

# Stabilité des Éléments Trans-fermium à Haut Spin : Mesure de la Barrière de Fission de $^{254}\text{No}$

Greg Henning

28 août 2012

Les noyaux super lourds offrent la possibilité d'étudier la structure nucléaire à trois limites simultanément : en charge  $Z$ , spin  $I$  et énergie d'excitation  $E^*$ . Ces noyaux existent seulement grâce à une barrière de fission créée par les effets de couche. Il est donc important de déterminer cette barrière de fission et sa dépendance en spin  $B_f(I)$ , qui nous renseigne sur l'énergie de couche  $E_{\text{shell}}(I)$ . Les théories prédisent des valeurs différentes pour la hauteur de la barrière de fission, allant de  $B_f(I=0) = 6.8$  MeV dans un modèle macro-microscopique [1, 2] à 8.7 MeV pour des calculs de la théorie de la fonctionnelle de la densité utilisant l'interaction Gogny ou Skyrme [3–5]. Une mesure de  $B_f$  fournit donc un test des théories.

Pour étudier la barrière de fission, la méthode établie est de mesurer, par réaction de transfert, l'augmentation de la fission avec l'énergie d'excitation, caractérisée par le rapport des largeurs de décroissance  $\Gamma_{\text{fission}}/\Gamma_{\text{total}}$ , [6, 7]. Cependant, pour les éléments lourds comme  $^{254}\text{No}$ , il n'existe pas de cible appropriée pour une réaction de transfert. Il faut s'en remettre à un rapport de largeur de décroissance complémentaire :  $\Gamma_{\gamma}/\Gamma_{\text{fission}}$  et sa dépendance en spin, déduite de la distribution d'entrée  $(I, E^*)$ .

Des mesures de la multiplicité et l'énergie totale des rayons  $\gamma$  de  $^{254}\text{No}$  ont été faites aux énergies de faisceau 219 et 223 MeV pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$  à ATLAS (Argonne Tandem Linac Accelerator System). Les rayons  $\gamma$  du  $^{254}\text{No}$  ont été détectés par le multi-détecteur Gammasphere utilisé comme calorimètre – et aussi comme détecteur de rayons  $\gamma$  de haute résolution. Les coïncidences avec les résidus d'évaporation au plan focal du Fragment Mass Analyzer ont permis de séparer les rayons  $\gamma$  du  $^{254}\text{No}$  de ceux issus de la fission, qui sont  $> 10^6$  fois plus intenses. De ces mesures, la distribution d'entrée – c'est-à-dire la distribution initiale en  $I$  et  $E^*$  – est reconstruite. Chaque point  $(I, E^*)$  de la distribution d'entrée est un point où la décroissance  $\gamma$  l'a emporté sur la fission, et ainsi, contient une information sur la barrière de fission.

La distribution d'entrée mesurée montre une augmentation du spin maximal et de l'énergie d'excitation entre les énergies de faisceau 219 et 223 MeV. La distribution présente une saturation de  $E^*$  à hauts spins. Cette saturation est attribuée au fait que, lorsque  $E^*$  augmente au-dessus de la barrière,  $\Gamma_{\text{fission}}$  domine rapidement. Il en résulte une troncation de la distribution d'entrée à haute énergie qui permet la détermination de la hauteur de la barrière de fission.

La mesure expérimentale de la distribution d'entrée est également comparée avec des distributions d'entrée calculées par des simulations de cascades de décroissance qui prennent en compte le processus de formation du noyau, incluant la capture et la survie, en fonction de  $E^*$  et  $I$ . Dans ce travail, nous avons utilisé les codes KEWPIE2 [8] et NRV [9] pour simuler les distributions d'entrée.

# 1 Introduction et motivation

## 1.1 Histoire et paysage de la physique nucléaire

En 1911, Rutherford introduit le premier modèle atomique avec un noyaux. G. Gamow puis N. Bohr and J. A. Wheeler proposent de traiter le noyaux comme une goutte de liquide incompressible. Cependant, ce modèle de *la goutte liquide* ne parvient pas à expliquer la stabilité de certains noyaux. En 1948, Maria Goppert-Mayer et indépendamment J. H. D. Jensen introduisent un couplage spin-orbite dans leurs calculs et reproduisent les nombres magiques 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Aujourd'hui, le champs de la physique nucléaire s'est étendu : 118 éléments (caractérisés par leur nombre de protons  $Z$ ) sont connus et plus de 3000 isotopes (caractérisés par leur masse  $A$ ) ont été étudiés. Seulement une centaine d'éléments sont stable et 300 naturellement présents dans l'environnement.

## 1.2 Stabilité des éléments transférmius

La justification théorique de l'existence des nombres magiques est la formation d'intervalles dans la densité des états à une particule. Suivant ce point de vue, la série des nombres magiques devrait s'étendre au delà du  $^{208}\text{Pb}$ . Dans le modèle de la goutte liquide, la stabilité décroît au delà du Pb, mais la stabilisation par effet de couche garde le noyaux lié.

La région hypothétique de stabilité sphérique autour de  $Z \approx 120$  est appelée Ilot de stabilité. La position de cet ilot est imprécise et les prédictions diffèrent :  $N = 172$  ou  $184$ ,  $Z = 114$ ,  $120$  ou  $126$ . En plus d'une région de stabilité sphérique, les théories prédisent une zone stabilisée par la déformation autour de  $Z \approx 100 - 102$  et  $N \approx 152$ .

## 1.3 Propriétés des noyaux

### 1.3.1 Masse

La masse du noyau est habituellement en terme d'énergie de liaison,  $E_B$ , la différence entre la masse du noyaux et la masse de ses constituants (equation 1). La formule de Bethe-Weizsacker (equ. 2) paramétrise  $E_B$  en fonction du nombre de protons et de neutron du noyaux, dans le cadre de la goutte liquide.

$$E_B = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - M(Z, N) \quad (1)$$

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (2)$$

### 1.3.2 Déformation

La goutte de liquide nucléaire n'est pas limitée à une géométrie sphérique : le noyau peut être déformé. La déformation brise la symétrie sphérique et crée de nouveaux degrés de liberté. En particulier, le noyau peut tourner sur lui-même.

L'excitation rotationnelle des noyaux est caractérisée par une énergie  $E_{\text{rot}} = \frac{\vec{R}^2}{2J}$  avec  $\vec{R}$  le vecteur de rotation et  $J$  le moment d'inertie du noyau.

## 1.4 Motivation pour l'étude de $^{254}\text{No}$

La barrière de fission des éléments très lourds comme  $^{254}\text{No}$  est une manifestation directe de la stabilisation par effets de couches. La mesure de cette barrière de fission  $B_f$  est un moyen d'examiner la force des effets de couches dans les noyaux les plus lourds. De plus, les noyaux très lourds sont produits à haut spin et la connaissance de la dépendance en spin de la barrière de fission permet de comprendre la synthèse des éléments super lourds.

Les calculs théoriques prédisent une barrière de fission à  $I = 0 \hbar$  mais ne s'accordent pas : l'approche microscopique-macroscopique prédit  $B_f = 7.76 \text{ MeV}$  et les calculs HFB prédisent  $B_f = 8.66 \text{ MeV}$ .

Une précédente mesure a été effectuée à Argonne National Laboratory et établit  $B_f \geq 5 \text{ MeV}$  ; ce qui ne permet pas de distinguer entre les prédictions. Le but de notre expérience, présentée dans cette thèse, est de mesurer la barrière de fission et sa dépendance en spin.

## 2 Synthèse des éléments super lourds

### 2.1 Fusion Évaporation

Les noyaux super-lourds sont formés en laboratoire par une réaction appelée *fusion-évaporation*, pendant laquelle deux noyaux entrent en collision et fusionnent. La réaction peut être décrite en trois étapes :

- La **capture** des deux noyaux en un seul système.
- La **fusion** du système constitués de deux noyaux en un seul noyau composé.
- L'**évaporation** de particules légères (neutron, protons, ...) et de rayons  $\gamma$  pour arriver au résidu d'évaporation.

