. Le signal de temps issu de la cathode est traité par un amplificateur rapide. La résolution est ainsi inférieure à 500 ps.

La seconde MWPPAC est située à l'entrée du plan focal de VAMOS et délivre le signal de déclenchement de l'acquisition (*start*) au passage d'un ion. Elle est constituée de deux plans d'anodes et d'une cathode centrale, de dimensions 1000 mm × 150 mm. La largeur importante du détecteur nécessite la segmentation de la cathode en 20 sections selon l'axe  $x$ , dont sont issus 20 signaux de temps indépendants.

Le temps de vol de l'ion est ainsi la durée séparant les signaux délivrés par les deux MWPPAC. Le choix des MWPPAC pour la mesure du temps de vol permet une bonne résolution en temps et donc aussi en masse.

### Les chambres à dérive

Deux chambres à dérive identiques permettent de mesurer la position et la direction du mouvement de l'ion au plan focal. Chacune dispose d'un volume actif de dimensions  $1000 \times 150 \times 100 \text{ mm}^3$  divisé en deux zones de dérive et d'amplification séparées par une grille de Frisch. Les électrons créés par l'ionisation du gaz au passage d'un ion dérivent vers la zone d'amplification où un plan de fils polarisés positivement multiplie et collectent les électrons. Enfin la cathode récolte les charges positives. Elle est constituée de deux rangées, chacune segmentée en 160 sections. Chaque chambre à dérive fournit ainsi deux positions selon l'axe  $x$  déduites des centroïdes des répartitions des charges sur les deux plans de la cathode. Les positions selon  $y$  sont calculées à partir du temps de dérive des électrons jusqu'aux fils d'amplification. Ces derniers délivrent le signal d'arrivée, le signal de départ provenant du second détecteur MWPPAC. La vitesse de dérive des électrons dans le gaz dans les conditions de l'expérience est connue :  $v_{\text{dérive}} = 5.439 \text{ cm}/\mu\text{s}$ .

Ainsi les chambres à dérive fournissent quatre ensembles de coordonnées notées  $(x_i, y_i)_{i=1..4}$  correspondant à l'intersection de la trajectoire de l'ion avec les deux plans de chacune des deux chambres à dérive. De ces coordonnées sont déduites géométriquement la position  $(x_f, y_f)$  de l'ion au plan image ainsi que sa direction d'émission définie par les angles  $(\theta_f, \phi_f)$ . Le plan image est défini arbitrairement comme le plan perpendiculaire à l'axe de transmission du spectromètre situé à 7.6 m de la cible le long de la trajectoire de référence.

### La chambre à ionisation

La chambre à ionisation est constituée d'une cathode, d'une grille de Frisch et d'une anode divisée selon la direction de propagation des ions en trois rangées. Chacune des rangées est segmentée en cinq sections le long de l'axe dispersif et dispose d'un volume actif de  $1000 \times 150 \times 120 \text{ mm}^3$  rempli d'un gaz de tétrafluorure de carbone ( $\text{CF}_4$ ) dont la pression est de 30 mbar pour l'expérience. La chambre d'ionisation mesure successivement dans chaque rangée les trois pertes d'énergie dont la somme est notée  $\Delta E$ . La résolution en énergie est de l'ordre de 1 %.

### Les détecteurs Silicium

Les ions qui traversent le spectromètre finissent leur course dans le mur de détecteurs silicium qui mesure leur énergie résiduelle, notée  $E_{\text{res}}$ . Celui-ci est composé d'une matrice de 40 détecteurs répartis en deux rangées selon  $z$  et en 20 pistes selon  $x$ . Chaque détecteur possède une surface active de  $50 \times 80 \text{ mm}^2$  et une épaisseur de  $500 \mu\text{m}$ . La résolution en énergie est d'environ 60 keV [59].

#### 2.2.1.3 Méthode d'identification des ions dans VAMOS

L'identification consiste à reconstruire la masse et le numéro atomique des ions à partir des grandeurs mesurées dans les détecteurs du plan focal de VAMOS : les coordonnées  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$ , le temps de vol  $T$ , et les énergies  $\Delta E$  et  $E_{\text{res}}$ . Il est à noter que pour de telles réactions autour de la barrière coulombienne il est nécessaire d'accéder aussi à l'état de charge ionique des ions. Celui-ci est en effet différent de  $Z$  et la distribution des états de charge à  $Z$  constant est répartie sur plusieurs valeurs différentes.

### Reconstruction de la trajectoire

La première étape consiste à reconstruire la trajectoire des particules depuis la cible jusqu'au plan image. À partir des coordonnées finales, il s'agit de calculer les grandeurs d'intérêt de la trajectoire de l'ion dans le spectromètre : la rigidité magnétique  $B\rho$ , la longueur  $D$  du chemin parcouru ainsi que les angles  $\theta_i$  et  $\phi_i$  du vecteur vitesse à la cible. La grande acceptance de VAMOS rend la relation entre  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$  et  $(B\rho, D, \theta_i, \phi_i)$  non linéaire. Une résolution

numérique approchée s'appuyant sur une simulation de l'optique du spectromètre est alors employée. À partir des cartes de champ du dipôle et des quadripôles, la transmission des particules dans le spectromètre est simulée à l'aide du programme ZGOUBI [61] sur l'ensemble du plan focal de manière à couvrir l'intégralité de l'acceptance du spectromètre. Les trajectoires générées permettent d'ajuster les paramètres de fonctions polynomiales notées  $(F_i)_{i=1..4}$  qui relient les coordonnées initiales aux coordonnées finales de la manière suivante :

$$\begin{aligned} B\rho &= F_1(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \\ \theta_i &= F_2(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \\ \phi_i &= F_3(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \\ D &= F_4(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f) \end{aligned}$$

### Identification de $m$ et $Z$

À partir du chemin  $D$  issu de la reconstruction et du temps de vol  $T$  mesuré grâce aux deux détecteurs MWPPAC, on obtient la vitesse moyenne de l'ion le long de sa trajectoire  $v = \frac{D}{T}$ .

Le rapport de la masse sur l'état de charge ionique de la particule détectée s'obtient par la relation 2.1. L'énergie cinétique totale de l'ion  $E = E_{res} + \Delta E$  fournit une estimation de la masse notée  $m_E = \frac{E}{(\gamma-1)c^2}$ . Cependant la résolution en énergie totale est limitée par la résolution de la chambre d'ionisation, de l'ordre de 1 %. Ainsi la résolution de  $m_E$  est supérieure à 1 % et est donc insuffisante pour déterminer  $m$  à une unité de masse atomique près dans les noyaux dont la masse excède 100. La grandeur  $m_E$  permet toutefois d'identifier les états de charge grâce à sa corrélation avec le rapport  $m/q$ . À chaque évènement est ainsi attribué un état de charge entier. La masse s'obtient alors par la multiplication de cet état de charge avec le rapport  $m/q$  calculé par la relation 2.1.

Le numéro atomique du noyau est quant à lui interprété par la corrélation de la perte d'énergie  $\Delta E$  avec l'énergie cinétique totale. La résolution nécessaire pour séparer les différents numéros atomiques est atteinte grâce à la cinématique inverse qui confère aux noyaux une énergie cinétique suffisante pour qu'ils traversent les trois rangées de la chambre d'ionisation sans y être arrêtés et atteindre le mur de détecteurs silicium. L'intérêt de la cinématique inverse pour l'identification en  $Z$  est développée dans la référence [62]. L'identification de  $m$ ,  $q$ , et  $Z$  sera développée et illustrée dans le chapitre 3.

#### 2.2.2 EXOGAM

Le multi-détecteur germanium EXOGAM [63] détecte le rayonnement  $\gamma$  émis au niveau de la cible. Le nombre de détecteurs qui le composent (appelés *clovers*) peut aller jusqu'à 16. Un *clover* est un ensemble de quatre cristaux de germanium dans un cryostat, chaque cristal est lui-même segmenté électriquement en quatre parties (cf. figure 2.6a). À chaque cristal sont associés cinq contacts : le contact central fournit la mesure de l'énergie totale déposée dans le cristal, les quatre autres contacts donnent l'énergie absorbée dans chacun des segments (avec une moindre résolution).

La juxtaposition de quatre cristaux et leur segmentation électrique confèrent une grande granularité au détecteur, dont l'avantage est double. D'une part la direction du photon incident est déterminée avec plus de précision ce qui limite la dégradation de la résolution en énergie due à l'effet Doppler. D'autre part l'efficacité photopique diminue moins vite avec la multiplicité du rayonnement  $\gamma$ .

Le dispositif expérimental compte dix détecteurs disposés autour de la chambre à réaction (cf. figure 2.7). Sept d'entre eux sont placés à  $90^\circ$  par rapport à l'axe du spectromètre, et trois à  $135^\circ$ . Chaque *clover* est entouré d'enceintes anti-Compton composées de cristaux de germanate



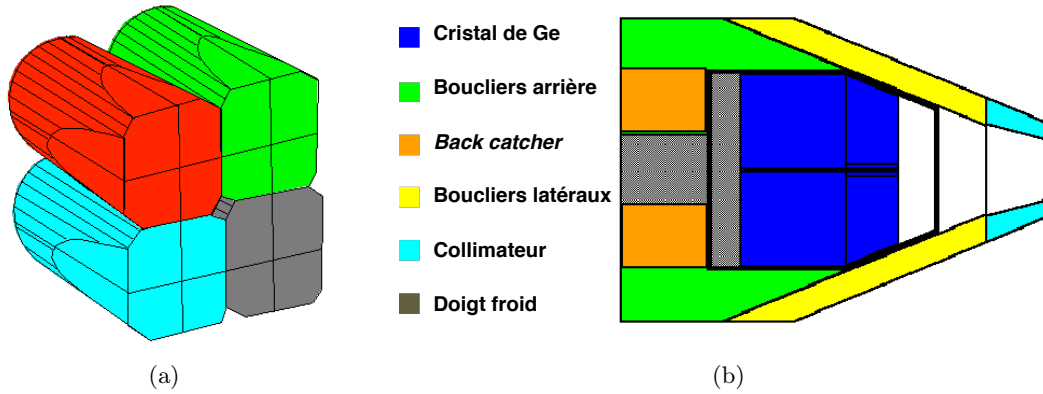


FIGURE 2.6 – (a) Schéma des 4 cristaux composant un *clover* d’EXOAM, chaque couleur correspond à un cristal différent. La segmentation électrique des cristaux est également représentée. (b) Schéma d’un *clover* d’EXOAM avec ses enceintes anti-Compton.

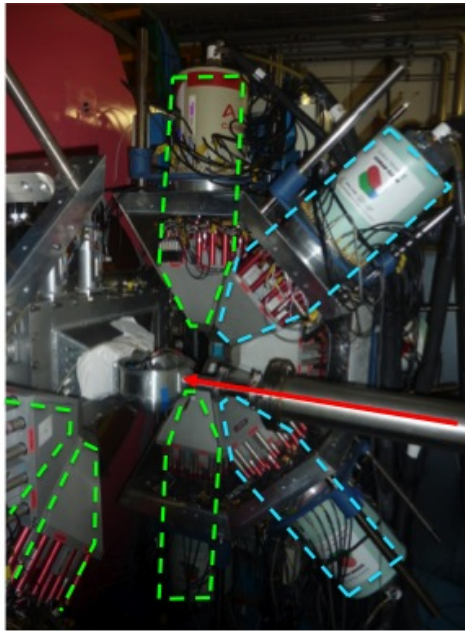


FIGURE 2.7 – Photo du dispositif expérimental autour de la chambre à réaction. La flèche rouge indique la direction du faisceau. Les tirets bleus et verts entourent certains des *clovers* placés respectivement à un angle de  $135^\circ$  et  $90^\circ$  par rapport à l’axe de transmission du spectromètre (tous les *clovers* employés pour l’expérience ne sont pas visibles).

de bismuth (BGO) et d’iodure de césium (CSI) (cf. figure 2.6b) qui permettent de rejeter les événements pour lesquels le photon s’échappe du détecteur en diffusant dans un de ces cristaux, et donc d’augmenter le rapport pic sur total.

Plusieurs configurations des *clovers* sont possibles selon le nombre de cristaux anti-Compton présents. La configuration adoptée pour l’expérience correspond au bouclier complet (dite configuration B, cf. [64]). Dans cette disposition, la distance entre les cristaux et la cible est d’environ 15 cm.

### 2.2.3 Acquisition

Le système d'acquisition est déclenché par la coïncidence des détections d'un évènement dans VAMOS et dans EXOGAM, le déclenchement de VAMOS étant effectué par le second détecteur MWPPAC. À chaque déclenchement, le système d'acquisition fusionne les données coïncidentes issues des deux détecteurs pour construire un évènement. La fréquence d'acquisition des données est de l'ordre de 1 kHz. L'acquisition évènement par évènement permet ainsi de créer des spectres  $\gamma$  pour une certaine sélection en masse et en numéro atomique du fragment de fission détecté et de corriger les spectres  $\gamma$  de l'effet Doppler grâce à la vitesse des ions mesurée dans VAMOS.

### 2.2.4 Le plongeur de Cologne

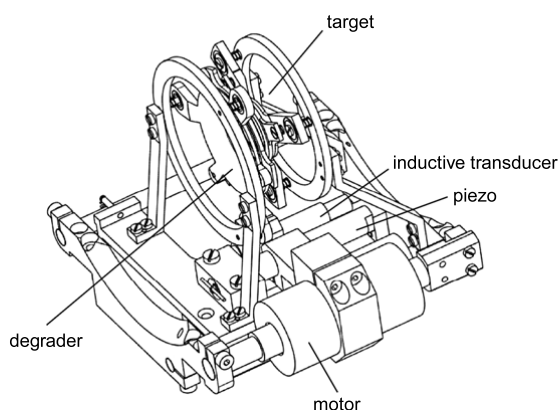


FIGURE 2.8 – Schéma du plongeur de Cologne (figure issue de [65]).

Placé dans la chambre à réaction, le plongeur est un dispositif permettant de contrôler la distance entre la cible et une feuille de matière dont le rôle est de ralentir les noyaux, appelée dégradateur. Cet appareil permet d'appliquer la méthode RDDS (*Recoil Distance Doppler Shift*) pour mesurer le temps de vie d'états excités, décrite en 4.1.1.

La méthode RDDS nécessite que la cible et le dégradateur soient maintenus parallèles et à une distance fixe. L'échauffement des deux feuilles provoqué par le faisceau rend le maintien de leur position délicat et nécessite un système actif dédié. Pour cela, le plongeur est équipé de rails sur lesquels le dégradateur peut être déplacé par un moteur piézoélectrique. Un asservissement en position contrôle la distance entre la cible et le dégradateur avec une précision inférieure au micromètre. Le plongeur utilisé pour l'expérience (figure 2.8) est conçu pour des réactions profondément inélastiques. La géométrie du plongeur et la disposition des différents éléments dont il est composé sont adaptées aux réactions dans lesquelles les noyaux d'intérêt peuvent être émis dans des directions différentes de celle du faisceau [65].

Le matériau constituant le dégradateur est choisi de manière à limiter les réactions avec les fragments de fission. La méthode RDDS nécessite que la perte d'énergie des noyaux à la traversée du dégradateur soit suffisamment grande pour distinguer les deux composantes des transitions  $\gamma$  (cf. partie 4.1.1). Mais d'autre part les noyaux doivent conserver une vitesse assez élevée en sortie du dégradateur de manière à pouvoir les identifier dans le spectromètre. De plus l'effet de *straggling*<sup>2</sup> qui tend à élargir les distributions de vitesse quand l'épaisseur de matériau augmente

2. Les pertes d'énergie d'un noyau à la traversée d'un matériau sont le résultat de phénomènes statistiques. Le *straggling* désigne l'élargissement de la distribution des vitesses d'un faisceau traversant de la matière.

est à limiter. Le dégradeur de  $^{24}\text{Mg}$  d'épaisseur  $5\text{ mg/cm}^2$  employé pour l'expérience a été choisi ainsi comme un compromis entre ces différentes contraintes.

L'expérience a été menée pour sept distances différentes entre la cible et le dégradeur, dont les valeurs sont :  $37\text{ }\mu\text{m}$ ,  $63\text{ }\mu\text{m}$ ,  $112\text{ }\mu\text{m}$ ,  $212\text{ }\mu\text{m}$ ,  $412\text{ }\mu\text{m}$ ,  $754\text{ }\mu\text{m}$  et  $1554\text{ }\mu\text{m}$ . Les données sont acquises pendant environ 24 h pour chaque position du dégradeur. La méthode est sensible aux temps de vie équivalents à la durée nécessaire aux noyaux pour parcourir la distance de la cible au dégradeur. La vitesse des noyaux étant de l'ordre de  $30\text{ }\mu\text{m/ps}$ , l'expérience permet de mesurer des temps de vie entre  $\sim 1\text{ ps}$  et  $50\text{ ps}$ .

## Chapitre 3

### Analyse

Ce chapitre est consacré à l'analyse des données de VAMOS et d'EXOAM permettant d'obtenir la spectroscopie  $\gamma$  des fragments de fission identifiés. On détaille les étalonnages successifs des détecteurs du plan focal de VAMOS qui permettent de séparer les ions transmis par le spectromètre selon leur état de charge, leur masse et leur numéro atomique. L'analyse des spectres  $\gamma$  en coïncidence avec une sélection d'un noyau dans VAMOS permet ensuite de les identifier grâce aux transitions  $\gamma$  caractéristiques.

#### 3.1 La séparation des fragments de fission

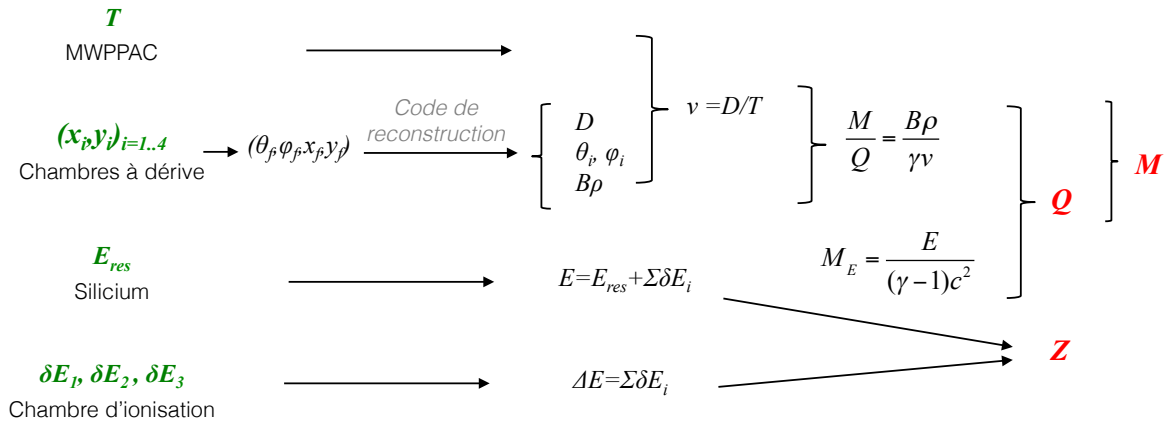


FIGURE 3.1 – Principe de l'analyse des mesures effectuées dans VAMOS (en vert) pour la reconstruction de la masse, de l'état de charge et du numéro atomique des ions (en rouge).

On a décrit dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.1.3) la méthode d'identification des fragments de fission à partir des grandeurs mesurées au plan focal de VAMOS. Celle-ci est résumée sur la figure 3.1. On exposera dans cette partie la procédure d'analyse permettant, depuis les données brutes issues des détecteurs (chambres à dérive, chambres à fils, chambre d'ionisation et détecteurs silicium), d'accéder à la masse, au numéro atomique et à la charge des ions détectés.

Les différentes étapes d'étalonnage des signaux issus des détecteurs du plan focal de VAMOS seront présentées. On détaillera en particulier les étalonnages du temps de vol et de l'énergie, tous deux déterminants pour l'obtention de la séparation en masse des fragments de fission. On dispose de données acquises lors de la mesure dans VAMOS des produits de différentes réactions

avec le même dispositif expérimental. En plus des données issues de la réaction de fusion-fission, on utilise également la diffusion élastique du faisceau de  $^{238}\text{U}$  d'énergie 6.2 MeV/u sur des cibles de  $^{93}\text{Nb}$  d'épaisseur 1.3 mg/cm<sup>2</sup> et de  $^{197}\text{Au}$  d'épaisseur 170 µg/cm<sup>2</sup>.

### 3.1.1 Étalonnage des chambres à dérive

Les deux chambres à dérive, chacune constituée de deux rangées, permettent de mesurer quatre coordonnées  $(x_i, y_i)$  correspondant aux points d'intersection de la trajectoire du noyau avec les quatre plans formés par les rangées des chambres à dérive. Elles sont placées à environ 7.8 m de la cible, et séparées d'une distance de 12 cm. Chaque rangée est constituée de 160 pistes réparties selon l'axe dispersif  $\vec{x}$  (cf. figure 3.2).

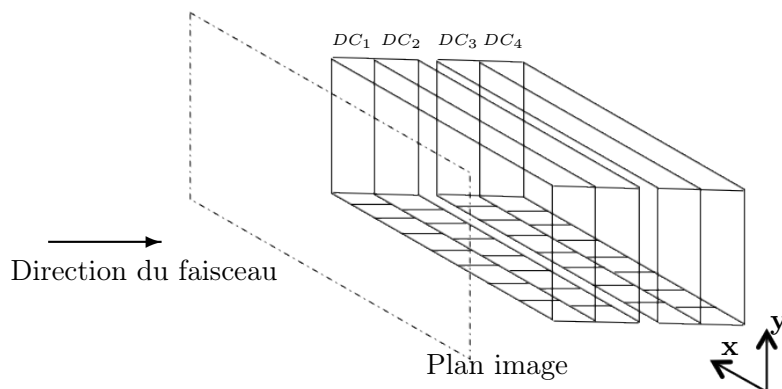


FIGURE 3.2 – Les deux chambres à dérive et le plan image de VAMOS.

Les signaux de tension issus des différentes pistes sont traités par une chaîne électronique aboutissant à un ADC (*Analog to Digital Converter*) fournissant le signal numérique envoyé vers l'acquisition. La première étape de l'étalonnage consiste à aligner et à corriger les éventuelles non-linéarités des différentes voies électroniques. Pour cela, un générateur d'impulsion est utilisé pour envoyer différentes impulsions de tension d'amplitudes connues sur chaque piste. Dans chaque rangée des chambres à dérive, le signal issu de la piste centrale auquel on soustrait le piédestal (*i.e.* la sortie de l'ADC en l'absence de signal d'entrée) est choisi comme référence. Les pistes voisines sont ensuite alignées sur cette référence à l'aide d'une fonction polynomiale du second degré.

#### 3.1.1.1 Alignement des pistes par générateur d'impulsion

L'exemple de l'alignement d'une rangée des chambres à dérive est présenté sur la figure 3.3. La charge mesurée sur les pistes d'une chambre à dérive après cet étalonnage y est tracée. Chaque ligne horizontale correspond à une impulsion du générateur. L'alignement des pistes entre elles est bien réalisé sur toute la gamme de mesure.

#### 3.1.1.2 Selon $\vec{x}$

La coordonnée  $x_i$  est mesurée par la méthode de la sécante hyperbolique. Lors du passage d'un ion, chaque piste génère un signal proportionnel à la charge récoltée. Pour chaque évènement, on recherche trois pistes consécutives touchées simultanément, telles que la charge induite soit maximale sur la piste centrale. La largeur d'une piste étant connue (6.4 mm), on peut alors calculer la coordonnée  $x_i$  du passage du noyau dans la chambre comme le centroïde

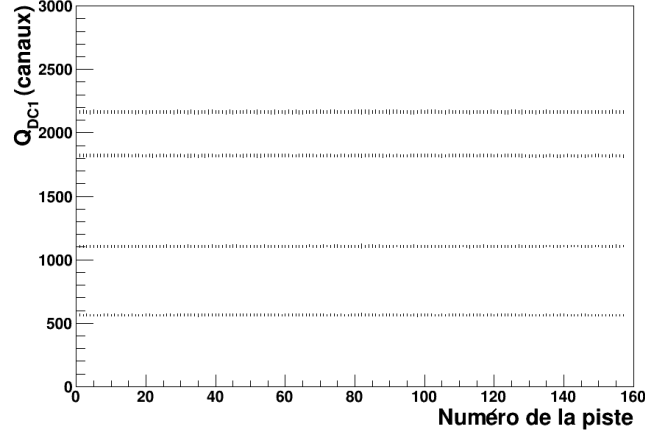


FIGURE 3.3 – Charge induite par un générateur d’impulsion sur chaque piste de la première rangée des chambres à dérive, après étalonnage.

de la distribution des charges sur les pistes [66]. La résolution en position selon  $\vec{x}$  ainsi obtenue est  $\simeq 270 \mu\text{m}$  [59].

L’alignement effectué décrit au début de la partie 3.1.1.1 ne permet que de corriger les différences de comportement de chaque voie liées à l’électronique et ne garantit pas l’uniformité de la réponse du détecteur sur toute l’étendue du plan focal.

On observe en effet que l’amplification des charges n’est pas uniforme dans les chambres à dérive comme illustré sur la figure 3.4a. On y représente la valeur de la charge maximale  $Q_{DC}$  recueillie pour chaque évènement en fonction du numéro de la piste dans la première rangée des chambres à dérive. Ces inhomogénéités de la charge mesurée dans les détecteurs peuvent induire des erreurs dans le calcul de  $x_i$ , qui se propagent lors de la reconstruction des trajectoires et provoquent une dépendance de l’état de charge des ions avec la coordonnée  $x_i$ . Cette dépendance est visible sur la figure 3.4b. Cet effet indésirable tend à élargir la distribution des états de charge, notés  $Q$ . Pour y remédier, on ajuste la charge par un facteur multiplicatif de manière à ce que la valeur moyenne de  $Q_{DC}$  (repérée en rouge sur la figure 3.4a) soit la même sur toutes les pistes d’une même rangée.

L’effet de cette correction sur la charge mesurée dans les chambres à dérive après reconstruction de l’état de charge ionique  $Q$  est présenté sur les figures 3.4c et 3.4d. La correction effectuée permet en moyenne de réduire la largeur à mi-hauteur des distributions de charge de 20 %. La même procédure est appliquée indépendamment à chacune des quatre rangées des chambres à dérive.

### 3.1.1.3 Selon $\vec{y}$

La coordonnée  $y_i$  est calculée par  $y_i = y_0 + v_{\text{dérive}} t_e$ .  $y_0$  est une référence selon l’axe  $\vec{y}$  mesurée pour chaque chambre à dérive et qui correspond à la position du détecteur dans le repère de référence pour le calcul des positions des ions. Le temps de dérive des électrons  $t_e$  est la durée nécessaire à l’avalanche d’électrons créée lors de l’ionisation du gaz au passage du noyau pour rejoindre les fils d’amplification de la chambre à dérive. Il est mesuré par la différence en temps entre le signal du second MWPPAC (le *start* de l’acquisition) et le signal des fils. La vitesse de dérive des électrons est  $v_{\text{dérive}} = 5.439 \text{ cm}/\mu\text{s}$  dans les conditions de l’expérience.

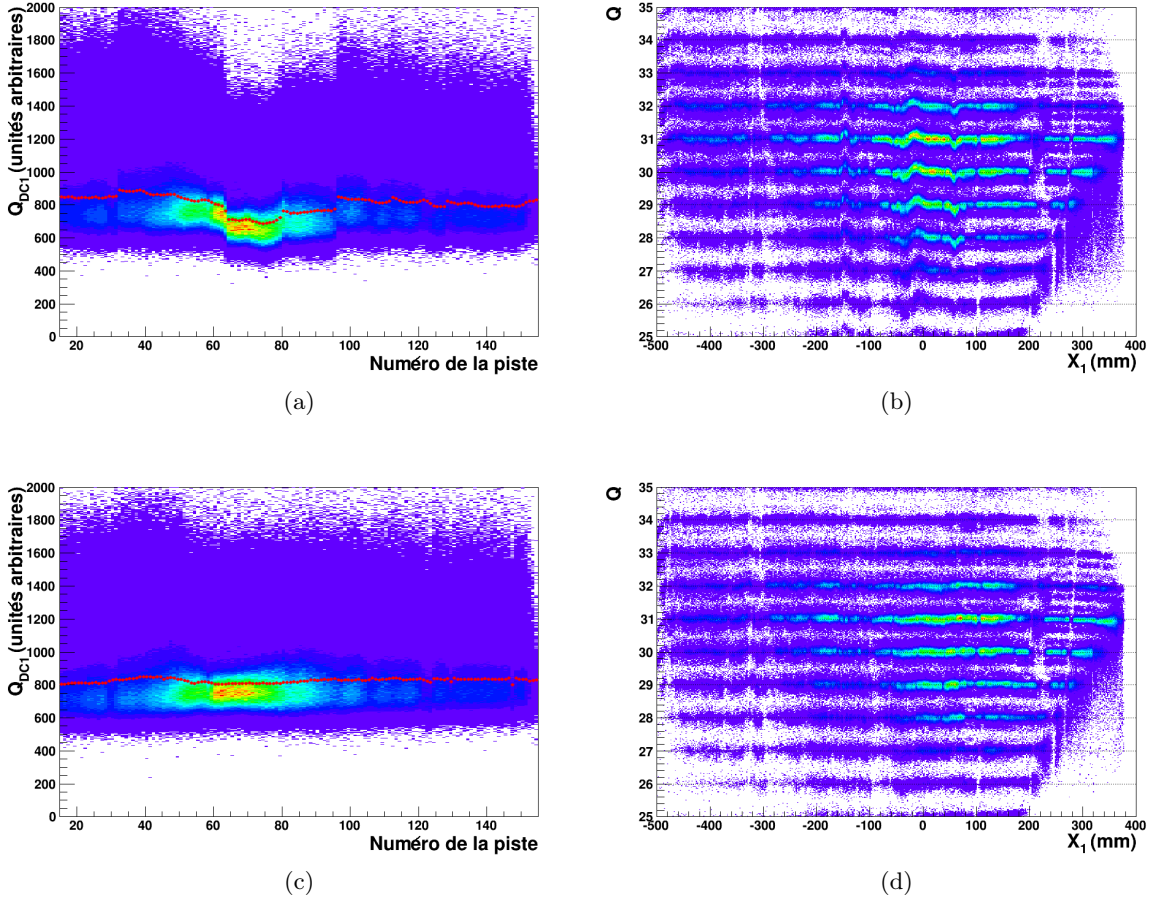


FIGURE 3.4 – Comparaison de la charge mesurée dans une rangée d’une chambre à dérives et de l’état de charge des ions avant et après les corrections d’amplification des charges des chambres à dérives. À gauche, charge recueillie sur chaque piste, avant (a) et après correction (c). À droite, état de charge du noyau de  $^{93}\text{Nb}$  diffusé après reconstruction des trajectoires (en unité de charge élémentaire), avant (b) et après correction (d).

#### 3.1.1.4 Calcul des coordonnées au plan image

Les quatre couples  $(x_i, y_i)$  sont ensuite utilisés pour calculer les coordonnées de la trajectoire  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$  dans un plan image situé par définition à 7.6 m de la cible et perpendiculaire à l’axe de transmission  $\vec{z}$ . On note  $\phi_f$  l’angle entre le vecteur vitesse et sa projection dans le plan  $(\vec{z}, \vec{x})$  et  $\theta_f$  l’angle entre cette projection et l’axe  $\vec{z}$ .

La projection de la trajectoire de l’ion dans le plan  $(\vec{z}, \vec{x})$  est ajustée par une droite qui fournit les valeurs de  $\theta_f$  et  $x_f$  (cf. figure 3.5). Les coordonnées  $\phi_f$  et  $y_f$  sont obtenues de la même manière dans le plan  $(\vec{y}, \vec{z})$ .

Enfin, à partir des coordonnées  $(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$ , le code de reconstruction de la trajectoire (cf. paragraphe 2.2.1.3) fournit la rigidité magnétique  $B\rho$ , la longueur  $D$  du chemin parcouru depuis la cible jusqu’au plan focal ainsi que les angles  $\theta_i$  et  $\phi_i$  du vecteur vitesse à la cible.

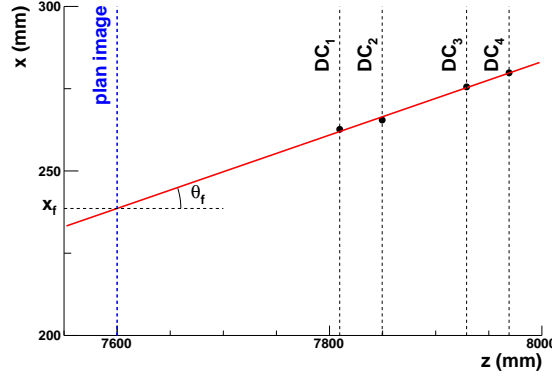


FIGURE 3.5 – Exemple d’ajustement de la trajectoire définie par les points  $(z_i, x_i)_{i=1..4}$  à une droite.

### 3.1.2 Étalonnage du temps de vol

Le temps de vol est mesuré par la différence entre les signaux de la première MWPPAC, située avant les quadripôles, et de la seconde située à l’entrée du plan focal, les deux étant séparées d’environ 7 m. La cathode de la seconde MWPPAC est segmentée en 20 sections selon l’axe  $\vec{x}$ .

La première étape de l’étalonnage du temps de vol consiste à aligner les 20 sections de la seconde MWPPAC de manière à obtenir une mesure uniforme du temps de vol sur toute l’étendue du plan focal, c’est-à-dire déterminer les constantes de temps  $(\delta t_i)_{i=0..19}$  à ajouter à chaque signal provenant des différentes sections du détecteur. Le temps de vol ainsi obtenu n’est encore connu qu’à une constante près notée  $\delta T$ , qu’on calcule lors d’une seconde étape. La résolution en temps de vol est déterminante pour la résolution en masse. Cet étalonnage nécessite donc un soin particulier.

#### 3.1.2.1 Alignement des sections du second détecteur MWPPAC

Pour effectuer cet alignement, on utilise la diffusion des noyaux de cibles de  $^{93}\text{Nb}$  et de  $^{197}\text{Au}$  lors de la réaction avec le faisceau d’uranium. L’angle de VAMOS est alors choisi de manière à détecter au plan focal les noyaux diffusés de la cible ( $45^\circ$  pour le niobium et  $40^\circ$  pour l’or). Différents réglages du  $B\rho$  de référence sont choisis afin de couvrir l’ensemble du plan focal.

On utilise le rapport de la masse sur l’état de charge comme référence pour l’alignement des différentes sections du second MWPPAC. Ce rapport dépend uniquement des données calculées par la reconstruction ( $B\rho$  et  $D$ ) et du temps de vol :

$$\frac{M}{Q} = \frac{B\rho c}{3.105 D \gamma} T \quad (3.1)$$

avec  $B\rho$  exprimé en T.m ,  $M$  en unité de masse atomique, et  $Q$  en unité de charge élémentaire.

Le rapport  $\frac{M}{Q}$  est ainsi proportionnel au temps de vol  $T$  (seulement à l’ordre 1, le facteur de Lorentz dépendant aussi de  $T$ ). Les réglages choisis pour VAMOS ne permettent de transmettre au plan focal que les noyaux diffusés de la cible, ainsi  $M$  est constant. La distribution de  $M/Q$  est alors un spectre discret correspondant aux différents états de charge du même ion (figure 3.6a). Une procédure itérative est appliquée : on compare deux distributions de  $M/Q$  pour des sections voisines  $i$  et  $i - 1$  du MWPPAC par un test de  $\chi^2$ . On note  $M/Q(t_i)$  la valeur de  $M/Q$  calculée selon l’expression 3.1 avec le temps de vol mesuré dans la section n° $i$ . Le décalage en



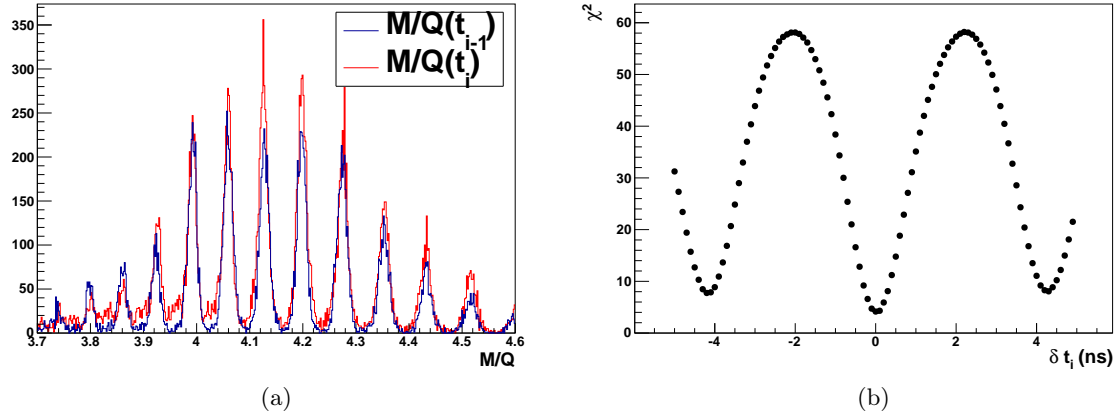


FIGURE 3.6 – Exemple de l’alignement de deux sections voisines du second MWPPAC. (a) Distributions du rapport  $M/Q$  reconstruit pour deux sections différentes du MWPPAC : en bleu celle choisie comme référence, et en rouge celle à aligner. (b) Évolution du  $\chi^2$  réduit issu de la comparaison des deux histogrammes de la figure (a) en fonction du décalage appliqué au signal de temps de la section n°i.

temps  $\delta t_i$  à appliquer à la section n°i est celui qui minimise le  $\chi^2$ , comme présenté sur la figure 3.6b. Des minima locaux sont observables de part et d’autre du minimum absolu. Il s’agit des configurations dans lesquelles l’état de charge est étalonné avec une unité de décalage.

La précision sur l’alignement est inversement proportionnelle à l’état de charge. Pour cette raison on utilise de préférence les données de diffusion sur la cible d’or pour lesquelles les ions détectés au plan focal ont un état de charge plus grand que pour la diffusion sur la cible de niobium. L’erreur en temps sur l’alignement est ainsi en moyenne de 0.15 ns.

### 3.1.2.2 Étalonnage absolu du temps de vol

Après l’alignement de toutes les sections du second MWPPAC, la distribution totale de  $M/Q$  de la figure 3.7 est obtenue. Le temps de vol est désormais connu à une constante près, notée  $\delta T$ . Pour déterminer cette dernière constante d’étalonnage, on utilise à nouveau le rapport  $M/Q$ , mais cette fois avec les données de la réaction de fusion-fission. Les valeurs entières que prennent la masse  $M$  et l’état de charge  $Q$  font apparaître des maxima clairement identifiables pour les valeurs entières de  $M/Q$  lorsque les distributions en charge et en masse sont suffisamment larges, comme dans les données de fission.

Sur la figure 3.8 sont indiqués les pics correspondant à  $M/Q = \{3, 4, 5\}$ . La constante  $\delta T$  est ensuite ajustée de manière à aligner simultanément ces trois pics aux valeurs entières, comme c’est le cas sur la figure 3.8. Cette méthode permet de déterminer  $\delta T$  de manière unique : il existe une seule valeur de  $\delta T$  permettant de reproduire cette configuration (cf. figure 3.9). La résolution finale sur le temps de vol est ainsi de 0.2 ns.

### 3.1.3 Étalonnage en énergie

Deux types de détecteurs sont utilisés pour reconstruire l’énergie cinétique totale des ions : la chambre d’ionisation et les détecteurs silicium. Chacun de ces détecteurs est segmenté, en trois rangées de cinq pistes pour la chambre d’ionisation et en 40 détecteurs pour le mur de silicium, schématisés sur la figure 3.10.

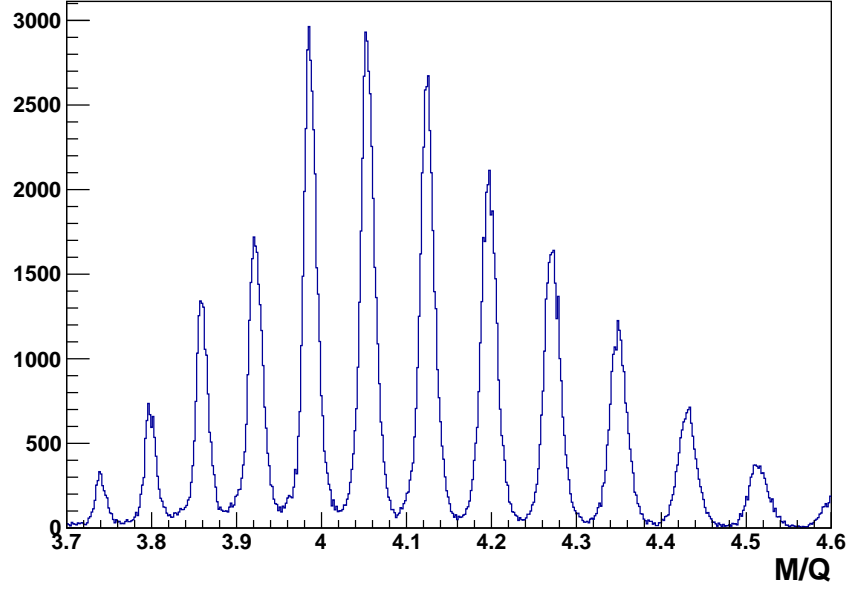


FIGURE 3.7 – Distribution totale du rapport de la masse sur l'état de charge de l'or : les contributions de toutes les sections du MWPPAC sont additionnées.

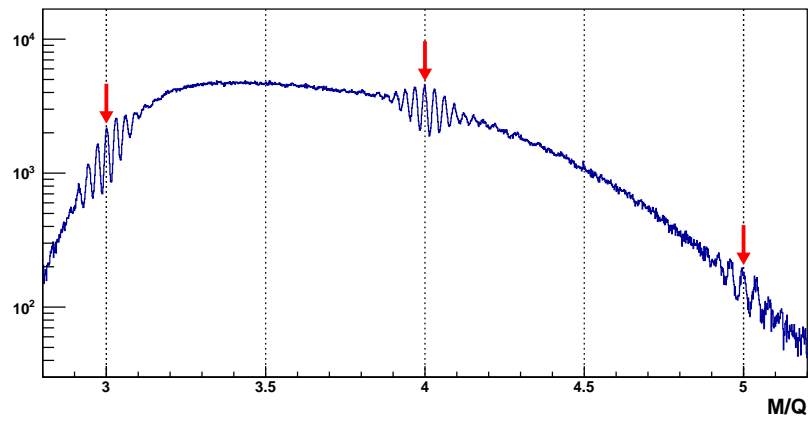


FIGURE 3.8 – Distribution totale du rapport de la masse sur l'état de charge des fragments de fission : les maxima de la distribution servant de référence pour l'étalonnage absolu du temps de vol sont indiqués par les flèches rouges.

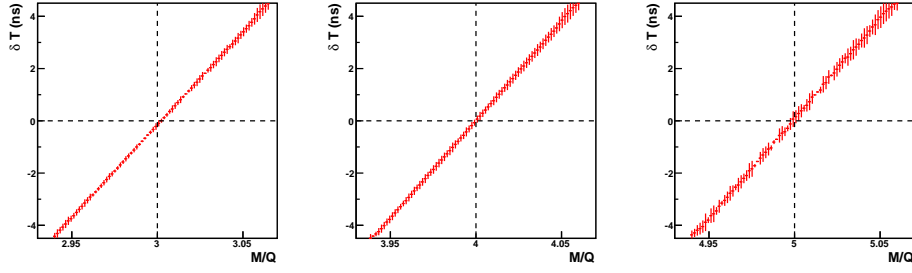


FIGURE 3.9 – Evolution de la position des pics repérés sur la figure 3.8 selon la valeur de la constante d'étalonnage du temps de vol  $\delta T$ .

L'étalonnage en énergie débute par un premier alignement effectué au moyen du générateur d'impulsion, de la même manière que celle décrite au paragraphe 3.1.1.1. Les 15 pistes de la chambre d'ionisation d'une part, et les 40 détecteurs silicium d'autre part sont ainsi alignés entre eux en appliquant une fonction polynomiale du second degré aux signaux.

L'énergie cinétique des ions nécessaire à la reconstruction de la masse est calculée comme la somme des pertes d'énergie dans ces détecteurs. Les ions traversent tout d'abord les trois rangées de la chambre d'ionisation en y déposant les énergie  $(E_{IC,i})_{i=1..3}$  ( $i$  désignant le numéro de la rangée) puis les détecteurs Silicium dans lesquels ils sont arrêtés et laissent une énergie  $E_{Si}$ . Ainsi l'énergie totale mesurée s'écrit :

$$E_{mes} = E_{IC1} + E_{IC2} + E_{IC3} + E_{Si}$$

Cependant une partie de l'énergie cinétique est dissipée lors de la traversée de zones non actives ou des fenêtres d'entrée des détecteurs. Par un calcul de perte d'énergie grâce au programme Lise++ [56], on estime que l'énergie non mesurée peut atteindre 20 % de l'énergie totale. Cette énergie non mesurée  $E_{nm}$  est essentiellement composée de l'énergie dissipée dans le gaz des chambres à dérive, dans la zone morte à l'entrée de la chambre d'ionisation ainsi que dans l'espace entre la chambre d'ionisation et les détecteurs silicium.

La différence entre l'énergie totale mesurée et l'énergie cinétique des fragments à l'entrée du plan focal est donc significative et il est indispensable d'en tenir compte dans la méthode de calcul de l'énergie cinétique pour en déduire la masse des ions avec une résolution suffisante :  $E_c = E_{mes} + E_{nm}$ . On fait l'hypothèse que l'énergie non mesurée peut s'exprimer comme une combinaison linéaire des différentes énergies détectées  $(E_{IC,i})_{i=1..3}$  et  $E_{Si}$ . Ainsi on peut simplement exprimer l'énergie cinétique par

$$E_c = a_1 E_{IC1} + a_2 E_{IC2} + a_3 E_{IC3} + a_4 E_{Si}$$

où les grandeurs  $E_{IC,i}$  et  $E_{Si,i}$  sont les énergies brutes (exprimées en canaux) et  $(a_i)$  les coefficients d'étalonnage.

Chaque rangée de la chambre d'ionisation étant divisée en pistes, il faut dans un premier temps aligner les pistes entre elles au sein d'une rangée de manière à obtenir une mesure uniforme  $E_{IC,i}$  sur toute la largeur du plan focal (cf. partie 3.1.3.1). L'étalonnage consiste ensuite à trouver la combinaison des coefficients  $(a_i)$  qui permet de reproduire au mieux l'énergie cinétique totale des ions pour toutes les masses et sur tout l'intervalle en vitesse. Les optimisations successives des  $a_i$  sont décrites dans la partie 3.1.3.2, dans un premier temps à l'aide de données de diffusion élastique et ensuite avec les données de fission.

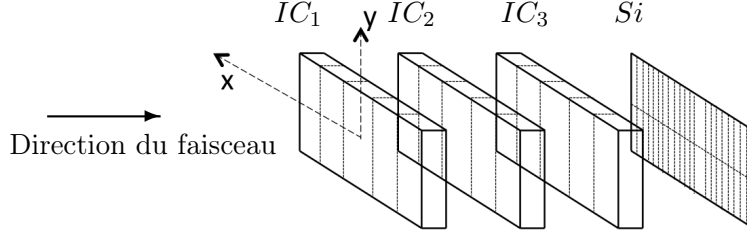


FIGURE 3.10 – Représentation schématique des détecteurs de perte d'énergie : la chambre d'ionisation et le mur de détecteur silicium.

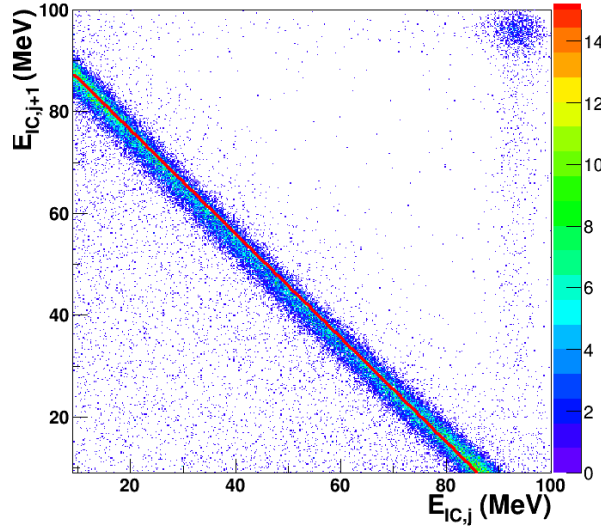


FIGURE 3.11 – Corrélation des énergies mesurées dans deux pistes voisines d'une rangée de la chambre d'ionisation pour des données de diffusion élastique. La droite d'ajustement est tracée en rouge.

### 3.1.3.1 Alignement des pistes dans les rangées de la chambre d'ionisation

Dans chaque rangée de la chambre d'ionisation, on étalonne toutes les pistes par rapport à une référence située au centre de la rangée. On sélectionne les évènements pour lesquels deux pistes voisines détectent un signal, qui sont normalement rejetés dans l'analyse. L'énergie totale perdue par l'ion dans une rangée est ainsi partagée entre deux pistes :  $E_{IC} = E_{IC,j} + E_{IC,j+1}$  (l'indice désignant le numéro de la piste et non celui de la rangée, ce dernier étant omis ici). On utilise les données de diffusion élastique pour lesquelles un seul élément parvient au plan focal avec une distribution de vitesse étroite de manière à minimiser la dispersion de l'énergie  $E_{IC}$  détectée dans une rangée. Les évènements interpistes sont donc répartis le long d'une droite dans le plan  $(E_{IC,j}, E_{IC,j+1})$  (cf. figure 3.11). Il faut enfin multiplier l'énergie de la piste  $j + 1$  par l'inverse de la pente de cette droite pour l'aligner avec la piste  $j$ . La procédure d'alignement est répétée aux trois rangées.

