

LPCC - T. 87 04
FR 89 00 179

LPCC

**LABORATOIRE
de PHYSIQUE CORPUSCULAIRE**

LABORATOIRE LA 34 ASSOCIÉ L'1 N2 P3

T H E S E

présentée

à

l'U.F.R. de Sciences
de l'Université de Caen
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN.
Spécialité : **SCIENCES**

par

Viviane MARTIN

Etude de la multiplicité gamma associée à la fission
et à la fission rapide dans les collisions $Ne + Re$
à 220 MeV et $Ar + Ho$ à 315 MeV.



UNIVERSITÉ DE CAEN

**INSTITUT DES SCIENCES DE LA MATIERE
ET DU RAYONNEMENT**

BOULEVARD MARÉCHAL JUIN · 14032 CAEN CEDEX

Téléphone 31 45 25 00

T H E S E

présentée

à

l'U.F.R. de Sciences
de l'Université de Caen

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : SCIENCES

par

Viviane MARTIN

Sujet : Etude de la multiplicité gamma associée à la fission
et à la fission rapide dans les collisions Ne + Re à
220 MeV et Ar + Ho à 315 MeV

Thèse de l'Université de Caen soutenue le 17 Novembre 1987
devant la Commission d'examen :

MM. Y. EL MASRI

F. HANAPPE

R. REGIMBART

J.C. STECKMEYER

B. TAMAIN

LISTE DES PROFESSEURS DE L'U.F.R. DE SCIENCES

M. LOZAC'H Noël	Professeur émérite (Chimie) - Doyen honoraire
M. MONIER Jean-Claude	Professeur émérite (Minéralogie)
M. APERY Roger	Professeur émérite (Mathématiques pures)
M. BERNARD Maurice	Professeur (Chimie minérale) - Doyen honoraire
M. SIGNORET Jacques	Professeur (Embryologie) - Doyen honoraire
M. VIALLE Jean	Professeur (Chimie)
M. GOJAN Jean-Louis	Professeur (Physique)
M. BINET Paul	Professeur (Biologie végétale)
M. BARRAT Jean-Pierre	Professeur (Physique)
M. THUILLIER André	Professeur (Chimie)
M. MARGERIE Jean	Professeur (Physique)
Mlle DEMEUSY Noëlle	Professeur (Biologie)
M. FORTINI André	Professeur (Physique du solide)
M. ALLAIS Gérard	Professeur (Physique)
Mme BLANCHETON Eliane	Professeur (Mathématiques)
M. MOLLIER Yves	Professeur (Chimie)
M. KAUFFMANN Jacques	Professeur (Physiologie bactérienne)
M. DOGUET Gaston	Professeur (Biologie végétale)
M. HERVE Charles	Professeur (Mécanique appliquée)
Mme GRANDET Marthe	Professeur (Mathématiques)
M. GLÜCK Gilbert	Professeur (Physique)
M. CORNET Daniel	Professeur (Chimie minérale)
M. BENARD Francis	Professeur (Biologie-Écologie) - IUT
M. SAUSSEY Michel	Professeur (Zoologie)
M. ZVENIGDROSKY Alexandre	Professeur (Physique)
M. ROCHE Claude	Professeur (Mathématiques) - Directeur de l'UFR
M. RAVEAU Bernard	Professeur (Chimie)
M. LEFEBVRES Jean-François	Professeur (Physique corpusculaire)
M. ROBERT Pierre	Professeur (Mathématiques)
Mlle SEXER Nicole	Professeur (Physique) - ISMRa
M. MARTIN Jacques	Professeur (Electronique)
M. LE HIR Jean-François	Professeur (Physique appliquée) - ISMRa
Mme BARRAT Miraille	Professeur (Physique)
M. NOËL Yves	Professeur (Chimie)
M. CHEVALIER Michel	Professeur (Mathématiques)
M. LEHMAN Eric	Professeur (Mathématiques)
M. LECLUSE Yves	Professeur (Physique appliquée) - ISMRa
M. HELLEGOUARCH Yves	Professeur (Mathématiques)
M. LANIÈPCE Bernard	Professeur (Physique)
M. REGIMBART Robert	Professeur (Physique)
M. BLOYET Daniel	Professeur (Electronique) - ISMRa
M. DDUBRE Hubert	Professeur (Physique corpusculaire)
M. TAMAIN Bernard	Professeur (Physique corpusculaire) - ISMRa
M. HAMEL Joseph	Professeur (Physique) - ISMRa
M. GROULT Daniel	Professeur (Chimie) - ISMRa
M. BOUCAUD Jean	Professeur (Biologie)
M. LE QUERLER Jean-François	Professeur (Chimie) - IUT
M. CHANTEPIE Maurice	Professeur (Physique)
M. GOREAUD Michel	Professeur (Chimie)
M. LEVESQUE Guy	Professeur (Chimie)
Mme ADAM Anne	Professeur (Informatique)
M. DEHORNOY Patrick	Professeur (Mathématiques)
M. DUCHET Jean-Claude	Professeur (Chimie)
M. ENJALBERT Patrick	Professeur (Informatique)
M. DUBOIS Eugène	Professeur (Mathématiques) - ISMRa
M. ALT René	Professeur (Informatique)
M. PATRY Jean-Pierre	Professeur (Physique corpusculaire)
M. HEMIDY Jean-François	Professeur (Chimie)
M. BUZZANCA Claudio	Professeur associé (Mathématiques)

REMERCIEMENTS

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur Jean-Claude STECKMEYER qui m'a guidée et conseillée tout au long de ces deux années de thèse.

Je tiens également à remercier :

Messieurs Robert REGIMBART et Guy BIZARD de m'avoir accueillie au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen.

Messieurs Youssef EL MASRI et Francis HANAPPE du chaleureux accueil qu'ils m'ont réservé au Cyclotron de LOUVAIN-LA-NEUVE en Belgique, de l'aide et des conseils qu'ils m'ont prodigués.

Tous les membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail.

Madame Jacqueline GUILENDOUE qui a assuré la frappe de ce manuscrit.

Monsieur Jacques LELANDAIS qui a réalisé les figures.

Toutes les personnes qui ont participé à la réalisation de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
I - DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	
I.1 : PRINCIPE DES MESURES	6
I.1.1 : Corrélacion angulaire des fragments de fission	6
I.1.2 : Mesure de la multiplicité γ	7
I.1.2.1 . la méthode linéaire	8
I.1.2.2 . la méthode non-linéaire	9
I.2 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	10
I.2.1 : La détection des fragments de fission	10
I.2.2 : Les cibles	13
I.2.3 : La détection des γ	13
I.2.4 : Dispositif de calibration	14
I.2.5 : Télescope de particules légères	16
I.3 : MONTAGE ELECTRONIQUE	16
I.3.1 : Les voies linéaires	16
I.3.2 : Les voies rapides	18
I.3.3 : Circuit de décision	18

II - DETERMINATION DES MASSES DES FRAGMENTS DE FISSION

II.1 : L'ANALYSE DES DONNEES	20
II.1.1 : Etalonnage en énergie des jonctions	20
II.1.2 : Etalonnage en temps de vol des jonctions	21
II.1.3 : Principe de calcul	21
II.2 : RESULTATS EXPERIMENTAUX	25
II.2.1 : Différence des temps de vol des fragments de fission	25
II.2.2 : Distributions masses-énergie	25
II.2.3 : Section efficace de fission	31

III - LES MULTIPLICITES γ

III.1 : ANALYSE DES DONNEES	35
III.1.1 : Etalonnage en énergie des photomultiplicateurs	
III.1.2 : Détermination des efficacités et des seuils des photomultiplicateurs	35
III.1.3 : Soustraction des contributions dues au bruit de fond, aux neutrons et aux événements fortuits.	37
III.2 : DONNEES DES PROGRAMMES DE CALCUL DE MULTIPLICITE ET RESULTATS	37

IV - RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LE MODELE DE L'EQUILIBRE STATISTIQUE

IV.1 : MODELE DE L'EQUILIBRE STATISTIQUE	40
IV.1.1 : Présentation du modèle	40
IV.1.2 : Le programme	43
IV.1.3 : Moment angulaire initial moyen	43
IV.1.4 : Déformation des noyaux	44
IV.2 : COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES PREDICTIONS DU MODELE	45
IV.2.1 : Estimation de l'erreur sur la valeur du spin	45
IV.2.2 : Variation du spin total des fragments avec l'asymétrie de masse	48
IV.2.3 : Variation du spin total des fragments avec l'énergie cinétique totale.	58
CONCLUSION	65

INTRODUCTION

Jusqu'à ces dernières années, deux types de collisions dissipatives étaient observées dans les réactions d'ions lourds à des énergies de bombardement inférieures à 10 MeV/nucléon : les collisions très inélastiques et la formation d'un noyau composé {Ref. 1} .