### 2.2 Barrière de fission

La fission peut être modélisée par un système quantique dans un potentiel fonction de la déformation. Le potentiel présente une barrière de fission qui est la différence entre l'énergie de l'état fondamentale et celle du point-selle au delà duquel le système n'est plus lié :  $B_f = E_{\text{Saddle}} - E_{g.s.}$ . L'énergie du point-selle peut être paramétrisée par  $E_{\text{saddle}} = B_f(0) + \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J_{\text{saddle}}}$ , où  $B_f(0)$  est la hauteur de la barrière de fission à spin 0 et  $J_{\text{saddle}}$  le moment d'inertie du noyau dans sa configuration au point-selle.

Le concept de barrière de fission définit un cadre théorique : évidemment, un potentiel de fission mono-dimensionnel est une simplification. Cependant, cette quantité est liée à des observables expérimentales et peut être calculée par tous les modèles. C'est donc un paramètre valide pour l'étude de la fission.

### 2.3 Largeur de décroissance

Durant la phase d'évaporation, l'évaporation de neutron, l'émission de rayons  $\gamma$  et la fission sont en compétition. La probabilité de décroissance par l'un ou l'autre de ces modes est donnée par la largeur de décroissance de ce mode.

Les largeurs de décroissance dépendent de la densité de niveau, donnée par [8, 10–13] :

$$\rho(E^*, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}a^{1/4}(E^* - E_{\text{rot}}(J) - \Delta)^{5/4}\sigma^3} \exp\left(2\sqrt{a(E^* - E_{\text{rot}}(J) - \Delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \text{ MeV}^{-1} \quad (3)$$

Où  $a$  est le paramètre de densité de niveau, de l'ordre de  $A/8$ ,  $E_{\text{rot}}(J)$  l'énergie de rotation  $= \frac{J(J+1)}{2J_{g.s.}}$ ,  $\Delta$  l'énergie d'appariement, de l'ordre  $24/\sqrt{A}$  pour les noyaux pair-pairs, égale à 0 dans d'autres cas et  $\sigma$  la coupure en spin :  $\sigma = \frac{J_{\text{rigid}}T}{\hbar}$  où  $J_{\text{rigid}}$  est le moment d'inertie du corps rigide et  $T$  la température du système.

La largeur de décroissance de la fission est donnée par [14–16] :

$$\Gamma_{\text{fission}} = \frac{1}{2\pi\rho_{g.s.}(E^*)} \int_0^{E^*} \frac{\rho_{\text{saddle}}(E^* - \epsilon)}{1 + \exp\left(-\frac{2\pi(\epsilon - B_f)}{\hbar\omega}\right)} d\epsilon \text{ MeV} \quad (4)$$

Le dénominateur dans l'intégrale correspond à la transmission à travers la barrière par effet tunnel, caractérisé par l'énergie  $\hbar\omega \approx 1 \text{ MeV}$ .

La largeur de décroissance de l'émission de neutron est donnée par [8] :

$$\Gamma_{\text{neutron}} = \frac{gm}{\pi^2\hbar^2} \frac{1}{\rho_A(E^*)} \int_0^{E^* - S_n} \epsilon \sigma_{\text{inverse}}(\epsilon) \rho_{A-1}(E^* - S_n - \epsilon) d\epsilon \text{ MeV} \quad (5)$$

Où  $S_n$  est l'énergie de séparation de neutron,  $g$  un facteur de dégénérescence et  $\sigma_{\text{inverse}}$  la section efficace du processus inverse, i.e. la capture de neutron.

La largeur de décroissance de l'émission de rayon  $\gamma$  est [17, 18] :

$$\Gamma_{\gamma}^{E1} = \frac{1}{\rho(E, I)} \sum_{J=I-1}^{J=I+1} \int_0^E \epsilon^3 f_{E1}(\epsilon) \rho(E - \epsilon) d\epsilon \text{ MeV} \quad (6)$$

Où  $f_{E1}$  est la fonction d'intensité pour des  $\gamma$  de multipolarité E1, de l'ordre de  $10^{-6} \text{ MeV}^{-1}$ .

La probabilité de décroissance d'un canal est donnée par  $P_{\text{decay}} = \frac{\Gamma_{\text{decay}}}{\Gamma_{\text{total}}}$ , où  $\Gamma_{\text{total}}$  est la somme de toutes les largeurs de décroissances [19]. La probabilité de formation d'un résidu d'évaporation, en fonction de l'énergie d'excitation, est donnée par la section efficace [11] :

$$\sigma_{\text{ER}}(E^*) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \cdot P_{\text{contact}}^{a,A}(E_a, L) \cdot P_{\text{CN}}^{A+a \rightarrow C^*}(E, L) \cdot P_{\text{ER}}^{C^*}(E^*, L) \quad (7)$$

## 2.4 Distribution d'entrée

La distribution d'entrée est l'ensemble des  $(I, E^*)$  pour lesquels le noyau s'est désexcité par émissions  $\gamma$  vers son état fondamentale. Les points de la distribution d'entrée sont donc ceux pour lesquels la décroissance  $\gamma$  l'a emporté sur la fission (c'est-à-dire  $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_{\text{fission}}$ ). Ainsi, reconstruire la distribution d'entrée nous renseigne sur le ratio  $\Gamma_\gamma/\Gamma_{\text{fission}}$  et de cette façon sur la hauteur de la barrière de fission.

## 3 Calculs théoriques

### 3.1 Prédictions théoriques de la barrière de fission de $^{254}\text{No}$

Il existe plusieurs prédictions théoriques de la hauteur de la barrière de fission du  $^{254}\text{No}$   $B_f(0)$  et sa dépendance en spin caractérisée par  $\mathcal{J}_{\text{saddle}}$ . La table 1 rassemble les différentes prédictions.

Model	$B_f(I = 0)$ (MeV)	$\mathcal{J}_{\text{saddle}}$ ( $\hbar^2/\text{MeV}$ )	$\mathcal{J}_{\text{g.s}}$ ( $\hbar^2/\text{MeV}$ )
Sierk	0.9	152.0	135
Macro-Mico	6.76		
HFB	8.6	140	
SD à l'échelle		146	
Corps rigide		181	160
Valeur expérimentale			75.0

TABLE 1 – Résumé des prédictions de la barrière de fission pour  $^{254}\text{No}$ .

### 3.2 Simulation de distribution d'entrée

Nous utilisons des codes de simulations pour reconstruire une distribution d'entrée théorique de  $^{254}\text{No}$ . L'objectif est d'examiner l'évolution de la distribution avec l'énergie de faisceau et les paramètres de la barrière de fission. Différents codes ont été testés : les calculs analytiques et les simulations statistiques.

Dans les calculs, nous remarquons qu'à bas spin, la distribution d'entrée s'étend au delà de la ligne d'énergie du point-selle. Pour mieux comprendre cela, nous utiliserons la quantité  $E_{1/2}$  définis comme l'énergie où  $P_\gamma(E^*) = 0.5$  avec  $P_\gamma = \Gamma_\gamma/(\Gamma_\gamma + \Gamma_{\text{neutron}} + \Gamma_{\text{fission}})$ . Nous définirons une quantité équivalente dans les distributions expérimentales.

Ces calculs ont montrés que le spin moyen de la distribution d'entrée est attendu autour de  $10 - 15 \hbar$ , avec une distribution qui s'étend jusque  $25 \hbar$ . L'énergie moyenne dans la distribution d'entrée est attendue autour de 5 à 7 MeV, la distribution s'étend jusque 8 MeV. L'augmentation de l'énergie de faisceau de 219 à 223 MeV induit une augmentation du spin moyen de  $3 \hbar$  et de l'énergie d'excitation de 1 MeV. Avec  $B_f(0)$  plus large, de plus haute excitation d'énergie sont obtenues. Avec un moment d'inertie plus important, le spin maximal atteint est réduit. Enfin, la distribution d'entrée est clairement tronquée aux points  $E_{1/2}$  qui sont au dessus de  $E_{\text{saddle}}$  à bas spin et descendent à plus haut spin.