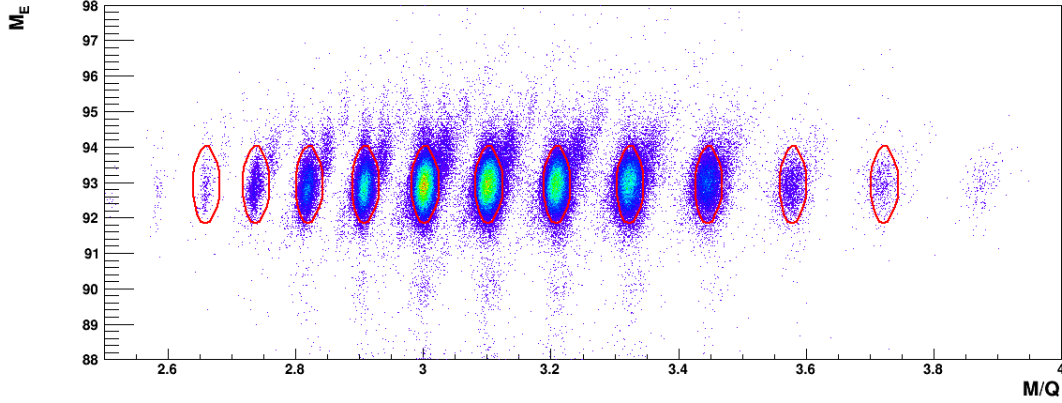


FIGURE 3.12 – Corrélation de la masse avec le rapport de la masse sur l'état de charge, pour les données de diffusion élastique sur cible de  $^{93}\text{Nb}$ , mesurées dans un seul silicium. Les contours servant à la sélection graphique des données utilisées pour construire la fonction de minimisation 3.2 sont indiqués en rouge.

### 3.1.3.2 Étalonnage absolu en énergie

Un premier étalonnage grossier en énergie est effectué à l'aide des données de diffusion élastique. La masse des ions parvenant au plan focal est alors connue ( $M_{Nb} = 93$  pour la diffusion sur cible de  $^{93}\text{Nb}$ ). On accède à leur vitesse à l'aide du chemin reconstruit et du temps de vol mesuré et étalonné. Ainsi il s'agit d'ajuster les coefficients  $a_i$  tels que :

$$\frac{a_1 E_{IC1} + a_2 E_{IC2} + a_3 E_{IC3} + a_4 E_{Si}}{m_u c^2 (\gamma - 1)} = M_{Nb},$$

où  $m_u$  désigne l'unité de masse atomique.

L'énergie  $E_{Si}$  provient de 40 détecteurs silicium différents dont l'alignement n'est pas encore assuré : il existe donc un coefficient  $a_4$  différent selon le détecteur touché, qu'on notera  $(a_i)_{i=4..43}$ . Les 43 inconnues  $a_i$  sont déterminées par une procédure de minimisation de la fonction  $f_{Nb}$  suivante :

$$f_{Nb}(a_1, \dots, a_{43}) = \sum_k \left( \frac{a_1 E_{IC1,k} + a_2 E_{IC2,k} + a_3 E_{IC3,k} + a_{j(k)} E_{Si,k}}{m_u c^2 (\gamma_k - 1)} - M_{Nb} \right)^2 \quad (3.2)$$

où l'indice  $k$  désigne le numéro de l'évènement, et  $j(k)$  le numéro du détecteur touché pour l'évènement  $k$ . Les données utilisées pour la minimisation sont sélectionnées graphiquement par des contours comme indiqué sur la figure 3.12 qui présente les données mesurées dans un seul détecteur silicium. Les détecteurs silicium n'étant pas correctement alignés, de tels contours sont créés pour chaque silicium.

Après la minimisation sur les données de diffusion, les paramètres  $a_i$  sont adaptés seulement à un intervalle de masse restreint autour de la masse 93 et doivent donc encore être optimisés pour les données de fission. La procédure de minimisation est à nouveau appliquée, cette fois pour les produits de fission détectés. La fonction à minimiser est modifiée comme suit :

$$f_{FF}(a_1, \dots, a_{43}) = \sum_k \left( \frac{a_1 E_{IC1,k} + a_2 E_{IC2,k} + a_3 E_{IC3,k} + a_{j(k)} E_{Si,k}}{m_u c^2 (\gamma_k - 1)} - M_{FF}(k) \right)^2 \quad (3.3)$$

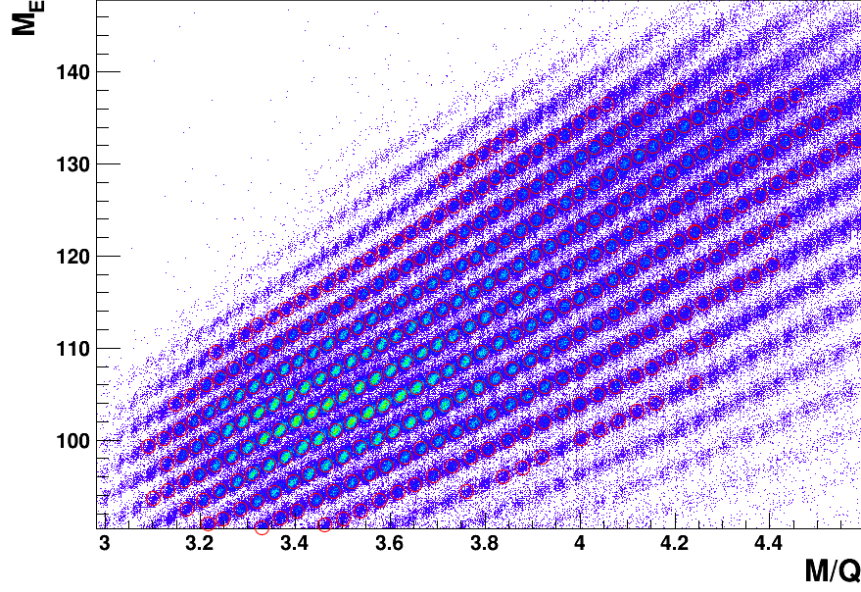


FIGURE 3.13 – Corrélation de la masse avec le rapport de la masse sur l'état de charge, pour les données de fission pour un seul silicium. Les contours servant à la sélection graphique des données utilisées pour construire la fonction de minimisation 3.3 sont indiqués en rouge.

La masse attendue  $M_{FF}(k)$  n'est cette fois plus une constante, mais est déterminée pour chaque évènement. La figure 3.13 montre un exemple de sélection des données pour un silicium particulier. Les lignes de charge permettent de guider l'identification de la masse pour chaque maximum de la distribution en supposant que la masse est correctement étalonnée autour de  $M \approx 93$  par l'étape précédente. Les contours sélectionnant chaque combinaison de masse et d'état de charge sont aussi représentés. Ils sont construits pour chaque détecteur silicium (de manière automatique vue l'ampleur des données).

L'effet de la seconde optimisation des coefficients  $a_i$  est visible sur la figure 3.14 où on constate l'amélioration de la qualité des spectres d'état de charge pour la somme des données issues de l'ensemble des détecteurs silicium. La résolution et le rapport pic/total sont augmentés. Les figures 3.15 témoignent également du gain en résolution procuré par cette étape d'étalonnage.

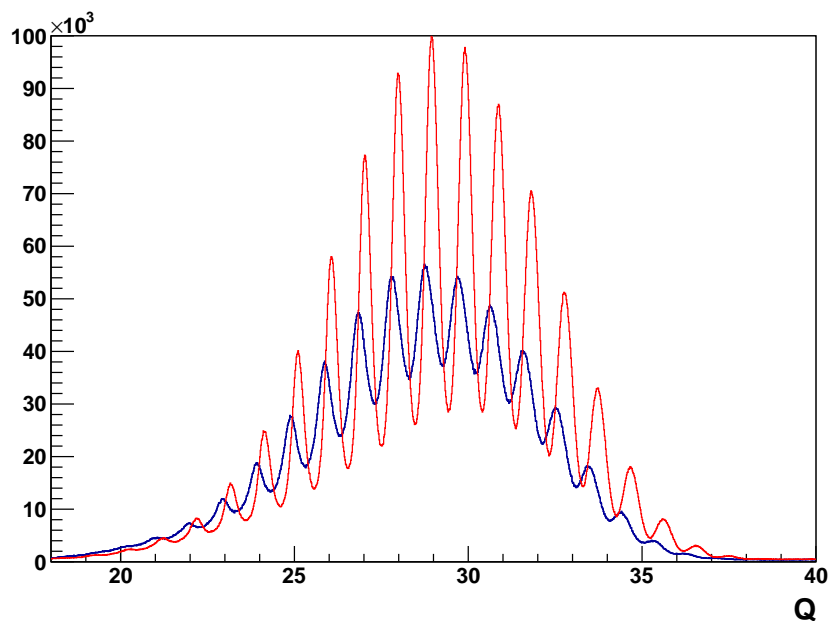


FIGURE 3.14 – Comparaison des distributions d'état de charge  $Q = M_E/(M/Q)$ , avant (en bleu) et après (en rouge) l'alignement des détecteurs silicium.

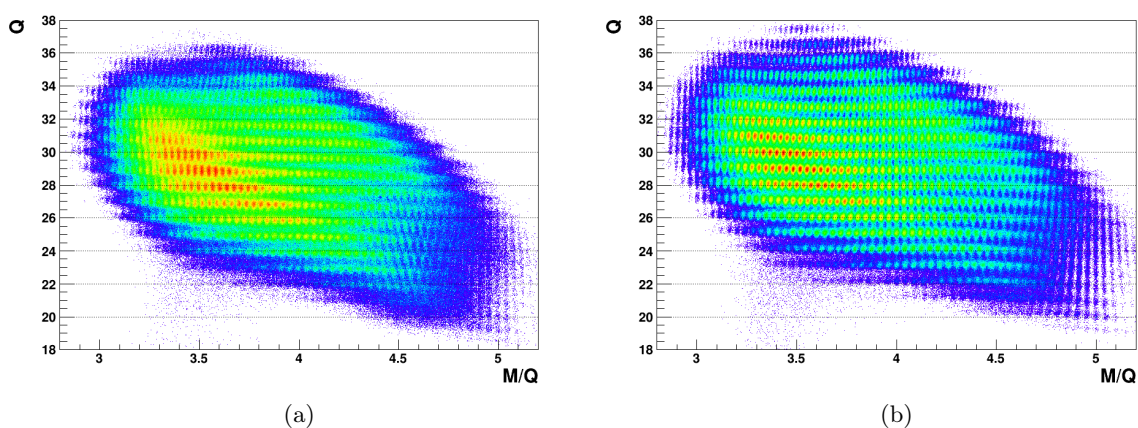


FIGURE 3.15 – Comparaison des distributions totales (sommées sur les 40 détecteurs silicium) d'état de charge en fonction de  $M/Q$ , avant (a) et après (b) la seconde optimisation des coefficients d'étalonnage en énergie (cf. texte).

### 3.1.4 La séparation en masse

La résolution  $\delta M/M_E$  associée à la masse calculée à partir de l'énergie totale mesurée et de la vitesse de l'ion  $M_E = \frac{E_c}{c^2(\gamma-1)}$  n'est pas suffisante pour résoudre les masses :

$$\delta M/M_E = \sqrt{(\delta E/E_c)^2 + (2\delta T/T)^2}$$

La résolution en masse est donc limitée par la résolution en énergie, et plus précisément par celle de l'énergie mesurée dans la chambre d'ionisation, de l'ordre de 1 %. La reconstruction de la masse par la mesure de l'énergie ne permet donc pas de séparer les masses supérieures<sup>1</sup> à 100.

L'énergie cinétique mesurée sert donc seulement à séparer les états de charge, qui s'expriment :

$$Q = \frac{E_c v}{c^2 B \rho (1 - \gamma^{-1})} \quad (3.4)$$

On obtient de cette manière une résolution suffisante pour séparer les lignes d'états de charge, qui n'excèdent jamais 50. On attribue ainsi à chaque événement une valeur entière de  $Q$  notée  $Q'$  qui est déterminée par sélection graphique dans la matrice de corrélation de  $Q$  avec  $M/Q$  (cf. figure 3.16).

On peut ainsi reconstruire la masse des ions grâce à l'expression suivante :

$$M' = \sum_{Q'} Q' (M/Q)$$

Il convient néanmoins de s'assurer que pour chaque valeur de  $Q'$ , les distributions de masse  $M'$  sont centrées sur les valeurs entières. Les éventuelles déviations sont corrigées individuellement avant d'additionner chacun des spectres de masse.

De cette manière la résolution en masse  $M'$  est uniquement limitée par la résolution en temps. La distribution totale de la masse est présentée sur la figure 3.17. On mesure une résolution  $\delta M/M = 0.5\%$  ce qui permet de séparer en masse tous les noyaux transmis dans VAMOS, jusqu'aux plus lourds dont la masse atteint 150.

### 3.1.5 La séparation en numéro atomique $Z$

D'après la formule de Bethe-Bloch la perte d'énergie différentielle d'un ion dans la matière peut s'exprimer en fonction du nombre de protons  $Z$ , de la masse  $M$  et de l'énergie cinétique  $E$  de l'ion :

$$\frac{dE}{dx} = -a \frac{MZ^2}{E}$$

où  $x$  désigne la distance parcourue par l'ion et le paramètre  $a$  dépend des caractéristiques du milieu traversé. Alors dans le régime où la perte d'énergie dans le milieu est faible devant l'énergie totale  $E$  de l'ion à l'entrée du détecteur, l'énergie perdue dans la chambre d'ionisation est proportionnelle à la distance parcourue par l'ion dans le détecteur :  $E_{IC} \approx \frac{dE}{dx}(E) l_{IC} / (\cos \theta_f)$  avec  $l_{IC}$  la longueur de la chambre d'ionisation<sup>2</sup>. On note :

$$\Delta E = E_{IC} \cos \theta_f.$$

1. On considère usuellement que la masse maximale qu'un spectromètre est capable de séparer est définie comme  $M_{max} = M/\delta M$ , où  $\delta M$  désigne la largeur à mi-hauteur d'une distribution typique de masse.

2. En réalité il faudrait écrire  $E_{IC} \approx \frac{dE}{dx}(E) l_{IC} / (\cos \theta_f \cos \phi_f)$ , mais la focalisation selon  $\vec{y}$  est telle qu'on peut négliger la dispersion dans cette direction.



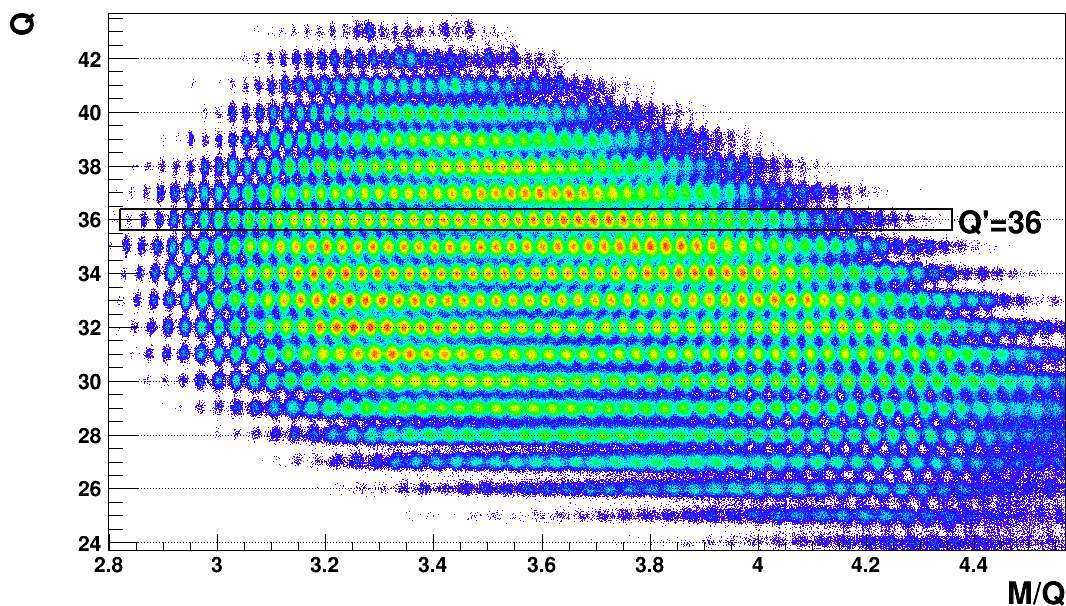


FIGURE 3.16 – Corrélation de l'état de charge  $Q$  (calculé selon l'équation 3.4) avec le rapport  $M/Q$  issu de la reconstruction. En noir est indiqué l'exemple d'un contour pour sélectionner les évènements auxquels on attribue un état de charge entier  $Q'$ .

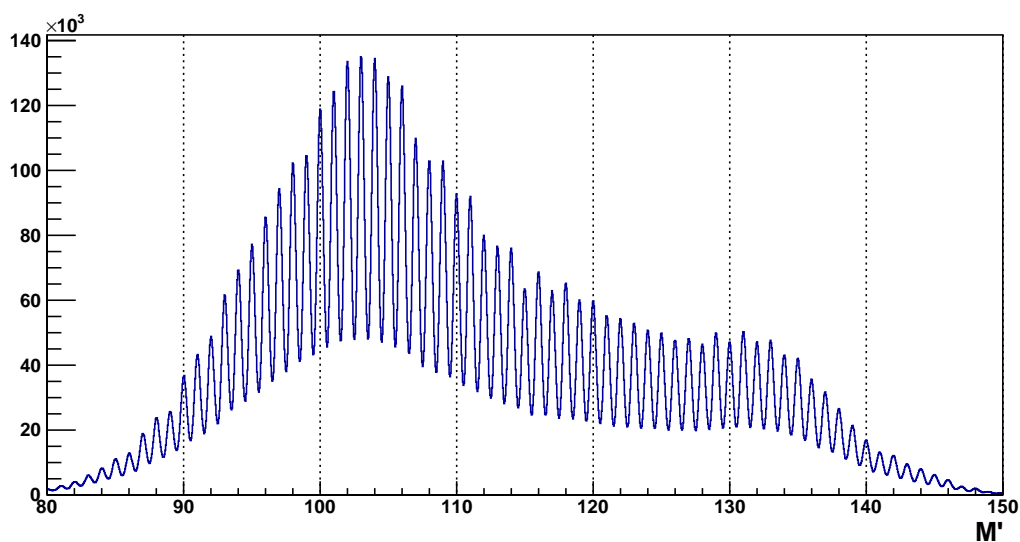


FIGURE 3.17 – Distribution totale de la masse  $M'$  des fragments de fission identifiés (tous les états de charge sont inclus).

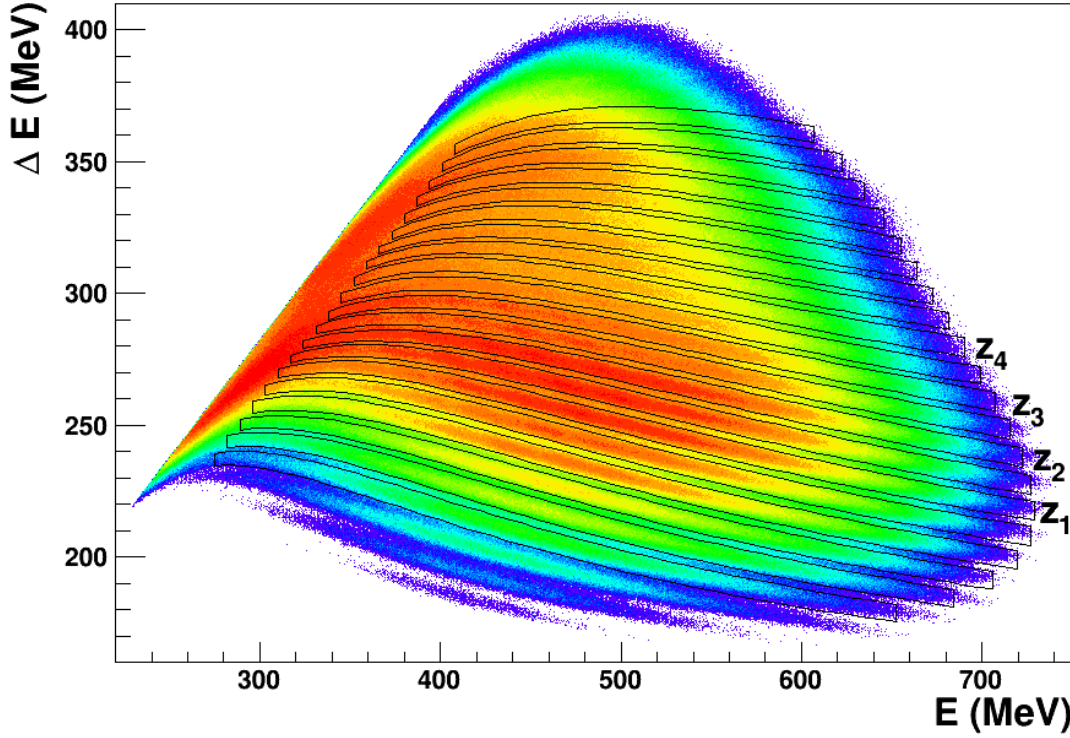


FIGURE 3.18 – Corrélation de la perte d'énergie mesurée dans la chambre d'ionisation avec l'énergie totale mesurée. Les événements de basse énergie pour lesquels  $Z$  n'est pas séparé sont exclus pour une meilleure lisibilité. Les sélections graphiques en numéro atomique sont tracées en noir, on repère certaines d'entre elles par  $(Z_i)_{i=1..4}$  (cf. paragraphe 3.2).

Ainsi l'évolution de la perte d'énergie  $\Delta E$  des ions de même numéro atomique en fonction de l'énergie cinétique  $E$  décrit approximativement une hyperbole pour des valeurs de  $E$  suffisamment grande. Les énergies mesurées dans les différents détecteurs ont déjà été étalonnées pour atteindre la séparation en masse. La corrélation de  $E$  et  $\Delta E$  fait ainsi directement apparaître des lignes isotopiques, les lignes de  $\Delta E$  plus élevé correspondant aux  $Z$  les plus élevés (cf. figure 3.18).

La sélection en  $Z$  est ainsi opérée au moyen de contours tracés dans le plan  $(\Delta E, E)$ , et visibles sur la figure 3.18. Les événements les plus proches de la droite  $\Delta E = E$  et qui ne sont inclus dans aucun contour ne sont pas identifiables en  $Z$ . Ils correspondent aux noyaux les plus lents qui perdent la majeure partie de leur énergie cinétique initiale dans la chambre d'ionisation avant d'atteindre les détecteurs silicium.

### 3.2 Identification des fragments de fission et spectroscopie $\gamma$ prompt

L'analyse des données issues du système de détection au plan focal de VAMOS a permis de séparer les ions selon leur numéro atomique  $Z$ , leur masse  $M$  et leur état de charge  $Q$ . La masse et l'état de charge sont connus de manière absolue, alors que le nombre de protons n'est encore connu qu'à une constante près. L'analyse du rayonnement  $\gamma$  prompt mesuré en coïncidence avec

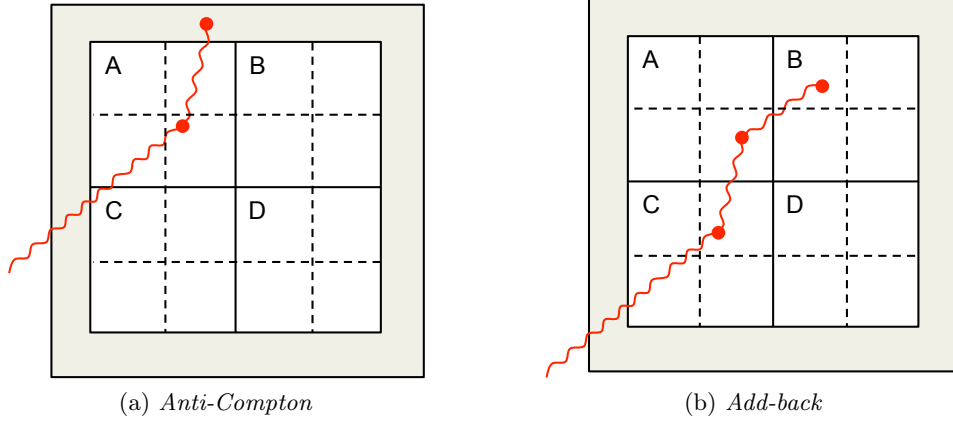


FIGURE 3.19 – Exemples de trajectoires de photons (en rouge) subissant de multiples diffusions dans un *clover* EXOGAM. Les parties grises représentent les boucliers *anti-Compton*. (a) L'évènement est rejeté de l'analyse car le photon a interagi avec un cristal du bouclier. (b) L'évènement est conservé et traité par *add-back* : l'énergie du photon est la somme des énergies mesurées dans les cristaux A, B et C, à laquelle on applique ensuite la correction Doppler.

la détection d'un ion dans VAMOS permet de confirmer l'identification en masse et de fixer l'identification en Z par l'observation de transitions  $\gamma$  connues et caractéristiques d'un noyau.

### 3.2.1 Analyse des spectres $\gamma$

Le rayonnement  $\gamma$  prompt émis au niveau de la cible par les produits de la réaction est mesuré par l'ensemble de détecteurs germanium EXOGAM décrit au paragraphe 2.2.2. Après étalonnage des différents cristaux, trois procédures successives appliquées aux spectres  $\gamma$  permettent d'en améliorer la qualité.

#### 3.2.1.1 Étalonnage et efficacité des cristaux germanium

L'étalonnage en énergie des 40 cristaux de germanium est effectué à l'aide de sources d' $^{152}\text{Eu}$  et de  $^{60}\text{Co}$ . La position et l'intensité des transitions dans les spectres bruts sont déterminées par des ajustements gaussiens. Chaque cristal est étalonné par une fonction polynomiale du second degré. L'efficacité relative (calculée après l'application de l'*anti-Compton* et de l'*add-back*, cf. paragraphes suivants) est ajustée à la fonction suivante de paramètres  $a_i$  :

$$\epsilon(E_\gamma) = \exp \left( \sum_{i=0}^4 a_i (\log E_\gamma)^i \right) \quad (3.5)$$

L'efficacité relative de l'ensemble des dix *clovers* EXOGAM est tracée sur la figure 3.20a.

#### 3.2.1.2 Traitement des évènements de diffusion : *anti-Compton* et *add-back*

Les évènements pour lesquels le photon n'interagit pas par effet photoélectrique mais par diffusion Compton avec le cristal du germanium doivent être rejetés ou reconstruits. Dans le cas où un photon est détecté dans un des cristaux de BGO ou de CsI entourant chaque *clover*, l'évènement est exclu car une partie de l'énergie du photon n'a pas été mesurée par un détecteur germanium (cf. figure 3.19a). Au contraire si rien n'est détecté dans les enceintes *anti-Compton*, alors en additionnant les signaux détectés dans les différents cristaux d'un même

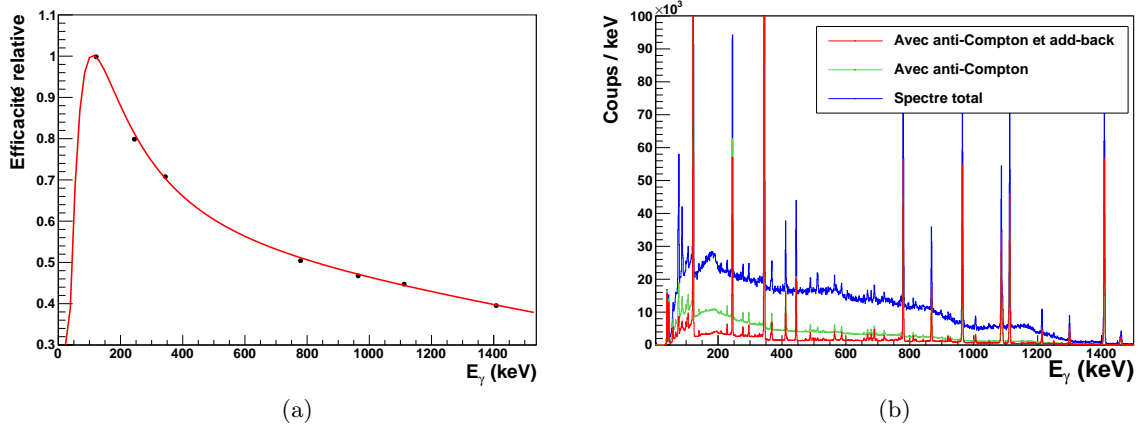


FIGURE 3.20 – (a) Efficacité relative pour l'ensemble des *clovers* mesurée avec une source d' $^{152}\text{Eu}$ , en rouge l'ajustement de la fonction 3.5. (b) Mesure du rayonnement  $\gamma$  émis par une source d' $^{152}\text{Eu}$  : comparaison des spectres obtenus selon le traitement appliqué aux données.

*clover*, on reconstruit l'énergie totale du photon (cf. figure 3.19b). Ces deux procédures, dites d'*anti-Compton* et d'*add-back*, permettent à la fois de réduire le bruit de fond et d'augmenter l'efficacité photopie. L'amélioration de la qualité des spectres est illustrée par la figure 3.20b. Le rapport pic sur total, d'environ 15 % pour le spectre brut, atteint 40 % pour le spectre obtenu après l'application de ces deux procédures.

### 3.2.1.3 Correction Doppler

Le rayonnement  $\gamma$  issu de la désexcitation des produits de fission est émis en vol. L'énergie  $E_\gamma^L$  des photons mesurée dans le référentiel du laboratoire est donc décalée par effet Doppler. On corrige cet effet à l'aide de la relation :

$$E_\gamma = E_\gamma^L \gamma \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta_\gamma \right)$$

$E_\gamma$  est l'énergie du photon corrigée de l'effet Doppler,  $\gamma$  et  $v$  désignent respectivement le facteur de Lorentz et la vitesse du noyau dans le référentiel du laboratoire, mesurée à l'aide de VAMOS.  $\theta_\gamma$  est l'angle entre les directions d'émission du photon et du noyau. Les angles d'émission du photon sont calculés d'après la position du segment collectant le plus d'énergie dans le cristal concerné. La direction d'émission du noyau au niveau de la cible est quant à elle issue du code de reconstruction des trajectoires dans VAMOS. Un exemple de spectres  $\gamma$  corrigé et non corrigé est présenté en figure 3.21.

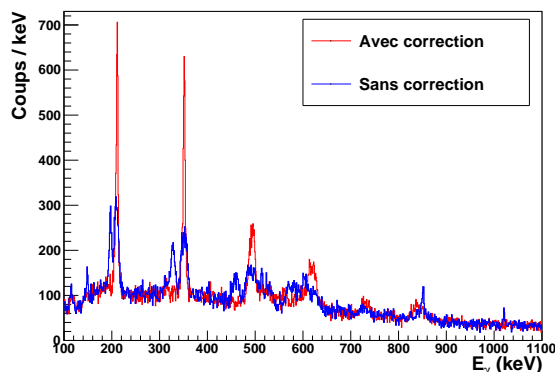


FIGURE 3.21 – Effet de la correction Doppler sur un spectre  $\gamma$  mesuré dans EXOGAM en coïncidence avec une sélection en masse et en nombre de protons dans VAMOS.

### 3.2.2 Identification en masse et en nombre de protons

Pour assigner la valeur de  $Z$  à chaque ligne de la figure 3.18 et vérifier les identifications en masse, les spectres  $\gamma$  sont construits à l'aide des procédures décrites ci-dessus et en coïncidence avec la sélection en  $M$  et  $Z$  dans VAMOS.

Les figures 3.22 présentent l'énergie du rayonnement  $\gamma$  en fonction de la masse reconstruite dans VAMOS avec la sélection  $Z_2$  (cf. figure 3.18), ainsi que les spectres  $\gamma$  obtenus pour des sélections particulières en masse. On y distingue les transitions  $\gamma$  caractéristiques de chaque noyau qui permettent d'identifier cette série isotopique à celle des molybdènes. On reconnaît dans les spectres individuels des  $^{104}\text{Mo}$ ,  $^{106}\text{Mo}$  et  $^{108}\text{Mo}$  (figure 3.22b) les transitions connues des bandes fondamentales de ces noyaux, confirmant ainsi l'étalonnage en  $M$  déjà établi. La figure 3.22a permet de vérifier en particulier qu'il n'existe pas de contamination entre noyaux de masses voisines. On peut alors identifier de proche en proche toutes les sélections en  $Z$  de la figure 3.18, sachant que la perte d'énergie  $\Delta E$  est proportionnelle à  $Z$ . Les sélections  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $Z_3$  et  $Z_4$  de la figure 3.18 sont ainsi identifiées aux séries isotopiques de notre étude, respectivement au Zr, au Mo, au Ru et au Pd.

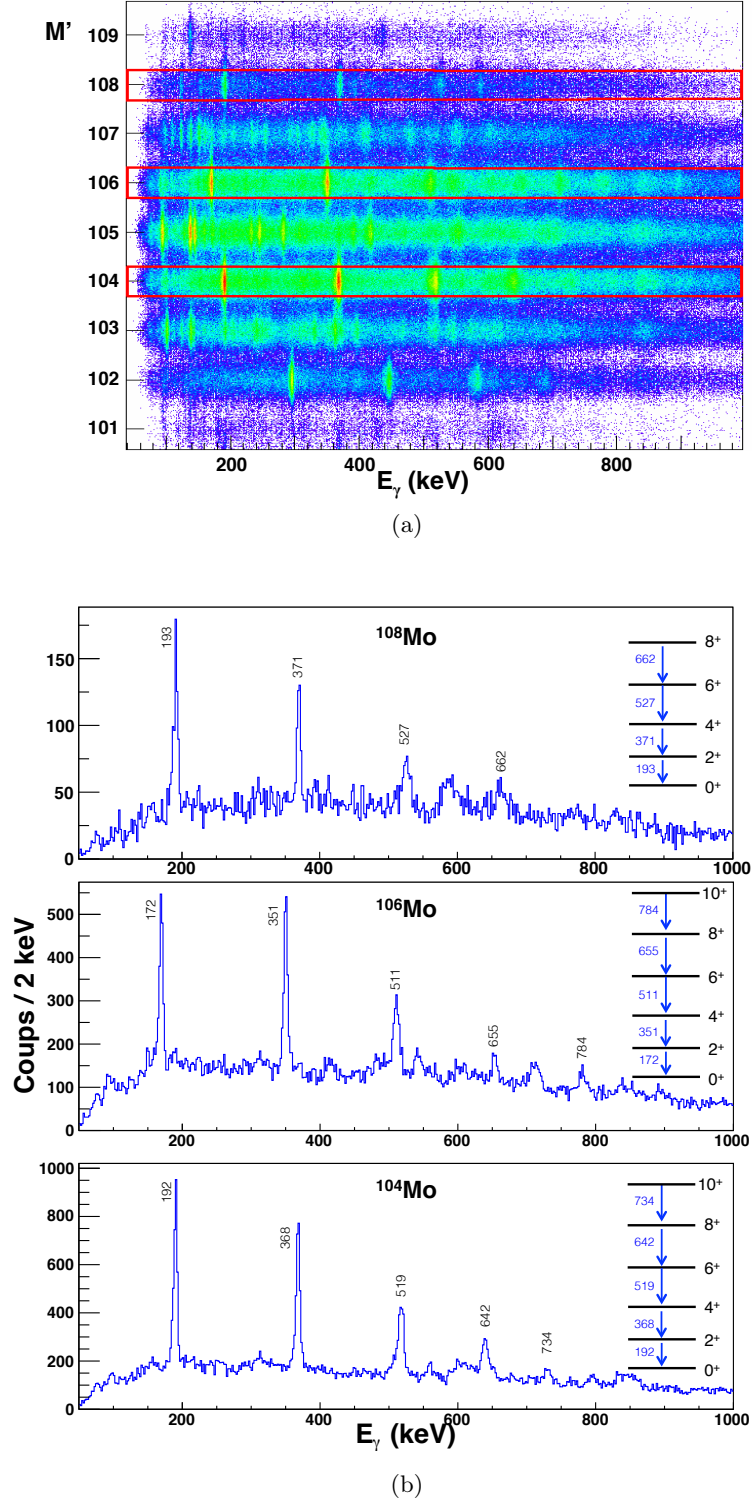


FIGURE 3.22 – (a) Corrélation de l'énergie des photons détectés dans EXOGAM avec la masse reconstruite dans VAMOS pour une sélection sur le Molybdène ( $Z=42$ ). (b) Spectres  $\gamma$  d'isotopes de Molybdène de masses 104, 106 et 108 obtenus par les sélections indiquées en rouge sur la figure (a). L'énergie des transitions identifiées est exprimée en keV.



### 3.2.3 Stabilité des étalonnages et corrections en fonction du temps

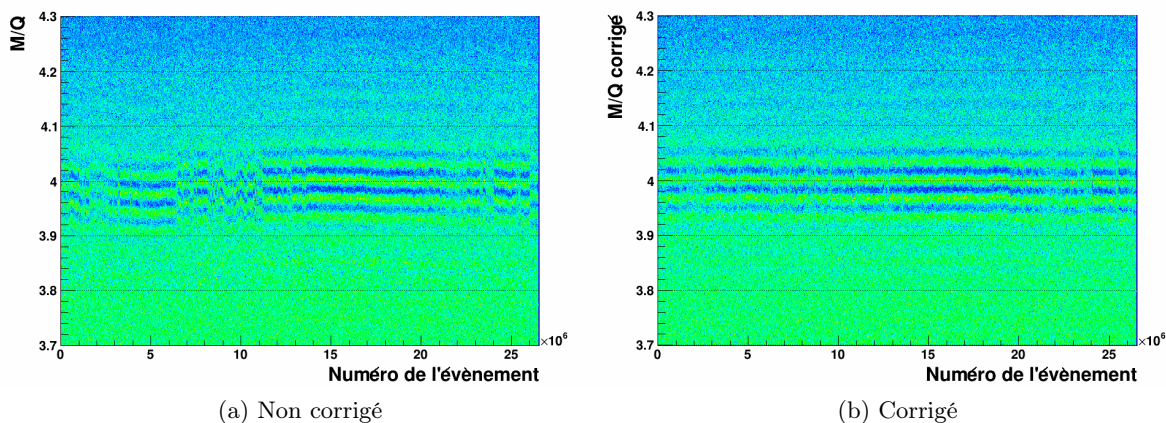


FIGURE 3.23 – Correction des fluctuations dans la reconstruction du rapport  $M/Q$ . L'axe des abscisses correspond au numéro des événements et représente donc l'instant d'acquisition des données.

La validité des identifications sur toute la durée de l'expérience est également vérifiée. Des fluctuations dans la reconstruction du rapport  $M/Q$  sont constatées à certains moments de l'expérience (cf. figure 3.23). Le déplacement du faisceau sur la cible est soupçonné d'être la cause de ces fluctuations. Pour les corriger, on construit l'évolution du maximum localisé autour de  $M/Q \approx 4$  en fonction de l'instant d'acquisition. Pour chaque échantillon élémentaire de données dans l'histogramme de la figure 3.23a est calculée une fonction de correction à appliquer à  $M/Q$  pour replacer le maximum en  $M/Q = 4$ .

Les données corrigées sont représentées sur la figure 3.23b. Ces figures représentent au total 24 h d'acquisition. Une majeure partie des données de l'expérience nécessite d'être corrigée de cette manière, puisque ces fluctuations sont constatées sur environ 70 % de la durée totale de l'expérience.

### 3.2.4 Bilan de l'identification des fragments de fission

L'analyse des données mesurées au plan focal de VAMOS a permis de séparer et d'identifier les fragments de fission en numéro atomique de  $Z = 32$  à  $Z = 54$  et en masse de  $M = 80$  à  $M = 150$ . Sur la figure 3.24 sont représentés les rendements relatifs des produits de la réaction  ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$  transmis et identifiés dans le spectromètre VAMOS dans les conditions de l'expérience, c'est-à-dire pour VAMOS orienté à  $20^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau et avec une rigidité magnétique pour la trajectoire de référence  $B\rho_0 = 1.17 \text{ T.m}$ . La distribution des noyaux identifiés présente un maximum pour  $Z = 40$  et  $N = 60$  ( ${}^{100}\text{Zr}$ ) et le rapport  $N/Z$  moyen est 1.5.

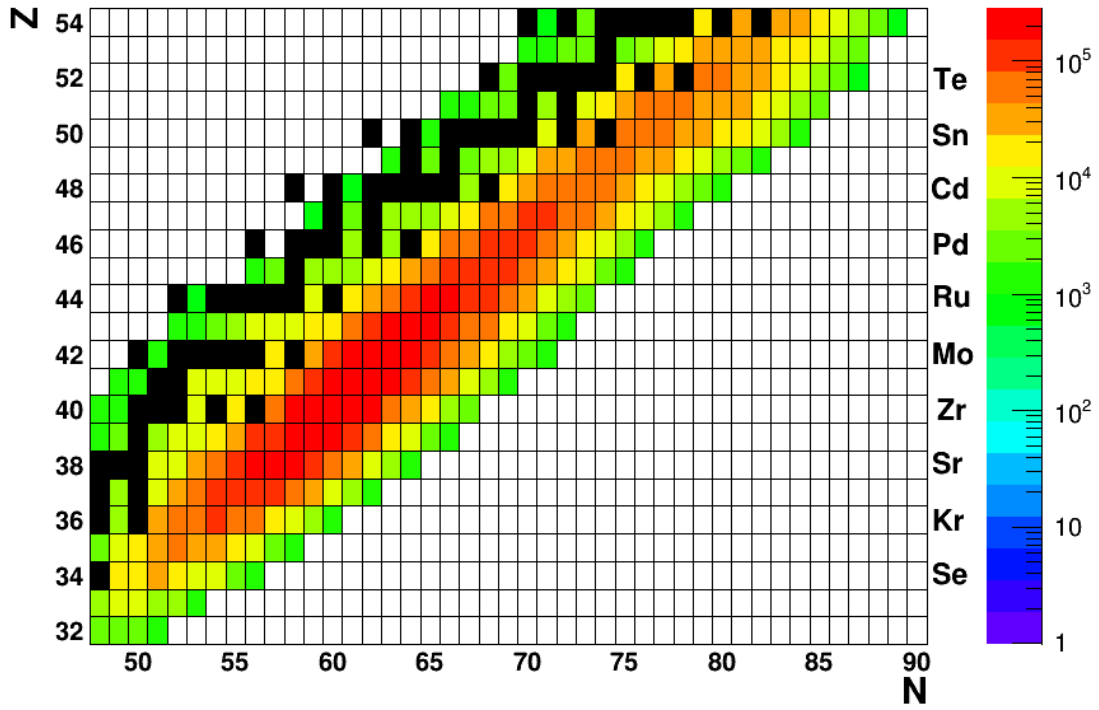


FIGURE 3.24 – Distribution des fragments de fission produits par la réaction  ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U}$ , transmis et identifiés au plan focal de VAMOS. En noir sont repérés les noyaux stables.





## Chapitre 4

# Mesure des temps de vie

Les fragments de fission sont identifiés en masse et en nombre de protons à l'aide de VAMOS par la méthode décrite au chapitre précédent. On dispose alors des spectres  $\gamma$  en coïncidence avec une sélection en M et Z. Ce chapitre décrit l'analyse de ces spectres qui permet d'accéder aux temps de vie des états excités au moyen de la méthode RDDS.

### 4.1 Généralités sur la mesure de temps de vie

#### 4.1.1 La méthode RDDS

La méthode RDDS (*Recoil Distance Doppler Shift*) est une technique de mesure des temps de vie d'états excités d'un noyau, de l'ordre de 1 à 100 ps. Elle s'appuie sur le décalage Doppler subi par le rayonnement  $\gamma$  émis par un noyau se déplaçant à une vitesse non nulle.

Les noyaux émis avec une vitesse  $\vec{v}_1$  sont produits dans un état excité. Ils sont ainsi susceptibles d'émettre un photon  $\gamma$  prompt au cours de leur trajet depuis la cible. Sur leur chemin est placée une feuille de matière à une distance  $x$  variable (cf. figure 4.1). Le noyau perd de l'énergie au cours de la traversée de cette feuille appelée dégradeur, on note  $\vec{v}_2$  sa vitesse à la sortie. Le décalage Doppler du rayonnement  $\gamma$  émis par le noyau en mouvement dépend de sa vitesse, et donc de sa position, avant ou après le dégradeur. L'énergie mesurée du photon émis est :

$$E_\gamma^L = E_\gamma \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 - v \cos \theta_\gamma / c},$$

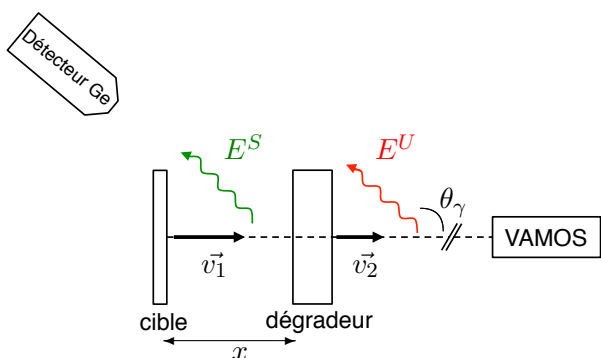


FIGURE 4.1 – Schéma de principe pour la méthode RDDS.

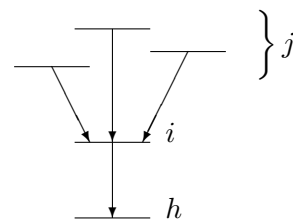


FIGURE 4.2 – Schéma de niveaux pour l'illustration de la méthode DDCM.

où  $E_\gamma$  est l'énergie du photon dans son référentiel, et  $v$  est la vitesse du noyau, égale à  $v_1$  ou  $v_2$  selon l'instant d'émission.

L'énergie mesurée dans les détecteurs Ge est corrigée événement par événement de l'effet Doppler. La direction d'émission du photon est donnée par la position du cristal de germanium touché. La vitesse du noyau utilisée pour la correction Doppler est mesurée par le système de détection au plan focal de VAMOS (cf. chapitre précédent), c'est-à-dire  $\vec{v}_2$ . Les événements pour lesquels le photon est émis après le dégradeur sont ainsi bien corrigés et apparaissent dans les spectres avec l'énergie<sup>1</sup>  $E^U = E_\gamma$ , alors que ceux pour lesquels le photon est émis avant le dégradeur ont une énergie :

$$E^S = E_\gamma \frac{\gamma_2 (1 - \beta_2 \cos \theta_\gamma)}{\gamma_1 (1 - \beta_1 \cos \theta_\gamma)}$$

Dans l'approximation où  $\delta v = \|\vec{v}_1 - \vec{v}_2\| \ll v_2$ , on peut réduire cette expression en :

$$E^S \simeq E_\gamma \left( 1 + \delta v/c \frac{\cos \theta_\gamma - \beta_2}{(1 - \beta_2 \cos \theta_\gamma) (1 - \beta_2^2)} \right) \quad (4.1)$$

où  $\beta_i = \|\vec{v}_i\|/c$  et  $\gamma_i = 1/\sqrt{1 - \beta_i^2}$ .

Les spectres issus des trois détecteurs placés à  $135^\circ$  par rapport à l'axe du spectromètre font ainsi apparaître deux composantes pour chaque transition, l'une à l'énergie de la transition  $E_\gamma$  et l'autre à une énergie inférieure d'environ 1 % (cf. figure 4.3).

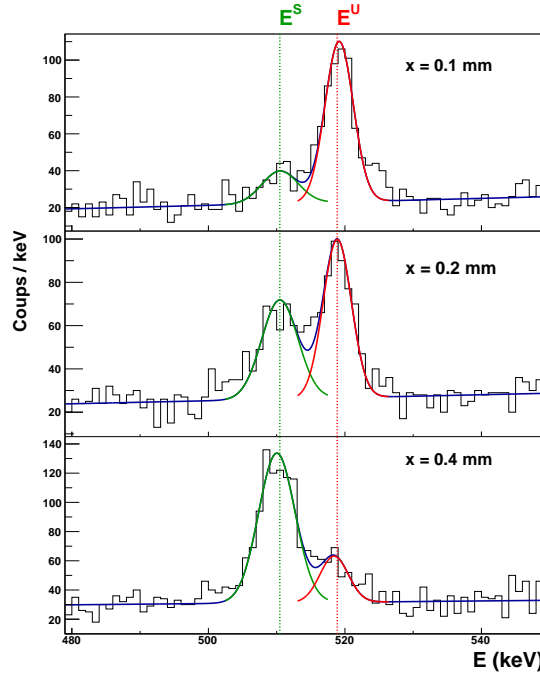


FIGURE 4.3 – Spectres du rayonnement  $\gamma$  mesuré dans les détecteurs placés à  $135^\circ$  par rapport à l'axe du spectromètre pour différentes distances  $x$  entre la cible et le dégradeur. Exemple de la transition  $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$  du  $^{104}\text{Mo}$  d'énergie  $E_\gamma = 519$  keV.

La méthode RDDS consiste à analyser l'évolution de l'intensité relative des deux composantes de la transition en fonction de la distance entre la cible et le dégradeur. On note  $I_i^U(x)$

1. On note, comme il est d'usage  $E^U$ , pour *unshifted*, dans le cas d'une émission du photon après le dégradeur et  $E^S$ , pour *shifted* dans le cas d'une émission du photon avant le dégradeur.

et  $I_i^S(x)$  les intensités respectives des composantes unshifted et shifted de la décroissance du niveau  $i$ . La courbe de décroissance pour cet état est :

$$Q_i(x) = \frac{I_i^U(x)}{I_i^U(x) + I_i^S(x)} \quad (4.2)$$

Dans le cas d'une unique décroissance de l'état  $i$  vers l'état fondamental, l'expression de  $Q_i$  est simplement  $Q_i(x) = \exp\left(-\frac{x}{\tau_i v_1}\right)$ . De la même manière, si on prend en compte l'alimentation du niveau  $i$ , on peut exprimer  $Q_i$  en fonction des temps de vie de tous les niveaux intervenant dans la chaîne de décroissance par la résolution des équations de Bateman. L'analyse traditionnelle des données RDDS consiste à ajuster le temps de vie  $\tau_i$  du niveau d'intérêt ainsi que les temps de vie  $\tau_j$  de tous les niveaux l'alimentant à la courbe  $Q_i(x)$  construite expérimentalement. Cette méthode est difficile à mettre en œuvre lorsque la structure de l'alimentation est complexe. L'analyse des données RDDS par la méthode dite de la dérivée de la courbe de décroissance (*Differential Decay Curve Method*, [67]) fournit une technique plus fiable permettant de mettre en évidence d'éventuelles erreurs systématiques.

#### 4.1.2 L'analyse DDCM

L'évolution de la population  $n_i(t)$  du niveau  $i$ , dont l'alimentation est représentée sur la figure 4.2, est gouvernée par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = -\lambda_i n_i(t) + \sum_j \lambda_j n_j(t) \quad (4.3)$$

où  $\lambda_{i,j} = 1/\tau_{i,j}$ .