Dans les collisions très inélastiques, les produits finals conservent des caractéristiques en masse et en charge assez voisines de celles des produits de la voie d'entrée, mais on observe une dissipation importante de l'énergie cinétique et une partie du moment angulaire orbital de la voie d'entrée est transférée en spins intrinsèques aux fragments.

Dans la formation d'un noyau composé, les caractéristiques de la voie d'entrée sont perdues hormis l'énergie d'excitation et le moment angulaire. Deux processus entrent alors en compétition pour évacuer l'énergie d'excitation : l'évaporation de particules chargées ou neutres qui conduit à la formation d'un résidu d'évaporation et la fission qui donne naissance à deux fragments de fission. La section efficace de formation du noyau composé, appelée aussi section efficace de fusion, est la somme des sections efficaces de formation de résidus d'évaporation et de fission. Pour des noyaux de fusion lourds ($A > 200$), la désexcitation par fission devient prépondérante et la section efficace de fusion se réduit à celle de fission. Dans un développement en ondes partielles et en utilisant l'approximation de coupure franche, la section efficace de fusion s'écrit en fonction de l_{crit} , le moment angulaire critique au-delà duquel le mécanisme de fusion n'est plus observé. La mesure de la section efficace de fusion permet de déterminer la valeur l_{crit} .

Le modèle de la goutte liquide tournante {Ref. 2} permet de prévoir l'évolution de la barrière de fission d'un noyau en fonction de son moment angulaire : la barrière est maximale quand le moment angulaire du noyau est nul et décroît pour un moment angulaire croissant en raison de l'existence des forces centrifuges qui diminuent la stabilité du noyau. Le modèle pré-

dit que la barrière de fission devient nulle pour un moment angulaire noté $l_{Bf=0}$ qui dépend du noyau (A, Z). Au-delà de cette valeur, le noyau étant instable vis à vis de la fission, nous ne devrions plus observer la formation d'un noyau composé.

Or, dans quelques systèmes {Ref. 3, 4}, les valeurs expérimentales de la section efficace des événements que l'on peut assimiler à des événements de fission conduisent à des valeurs du moment angulaire critique l_{crit} bien supérieures à celles du moment $l_{Bf=0}$. Pour certains systèmes, la différence entre les valeurs $l_{Bf=0}$ et l_{crit} est importante et ne peut pas s'expliquer par une sous-estimation de la valeur $l_{Bf=0}$ calculée dans le cadre du modèle de la goutte liquide tournante.

Un nouveau mécanisme, appelé "Fission Rapide", a alors été suggéré : le stade du noyau composé qui correspond à un équilibre de l'ensemble des degrés de liberté du système n'est pas atteint et le noyau composite ne vit pas suffisamment longtemps pour relaxer l'ensemble des degrés collectifs avant la séparation en deux fragments. La durée de vie de cette interaction est intermédiaire entre celle des transferts très inélastiques (10^{-22} s à 10^{-21} s) et celle du noyau composé supérieure à 10^{-20} s. Plusieurs études théoriques ont prévu ce processus intermédiaire de fission rapide {Ref. 4, 5}.

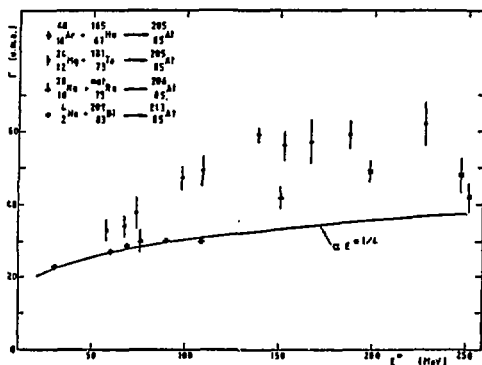


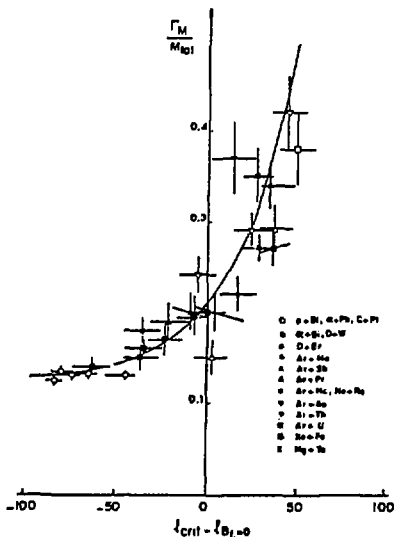
Figure 1 : Largeur à mi-hauteur des distributions de masse en fonction de l'énergie d'excitation pour plusieurs systèmes conduisant à des noyaux voisins : $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$, $^{24}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$, $^{20}\text{Ne} + ^{227}\text{Re}$ et $^4\text{He} + ^{209}\text{Bi}$.

Cette figure est extraite de la référence 5.

Les mesures des largeurs de distributions de masse des fragments de fission, dans les cas où la valeur du moment angulaire l_{crit} dépasse celle du moment $l_{Bf=0}$, ont confirmé l'existence de ce nouveau mécanisme {Ref. 3, 4, 5}. La figure 1 montre l'évolution des largeurs à mi-hauteur des distributions de masses mesurées dans quatre systèmes conduisant à des noyaux voisins en fonction de l'énergie d'excitation de ces noyaux. Trois de ces systèmes conduisent à une fission conventionnelle et les mesures de largeurs en masse sont assez bien reproduites par les résultats d'un calcul statistique (courbe en trait plein). Le net élargissement, pour le système Ar+Ho, dans lequel la fission rapide est attendue, est en désaccord avec la courbe calculée. Il y a là une première indication de l'existence de la fission rapide. Le paramètre déterminant est le moment angulaire, comme l'illustre la figure 2, qui montre l'évolution des largeurs réduites des distributions de masse pour plusieurs systèmes en fonction de la différence $l_{crit} - l_{Bf=0}$. Une brusque augmentation des largeurs s'amorce dès que l_{crit} s'approche et dépasse la valeur $l_{Bf=0}$.

Figure 2 :

Evolution de la largeur réduite à mi-hauteur en fonction de $l_{crit} - l_{Bf=0}$.
 Cette figure est extraite de la référence 4.



Enfin, les résultats obtenus, dans l'étude des systèmes Ar+Au, Ar+Bi et Ar+U {Ref. 7}, montrent que l'élargissement n'est pas dû aux grands moments angulaires mais bien au fait que l_{crit} devient plus grand que $l_{\text{Bf}=0}$. En effet, la distribution de masse du système Ar+U, dont la barrière de fission est très faible ($l_{\text{Bf}=0} = 30 \hbar$), présente déjà une grande largeur pour une faible valeur du moment l_{crit} et reste constante pour les grandes valeurs de l_{crit} .