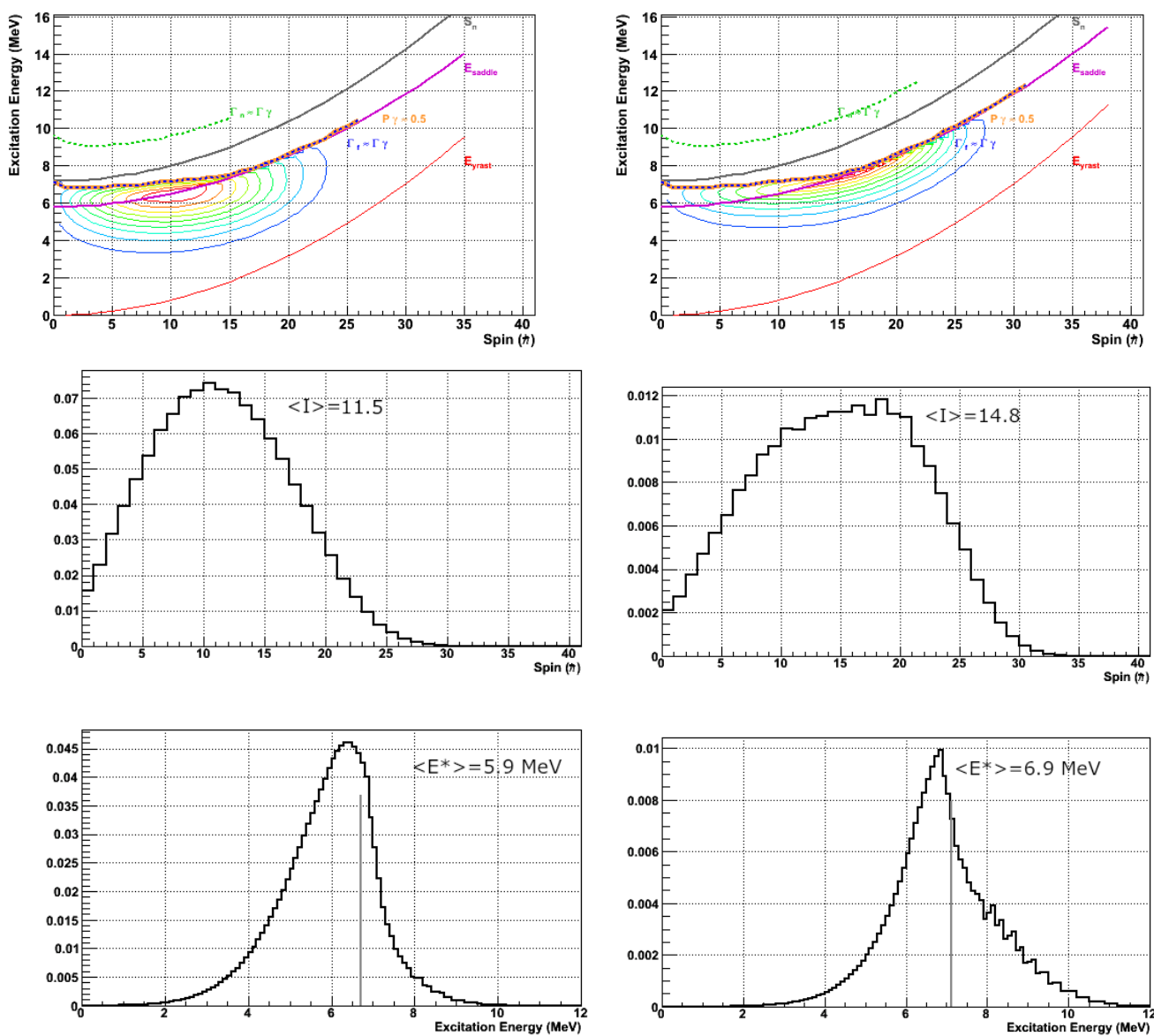


FIGURE 1 – Comparaison de distribution d'entrée (haut), projection du spin (centre) et projection de l'énergie (bas) pour  $E_{\text{Beam}} = 219$  (gauche) et  $223$  MeV (droit). Dans la projection de l'énergie, la position du point-selle au spin moyen est marquée par une ligne grise.

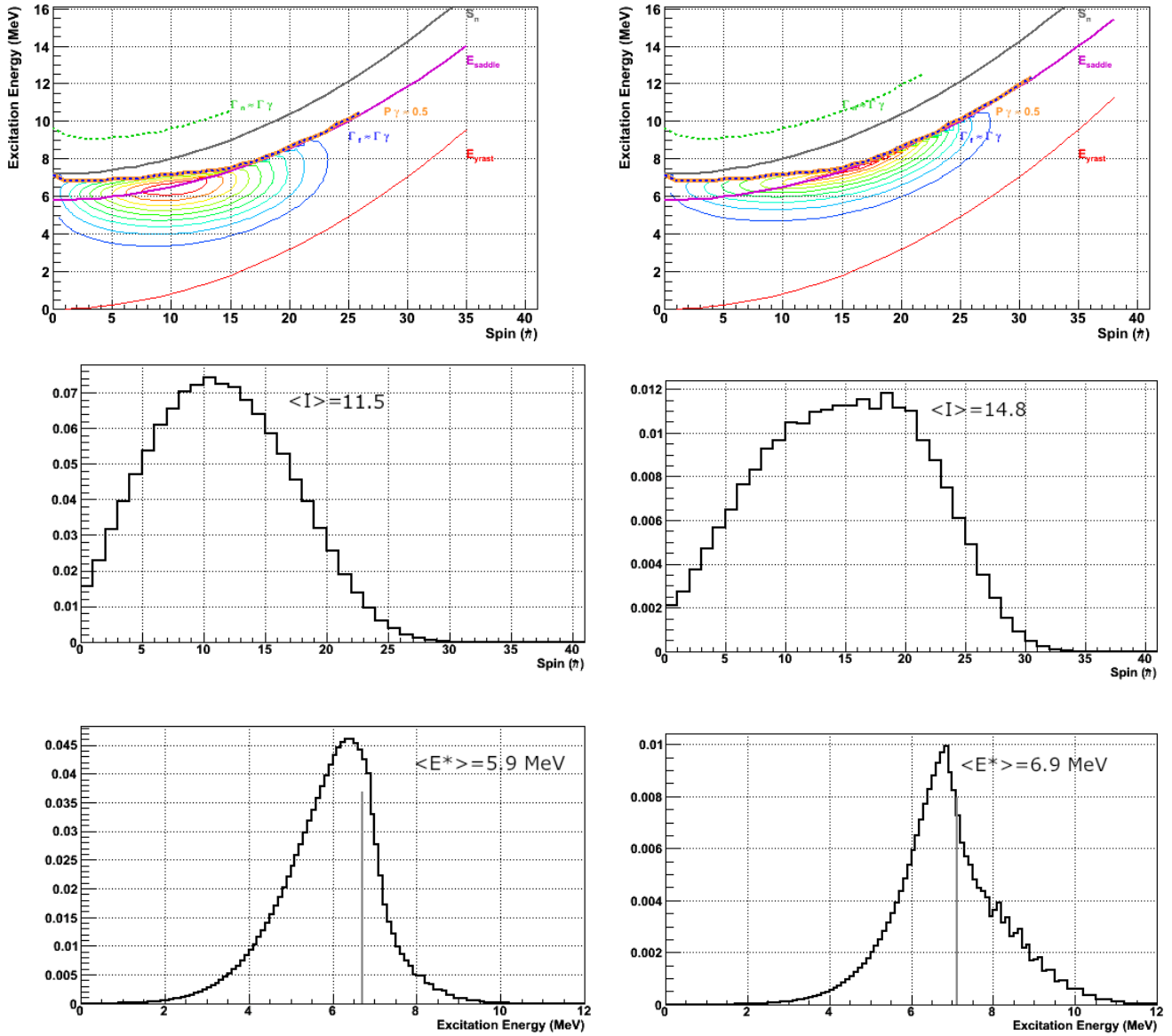


FIGURE 1 – Comparaison de distribution d'entrée (haut), projection du spin (centre) et projection de l'énergie (bas) pour  $E_{\text{Beam}} = 219$  (gauche) et 223 MeV (droit). Dans la projection de l'énergie, la position du point-selle au spin moyen est marquée par une ligne grise.

Nos calculs montrent clairement que la distribution d'entrée dépend largement de la position du point-sell et confirme qu'il est possible d'extraire la barrière de fission d'une distribution d'entrée expérimentale.

## 4 Dispositif experimental

### 4.1 Reaction

La réaction utilisée est  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},2n)^{254}\text{No}$ , qui est bien documentée et produit  $^{254}\text{No}$  avec une section efficace jusqu'à  $3 \mu\text{barn}$ . Les énergies de faisceaux utilisés sont au dessus du pic de production, mais la perte d'énergie dans la cible va abaisser l'énergie de réactions dans une régions de section efficace plus importante et, comme nous voulons produire  $^{254}\text{No}$  au plus hauts spins possibles, l'énergie supplémentaire va apporter plus de moment angulaire dans le système.