Soit  $t = x/v_1$  le temps de vol du noyau entre la cible et le dégradeur séparés d'une distance  $x$ . Le nombre de décroissance du niveau  $i$  se produisant avant (respectivement après) la traversée du dégradeur est  $I_i^U(x)$  ( $I_i^S(x)$ ) et est proportionnelle à l'intensité de la composante *unshifted* (*shifted*).

$$\begin{aligned} I_i^U(x) &= \int_t^\infty \lambda_i n_i(t') dt' \\ I_i^S(x) &= \int_0^t \lambda_i n_i(t') dt' \end{aligned}$$

En supposant finis tous les temps de vie intervenant, alors  $\lim_{t \rightarrow \infty} n_i(t) = 0$  et l'intégration de l'équation 4.3 s'écrit ainsi :

$$-n_i(t) = -I_i^U(x) + \sum_j I_j^U(x)$$

Puis en faisant intervenir les courbes de décroissance respectives des niveaux  $i$  et  $j$  exprimés selon 4.2 et en remarquant que

$$\frac{dQ_i}{dx}(x) = -\frac{n_i(t)}{v_1 \tau_i (I_i^U(x) + I_i^S(x))}$$

on obtient l'expression du temps de vie en fonction de la distance cible-dégradeur :

$$\tau_i(x) = -\frac{Q_i(x) - \sum_j \alpha_{ij} Q_j(x)}{v_1 \frac{dQ_i}{dx}(x)} \quad (4.4)$$

où on a noté  $\alpha_{ij}$  le rapport des intensités totales des décroissances d'un état  $j$  sur l'état  $i$  :

$$\alpha_{ij} = \frac{I_j^U(x) + I_j^S(x)}{I_i^U(x) + I_i^S(x)}$$

et  $v_1$  la vitesse avant le dégradeur.

L'intérêt de la méthode DDCM est d'obtenir pour chaque distance  $x$  une valeur du temps de vie indépendante des autres mesures.

Le temps de vie final est la moyenne de  $\tau(x)$  restreint à un certain intervalle nommé région de sensibilité. Cet intervalle correspond aux valeurs de  $x$  pour lesquelles l'extraction du temps de vie est la moins sensible aux erreurs systématiques (cf. paragraphe 4.4). Les grandeurs intervenant dans l'expression 4.4 sont toutes extraites des spectres  $\gamma$  dont l'analyse est détaillée dans le paragraphe 4.2, à l'exception de la vitesse  $v_1$  à laquelle le paragraphe 4.3 est consacré.

## 4.2 Application de la méthode DDCM

### 4.2.1 Construction et ajustement des courbes de décroissance

Les courbes de décroissance sont définies pour chaque transition par la formule 4.2 où  $I^U(x)$  et  $I^S(x)$  sont les intensités des deux composantes dites *unshifted* et *shifted*. Elles sont déterminées à l'aide d'un ajustement simultané des sept spectres associés aux sept différentes distances cible-dégradeur. La fonction d'ajustement est la somme de deux gaussiennes et d'un polynôme du second degré pour le bruit de fond. Une valeur commune pour les moyennes et écarts-types de chaque gaussienne  $E_S$ ,  $E_U$ ,  $\sigma_S$  et  $\sigma_U$  est ainsi imposée à tous les spectres d'une même transition. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 4.3.

La courbe  $Q$  obtenue est à son tour l'objet d'un ajustement afin de déterminer la dérivée  $dQ/dx$  intervenant dans la formule 4.4. Plusieurs formes fonctionnelles ont été testées pour l'ajustement de  $Q$  parmi lesquelles figurent notamment la somme de deux exponentielles décroissantes ( $a_0 \exp(-x/a_1) + a_2 \exp(-x/a_3)$ ) de paramètres  $(a_i)_{i=0..3}$  ou une fonction polynomiale d'ordre 2 par morceaux continûment dérivable. Le choix de la fonction est guidé par le  $\chi^2$ . La qualité de l'ajustement dans la région de sensibilité est vérifiée.

### 4.2.2 Soustraction de l'alimentation

Pour chaque niveau  $j$  alimentant le niveau  $i$ , on mesure le facteur d'alimentation  $\alpha_{i,j}$  comme le rapport des intensités de la transition  $j \rightarrow i$  sur la transition dépeuplant le niveau  $i$ , corrigé de l'efficacité des détecteurs pour l'énergie des transitions :

$$\alpha_{i,j} = \frac{I_{j \rightarrow i} \varepsilon(E_{i \rightarrow h})}{I_{i \rightarrow h} \varepsilon(E_{j \rightarrow i})}$$

Ces intensités sont mesurées dans les spectres issus des détecteurs Germanium placés à  $90^\circ$  par rapport à l'axe du spectromètre, les données pour toutes les distances cible-dégradeur sont sommées. Ces détecteurs ne sont pas sensibles à l'effet Doppler et une seule composante est présente par transition. Un ajustement gaussien sur un bruit de fond polynomial permet d'extraire les intensités des transitions. À l'exception du  $^{98}\text{Zr}$ , les temps de vie mesurés sont ceux d'états  $4^+$  et  $6^+$  de la bande *yrast* dont la seule alimentation observée provient respectivement des états  $6^+$  et  $8^+$ . Les facteurs d'alimentation des états  $4^+$  et  $6^+$  (notés respectivement  $\alpha_{4,6}$  et  $\alpha_{6,8}$ ) sont répertoriés dans le tableau 4.1.

Noyau	$\alpha_{4,6}$	$\alpha_{6,8}$
$^{100}\text{Zr}$	0.77 (2)	0.61 (3)
$^{102}\text{Zr}$	0.74 (2)	0.58 (4)
$^{102}\text{Mo}$	0.76 (4)	0.62 (6)
$^{104}\text{Mo}$	0.74 (2)	0.68 (3)
$^{106}\text{Mo}$	0.67 (3)	0.41 (4)
$^{108}\text{Mo}$	0.65 (5)	
$^{108}\text{Ru}$	0.82 (3)	0.58 (5)
$^{110}\text{Ru}$	0.65 (3)	0.55 (10)
$^{112}\text{Ru}$	0.78 (6)	
$^{112}\text{Pd}$	0.86 (7)	
$^{114}\text{Pd}$	0.64 (5)	
$^{116}\text{Pd}$	0.65 (5)	0.61 (9)

TABLEAU 4.1 – Facteurs d'alimentation utilisés pour chacun des temps de vie mesurés dans cette expérience.

### 4.3 Reconstruction de la vitesse des ions en sortie de cible

La formule DDCM (4.4) fait intervenir la valeur moyenne de la vitesse  $v_1$  des ions en sortie de cible avant leur traversée du dégradeur. Celle-ci n'est pas mesurée dans l'expérience. Cependant grâce aux mesures dans VAMOS, on connaît les distributions de vitesse des noyaux après le dégradeur, notées  $v_2$ . L'acquisition de données en l'absence du plunger permet de connaître également les distributions de vitesse  $v_0$  des noyaux transmis et identifiés s'ils ne traversent pas le dégradeur (cf. figure 4.4).

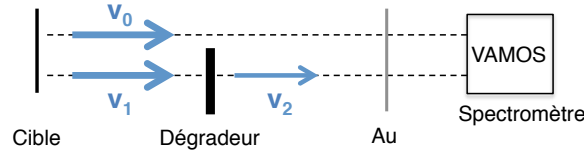


FIGURE 4.4 – Définition des notations pour les différentes vitesses intervenant dans le problème.

La transmission d'un noyau par le spectromètre dépend essentiellement de la valeur de sa rigidité magnétique  $B\rho$  et donc pour une masse fixée dépend de sa vitesse et de sa charge. La traversée du dégradeur modifie les distributions de vitesse car il ralentit les noyaux. Les distributions de charge à l'entrée du spectromètre sont aussi modifiées par la présence du dégradeur car la charge ionique d'équilibre dépend de la vitesse de l'ion. Ainsi les noyaux transmis par le spectromètre après la traversée du dégradeur n'ont pas les mêmes distributions de vitesse que les noyaux transmis par le spectromètre à la sortie de la cible. Par conséquent il n'y a pas de relation évidente entre  $v_0$  et  $v_1$ . En particulier on ne peut pas supposer que  $\langle v_0 \rangle$  est égale à  $\langle v_1 \rangle$ .

On se propose donc de reconstruire la vitesse inconnue  $v_1$  à l'aide d'une simulation permettant de reproduire la cinématique de la réaction, les pertes d'énergie dans les matériaux traversés (cible et dégradeur) et enfin l'acceptance du spectromètre. On montrera que  $\langle v_1 \rangle$  est inférieure à  $\langle v_0 \rangle$  d'environ 10 %, d'où la nécessité et l'importance de cette reconstruction.

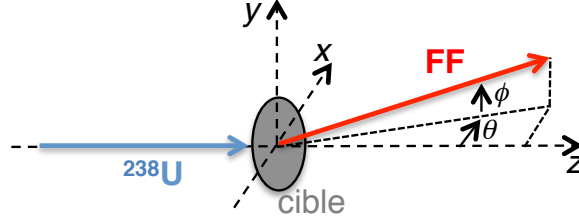
4.3.1 Reconstruction de  $v_1$  par simulation numérique

FIGURE 4.5 – Définition des angles d'émission des fragments de fission dans le référentiel du laboratoire.

**Cinématique de la réaction**

On considère la réaction de fusion-fission  ${}^9\text{Be} + {}^{238}\text{U} \rightarrow A_a Z_a + A_b Z_b$  avec la formation d'un noyau composé de  ${}^{247}\text{Cm}$ . Par souci de simplification, on ne considérera que les réactions de fusion complète, pour lesquelles  $Z_a + Z_b = 96$ . Les études de ce type de réaction montrent que le processus de fusion-fission représente environ 80 % des interactions du faisceau avec la cible [57]. Les réactions de quasi-fission ou de transfert sont par conséquent négligées.

On suppose que l'énergie cinétique totale des produits de fission provient essentiellement de la répulsion coulombienne entre les deux fragments au moment de la scission modélisée par l'énergie potentielle  $V_C$  associée à la force électrostatique qui s'exerce entre deux charges  $Z_a e$  et  $Z_b e$  séparées d'une distance  $d = r_0 \left( A_a^{1/3} (1 + 2\beta_1/3) + A_b^{1/3} (1 + 2\beta_2/3) \right) + d_0$  selon le modèle du point de scission de Wilkins [68], avec  $\beta = 0.625$  la déformation moyenne des fragments de fission,  $r_0 = 1.16 \text{ fm}$  et  $d_0 = 2 \text{ fm}$  comme proposé dans [68].  $A_a, Z_a$  et  $A_b, Z_b$  désignent les nombres de nucléons et de protons des deux fragments de fission. L'énergie cinétique totale du système fissionnant dans le centre de masse est ainsi :

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 d}$$

De la conservation d'impulsion dans le centre de masse on obtient les facteurs de Lorentz  $\gamma_a$  et  $\gamma_b$  des fragments de fission :

$$\gamma_a = \frac{V_C^2/c^4 + 2m_a^2 + 2V_C/c^2 (m_a + m_b) + 2m_a m_b}{2m_a (m_a + m_b + V_C/c^2)}$$

$$\gamma_b = \sqrt{1 + \frac{m_a^2}{m_b^2} (\gamma_a^2 - 1)}$$

On suppose isotrope l'émission des fragments de fission dans le référentiel du centre de masse. On y note  $\theta$  et  $\phi$  les angles définissant la direction d'émission d'un fragment selon les conventions définies sur la figure 4.5. On exprime enfin les vitesses des fragments de fission dans le référentiel du laboratoire à l'aide d'une transformation de Lorentz selon l'axe  $\vec{z}$ . Les angles d'émission  $\theta^L$ ,  $\phi^L$  et le facteur de Lorentz d'un des deux fragments de fission dans le référentiel du laboratoire

à la sortie de la cible sont :

$$\tan \theta^L = \frac{v \sin \theta \cos \phi}{\gamma_{\text{Be}} (v_{\text{Be}} + v \cos \theta \cos \phi)} \quad (4.5)$$

$$\tan \phi^L = \frac{\sin \phi}{\sqrt{\sin^2 \theta \cos^2 \phi + (\gamma_{\text{Be}} v_{\text{Be}}/v + \gamma_{\text{Be}} \cos \theta \cos \phi)^2}} \quad (4.6)$$

$$\gamma^L = \gamma_{\text{Be}} \left( 1 + \frac{v v_{\text{Be}} \cos \theta}{c^2} \right) \quad (4.7)$$

où  $v_{\text{Be}}$  désigne la vitesse du Béryllium dans le référentiel du centre de masse et  $\gamma_{\text{Be}} = 1/\sqrt{1 - v_{\text{Be}}^2/c^2}$  (par commodité, on omet les indices  $a$  ou  $b$  désignant l'un ou l'autre des deux fragments de fission).

### Pertes d'énergie et états de charge

Les pertes d'énergie sont paramétrées en fonction de la vitesse et du nombre de protons de l'ion pour chaque milieu traversé (*i.e.* le Béryllium pour la cible ou le Magnésium pour le dégradeur) à l'aide du logiciel de calcul du pouvoir d'arrêt des ions dans la matière (SRIM, *the Stopping and Range of Ions in Matter*) [69]. La position de l'interaction d'un ion du faisceau avec un noyau de la cible est supposée uniforme le long de sa trajectoire dans la cible.

Les ions à la sortie du dégradeur ou de la cible sont supposés avoir atteint leur état d'équilibre de charge et suivre une loi de probabilité gaussienne dont la valeur moyenne et la largeur sont issues du modèle de Shima [60].

### Transmission de VAMOS

La transmission de VAMOS est calculée à l'aide d'un programme<sup>2</sup> permettant de déterminer si un noyau est transmis ou non par le spectromètre en fonction de sa vitesse, de ses angles d'incidence  $\theta^L$  et  $\phi^L$  et de son état de charge. On constate en figure 4.6 que la simulation permet de reproduire raisonnablement la transmission du spectromètre mesurée pour cette réaction.

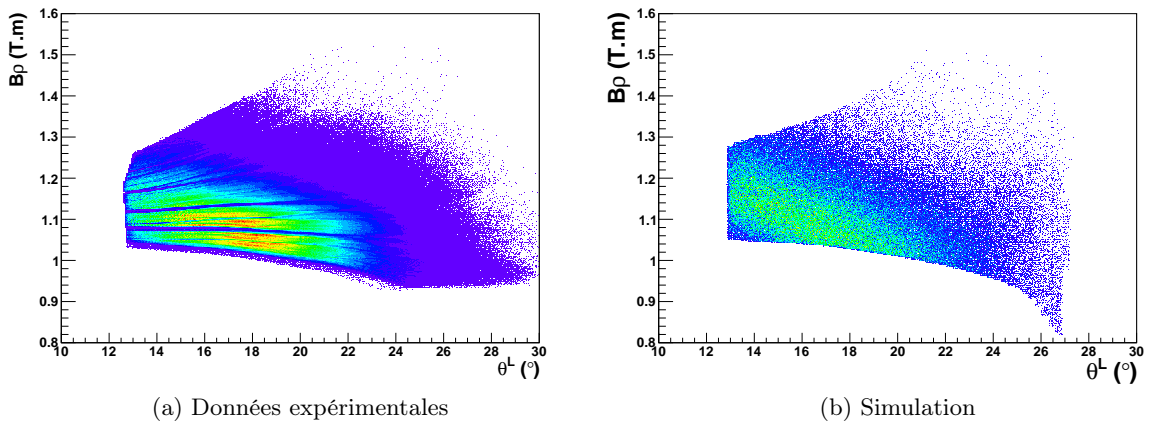


FIGURE 4.6 – Comparaison de la transmission de VAMOS entre (a) les données expérimentales et (b) la simulation.

Le résultat de cette méthode de reconstruction de  $v_1$  est représenté sur la figure 4.8 et commenté dans le paragraphe 4.3.3.

2. L'acceptance de VAMOS est calculée par le programme développé par A. Lemasson et M. Rejmund.



### 4.3.2 Reconstruction de $v_1$ par le décalage Doppler

L'expression 4.1 permet de relier les énergies des deux composantes dites *unshifted* et *shifted* par l'intermédiaire de la vitesse après le dégradeur  $v_2 = c\beta_2$  et de la différence des vitesses avant et après le dégradeur  $\delta\beta = (v_1 - v_2)/c$ .

Pour une sélection d'une vingtaine de transitions pour lesquelles deux composantes sont observables dans les spectres  $\gamma$  expérimentaux de noyaux du Zr au Pd, on mesure le rapport des énergies des deux composantes, dont la moyenne est  $\langle E^S/E^U \rangle = 0.983$  avec une dispersion  $\sigma(E^S/E^U) = 10^{-3}$  (cf. figure 4.7a). Aucune corrélation n'est constatée entre le rapport  $E^S/E^U$  et la valeur moyenne de la vitesse du noyau considéré dans le spectromètre. On peut alors reconstruire la vitesse avant le dégradeur selon l'expression suivante :  $v_1 = v_2 + \delta\beta c$  avec :

$$\delta\beta \simeq \left( \left\langle \frac{E^S}{E^U} \right\rangle - 1 \right) \frac{(1 - \beta_2 \cos \theta_\gamma) (1 - \beta_2^2)}{\cos \theta_\gamma - \beta_2} \quad (4.8)$$

La corrélation de la vitesse reconstruite avant le dégradeur avec la vitesse mesurée dans VAMOS est représentée en figure 4.7b.

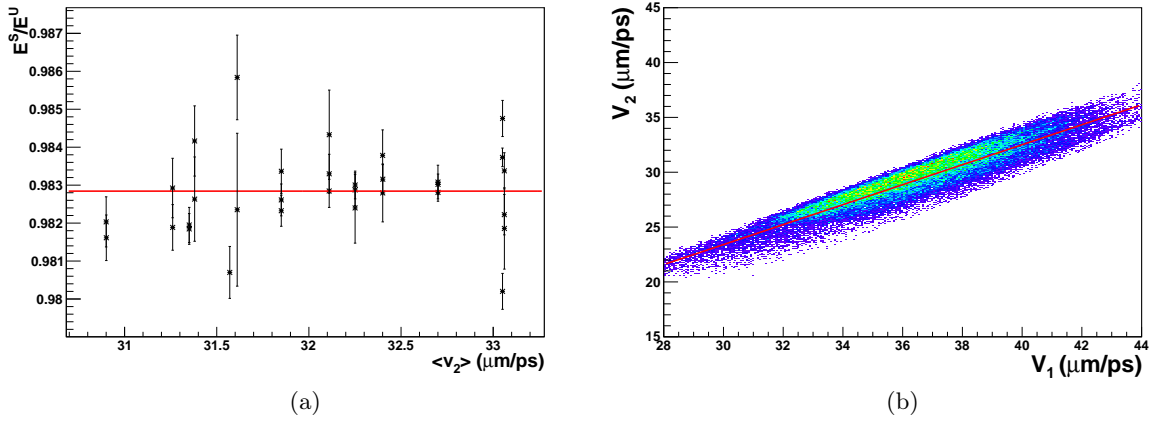


FIGURE 4.7 – (a) Rapport de l'énergie de la composante *shifted* sur celle de la composante *unshifted* pour une sélection de transitions dans les noyaux du Zr au Pd. (b) Vitesse reconstruite selon l'expression 4.8 en fonction de la vitesse mesurée dans VAMOS.

### 4.3.3 Comparaison des reconstructions de la vitesse $v_1$ avant le dégradeur

La figure 4.8 récapitule les résultats des deux méthodes détaillées précédemment pour reconstruire la vitesse non mesurée  $v_1$ . En noir est représentée la corrélation entre la vitesse mesurée dans VAMOS pour les données avec dégradeur ( $v_2$ ) et la vitesse mesurée dans VAMOS pour les données sans dégradeur ( $v_0$ ), chaque point correspondant à une sélection en A et Z.

En couleur sont représentées les données issues de la simulation. En rouge, l'ordonnée est la valeur moyenne de la distribution de vitesse des noyaux transmis par le spectromètre après avoir traversé le dégradeur ; l'abscisse est la valeur moyenne de la distribution de vitesse des noyaux transmis par le spectromètre sans traverser le dégradeur. En bleu, l'ordonnée est la même que les points rouges, l'abscisse est la valeur moyenne de la distribution de vitesse entre la cible et le dégradeur pour les noyaux qui sont transmis par le spectromètre après avoir traversé le dégradeur. Les points rouges se comparent ainsi aux données expérimentales, alors que les abscisses des points bleus correspondent à la seule vitesse qui n'est pas accessible expérimentalement,

mais qui intervient dans la formule du calcul du temps de vie. En gris est reproduit le profil de l'histogramme de la figure 4.7b, la barre d'erreur correspond à la largeur de la distribution.

La simulation inclut des pertes d'énergie supplémentaires qui sont ajustées de manière à minimiser la distance entre les données expérimentales et simulées pour la corrélation  $v_2(v_1)$  (*i.e.* entre les graphes rouge et noir de la figure 4.8). Malgré cet ajustement une différence qui atteint au maximum  $1.2\mu\text{m}/\text{ps}$  subsiste entre les vitesses simulées et expérimentales. Celle-ci sera prise en compte dans l'erreur sur la vitesse utilisée dans la formule DDCM (cf. paragraphe 4.6.1). Cette différence est la conséquence des limitations du modèle relativement simple utilisé pour la reconstruction de la vitesse  $v_1$ . On peut cependant noter que cet écart de  $1.2\mu\text{m}/\text{ps}$  est faible devant la largeur à mi-hauteur des distributions de vitesse de chaque sélection en A et Z, qui est de l'ordre de  $7\mu\text{m}/\text{ps}$  (cf. figure 4.9).

La reconstruction de la vitesse avant le dégradeur d'après l'étude des décalages Doppler dans les spectres (en gris sur la figure 4.8) est compatible avec la simulation (en bleu). Cependant une différence systématique d'environ  $0.8\mu\text{m}/\text{ps}$  est constatée entre les valeurs de  $\langle v_1 \rangle$  issues des deux différentes méthodes. Il est à noter que la méthode par le décalage Doppler est issue d'une approximation (formule 4.8) dont la validité semble mise en doute par l'absence de corrélation dans les données expérimentales entre le rapport  $E^S/E^U$  et  $\beta_2$ . Cette méthode fournit ainsi une grande erreur sur la vitesse  $v_1$ . Elle ne permet donc que de confirmer qualitativement les simulations. On préférera donc utiliser les valeurs issues des simulations pour le calcul des temps de vie, c'est-à-dire les abscisses du graphe bleu de la figure 4.8. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 4.2.

Noyau	Vitesse en $\mu\text{m}/\text{ps}$	
	$\langle v_0 \rangle$	$\langle v_1 \rangle$
$^{98}\text{Zr}$	33.5 (3.1)	36.1
$^{100}\text{Zr}$	33.0 (3.2)	35.8
$^{102}\text{Zr}$	32.4 (3.3)	35.6
$^{102}\text{Mo}$	33.1 (3.1)	36.0
$^{104}\text{Mo}$	32.7 (3.1)	35.5
$^{106}\text{Mo}$	32.1 (3.1)	35.4
$^{108}\text{Mo}$	31.4 (3.2)	35.4
$^{108}\text{Ru}$	32.3 (3.2)	35.4
$^{110}\text{Ru}$	31.9 (3.2)	35.1
$^{112}\text{Ru}$	31.3 (3.3)	35.2
$^{112}\text{Pd}$	31.6 (3.1)	35.1
$^{114}\text{Pd}$	31.4 (3.1)	34.9
$^{116}\text{Pd}$	30.9 (3.2)	34.7

TABLEAU 4.2 – Différences entre les vitesses mesurées dans VAMOS en l'absence de dégradeur ( $v_0$ ) et les vitesses simulées en sortie de cible des noyaux transmis par VAMOS après la traversée du dégradeur ( $v_1$ , *i.e.* abscisse des points bleus de la figure 4.8). L'écart-type des distributions des vitesses  $v_0$  est mentionné entre parenthèses.

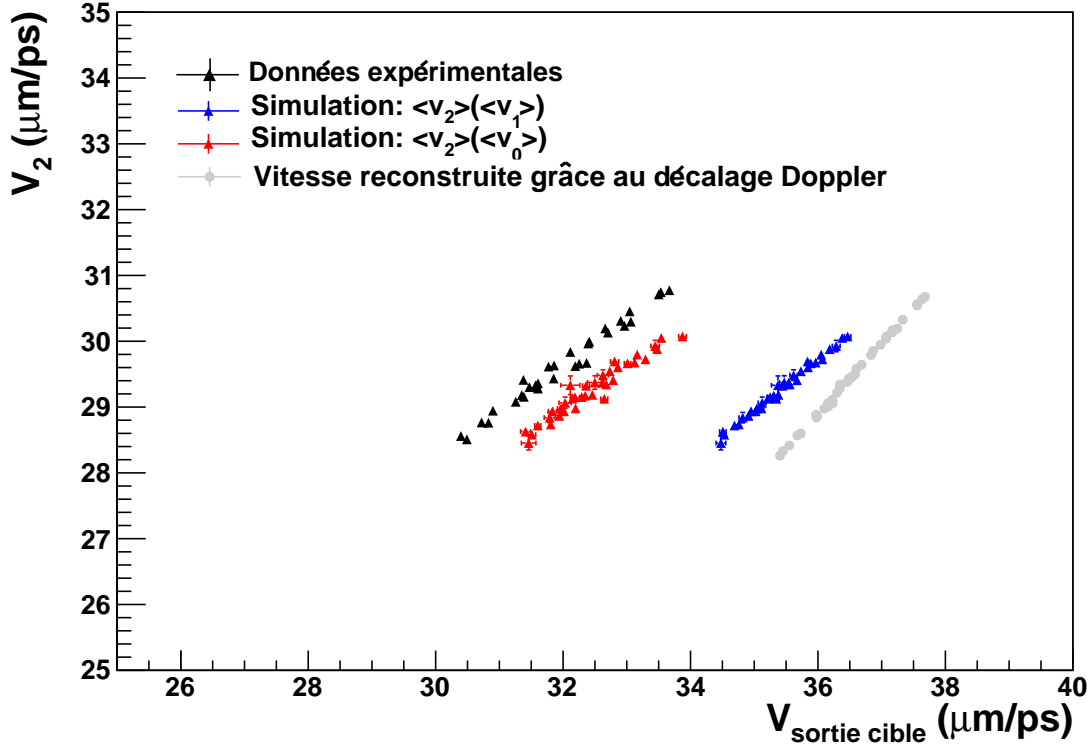


FIGURE 4.8 – Corrélation entre les vitesses avant et après le dégradeur. Les points rouges et bleus correspondent aux simulations décrites au paragraphe 4.3.1 ; le profil de l'histogramme de la figure 4.7b est reproduit en gris. En noir sont représentées les données expérimentales. L'abscisse  $v_{\text{sortie cible}}$  désigne soit  $v_0$  en l'absence du dégradeur, soit  $v_1$  en sa présence. Les détails sont donnés dans le texte.

#### 4.4 Région de sensibilité

Une fois obtenus les courbes de décroissance, les facteurs d'alimentation ainsi que la vitesse avant le dégradeur, on est en mesure d'appliquer la formule DDCM (4.4) qui fournit une valeur de  $\tau$  pour chaque distance cible-dégradeur. La valeur finale du temps de vie est la moyenne de  $\tau(x)$  sur la région de sensibilité qu'il reste à déterminer.

On définira tout d'abord la région de sensibilité puis on s'attachera à montrer l'importance de sa détermination et comment elle permet de s'affranchir d'erreurs systématiques, en particulier l'erreur liée à la largeur de la distribution de vitesse.

La méthode DDCM est sensible au temps de vie d'un état excité  $\tau$  si le temps mis par le noyau pour parcourir la distance entre la cible et le dégradeur est du même ordre de grandeur que  $\tau$ , c'est-à-dire si  $x$  est tel que  $x/v_1 \sim \tau$ . On définit donc la région de sensibilité comme l'intervalle de  $x$  centré en  $v_1\tau$ . Le temps de vie  $\tau$  étant inconnu, il s'agit de trouver un critère portant sur les observables qui permet de déterminer la région de sensibilité sans la connaissance préalable du temps de vie.

Considérons le cas le plus simple d'une unique décroissance d'un état excité de temps de vie  $\tau$  vers l'état fondamental (*i.e.* sans alimentation à soustraire) avec des noyaux monocinétiques de vitesse  $v$ . Alors la courbe de décroissance de l'état excité est :

$$Q(x) = e^{-\frac{x}{v\tau}}$$

On définit habituellement la région de sensibilité comme l'intervalle en  $x$  centré autour du maximum de la dérivée  $dQ/dx$  de la courbe de décroissance [65]. Dans ce cas, la dérivée s'écrit :

$$\frac{dQ}{dx} = -\frac{1}{v\tau} e^{-\frac{x}{v\tau}}$$

La fonction  $dQ/dx$  est ainsi monotone décroissante, de maximum en  $x = 0$  pour  $x > 0$ . Il apparait donc que le critère portant sur la dérivée par rapport à  $x$  ne satisfait pas à la définition de la région de sensibilité.

Envisageons la dérivée par rapport au logarithme de  $x$  et étudions ses variations :

$$\frac{dQ}{d(\log x)} = x \frac{dQ}{dx} = -\frac{x}{v\tau} e^{-\frac{x}{v\tau}}$$

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{dQ}{d(\log x)} \right) = \frac{1}{v\tau} \left( \frac{x}{v\tau} - 1 \right) e^{-\frac{x}{v\tau}}$$

Cette dernière fonction s'annule en  $x = v\tau$  et donc  $\frac{dQ}{d(\log x)}$  admet un maximum en  $x = v\tau$ .

Une expression du critère de la région de sensibilité permettant de satisfaire à sa définition est donc :

$$\left| \frac{dQ}{d(\log x)} \right| > \alpha \left| \frac{dQ}{d(\log x)} \right|_{max} \quad (4.9)$$

Le paramètre  $\alpha$  doit être choisi entre 0 et 1. Plus  $\alpha$  est proche de 1 et plus le critère est restrictif. De manière à assurer au minimum trois points de mesure dans la région de sensibilité, on choisit  $\alpha = 0.2$  pour l'analyse des données de cette expérience. On utilisera ce critère dans toute l'analyse plutôt qu'un critère linéaire qui serait défini par :

$$\left| \frac{dQ}{dx} \right| > \alpha \left| \frac{dQ}{dx} \right|_{max} \quad (4.10)$$

Ce calcul analytique est valable seulement dans le cas très particulier d'un seul niveau excité et de noyaux monocinétiques. Les calculs numériques des paragraphes suivants permettent de montrer qu'il semble aussi préférable d'utiliser le critère logarithmique dans le cas plus réaliste où on considère une chaîne de décroissance (cf. figure 4.12) et lorsque l'on considère une distribution de vitesse de largeur non nulle (cf. figure 4.11).

## 4.5 Étude de l'influence de la largeur de la distribution de vitesse sur la mesure du temps de vie

La grande acceptance du spectromètre VAMOS a pour conséquence une large distribution en vitesse pour une sélection d'une valeur de  $M$  et de  $Z$  particulière dans le spectromètre, tous les états de charge transmis étant sommés (cf. figure 4.9). La vitesse moyenne d'un noyau en sortie de cible est de l'ordre de  $v_1 \approx 33 \mu\text{m/ps}$ , avec un écart-type  $\sigma_v \approx 3 \mu\text{m/ps}$ , soit environ 10 % de la valeur moyenne. Il s'agit d'étudier l'influence de la largeur de la distribution de vitesse sur la mesure du temps de vie et d'évaluer l'erreur induite par l'approximation consistant à choisir la valeur moyenne de la vitesse dans l'application de la formule 4.4.

### 4.5.1 Cas d'une décroissance simple

Considérons un noyau émis au niveau de la cible dans un unique état excité de temps de vie  $\tau$ . La vitesse du noyau suit une loi de densité de probabilité  $p(v)$ , d'espérance  $\langle v \rangle$  et d'écart type  $\sigma_v$ . L'équation 4.4 s'applique à un cas où tous les noyaux sont émis à la même vitesse  $v$ .

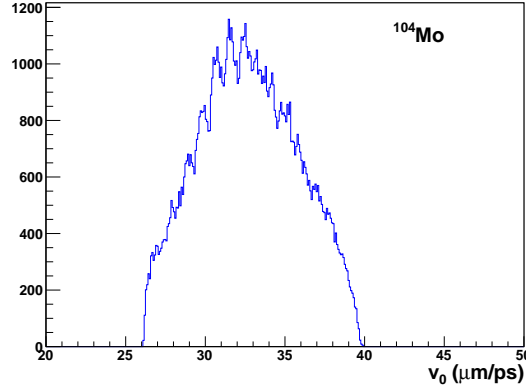


FIGURE 4.9 – Vitesse mesurée dans VAMOS en l’absence de dégradeur pour une sélection sur le  $^{104}\text{Mo}$ .

On cherche comment cette équation se transforme dans le cas où la vitesse des noyaux n’est plus constante mais distribuée selon la loi de densité de probabilité  $p(v)$ .

La courbe de décroissance du noyau s’exprime par  $Q(x) = \frac{I^U(x)}{N}$  où  $N$  est le nombre total de noyaux émis, et  $I^U(x)$  est le nombre de noyaux émis après le dégradeur en fonction de la distance  $x$  entre la cible et le dégradeur :  $Q(x) = \int_x^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{v\tau} e^{-y/v\tau} p(v) dv dy$

$$Q(x) = \int_{-\infty}^\infty p(v) e^{-x/v\tau} dv$$

où  $p(v)$  vérifie  $\int p(v) dv = 1$ ,  $\int v p(v) dv = \langle v \rangle$  et  $\int (v - \langle v \rangle)^2 p(v) dv = \sigma_v$

On note  $p_0(w) = p(w + \langle v \rangle)$  la distribution de vitesse centrée (*i.e.* de valeur moyenne nulle). Alors on peut écrire :

$$Q(x) = \int_{-\infty}^\infty p_0(w) \exp\left(-\frac{1}{1 + w/\langle v \rangle} \frac{x}{\langle v \rangle \tau}\right) dw$$

On développe l’expression à intégrer pour  $w/\langle v \rangle \sim 0$ . En utilisant le développement<sup>3</sup> de  $\exp\left(-\frac{a}{1+u}\right)$  en  $u$  au voisinage de 0, on peut écrire à l’ordre 2 en  $u = \frac{w}{\langle v \rangle}$  :

$$Q(x) \underset{\sigma_v \ll \langle v \rangle}{=} \int_{-\infty}^\infty p_0(w) e^{-\frac{x}{\langle v \rangle \tau}} \left(1 + \frac{x}{\langle v \rangle \tau} \frac{w}{\langle v \rangle} + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{\langle v \rangle \tau} - 2\right) \frac{x}{\langle v \rangle \tau} \left(\frac{w}{\langle v \rangle}\right)^2\right) dw$$

et ainsi :

$$Q(x) \underset{\sigma_v \ll \langle v \rangle}{=} e^{-\frac{x}{\tau \langle v \rangle}} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_v}{\langle v \rangle}\right)^2 \frac{x}{\tau \langle v \rangle} \left(\frac{x}{\tau \langle v \rangle} - 2\right)\right) \quad (4.11)$$

Lors de l’analyse DDCM classique on applique la formule 4.4 avec  $v = \langle v \rangle$ , soit, dans cet exemple particulier où il n’y a pas d’alimentation à soustraire :

$$\tau_{\text{exp}}(x) = -\frac{Q(x)}{\langle v \rangle Q'(x)} \quad (4.12)$$

---

3.  $\exp\left(-\frac{a}{1+u}\right) \underset{u \sim 0}{=} e^{-a} \left(1 + au + \frac{1}{2} (a-2) au^2 + O(u^3)\right)$

Avec l'expression 4.11 pour  $Q(x)$ , on obtient l'approximation suivante pour  $\tau(x)$  à l'ordre 1 en  $x$  au voisinage de  $\langle v \rangle \tau$  :

$$\tau_{\text{exp}}(x) \underset{\substack{x \sim \langle v \rangle \tau \\ \sigma_v \ll \langle v \rangle}}{=} \tau \left( 1 + \frac{\sigma_v^2}{\langle v \rangle^2} \left( \frac{x}{\langle v \rangle \tau} - 1 \right) \right) \quad (4.13)$$

où  $\tau$  désigne le temps de vie du niveau excité que l'on cherche à mesurer, et  $\tau_{\text{exp}}(x)$  la courbe expérimentale.

La largeur de la distribution de vitesse du noyau introduit donc une dépendance de  $\tau_{\text{exp}}$  avec la distance  $x$  entre la cible et le dégradeur (avec  $\sigma_v = 0$ , on retrouve bien que  $\tau_{\text{exp}}(x)$  est constant et égal à  $\tau$ ).

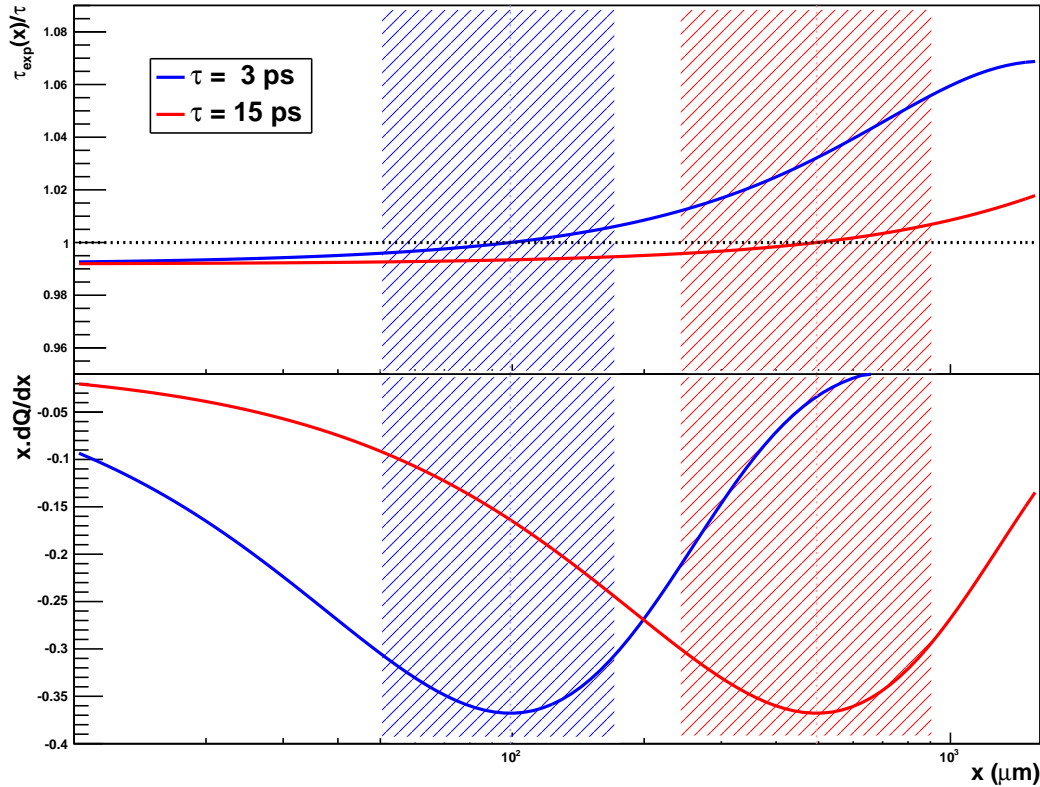


FIGURE 4.10 – Rapport du temps de vie  $\tau_{\text{exp}}$  sur le temps de vie réel en fonction de la distance entre la cible et le dégradeur, dans les conditions de l'expérience, selon l'expression 4.12 calculée par la même méthode que pour l'équation 4.11 mais avec un développement de  $p(v)$  jusqu'au moment d'ordre 4, et une distribution de vitesse de  $\sigma_v = 3 \mu\text{m/ps}$  et  $\langle v \rangle = 33 \mu\text{m/ps}$ , représenté pour deux valeurs différentes du temps de vie, 3 ps et 15 ps.

La figure 4.10 montre l'évolution de  $\tau$  avec  $x$ . Pour la figure, le développement de  $Q(x)$  a été mené jusqu'au moment d'ordre 4. On représente par des hachures sur la figure les régions de sensibilité, déterminées par le critère sur  $dQ/d(\log x)$ . Dans la région de sensibilité,  $\tau(x)$  est linéaire en  $x$  et vaut la vraie valeur  $\tau$  au centre de l'intervalle, en  $x = \langle v \rangle \tau$ , ainsi en moyenne  $\langle \tau(x) \rangle = \tau$  dans la région de sensibilité.

Un choix correct de la région de sensibilité selon le critère 4.9 permet ainsi en théorie de compenser l'erreur induite par la largeur de la distribution de vitesse.

Ce résultat analytique peut également être reproduit numériquement : la simulation de la décroissance d'un état de temps de vie  $\tau = 4.0 \text{ ps}$  dans un noyau dont la vitesse suit une

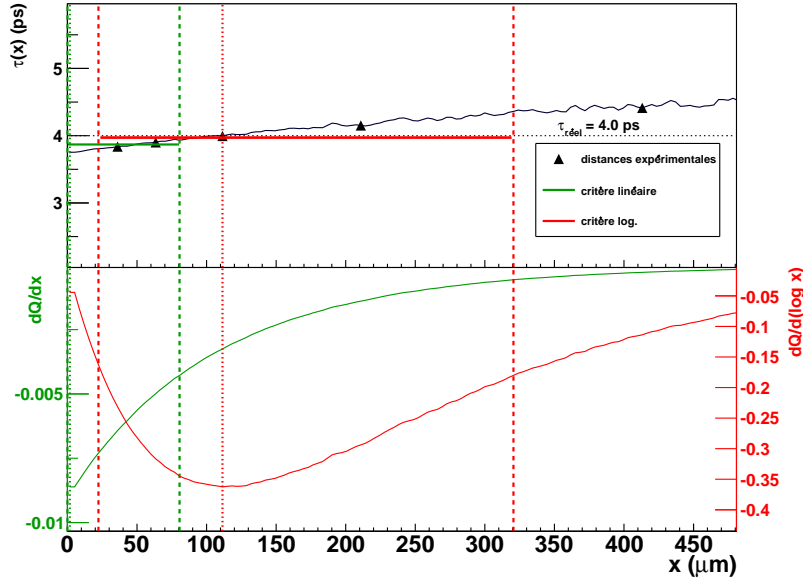


FIGURE 4.11 – Simulation de la mesure d'un temps de vie avec  $\langle v \rangle = 30 \mu\text{m}/\text{ps}$  et  $\sigma_v = 7 \mu\text{m}/\text{ps}$ . La dépendance de  $\tau$  avec la distance  $x$  entre la cible et le dégradeur est une conséquence de la largeur non nulle de la distribution de vitesse. Les régions de sensibilité définies par les critères 4.10 et 4.9 sont indiquées respectivement par les lignes verticales vertes et rouges. Le critère logarithmique donne un temps de vie de 3.97 ps (ligne rouge) alors que le critère linéaire fournit un temps de vie de 3.86 ps (ligne verte), pour un temps de vie réel de 4 ps.

loi de probabilité gaussienne est représentée sur la figure 4.11. On a exagéré la largeur de la distribution de vitesse par rapport à l'expérience en choisissant  $\sigma_v = 7 \mu\text{m}/\text{ps}$ , afin de mieux observer l'effet produit.

On constate comme démontré analytiquement que le critère 4.9 est plus adapté. On constate également que la propriété démontrée dans la partie 4.4 pour des noyaux monocinétiques est toujours vraie dans le cas d'une distribution de vitesse de largeur non nulle :  $dQ/d(\log x)$  est maximale en  $x = \langle v \rangle \tau$ .

#### 4.5.2 Cas d'une chaîne de décroissance

On souhaite étendre la conclusion précédente portant sur le critère pour le choix de la région de sensibilité aux cas plus réalistes d'un état excité alimenté par d'autres niveaux de temps de vie fini. Pour cela on simule numériquement la décroissance successive de 4 niveaux de temps de vie respectifs  $\tau_4 = 1 \text{ ps}$ ,  $\tau_3 = 2 \text{ ps}$ ,  $\tau_2 = 3 \text{ ps}$ , et enfin  $\tau_1 = \tau$  qui décroît vers l'état fondamental,  $\tau$  étant variable. On choisit une distribution de vitesse gaussienne de valeur moyenne  $30 \mu\text{m}/\text{ps}$  pour se placer dans des conditions similaires à l'expérience. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 4.12. On peut constater que la dépendance de  $\tau$  avec  $x$  est plus marquée que dans le cas de la décroissance simple, mais que cette dépendance est toujours linéaire dans la région de sensibilité définie par le critère logarithmique. Comme dans le cas précédent ce dernier critère permet de mieux reproduire le temps de vie réel et permet de s'affranchir de l'erreur liée à la largeur de la distribution de vitesse.

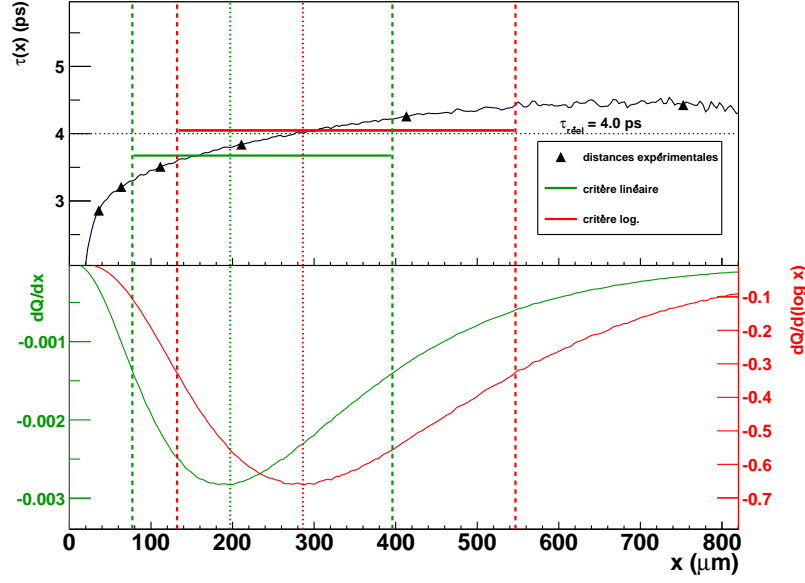


FIGURE 4.12 – Simulation de la mesure d'un temps de vie avec  $\langle v \rangle = 30 \mu\text{m/ps}$  et  $\sigma_v = 7 \mu\text{m/ps}$ . La dépendance de  $\tau$  avec la distance  $x$  entre la cible et le dégradeur est une conséquence de la largeur non nulle de la distribution de vitesse. Les régions de sensibilité définies par les critères 4.10 et 4.9 sont indiquées respectivement par les lignes verticales vertes et rouges.

#### 4.5.3 $\langle 1/v \rangle$ ou $1/\langle v \rangle$ ?

La vitesse intervenant au dénominateur dans la formule 4.4, on peut s'interroger sur l'ordre des opérations d'inverse et de moyenne. On constate que  $1/\langle v \rangle$  est inférieure de 10 % à  $\langle 1/v \rangle$  en moyenne pour les noyaux étudiés ici. Une étude précédente [70] a montré qu'il était préférable d'utiliser  $\langle 1/v \rangle$  plutôt que  $1/\langle v \rangle$  dans le cas de vitesses très dispersées.

On teste par les mêmes calculs numériques que précédemment l'intérêt d'employer  $\langle 1/v \rangle$  plutôt que  $1/\langle v \rangle$ . La même chaîne de décroissance qu'au paragraphe 4.5.2 est simulée. Les ions sont supposés avoir une distribution de vitesse gaussienne dont on fait varier la largeur (figure 4.13a). On applique la méthode DDCM à la courbe de décroissance issue de la simulation pour reproduire le temps de vie  $\tau$  du premier état excité. Quatre calculs différents sont menés en fonction de l'emploi du critère 4.10 ou 4.9 d'une part, et en fonction de l'adoption de  $\langle 1/v \rangle$  ou  $1/\langle v \rangle$  dans la formule 4.4.

Les figures 4.13a et 4.13b permettent de constater que le critère 4.9 ou la préférence pour  $\langle 1/v \rangle$  ont sensiblement le même effet quant à la distribution de vitesse : ils permettent de compenser l'erreur induite par la largeur de la distribution de vitesse jusqu'à  $\sigma \approx 0.5\langle v \rangle$ . Ainsi on utilisera toujours  $1/\langle v \rangle$  dans la formule 4.4, le choix de la région de sensibilité corrigeant déjà en partie l'erreur liée à la dispersion des vitesses.



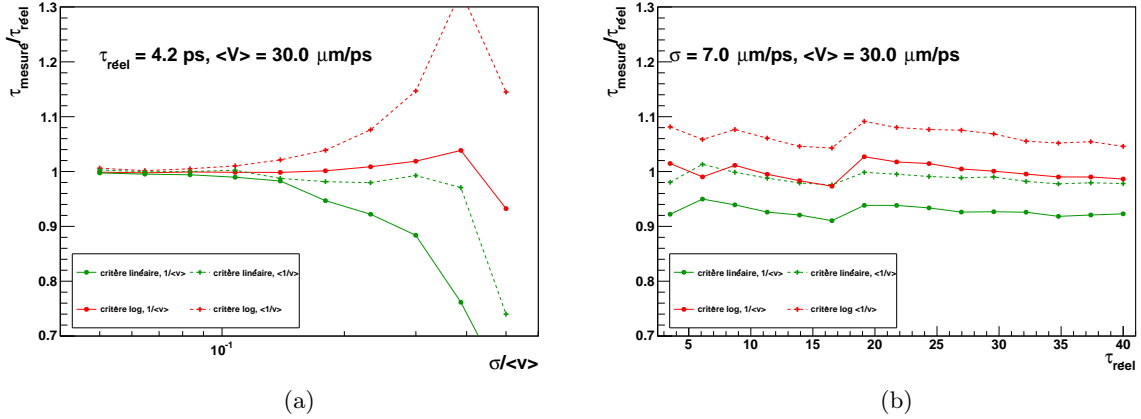


FIGURE 4.13 – Comparaison des différentes méthodes de calcul de  $\tau$  par simulation numérique en fonction (a) de la largeur  $\sigma$  de la distribution de vitesse ou (b) du temps de vie du niveau considéré  $\tau$ . Le critère dit *linéaire* fait référence au critère 4.10 et le critère dit *log* fait référence au critère 4.9.  $1/\langle v \rangle$  et  $\langle 1/v \rangle$  font référence à la discussion du paragraphe 4.5.3. La méthode utilisée dans la mesure des temps de vie de notre expérience correspond à la ligne pleine en rouge.