On s'attend donc à ce que la fission rapide se développe pour des ondes partielles voisines ou supérieures au moment angulaire $l_{\text{Bf}=0}$ et conduise à une nette augmentation des largeurs des distributions de masse des fragments. Aussi, on peut envisager dans l'approximation de la coupure franche la formation d'un noyau composé pour les ondes partielles comprises entre 0 et $l_{\text{Bf}=0}$ et la fission rapide (conduisant à une distribution en masse symétrique ou asymétrique) pour les ondes partielles allant de $l_{\text{Bf}=0}$ à l_{crit} .

Afin de tester cette hypothèse, on se propose d'étudier en fonction de l'asymétrie de masse et de l'énergie cinétique totale des fragments l'évolution du transfert de moment angulaire par la mesure de la désexcitation γ , l'essentiel du moment angulaire porté par les fragments étant évacué par l'émission de rayonnement γ .

Aux spins intrinsèques transmis aux fragments lors de la collision, il faut associer les spins induits par les modes de rotation collectifs {Ref. 8}, qui ont pour effet d'augmenter la valeur absolue des moments angulaires intrinsèques des fragments et de les désaligner par rapport à la normale au plan de réaction. La comparaison des résultats expérimentaux, avec ceux d'un modèle statistique {Ref. 9, 10} permettra d'apprécier l'influence de ces modes collectifs.

Nous avons donc étudié deux systèmes : Ne+Re à 220 MeV et Ar+Ho à 315 MeV qui conduisent à la formation d'un même noyau de fusion ^{205}At avec une énergie d'excitation de 167 MeV. Ces systèmes ont été choisis pour plusieurs raisons : d'une part, ils ont fait l'objet de plusieurs mesures et l'on dispose donc de nombreuses informations sur ces systèmes dans la littérature ; d'autre part, les valeurs des moments

angulaires $l_{Bf=0}$ et l_{crit} , calculées par les modèles (voir chap. II.2.3), montrent que la fission rapide ne devrait se développer que dans le second système. Une comparaison entre les deux réactions devrait nous permettre d'isoler le mécanisme de fission rapide.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous décrivons le dispositif expérimental. Les second et troisième chapitres sont consacrés à l'analyse des données relatives aux distributions de masse et aux multiplicités γ . Dans le dernier chapitre, les résultats du transfert de moment angulaire en fonction de l'asymétrie de masse et de l'énergie cinétique sont présentés et comparés aux résultats du modèle de l'équilibre statistique.

Chapitre 1

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

I.1 - PRINCIPE DES MESURES

I.1.1 : Corrélation angulaire des fragments de fission

On considère un noyau composé formé dans une collision entre ions lourds, qui fissionne en deux fragments émis à 180° l'un de l'autre dans le système du centre de masse du noyau composé. L'effet de la vitesse de recul de ce noyau est de fermer la corrélation angulaire de fission dans le laboratoire (Fig.3). Pour une direction de fission donnée dans le centre de masse, l'angle de corrélation entre les deux fragments dans le système du laboratoire dépend de leur rapport de masse $R = M_1/M_2$.

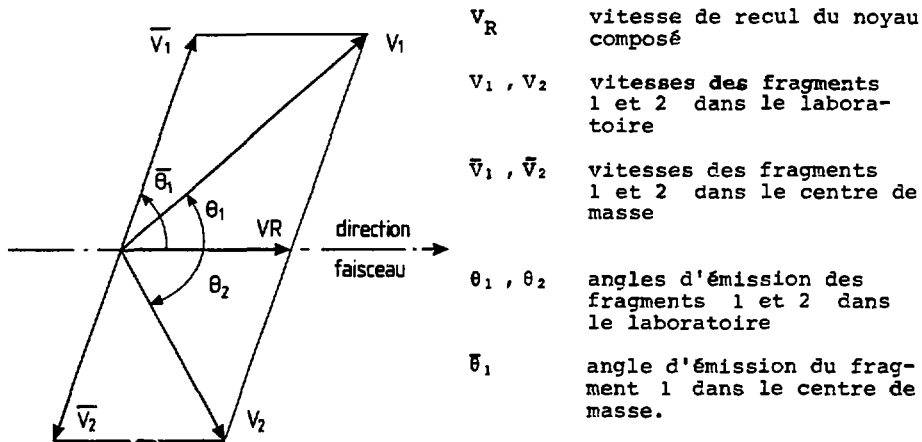


Figure 3 : Diagramme des vitesses pour une fission binaire.

Expérimentalement, il n'est pas possible de couvrir le domaine angulaire de la corrélation puisqu'il faudrait changer à la fois θ_1 et θ_2 .

On choisit de fixer le détecteur 1 à un angle θ_1 et de couvrir avec le détecteur 2 un domaine angulaire $\Delta\theta_2$ qui correspond aux différents rapports de masses et aux diverses énergies cinétiques totales possibles. Il est nécessaire de se placer à un angle dans le centre de masse voisin de 90° autour duquel la section efficace de fission est plate, pour ne pas fausser les mesures lorsque le détecteur 2 est déplacé.

L'angle de corrélation est maximal quand R est voisin de 1 et diminue lorsque R décroît ou augmente. Ainsi, le plus petit angle de corrélation est obtenu pour les fissions les plus asymétriques (Ref. 11).

Le tableau I donne, pour chaque système, les corrélations choisies.

système	θ_1 fixe (deg)	$\Delta\theta_2$ (deg)
Ar + Ho	55	30 - 70
Ne + Re	65	40 - 80

TABLEAU I

Les plages angulaires ont été estimées à l'aide d'un programme de cinématique dans lequel on suppose que l'énergie cinétique totale des fragments est donnée par la formule de Viola (Ref. 12).

I.1.2 : Mesure de la multiplicité γ

La multiplicité γ est définie comme le nombre moyen de γ émis au-dessus d'un certain seuil en énergie (voir Chap. III.1.2) par les fragments lors d'un événement de fission.

Les données expérimentales nécessaires dans les calculs de multiplicité sont :

- N_D : le nombre d'événements de fission ou événements directs,
- N_k : le nombre d'événements ou k détecteurs quelconques parmi les G détecteurs γ ont été touchés en coïncidence avec un événement de fission (encore appelé le nombre d'événements k-fold),
- N_0 : le nombre d'événements de fission sans γ (encore appelé le nombre d'événements 0-fold).

Les valeurs N_D, N_k, N_0 donnent accès aux probabilités moyennes $\langle P_k \rangle$ de déclencher k détecteurs bien définis du montage parmi les G détecteurs :

$$\langle P_k \rangle = \frac{N_k}{C_G^k N_D}$$

C_G^k est le nombre de combinaisons d'évènements k -fold dans un ensemble de G détecteurs.

Deux méthodes de calcul peuvent être utilisées pour extraire des données expérimentales la valeur moyenne $\langle M \rangle$ et les moments centrés de la distribution de multiplicité qui permettent de caractériser cette dernière. Le moment centré du second ordre renseigne sur la largeur, celui du troisième ordre sur l'asymétrie. Ces deux méthodes supposent que tous les détecteurs ont la même efficacité.

1.1.2.1 - La méthode linéaire

Les probabilités moyennes $\langle R_k \rangle$, de déclencher k détecteurs dans un ensemble de k détecteurs définis, sont calculées à partir des probabilités expérimentales $\langle P_k \rangle$. Les $\langle R_k \rangle$ sont des combinaisons linéaires des $\langle P_k \rangle$ [Ref. 13].