### 4.2 Faisceau et cible

Le faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  était fourni par l'accélérateur ATLAS avec un courant moyen de 100 enA (ou environ 9 pNA). Le faisceau était défocalisé pour éviter de fondre la cible.

La cible épaisse de  $\approx 0.5 \text{ mg/cm}^2$  était monté en quatre parties sur une roue tournante.

### 4.3 Gammasphere

La détection des rayons  $\gamma$  au plan focal est effectuée par Gammasphere. Gammasphere est constituée de 110 cristaux de Germanium de haute pureté et d'enceinte BGO pour la suppression anti-compton arrangés en sphere. Les détecteurs Ge couvrent environ 50 % de l'angle solide et l'efficacité moyenne de détection est de 14 %.

Nous utilisons Gammasphere en mode calorimètre : nous mesurons, pour un évènement l'énergie totale déposée dans le matériel actif de Gammasphere et le nombre de coups détectés. Pour cela, les boucliers BGO ne sont pas utilisés pour la suppression Compton, mais en tant que détecteur. De même, les caches *hevimet* habituellement placés devant les BGOs pour éviter une exposition directe depuis la cible sont retirés.



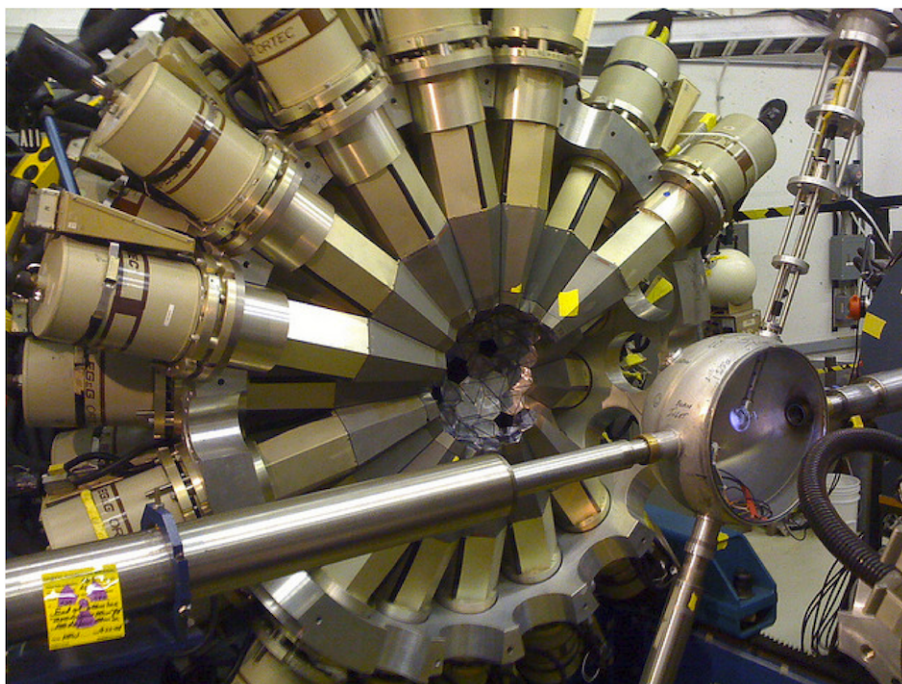


FIGURE 2 – Photo de Gammasphere et de la chambre de réaction.

## 4.4 FMA

Le Fragment Mass Analyzer (FMA) est utilisé pour trier le faisceau dispersé, les produits de transfert et les résidus d'évaporation. Le FMA est installé à ATLAS derrière Gammasphere/ Il sépare le faisceau primaire des produits de réactions et disperse ceux-ci selon leur rapport de masse et charge ( $m/q$ ) dans la direction horizontale ( $x$ ). L'acceptance du FMA est  $\approx 8$  msr et l'efficacité de transmission pour notre réaction  $\approx 7$  %.

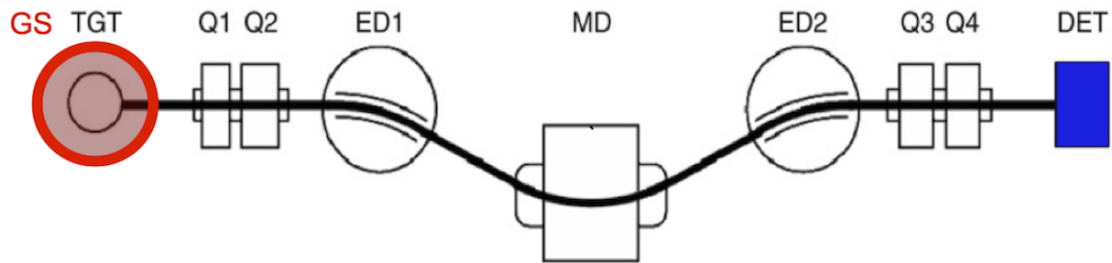


FIGURE 3 – Schéma du FMA. Gammasphere (GS, en rouge) est autour de la cible (TGT). Le FMA est constitué de quatre quadropoles (Q), deux dipôles électriques (ED) et un dipôle magnétique (MD). Les détecteurs (DET, en bleu) du plan focal servent à l'identification des reculs et la spectroscopie retardée.

## 4.5 Détecteurs au plan focal

Au plan focal du FMA, des détecteurs sont placés pour l'identification des noyaux de reculs. Une chambre à fil (PPAC) fournit des informations de perte d'énergie ( $\Delta E$ ) et de position ( $x$ ). Un détecteur silicium à strips (DSSD) permet l'implantation des reculs, la mesure de leur énergie cinétique et mesure de temps de vol. De plus, l'implantation dans le silicium permet de suivre au cours du temps les décroissance  $\alpha$  des noyaux implantés.

## 5 Analyse des données

### 5.1 Calibration des détecteurs

Gammasphere a été calibré en utilisant les sources classiques :  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{203}\text{Hg}$  et  $^{56}\text{Co}$ . La résolution globale des détecteurs Ge est de 2.6 keV à 1.3 MeV, le seuil moyen des détection est  $40 \pm 10$  keV.

L'efficacité absolue de détection par les Ge est de environ 22 % à 300 keV et 10 % à 1.3 MeV.

Les BGO étant utilisés pour détecté l'énergie des rayons  $\gamma$ , ils sont également calibrés. La résolution des BGOs est d'environ 120 keV à 570 keV et 200 keV à 1.3 MeV. La résolution relative est de l'ordre de 20 % FWHM et le seuil moyen est de  $120 \pm 30$  keV.

Le DSSD a été calibré en utilisant une source 3- $\alpha$  et les décroissance  $\alpha$  des noyaux implantés dans le silicium. La résolution en énergie des décroissance est d'environ 35 keV FWHM.