## 4.6 Étude des erreurs systématiques

### 4.6.1 Calcul des erreurs

On calcule l'erreur sur  $\tau(x)$  pour chaque distance par la propagation des erreurs sur chacune des quantités intervenant dans la formule DDCM :

$$\delta\tau = \sqrt{\frac{\delta Q_i^2}{v_1^2 \frac{dQ_i}{dx}^2} + \frac{\alpha_{ij}^2 \delta Q_j^2 + Q_j^2 \delta \alpha_{ij}^2}{v_1^2 \frac{dQ_i}{dx}^2} + \tau^2 \left( \frac{\delta \left( \frac{dQ_i}{dx} \right)}{\frac{dQ_i}{dx}} \right)^2 + \tau^2 \left( \frac{\delta v}{v_1} \right)^2} \quad (4.14)$$

Les erreurs sur  $Q_i$ ,  $Q_j$  et  $\alpha_{ij}$  (notées  $\delta Q_i$ ,  $\delta Q_j$  et  $\delta \alpha_{ij}$ ) représentent les erreurs statistiques liées aux dénombrements des évènements correspondant aux transitions concernées. L'erreur sur la dérivée  $\delta \left( \frac{dQ_i}{dx} \right)$  est calculée grâce à la matrice de covariance issue de l'ajustement de la fonction de décroissance  $Q_i(x)$ . Enfin l'erreur  $\delta v$  sur la vitesse est une erreur systématique évaluée à  $1.2 \mu\text{m/ps}$ . Cette erreur est induite par le calcul de la vitesse avant le dégradeur dans la simulation qui ne parvient pas à reproduire exactement les vitesses mesurées dans VAMOS (cf. paragraphe 4.3.3).

Décomposons l'erreur totale de la formule 4.14 en la somme des contributions des erreurs sur  $Q_i$ , l'alimentation, la vitesse et la dérivée :  $\delta\tau^2 = \delta\tau_{Q_i}^2 + \delta\tau_{alim}^2 + \delta\tau_{dQ/dx}^2 + \delta\tau_v^2$ . La figure 4.14 représente le rapport de chacune de ces contributions sur l'erreur totale dans un cas représentatif de l'ensemble des mesures.

Comme attendu, la région de sensibilité coïncide avec l'intervalle sur lequel l'erreur totale est la plus faible. La contribution à l'erreur en dehors de la région de sensibilité est dominée par celle de la dérivée. Les contributions de  $Q_i$  et de l'alimentation, c'est-à-dire des erreurs uniquement statistiques, deviennent les plus importantes dans la région de sensibilité.

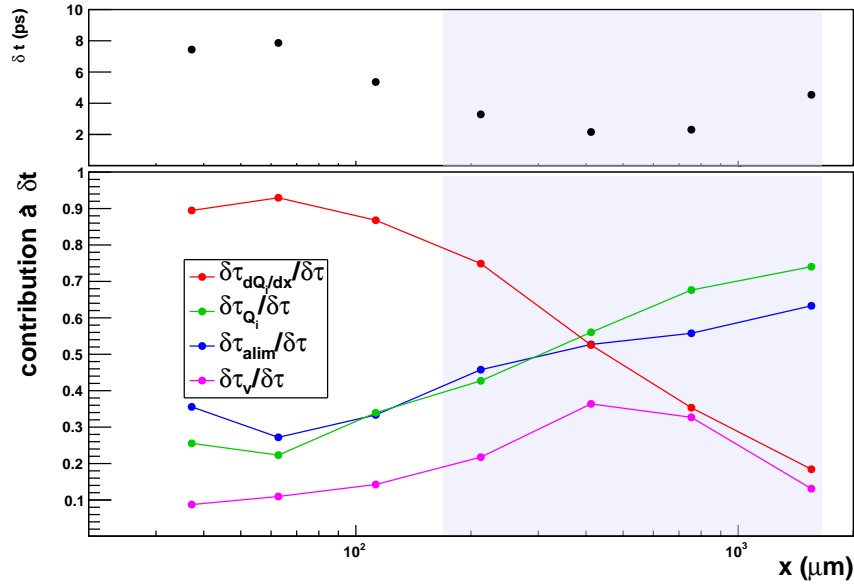


FIGURE 4.14 – Contributions à l’erreur totale des différents termes intervenant dans le calcul de  $\tau(x)$ , pour le temps de vie de l’état  $4_1^+$  du  $^{110}\text{Ru}$ . Les parties grisées indiquent la région de sensibilité. La valeur totale de l’erreur est représentée sur la partie supérieure de la figure.

#### 4.6.2 Test de la méthode d’extraction des temps de vie sur des spectres simulés

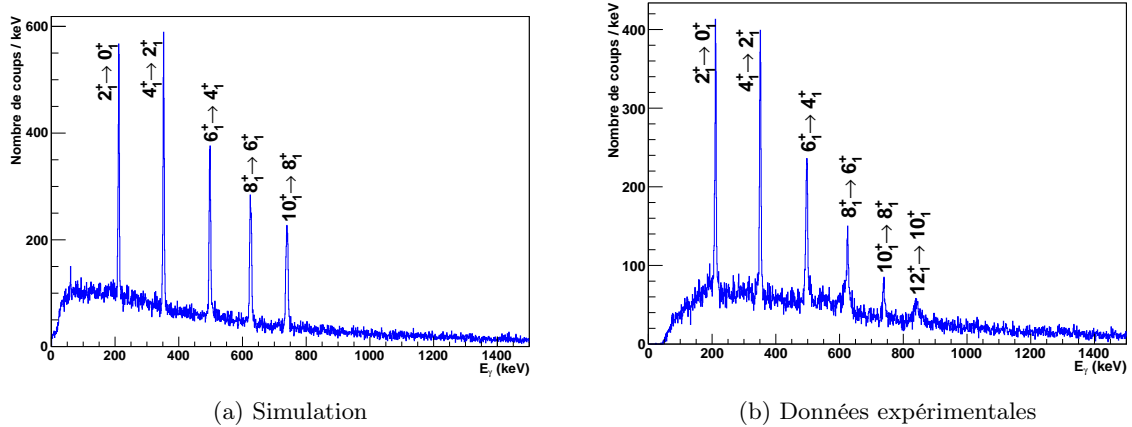


FIGURE 4.15 – Comparaison (a) du spectre  $\gamma$  simulé avec (b) le spectre  $\gamma$  expérimental pour le noyau de  $^{100}\text{Zr}$ .

Afin de vérifier la méthode d’extraction des temps de vie et de détecter d’éventuelles erreurs systématiques liées à celle-ci, on la teste sur des spectres issus de simulations effectuées à l’aide de GEANT4 [71]. Le dispositif expérimental constitué du plongeur, d’EXOAM et de VAMOS est simulé. Le schéma de niveaux du noyau étudié, la structure de l’alimentation et le temps

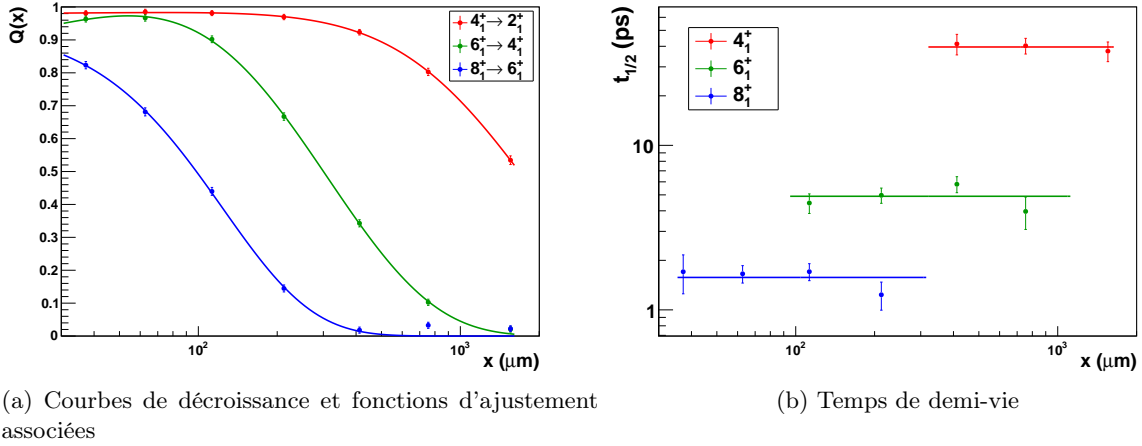


FIGURE 4.16 – Analyse DDCM des spectres issus de la simulation [71] pour 3 états excités du  $^{100}\text{Zr}$ .

de vie de chaque niveau excité font partie des données d'entrée de la simulation. On prend ici l'exemple du  $^{100}\text{Zr}$  dont on choisit de peupler la bande *yrast* à partir du niveau  $10^+$ , aucune alimentation supplémentaire des autres niveaux n'est envisagée. Le spectre  $\gamma$  obtenu par cette simulation est présenté sur la figure 4.15a, et comparé au spectre expérimental correspondant.

On reconstruit les temps de vie des niveaux  $4_1^+$ ,  $6_1^+$  et  $8_1^+$  par la même méthode que celle utilisée sur les spectres expérimentaux (cf. figure 4.16). Les résultats sont présentés dans le tableau 4.3. Ils sont compatibles avec les temps de vie adoptés initialement dans la simulation, ce qui permet de valider la méthode de calcul des temps de vie employée.

	$4_1^+$	$6_1^+$	$8_1^+$
$t_{1/2}$ adopté pour la simulation (ps)	37	4.9	1.73
$t_{1/2}$ mesuré à partir des spectres simulés (ps)	39.6(2.9)	4.9 (0.3)	1.57 (0.12)

TABLEAU 4.3 – Temps de demi-vie reconstruits d'après les spectres  $\gamma$  issus de la simulation [71].

### 4.6.3 Incertitudes liées à l'alimentation

#### 4.6.3.1 Cas général

L'analyse DDCM appliquée à des spectres  $\gamma$  simples, c'est-à-dire sans coïncidence, laisse subsister une incertitude sur l'alimentation. Cette incertitude peut être levée en utilisant des spectres en coïncidence avec une transition alimentant l'état étudié. De tels spectres créés à partir de ces données ne comptent malheureusement pas suffisamment d'événements pour effectuer l'analyse DDCM.

Les spectres  $\gamma$  en coïncidence peuvent cependant permettre, dans une certaine mesure, de vérifier les alimentations des états dont on mesure le temps de vie. Par exemple la figure 4.17 représente le spectre  $\gamma$  du noyau de  $^{100}\text{Zr}$  en coïncidence avec la transition  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ . Ce spectre correspond à l'ensemble des données acquises lors de l'expérience. On constate que

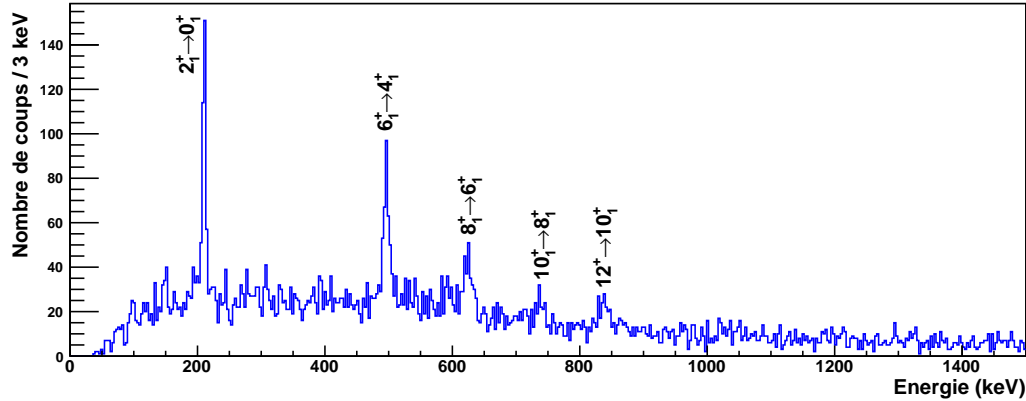


FIGURE 4.17 – Spectre  $\gamma$  du  $^{100}\text{Zr}$  en coïncidence avec la transition  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ . Les données représentées correspondent aux mesures dans les *clovers* à  $90^\circ$ , pour toute la durée de l'expérience.

l'unique alimentation de l'état  $4_1^+$  est l'état  $6_1^+$ , toutes les autres transitions visibles peuvent être identifiées avec celles de la bande fondamentale.

De la même manière pour tous les états dont le temps de vie est mesuré par cette analyse, on constate que l'alimentation observée provient d'un seul niveau, celui d'énergie immédiatement supérieure dans la bande fondamentale, à l'exception de l'état  $2_1^+$  dans le  $^{98}\text{Zr}$ . Ainsi dans l'analyse DDCM du temps de vie de l'état  $J^+$ , le numérateur dans la formule 4.4 est de manière générale  $Q_J(x) - \alpha_{J+2,J} Q_{J+2}(x)$ . Le cas du  $2_1^+$  du  $^{98}\text{Zr}$  est traité séparément dans le paragraphe 4.6.3.2.

Pourtant les facteurs d'alimentation  $\alpha_{J+2,J}$  n'étant pas égaux à 1 (cf. tableau 4.1), l'origine d'une partie du peuplement reste inconnue. En réalité il faudrait donc ajouter (au moins) un terme au numérateur :  $Q_J(x) - \alpha_{J+2,J} Q_{J+2}(x) - \alpha_{\text{non obs}} Q_{\text{non obs}}(x)$ . Notre analyse fait ainsi implicitement l'hypothèse que l'alimentation non observée est prompte. Cela signifie que les temps de vie des états peuplant le niveau  $J$  autres que le niveau  $J+2$  ont un temps de vie très court devant celui de l'état étudié, et donc que  $Q_{\text{non obs}}(x) = 0$  dans la région de sensibilité.

La méthode DDCM permet de tester cette hypothèse en vérifiant que la courbe  $\tau(x)$  ne présente pas de dépendance en  $x$ . Si tel est le cas alors on peut considérer que l'alimentation a été correctement prise en compte. Dans le cas contraire, une tendance décroissante de  $\tau$  en fonction de  $x$  peut indiquer qu'une partie de l'alimentation manque dans l'analyse (et inversement une tendance croissante indiquerait une surestimation de l'alimentation).

Parmi les figures 4.20 à 4.38, certaines mesures semblent présenter cette configuration décroissante (par exemple pour les états  $6^+$  du  $^{104}\text{Mo}$  et du  $^{106}\text{Mo}$ ).

Une méthode pour prendre en compte une alimentation non observée peut consister à supposer que le temps de vie de cette alimentation est du même ordre de grandeur que l'alimentation observée. Ceci revient donc à augmenter artificiellement la valeur de  $\alpha_{J+2,J}$  de manière à annuler la dépendance de  $\tau$  avec  $x$ . On choisit ainsi un nouveau facteur d'alimentation qui minimise la dispersion des points du graphe  $\tau(x)$ .

Si on suppose que le temps de vie de l'alimentation est différent, il faut alors ajuster la courbe  $\tau(x)$  à une nouvelle fonction :

$$\tau(x) = \tau - \frac{\alpha_{\text{non obs}} e^{-x/v\tau_{\text{non obs}}}}{v_1 \frac{dQ}{dx}} \quad (4.15)$$

dont les paramètres sont  $\tau$ ,  $\alpha_{\text{non obs}}$  et le temps de vie de l'alimentation supplémentaire  $\tau_{\text{non obs}}$ .

Ces deux ajustements sont testés dans les cas où l'on soupçonne une alimentation supplémentaire. Mais le nombre de points dans la région de sensibilité (en général 3) est insuffisant et ne permet pas de corriger une alimentation non observée.

Ne pouvant ajuster la valeur de  $\alpha$  sur les données, on peut obtenir une borne inférieure du temps de vie en se plaçant dans le cas le plus défavorable où  $\alpha_{J+2,J} = 1$ . Ceci permet d'estimer l'erreur maximale commise en négligeant l'alimentation non observée. La différence entre les temps de vie avec la valeur de  $\alpha_{J+2,J}$  mesurée dans les spectres et avec  $\alpha_{J+2,J} = 1$  peut aller jusqu'à 3 ps. Ces différences assimilées à des erreurs systématiques (négatives) sont mentionnées dans le tableau 4.4.

L'erreur systématique relative de la mesure des temps de vie des états  $6^+$  est en moyenne plus élevée que celles des états  $4^+$ . En effet, le tableau 4.1 montre que la contribution au peuplement des  $6^+$  non observée ( $1 - \alpha_{6,8}$ ) est en moyenne plus importante que celle des  $4^+$  ( $1 - \alpha_{4,6}$ ).

#### 4.6.3.2 Cas du $^{98}\text{Zr}$

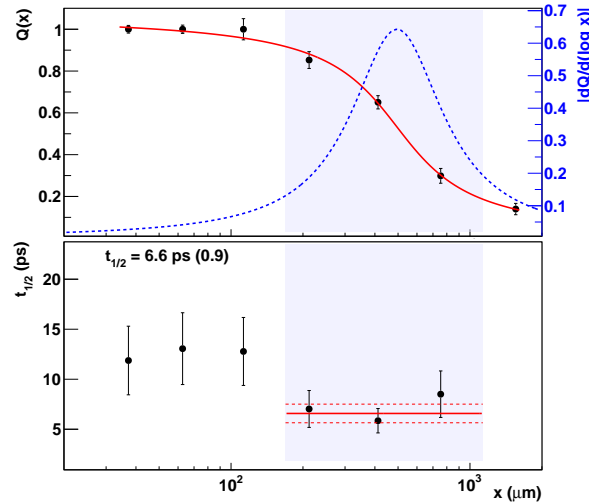
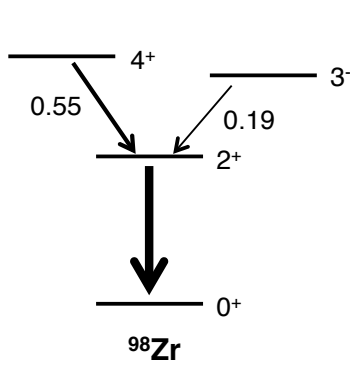


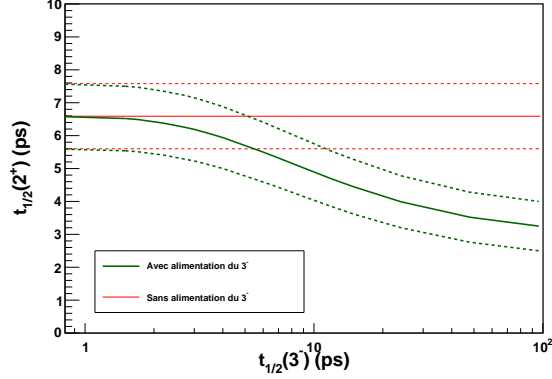
FIGURE 4.18 – Analyse DDCM du temps de vie du  $2_1^+$  dans le noyau de  $^{98}\text{Zr}$ . La partie supérieure représente la courbe de décroissance associée à la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  (en noir) ainsi que sa fonction d'ajustement  $Q(x)$  (en rouge) et la fonction  $dQ/d(\log x)$  (en bleu). La partie inférieure représente l'évolution du temps de demi-vie en fonction de  $x$  obtenue par la méthode DDCM en prenant uniquement en compte l'alimentation issue du  $4_1^+$ .

La mesure du temps de vie de l'état  $2_1^+$  du  $^{98}\text{Zr}$  s'écarte de la méthode systématique décrite précédemment car cet état est alimenté avec des intensités comparables par deux niveaux, les états  $4_1^+$  et  $3^-$  (cf. figure 4.19a) avec des rapports d'alimentation respectifs  $\alpha_{4_1^+/2_1^+} = 0.55$  et  $\alpha_{3^-/2_1^+} = 0.19$ . L'alimentation du  $4_1^+$  est prise en compte de la manière décrite dans le paragraphe précédent (cf. figure 4.18). Cependant la statistique est insuffisante pour extraire la courbe de décroissance de l'état  $3^-$  vers l'état  $2_1^+$ . Son temps de vie n'ayant jamais été mesuré, il est nécessaire de faire une hypothèse sur le temps de vie apparent du  $3^-$  afin de soustraire l'alimentation provenant de cet état. Le résultat de la mesure du temps de demi-vie du  $2_1^+$  en fonction du temps de demi-vie supposé  $t_{1/2}(3^-)$  du  $3^-$  est représentée sur la figure 4.19b. Lorsque  $t_{1/2}(3^-)$  devient grand devant celui du  $2_1^+$ ,  $t_{1/2}(2_1^+)$  atteint une limite inférieure. Les deux cas extrêmes où l'on suppose le temps de vie du  $3^-$  très court ou très long devant celui

du  $2_1^+$  fournissent les bornes de  $t_{1/2}(2^+)$ . En ajoutant enfin les erreurs statistiques, on obtient  $t_{1/2}(2^+) = 4.9$  ps (2.6).



(a) Schéma de niveaux partiel du  $^{98}\text{Zr}$ . Les valeurs de  $\alpha_{ij}$  sont indiquées sur les transitions.



(b) Temps de vie mesuré de l'état  $2_1^+$  en fonction du temps de vie supposé de l'état  $3^-$ . Les lignes discontinues délimitent les erreurs statistiques.

FIGURE 4.19 – Mesure du temps de vie de l'état  $2_1^+$  du  $^{98}\text{Zr}$ .

## 4.7 Conclusion sur l'analyse des temps de vie et résultats

Une vingtaine de temps de vie a été mesurée par la méthode RDDS dans des noyaux pairs riches en neutrons du Zr au Pd, dont 10 pour la première fois. Ils sont résumés dans le tableau 4.4. Les courbes de décroissance accompagnées des courbes  $t_{1/2}(x)$  sont présentées sur les figures 4.20 à 4.39 (avec  $t_{1/2}(x) = \tau(x) \log 2$ ). Pour chaque figure illustrant la mesure de l'état  $J^+$ , on représente la courbe de décroissance associée à la transition  $J^+ \rightarrow J-2^+$  en noir avec sa fonction d'ajustement en rouge. La fonction  $|dQ/d(\log x)|$  est tracée en bleu, la région de sensibilité est symbolisée par les zones grisées. Sur la partie inférieure de la figure est représentée la fonction  $t_{1/2}(x)$ . Sa valeur moyenne sur la région de sensibilité et l'erreur sont symbolisées par les lignes pleine et discontinues rouges.

L'analyse des données expérimentales et les simulations ont permis de mettre en évidence l'importance de la bonne détermination de la région de sensibilité dans la méthode DDCM. La mesure du temps de vie restreinte à un intervalle en  $x$  choisi selon un critère de type 4.9 permet en particulier de minimiser l'erreur induite par la dispersion des vitesses des noyaux jusqu'à des largeurs atteignant  $0.5\langle v \rangle$ .

La principale source d'erreur systématique liée à la méthode expérimentale d'analyse de spectres  $\gamma$  simples (et non en coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$ ) concerne l'alimentation non observée. Les temps de vie présentés dans le tableau 4.4 sont le résultat de l'hypothèse selon laquelle l'alimentation non observée est prompte (*i.e.* la durée caractéristique du peuplement d'origine inconnu de l'état considéré est très courte devant le temps de vie de cet état). La remise en cause de cette hypothèse ne peut que diminuer les valeurs de temps de vie présentées. Une évaluation de l'erreur systématique (toujours négative) induite par l'alimentation inconnue est proposée dans le tableau 4.4.

Les temps de vie mesurés sont comparés à ceux issus d'autres expériences dans ce même tableau. Les valeurs précédentes ont toutes été obtenues par la méthode RDDS appliquée à des fragments de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ , sauf pour l'état  $4^+$  du  $^{102}\text{Mo}$  [72], où des coïncidences  $\beta$ - $\gamma$  sont utilisées. Nos mesures sont compatibles avec les valeurs de temps de vie antérieures, à

l'exception des états  $4^+$  et  $6^+$  des noyaux de  $^{100}\text{Zr}$  et de  $^{104}\text{Mo}$  [73]. Les temps de vie issus de l'expérience présente sont significativement inférieurs à ceux mesurés par Smith et collaborateurs. La prise en compte de l'erreur systématique mentionnée précédemment tendrait à encore augmenter l'écart entre les deux mesures.

La principale différence entre notre analyse et celle de Smith et collaborateurs réside dans la prise en compte de l'alimentation non observée. Les deux analyses souffrent en effet de l'impossibilité de mesurer les temps de vie en coïncidence avec une transition alimentant l'état considéré, ce qui serait le seul moyen d'annuler l'incertitude associée au peuplement de cet état d'origine inconnue. Cependant le grand nombre de distances cible-dégradeur dans l'analyse [73] permet d'ajuster les courbes de décroissance par des fonctions de type 4.15. Aucune erreur systématique associée à l'alimentation non observée n'est ainsi considérée dans l'analyse de Smith et collaborateurs.

On note également que le dispositif expérimental utilisé pour les mesures des temps de vie des états  $4^+$  et  $6^+$  du  $^{110}\text{Ru}$  [74], avec lesquelles nos mesures sont compatibles, est identique à celui employé dans l'expérience avec laquelle notre analyse est en désaccord. L'alimentation non observée dans l'analyse effectuée par Krücken et collaborateurs est prise en compte dans des erreurs systématiques calculées de la même manière que dans notre étude. Ces comparaisons montrent que la principale limitation de l'application de la méthode RDDS à des spectres  $\gamma$  simples est l'incertitude sur l'alimentation non observée.

#### 4.7.1 Courbes de décroissance et de temps de vie

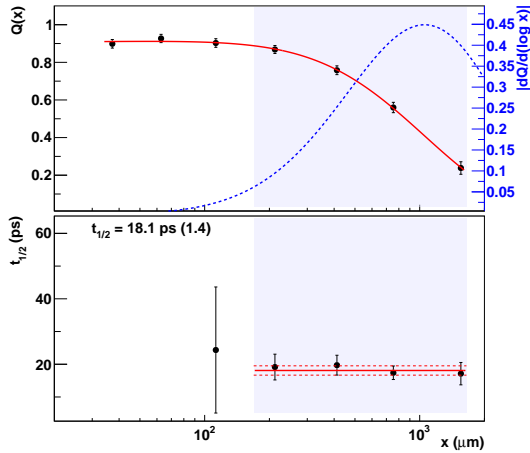


FIGURE 4.20 –  $^{100}\text{Zr}$ ,  $4_1^+$

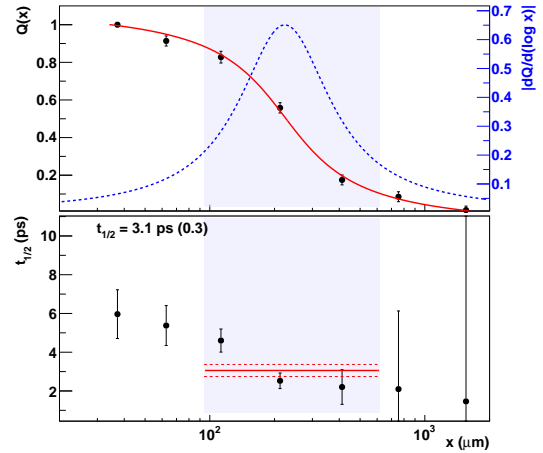
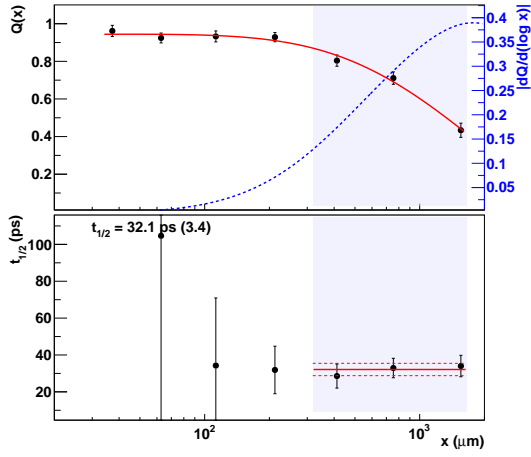
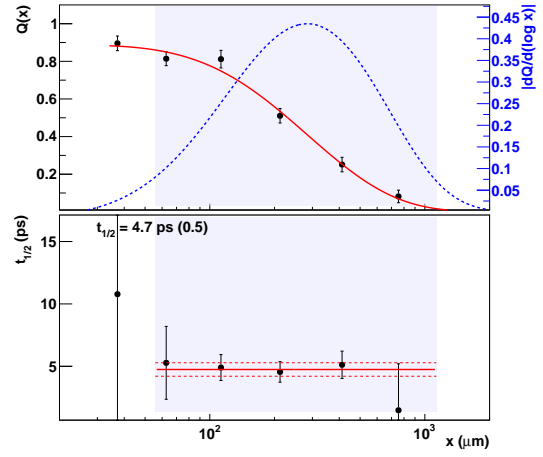
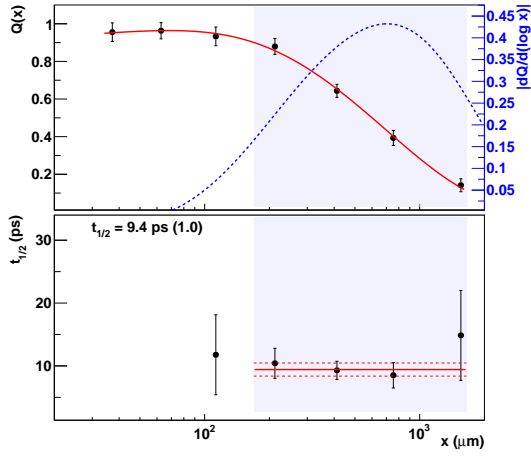
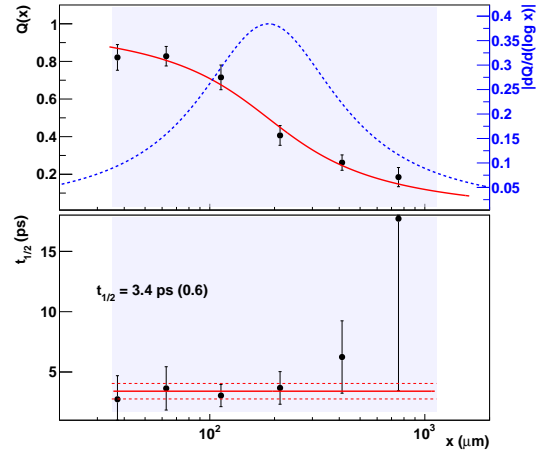
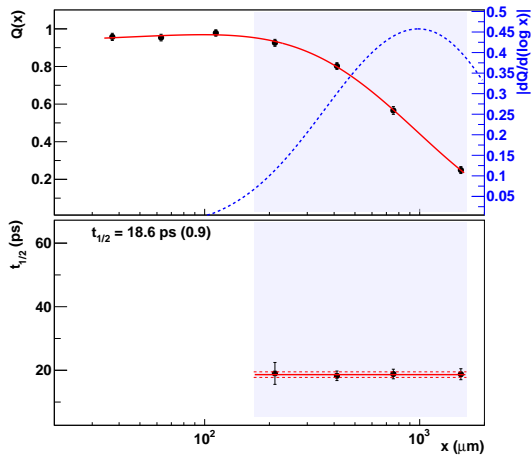
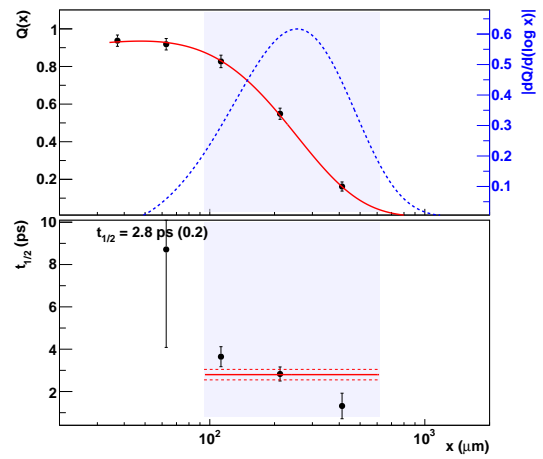
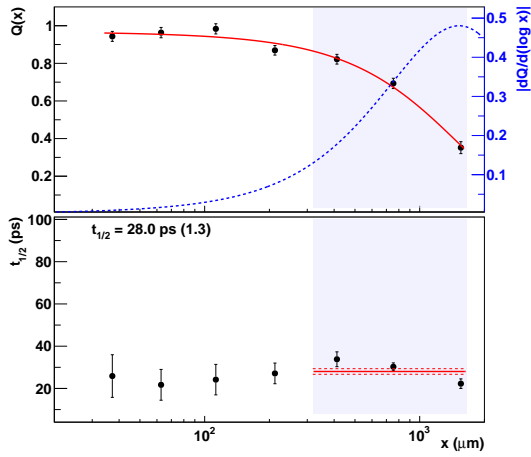
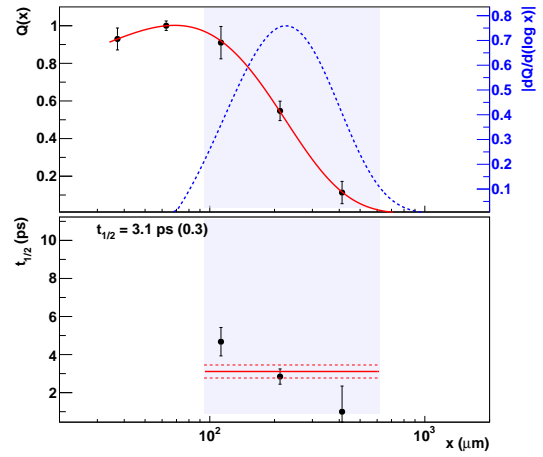
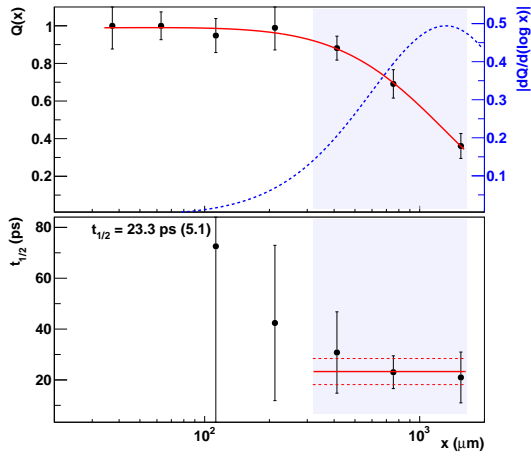
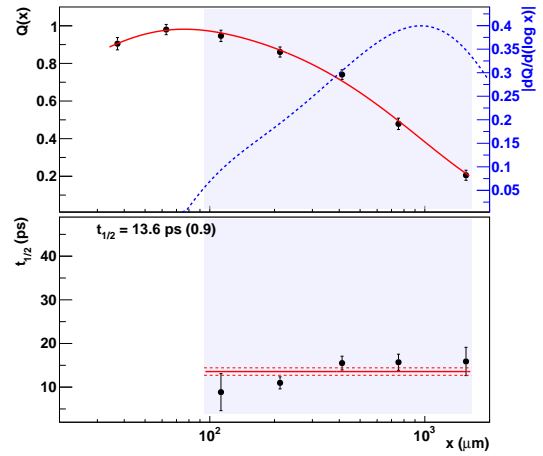
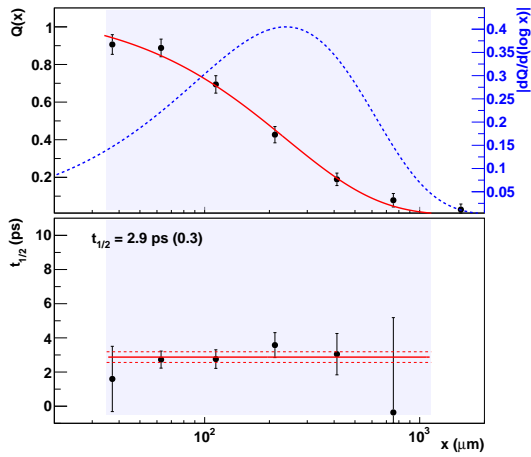
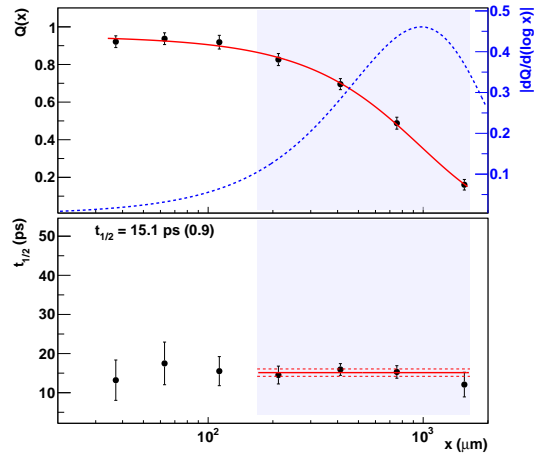
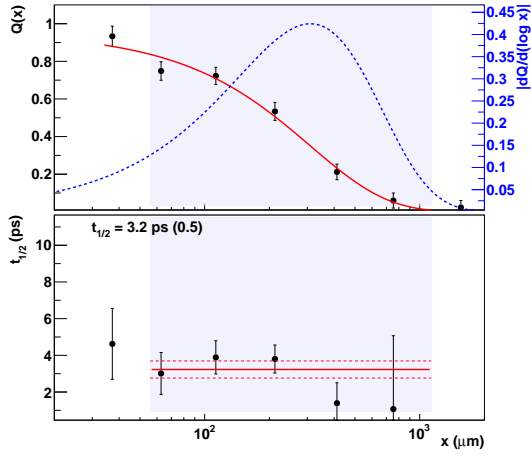
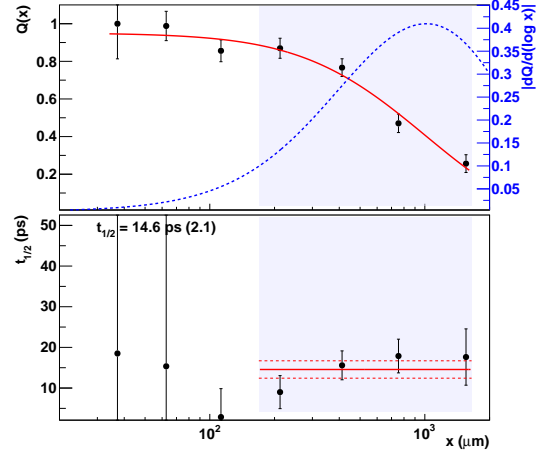
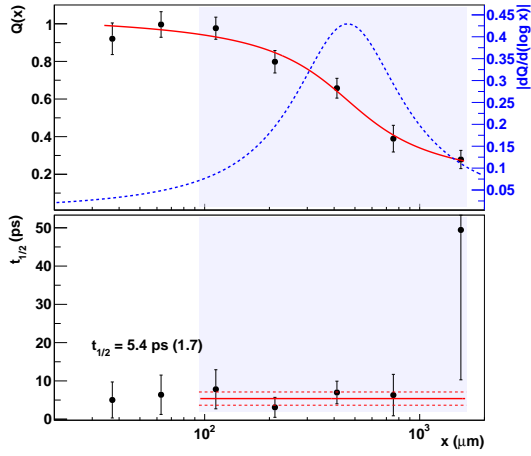
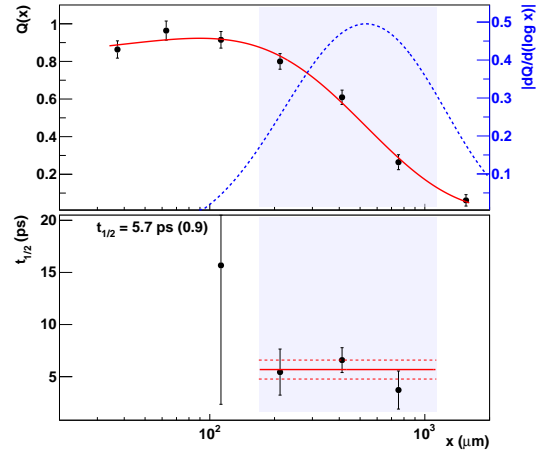
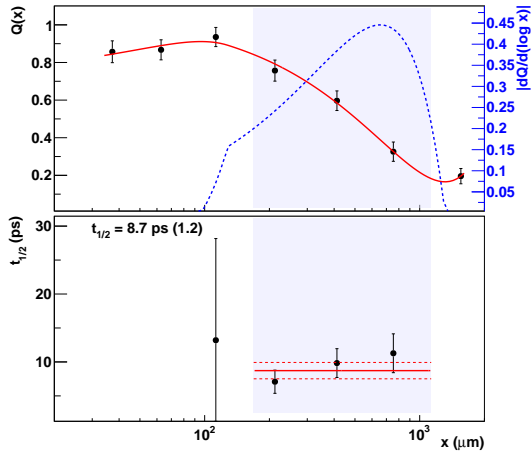
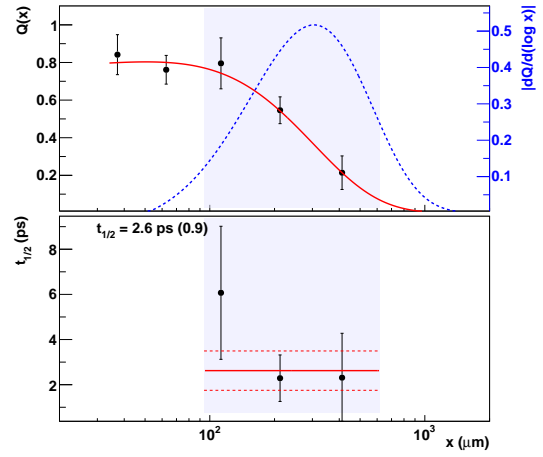


FIGURE 4.21 –  $^{100}\text{Zr}$ ,  $6_1^+$


 FIGURE 4.22 –  $^{102}\text{Zr}$ ,  $4_1^+$ 

 FIGURE 4.23 –  $^{102}\text{Zr}$ ,  $6_1^+$ 

 FIGURE 4.24 –  $^{102}\text{Mo}$ ,  $4_1^+$ 

 FIGURE 4.25 –  $^{102}\text{Mo}$ ,  $6_1^+$ 

 FIGURE 4.26 –  $^{104}\text{Mo}$ ,  $4_1^+$ 

 FIGURE 4.27 –  $^{104}\text{Mo}$ ,  $6_1^+$




 FIGURE 4.28 –  $^{106}\text{Mo}$ ,  $4_1^+$ 

 FIGURE 4.29 –  $^{106}\text{Mo}$ ,  $6_1^+$ 

 FIGURE 4.30 –  $^{108}\text{Mo}$ ,  $4_1^+$ 

 FIGURE 4.31 –  $^{108}\text{Ru}$ ,  $4_1^+$ 

 FIGURE 4.32 –  $^{108}\text{Ru}$ ,  $6_1^+$ 

 FIGURE 4.33 –  $^{110}\text{Ru}$ ,  $4_1^+$


 FIGURE 4.34 –  $^{110}\text{Ru}, 6_1^+$ 

 FIGURE 4.35 –  $^{112}\text{Ru}, 4_1^+$ 

 FIGURE 4.36 –  $^{112}\text{Pd}, 4_1^+$ 

 FIGURE 4.37 –  $^{114}\text{Pd}, 4_1^+$ 

 FIGURE 4.38 –  $^{116}\text{Pd}, 4_1^+$ 

 FIGURE 4.39 –  $^{116}\text{Pd}, 6_1^+$

## 4.7.2 Récapitulatif des temps de vie mesurés

Noyau	État	Cette expérience			Mesures précédentes		
		$t_{1/2}$	$\delta t_{\text{stat}}$	$\delta t_{\text{syst}}$			
$^{98}\text{Zr}$	$2_1^+$	4.9	(2.6)	(-1.9)	<11		[75]
$^{100}\text{Zr}$	$4_1^+$	18.1	(1.4)	(-1.5)	37	(3)	[73]
	$6_1^+$	3.1	(0.3)	(-0.8)	4.9	(1.1)	[73]
$^{102}\text{Zr}$	$4_1^+$	32.1	(3.4)	(-1.4)			
	$6_1^+$	4.7	(0.5)	(-1.0)			
$^{102}\text{Mo}$	$4_1^+$	9.4	(1.0)	(-1.3)	12.5	(2.5)	[72]
	$6_1^+$	3.4	(0.6)	(-1.6)			
$^{104}\text{Mo}$	$4_1^+$	18.6	(0.9)	(-0.9)	26.1	(0.8)	[73]
	$6_1^+$	2.8	(0.2)	(-0.7)	4.73	(0.15)	[73]
$^{106}\text{Mo}$	$4_1^+$	28.0	(1.3)	(-0.4)	25.4	(5.1)	[38]
	$6_1^+$	3.1	(0.3)	(-0.4)	4.2	(1.8)	[38]
$^{108}\text{Mo}$	$4_1^+$	23.3	(5.1)	(-1.2)			
$^{108}\text{Ru}$	$4_1^+$	13.6	(0.9)	(-1.5)	13.4	(1.0)	[20]
	$6_1^+$	2.9	(0.3)	(-1.4)			
$^{110}\text{Ru}$	$4_1^+$	15.1	(0.9)	(-2.4)	15.4	(1.7)	[74]
	$6_1^+$	3.2	(0.5)	(-1.8)	2.4	(1.0)	[74]
$^{112}\text{Ru}$	$4_1^+$	14.6	(2.1)	(-3.6)			
$^{112}\text{Pd}$	$4_1^+$	5.4	(1.7)	(-1.8)			
$^{114}\text{Pd}$	$4_1^+$	5.7	(0.9)	(-2.5)			
$^{116}\text{Pd}$	$4_1^+$	8.7	(1.2)	(-2.7)			
	$6_1^+$	2.6	(0.9)	(-1.5)			

TABLEAU 4.4 – Comparaison des temps de demi-vie mesurés dans cette expérience avec les mesures précédentes, exprimés en ps. L'erreur statistique sur le temps de vie est  $\delta t_{\text{stat}} = \delta\tau \log 2$  (avec  $\delta\tau$  calculé selon l'expression 4.14). L'erreur systématique  $\delta t_{\text{syst}}$  est liée à l'incertitude sur l'alimentation (cf. paragraphe 4.6.3).

## Chapitre 5

# Description des propriétés individuelles et collectives des noyaux de la région de masse $A = 100 - 110$ par des méthodes de champ moyen et au-delà

La région des noyaux de masse  $A = 100 - 110$  est connue pour la variété des phénomènes liés à leur déformation discutés au chapitre 1. On se propose de compléter l'étude expérimentale décrite dans les chapitres précédents par une analyse théorique. Les noyaux de la région de masse  $A = 100 - 110$  sont étudiés à l'aide de méthodes fondées sur le modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB). Tous les résultats présentés dans ce chapitre sont obtenus grâce aux codes de calcul développés par les physiciens du CEA de Bruyères-le-Châtel [3, 76, 77].

Après avoir présenté le formalisme de ces différentes approches, des méthodes de champ moyen sont employées pour tenter de décrire successivement certains aspects choisis de la structure des noyaux de la région. Les états fondamentaux sont décrits en fonction de leur déformation triaxiale par des calculs HFB. Les propriétés rotationnelles des bandes fondamentales sont ensuite étudiées par la méthode du champ moyen tournant. Enfin des calculs d'états excités à deux quasi-particules utilisant l'approximation du *blocking* auto-cohérent permettent d'explorer les degrés de liberté individuels.

La dernière partie de l'étude est consacrée aux calculs au-delà du champ moyen effectués par la méthode de la coordonnée génératrice (GCM) approchée par un hamiltonien collectif en 5 dimensions (5DCH) dans l'approximation dite du recouvrement gaussien (GOA) [78].

### 5.1 Cadre général de l'étude théorique

La description théorique que nous proposons de la région de masse  $A = 100 - 110$  est effectuée avec le modèle microscopique de champ moyen Hartree-Fock-Bogoliubov fondé sur une approche variationnelle ainsi qu'avec le modèle de la coordonnée génératrice fournissant une description des états excités au-delà du champ moyen.

Les principes fondamentaux de chaque approche seront exposés dans cette partie. Après avoir défini les différents types de corrélations présentes dans le noyau, nous présenterons la méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov qui permet de prendre en compte les corrélations d'appariement. Dans ce cadre, plusieurs variantes de cette méthode employées pour l'analyse de notre région d'intérêt seront décrites : le champ moyen sous contrainte en déformation triaxiale qui fournit l'énergie totale du noyau en fonction de ses moments quadripolaires  $Q_{20}$  et  $Q_{22}$ , le champ moyen tournant (aussi appelé méthode du *cranking*) permettant l'étude des bandes

rotationnelles et enfin le champ moyen associé au *blocking* auto-cohérent pour la description des états excités à deux quasi-particules.

La méthode de la coordonnée génératrice dans l'approximation du recouvrement gaussien sera ensuite abordée. Celle-ci est particulièrement bien adaptée à la description des oscillations collectives de grande amplitude présentes dans les noyaux présentant notamment une mollesse vis-à-vis des coordonnées collectives quadripolaires.

### 5.1.1 L'approximation de champ moyen

La description exacte d'un noyau comportant  $A$  nucléons nécessiterait de résoudre un problème à  $A$  corps, ce qui est impossible pour  $A$  grand. L'approximation de champ moyen consiste à considérer chaque nucléon du noyau comme une particule indépendante soumise à un potentiel créé par l'ensemble des nucléons, dit potentiel moyen. Elle permet de transformer le problème à  $A$  corps en  $A$  problèmes à un corps, dont la résolution est aisée. On peut justifier cette approximation car le parcours moyen d'un nucléon dans le noyau est supérieur au rayon du noyau. Les collisions nucléon-nucléon sont en effet rares en raison du principe de Pauli. Un nucléon dans le noyau est uniquement sensible en première approximation au champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. Le hamiltonien des particules indépendantes s'écrit

$$\hat{H}_0 = \sum_{i=1}^A \left( \frac{\hat{p}_i^2}{2m} + \hat{U}_i \right)$$

où  $\hat{U}$  désigne le champ moyen.

$\hat{H}_0$  est ainsi une somme de hamiltoniens à un corps dont les solutions sont les orbitales individuelles  $\phi_\alpha$ ,  $\alpha$  désignant l'ensemble des nombres quantiques nécessaires en fonction des symétries du système. Le potentiel  $\hat{U}$  décrit le champ créé par les  $A$  nucléons du noyau et est donc une fonctionnelle des  $\phi_\alpha$ . Le problème est par conséquent non linéaire.

La méthode Hartree-Fock consiste justement à dériver l'expression du champ moyen à partir de l'interaction nucléon-nucléon par le principe de minimisation de l'énergie totale du système. L'interaction nucléon-nucléon est le plus souvent une interaction effective phénoménologique comme par exemple les interactions de Skyrme ou de Gogny. La paramétrisation D1S de l'interaction de portée finie de Gogny [79, 80] est employée dans l'ensemble des calculs dont les résultats sont présentés dans ce chapitre. La fonction d'onde totale du noyau s'écrit alors comme le déterminant de Slater construit avec les  $\phi_\alpha$  :

$$\Phi_{HF} = \det [\phi_{\alpha_1}, \dots, \phi_{\alpha_A}].$$

L'énergie totale du noyau est par définition :

$$E = \frac{\langle \Phi_{HF} | \hat{H}_0 | \Phi_{HF} \rangle}{\langle \Phi_{HF} | \Phi_{HF} \rangle}.$$

Elle est minimisée par rapport aux orbitales individuelles ou de manière équivalente par rapport à la matrice densité  $\rho$  définie par :

$$\rho_{ij} = \langle \Phi_{HF} | a_j^\dagger a_i | \Phi_{HF} \rangle.$$

On aboutit alors aux équations de Hartree-Fock suivantes :

$$h_\alpha |\phi_\alpha\rangle = \varepsilon_\alpha |\phi_\alpha\rangle$$

où  $h_\alpha$  est le champ moyen à un corps et  $\varepsilon_\alpha$  l'énergie propre associée à l'orbitale individuelle  $\phi_\alpha$ . Le champ moyen dépend lui-même des inconnues  $\phi_\alpha$ , rendant les équations de Hartree-Fock

non linéaires. La résolution numérique fait alors appel à un processus itératif : les fonctions d'onde solutions à une itération donnée permettent de calculer le champ moyen utilisé à la prochaine itération, les fonctions d'onde de départ étant choisies par exemple comme celles de l'oscillateur harmonique. Ce processus est répété jusqu'à la convergence de la matrice densité, à une précision de l'ordre de  $10^{-5}$  en général.