Les probabilités $\langle R_k \rangle$ peuvent être développées en puissance de l'efficacité Ω . Le jeu d'équations suivant est alors obtenu :

$$\begin{aligned} \langle R_1 \rangle &= \langle M \Omega - 1/2 M(M-1) \Omega^2 + 1/6 M(M-1)(M-2) \Omega^3 + \dots \rangle \\ \langle R_2 \rangle &= \langle M(M-1) \Omega^2 - M(M-1)(M-2) \Omega^3 + 7/2 M \dots (M-3) \Omega^4 + \dots \rangle \\ \langle R_3 \rangle &= \langle M(M-1)(M-2) \Omega^3 - 3/2 M \dots (M-3) \Omega^4 + 5/4 M \dots (M-4) \Omega^5 + \dots \rangle \\ \langle R_4 \rangle &= \langle M \dots (M-3) \Omega^4 - 2 M \dots (M-4) \Omega^5 + 13/6 M \dots (M-5) \Omega^6 + \dots \rangle \\ \langle R_5 \rangle &= \langle M \dots (M-4) \Omega^5 - 5/2 M \dots (M-5) \Omega^6 + 10/3 M \dots (M-6) \Omega^7 + \dots \rangle \\ &'' \\ &'' \end{aligned}$$

Par combinaison linéaire des probabilités $\langle R_k \rangle$, apparaissent les valeurs moyennes des différents produits :

$$\begin{aligned} \langle M \rangle \Omega &= \langle R_1 \rangle + 1/2 \langle R_2 \rangle + 1/3 \langle R_3 \rangle + \dots \\ \langle M(M-1) \rangle \Omega^2 &= \langle R_2 \rangle + \langle R_3 \rangle + 11/12 \langle R_4 \rangle + \dots \\ \langle M(M-1)(M-2) \rangle \Omega^3 &= \langle R_3 \rangle + 3/2 \langle R_4 \rangle + 7/4 \langle R_5 \rangle + \dots \\ \langle M(M-1)(M-2)(M-3) \rangle \Omega^4 &= \langle R_4 \rangle + 2 \langle R_5 \rangle + 17/6 \langle R_6 \rangle + \dots \end{aligned}$$

Les valeurs des moments centrés $\mu_j = \langle (M - \langle M \rangle)^j \rangle$ peuvent à leur tour être tirées des valeurs moyennes des produits.

Les séries ci-dessus convergent lentement avec l'ordre k des probabilités $\langle P_k \rangle$. On ne s'attend donc pas à ce que cette méthode donne de bons résultats si les probabilités d'ordre supérieur sont inconnues ; et quand bien même elles seraient connues, une statistique trop faible pour ces événements entraînerait une trop grande incertitude.

I.1.2.2 - La méthode non linéaire

Dans cette méthode, les probabilités $\langle G_n \rangle$ de ne pas observer de γ en coïncidence avec un événement de fission dans $(N-n)$ détecteurs sont calculées à partir des probabilités $\langle P_k \rangle$ expérimentales.

$$\langle G_n \rangle = \sum_{k=0}^n \binom{k}{n} \binom{k}{N} \langle P_k \rangle$$

Les probabilités théoriques $\langle G_n \rangle$ peuvent s'écrire en fonction des différents moments centrés μ_j selon l'expression suivante [Ref. 14] :

$$\frac{\ln \langle G_n \rangle}{y_n} = \langle M \rangle + y_n \frac{\mu_2}{2!} + y_n^2 \frac{\mu_3}{3!} + y_n^3 \frac{\mu_4 - 3\mu_2^2}{4!} + \dots$$

$$y_n = \ln(1 - (N-n)\Omega)$$

N nombre de détecteurs

μ_j moment centré d'ordre j .

Dans le cas d'une distribution gaussienne, seuls les deux premiers termes de l'expression ci-dessus ne sont pas nuls. On peut considérer raisonnablement que la partie principale de la distribution est décrite par une gaussienne de même moyenne et de même largeur que la distribution réelle. Il est donc assez facile d'obtenir la valeur moyenne et la largeur de la distribution sans connaître les nombres d'événements k -fold d'ordre supérieur car l'influence des moments d'ordre supérieur à 2 dépend de l'écart de la distribution de multiplicité à la forme gaussienne.

Pour calculer les différents moments centrés, il faut calculer les $\ln \langle G_n \rangle / y_n$ à partir des probabilités expérimentales $\langle P_k \rangle$, puis éliminer dans le jeu d'équations les moments de plus bas ordre.

Cette méthode, non linéaire en $\langle P_k \rangle$, donne de meilleurs résultats que la méthode linéaire ; elle permet de déterminer la valeur moyenne $\langle M \rangle$ simplement à partir des probabilités $\langle P_k \rangle$ d'ordre 0 et 1, la largeur de la distribution à partir des probabilités $\langle P_k \rangle$ d'ordre 0, 1 et 2. Cette méthode cependant ne permet pas plus que la méthode linéaire de connaître les valeurs des moments d'ordre élevé car les erreurs statistiques deviennent rapidement importantes avec l'ordre k des événements k -fold.

I.2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans le cadre de cette étude, trois séries d'expériences ont été réalisées auprès du cyclotron de Louvain-La-Neuve en Belgique ; seules ne seront décrites dans ce mémoire que les deux premières, le but de la troisième étant de compléter ces mesures.

Le dispositif expérimental est schématisé sur les figures 4 et 5.

I.2.1 : Détection des fragments de fission

Trois détecteurs solides à barrière de surface étaient installés dans la chambre à réaction pour mesurer les énergies et la différence des temps de vol entre deux fragments de fission issus d'un même événement (Fig. 4). Ces détecteurs avaient une surface de 450 mm^2 .

Le détecteur E1 était positionné d'un côté du faisceau à un angle fixe θ_1 . De l'autre côté du faisceau, les détecteurs E2 et E3, espacés l'un de l'autre de 20° et couvrant chacun 10° , permettaient d'explorer un domaine angulaire de 40° en deux mesures successives.

Les collimateurs définissent les angles solides de détection. De dimensions identiques ($7 \times 22 \text{ mm}^2$), ils étaient placés, comme indiqués sur la figure 6, en position verticale devant E1, horizontale devant E2 et E3. La raison de ce choix est la suivante : l'idéal pour détecter toute la fission aurait été d'utiliser d'un côté du faisceau un petit détecteur E1, et de l'autre côté un détecteur E2 possédant une grande ouver-

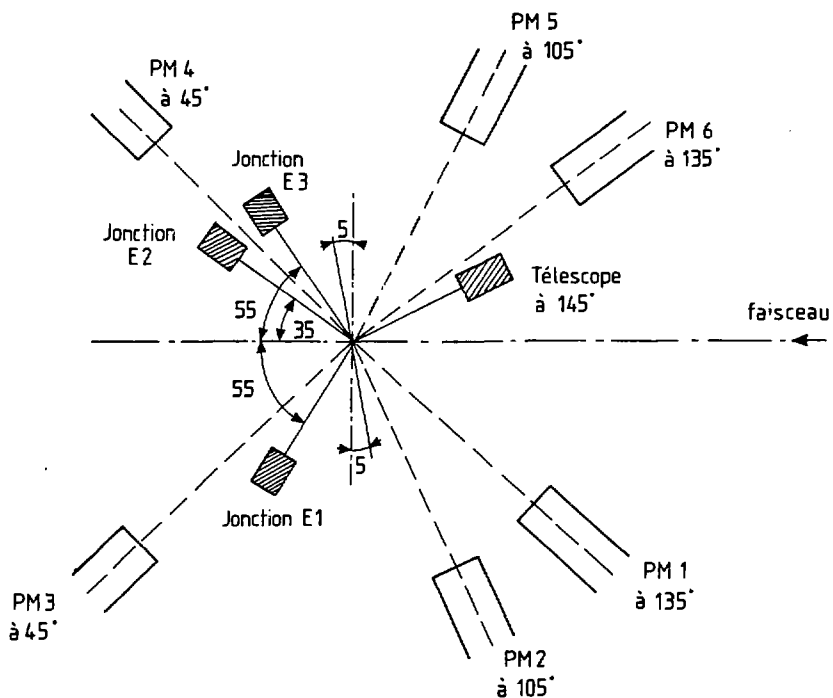


Figure 4 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour le système Ar+Ho à la corrélation angulaire ($\theta_1 = 55^\circ$; $\theta_2 = 35^\circ - \theta_3 = 55^\circ$) .