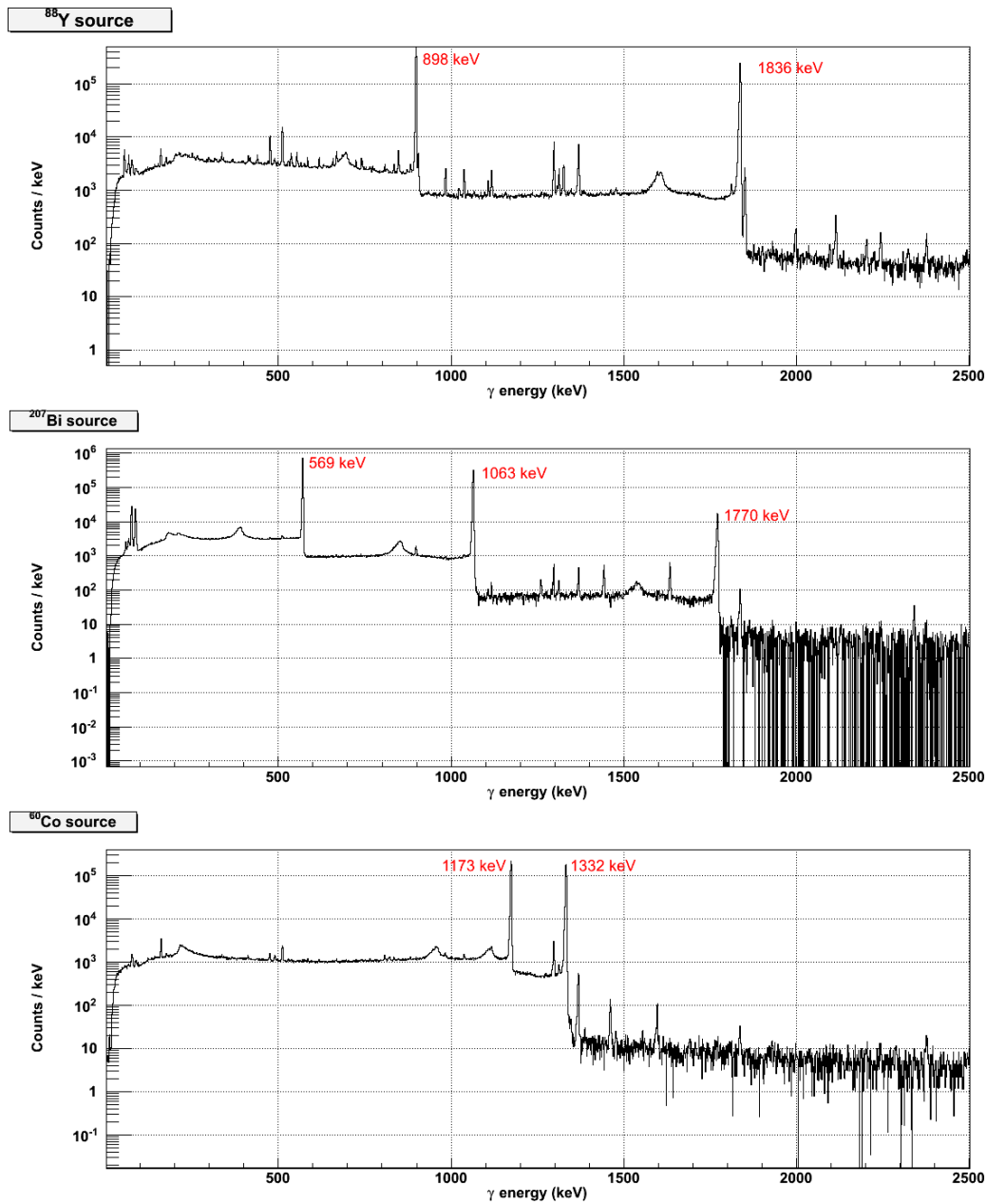


FIGURE 4 – Spectres de calibration en énergie de Gammasphere.  $^{88}\text{Y}$  (haut),  $^{207}\text{Bi}$  (milieu) and  $^{60}\text{Co}$  (bas). L'énergie des principaux pics est marquée en rouge.

## 5.2 Selection des noyaux au plan focal

Les noyaux sont sélectionnés au plan focal en fonction de leur énergie, masse et charge, en combinant les informations de temps de vol, dispersion dans la direction horizontale et perte d'énergie dans le PPAC. La

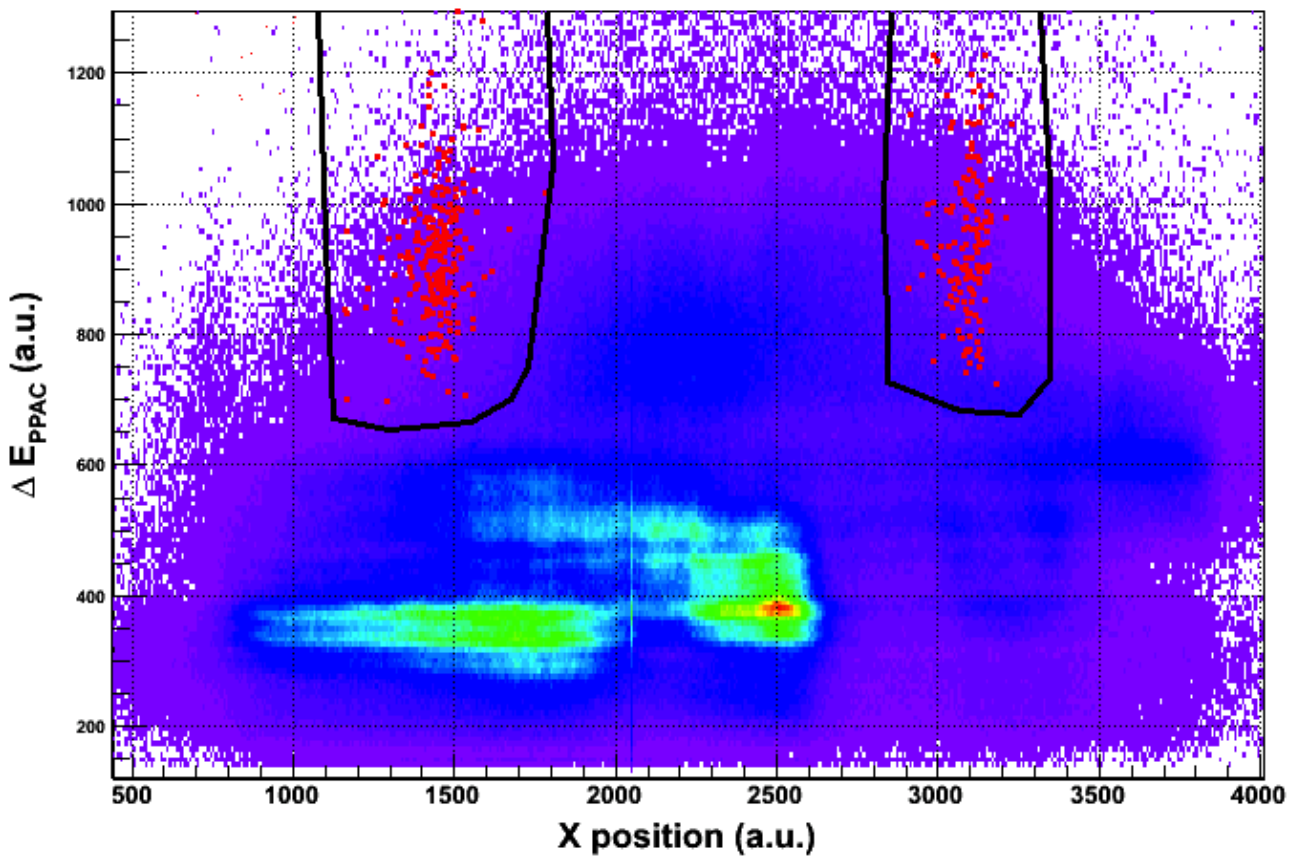


FIGURE 5 – Selection des noyaux de recul en X et perte d'énergie. La ligne noire correspond à la sélection effectuée. Les points rouges sont les événements tagués par  $\alpha$ .

grande sélectivité de ces instruments permet d'identifier avec précision les noyaux de  $^{254}\text{No}$ . Seulement environ 1 % de tout ce qui parvient au plan focal du FMA est un noyau d'intérêt.

## 5.3 Mesure calorimétrique

La mesure calorimétrique effectuée par Gammasphere permet de reconstruire, après calibration de la réponse de Gammasphere à des événements d'énergie et de multiplicité donnés et décomposition de la distribution initiale, la distribution en multiplicité de  $\gamma$  et l'énergie total  $\gamma$  associée aux événements.