Cette méthode est dite auto-cohérente (pour *self-consistent* en anglais) car les états individuels et le champ moyen ( $\hat{U}_i$ ) sont le résultat d'un même ensemble de fonctions d'onde. Les états individuels calculés de cette manière sont ainsi différents d'un noyau à l'autre.

### 5.1.2 Interaction résiduelle et hiérarchie d'approximations

Le hamiltonien  $\hat{H}_0$  est une approximation de l'hamiltonien nucléaire exact  $\hat{H}$  qui peut s'écrire comme la somme du hamiltonien de champ moyen et de l'interaction résiduelle :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_{res}.$$

La fonction d'onde de Hartree-Fock solution de  $\hat{H}_0$  est rarement une bonne approximation du noyau. Dans le cas général, il faut tenir compte des corrélations entre les nucléons créées par l'interaction résiduelle.

L'interaction résiduelle contient une grande variété de composantes, parmi lesquelles se trouvent l'appariement et les corrélations provenant des oscillations collectives du champ moyen. Ce sont les deux principales composantes de l'interaction résiduelle qui permettent d'obtenir une bonne description des noyaux, et les seules qui sont envisagées ici. À chaque inclusion d'une composante supplémentaire de l'interaction résiduelle, la fonction d'onde s'enrichit en rendant compte de plus de corrélations. Elle fournit alors une représentation de plus en plus précise du noyau.

Parmi les termes de l'interaction résiduelle, on peut distinguer une hiérarchie selon leur importance pour la description du noyau. Dans le cas particulier des noyaux magiques où les couches de protons et de neutrons sont fermées, l'appariement est nul et les premières excitations particule-trou ont une énergie trop élevée pour être corrélées à l'état fondamental. La fonction d'onde Hartree-Fock suffit déjà à décrire l'état fondamental de ces noyaux de manière relativement satisfaisante.

Cependant, dans le cas plus général des noyaux à couches ouvertes, les nucléons s'associent par paire par l'intermédiaire de la composante  $S = 0$  et  $T = 1$  de l'interaction nucléon-nucléon. Celle-ci s'exerce entre des nucléons dans des états quantiques similaires dont seules les projections de spin différent. Cette interaction est attractive et aboutit à la création de paires de nucléons corrélés analogues aux paires de Cooper. Elle est à l'origine du phénomène de superfluidité nucléaire. Elle est suffisamment forte pour qu'on ne puisse pas la négliger dans la plupart des noyaux. L'appariement peut être pris en compte soit en associant la méthode HF à la description BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) de l'appariement ; soit par une méthode plus générale dite de Hartree-Fock-Bogoliubov (cf. paragraphe 5.1.3).

Le deuxième type de corrélations envisagées dans l'approche adoptée ici correspond aux corrélations collectives liées aux oscillations du champ moyen. L'amplitude de ces corrélations permet de distinguer deux types de noyaux selon leur capacité à être plus ou moins facilement déformés : les noyaux rigides pour les faibles amplitudes et les noyaux mous pour les grandes amplitudes. La région de masse  $A = 100 - 110$  relève de la seconde catégorie, traitée traditionnellement par la méthode GCM (cf. paragraphe 5.1.7).

### 5.1.3 La méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov

La méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) est une généralisation de la méthode de Hartree-Fock où l'on envisage des fonctions d'onde de paires plutôt que de particules indépen-

dantes. Le champ d'appariement est ainsi directement inclu au niveau du champ moyen. Cette méthode est plus particulièrement adaptée aux noyaux incluant des nombres pairs de neutrons et de protons.

Une première formulation du concept d'appariement dans le noyau est proposée par le formalisme BCS (Bardeen Cooper Schrieffer). La fonction d'onde des paires de nucléons s'écrit :

$$|\Phi\rangle = \prod_i P_i^\dagger |0\rangle,$$

où  $P_\alpha^\dagger$  est l'opérateur de création de paires défini à partir des opérateurs de création de particules  $a_\alpha^\dagger$  et  $a_{\bar{\alpha}}^\dagger$  par  $P_\alpha^\dagger = u_\alpha + v_\alpha a_\alpha^\dagger a_{\bar{\alpha}}^\dagger$  avec  $u_\alpha^2 + v_\alpha^2 = 1$ .  $\alpha$  et  $\bar{\alpha}$  définissent les nombres quantiques des nucléons appariés (tous identiques sauf pour la projection du spin), images l'un de l'autre par renversement du temps.  $v_\alpha^2$  représente alors la probabilité d'occupation de l'état de nombres quantiques  $\alpha$ . On introduit alors les opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particules  $\eta_\alpha^\dagger$  et  $\eta_\alpha$  analogues aux opérateurs de particules  $a_\alpha^\dagger$  et  $a_\alpha$  dans la méthode Hartree-Fock :

$$\eta_\alpha^\dagger = u_\alpha a_\alpha^\dagger + v_{\bar{\alpha}} a_{\bar{\alpha}} \quad \text{et} \quad \eta_\alpha = u_\alpha a_\alpha + v_{\bar{\alpha}} a_{\bar{\alpha}}^\dagger.$$

On peut montrer alors que les opérateurs de création de paires et de création de quasi-particules sont reliés par

$$P_\alpha^\dagger |0\rangle \propto \eta_\alpha \eta_{\bar{\alpha}} |0\rangle.$$

Contrairement à l'approche BCS, la méthode HFB envisage l'appariement entre deux états  $\alpha$  et  $\beta$  quelconques et plus seulement entre  $\alpha$  et  $\bar{\alpha}$ . Les opérateurs de quasi-particules sont alors définis par la transformation de Bogoliubov :

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a^\dagger \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

Ces opérateurs de quasi-particules sont une superposition particulière des opérateurs de particules ( $a^\dagger, a$ ) telle que la fonction d'onde de l'état fondamental soit le vide de quasi-particule :

$$\forall \alpha, \eta_\alpha |\Phi_{HFB}\rangle = 0.$$

La fonction d'onde de l'état fondamental s'exprime comme un produit infini du type :

$$|\Phi_{HFB}\rangle \propto \prod_\alpha \eta_\alpha |0\rangle. \quad (5.2)$$

Les excitations élémentaires du noyau ne sont plus du type excitation particule-trou ( $a_{\alpha_p}^\dagger a_{\alpha_t}$ ) comme dans le formalisme Hartree-Fock mais des excitations de création de 2 ( $4, \dots, 2n$ ) quasi-particules générées par les opérateurs  $\eta_{\alpha_1}^\dagger \eta_{\alpha_2}^\dagger$  ( $\eta_{\alpha_1}^\dagger \eta_{\alpha_2}^\dagger \eta_{\alpha_3}^\dagger \eta_{\alpha_4}^\dagger, \dots$ ) appliqués à  $|\Phi_{HFB}\rangle$ . Les excitations à deux quasi-particules de basse énergie (de l'ordre de 2 MeV soit l'énergie de liaison d'une paire) consistent à briser la corrélation entre les deux nucléons d'une paire. Nous nous intéresserons dans la partie 5.2.3 de notre étude de la région de masse  $A = 100 - 110$  aux excitations à deux quasi-particules qui sont les plus basses en énergie.

On peut remarquer que la fonction d'onde HFB (Eq. 5.2) n'est pas un état propre pour le nombre de particules car elle s'écrit comme une superposition d'états constitués de différents nombres de paires. Le bon nombre de particules est alors imposé en moyenne par la méthode des multiplicateurs de Lagrange en ajoutant au hamiltonien des champs de contrainte construits avec les opérateurs des nombres de protons  $\hat{Z}$  et de neutrons  $\hat{N}$  :  $\hat{H}' = \hat{H} - \lambda_N \hat{N} - \lambda_Z \hat{Z}$ . Les multiplicateurs de Lagrange sont déterminés de manière à respecter les contraintes :

$$\langle \Phi_{HFB} | \hat{N} | \Phi_{HFB} \rangle = N, \quad \langle \Phi_{HFB} | \hat{Z} | \Phi_{HFB} \rangle = Z.$$

Une seconde conséquence de la forme de la fonction d'onde HFB est la diffusivité de l'occupation des états de particules autour du niveau de Fermi (cf. figure 5.1).

La méthode HFB consiste à déterminer les paramètres variationnels  $U$  et  $V$  de la transformation 5.1. De la même manière que dans la méthode Hartree-Fock, on applique un principe variationnel de minimisation de l'énergie totale du système à l'approximation HFB qui s'écrit :

$$E_{HFB} = \frac{\langle \Phi_{HFB} | \hat{H} | \Phi_{HFB} \rangle}{\langle \Phi_{HFB} | \Phi_{HFB} \rangle}. \quad (5.3)$$

Cette énergie totale est minimisée par rapport à la matrice densité  $\rho$ , similaire à celle définie pour le formalisme HF, et par rapport au tenseur d'appariement  $\kappa$  représentant l'amplitude de probabilité d'appariement. Ils sont définis par :

$$\rho_{ij} = \langle \Phi_{HFB} | a_j^\dagger a_i | \Phi_{HFB} \rangle \quad \text{et} \quad \kappa_{ij} = \langle \Phi_{HFB} | a_j a_i | \Phi_{HFB} \rangle.$$

La résolution du principe variationnel aboutit aux équations HFB :

$$\begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & -h^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix}$$

où  $h$  désigne le hamiltonien contenant un terme cinétique et le potentiel moyen.  $\Delta$  est le champ d'appariement qui correspond à l'intensité des corrélations entre les nucléons d'une paire. Il s'exprime par

$$\Delta_{\alpha\gamma} = \frac{1}{2} \sum_{\beta\delta} \langle \alpha\gamma | \hat{V}_{12}^a | \beta\delta \rangle \kappa_{\delta\beta}$$

où l'on a noté  $\hat{V}_{12}^a$  la partie antisymétrique de l'interaction. On peut décomposer l'énergie totale du noyau en trois termes :

$$E_{HFB} = K + V + E_{App}.$$

$K$  est l'énergie cinétique,  $V$  est l'énergie potentielle du champ moyen :

$$V = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | \hat{V}_{12}^a | \gamma\delta \rangle \rho_{\gamma\alpha} \rho_{\delta\beta},$$

et le dernier terme est l'énergie d'appariement :

$$E_{App} = \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\gamma | \hat{V}_{12}^a | \beta\delta \rangle \kappa_{\gamma\alpha} \kappa_{\delta\beta} = \frac{1}{2} \text{Tr}(\kappa \Delta).$$

L'énergie d'appariement tend à augmenter l'énergie de liaison du noyau ( $E_{App} < 0$ ). Elle est généralement de l'ordre de quelques MeV. L'appariement a pour effet le dépeuplement des états au-dessous du niveau de Fermi, et le peuplement des états au-dessus (cf. figure 5.1). Les états les plus profonds ne contribuent que très peu à l'énergie d'appariement : bien que le champ d'appariement soit alors maximal, l'amplitude d'appariement y est quasiment nulle car tous les états sont remplis.

#### 5.1.4 La méthode HFB sous contraintes en déformation

Le noyau étant un objet déformable, on souhaite étudier l'évolution de son énergie en fonction de sa forme. Pour cela, on résout les équations HFB en imposant également des contraintes sur sa déformation en plus de celles sur les nombres de particules  $N$  et  $Z$ .



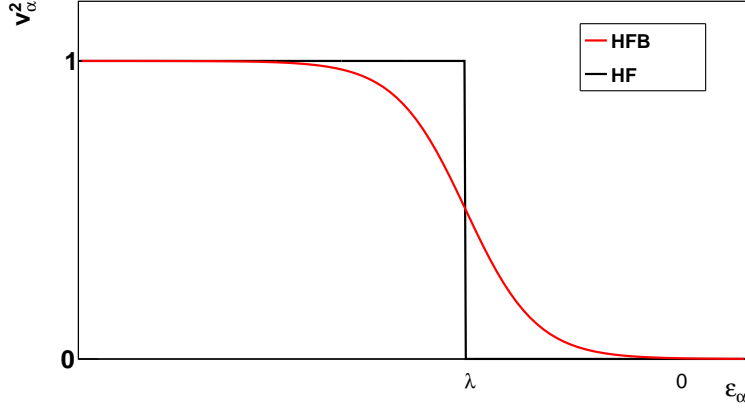


FIGURE 5.1 – Comparaison schématique de l’occupation des niveaux individuels dans les approches Hartree-Fock et Hartree-Fock-Bogoliubov.  $\lambda$  désigne le niveau de Fermi et  $\varepsilon_\alpha$  l’énergie des niveaux individuels.

Ces contraintes sont le plus souvent exprimées en imposant la valeur moyenne des opérateurs de déformation multipolaire notés  $\hat{Q}_j$ . En se limitant à la déformation quadripolaire à laquelle on s’intéresse dans la suite, elles s’écrivent :

$$\langle \Phi_q | \hat{Q}_{20} | \Phi_q \rangle = q_{20} , \quad \langle \Phi_q | \hat{Q}_{22} | \Phi_q \rangle = q_{22}. \quad (5.4)$$

On présentera les résultats des calculs en fonction des paramètres de déformation plus usuels  $\beta$  et  $\gamma$  dont on rappelle l’expression en fonction des moments quadripolaires de masse  $q_{20}$  et  $q_{22}$  :

$$\beta = \sqrt{5\pi} \frac{\sqrt{q_{20}^2 + 3q_{22}^2}}{3r_0^2 A^{5/3}} \text{ et } \gamma = \arctan \sqrt{3} \frac{q_{22}}{q_{20}},$$

avec  $r_0 = 1.2$  fm le rayon moyen du nucléon et  $A$  le nombre total de nucléons. On présentera dans les parties suivantes les résultats de calculs effectués en symétrie axiale, c’est-à-dire quand le seul paramètre de déformation imposé est  $\beta$ , mais aussi des calculs effectués dans l’espace de déformation triaxiale, c’est-à-dire en fonction de  $\beta$  et  $\gamma$ .

Pour chaque configuration  $(q_{20}, q_{22})$  (ou  $(\beta, \gamma)$  de manière équivalente), le principe variationnel sur l’énergie du noyau (Eq. 5.3) est appliqué avec un hamiltonien de la forme

$$\hat{H}' = \hat{H} - \lambda_N \hat{N} - \lambda_Z \hat{Z} - \sum_i \lambda_{q_i} \hat{Q}_i.$$

Les multiplicateurs de Lagrange associés à la déformation sont déterminés de manière à réaliser les contraintes 5.4.

La résolution des équations HFB sous contraintes permet ainsi d’accéder aux fonctions d’onde et aux énergies du noyau en fonction de sa déformation, décrivant la courbe ou la surface d’énergie potentielle en fonction des coordonnées  $q_{20}$  ou  $(q_{20}, q_{22})$  représentées indifféremment par la notation  $q_j$  :

$$E_{HFB}(q_j) = \langle \Phi_{q_j} | \hat{H} | \Phi_{q_j} \rangle.$$

### 5.1.5 La méthode du champ moyen tournant

La méthode dite du champ moyen tournant (aussi appelée HFB-*cranking* [77]) permet d’étudier le comportement du noyau en rotation. Il s’agit de résoudre les équations HFB dans un

repère tournant. On peut ainsi étudier l'évolution de l'appariement avec la fréquence de rotation du noyau de manière complètement auto-cohérente. Cette méthode consiste à ajouter une contrainte sur la valeur moyenne de la projection  $J_z$  du moment angulaire sur l'axe de rotation  $\hat{z}$  qui s'exprime en fonction du moment angulaire total  $I$  par

$$\langle \hat{J}_z \rangle = \sqrt{I(I+1)}.$$

Le principe variationnel usuel sur l'énergie totale du noyau consiste alors à effectuer la minimisation suivante :

$$\delta \langle \Phi | \hat{H} - \omega_z \hat{J}_z - \lambda_N \hat{N} - \lambda_Z \hat{Z} | \Phi \rangle = 0$$

où les nombres de protons et de neutrons sont contraints en moyenne de la manière déjà décrite en 5.1.4. La contrainte supplémentaire s'écrit  $J_z = \langle \Phi | \hat{J}_z | \Phi \rangle$ .  $\omega_z$  est le multiplicateur de Lagrange associé et est assimilé à la fréquence de rotation du noyau. En choisissant la valeur de  $J_z$ , on produit des états excités en rotation ce qui permet de construire des bandes rotationnelles.

### 5.1.6 Calculs « bloqués » pour les excitations à deux quasi-particules

La définition de la fonction d'onde HFB de l'état fondamental a permis de montrer que les excitations élémentaires d'un noyau pair-pair correspondent à la création d'un nombre pair de quasi-particules appliquée à l'état fondamental (cf. paragraphe 5.1.3). Nous nous intéresserons dans notre étude aux excitations les plus basses en énergie, celles à deux quasi-particules, décrites par les fonctions d'onde de type :

$$|\Phi_{2QP}\rangle = \eta_{\alpha_i}^\dagger \eta_{\alpha_j}^\dagger |\Phi_{HFB}\rangle. \quad (5.5)$$

Ces calculs d'états excités à deux quasi-particules sont effectués en symétrie axiale. Les nombres quantiques associés à ces états sont la projection du spin sur l'axe de symétrie,  $K$ , et la parité  $\pi$ . Les excitations de quasi-particules de basse énergie ( $\sim 2$  MeV) sont susceptibles d'expliquer les états en tête des bandes qu'on ne peut expliquer par des excitations purement collectives, par exemple des bandes de parité négative.

La procédure utilisée pour calculer ces états excités consiste à choisir les nombres quantiques  $K^\pi$  des quasi-particules au voisinage du niveau de Fermi pour construire la fonction d'onde 5.5 à partir de l'état fondamental HFB. On parle de calculs « bloqués » car on assigne une configuration fixe aux états de quasi-particules. La fonction d'onde  $|\Phi_{2QP}\rangle$  est ensuite calculée par la même procédure itérative minimisant son énergie, avec une contrainte sur sa déformation. Cette méthode a par exemple été utilisée pour l'étude de la structure d'actinides [81].

### 5.1.7 Au-delà du champ moyen : la méthode de la coordonnée génératrice (GCM)

La méthode HFB permet de réintégrer la partie résiduelle de l'interaction associée à l'appariement en l'incluant au champ moyen par l'usage de fonctions d'onde de quasi-particules indépendantes. Une étape supplémentaire peut être franchie en considérant une partie de l'interaction résiduelle restante, celle liée aux oscillations collectives.

Dans l'approche HFB, le champ moyen est figé. On ne prend donc pas en compte ses oscillations sous l'effet des modes d'excitation collectifs liés à la déformation du noyau. Cependant certains noyaux facilement déformables (dits mous) peuvent présenter plusieurs configurations de déformations différentes mais d'énergie proche. Pour prendre en compte les corrélations entre les différentes configurations, on a recours à une approche dépassant le cadre du champ moyen. La méthode dite de la coordonnée génératrice (GCM) consiste à décrire le noyau par

une fonction d'onde collective qui est une superposition des fonctions d'onde HFB contraintes en déformation :

$$|\Psi\rangle = \int dq f(q) |\Phi_q\rangle$$

Les amplitudes de superposition  $f(q)$  sont déterminées par un principe variationnel sur l'énergie du noyau décrit par la fonction d'onde  $|\Psi\rangle$  qui aboutit à l'équation intégrale dite de Hill-Wheeler :

$$\int \left( \langle \Phi_q | \hat{H} | \Phi_{q'} \rangle - E \langle \Phi_q | \Phi_{q'} \rangle \right) f(q') dq' = 0 \quad (5.6)$$

où  $\hat{H}$  est le hamiltonien nucléaire et  $E$  l'énergie du noyau. Cette équation intégrale peut être réduite à une équation différentielle au moyen de deux approximations [82]. La première, l'approximation du recouvrement gaussien (ou GOA pour *Gaussian Overlap Approximation*), suppose que le recouvrement  $\langle \Phi_q | \Phi_{q'} \rangle$  est une fonction gaussienne de  $q - q'$  de paramètre de largeur  $G$  :

$$\langle \Phi_q | \Phi_{q'} \rangle \simeq \exp \left( -G \left( \frac{q - q'}{2} \right)^2 \right).$$

La seconde approximation consiste à écrire les noyaux intégraux  $\langle \Phi_q | \hat{H} | \Phi_{q'} \rangle$  comme un développement à l'ordre 2 en  $|q - q'|$ . On aboutit alors à une équation de type Schrödinger dont la résolution est plus facile :

$$\hat{H}_{\text{coll}} |IM\rangle = E(I) |IM\rangle$$

où les états propres  $|IM\rangle$  sont repérés par leur moment angulaire total  $I$  et la projection  $M$  du moment angulaire sur l'axe  $z$  du repère attaché au laboratoire. Afin de restaurer la symétrie par rotation, ces états sont construits comme une superposition des matrices de rotation de Wigner :

$$|IM\rangle = \sum_K g_{I,K}(q_0, q_2) |IMK\rangle$$

où  $K$  est la projection du moment angulaire dans le repère intrinsèque et les  $g_{I,K}(q_0, q_2)$  des amplitudes de vibration. On obtient ainsi des états de bon moment angulaire.

Cette méthode de la GCM approchée fournit un ensemble de valeurs propres et d'états propres décrivant l'état fondamental ainsi que des états collectifs dont la parité est positive quand on se limite aux déformations quadripolaires. Le type d'excitations collectives décrites dépend de l'espace des déformations choisi. Par exemple si cet espace est limité aux deux dimensions  $\beta$  et  $\gamma$ , on reproduit les modes de vibration quadripolaires du noyau.

L'hamiltonien collectif employé ici pour la GCM à l'approximation GOA est appelé 5DCH (pour *5 Dimensions Collective Hamiltonian*, [78]). Il contient quant à lui 5 coordonnées génératrices : les deux modes  $\beta$  et  $\gamma$  ainsi que les 3 angles d'Euler définissant l'orientation du noyau dans l'espace. Cette paramétrisation permet de rendre compte à la fois des modes de vibration et de rotation ainsi que de leur couplage. Ce hamiltonien s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{coll}} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \frac{\hat{J}_k^2}{\mathcal{J}_k} - \frac{1}{2} \sum_{i,j=0,2} \frac{\partial}{\partial q_i} \frac{1}{B_{ij}} \frac{\partial}{\partial q_j} + V(q_0, q_2).$$

Le premier terme de  $\hat{H}_{\text{coll}}$  est la partie rotationnelle, contenant les moments d'inertie calculés en ajoutant au hamiltonien collectif un champ de contrainte de la forme  $\omega \hat{J}_k$  :

$$\mathcal{J}_k = \frac{\langle \Phi_{q,\omega} | \hat{J}_k | \Phi_{q,\omega} \rangle}{\omega},$$

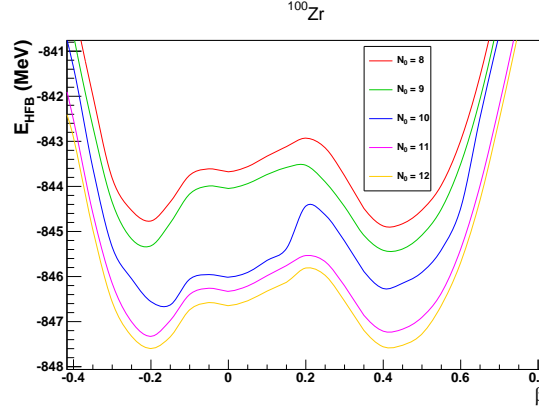


FIGURE 5.2 – Énergie potentielle pour les calculs HFB sous contrainte en déformation axiale selon la taille de la base  $N_0$ , cas du  $^{100}\text{Zr}$ . Le pas en  $\beta$  est 0.05.

où  $\Phi_{q,\omega}$  est la nouvelle solution sous contrainte sur le moment angulaire  $\hat{J}_k$  et sur  $\omega$  dont la valeur est choisie très petite ( $\hbar\omega \sim 2\text{ keV}$ ). Le deuxième terme est associé aux vibrations et fait intervenir les masses vibrationnelles  $B_{ij}$ , calculées à l'approximation dite du *cranking* selon la formule d'Inglis et Belyaev [78]. Les rotations et les vibrations sont couplées par la dépendance des moments d'inertie en  $(q_0, q_2)$ . Enfin le terme potentiel est

$$V(q_0, q_2) = E_{HFB}(q_0, q_2) - \varepsilon_0(q_0, q_2),$$

où  $E_{HFB}(q)$  est la surface d'énergie potentielle obtenue par les résolutions des équations HFB sous contraintes pour chaque valeur des paramètres de la déformation.  $\varepsilon_0(\beta_0, \beta_2)$  est l'énergie dite de point zéro (ZPE). Son origine est purement quantique et liée au fait que les fonctions d'onde HFB ne sont pas des états propres pour la déformation. Cette quantité décrit la correction à apporter à l'énergie des états HFB pour tenir compte des fluctuations quantiques des déformations des états HFB autour de leur valeur moyenne.

### 5.1.8 Convergence numérique

Les calculs numériques sont effectués en développant les états à une particule sur une base d'oscillateurs harmoniques dont il faut choisir la taille  $N_0$ , correspondant au nombre de couches majeures moins un. L'exemple de courbes d'énergie potentielle issues de calcul HFB en déformation axiale est présenté pour l'état fondamental du  $^{100}\text{Zr}$  avec différentes tailles de base (cf. figure 5.2). Quand la taille de la base augmente, les énergies HFB diminuent continûment. Les différences d'énergie entre deux tailles de base consécutives à  $\beta$  fixé se réduisent également avec  $N_0$  croissant. De manière à limiter le temps d'exécution des calculs, on choisit la taille de la base à partir de laquelle les variations de l'énergie semblent faibles. L'exemple proposé sur la figure 5.2 nous oriente vers le choix  $N_0 = 10$ . En effet, à partir de cette valeur, le puits de potentiel situé du côté *oblate* devient plus profond que le puits *prolate*. Cette hiérarchie est ensuite conservée quand  $N_0$  augmente. Tous les résultats présentés ici seront le résultat de calculs effectués avec cette taille de base.

Le paramètre  $\hbar\omega_0$  de la base d'oscillateurs est quant à lui optimisé en chaque point de déformation  $\beta$  (et  $\gamma$  pour les calculs triaxiaux) selon la prescription décrite en [78].

## 5.2 Études en champ moyen

Nous nous intéressons dans cette partie à la description de la région de masse  $A = 100 - 110$  offerte par les méthodes présentées aux paragraphes 5.1.4 à 5.1.6 au niveau du champ moyen. Les états fondamentaux et leur déformation sont d'abord étudiés, puis la structure d'états excités, collectifs (rotationnels) puis individuels (excitations à deux quasi-particules), sera discutée. Ces quelques études ne se voulant pas une analyse exhaustive de la région, on privilégie la diversité des méthodes employées au nombre des noyaux examinés. On portera ainsi plus particulièrement notre attention sur les isotopes de zirconium et de molybdène.

### 5.2.1 États fondamentaux

#### 5.2.1.1 Surfaces d'énergie potentielle

On présente sur les figures 5.3 les surfaces d'énergie potentielle pour une sélection de noyaux riches en neutrons de Zr, Mo, Ru et Pd obtenus par les calculs HFB effectués sous contraintes dans l'espace de déformation triaxiale. Ces figures font apparaître de manière générale la mollesse de ces noyaux vis-à-vis de l'asymétrie : les minima en fonction de  $\gamma$  sont toujours peu marqués et les barrières en énergie ne dépassent jamais 1 MeV à  $\beta$  constant. Les fortes déformations observées expérimentalement à partir de  $N = 60$  sont reproduites par ces calculs.

Les états fondamentaux prédits (au niveau du champ moyen) possèdent des déformations de l'ordre de  $\beta \approx 0.4$  dans les noyaux de zirconium. À  $N$  fixé, la déformation diminue progressivement lorsque  $Z$  augmente en se rapprochant de la fermeture de couche protons  $Z = 50$ , jusque dans les noyaux de palladium ( $Z = 46$ ) dont les déformations ne sont plus que de l'ordre de  $\beta \approx 0.2$ .

Les noyaux de zirconium ont la particularité de présenter deux minima quasiment dégénérés en énergie, l'un *oblate* et l'autre *prolate*. La barrière d'énergie triaxiale les séparant est de l'ordre de 1 MeV dans le  $^{100}\text{Zr}$  et décroît avec le nombre de neutrons jusqu'à presque s'effacer dans le  $^{106}\text{Zr}$  qui développe un léger minimum triaxial. Le minimum *prolate* disparaît enfin dans le  $^{108}\text{Zr}$ , pour laisser place à un minimum *oblate*.

Un état fondamental *oblate* est prédit également dans les noyaux de molybdène et de ruthénium en accord avec des calculs de champ moyen similaires [83].

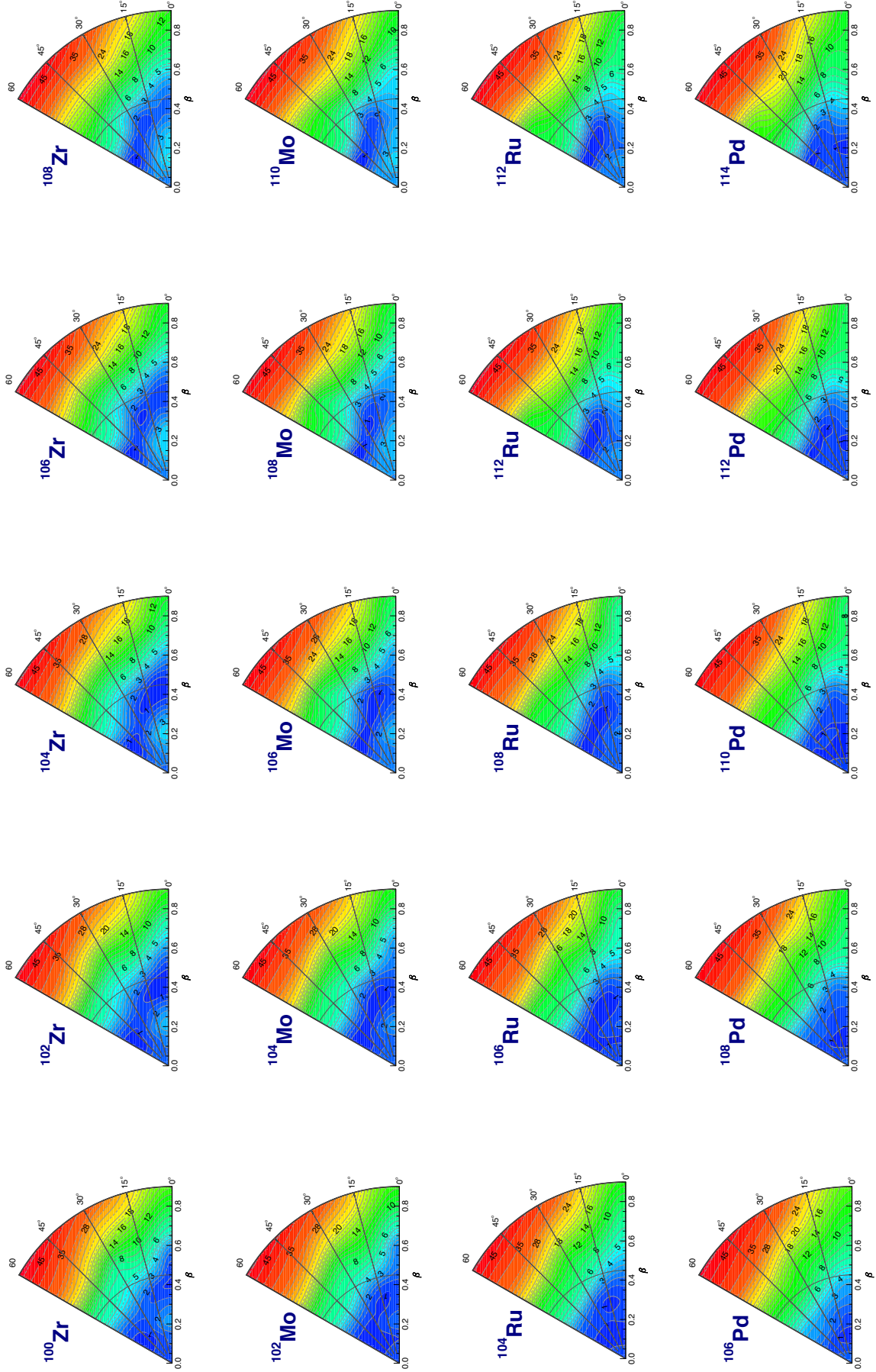


FIGURE 5.3 – Surfaces d'énergie potentielle (MeV) d'isotopes de zirconium, molybdène, ruthénium et palladium, dont le nombre de neutrons est pair et compris entre  $N = 60$  et  $N = 68$ . L'énergie de point zéro n'est pas incluse.

## 5.2.1.2 Courbes d'énergie potentielle et d'appariement

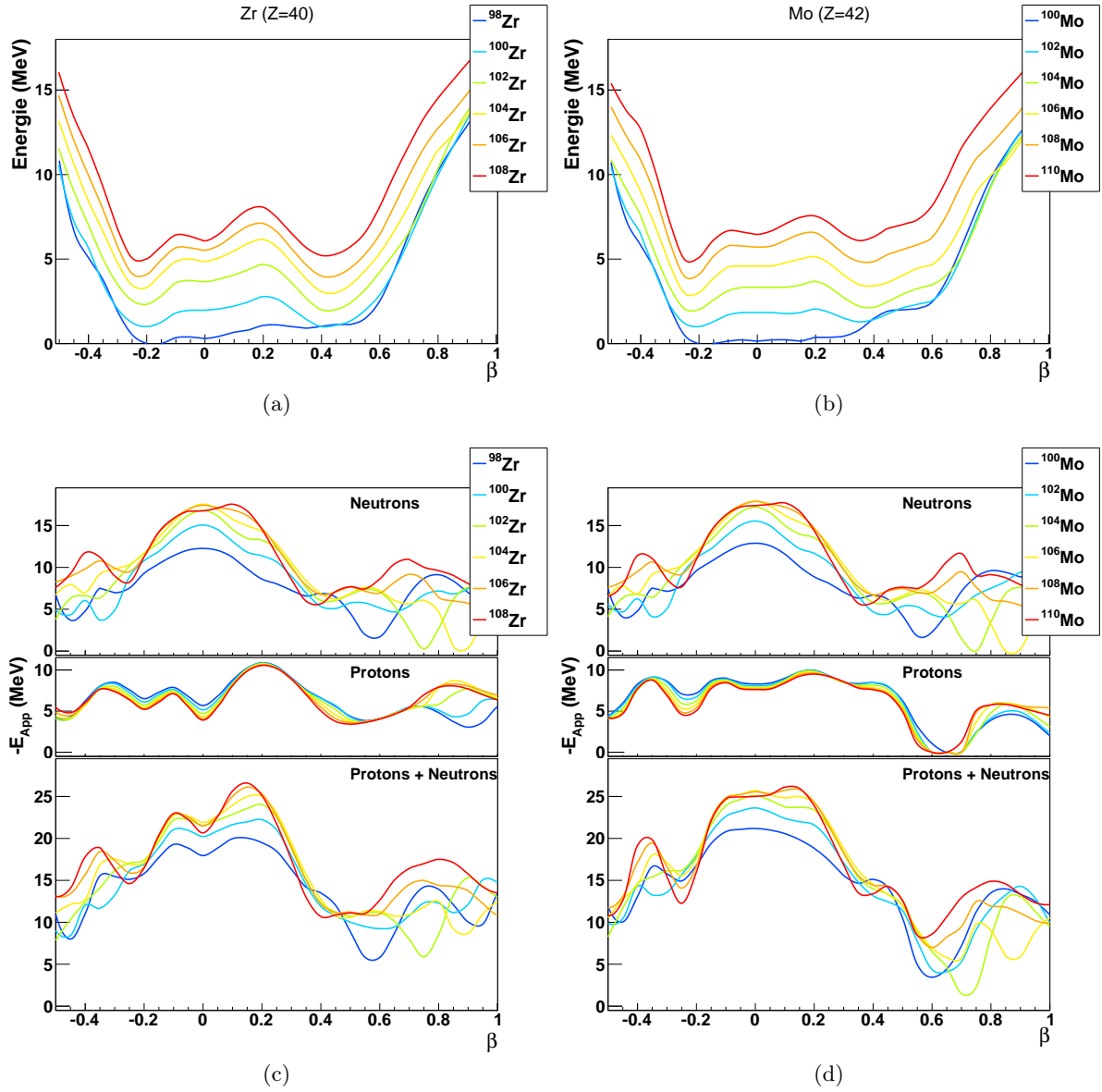


FIGURE 5.4 – Courbes d'énergie potentielle d'isotopes de zirconium (a) et de molybdène (b), l'énergie de point zéro n'est pas incluse. Sur chaque figure, les courbes sont décalées artificiellement de 1 MeV pour chaque paire de neutrons ajoutée, afin de faciliter la lecture. L'évolution de l'énergie d'appariement  $E_{\text{App}}$  est représentée en fonction de la déformation axiale pour les noyaux de Zr (c) et de Mo (d).

Afin d'étudier plus précisément les minima axiaux, on présente sur les figures 5.4 les courbes d'énergie potentielle d'isotopes de Zr et de Mo obtenues par les calculs HFB sous contrainte en déformation axiale, accompagnées de l'évolution de l'énergie d'appariement en fonction de  $\beta$ .

La transition de forme sphérique à déformée entre  $N = 58$  et  $N = 60$  se manifeste sur ces courbes par l'apparition de deux minima, l'un *oblate* et l'autre *prolate*, dans les isotopes de zirconium et de molybdène à partir de  $N = 60$ . Le minimum *prolate* des isotopes de Zr apparaît légèrement plus déformé ( $\beta \approx 0.42$ ) que celui des noyaux de Mo ( $\beta \approx 0.38$ ). Ces deux minima



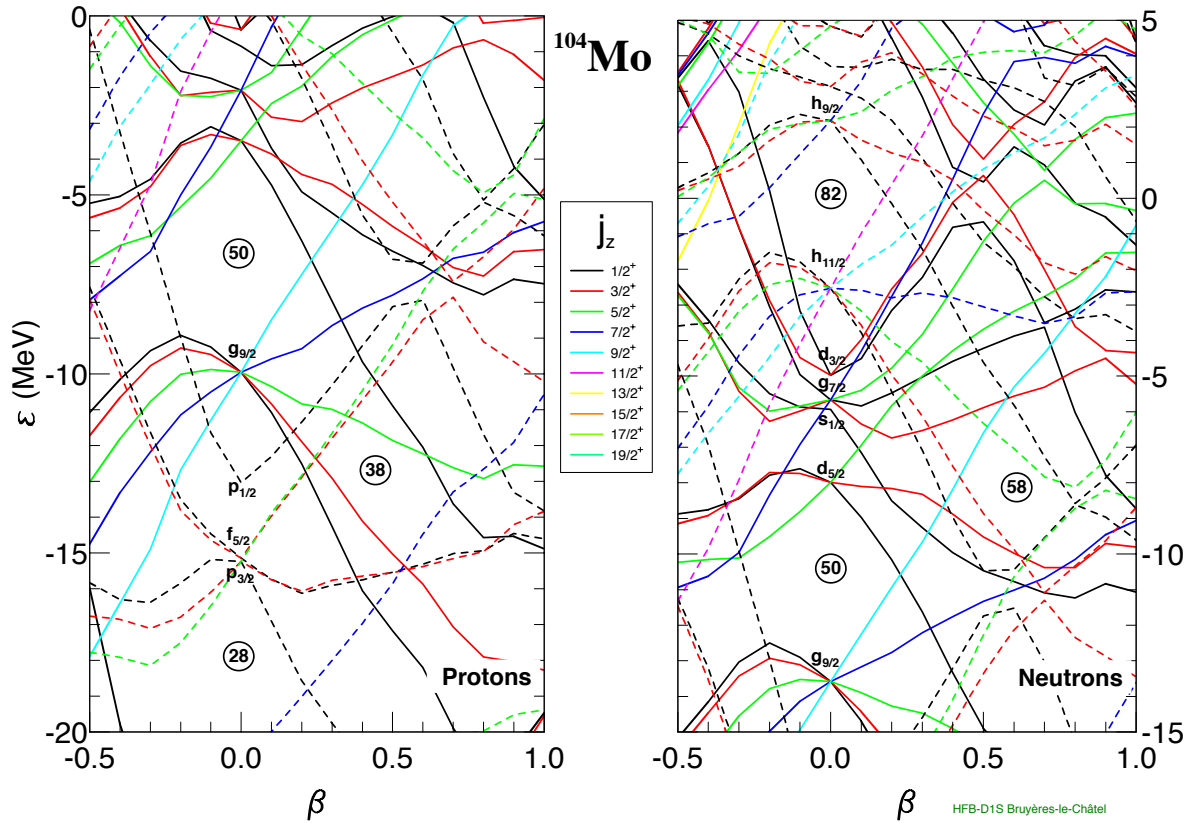


FIGURE 5.5 – Énergie des orbitales individuelles du  $^{104}\text{Mo}$  issues des calculs HFB. Les orbitales représentées en ligne pleine sont de parité positive, celles en lignes discontinues de parité négative.

sont très proches en énergie, cependant la forme *oblate* est privilégiée dès la transition de forme pour les Mo, et seulement à partir  $N = 68$  pour les Zr. Les minima *prolate* et *oblate*, reliés dans l'espace des déformations triaxiales par des chemins presque équipotentiels, sont séparés par des barrières d'énergie axiales entre 1 MeV et 3 MeV. Ces noyaux sont caractérisés par une mollesse à la fois triaxiale et axiale, même si cette dernière est moins prononcée.

Les énergies d'appariement des protons et des neutrons ainsi que leur somme sont tracées pour ces mêmes noyaux (cf. figures 5.4c et 5.4d). Ces noyaux présentent des régimes d'appariement faible à moyen, de l'ordre de 5 à 15 MeV. L'appariement ne s'annule jamais, même s'il est très faible pour les grandes déformations. Les minima de l'énergie d'appariement ne semblent pas suffisants pour creuser des puits très marqués dans l'énergie potentielle. On peut tenter cependant d'attribuer les allures des minima *prolate* du potentiel avec l'appariement des protons : celui-ci est en effet presque nul pour  $\beta \approx 0.5$  dans les noyaux de Mo contribuant ainsi à l'élargissement du puits *prolate* en comparaison avec les noyaux de Zr.

Les énergies des états individuels en fonction de la déformation axiale calculées par la méthode HFB sont représentées sur la figure 5.5 et permettent d'illustrer l'émergence de la déformation dans ces noyaux. La méthode auto-cohérente permet de calculer les énergies de ces états pour chaque noyau, il s'agit ici du cas du  $^{104}\text{Mo}$ . Elles varient relativement peu d'un noyau à l'autre à l'intérieur de notre région d'étude, ici limitée aux isotopes de Zr et de Mo dont le nombre de neutrons varie entre 60 et 68, ce qui permet de généraliser la discussion de ces états individuels à tous les noyaux de l'étude. Les noyaux à partir de  $Z = 40$  et  $N = 60$  commencent à remplir les orbitales  $g_{9/2}$  pour les protons et  $h_{11/2}$  pour les neutrons. La soudaine déforma-



tion observée entre  $N = 58$  et  $N = 60$ , en particulier dans les isotopes de Zr, est d'ordinaire attribuée à la conjonction des *gaps* protons et neutrons, apparaissant tous les deux en  $\beta \approx 0.4$ . L'importante différence d'énergie entre les états individuels au niveau de Fermi qui émerge à la fois pour les protons et les neutrons en des valeurs similaires de la déformation stabiliserait la déformation de ces noyaux. On peut en effet observer de faibles densités d'orbitales individuelles sous le niveau de Fermi, en  $Z = 38$  et  $N = 58$ , pour de grandes déformations *prolate*.

Ce *gap* est créé du côté des neutrons par les états issus des orbitales  $h_{11/2}$  et  $g_{9/2}$ . On s'attend à ce que celles-ci jouent un rôle important dans la structure de ces noyaux. Leur pente élevée en fonction de la déformation rend ainsi la structure et la déformation très sensibles au nombre de neutrons. La densité des états individuels de neutrons autour de la surface de Fermi laisse penser que des états formés par des excitations de quasi-particules apparaissent à basse énergie dans ces noyaux (cf 5.2.3).

### 5.2.2 Étude des excitations de basse énergie à l'approximation du champ moyen tournant

Après l'étude des états fondamentaux, on étudie une première forme d'excitation collective, celle associée à la rotation du noyau déformé. Nous traiterons l'exemple des isotopes de Mo.

La méthode du champ moyen tournant (cf. partie 5.1.5) est appliquée à la série isotopique de molybdène afin d'étudier la structure de la bande fondamentale de ces noyaux, de manière analogue à une étude précédente dans les isotopes de ruthénium [42]. On a constaté dans la partie précédente qu'il existe en général deux minima de l'énergie potentielle des noyaux de Mo, l'un *prolate* ( $\gamma = 0^\circ$ ), soit *oblate* ( $\gamma = 60^\circ$ ). Afin d'étudier l'importance relative de ces deux puits de potentiel, deux calculs sont menés pour lesquels la fonction d'onde de départ possède une déformation soit *prolate* ( $\gamma = 0^\circ$ ), soit *oblate* ( $\gamma = 60^\circ$ ). Aucune contrainte sur la déformation n'est appliquée, les noyaux sont ainsi « libres » de se déplacer dans l'espace des déformations triaxiales. Les états de la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental sont calculés jusqu'au spin  $16^+$  dans chacun des puits pour les noyaux  $^{102,104,106,108}\text{Mo}$ . Les résultats de ces calculs sont présentés sur les figures 5.6 à 5.9.

Pour ces 4 noyaux, la déformation du noyau ne change que très peu le long des bandes rotationnelles construites dans les puits de potentiel du côté *prolate* :  $\beta$  est de l'ordre de 0.3, augmentant légèrement avec le nombre de neutrons et avec le moment angulaire, et les variations de  $\gamma$  n'excèdent pas  $2^\circ$  le long d'une même bande rotationnelle pour une valeur moyenne de l'ordre de  $15^\circ$ .

La bande rotationnelle associée au puits *oblate* montre une tendance très sensible du noyau à se rapprocher d'une forme triaxiale quand le moment d'inertie augmente. Cette tendance laisse supposer la mollesse en  $\gamma$  plus prononcée du côté *oblate* que du côté *prolate*. Celle-ci diminue cependant lorsque le nombre de neutrons augmente, et que le puits *oblate* devient plus prononcé.