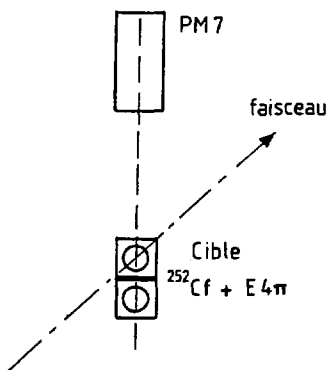


Figure 5 : Schéma du dispositif de calibration.

ture en θ dans le plan de réaction pour couvrir toute la cinématique et une grande ouverture en ϕ perpendiculairement au plan de réaction pour détecter les fragments dont la direction de vol a été déviée, hors du plan de réaction, par l'évaporation de neutrons. Mais les dimensions trop importantes du détecteur E2 rendent ce dispositif irréalisable. Le dispositif équivalent, utilisé et décrit ci-dessus, consiste à mettre l'ouverture en ϕ sur le détecteur 1 et l'ouverture en θ , moyennant deux mesures successives, sur les deux autres détecteurs 2 et 3 {Ref. 11}.

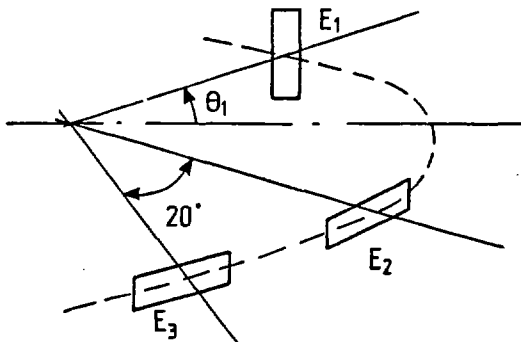


Figure 6 : Schéma de la disposition des collimateurs

Les ouvertures angulaires des détecteurs sont données dans le tableau II ci-dessous.

Détecteurs(s)	Hors plan (degré)	Dans le plan (degré)	Angle solide (m sr)
E1	12.7	4	8.6
E2, E3	3	10	5.3

TABEAU II

Des feuilles de nickel, tendues devant chaque détecteur, les protégeaient du bruit de fond dû aux photons X. L'épaisseur des feuilles utilisées était de $0.66 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la première expérience et de $0.88 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour la seconde. Des aimants, placés à l'avant des détecteurs, déviaient les électrons créés ou arrachés dans la cible par le faisceau.

I.2.2 : Les cibles

Les caractéristiques des cibles utilisées sont données dans le tableau III

Cible	Épaisseur cible (mg/cm^2)	support cible	Épaisseur du support (mg/cm^2)
Ho	0.515	Al	0.177
Re	0.280	Al	0.100

TABLEAU III

Les épaisseurs de cible ont été déterminées en mesurant la perte d'énergie dans ces cibles des particules alpha émises par une source de Thoron.

Afin de minimiser la perte d'énergie des fragments de fission, les cibles utilisées sont minces et inclinées par rapport au faisceau, de 85° pour la cible d'holmium et de 35° pour la cible de rhénium (le support d'aluminium étant tourné vers les jonctions E2, E3) .

I.2.3 : La détection des γ

La mesure des énergies et des temps de vol des γ et des neutrons était assurée à l'aide de sept détecteurs à scintillation NaI(Tl) de dimensions ($7.5 \text{ cm} \times 7.5 \text{ cm}$) associés à des photomultiplicateurs (PM) : six d'entre eux étaient placés dans le plan de réaction et un hors plan (Figures 4 et 5).

Les détecteurs étaient distants de 45 cm de la cible afin de permettre la discrimination par temps de vol des γ et des neutrons (Fig. 7). Malgré une résolution en temps de vol de 3 à 4 ns , la séparation γ -neutrons a été possible.

Pour beaucoup de noyaux déformés dans la région des terres rares, les γ détectés sont un mélange de γ essentiellement statistiques émis dans une première étape de désexcitation et de γ E2 émis dans une seconde étape.

Dès que le noyau a cessé d'évaporer des particules, l'émission des γ statistiques a lieu. Ces γ refroidissent le noyau vers la ligne Yrast en emportant beaucoup d'énergie et en moyenne peu de moment angulaire (Fig. 8). Leur spectre en énergie présente une forme exponentielle décroissante (Fig. 9). Ensuite, les transitions quadrupolaires étirées émises, peu énergétiques (bosse Yrast dans le spectre de la figure 9), évacuent le moment angulaire.

Si les spins des fragments de fission sont alignés perpendiculairement au plan de réaction, la distribution angulaire des γ est pratiquement isotrope dans le plan de réaction et, dans la direction perpendiculaire à ce plan, présente un maximum pour les transitions dipolaires et un minimum pour les transitions quadrupolaires.

Le PM7 a été placé hors du plan de réaction de façon à mesurer l'anisotropie plan-hors plan et à estimer la proportion des transitions E1 et E2 .

Les six autres détecteurs sont distribués régulièrement dans le plan, le PM1 occupe une position particulière derrière le détecteur E1 (Fig. 4) afin d'observer une éventuelle anisotropie dans la direction de vol de l'un des fragments de fission (Ref. 15).

I.2.4 : Dispositif de calibration

Au cours de toutes ces mesures, nous avons mesuré en ligne la multiplicité associée à la fission du ^{252}Cf à l'aide d'un détecteur à barrière de surface (600 mm^2) contre lequel était collée une source de ^{252}Cf . Ce dispositif était situé juste au-dessous de la cible (Fig. 5) et a permis de suivre au cours de l'expérience les fluctuations des gains des photomultiplicateurs (PM).

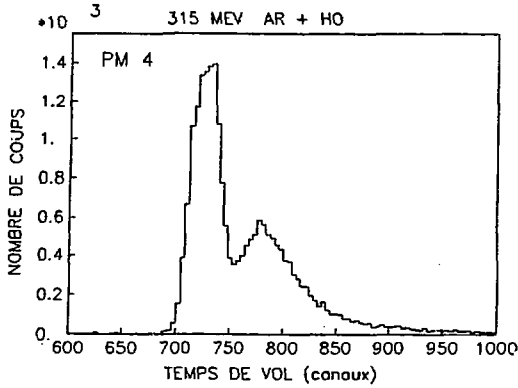


Figure 7 : Spectre temps de vol du PM4

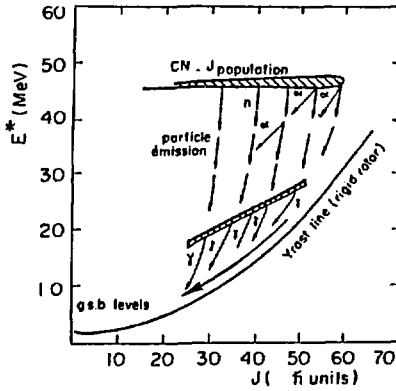


Figure 8 : Schéma du processus de desexcitation dans le plan (E^* , J) .