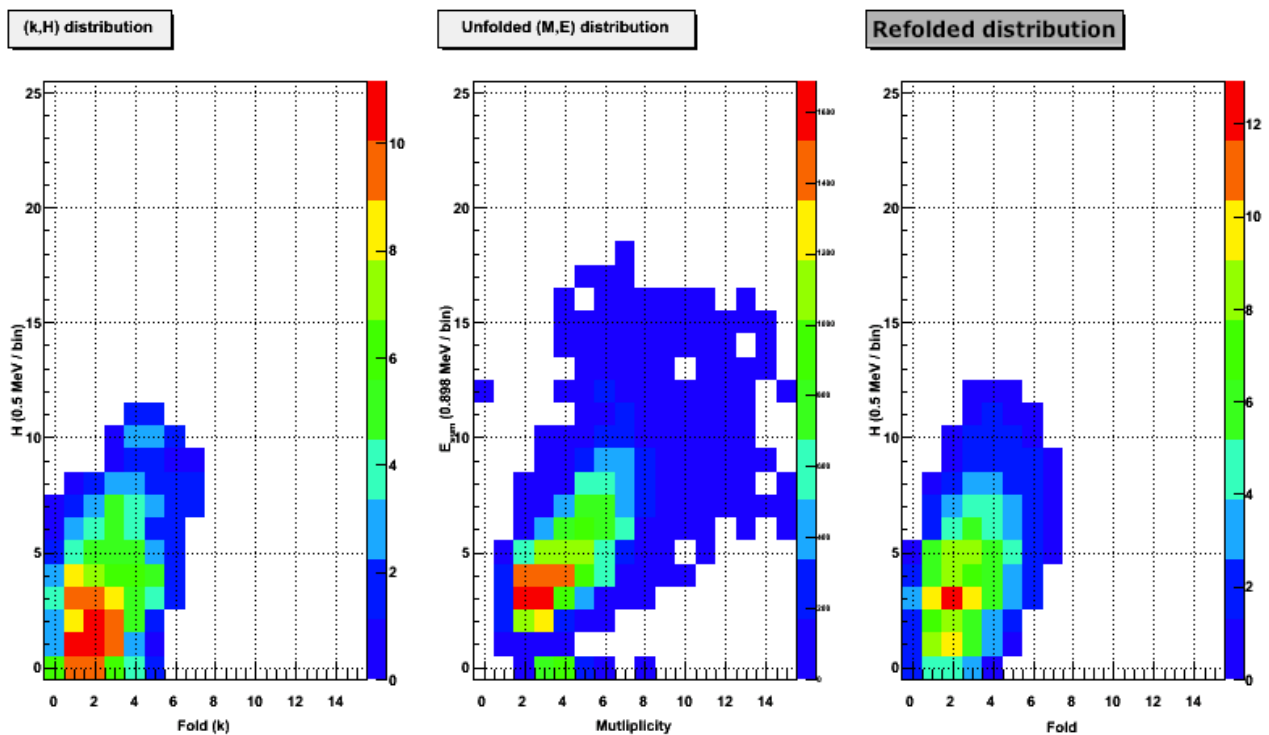


FIGURE 6 – Exemple de décomposition d’une distribution expérimentale. La distribution de (k et H) originale se trouve sur la gauche, la distribution en multiplicité et énergie au centre et la distribution recomposée sur la droite. Les distributions originale et recomposée ont clairement la même forme.

## 6 Distribution d'entrée et barrière de fission de $^{254}\text{No}$

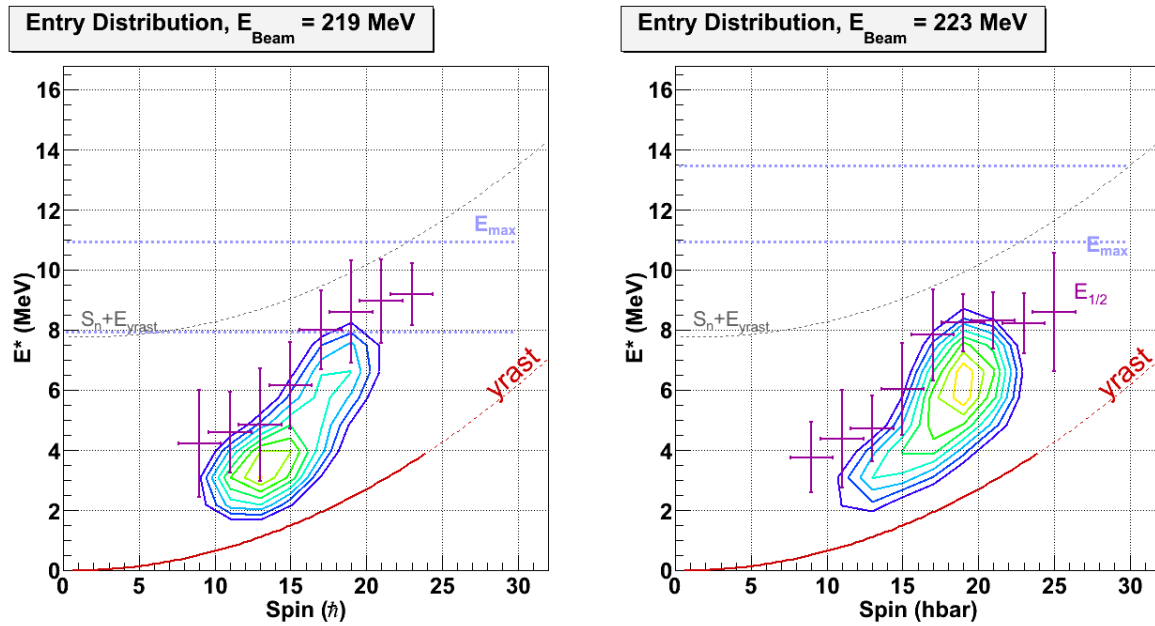


FIGURE 7 – Distributions d'entrée à  $E_{\text{Beam}} = 219 \text{ MeV}$  (gauche) et  $223 \text{ MeV}$  (droite) pour les évènements de reculs. La ligne *yrast* est indiquée en rouge, l'énergie de séparation des neutrons en gris et l'intervall d'énergie d'excitation maximale est marquée par les deux lignes bleues. Pour chaque interval de spin, le point de demi-maximum  $E_{1/2}$  est marquée.

La saturation des points  $E_{1/2}$  entre  $I=17$  et  $25 \hbar$  est attribuée à l'effet de la fission qui tronque la distribution d'entrée. Il est alors possible d'ajuster la valeur de l'énergie du point-selle  $E_{\text{saddle}} = B_f(0) + \frac{I(I+1)}{2J_{\text{saddle}}}$  sur ces points, en fonction des paramètres  $B_f(0)$  et  $J_{\text{saddle}}$ .

Nous trouvons  $B_f(0) = 6.3 \pm 0.5 \text{ MeV}$ , en bon accord avec les prédictions du modèle macroscopique-microscopique (6.76 MeV [1, 2]) et  $J_{\text{saddle}} = 151 \pm 37 \hbar^2/\text{MeV}$  pour le moment d'inertie, une valeur entre celle du corps rigide ( $180.7 \hbar^2/\text{MeV}$ ) et la prédiction du modèle HFB ( $140 \hbar^2/\text{MeV}$ ).

La hauteur de la barrière de fission est en accord avec la précédente mesure expérimentale [20] avec  $B_f(20) \approx 5 \pm 0.6 \text{ MeV}$ , et une barrière significative jusque  $30 \hbar$ .

## 7 Perspectives

Notre mesure souffre d'une faible statistique et d'incertitudes qui peuvent être réduites. Dans le futur, les électronique digitales permettront de traiter les données plus rapidement durant les expériences et permettront à des faisceaux plus intenses.

De plus, une mesure de la distribution d'entrée de  $^{255}\text{Lr}$  sera bientôt effectuée selon la même méthode et permettra d'obtenir une systématique des barrière de fission pour les noyaux  $N=152$ .