L'étude des moments d'inertie nous renseigne sur la structure microscopique de la bande *yrast*. On rappelle son expression dans une bande rotationnelle pour les états de moment angulaire total  $I$  et d'énergie  $E(I)$  décroissant par une transition quadripolaire ( $\Delta I = 2$ ) :

$$J^{(1)} = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\hbar\omega}$$

avec la fréquence de rotation

$$\hbar\omega = \frac{E(I) - E(I-2)}{2}.$$

Lorsque le moment d'inertie augmente, la bande *yrast* est susceptible de croiser une autre bande rotationnelle, cette dernière devenant à son tour la bande *yrast* (qui par définition contient les

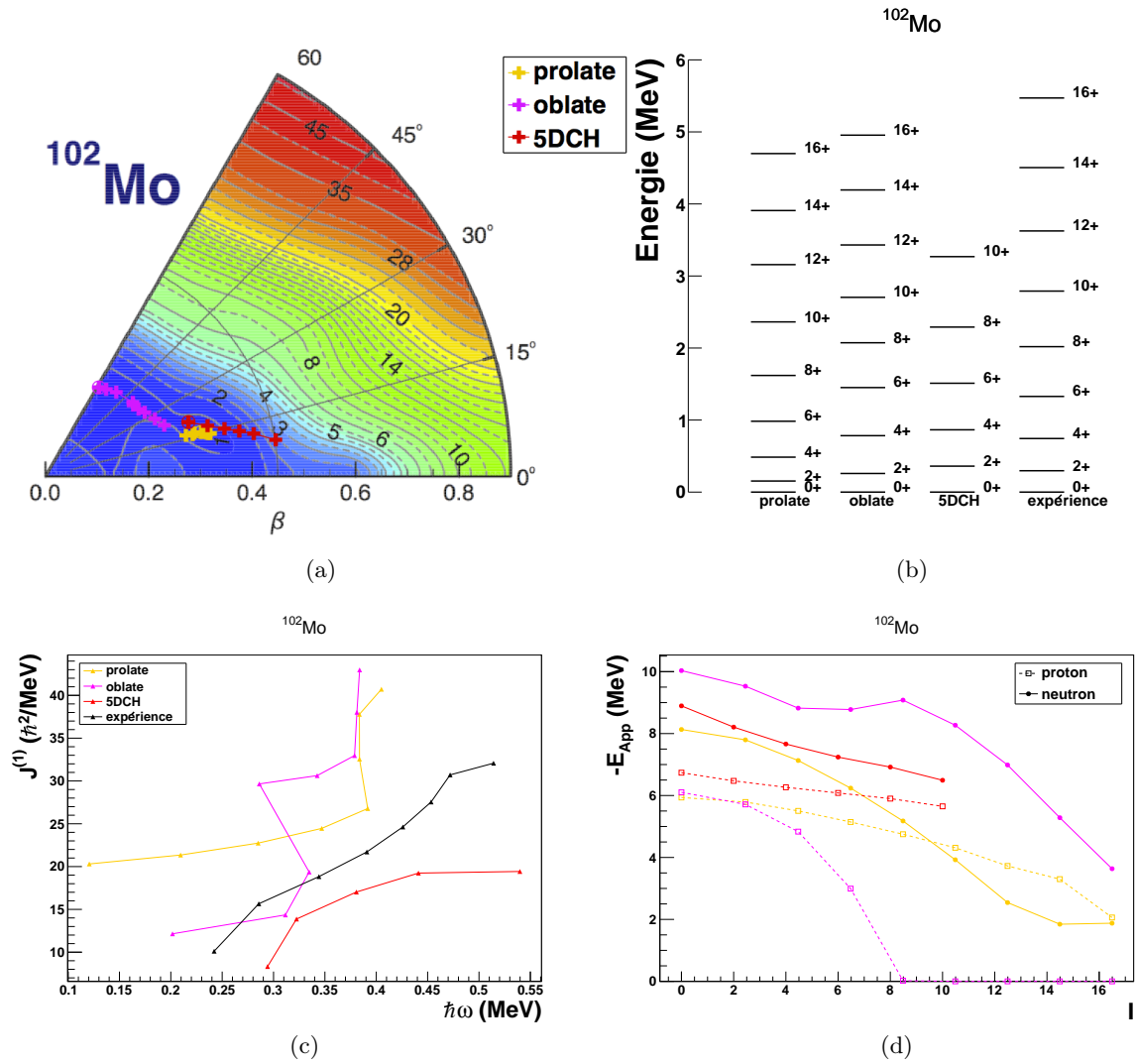
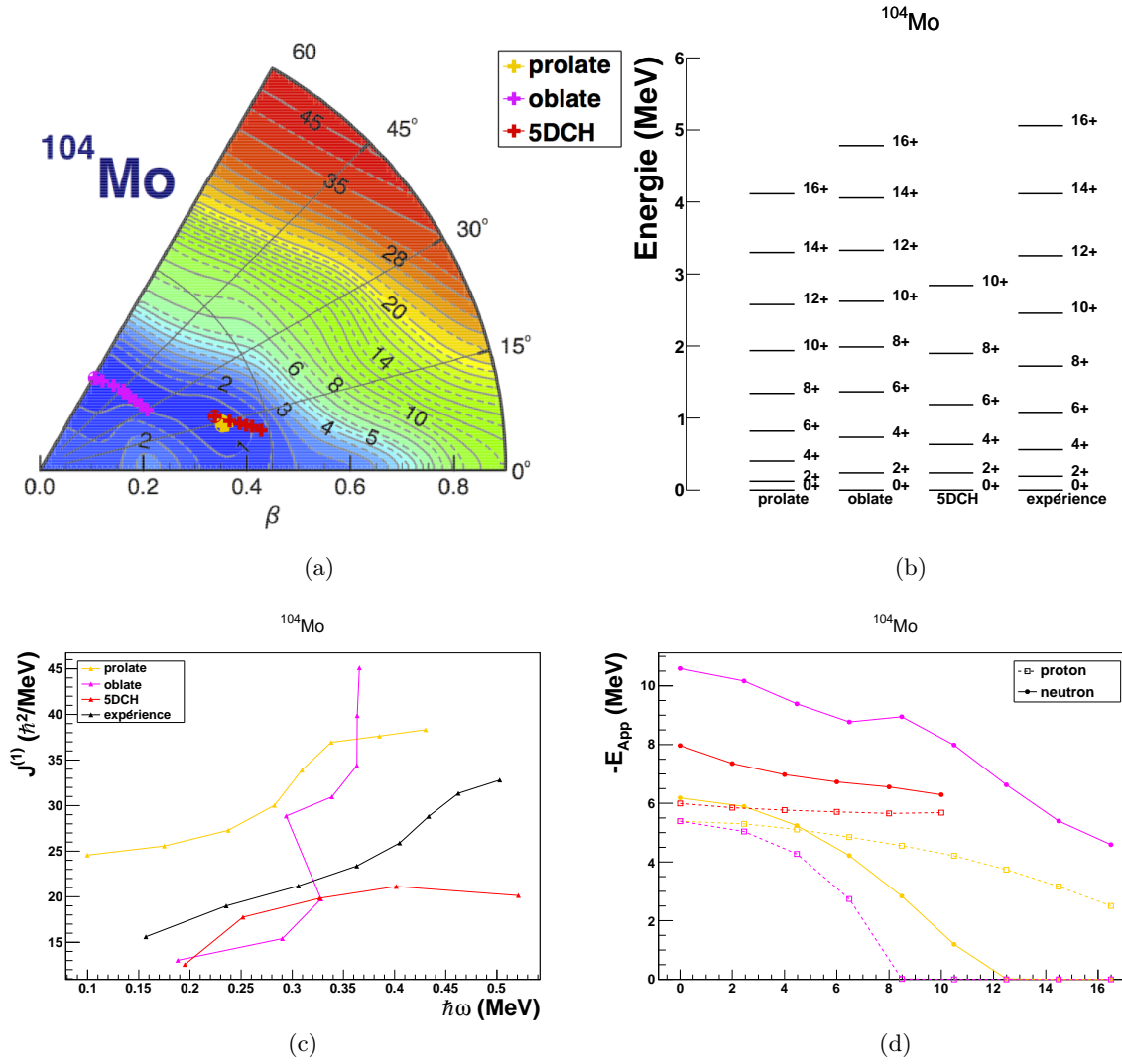


FIGURE 5.6 – (a) Surface d'énergie potentielle du  $^{102}\text{Mo}$  sur laquelle est représenté le chemin suivi par les états excités des bandes rotationnelles construites par la méthode du champ moyen tournant, dans le puits *oblate* ou le puits *prolate*. Pour indication, en rouge est également représenté le chemin de la bande fondamentale issue des calculs au-delà du champ moyen (identifiée par « 5DCH »). (b) Schéma des niveaux calculés par chacune des trois méthodes, comparés aux niveaux expérimentaux. (c) Comparaison du moment d'inertie cinétique issu des données expérimentales avec les calculs théoriques. (d) Énergie d'appariement pour les protons et les neutrons, le code couleur est le même que sur la figure (c).

états de plus basse énergie pour un spin donné). Le moment d'inertie des états d'une même bande rotationnelle variant modérément à bas spin, le croisement des bandes peut donner lieu à de brusques changements de  $J^{(1)}$  qui se traduisent dans l'évolution du moment d'inertie cinétique en fonction de la vitesse de rotation par des phénomènes dits de *up-bending* (augmentation de  $J^{(1)}$  à  $\omega$  sensiblement constant) ou de *back-bending* (augmentation de  $J^{(1)}$  accompagnée d'une diminution de  $\omega$ ).

Les bandes *oblate* sont le lieu de tels phénomènes. À partir de l'état  $8^+$ , un *back-bending* apparaît. Il est accompagné d'une chute de l'appariement des neutrons. La force de Coriolis s'exerçant sur les nucléons du noyau en rotation s'intensifie quand le moment d'inertie augmente

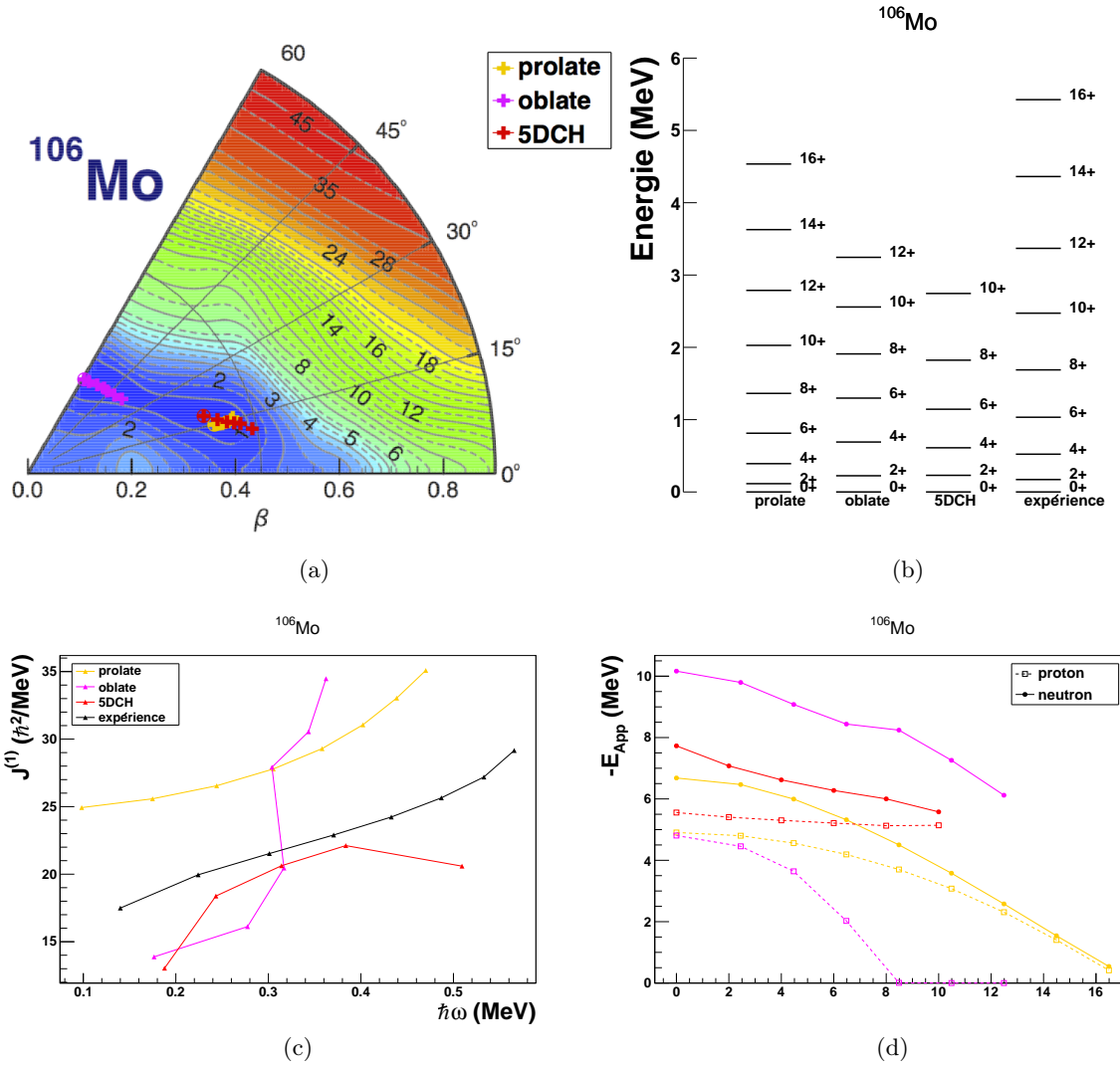

 FIGURE 5.7 – Cas du  $^{104}\text{Mo}$  (cf. légende de la figure 5.6).

et tend à aligner les moments d'inertie individuels sur celui du noyau jusqu'à briser les paires de nucléons. Le *back-bending* est ici la manifestation d'une transition d'un état superfluide vers un état plus rigide.

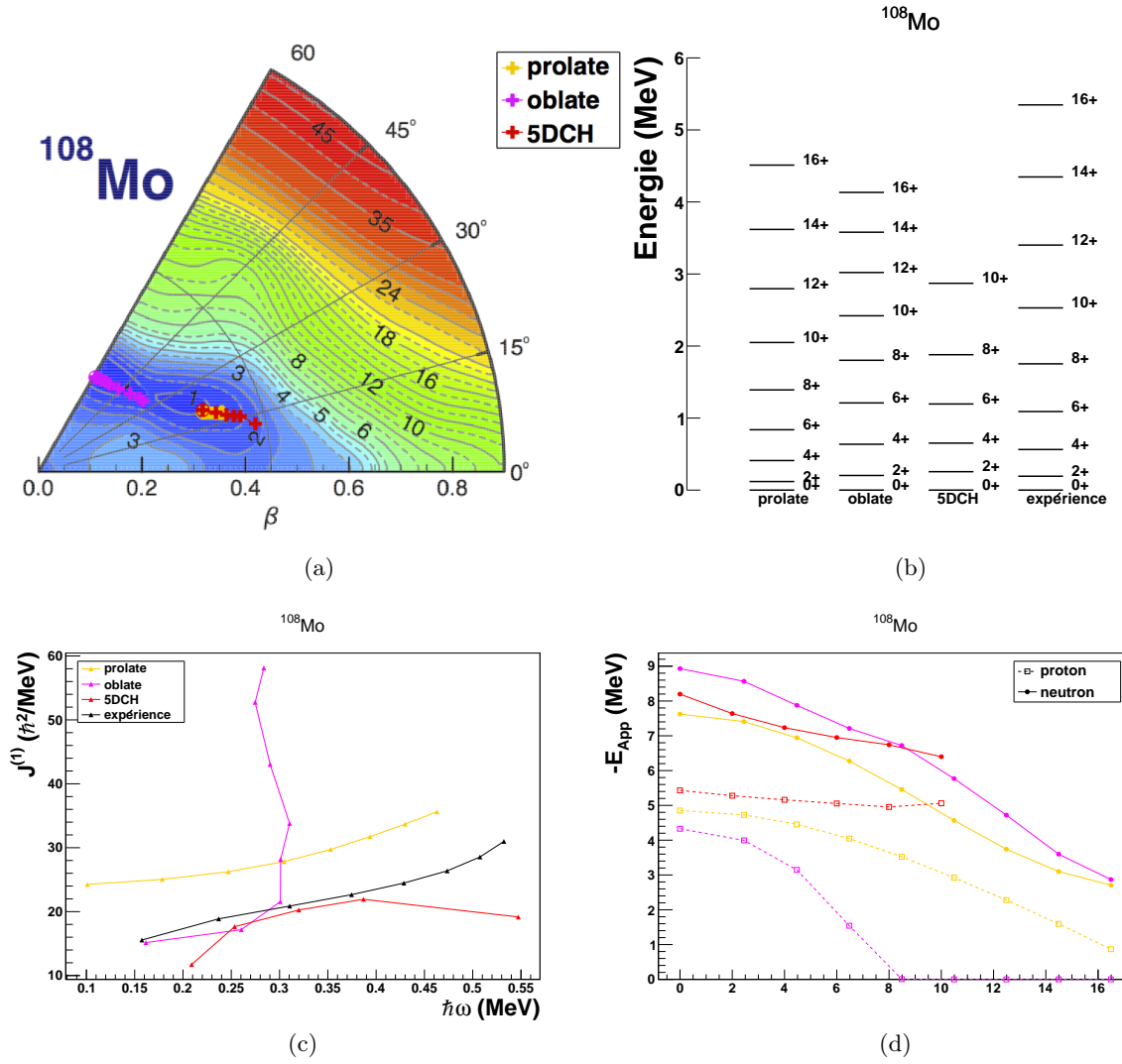
Cet effet est très peu sensible dans la bande expérimentale, et la bande *prolate* reproduit mieux l'évolution du moment d'inertie avec une augmentation à peu près constante de  $J^{(1)}$ , bien que les moments d'inertie théoriques soient surestimés. Ces calculs ne permettent en effet que de produire des états purement rotationnels, sans prendre en compte les vibrations collectives.

La tendance croissante du moment d'inertie avec la fréquence de rotation jusqu'aux plus hauts spin est bien reproduite par la solution *prolate*. Le champ moyen tournant semble donc inclure le bon contenu en appariement, ce qui montre l'importance de prendre en compte le réarrangement du champ moyen sous l'effet de la rotation pour la description des états de haut spin.

Enfin les comparaisons avec la bande fondamentale issue des calculs au-delà du champ moyen montrent que le hamiltonien collectif reproduit le mieux les données jusqu'au spin  $8^+$ . Cette discussion sera poursuivie dans la partie 5.3. On peut cependant remarquer que la bande calculée avec le hamiltonien collectif possède des similarités avec chacune des deux bandes

FIGURE 5.8 – Cas du  $^{106}\text{Mo}$  (cf. légende de la figure 5.6).

rotationnelles calculées avec le champ moyen tournant. Ses déformations moyennes et l'évolution de son moment d'inertie la rapprochent de celles de la bande *prolate*, alors que l'évolution de  $\gamma$  avec le moment angulaire évoque celle de la bande *oblate*. Les comparaisons des schémas de niveaux suggèrent également une plus grande ressemblance avec la bande *oblate*. On peut ainsi interpréter les bandes rotationnelles des noyaux pairs  $^{102-108}\text{Mo}$  comme possédant une déformation *prolate* mais dont la mollesse dans la direction  $\gamma$  serait un effet résiduel du puits *oblate*.


 FIGURE 5.9 – Cas du  $^{108}\text{Mo}$  (cf. légende de la figure 5.6).

### 5.2.3 Excitations de deux quasi-particules

Les calculs « bloqués » sous contraintes en déformation (cf. paragraphe 5.1.6) sont limités à la symétrie axiale où  $K$  est un bon nombre quantique et ne permettent pas de prendre en compte le degré de liberté triaxial. En effet, si la symétrie axiale est brisée alors  $K$  n'est plus un bon nombre quantique. Seules la signature et la parité sont conservées et on ne peut donc plus « suivre » une configuration bloquée en fonction de la déformation. Pour cette raison, l'étude en configuration bloquée est limitée aux isotopes de zirconium et de molybdène, dont le comportement pour les isotopes les plus riches en neutrons est le plus proche de la limite rotationnelle (cf. figure 1.4b).

Les isotopes pairs-pairs de Zr et de Mo dont le nombre de neutrons varie entre 58 et 68 sont étudiés. Les calculs effectués conservent la symétrie par renversement du temps, ainsi les états  $K = j_1 + j_2$  et  $K = |j_1 - j_2|$  sont dégénérés en énergie et les calculs effectués ici ne permettent pas de les distinguer. La densité des orbitales individuelles autour du niveau de Fermi est plus grande pour les neutrons que pour les protons parmi ces noyaux (cf. figure 5.5). On ne considèrera ainsi que les configurations bloquées en neutrons. Toutes les combinaisons

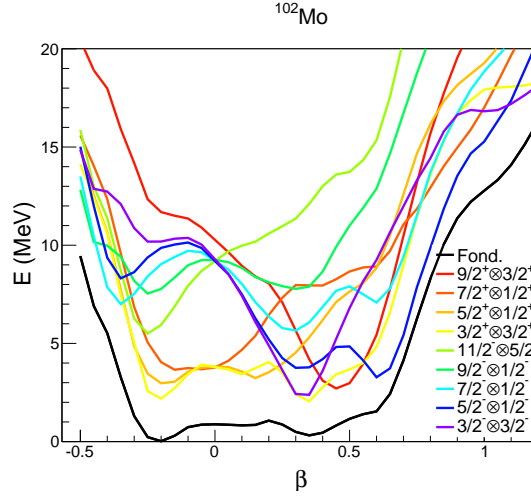


FIGURE 5.10 – Exemple des courbes d'énergie potentielle en configuration bloquée pour les neutrons dans le noyau de  $^{102}\text{Mo}$ , toutes les configurations sélectionnées résultent en un état  $K^\pi = 6^+$ .

des orbitales  $1/2^\pm$ ,  $3/2^\pm$ ,  $5/2^\pm$ ,  $7/2^\pm$ ,  $9/2^\pm$  et  $11/2^\pm$  pouvant produire des états  $3^\pm, 4^\pm, \dots, 7^\pm$  sont envisagées. La contrainte en déformation axiale varie de  $\beta = -0.5$  à  $\beta = 1.2$ .

Les calculs bloqués permettent de construire les courbes d'énergie potentielle pour chaque configuration. La figure 5.10 illustre la diversité des configurations bloquées à envisager pour l'exemple d'états  $K^\pi = 6^+$  dans le  $^{102}\text{Mo}$ . Les configurations permettant de créer des états de quasi-particules de basse énergie (de l'ordre de 2 MeV) sont nombreuses. L'énergie des états à deux quasi-particules ainsi construits est la différence entre le minimum des courbes d'énergie potentielle et l'énergie du fondamental. On soustrait auparavant l'énergie de point zéro (ZPE) rotationnelle pour ne conserver que l'énergie HFB.

### Remarques générales

Les calculs sont effectués pour près de 50 configurations bloquées par noyau. Les figures résumant l'ensemble des résultats sont présentées dans l'annexe A. Chaque état est repéré par la projection  $K$  de son moment angulaire sur l'axe de symétrie ainsi que sa parité  $\Pi$ , où  $K = j_1 \pm j_2$  et  $\Pi = \pi_1 \pi_2$  dans la configuration bloquée ( $j_1^{\pi_1} \otimes j_2^{\pi_2}$ ). La distribution des énergies des états bloqués de deux quasi-particules en fonction de leur déformation est représentée sur la figure 5.11. Ces états sont concentrés dans deux régions de déformation : du côté *oblate* avec  $\beta \approx -0.2$  et du côté *prolate* avec  $\beta \approx 0.4 - 0.5$ . Il existe en effet de fortes densités d'orbitales individuelles proches du niveau de Fermi dans ces deux régions de déformation (cf. figure 5.5) : les courbes d'énergie potentielles des configurations bloquées présentent le plus souvent un minimum d'un côté ou de l'autre. On peut l'observer par exemple sur la figure 5.10. De manière générale la déformation de ces états est plus dispersée du côté *prolate* où les puits sont plus larges que du côté *oblate*. Cette tendance est encore plus marquée pour les noyaux de Mo. On peut enfin noter qu'en moyenne les états de forme *oblate* se situent à plus haute énergie que ceux de forme *prolate*.

La figure 5.12 représente la valeur moyenne des énergies d'excitation de l'ensemble des états bloqués, selon le signe de la déformation axiale  $\beta$ . Les états *prolate* ont tendance à être plus bas en énergie que les états *oblate* de manière générale, mais cette tendance s'inverse lorsque le nombre de neutrons augmente, au-delà du milieu de couche neutrons  $N=64$ .

	Energie (keV)	J $\pi$	Référence
$^{100}\text{Zr}$	2259.7	(6 $^{+}$ )	[29, 26]
$^{102}\text{Zr}$	1386.7	4 $^{+}$	[27]
	1652.8	(6 $^{+}$ )	[27]
	1661.8	(5 $^{-}$ )	[27]
	1821.1	(4 $^{-}$ )	[27]
	1932.6	(8 $^{+}$ )	[27]
	2924.7	(7)	[27]
$^{104}\text{Zr}$	1928.7	(4 $^{-}$ )	[28]
$^{108}\text{Zr}$	2075	(6 $^{+}$ )	[33]

TABLEAU 5.1 – Têtes de bande interprétées expérimentalement comme des excitations à deux quasi-particules dans les isotopes pairs de Zr pour  $N = 60 - 68$ .

	Energie (keV)	J $\pi$	Référence
$^{102}\text{Mo}$	2147	(5 $^{-}$ )	[84]
	2460	(6 $^{-}$ )	[85]
$^{104}\text{Mo}$	1884.1	(5 $^{-}$ )	[86]
	2061.2	(4 $^{-}$ )	[87]
	2180.2	(6 $^{+}$ )	[86]
$^{106}\text{Mo}$	1817.2	(3 $^{-}$ )	[88]
	1936.8	4 $^{-}$	[86]
	1952.2	5 $^{-}$	[88]
	2146.8	5 $^{-}$	[88]
	2302.7	5 $^{+}$	[88]
$^{108}\text{Mo}$	2162.2	(5 $^{-}$ )	[89]

TABLEAU 5.2 – Têtes de bande interprétées expérimentalement comme des excitations à deux quasi-particules dans les isotopes pairs de Mo pour  $N = 60 - 68$ .

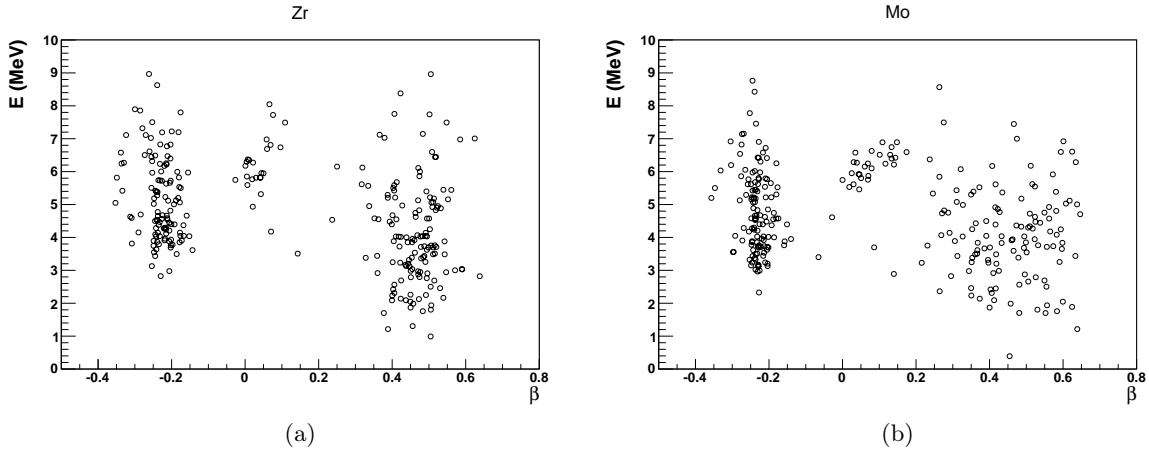


FIGURE 5.11 – Distribution des énergies des états bloqués de deux quasi-particules en fonction de leur déformation axiale pour les isotopes de Zr (a) et de Mo(b) pour N pair entre 58 et 68.

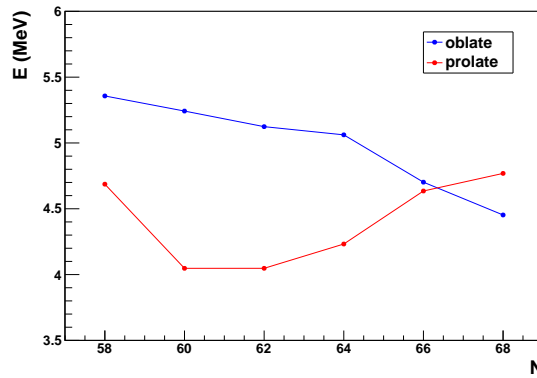


FIGURE 5.12 – Moyenne des énergies d'excitation des états bloqués selon leur forme. La moyenne est effectuée sur l'ensemble des résultats, *i.e.* pour les noyaux pairs de  $^{98-108}\text{Zr}$  et  $^{100-110}\text{Mo}$ .

### Comparaison aux énergies expérimentales et rigidité des puits

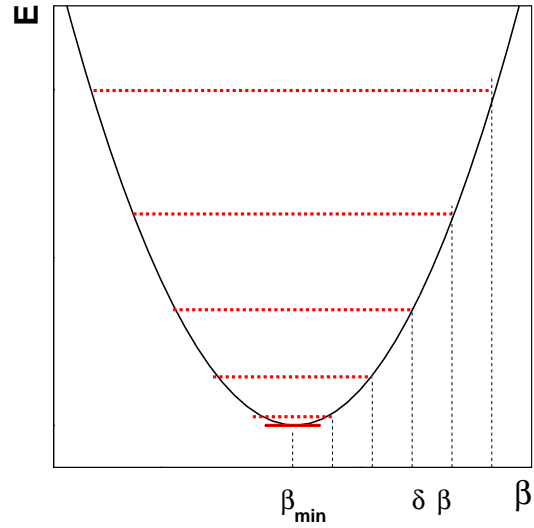
On relève dans les tableaux 5.1 et 5.2 les états expérimentaux en tête de bande dans les noyaux de  $^{100-108}\text{Zr}$  et de  $^{102-108}\text{Mo}$  qui sont supposés être des excitations individuelles (cf. références citées dans les tableaux 5.1 et 5.2), afin de les comparer aux résultats des calculs d'états bloqués. Le spin et la parité assignés à ces états ne sont pour la plupart d'entre eux pas vérifiés expérimentalement.

De manière à étudier la sensibilité de l'énergie d'excitation vis-à-vis de la déformation dans les comparaisons aux énergies expérimentales, on définit des indicateurs de la rigidité des puits de potentiel à l'aide des énergies des états obtenues si on s'écarte du minimum selon  $\beta$  par pas de 0.01 (cf. schéma de la figure 5.13). À chaque état bloqué calculé, on associe ainsi l'énergie minimale (représentée sur les figures 5.14 à 5.17 par des lignes pleines dont la couleur représente la déformation de l'état) accompagnée de ces indicateurs (représentés par des lignes discontinues). Ils permettent une représentation de la courbure du puits de potentiel. Plus le puits de potentiel est creusé et plus les énergies des états à deux quasi-particules sont sensibles à la déformation. On parlera de rigidité du puits.

Il convient de souligner que les seuls paramètres ajustables dont dépendent ces approches



FIGURE 5.13 – Schéma explicatif de la représentation graphique de la courbure de l'énergie potentielle  $E(\beta)$  : à chaque état à deux quasi-particules, dont l'énergie correspond au minimum de l'énergie potentielle  $E(\beta_{\min})$  (représenté en ligne pleine), est associé une série d'états dont les énergies sont  $\{E(\beta_{\min} + i\delta\beta)\}_{i=1..5}$ , représentés en lignes discontinues, avec  $\delta\beta = 0.01$ .



de type HFB sont les paramètres de l'interaction de Gogny qui sont utilisés pour la description de la totalité des noyaux, et non ajustés à une région de masse particulière. D'après des études systématiques de la dispersion en énergie des prédictions par rapport aux états expérimentaux [90, 91], les différences d'énergie d'excitation entre les états prédits et les mesures peuvent atteindre 600 – 800 keV. On gardera cet ordre de grandeur à l'esprit lors de la confrontation des résultats des calculs suivants à l'expérience. On discutera dans la suite quelques cas particuliers pour lesquels des niveaux observés expérimentalement sont interprétés comme des excitations à deux quasi-particules (cf. tableaux 5.1 et 5.2).

### États $6^+$

Un état isomérique a récemment été observé [33] dans le  $^{108}\text{Zr}$  auquel le spin et la parité  $6^+$  ont été attribués. Deux autres états  $6^+$  supposés être également des excitations individuelles sont présents dans les isotopes de Zr en  $N = 60$  et en  $N = 62$  à des énergies similaires, mais de caractère non isomérique [26, 27].

Deux configurations de neutrons produisant des états de basse énergie semblent entrer en compétition pour les états  $6^+$  dans les isotopes de Zr :  $(9/2^+ \otimes 3/2^+)$  et  $(7/2^+ \otimes 5/2^+)$ . L'évolution de ces configurations en fonction de  $N$  est représentée sur la figure 5.14. La configuration  $(9/2^+ \otimes 3/2^+)$  est favorisée pour  $N \leq 64$  puis la configuration  $(7/2^+ \otimes 5/2^+)$  au-delà de  $N = 64$ . Ces deux configurations se croisent ainsi au milieu de la couche neutrons. Les pentes des orbitales de neutrons  $9/2^+$  issue de  $g_{9/2}$  et  $7/2^+$  issue de  $g_{7/2}$  (cf. figure 5.5) expliquent l'évolution rapide de l'énergie des excitations à deux quasi-particules formées à partir de celles-ci. Pour la même raison, les puits correspondant à ces états sont très rigides. Les énergies de ces états sont ainsi très sensibles à la déformation axiale : une variation en  $\beta$  de seulement 0.05 provoque une augmentation de 1 MeV de l'énergie de l'état individuel  $6^+$  dans le  $^{108}\text{Zr}$ . Le puits de potentiel très prononcé associé à ce dernier état dans le  $^{108}\text{Zr}$  permet de supposer que les différents minima (*oblate* et *prolate*) ne se mélangent pas.

Les déformations des états bloqués  $6^+$  dans les noyaux de Zr diminuent lorsque  $N$  augmente, ce qui est cohérent avec la constatation similaire appliquée à l'ensemble des calculs à deux quasi-particules et formulée au paragraphe précédent.

Les excitations  $6^+$  sont bien reproduites dans les noyaux de  $^{100}\text{Zr}$  et de  $^{108}\text{Zr}$  avec une précision de l'ordre de 100 keV. Celle du  $^{102}\text{Zr}$  est plus éloignée de l'énergie expérimentale. Cet état serait alors plus sensible aux couplages aux vibrations, non pris en compte par ces calculs.

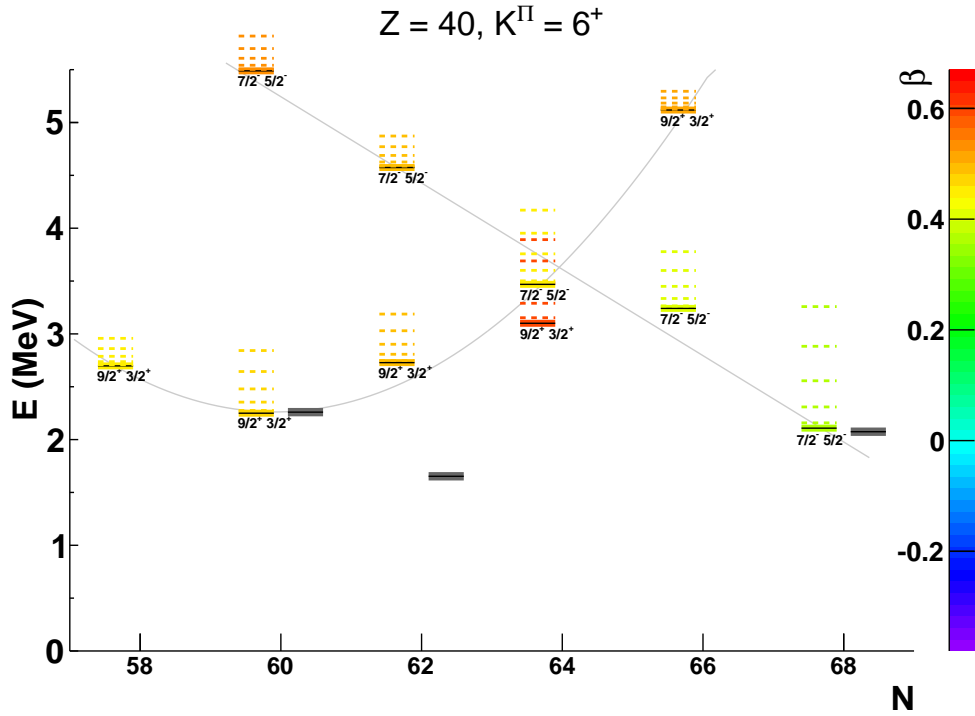


FIGURE 5.14 – Energie de deux configurations bloquées résultant en un état  $K^\Pi = 6^+$  en fonction de  $N$  pour les noyaux de Zr. Les trois états expérimentaux discutés dans le texte (cf. tableau 5.1) sont tracés en gris. Les lignes grises ont pour seule fonction de guider le regard. Plus de détails sont donnés dans le texte.

L'étude des configurations  $6^+$  dans les noyaux de Mo (cf. figure 5.15) fait apparaître le même type de compétition entre les configurations bloquées identiques au cas des isotopes de Zr, et qui se croisent également au niveau du milieu de la couche neutrons. Cependant l'énergie de la configuration favorisée pour les noyaux les plus riches en neutrons ( $7/2^+ \otimes 5/2^+$ ) apparaît trop élevée (au-dessus de 3 MeV) pour donner naissance à un état similaire au  $6^+$  dans son isotone parmi les noyaux de zirconium. Les noyaux de molybdène présentent cependant un état  $6^+$  à  $N = 62$  comme dans les Zr, reproduit par une configuration ( $9/2^+ \otimes 3/2^+$ ) à une énergie supérieure de 0.5 MeV à l'énergie expérimentale.

### État 5-

De nombreux états  $5^-$  sont observés expérimentalement dans les isotopes de Mo à des énergies d'excitation de l'ordre de 2 MeV (cf. tableau 5.2) et interprétés comme des excitations individuelles. Ils sont représentés sur la figure 5.16 et comparés aux états issus des calculs d'excitation à deux quasi-particules.

Deux configurations en compétition émergent à nouveau des calculs, ( $9/2^+ \otimes 1/2^-$ ) et ( $5/2^+ \otimes 5/2^-$ ), dont les minima en fonction de  $N$  permettent de reproduire respectivement les états  $5^-$  du  $^{104}\text{Mo}$  et du  $^{108}\text{Mo}$ , à des précisions de 0.3 MeV et 0.15 MeV respectivement. On remarque que dans ces deux cas, les configurations permettant de reproduire un état expérimental sont associées à des puits très rigides : la largeur en énergie associée à une fluctuation de 0.05 selon  $\beta$  est de 1.2 MeV pour l'état bloqué ( $9/2^+ \otimes 1/2^-$ ) du  $^{104}\text{Mo}$  et 1 MeV pour la configuration ( $5/2^+ \otimes 5/2^-$ ) du  $^{108}\text{Mo}$ . De manière générale, on observe que les états les plus bas en énergie sont associés aux puits les plus rigides.

La situation des états  $5^-$  des isotopes de Zr présente des similitudes avec ceux des Mo (cf.

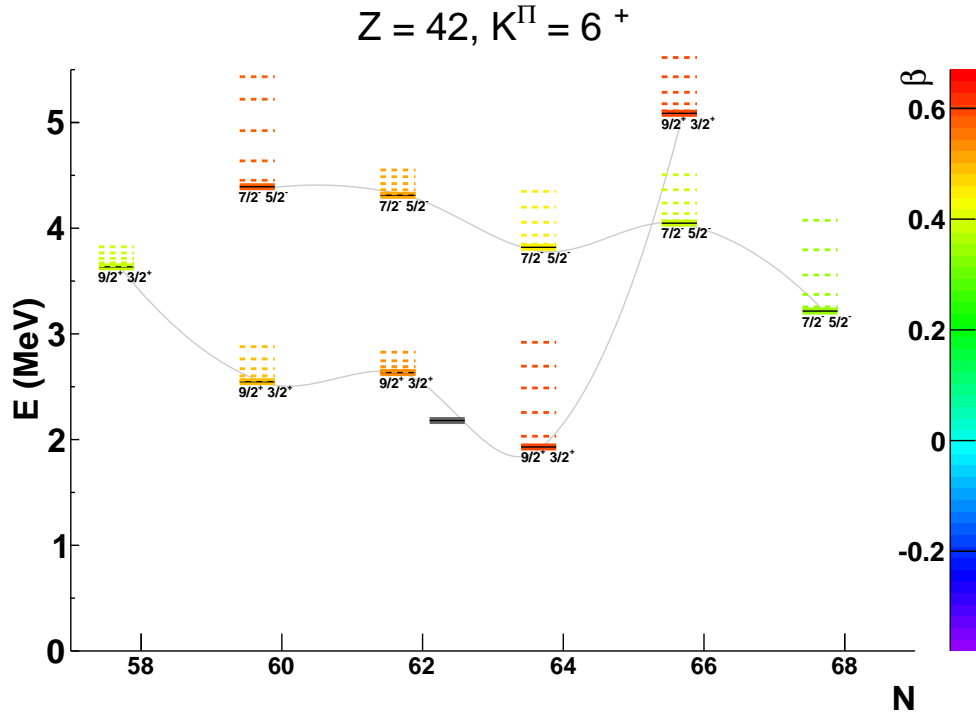
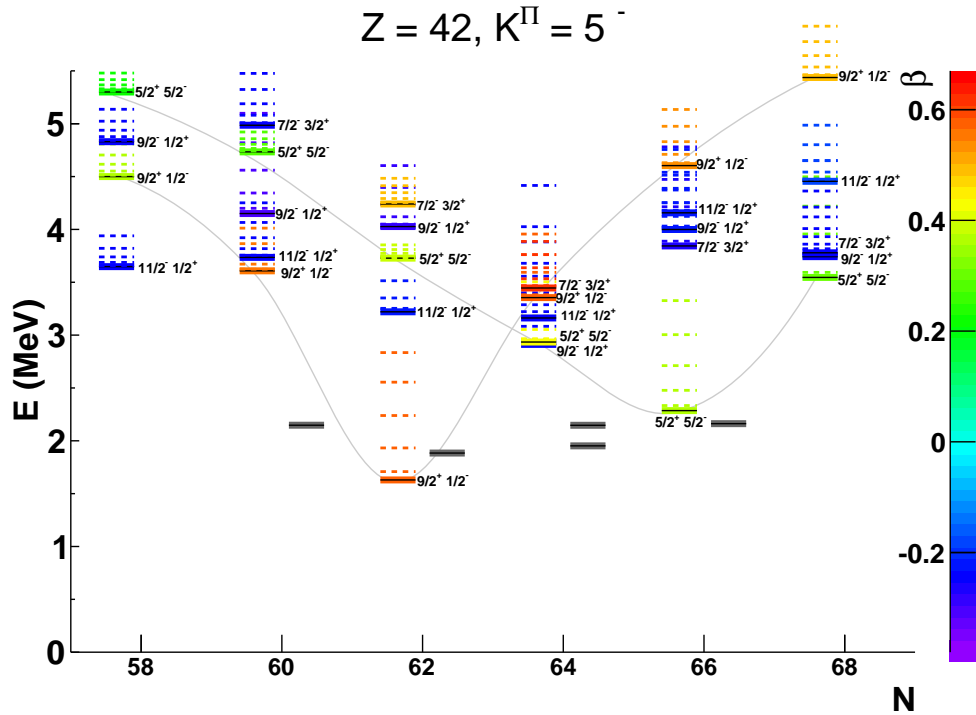


FIGURE 5.15 – Cas des isotopes de Mo (cf. légende de la figure 5.14).


 FIGURE 5.16 – Énergie de toutes les configurations bloquées résultant en un état  $K^{\Pi} = 5^{-}$  en fonction de  $N$  pour les noyaux de Mo. Les états expérimentaux (cf. tableau 5.2) sont tracés en gris. Les lignes grises soulignent l'évolution des deux principales configurations.



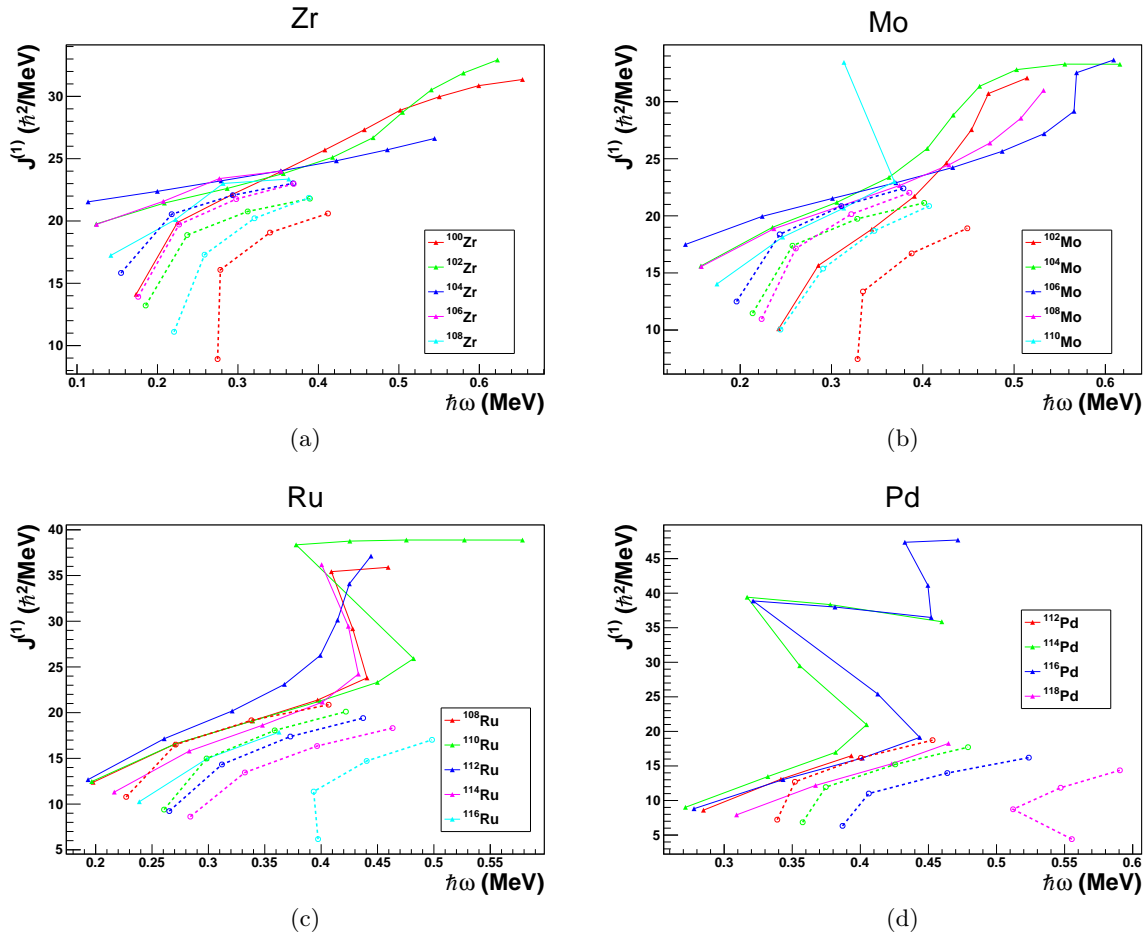


FIGURE 5.18 – Évolution des moments d’inertie cinématiques en fonction de la fréquence de rotation dans les bandes fondamentales de noyaux de Zr, Mo, Ru et Pd. Comparaison entre les moments d’inertie extraits des énergies d’excitation expérimentales (lignes continues) avec les calculs issus de la résolution du hamiltonien 5DCH (lignes discontinues).

Les moments d’inertie issus des calculs avec le hamiltonien 5DCH sont comparés aux valeurs extraites des données expérimentales (cf. figure 5.18). L’extension de la comparaison des moments d’inertie à toute la région d’étude (Zr, Mo, Ru et Pd) permet de confirmer l’hypothèse précédente. Les tendances des moments d’inertie théoriques et expérimentaux sont en accord pour les spins  $I \leq 8^+$ , domaine où aucun effet de *back-bending* ou de *up-bending* n’est observé. Le modèle sous-estime cependant systématiquement les valeurs expérimentales. Les différences entre les valeurs prédites et mesurées semblent atteindre un minimum au niveau du milieu de la couche neutrons  $N = 64$  puis croître avec  $N$  au-delà.

### 5.3.2 Collectivité des états de basse énergie

L’étude des excitations collectives au moyen du hamiltonien 5DCH permet ainsi de reproduire les états collectifs créés par le couplage des rotations et des vibrations quadrupolaires du noyau. Sur la figure 5.19, on compare les énergies d’excitation expérimentales du  $^{106}\text{Mo}$  avec celles des états théoriques (jusqu’au spin  $8^+$ ) pour illustrer la capacité du modèle à reproduire les excitations collectives. Le modèle permet d’identifier la structure de quatre bandes : la bande *yrast*, deux bandes interprétées comme des bande vibrationnelles  $\gamma$  et  $\gamma\gamma$  ainsi qu’une dernière

bande interprétée comme une bande vibrationnelle  $\beta$ . Les énergies d'excitation semblent être surestimées par rapport aux valeurs expérimentales, cette tendance augmentant avec l'énergie d'excitation. Cependant les différences observées en énergie d'excitation entre le modèle et les mesures n'excèdent pas 800 keV.

On se concentre pour la suite de la discussion sur les trois premiers états excités de la bande fondamentale, domaine d'excitation auquel notre expérience de temps de vie est limitée. On s'intéressera aux prédictions des formes de ces états excités, puis à la comparaison avec la mesure des énergies d'excitation et des probabilités de transition réduites.

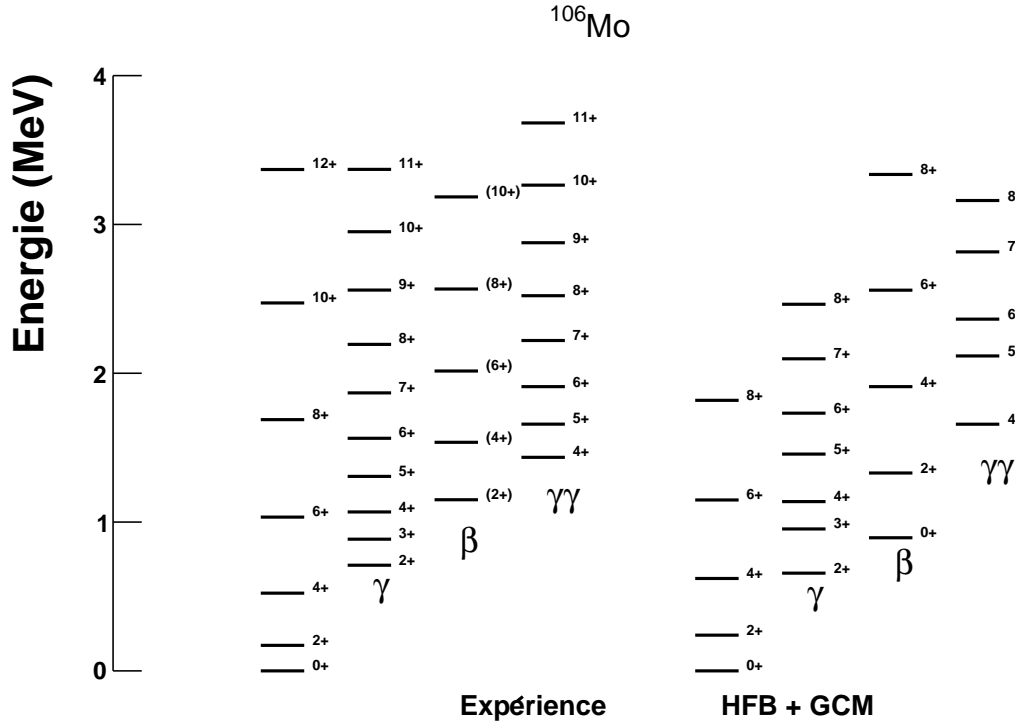


FIGURE 5.19 – Comparaison des niveaux excités expérimentaux [16] et issus de la résolution du hamiltonien collectif 5DCH pour le  $^{106}\text{Mo}$ .

### Énergies des premiers états excités de la bande *yrast*

Les énergies d'excitation des états  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  issues des calculs avec le hamiltonien 5DCH sont représentées sur la figure 5.20 et comparées avec les mesures déjà disponibles. Pour chaque chaîne isotopique (Zr, Mo, Ru, Pd), les calculs 5DCH prédisent une chute continue de l'énergie d'excitation des états  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  entre  $N = 50$  et  $N = 60$ , puis une diminution moins rapide entre  $N = 60$  et  $N = 64$ , et enfin une légère augmentation entre  $N = 64$  et  $N = 70$ . Les variations de l'énergie d'excitation sont très semblables d'un isotone à l'autre.

Les tendances des évolutions de l'énergie des états  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  en fonction du nombre de neutrons sont en accord avec les mesures. De manière générale, les variations des énergies calculées avec le hamiltonien 5DCH en fonction de  $N$  sont moins rapides que dans les mesures. Cette différence est particulièrement visible dans les isotopes de Zr où la diminution de l'énergie du  $2_1^+$  de 1 MeV, selon les données expérimentales, n'est que de 0.3 MeV selon les calculs. On remarque aussi la particularité des noyaux de  $^{96,98}\text{Zr}$  pour lesquels les calculs sous-estiment significativement les énergies mesurées, alors que le modèle a tendance à surestimer l'énergie d'excitation d'après les comparaisons dans les noyaux de Mo, Ru et Pd.