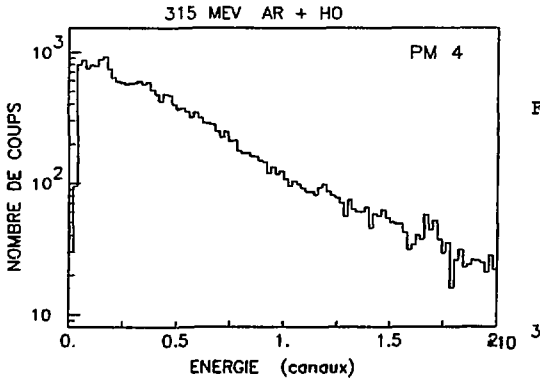


Figure 9 : Spectre en énergie du PM4

Pour ce contrôle, la multiplicité γ , bien connue du ^{252}Cf (Ref. 16), a servi de référence (voir Chap. III.1.2). Il était nécessaire de détecter les fragments de la fission spontanée du ^{252}Cf dans 2π afin de ne pas privilégier certaines directions de fission. En effet, si on ne prenait pas cette précaution, les γ associés à la fission étant des E2, on aurait créé artificiellement une anisotropie de la multiplicité.

I.2.5 : Télescope de particules légères

Un télescope, constitué de trois détecteurs, était positionné à 145° par rapport à la direction du faisceau pour détecter les particules légères émises en coïncidence avec les événements de fission. Ces particules légères sont principalement émises par le noyau de fission avant qu'il ne fissionne (Ref. 17). La multiplicité des particules chargées est donc une indication du temps de fission et devrait permettre de différencier les deux mécanismes de fission conventionnelle et rapide ; on s'attend en effet à mesurer une multiplicité de particules α plus grande dans le premier cas que dans le second (Ref. 17).

I.3 - MONTAGE ELECTRONIQUE

Le dispositif électronique (Fig.10) peut se décomposer en trois parties :

- les voies linéaires ou voies énergies
- les voies rapides ou voies temps
- le circuit de décision logique.

I.3.1 : Les voies linéaires

Ces voies sont identiques pour tous les détecteurs solides (fragments de fission et particules légères). Chacune est constituée d'un préamplificateur de charges suivi d'un amplificateur pour la mise en forme et l'amplification des signaux délivrés par les détecteurs.

Les signaux, avant d'être envoyés dans les convertisseurs analogiques digitaux (ADC), passent par une porte linéaire dont l'ordre d'ouverture est donné par le signal logique d'analyse (OA).

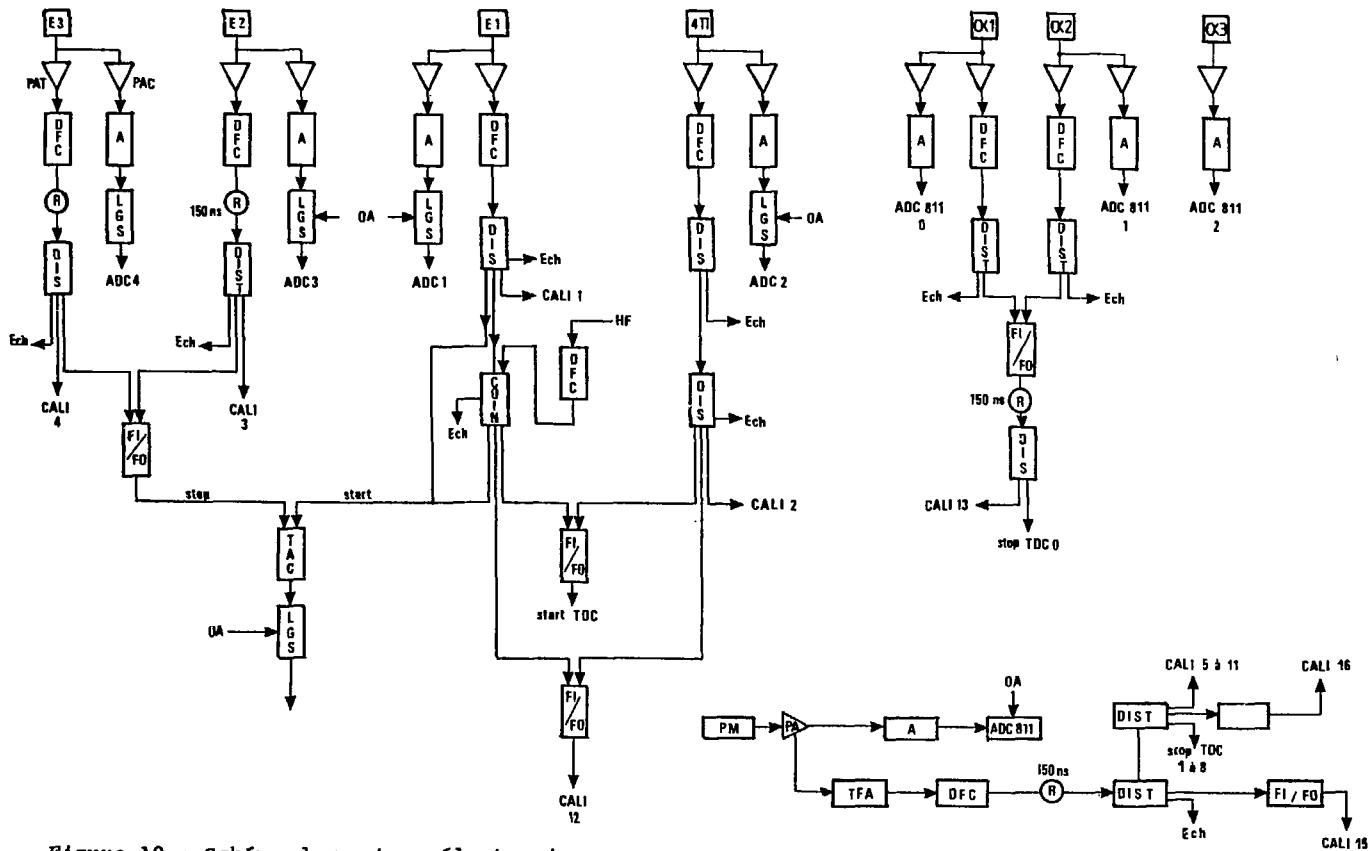


Figure 10 : Schéma du montage électronique

Les signaux linéaires, issus des PM, sont prélevés à la sortie des dynodes et traités de façon identique.

I.3.2 : Les voies rapides

Les signaux, issus de chaque détecteur, sont amplifiés puis transformés à l'aide d'un discriminateur à fraction constante (DFC) en signaux rapides. Ces signaux rapides sont utilisés pour les mesures de temps de vol, la logique de l'acquisition et le contrôle des détecteurs au cours de l'expérience. Les bruits de fond sont éliminés en imposant un seuil de déclenchement au DFC.

Un convertisseur temps-amplitude (CTA) mesure la différence de temps de vol entre les fragments de fission, cette mesure permet d'estimer le taux d'événements fortuits. Le signal donné par la voie E1 sert de start ; le signal stop provient, soit de la voie E2, soit de la voie E3. Ce dernier signal est retardé de 150 ns de façon à ce qu'il arrive après le signal start.

La mesure des temps de vol des particules légères et des γ est obtenue de la même façon à l'aide d'un codeur de temps (TDC). Le signal stop retardé est délivré par le détecteur touché ; le signal start est un signal synchrone de la pulsation HF du cyclotron validé par la voie E1. L'utilisation du signal HF permet de s'affranchir des fluctuations en temps liées à la différence de vitesse des fragments de fission.

I.3.3 : Circuit de décision

La reconnaissance, l'identification et la décision d'acquisition d'un événement sont confiées à un circuit de coïncidence avec logique interne du type CALI R4 {Ref.18}.