## Références

- [1] P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt, and S. Åberg, “Heavy-element fission barriers,” *Phys. Rev. C*, vol. 79, p. 064304, Jun 2009.
- [2] M. Kowal, P. Jachimowicz, and A. Sobiczewski, “Fission barriers for even-even superheavy nuclei,” *Phys. Rev. C*, vol. 82, p. 014303, Jul 2010.
- [3] J. L. Egido and L. M. Robledo, “Fission barriers at high angular momentum and the ground state rotational band of the nucleus  $^{254}\text{No}$ ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 1198–1201, Aug 2000.
- [4] L. Bonneau, P. Quentin, and D. Samsøen, “Fission barriers of heavy nuclei within a microscopic approach,” *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 21, pp. 391–406, 2004. 10.1140/epja/i2003-10224-x.
- [5] T. Duguet, P. Bonche, and P.-H. Heenen, “Rotational properties of  $^{252,253,254}\text{No}$  : influence of pairing correlations,” *Nuclear Physics A*, vol. 679, no. 3–4, pp. 427 – 440, 2001.
- [6] B. B. Back, H. C. Britt, O. Hansen, B. Leroux, and J. D. Garrett, “Fission of odd-A and doubly odd actinide nuclei induced by direct reactions,” *Phys. Rev. C*, vol. 10, pp. 1948–1965, Nov 1974.
- [7] B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt, and J. D. Garrett, “Fission of doubly even actinide nuclei induced by direct reactions,” *Phys. Rev. C*, vol. 9, pp. 1924–1947, May 1974.
- [8] A. Marchix, *Etude de l’influence de l’énergie de correction de couches sur les réactions nucléaires menant à la région des noyaux superlourds*. PhD thesis, UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE, 2007.
- [9] V. I. Zagrebaev, “Nrv code : <http://nrv.jinr.ru/nrv/>.”
- [10] A. Gavron, “Statistical model calculations in heavy ion reactions,” *Phys. Rev. C*, vol. 21, pp. 230–236, Jan 1980.
- [11] V. I. Zagrebaev, Y. Aritomo, M. G. Itkis, Y. T. Oganessian, and M. Ohta, “Synthesis of superheavy nuclei : How accurately can we describe it and calculate the cross sections ?,” *Phys. Rev. C*, vol. 65, p. 014607, Dec 2001.
- [12] G. N. S. A. V. Ignatyuk and A. S. Tishin, “Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter,” *Soviet Journal of Nuclear Physics*, vol. 21, p. 255, 1975.
- [13] A. S. Zubov, V. V. Sargsyan, G. G. Adamian, and N. V. Antonenko, “Population of ground-state rotational bands of superheavy nuclei produced in complete fusion reactions,” *Phys. Rev. C*, vol. 84, p. 044320, Oct 2011.
- [14] A. V. Ignatyuk, M. G. Itkis, V. N. O. and G. N. Smirenkin, and A. S. Tish, “Fission of pre-actinide nuclei. excitation functions for the ( $\alpha$ , f) reaction,” *Soviet Journal of Nuclear Physics*, vol. 21, p. 612, 1975.
- [15] B. B. Back, H. C. Britt, J. D. Garrett, and O. Hansen, “Subbarrier fission resonances in th isotopes,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, pp. 1707–1710, Jun 1972.
- [16] S. A. Karamian and A. B. Yakushev, “Formation of heavy compound nuclei, their survival, and correlation with longtime-scale fission,” *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 70, no. 2, p. 205–214, 2007.
- [17] G. A. Leander, “Statistical  $E_1$  and  $M_1$  gamma strength functions from heavy-ion,  $xn\gamma$  data,” *Phys. Rev. C*, vol. 38, pp. 728–736, Aug 1988.
- [18] D. Sarantites and B. Pate, “Angular momentum effects in the compound-statistical model for nuclear reactions : (i). monte carlo calculations of excitation functions,” *Nuclear Physics A*, vol. 93, no. 3, pp. 545 – 566, 1967.

- [19] W. Swiatecki, K. Siwek-Wilczyńska, and J. Wilczyński, “Ratios of disintegration rates for distinct decay modes of an excited nucleus,” *Phys. Rev. C*, vol. 78, p. 054604, Nov 2008.
- [20] e. a. P. Reiter, “Entry distribution, fission barrier, and formation mechanism of  $^{254}_{102}\text{no}$ ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 3542–3545, Apr 2000.



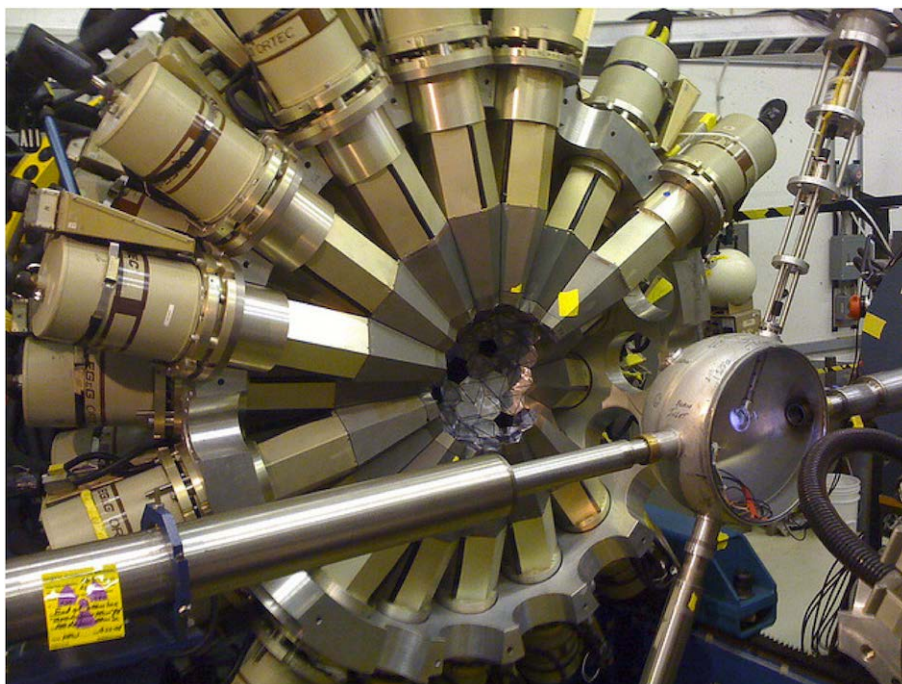


FIGURE 2 – Photo de Gammasphere et de la chambre de réaction.

## 4.4 FMA

Le Fragment Mass Analyzer (FMA) est utilisé pour trier le faisceau dispersé, les produits de transfert et les résidus d'évaporation. Le FMA est installé à ATLAS derrière Gammasphere/ Il sépare le faisceau primaire des produits de réactions et disperse ceux-ci selon leur rapport de masse et charge ( $m/q$ ) dans la direction horizontale ( $x$ ). L'acceptance du FMA est  $\approx 8$  msr et l'efficacité de transmission pour notre réaction  $\approx 7$  %.

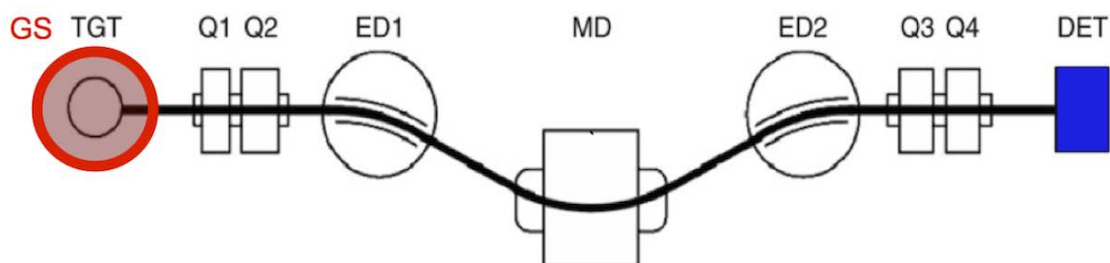


FIGURE 3 – Schéma du FMA. Gammasphere (GS, en rouge) est autour de la cible (TGT). Le FMA est constitué de quatre quadropoles (Q), deux dipôles électriques (ED) et un dipôle magnétique (MD). Les détecteurs (DET, en bleu) du plan focal servent à l'identification des reculs et la spectroscopie retardée.

## 4.5 Détecteurs au plan focal

Au plan focal du FMA, des détecteurs sont placés pour l'identification des noyaux de reculs. Une chambre à fil (PPAC) fournit des informations de perte d'énergie ( $\Delta E$ ) et de position ( $x$ ). Un détecteur silicium à strips (DSSD) permet l'implantation des reculs, la mesure de leur énergie cinétique et mesure de temps de vol. De plus, l'implantation dans le silicium permet de suivre au cours du temps les décroissance  $\alpha$  des noyaux implantés.

## 5 Analyse des données

### 5.1 Calibration des détecteurs

Gammasphere a été calibré en utilisant les sources classiques :  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{203}\text{Hg}$  et  $^{56}\text{Co}$ . La résolution globale des détecteurs Ge est de 2.6 keV à 1.3 MeV, le seuil moyen des détection est  $40 \pm 10$  keV.

L'efficacité absolue de détection par les Ge est de environ 22 % à 300 keV et 10 % à 1.3 MeV.

Les BGO étant utilisés pour détecté l'énergie des rayons  $\gamma$ , ils sont également calibrés. La résolution des BGOs est d'environ 120 keV à 570 keV et 200 keV à 1.3 MeV. La résolution relative est de l'ordre de 20 % FWHM et le seuil moyen est de  $120 \pm 30$  keV.