Enfin, pour les noyaux de nombre de neutrons  $N \geq 60$  que nous avons étudiés (les noyaux paires-paires  $^{100-102}\text{Zr}$ ,  $^{102-108}\text{Mo}$ ,  $^{108-112}\text{Ru}$  et  $^{112-116}\text{Pd}$ ), le modèle reproduit bien les énergies d'excitation des trois premiers états excités avec une précision de l'ordre de 100 keV pour le  $2_1^+$ .

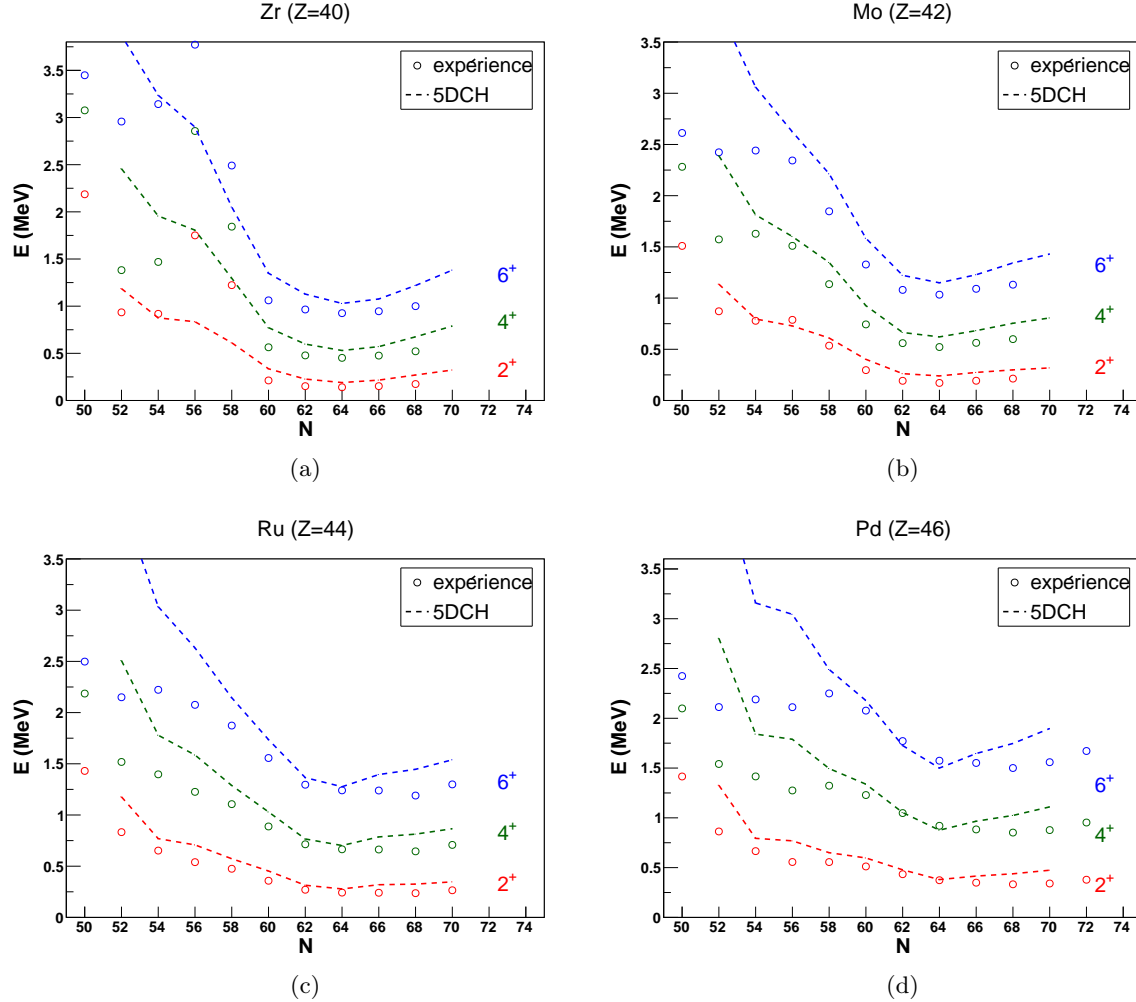


FIGURE 5.20 – Énergie d'excitation des premiers états excités de la bande fondamentale dans les noyaux paires-paires de Zr, Mo, Ru et Pd : comparaison des prédictions du hamiltonien collectif 5DCH avec les valeurs expérimentales.

### Déformation des premiers états excités de la bande *yrast*

Les déformations moyennes (axiales et triaxiales) prédites par les calculs 5DCH pour l'état fondamental et les états  $2_1^+$ ,  $4_1^+$  et  $6_1^+$  sont présentées sur la figure 5.21.

De manière générale et quelle que soit la valeur de  $Z$ , la déformation prédite est maximale pour  $N = 64$ , c'est-à-dire en milieu de couches neutrons. La valeur maximale de cette déformation diminue continûment avec le nombre de protons, de  $\beta = 0.39$  dans le  $^{100}\text{Zr}$  jusqu'à  $\beta = 0.27$  dans le  $^{110}\text{Pd}$ . Les changements de forme avec l'augmentation du nombre de neutrons sont de moins en moins marqués quand le nombre de protons augmente, tandis que la mollesse vis-à-vis de la déformation triaxiale augmente.

Dans les isotopes de Mo, la déformation est légèrement moins prononcée mais évolue aussi de manière croissante avec le nombre de neutrons. La déformation est maximale pour le  $^{106}\text{Mo}$

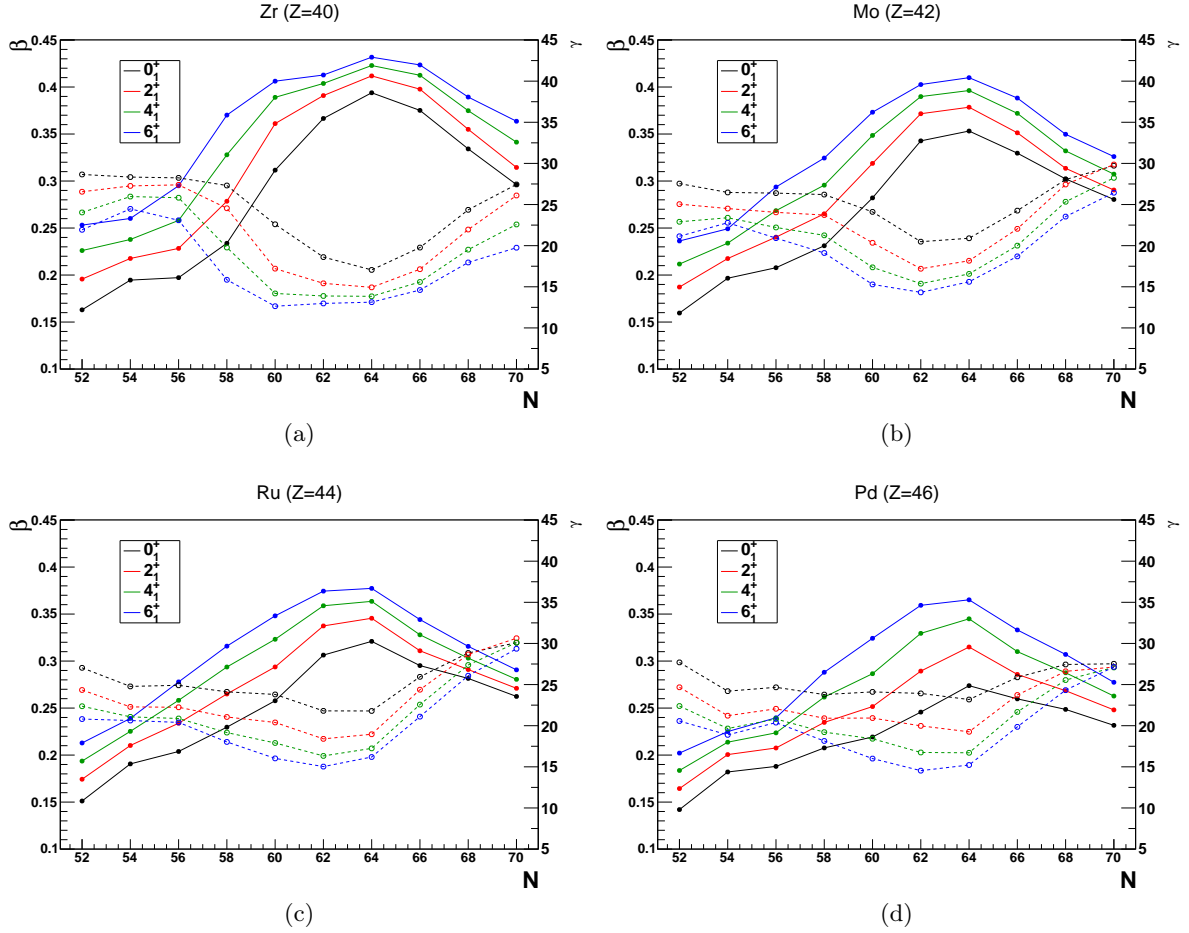


FIGURE 5.21 – Évolution des déformations moyennes des isotopes de Zr, Mo, Ru et Pd prédites par le hamiltonien collectif 5DCH. Les traits pleins représentent la déformation axiale  $\beta$ , les traits discontinus l'asymétrie  $\gamma$ .

(soit  $N = 64$  comme pour le zirconium) avec  $\beta = 0.35$ .

Le comportement des isotopes de Ru montre une transition de forme sphérique à déformée moins sensible et des déformations moindres que pour le zirconium et le molybdène, puisque la déformation moyenne augmente de  $\beta \approx 0.20$  dans le  $^{104}\text{Ru}$  jusqu'à son maximum en  $\beta \approx 0.32$  dans le  $^{108}\text{Ru}$ . Cependant la triaxialité de ces noyaux semble plus importante. La valeur de l'angle  $\gamma$  augmente entre le  $^{106}\text{Ru}$  où  $\gamma = 22^\circ$  et le  $^{114}\text{Ru}$  où  $\gamma$  atteint la valeur maximale de  $30^\circ$ .

Le maximum de la déformation triaxiale est prédit pour le  $^{114}\text{Ru}$  en accord avec les données expérimentales de Hamilton *et al.* [92] qui le situent dans le noyau de  $^{112}\text{Ru}$  mais relativement éloigné des prédictions de Möller *et al.* [14] qui le plaçait au niveau du  $^{108}\text{Ru}$ .

Enfin les isotopes de palladium possèdent une déformation encore moins marquée que les noyaux précédemment examinés, avec un maximum dans le  $^{110}\text{Pd}$  avec  $\beta = 0.27$ . La triaxialité de ces noyaux est très prononcée, avec des déformations moyennes triaxiales entre  $25^\circ$  et  $30^\circ$ .

### Probabilités de transition réduites des premiers états excités de la bande *yrast*

Comme la déformation, la collectivité atteint systématiquement son maximum en  $N = 64$  pour les trois premiers états excités des isotopes de Zr, Mo, Ru et Pd selon les calculs 5DCH (cf.



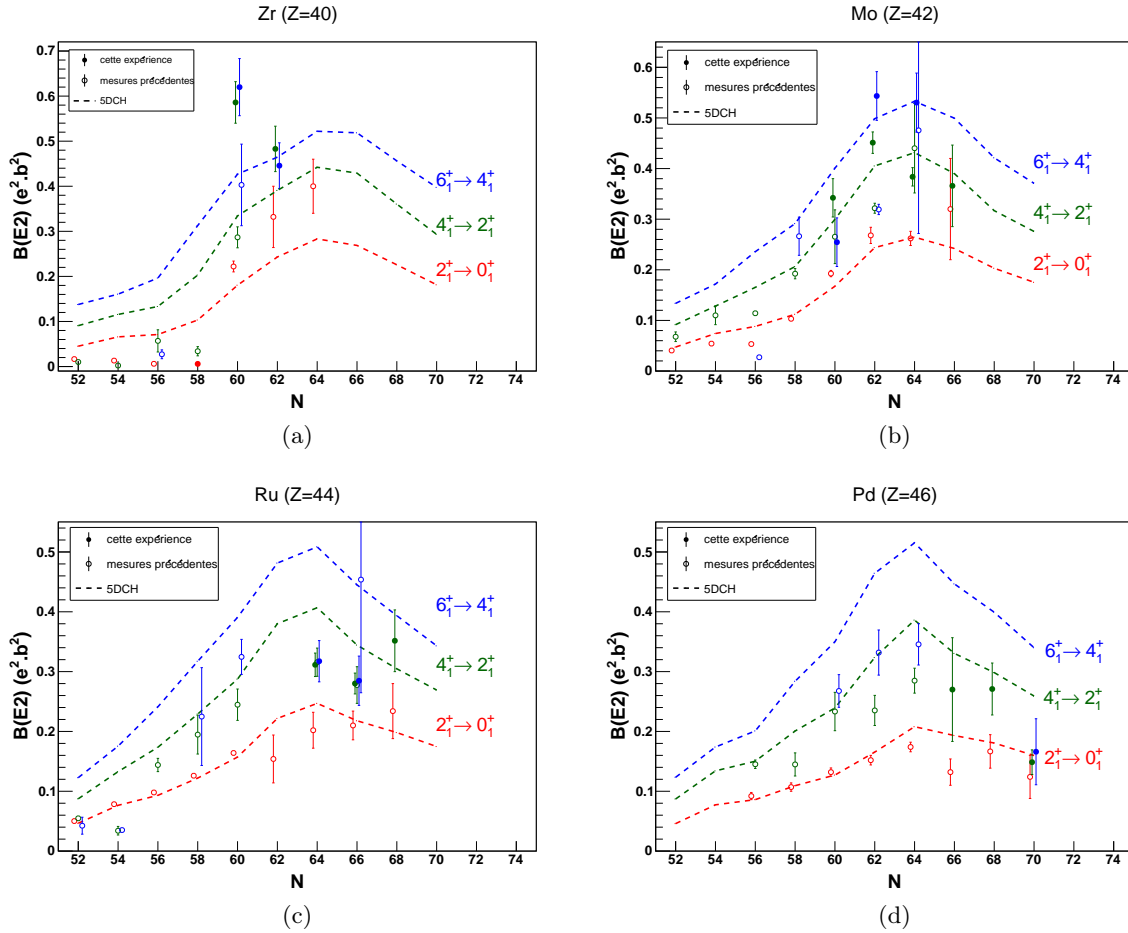


FIGURE 5.22 – Probabilités de transition des premiers états excités de la bande fondamentale dans les noyaux pairs-pairs de Zr, Mo, Ru et Pd : comparaison des prédictions du hamiltonien collectif 5DCH avec les valeurs expérimentales. Les  $B(E2)$  issus de nos mesures de temps de vie (cf. tableau 4.4) sont symbolisés par les cercles pleins. Les erreurs statistiques sur les mesures de temps de vie sont propagées aux valeurs de  $B(E2)$  selon la prescription de la référence [93].

figure 5.22). La collectivité évolue très peu d'un isotone à l'autre entre  $Z = 40$  et  $Z = 46$ . On peut distinguer en moyenne une légère diminution avec  $Z$ , le noyau de  $^{104}\text{Zr}$  serait ainsi le plus collectif selon les calculs.

Les mesures de la collectivité dans les isotopes de zirconium sont caractérisées par une brusque augmentation entre  $N = 58$  et  $N = 60$ . L'amplitude de celle-ci est particulièrement importante pour la transition  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  : d'après notre mesure du temps de vie de l'état  $2_1^+$  dans le  $^{98}\text{Zr}$ , le  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  augmenterait d'un facteur 100 en ajoutant deux neutrons. Le modèle 5DCH ne reproduit pas une telle augmentation, mais seulement la tendance. Nos mesures des temps de vie des  $4_1^+$  et  $6_1^+$  du  $^{100}\text{Zr}$  s'écartent de la tendance décrite par le modèle par des valeurs élevées, en désaccord avec les précédentes mesures (cf. paragraphe 4.7).

Le modèle 5DCH et les mesures effectuées dans les isotopes de molybdène sont en bon accord. On note toutefois le cas du  $^{104}\text{Mo}$ , analogue au  $^{100}\text{Zr}$ , où les mesures présentes sont en contradiction avec les mesures précédentes (cf. paragraphe 4.7). De la même manière, les évolutions des  $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  décrites par nos mesures associées aux précédentes dans les noyaux de Ru et de Pd s'accordent avec le modèle.

Enfin, les  $B(E2, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$  prédits par les calculs 5DCH semblent surestimer les mesures pour les noyaux de ruthénium et de palladium. En particulier, celles issues de notre expérience fournissent des valeurs très proches de celles des transitions  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ . On rappelle cependant que ces mesures sont sujettes à l'incertitude sur l'alimentation évoquée au chapitre 4. L'étude des erreurs systématiques (cf. tableau 4.4) montre que les transitions  $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$  sont encore plus sensibles que les transitions  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  à cette incertitude, qui tendrait à augmenter les valeurs de  $B(E2)$ .

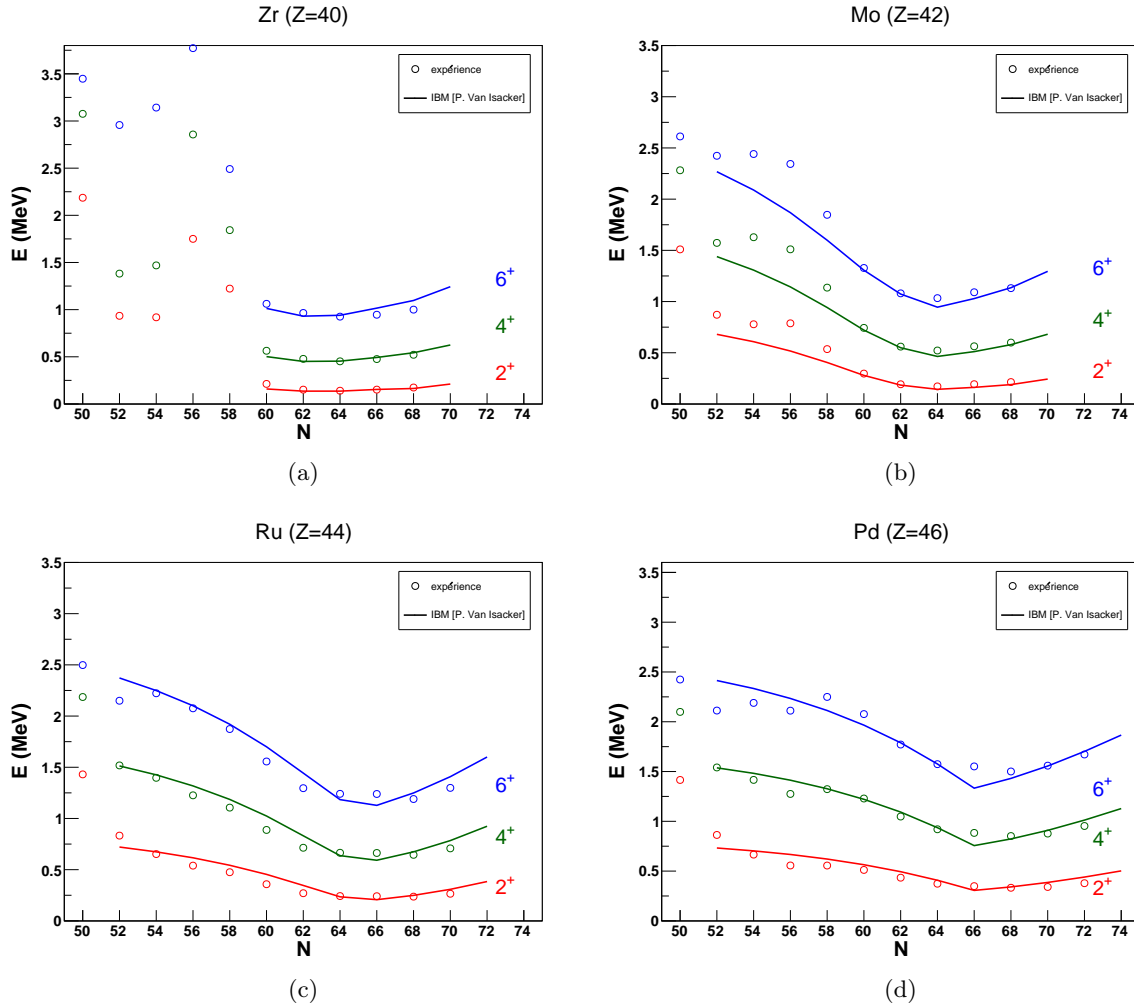


FIGURE 5.23 – Énergie d'excitation des premiers états excités de la bande fondamentale dans les noyaux pairs-pairs de Zr, Mo, Ru et Pd : comparaison des prédictions du modèle IBM [94] avec les valeurs expérimentales.

Afin de tester les prédictions de différents modèles et de les confronter, on présente également le début d'un travail d'interprétation à l'aide du modèle IBM (*Interacting Boson Model*). Il s'agit d'un modèle algébrique, dans lequel la collectivité du noyau est décrite par des bosons  $s$  et  $d$ . Une précédente étude à l'aide de ce modèle a déjà été menée [95]. Les calculs présentés ici sont effectués avec un hamiltonien incluant un terme cubique, responsable des propriétés

de triaxialité. Des détails sur les spécificités de ces calculs, et en particulier sur la manière de calculer le nombre effectif de bosons, sont donnés dans la référence [57].

Les énergies des états excités calculés par le modèle IBM sont présentés sur la figure 5.23. Les noyaux de Zr dont le nombre de neutrons est inférieur à 60 ne sont pas inclus dans l'ajustement des paramètres du hamiltonien, car les effets de couche très prononcés qui se manifestent dans les noyaux  $^{90-98}\text{Zr}$  ne peuvent pas être pris en compte par ce modèle. Les énergies d'excitation mesurées dans ces noyaux, et incluses dans l'ajustement, sont bien reproduites par le modèle IBM. Seuls les noyaux de Mo de nombre de neutrons inférieur à 60 s'écartent de la description du modèle. Ils sont en effet encore sensibles à la fermeture de sous-couche neutrons en  $N = 56$ .

Enfin, les probabilités de transition réduites issues des calculs IBM sont comparées aux  $B(E2)$  expérimentaux sur la figure 5.24. Les  $B(E2)$  théoriques des transitions  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  et  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  sont très semblables aux prédictions issues des calculs 5DCH, et on peut faire les mêmes remarques que précédemment pour la comparaison avec les données expérimentales. La différence avec les calculs microscopiques au-delà du champ moyen concernent les  $B(E2, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ , dont les valeurs sont très semblables aux  $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ . La même tendance a déjà été remarquée dans nos données expérimentales. Il faut cependant l'interpréter avec précaution, eu égard aux incertitudes systématiques sur le temps de vie des états  $6_1^+$ .

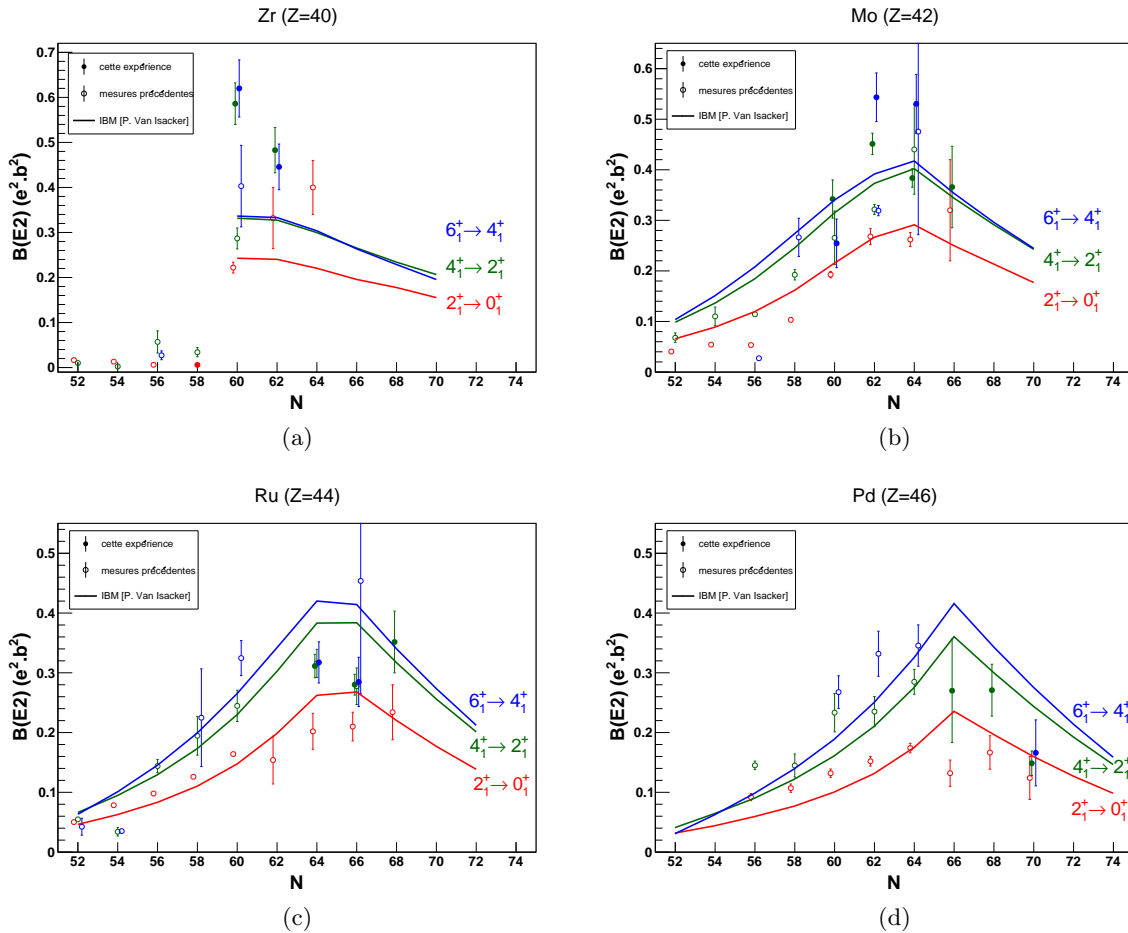


FIGURE 5.24 – Probabilités de transition des premiers états excités de la bande fondamentale dans les noyaux pairs-pairs de Zr, Mo, Ru et Pd : comparaison des prédictions du modèle IBM [94] avec les valeurs expérimentales. Les  $B(E2)$  issus de nos mesures de temps de vie (cf. tableau 4.4) sont symbolisés par les cercles pleins.

## 5.4 Conclusion des diverses analyses théoriques

La variété des méthodes basées sur la théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov a permis d'étudier diverses propriétés individuelles et collectives des noyaux de la région de masse  $A = 100 - 110$ . Les calculs HFB complétés par la méthode de la coordonnée génératrice avec un hamiltonien collectif en 5 dimensions sont les plus adaptés à la description des excitations collectives de basse énergie en couplant les vibrations et les rotations. Ceux-ci sont effectués dans l'approximation adiabatique, qui semble valable jusqu'au spin  $8^+$  dans les noyaux étudiés. La description des plus hauts spins nécessite l'emploi de méthodes comme celle du champ moyen tournant qui permet d'analyser l'évolution de l'appariement avec le moment angulaire. Les excitations individuelles, à l'aide de calculs d'états bloqués à deux quasi-particules, ont démontré aussi l'importance des degrés de liberté individuels. L'étude systématique de ces états individuels a montré que leur énergie semble en général surestimée, et donc que le couplage des états individuels aux vibrations est important.

Enfin, les résultats de notre mesure de temps de vie comparés aux prédictions du hamiltonien 5DCH décrivent une tendance d'un maximum de collectivité à  $N = 64$ . Les calculs IBM indiquent également la même tendance. Cependant les incertitudes systématiques liées à l'alimentation non observée constituent une limite pour l'interprétation de ces résultats.



# Conclusion

La structure des noyaux riches en neutrons de masse  $A = 100 - 110$  a été étudiée grâce à la mesure de la collectivité quadripolaire dans des états de spin intermédiaire complétée par des calculs théoriques réalisés à l'aide de méthodes de champ moyen et au-delà.

L'expérience menée au GANIL en 2011 constitue la première mesure de temps de vie d'états excités par la méthode RDDS (*Recoil Distance Doppler Shift*) pour des fragments de fission identifiés événement par événement en masse  $A$  et en nombre de protons  $Z$ . Grâce au spectromètre magnétique de grande acceptation VAMOS, les produits de fission ont pu être séparés et identifiés jusqu'à  $A = 150$  et  $Z = 54$ . Les procédures successives d'étalonnage des différents détecteurs du plan focal de VAMOS, et en particulier celles associées à la mesure du temps de vol et de l'énergie mesurée dans les détecteurs silicium, ont été décisives pour atteindre une résolution en masse de  $\Delta A/A \approx 0.05$ . La combinaison de l'utilisation de VAMOS et de la réaction de fusion-fission à une énergie d'excitation de l'ordre de 45 MeV en cinématique inverse permet ainsi d'accéder à un grand nombre de noyaux très riches en neutrons ( $\langle N/Z \rangle \approx 1.5$ ) ainsi qu'à des états de spin relativement élevé (en moyenne jusqu'au  $10^+$ ).

Le dispositif expérimental a été complété par le multi-détecteur germanium EXOGAM mesurant le rayonnement  $\gamma$  émis lors de la désexcitation des fragments de fission ainsi que par le dispositif du plunger de Cologne utilisé pour la mesure de temps de vie par la méthode RDDS. Les spectres  $\gamma$  en coïncidence avec une sélection en  $A$  et  $Z$  provenant des données mesurées par VAMOS sont analysés selon la méthode DDCM (*Differential Decay Curve Method*) afin d'extraire les temps de vie d'états excités. La grande acceptation du spectromètre et la cinématique de la réaction rendent les distributions de vitesse des noyaux plus larges qu'elles ne le sont usuellement dans les expériences RDDS. Une attention particulière a donc été apportée à l'application de cette méthode dans les conditions de notre expérience et à la détermination de la vitesse moyenne des ions entre la cible et le dégradeur. On a montré qu'un critère particulier pour le choix de la région de sensibilité permet de limiter l'erreur induite par la largeur de la distribution de vitesse des noyaux.

Les temps de vie de 21 états excités de spin  $2^+$ ,  $4^+$  et  $6^+$  ont ainsi été mesurés dans les noyaux paires-paires de  $^{98-102}\text{Zr}$ ,  $^{102-108}\text{Mo}$ ,  $^{108-112}\text{Ru}$  et  $^{112-116}\text{Pd}$ , parmi lesquels 10 sont mesurés pour la première fois dans les noyaux les plus riches en neutrons. L'incertitude statistique associée à nos mesures est réduite en comparaison avec les résultats obtenus par de précédentes expériences. Une erreur systématique a également été estimée en évaluant l'influence de l'alimentation non observée sur le temps de vie de chaque état. Ces mesures de temps de vie permettent ainsi d'étendre les valeurs connues de  $B(E2)$  à des états de plus haut spin et à des noyaux plus riches en neutrons. D'après notre expérience, l'évolution de la collectivité dans les états  $4^+$  et  $6^+$  semble développer un maximum en  $N = 64$ , à l'exception des isotopes de Zr pour lesquels de grandes valeurs de  $B(E2)$  en  $N = 60$  s'écartent de la tendance.

Cette expérience a démontré le succès de la technique expérimentale employée pour la première fois, qui consiste à appliquer la méthode RDDS à des noyaux identifiés événement par événement en  $A$  et  $Z$ . Cependant la limite de cette expérience réside dans l'insuffisance statistique qui rend impossible l'analyse des temps de vie en coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$ , seule manière de s'af-

franchir complètement des incertitudes associées à l'alimentation non observée. Une expérience avec un dispositif expérimental similaire à celle présentée dans ce manuscrit nécessiterait une efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  accrue afin de rassembler suffisamment de statistique en coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  pour extraire des temps de vie sans ambiguïté. Les nouvelles générations de détecteurs germanium comme AGATA offrent cette possibilité et ouvrent la voie à de nouvelles expériences qui permettraient de progresser dans l'étude de la collectivité quadripolaire de cette région.

D'autres techniques expérimentales complémentaires de celle exposée ici peuvent aussi être employées afin d'approfondir la connaissance expérimentale de ces noyaux. La méthode de mesure de temps de vie par *fast-timing* est par exemple sensible à des temps de vie plus longs que la méthode RDDS. Elle a été mise en œuvre récemment dans cette région de masse par des expériences sur des produits de fission induite par neutrons thermiques à l'ILL (campagne EXILL/FATIMA). Enfin les expériences d'excitation coulombienne, maintenant possibles à Argonne grâce aux faisceaux de Caribu (*Californium Rare Isotope Breeder Upgrade*), offriront de nouvelles perspectives sur l'évolution des formes dans la région de masse  $A = 100 - 110$ . Une première expérience d'excitation coulombienne du  $^{100}\text{Zr}$  est d'ores et déjà prévue pour tester le scénario de coexistence de formes dans ce noyau.

L'étude expérimentale des noyaux de la région de masse  $A = 100 - 110$  a été complétée par des analyses de calculs théoriques fondés sur des approches de type HFB. Différentes méthodes ont été mises en œuvre afin d'explorer les degrés de liberté individuels et collectifs. Les calculs de champ moyen ont montré la mollesse vis-à-vis de la déformation triaxiale qui caractérise ces noyaux transitionnels. La compétition entre les différentes formes est révélée par la présence de plusieurs minima d'énergie proche dans les surfaces d'énergie potentielle. Le hamiltonien collectif 5DCH, qui prend en compte les corrélations issues des oscillations collectives, apparaît ainsi la méthode la plus complète pour la description des états collectifs de basse énergie que l'on a étudiés expérimentalement. Le maximum de collectivité en  $N = 64$  est prédit par le hamiltonien collectif 5DCH, en accord avec les tendances observées dans les mesures.

Des calculs d'excitation à deux quasi-particules ont également été effectués afin de reproduire les états excités individuels de basse énergie. Cette méthode a permis d'identifier quelques configurations compatibles avec des états expérimentaux situés en tête de bande qu'on peut alors interpréter comme des états purement individuels. Cependant les énergies des états à deux quasi-particules sont de manière générale surestimées par ces calculs, ce qui laisse présager d'importants couplages entre les excitations individuelles et les vibrations.

Une description encore plus précise de ces noyaux à la structure particulièrement complexe nécessiterait ainsi un modèle capable de prendre en compte les degrés de liberté collectifs et individuels ainsi que leur couplage.

# Bibliographie

- [1] A. Bohr et B. R. Mottelson. *Collective and individual-particle aspects of nuclear structure*. Dan. Mat. Fys. Medd., vol. 27, p. 1–173, 1953.  
*Cité à la page 1.*
- [2] D. L. Hill et J. A. Wheeler. *Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena*. Physical Review, vol. 89, p. 1102–1145, 1953.  
*Cité à la page 4.*
- [3] [http://www-phynu.cea.fr/science\\_en\\_ligne/carte\\_potentiels\\_microscopiques/carte\\_potentiel\\_nucleaire.htm](http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/carte_potentiel_nucleaire.htm).  
*Cité aux pages 4, 5, et 73.*
- [4] R. F. Casten. *Nuclear structure from a simple perspective*. Oxford University Press, 1990.  
*Cité à la page 5.*
- [5] Y.-X. Liu *et al.* *A systematical study of neutron-rich Zr isotopes by the projected shell model*. Nuclear Physics A, vol. 858, p. 11–31, 2011.  
*Cité à la page 8.*
- [6] J. Xiang, Z. Li, Z. Li, J. Yao et J. Meng. *Covariant description of shape evolution and shape coexistence in neutron-rich nuclei at  $N \approx 60$* . Nuclear Physics A, vol. 873, p. 1–16, 2012.  
*Cité à la page 8.*
- [7] P. Federman et S. Pittel. *Unified shell-model description of nuclear deformation*. Physical Review C, vol. 20, p. 820–829, 1979.  
*Cité à la page 8.*
- [8] A. Kumar et M. R. Gunye. *Nuclear structure of Sr, Zr, and Mo isotopes*. Physical Review C, vol. 32, p. 2116–2121, 1985.  
*Cité à la page 8.*
- [9] G. Lhersonneau *et al.* *Evolution of deformation in the neutron-rich Zr region from excited intruder state to the ground state*. Physical Review C, vol. 49, p. 1379–1390, 1994.  
*Cité à la page 8.*
- [10] P. Bonche, H. Flocard, P. Heenen, S. Krieger et M. Weiss. *Self-consistent study of triaxial deformations : Application to the isotopes of Kr, Sr, Zr and Mo*. Nuclear Physics A, vol. 443, p. 39–63, 1985.  
*Cité à la page 8.*
- [11] W. Urban *et al.* *First observation of the  $\nu_{9/2} [404]$  orbital in the  $A \sim 100$  mass region*. European Physics Journal A, vol. 16, p. 11, 2003.  
*Cité aux pages 8 et 9.*
- [12] S. Verma, P. A. Dar et R. Devi. *Projected shell model study of neutron-rich deformed isotopes of Sr and Zr*. Physical Review C, vol. 77, p. 024308, 2008.  
*Cité à la page 8.*



- [13] P. Möller, J. Nix, W. Myers et W. Swiatecki. *Nuclear Ground-State Masses and Deformations*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 59, p. 185–381, 1995.  
*Cité à la page 9.*
- [14] P. Möller, R. Bengtsson, B. G. Carlsson, P. Olivius et T. Ichikawa. *Global calculations of ground-state axial shape asymmetry of nuclei*. Physical Review Letters, vol. 97, p. 162502, 2006.  
*Cité aux pages 9 et 101.*
- [15] J. Skalski, S. Mizutori et W. Nazarewicz. *Equilibrium shapes and high-spin properties of the neutron-rich  $A \sim 100$  nuclei*. Nuclear Physics A, vol. 617, p. 282–315, 1997.  
*Cité à la page 9.*
- [16] F. R. Xu, P. M. Walker et R. Wyss. *Oblate stability of  $A \sim 110$  nuclei near the r-process path*. Physical Review C, vol. 65, p. 021303, 2002.  
*Cité aux pages 9 et 99.*
- [17] S. Johansson. *Gamma de-excitation of fission fragments : (II). Delayed radiation*. Nuclear Physics, vol. 64, p. 147–160, 1965.  
*Cité à la page 9.*
- [18] E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson et J. B. Wilhelmy. *Experimental information concerning deformation of neutron rich nuclei in the  $A \sim 100$  region*. Physical Review Letters, vol. 25, p. 38–43, 1970.  
*Cité aux pages 9 et 13.*
- [19] E. Cheifetz, J. B. Wilhelmy, R. C. Jared et S. G. Thompson. *Determination of the Charge and Mass Distribution in the Fission of  $^{252}\text{Cf}$* . Physical Review C, vol. 4, p. 1913–1926, 1971.  
*Cité à la page 9.*
- [20] G. Mamane, E. Cheifetz, E. Dafni, A. Zemel et J. Wilhelmy. *Lifetime measurements of excited levels in prompt fission products of  $^{252}\text{Cf}$* . Nuclear Physics A, vol. 454, p. 213–225, 1986.  
*Cité aux pages 9, 13, et 72.*
- [21] J. H. Hamilton *et al.* *Effects of reinforcing shell gaps in the competition between spherical and highly deformed shapes*. Journal of Physics G : Nuclear Physics, vol. 10, p. L87, 1984.  
*Cité à la page 9.*
- [22] K. Heyde et J. L. Wood. *Shape coexistence in atomic nuclei*. Rev. Mod. Phys., vol. 83, p. 1467–1521, 2011.  
*Cité à la page 9.*
- [23] H. Mach *et al.* *Deformation and shape coexistence of  $0^+$  states in  $^{98}\text{Sr}$  and  $^{100}\text{Zr}$* . Physics Letters B, vol. 230, p. 21–26, 1989.  
*Cité à la page 9.*
- [24] C. Y. Wu *et al.* *Multifaceted yrast structure and the onset of deformation in  $^{96,97}\text{Sr}$  and  $^{98,99}\text{Zr}$* . Physical Review C, vol. 70, p. 064312, 2004.  
*Cité à la page 9.*
- [25] G. S. Simpson *et al.* *High-spin  $\mu\text{s}$  isomer in  $^{98}\text{Zr}$* . Physical Review C, vol. 74, p. 064308, 2006.  
*Cité à la page 9.*
- [26] J. K. Hwang *et al.* *Identification of high spin states in  $^{100}\text{Zr}$* . Physical Review C, vol. 74, p. 017303, 2006.  
*Cité aux pages 10, 92, et 94.*

- 
- [27] K. Li *et al.* *Identification of new collective bands in neutron-rich  $^{102}\text{Zr}$* . Physical Review C, vol. 78, p. 044317, 2008.  
Cité aux pages 10, 92, et 94.
- [28] E. Y. Yeoh *et al.* *Identification of a quasiparticle band in very neutron-rich  $^{104}\text{Zr}$* . Physical Review C, vol. 82, p. 027302, 2010.  
Cité aux pages 10 et 92.
- [29] J. K. Hwang *et al.* *Half-life measurements of several states in  $^{95,97}\text{Sr}$ ,  $^{97,100,104}\text{Zr}$ ,  $^{106}\text{Mo}$ , and  $^{148}\text{Ce}$* . Physical Review C, vol. 73, p. 044316, 2006.  
Cité aux pages 10 et 92.
- [30] T. Sumikama *et al.* *Structural Evolution in the Neutron-Rich Nuclei  $^{106}\text{Zr}$  and  $^{108}\text{Zr}$* . Phys. Rev. Lett., vol. 106, p. 202501, 2011.  
Cité à la page 10.
- [31] H. Watanabe *et al.* *Development of axial asymmetry in the neutron-rich nucleus  $^{110}\text{Mo}$* . Physics Letters B, vol. 704, p. 270–275, 2011.  
Cité à la page 10.
- [32] H. Watanabe. *Evidence for an oblate-shape isomer in neutron-rich  $^{109}\text{Nb}$* . Journal of Physics : Conference Series, vol. 381, p. 012083, 2012.  
Cité à la page 10.
- [33] D. Kameda *et al.* *Observation of new microsecond isomers among fission products from in-flight fission of  $345\text{ MeV/nucleon }^{238}\text{U}$* . Physical Review C, vol. 86, p. 054319, 2012.  
Cité aux pages 10, 92, et 94.
- [34] A. G. Smith *et al.* *Spin-Dependent Triaxial Deformation in Neutron-Rich Mo Isotopes*. Physical Review Letters, vol. 77, p. 1711–1714, 1996.  
Cité à la page 10.
- [35] A. Guessous *et al.* *Harmonic Two-Phonon  $\gamma$ -Vibrational State in Neutron-Rich  $^{106}\text{Mo}$* . Phys. Rev. Lett., vol. 75, p. 2280–2283, 1995.  
Cité à la page 10.
- [36] A. Guessous *et al.* *Prompt  $\gamma$ -ray spectroscopy of the  $^{104}\text{Mo}$  and  $^{108}\text{Mo}$  fission fragments*. Physical Review C, vol. 53, p. 1191–1196, 1996.  
Cité à la page 10.
- [37] H. Hua *et al.* *Triaxiality and the aligned  $h_{11/2}$  neutron orbitals in neutron-rich Zr and Mo isotopes*. Physical Review C, vol. 69, p. 014317, 2004.  
Cité à la page 10.
- [38] C. Hutter *et al.*  *$B(E2)$  values and the search for the critical point symmetry  $X(5)$  in  $^{104}\text{Mo}$  and  $^{106}\text{Mo}$* . Physical Review C, vol. 67, p. 054315, 2003.  
Cité aux pages 10 et 72.
- [39] J. Äystö *et al.* *Collective structure of the neutron-rich nuclei,  $^{110}\text{Ru}$  and  $^{112}\text{Ru}$* . Nuclear Physics A, vol. 515, p. 365–380, 1990.  
Cité à la page 10.
- [40] J. Shannon *et al.* *The role of triaxiality in the ground states of even-even neutron-rich Ru isotopes*. Physics Letters B, vol. 336, p. 136–140, 1994.  
Cité à la page 10.
- [41] Q. H. Lu *et al.* *Structure of  $^{108,110,112}\text{Ru}$  : Identical bands in  $^{108,110}\text{Ru}$* . Physical Review C, vol. 52, p. 1348–1354, 1995.  
Cité à la page 10.

- [42] I. Deloncle *et al.* *High-spin structure of the neutron-rich  $^{104,106,108}\text{Ru}$  isotopes :  $\gamma$ -vibrational bands and two-quasiparticle excitations.* The European Physical Journal A, vol. 8, p. 177–185, 2000.  
*Cité aux pages 10 et 86.*
- [43] P.-A. Söderström *et al.* *Shape evolution in  $^{116,118}\text{Ru}$  : Triaxiality and transition between the  $O(6)$  and  $U(5)$  dynamical symmetries.* Phys. Rev. C, vol. 88, p. 024301, 2013.  
*Cité à la page 10.*
- [44] J. Snyder *et al.* *High-spin transition quadrupole moments in neutron-rich Mo and Ru nuclei : Testing  $\gamma$  softness ?* Physics Letters B, vol. 723, p. 61–65, 2013.  
*Cité à la page 10.*
- [45] M. Houry *et al.* *Structure of neutron rich palladium isotopes produced in heavy ion induced fission.* The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, vol. 6, p. 43–48, 1999.  
*Cité aux pages 10 et 14.*
- [46] R. Krücken *et al.*  *$\nu_{h11/2}$  bands in  $^{113}\text{Pd}$  and  $^{115}\text{Pd}$ .* Physical Review C, vol. 60, p. 031302, 1999.  
*Cité à la page 10.*
- [47] H. Hua *et al.* *The sudden onset of the band crossing for the aligned  $\pi g_{9/2}$  orbitals : a possible transition of a triaxial shape from prolate to oblate ?* Physics Letters B, vol. 562, p. 201–207, 2003.  
*Cité aux pages 10 et 14.*
- [48] C. Y. Wu *et al.* *Evidence for possible shape transitions in neutron-rich Ru isotopes : Spectroscopy of  $^{109,110,111,112}\text{Ru}$ .* Physical Review C, vol. 73, p. 034312, 2006.  
*Cité à la page 10.*
- [49] Y. Luo *et al.* *New insights into the nuclear structure in neutron-rich  $^{112,114,115,116,117,118}\text{Pd}$ .* Nuclear Physics A, vol. 919, p. 67–98, 2013.  
*Cité à la page 11.*
- [50] E. Clément *et al.* *Shape coexistence in neutron-deficient krypton isotopes.* Physical Review C, vol. 75, p. 054313, 2007.  
*Cité à la page 11.*
- [51] A. G. Smith *et al.* *Lifetime measurements and nuclear deformation in the  $A \approx 100$  region.* Physical Review C, vol. 86, p. 014321, 2012.  
*Cité à la page 11.*
- [52] J. H. Hamilton *et al.* *New insights from studies of spontaneous fission with large detector arrays.* Progress in Particle and Nuclear Physics, vol. 35, p. 635–704, 1995.  
*Cité à la page 14.*
- [53] I. Ahmad et W. R. Phillips. *Gamma rays from fission fragments.* Reports on Progress in Physics, vol. 58, p. 1415, 1995.  
*Cité à la page 14.*
- [54] K. S. Krane. *Introductory Nuclear Physics.* John Wiley & Sons, 1988.  
*Cité à la page 14.*
- [55] M. Caamaño *et al.* *Isotopic yield distributions of transfer- and fusion-induced fission from  $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$  reactions in inverse kinematics.* Physical Review C, vol. 88, p. 024605, 2013.  
*Cité à la page 14.*
- [56] O. B. Tarasov et D. Bazin. *LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 266, p. 4657–4664, 2008.  
*Cité aux pages 15 et 32.*

- 
- [57] A. Navin *et al.* *Towards the high spin-isospin frontier using isotopically-identified fission fragments.* Physics Letters B, vol. 728, p. 136–140, 2014.  
Cité aux pages 15, 52, et 104.
- [58] <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.  
Cité à la page 15.
- [59] M. Rejmund *et al.* *Performance of the improved larger acceptance spectrometer : VAMOS++.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 646, p. 184–191, 2011.  
Cité aux pages 17, 19, 20, et 27.
- [60] K. Shima, T. Ishihara et T. Mikumo. *Empirical formula for the average equilibrium charge-state of heavy ions behind various foils.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 200, p. 605–608, 1982.  
Cité aux pages 18 et 53.
- [61] S. Pullanhiotan, A. Chatterjee, B. Jacquot, A. Navin et M. Rejmund. *Improvement in the reconstruction method for VAMOS spectrometer.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 266, p. 4148–4152, 2008.  
Cité à la page 21.
- [62] O. Delaune. *Thèse de doctorat : Technique de la cinématique inverse pour l'étude des rendements isotopiques des fragments de fission aux énergies GANIL.* Université de Caen Basse Normandie, 2012.  
Cité à la page 21.
- [63] F. Azaiez. *EXOAM : a  $\gamma$ -ray spectrometer for radioactive beams.* Nuclear Physics A, vol. 654, p. 1003c–1008c, 1999.  
Cité à la page 21.
- [64] J. Simpson *et al.* *The EXOGAM array : A radioactive beam gamma-ray spectrometer.* Acta Physica Hungarica, New Series, Heavy Ion Physics, vol. 11, p. 159–188, 2000.  
Cité à la page 22.
- [65] A. Dewald, O. Möller et P. Petkov. *Developing the recoil distance doppler-shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states.* Progress in Particle and Nuclear Physics, vol. 67, p. 786–839, 2012.  
Cité aux pages 23 et 57.
- [66] K. Lau et J. Pyrlik. *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated, vol. 366, p. 298–309, 1995.  
Cité à la page 27.
- [67] A. Dewald, S. Harissopulos et P. Brentano. *The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance doppler-shift data.* Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei, vol. 334, p. 163–175, 1989.  
Cité à la page 49.
- [68] B. D. Wilkins, E. P. Steinberg et R. R. Chasman. *Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects.* Physical Review C, vol. 14, p. 1832–1863, 1976.  
Cité à la page 52.
- [69] J. F. Ziegler et J. P. Biersack. *The Stopping and Range of Ions in Matter.* p. 93–129, 1985.  
Cité à la page 53.
- [70] M. Hackstein et A. Dewald. *Velocity distribution in recoil-distance doppler-shift experiments.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators,

Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol. 738, p. 93–98, 2014.

*Cité à la page 61.*

- [71] J. Ljungvall. *Communication privée.*

*Cité aux pages 63 et 64.*

- [72] M. Liang *et al.* *The deformation of the neutron rich isotopes  $^{102}\text{Mo}$  and  $^{104}\text{Mo}$ .* Zeitschrift für Physik, vol. A, p. 223–224, 1991.

*Cité aux pages 67 et 72.*

- [73] A. G. Smith *et al.* *Lifetime of yrast rotational states of the fission fragments  $^{100}\text{Zr}$  and  $^{104}\text{Mo}$  measured using a differential plunger.* Journal of physics G : Nuclear and Particle Physics, p. 2307–2316, 2002.