Cette unité rapide, dès qu'elle est alertée par la réception d'un signal logique de présence délivré par une voie temps acquiesçant en maître (détecteur E1 ou E4), génère une porte de coïncidence au cours de laquelle la présence ou l'absence des signaux logiques générés par les voies temps des détecteurs esclaves (E2, E3, γ , particules) est enregistrée et décrite par un code. A la fermeture de la fenêtre, ce code est comparé à ceux déclarés acceptés par l'utilisateur (E1-E2 ; E1-E3 ; E4 ; les mêmes + coïncidence γ et (ou) particule). En cas d'accord, un

ordre d'analyse est généré afin de déclencher l'acquisition de l' v nement par l'ordinateur. Un mot de tête arrivant l' v nement accepté est également fourni à ce dernier. Après acquisition ou en cas de non acceptation de l' v nement le module est remis à zéro en attente des signaux logiques maîtres suivants.

La fenêtre de coïncidence est réglée à 450 ns afin de permettre d'enregistrer les  v nements vrais et les  v nements fortuits produits par des déversements de faisceaux voisins en temps et séparés de 63 ns .

Chapitre 2

DETERMINATION DES MASSES DES FRAGMENTS DE FISSION

II.1 - L'ANALYSE DES DONNEES

II.1.1 : Etalonnage en énergie des jonctions

Les informations écrites sur bandes sont des nombres correspondant à une certaine hauteur d'impulsion et doivent être transformés en des énergies exprimées en MeV .

Les jonctions ont été irradiées hors faisceau avec une source de ^{252}Cf dont le spectre en énergie cinétique des fragments de fission est bien connu. La calibration est obtenue à partir des valeurs expérimentales déduites de ces spectres et en utilisant la méthode de Schmitt et al. (Ref.19).

$$E = (a + a'M)x + b + b'M$$

M : masse de l'ion (u.m.a)

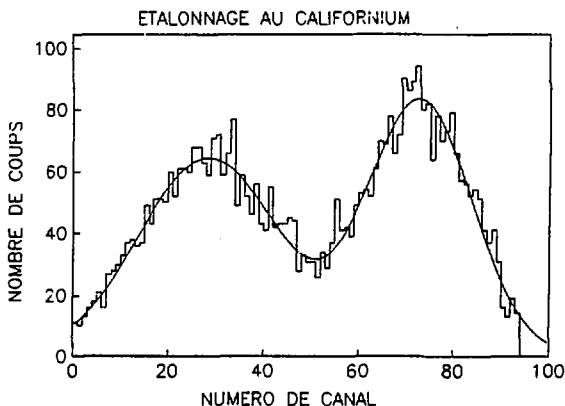
E : énergie cinétique de l'ion (en MeV)

x : hauteur d'impulsion ou numéro d'un canal.

a, a', b, b' : constantes déterminées à partir des valeurs des hauteurs d'impulsion des pics des fragments de fission du spectre du ^{252}Cf . Ces spectres ont été ajustés comme la somme de deux gaussiennes (Fig.11) .

Figure 11 :

Spectre en énergie des fragments de fission du ^{252}Cf ajusté comme la somme de deux gaussiennes.



II.1.2 : Etalonnage en temps de vol des jonctions

Les données brutes sont converties en un temps exprimé en nanosecondes suivant la relation linéaire :

$$t = kx + t_0$$

t : différence de temps de vol (en ns)

x : numéro de canal

k : pente de conversion (ns/canal)

t₀ : constante dépendant du montage électronique (en ns).

La pente de conversion k a été mesurée en envoyant sur l'entrée "start" du convertisseur temps-amplitude (CTA) une impulsion et sur l'entrée "stop" une série d'impulsions décalées en temps par des retards calibrés.

La constante de temps t₀ a été déterminée de deux façons : soit en mesurant une différence de temps de vol nulle entre deux fragments issus d'un évènement de fission du ²⁵²Cf (à cet effet, deux détecteurs sont placés de part et d'autre d'une cible mince), soit en envoyant un signal simultanément sur les préamplificateurs des jonctions E1, E2 et E3.

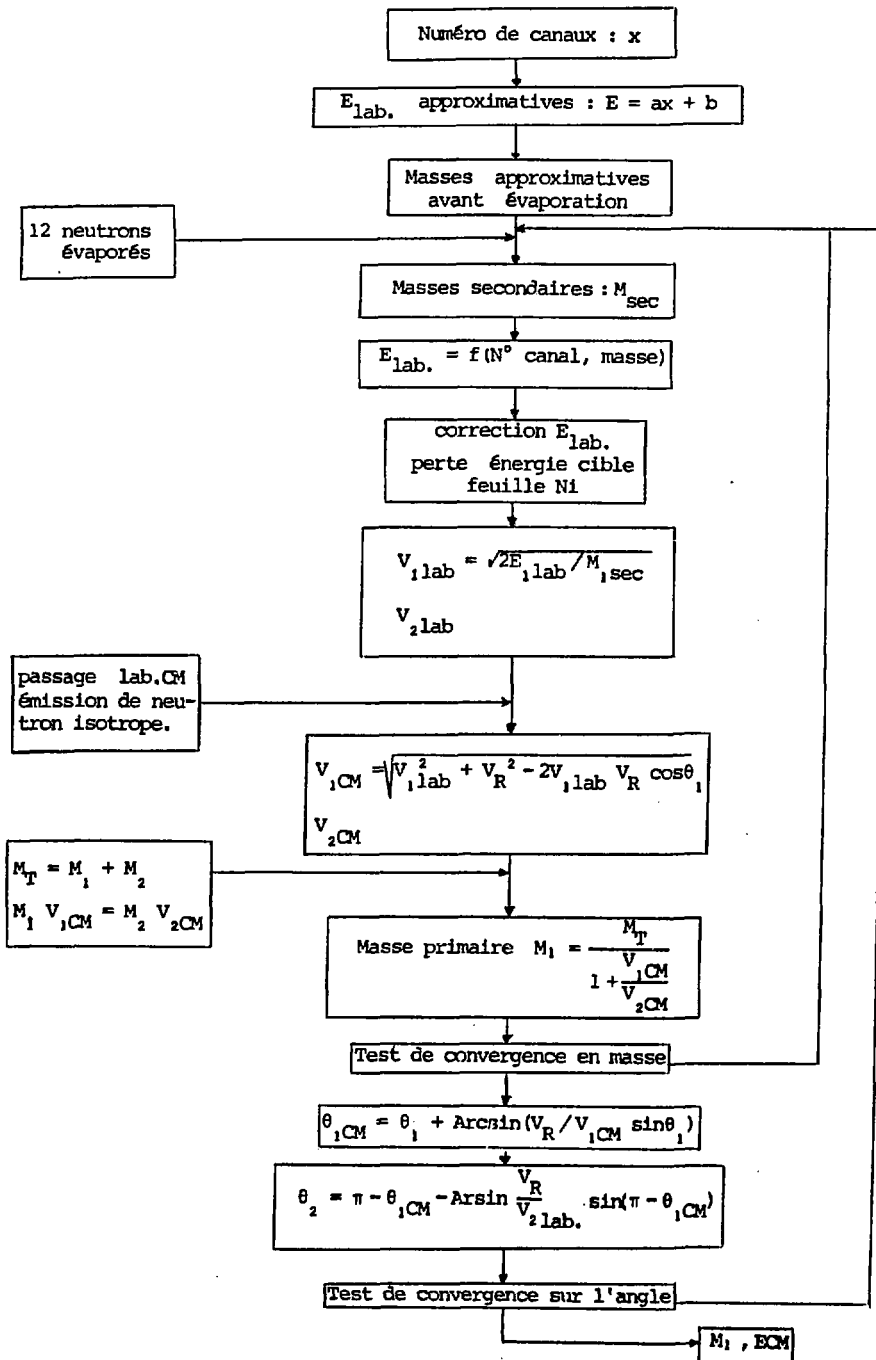
II.1.3 : Principe de calcul

Le traitement est réalisé évènement par évènement au moyen d'un calcul itératif représenté sur la figure 12.