Le DSSD a été calibré en utilisant une source 3- $\alpha$  et les décroissance  $\alpha$  des noyaux implantés dans le silicium. La résolution en énergie des décroissance est d'environ 35 keV FWHM.

## 5.2 Selection des noyaux au plan focal

Les noyaux sont sélectionnés au plan focal en fonction de leur énergie, masse et charge, en combinant les information de temps de vol, dispersion dans la direction horizontale et perte d'énergie dans le PPAC. La

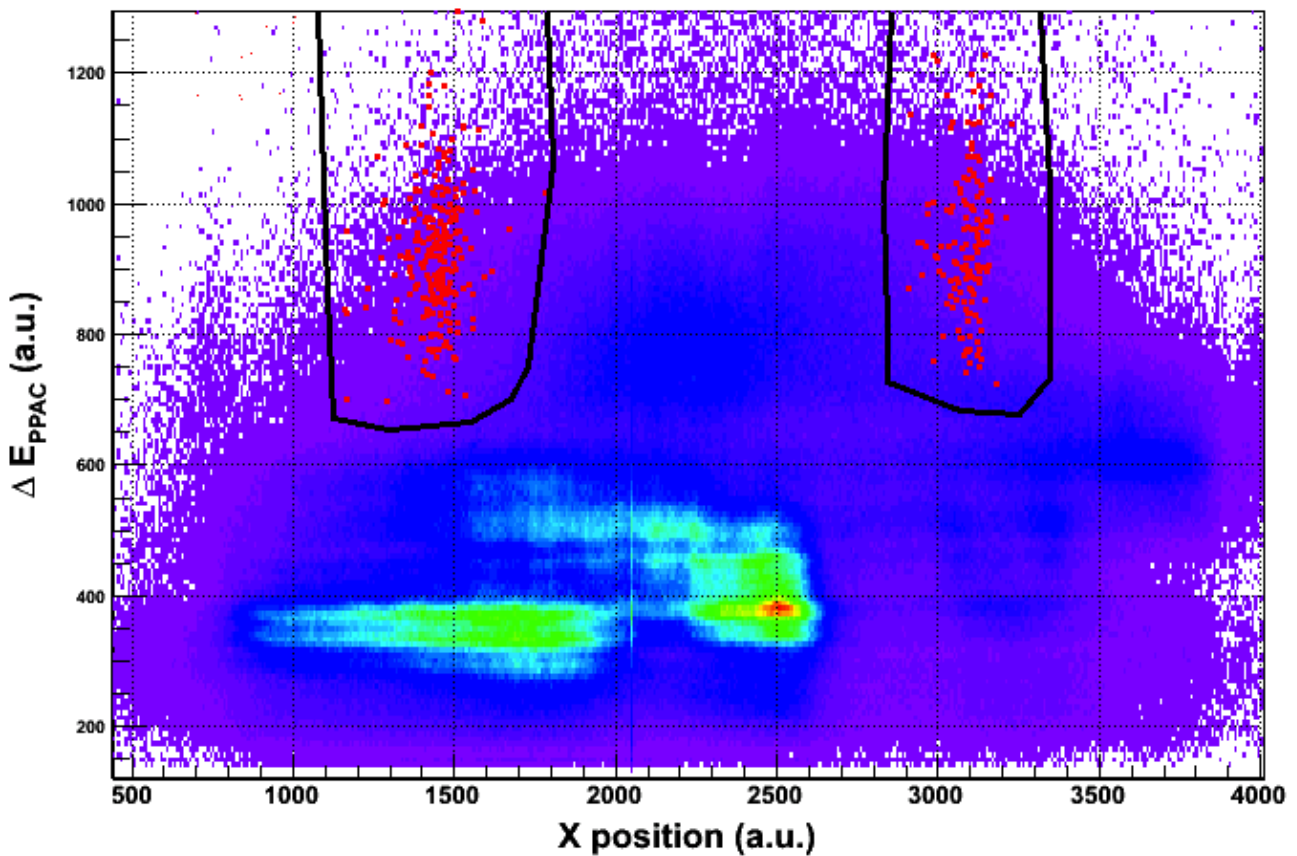


FIGURE 5 – Selection des noyaux de reculs en X et perte d'énergie. La ligne noire correspond à la sélection effectuée. Les points rouges sont les événements tagués par  $\alpha$ .

grande sélectivité de ces instrument permet d'identifier avec précisions les noyaux de  $^{254}\text{No}$ . Seulement environ 1 % de tout ce qui parvient au plan focal du FMA est un noyau d'intérêt.

## 5.3 Mesure calorimétrique

La mesure calorimétrique effectuée par Gammasphere permet de reconstruire, après calibration de la réponse de Gammasphere à des événements d'énergie et de multiplicité donnés et décomposition de la distribution initiale, la distribution en multiplicité de  $\gamma$  et l'énergie total  $\gamma$  associée aux événements.

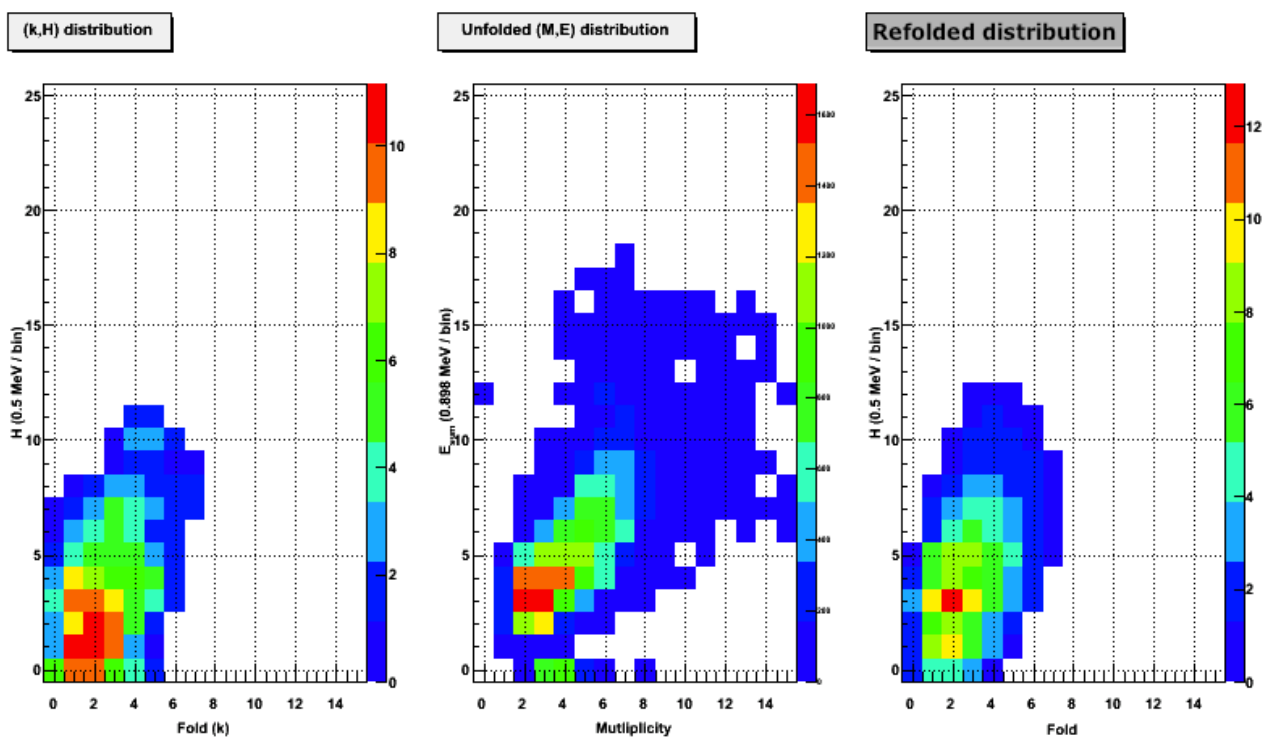


FIGURE 6 – Exemple de décomposition d’une distribution expérimentale. La distribution de (k et H) originale se trouve sur la gauche, la distribution en multiplicité et énergie au centre et la distribution recomposée sur la droite. Les distributions originale et recomposée ont clairement la même forme.