*Cité aux pages 68 et 72.*

- [74] R. Krücken *et al.* *Lifetimes in neutron-rich fission fragments using the differential recoil distance method.* Physical Review C, vol. 64, p. 017305, 2001.

*Cité aux pages 68 et 72.*

- [75] L. Bettermann *et al.* *Lifetime measurement of excited states in the shape-phase-transitional nucleus  $^{98}\text{Zr}$ .* Physical Review C, vol. 82, p. 044310, 2010.

*Cité à la page 72.*

- [76] M. Girod et B. Grammaticos. *Triaxial Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with D1 effective interaction.* Physical Review C, vol. 27, p. 2317–2339, 1983.

*Cité à la page 73.*

- [77] M. Girod, J. Delaroche, J. Berger et J. Libert. *Self-consistent cranking Hartree-Fock-Bogolyubov description of superdeformed rotational states in  $^{194}\text{Hg}$  with the Gogny force.* Physics Letters B, vol. 325, p. 1–6, 1994.

*Cité aux pages 73 et 78.*

- [78] J. P. Delaroche *et al.* *Structure of even-even nuclei using a mapped collective Hamiltonian and the D1S Gogny interaction.* Physical Review C, vol. 81, p. 014303, 2010.

*Cité aux pages 73, 80, 81, et 97.*

- [79] J. Dechargé et D. Gogny. *Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei.* Phys. Rev. C, vol. 21, p. 1568–1593, 1980.

*Cité à la page 74.*

- [80] J.-F. Berger, M. Girod et D. Gogny. Dans *Comput. Phys. Commun.*, vol. 63, p. 365. 1991.

*Cité à la page 74.*

- [81] J.-P. Delaroche, M. Girod, H. Goutte et J. Libert. *Structure properties of even-even actinides at normal and super deformed shapes analysed using the Gogny force.* Nuclear Physics A, vol. 771, p. 103–168, 2006.

*Cité à la page 79.*

- [82] J.-F. Berger. *Approches de champ moyen et au-delà.* École internationale Joliot-Curie de physique nucléaire, 1991.

*Cité à la page 80.*

- [83] R. Rodríguez-Guzmán, P. Sarriuren, L. Robledo et S. Perez-Martin. *Charge radii and structural evolution in Sr, Zr, and Mo isotopes.* Physics Letters B, vol. 691, p. 202–207, 2010.

*Cité à la page 82.*

- [84] S. Lalkovski *et al.* *Octupole collectivity in  $^{98,100,102}\text{Mo}$ .* Physical Review C, vol. 75, p. 014314, 2007.

*Cité à la page 92.*

- 
- [85] D. De Frenne. *Nuclear data sheets for  $A = 102$* . Nuclear Data Sheets, vol. 110, p. 1745–1915, 2009.  
Cité à la page 92.
- [86] E. Jones *et al.* *Collective bands in  $^{104,106,108}\text{Mo}$* . Physics of Atomic Nuclei, vol. 69, p. 1198–1203, 2006.  
Cité à la page 92.
- [87] L.-M. Yang *et al.* *Collective bands in neutron-rich  $^{104}\text{Mo}$  nucleus*. Chinese Physics Letters, vol. 18, p. 24, 2001.  
Cité à la page 92.
- [88] R.-Q. Xu *et al.* *Observation of rotational bands in neutron-rich  $^{106}\text{Mo}$  nucleus*. Chinese Physics Letters, vol. 19, p. 180, 2002.  
Cité à la page 92.
- [89] H. Ding *et al.* *Collective band structures in neutron-rich  $^{108}\text{Mo}$  nucleus*. Chinese Physics Letters, vol. 24, p. 1517, 2007.  
Cité à la page 92.
- [90] G. F. Bertsch *et al.* *Systematics of the First  $2^+$  Excitation with the Gogny Interaction*. Physical Review Letters, vol. 99, p. 032502, 2007.  
Cité à la page 94.
- [91] L. M. Robledo et G. F. Bertsch. *Global systematics of octupole excitations in even-even nuclei*. Physical Review C, vol. 84, p. 054302, 2011.  
Cité à la page 94.
- [92] J. H. Hamilton *et al.* *Super deformation to maximum triaxiality in  $A=100-112$ ; superdeformation, chiral bands and wobbling motion*. Nuclear Physics A, vol. 834, p. vii–viii, 2010.  
Cité à la page 101.
- [93] S. Raman, C. N. Jr. et P. Tikkanen. *Transition probability from the ground to the first-excited  $2^+$  state of even–even nuclides*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 78, p. 1–128, 2001.  
Cité à la page 102.
- [94] P. Van Isacker. *Communication privée*.  
Cité aux pages 103 et 104.
- [95] M. Büyükkata, P. V. Isacker et I. Uluer. *Description of nuclei in the  $A \sim 100$  mass region with the interacting boson model*. Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics, vol. 37, p. 105102, 2010.  
Cité à la page 103.



# Annexe





## Annexe A

# Calculs d'états excités à deux quasi-particules

Les résultats complets des calculs de champ moyen associé au *blocking* auto-cohérent appliqués aux isotopes de Zr et de Mo (décrits dans le chapitre 5, paragraphe 5.2.3) sont exposés. Les figures A.1 à A.20 représentent l'évolution des énergies des états excités à deux quasi-particules en fonction de N, la couleur des niveaux représente la déformation. Chaque figure rassemble toutes les configurations bloquées générant un état de même spin et de même parité  $K^\pi$ . En gris sont aussi mentionnées les énergies d'états observés expérimentalement et interprétés comme des états individuels (cf. tableaux 5.1 et 5.2).

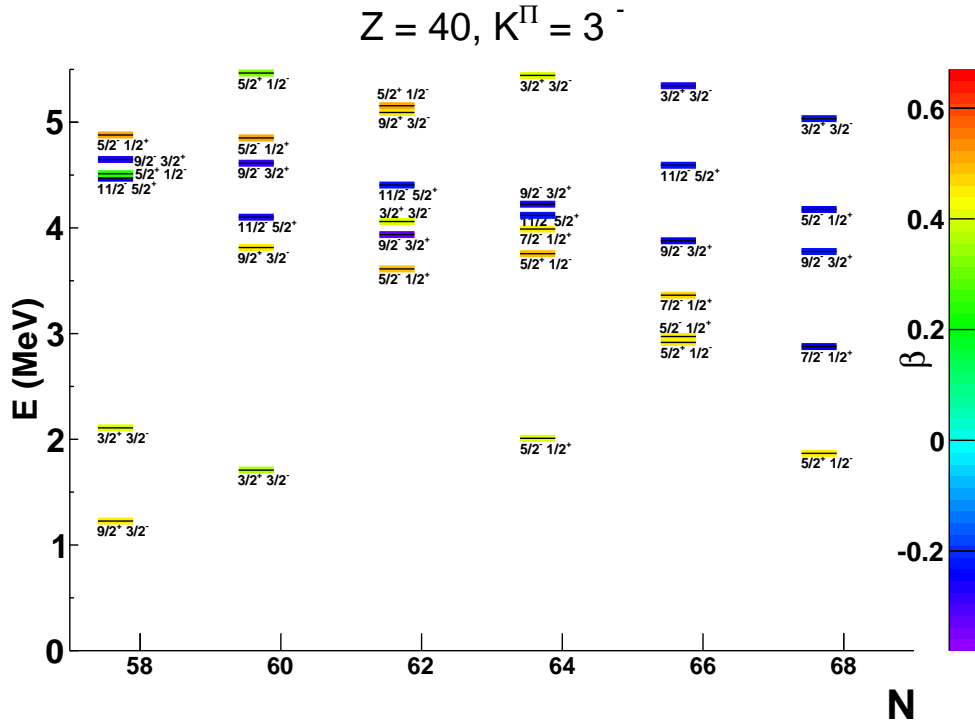


FIGURE A.1 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\pi = 3^-$ , pour les isotopes de Zr.

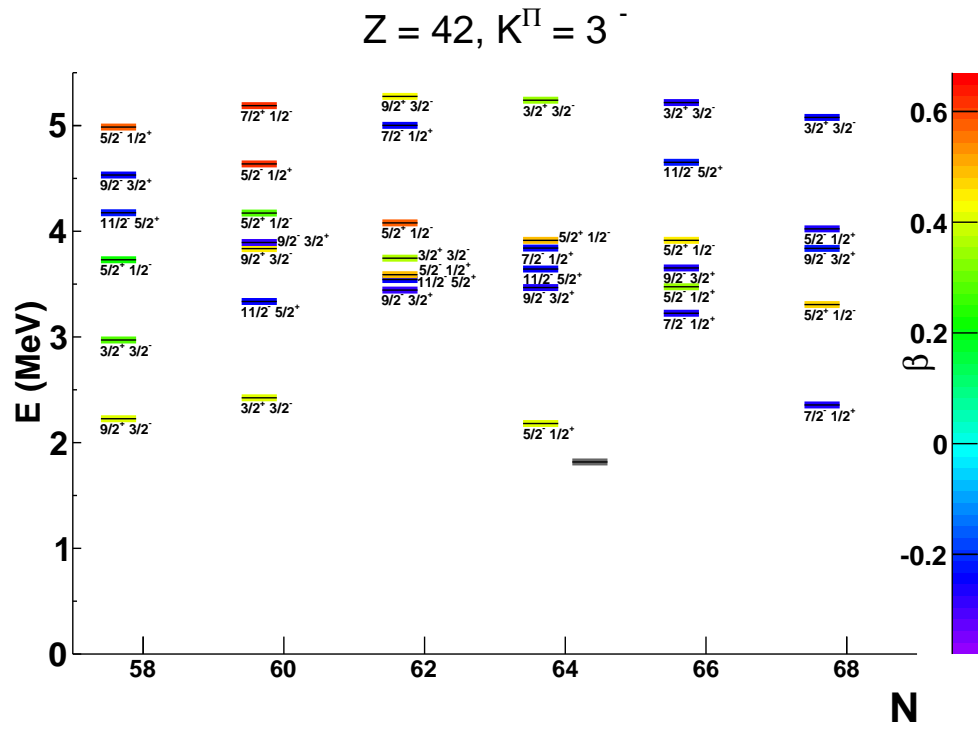


FIGURE A.2 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 3^-$ , pour les isotopes de Mo.

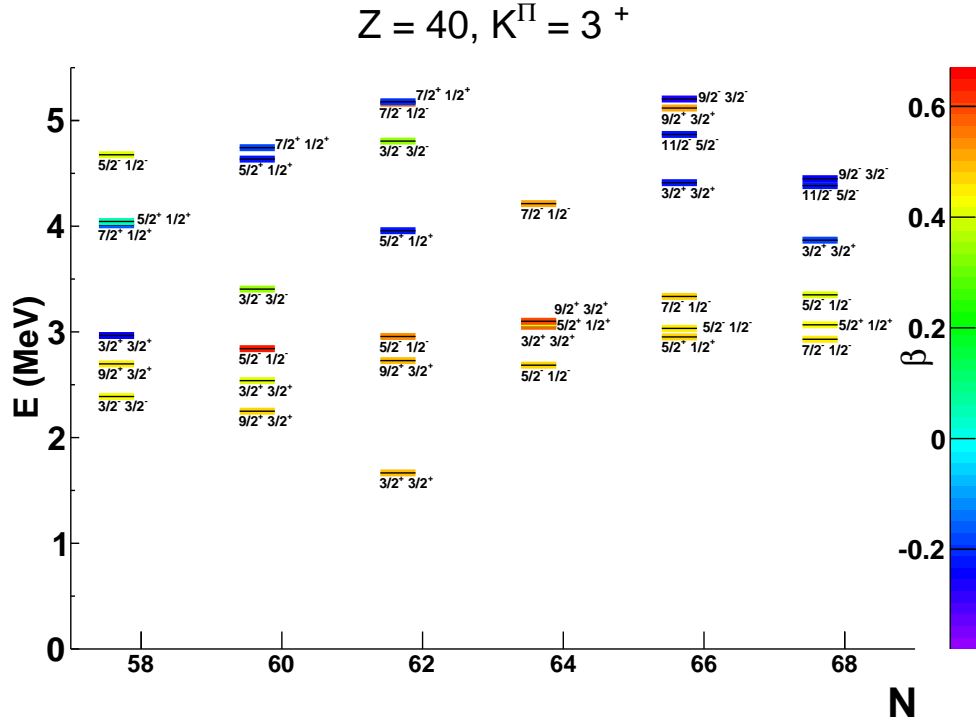


FIGURE A.3 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 3^+$ , pour les isotopes de Zr.

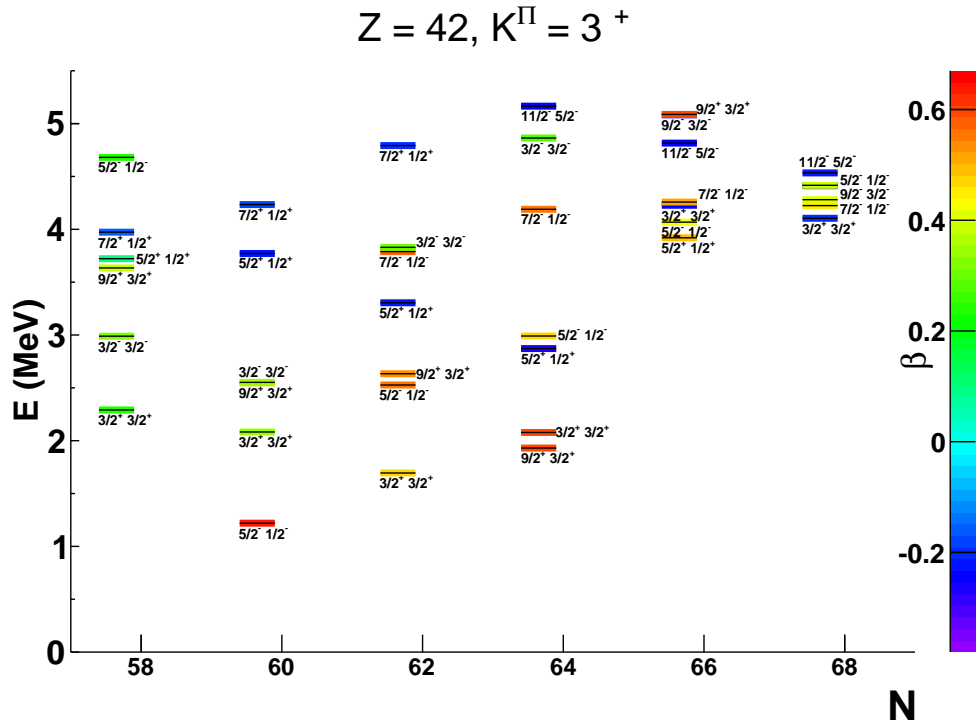


FIGURE A.4 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 3^+$ , pour les isotopes de Mo.

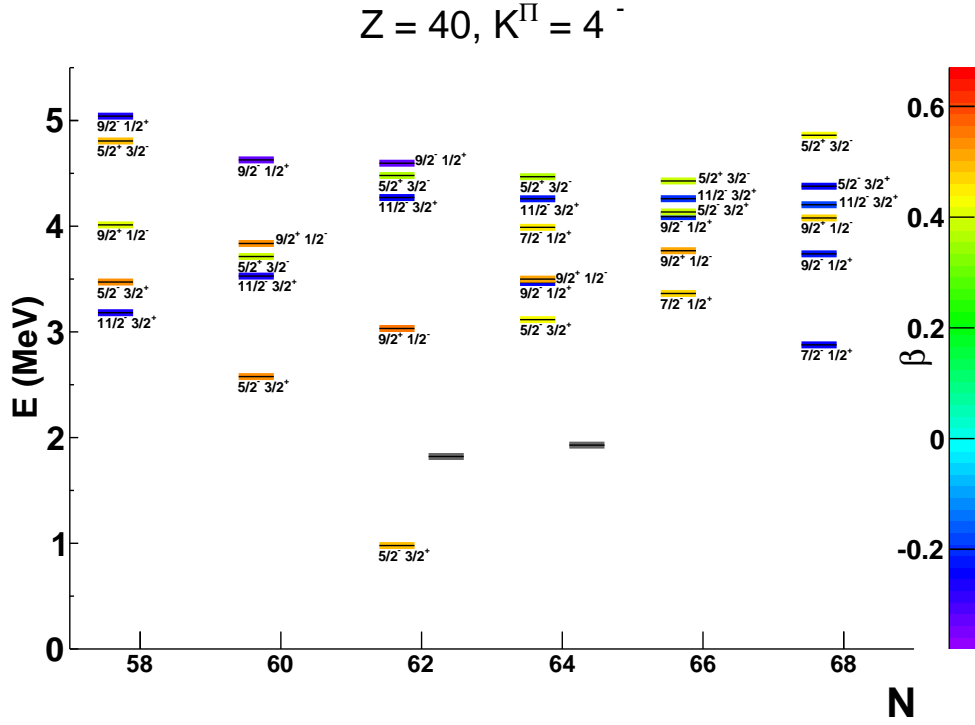


FIGURE A.5 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 4^-$ , pour les isotopes de Zr.

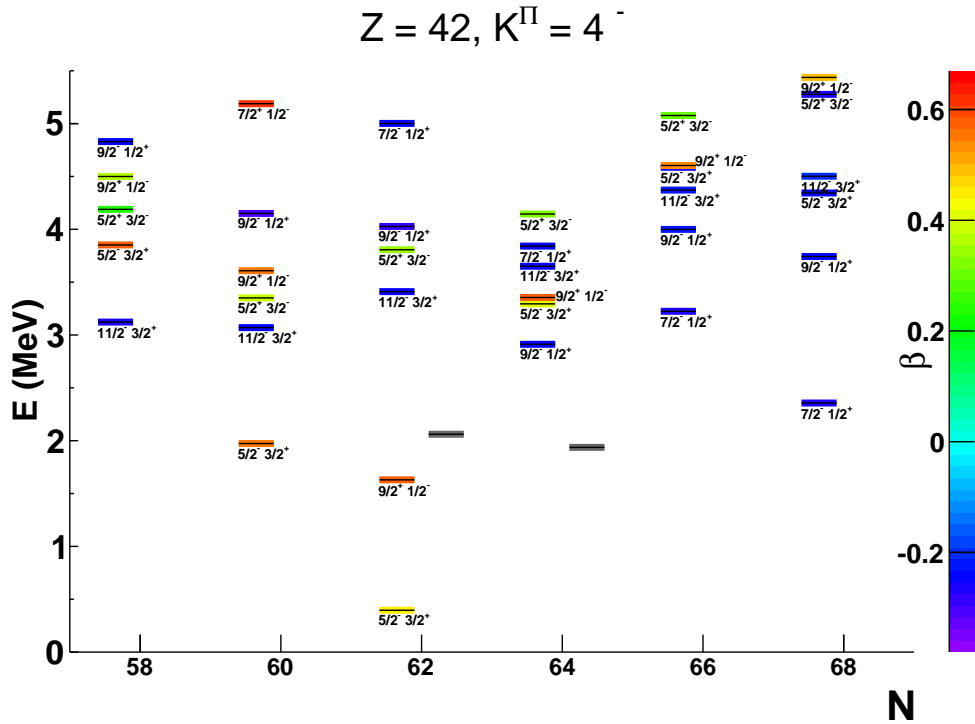


FIGURE A.6 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 4^-$ , pour les isotopes de Mo.

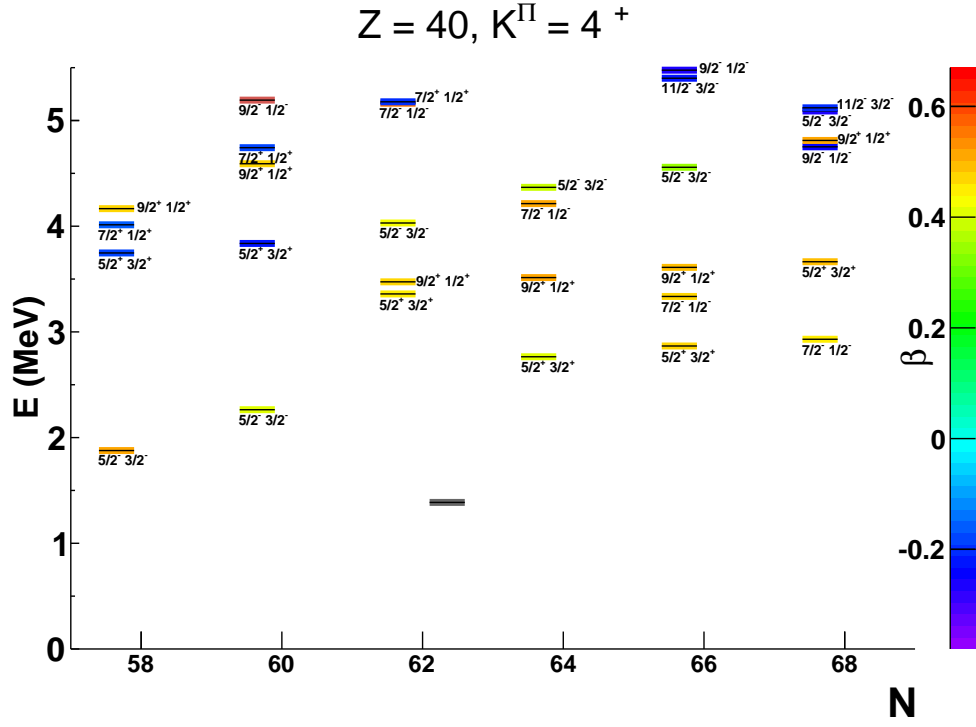


FIGURE A.7 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 4^+$ , pour les isotopes de Zr.

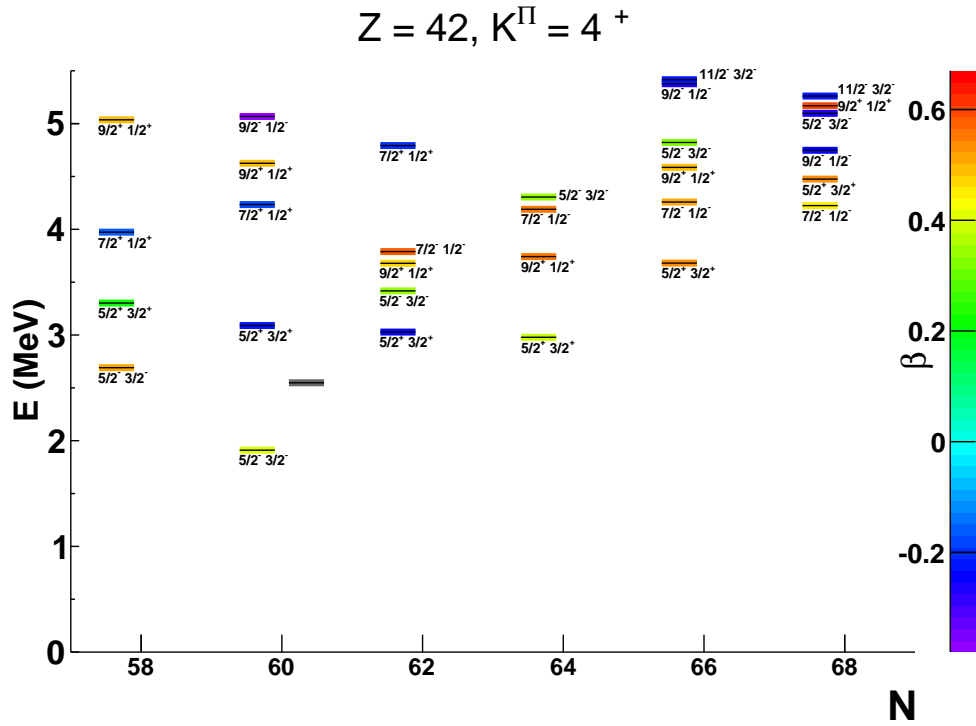


FIGURE A.8 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 4^+$ , pour les isotopes de Mo.

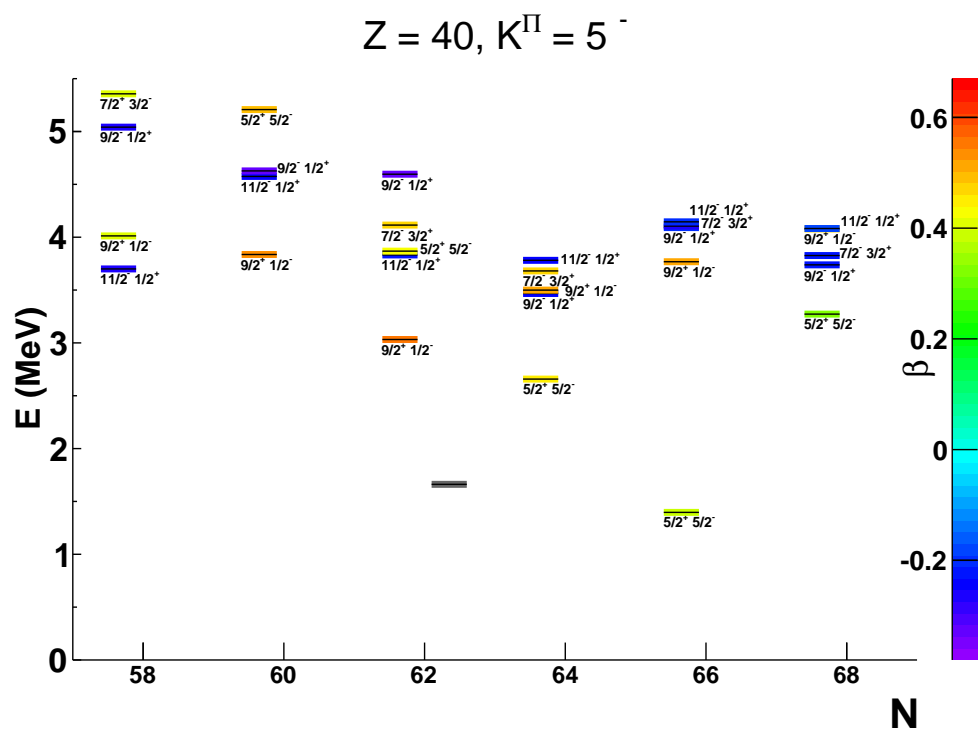


FIGURE A.9 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 5^-$ , pour les isotopes de Zr.

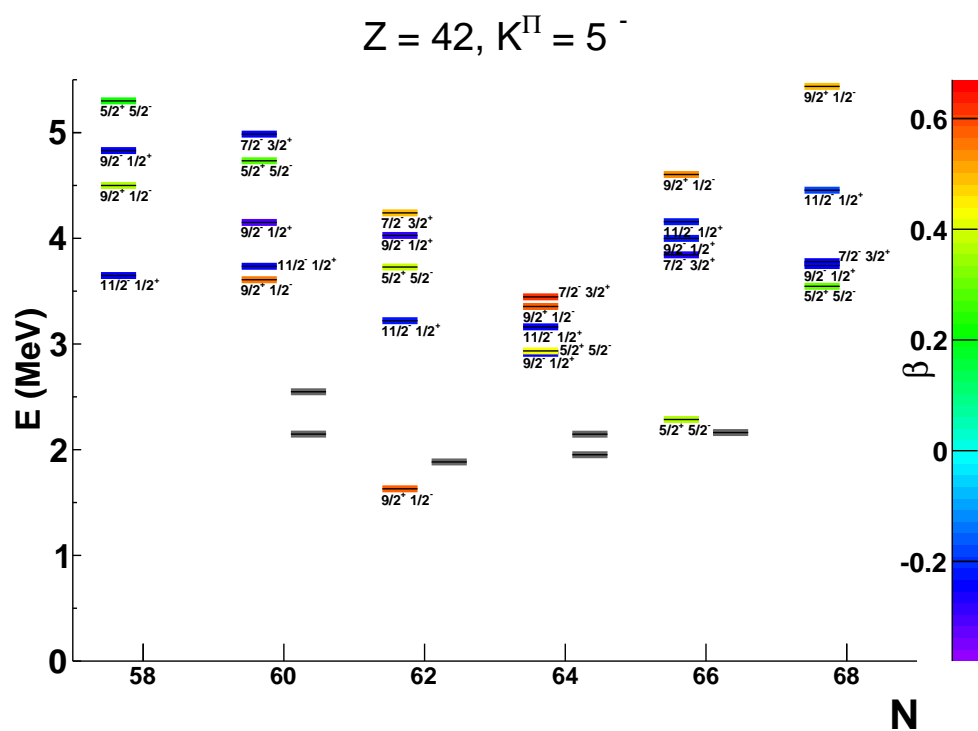
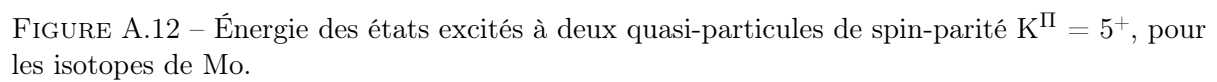
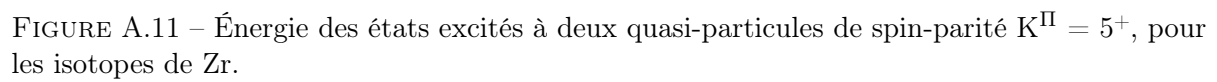


FIGURE A.10 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 5^-$ , pour les isotopes de Mo.





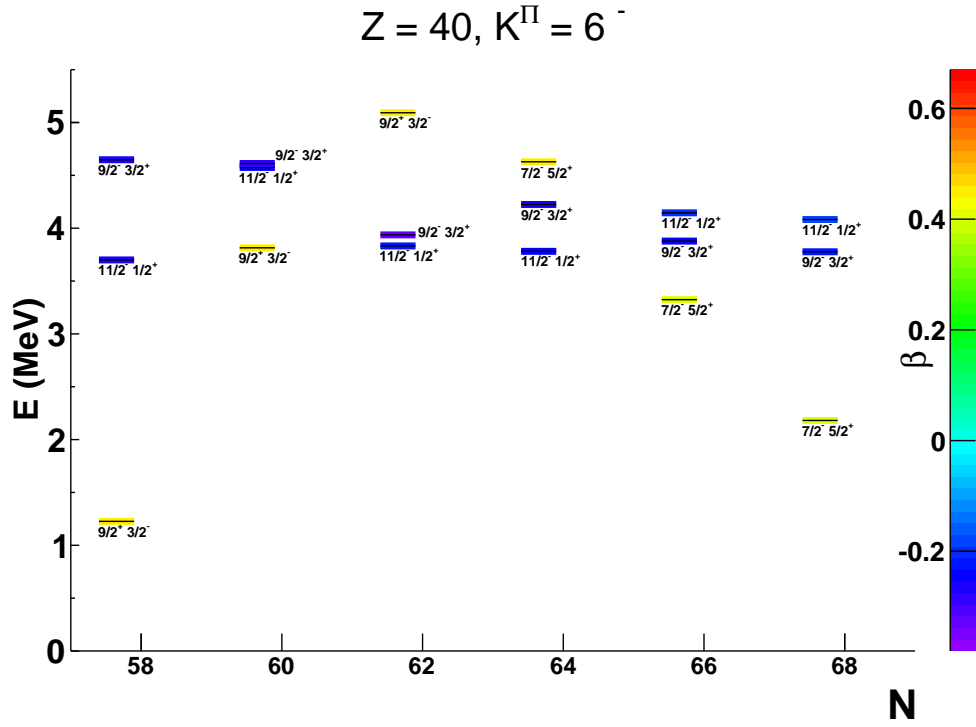


FIGURE A.13 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 6^-$ , pour les isotopes de Zr.

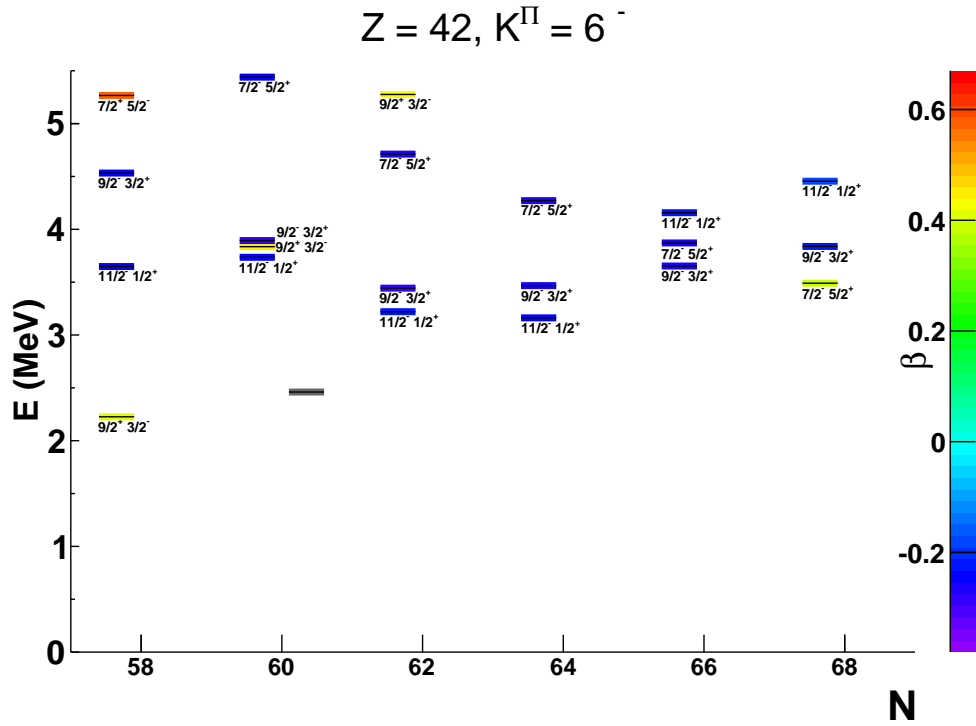


FIGURE A.14 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 6^-$ , pour les isotopes de Mo.

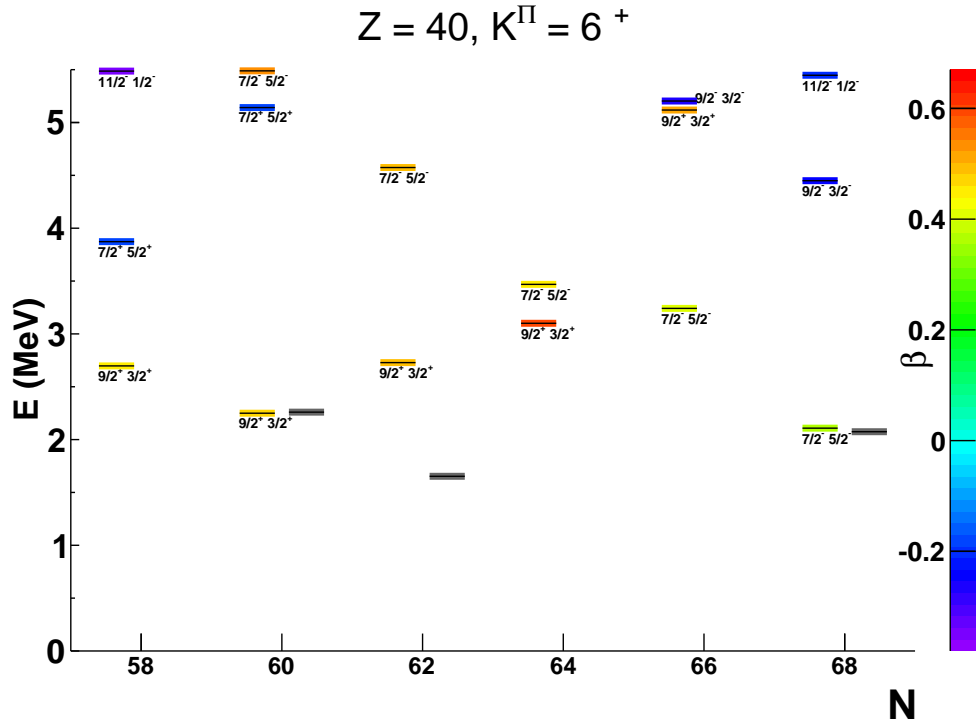


FIGURE A.15 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^{\Pi} = 6^{+}$ , pour les isotopes de Zr.

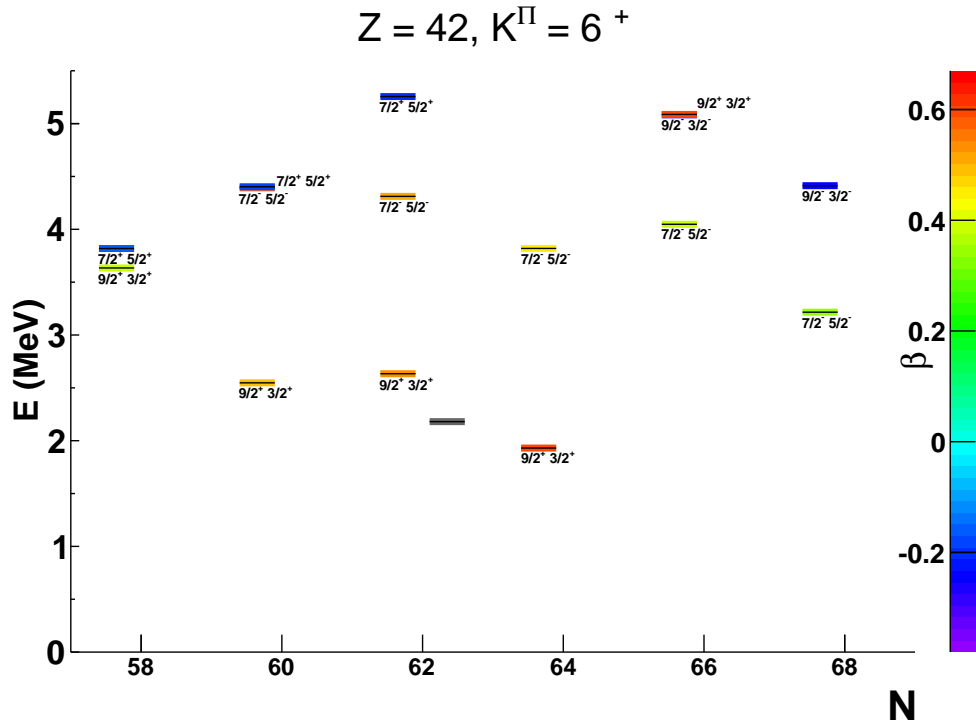


FIGURE A.16 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^{\Pi} = 6^{+}$ , pour les isotopes de Mo.

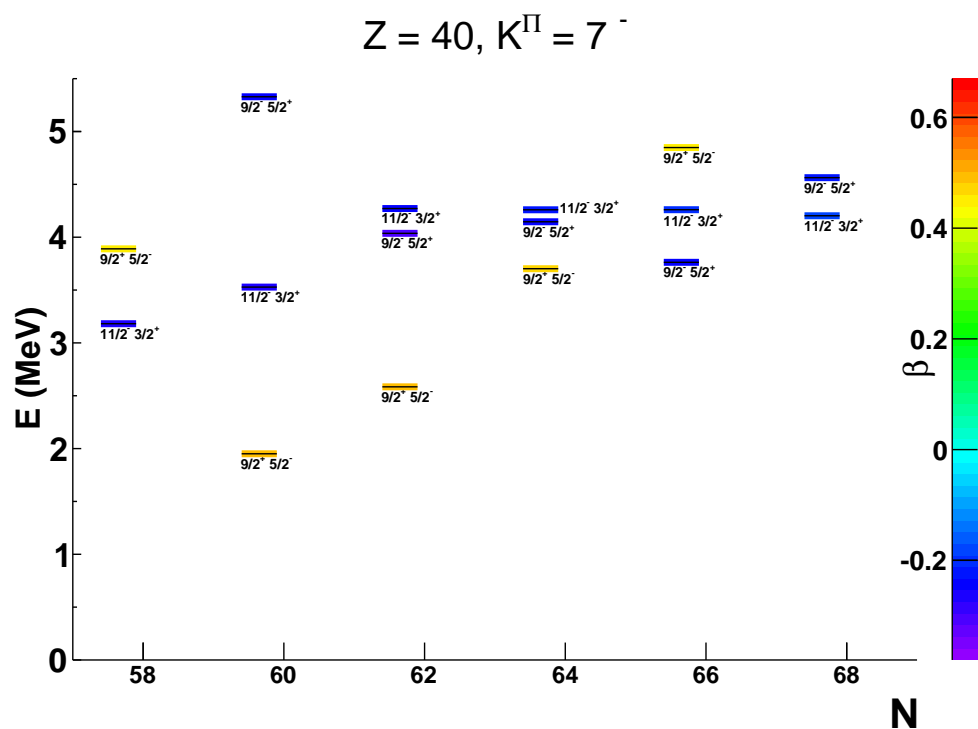


FIGURE A.17 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 7^-$ , pour les isotopes de Zr.

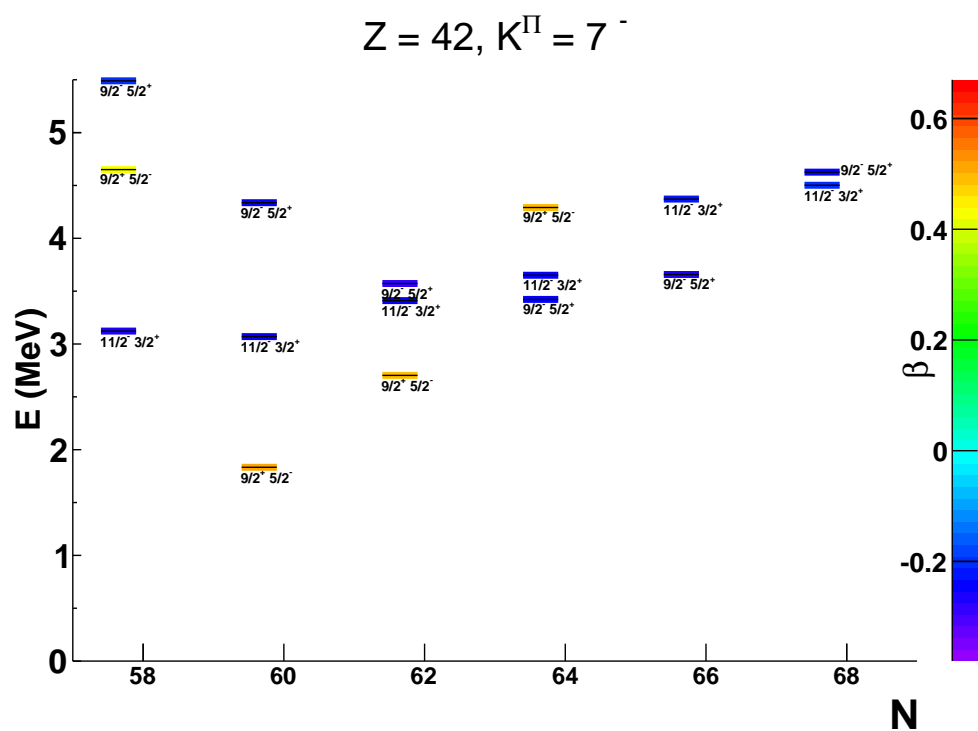


FIGURE A.18 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 7^-$ , pour les isotopes de Mo.

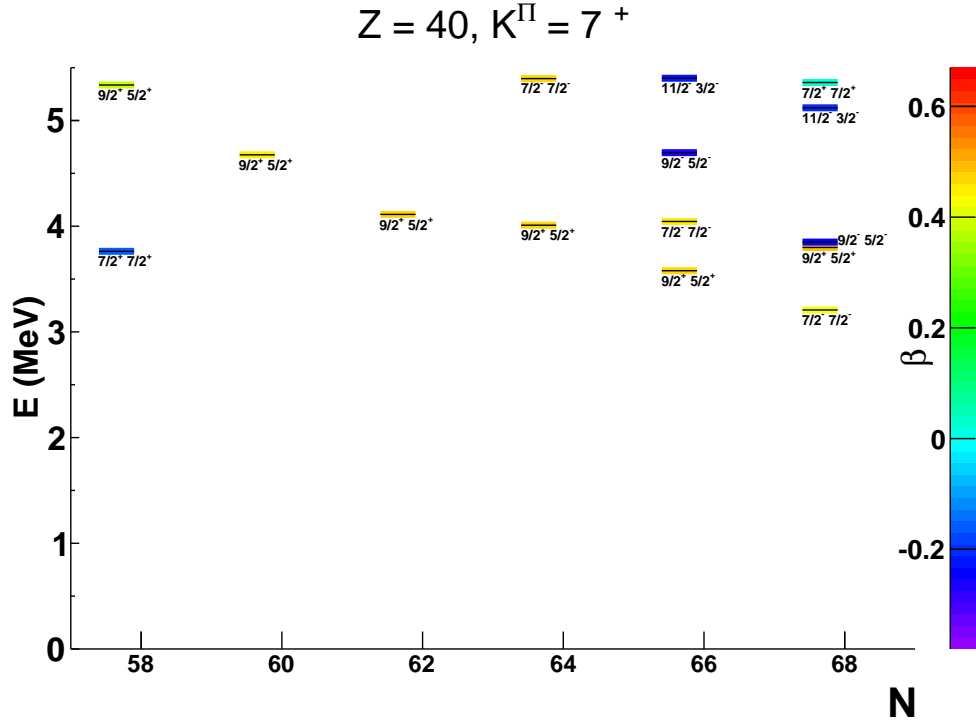


FIGURE A.19 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 7^+$ , pour les isotopes de Zr.

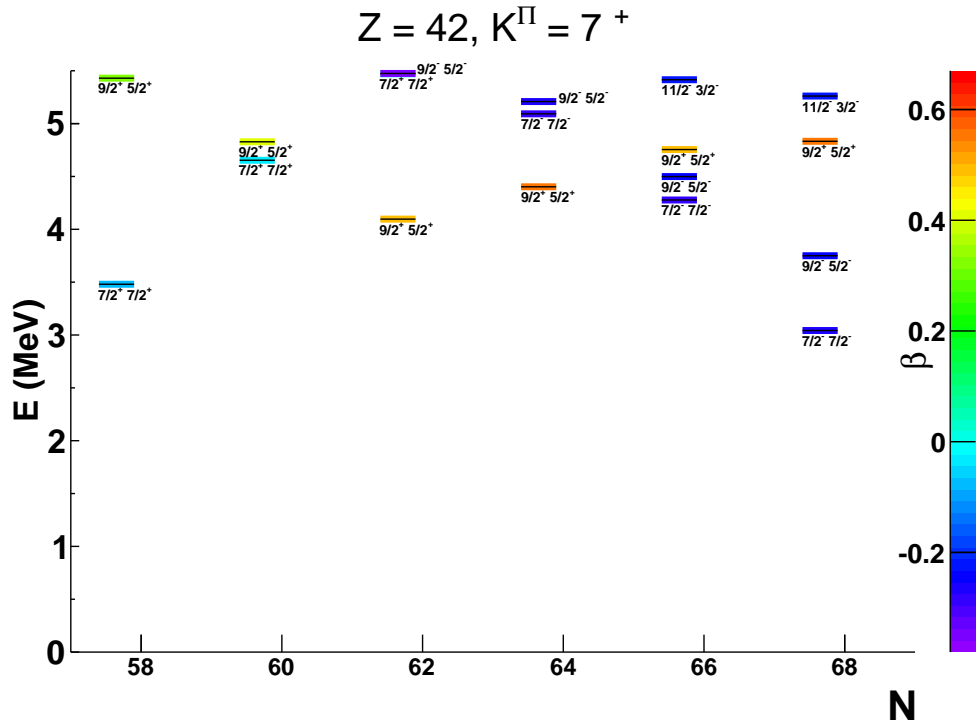


FIGURE A.20 – Énergie des états excités à deux quasi-particules de spin-parité  $K^\Pi = 7^+$ , pour les isotopes de Mo.

**Résumé :**

Les noyaux riches en neutrons de masse  $A = 100 - 110$  constituent une région de grand intérêt pour l'étude de la structure nucléaire loin de la stabilité. De précédentes études de cette région de masse ont déjà révélé la complexité de l'évolution de la collectivité et de la déformation dans les chaînes isotopiques de Zr, Mo, Ru et Pd. Afin d'étendre les données expérimentales sur la collectivité à des états de plus haut spin et à des noyaux plus riches en neutrons, des temps de vie d'états excités ont été mesurés dans des noyaux produits par une réaction de fusion-fission en cinématique inverse au GANIL. Les fragments de fission étaient séparés et identifiés en A et Z grâce au spectromètre magnétique de grande acceptance VAMOS tandis que le rayonnement  $\gamma$  était détecté dans l'ensemble de détecteurs germanium EXOGAM. Environ vingt temps de vie d'états  $2^+$ ,  $4^+$  et  $6^+$  ont été extraits à l'aide du plongeur de Cologne. Cette expérience représente la première mesure RDDS dans des fragments de fission identifiés événement par événement à la fois en A et Z.

Cette étude des noyaux de masse  $A = 100 - 110$  est complétée par des calculs auto-cohérents de champ moyen et au-delà avec la force de Gogny (D1S). La structure des états fondamentaux et excités est décrite dans le cadre du modèle de Hartree-Fock-Bogoliubov avec des contraintes sur les déformations axiale et triaxiale. Les excitations individuelles sont étudiées par des calculs bloqués et les états de haut spin sont décrits dans l'approximation du champ tournant. Enfin, la méthode de la coordonnée génératrice approchée par un hamiltonien collectif en cinq dimensions (5DCH) est appliquée aux états collectifs de basse énergie. Les résultats sont comparés aux mesures de la collectivité.

**Abstract :**

Neutron-rich nuclei of mass  $A = 100 - 110$  are of great interest for the study of nuclear structure far from stability. Previous experimental and theoretical studies suggest a complex evolution of deformation and collectivity in the isotopic chains of Zr, Mo, Ru and Pd. In order to extend information on the evolution of the collectivity towards higher spin states and more neutron-rich nuclei, lifetimes of excited states were measured in nuclei produced through a fusion-fission reaction in inverse kinematic at GANIL. Fission fragments were separated and identified in both A and Z with the high acceptance magnetic spectrometer VAMOS while the EXOGAM germanium detectors array was used for the coincident  $\gamma$ -ray detection. Lifetimes of about twenty excited states were extracted using the plunger device of Cologne. This is the first RDDS measurement on fission fragments which are identified in A and Z on an event-by-event basis.

The study of this mass region is completed by theoretical calculations using self consistent mean field and beyond mean field methods implemented with the Gogny force (D1S). The structure of the ground states and the excited states is described with Hartree-Fock-Bogoliubov calculations with constraints placed on the axial and triaxial deformations. Individual excitations are investigated through blocking calculations and the high spin states are studied through cranking calculations. Finally, an approximated generator coordinate method (GCM+GOA) using the 5DCH hamiltonian is used to describe the low energy collective states and to interpret the experimental evolution of the collectivity.