Les données de départ sont les énergies des fragments de fission, la différence des temps de vol et les angles d'émission. Les angles θ_2 et θ_3 ne sont pas connus avec précision en raison de la large ouverture angulaire (10°) des jonctions correspondantes ; cependant, on considère dans un premier temps ces grandeurs bien définies en prenant la valeur moyenne de la plage angulaire.

Dans le calcul, on suppose que la réaction est à deux corps et que l'émission de neutrons par les fragments de fission ne modifie pas le module de la vitesse de ces derniers. L'émission de neutrons est proportionnelle à la masse des fragments.

Pour calculer le nombre de neutrons évaporés, nous avons considéré que l'énergie d'excitation des deux fragments est dissipée uniquement par émission de neutrons.



L'énergie nécessaire pour évaporer le neutron i est $B_i + 2T_i$ où B_i est l'énergie de liaison de ce neutron et $2T_i$ son énergie cinétique (T_i étant la température du noyau émetteur). Nous avons trouvé que les deux fragments évaporent douze neutrons.

Afin d'obtenir des données de départ pour le calcul d'itération, les masses sont estimées en supposant que la vitesse de recul du noyau composé est nulle, ce qui revient à confondre le système du laboratoire avec celui du centre de masse.

Une correction est faite pour les pertes d'énergies subies par les fragments dans la cible, dans les feuilles de nickel et dans le support d'aluminium pour les fragments 2 et 3 dans le cas de la réaction $Ne + Re$. On suppose qu'en moyenne, toutes les réactions ont lieu au milieu de la cible. Le principe du calcul de la perte d'énergie repose sur la formule de Bethe.

A partir des vitesses dans le laboratoire, on passe aux vitesses des fragments dans le centre de masse. Comme l'émission des neutrons est supposée isotrope et proportionnelle à la masse des fragments {Ref. 20}, la vitesse dans le centre de masse de ces fragments n'est pas affectée par l'émission de neutrons.

On peut recalculer à ce niveau les masses primaires (M_{i+1}) et les comparer aux précédentes (M_i). Si le test de convergence est réalisé, le calcul passe à l'étape suivante : sinon, on réinjecte les nouvelles masses (M_{i+1}) jusqu'à convergence.

$$\frac{M_{i+1} - M_i}{M_{i+1}} < 0.5 \%$$

L'étape suivante consiste à recalculer l'angle partenaire (θ_2 ou θ_3) mal connu par un nouveau calcul d'itération sur l'angle imbriquant celui sur les masses. Le calcul est arrêté lorsque la différence entre l'angle recalculé et le précédent n'excède pas 0.1° .

On s'attend à ce que l'angle partenaire calculé tombe dans la zone couverte par le détecteur à quelques degrés près en raison de l'évaporation des neutrons qui peuvent modifier la direction de vol des fragments (Fig. 13).

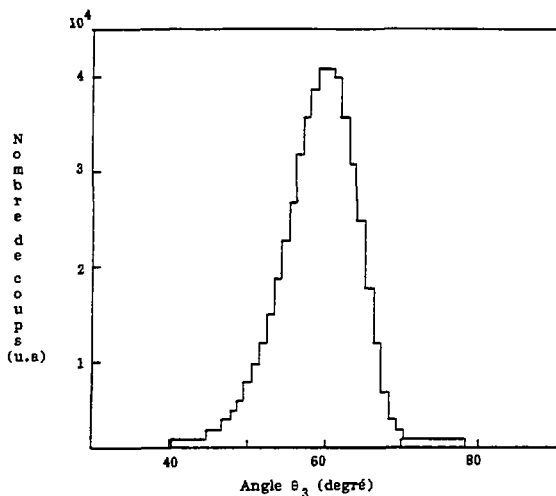
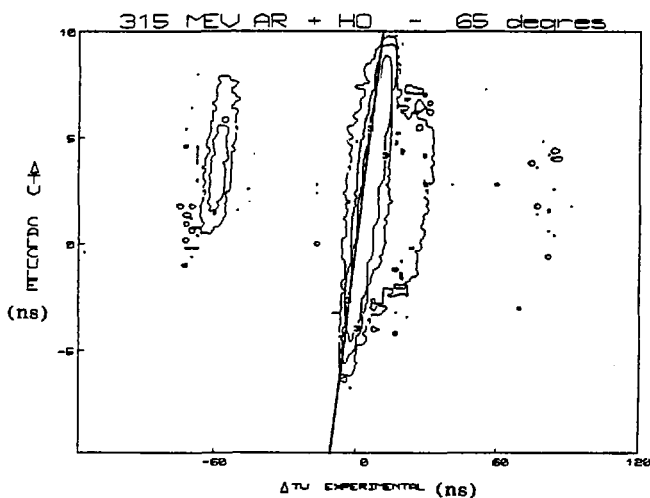


Figure 13 :

Angle θ_3 calculé dans le système Ar+Ho pour la corrélation ($\theta_1 = 55^\circ - \theta_3 = 55^\circ$)



LIGNES DE NIVEAU

- 1 : 100
- 2 : 1000
- 3 : 10000

Figure 14 : Comparaison entre les différences de temps de vol expérimentales et calculées. Cette figure est relative au système Ar+Ho à la corrélation angulaire ($\theta_1 = 55^\circ - \theta_2 = 65^\circ$).

II.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

II.2.1 : Différence des temps de vol des fragments de fission

La différence des temps de vol entre les deux fragments de fission est calculée à partir de leurs énergies et comparée à la différence des temps de vol expérimentale (Fig.14).

Les évènements, localisés sur la droite $\Delta TV_{cal} = \Delta TV_{exp}$, confirment la cohérence des hypothèses du calcul (Chap. II.1.3). Les autres évènements sont liés à des déversements de faisceau voisins, ils ont permis d'estimer le taux d'évènements fortuits qui reste inférieur à 1 % .

II.2.2 : Distribution masses-énergie

a) système Ar + Ho

Les cartes masse du fragment 1 (fragment détecté dans la jonction E_1), en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments dans le centre de masse (Fig. 15), montrent qu'aux corrélations angulaires les plus avant (35° et 45°) sont détectés des évènements provenant de diffusions quasi-élastiques (A) et de collisions très inélastiques (B et C).

Aux corrélations les plus arrières (55° et 65°), nous avons détecté essentiellement des évènements de fission (D) : fission légèrement asymétrique à 55° et fission symétrique à 65° .

La séparation du processus de fission des autres mécanismes est réalisée sur la carte totale dans laquelle sont réunis tous les évènements enregistrés à chaque corrélation angulaire (Fig. 16). La distribution totale de masse du fragment 1, associée à cette carte, montre que la section efficace des collisions très inélastiques n'est pas négligeable par rapport à celle de fission. Les évènements des collisions très inélastiques, lorsque le fragment lourd (B) est détecté dans E_1 , sont faciles à isoler des évènements de fission (D), tandis que lorsque le fragment léger (C) est détecté dans E_1 , la séparation est moins nette. Nous avons séparé les évènements (C) des évènements (D) de la même façon que nous avons isolé les évènements (B), par symétrie par rapport à la masse moitié du noyau ^{205}At .

Les distributions de masse et d'énergie cinétique obtenues après sélection (schématisée par le V de la figure 16) sont reportées sur la figure 19.

Ar + Ho 315 MeV

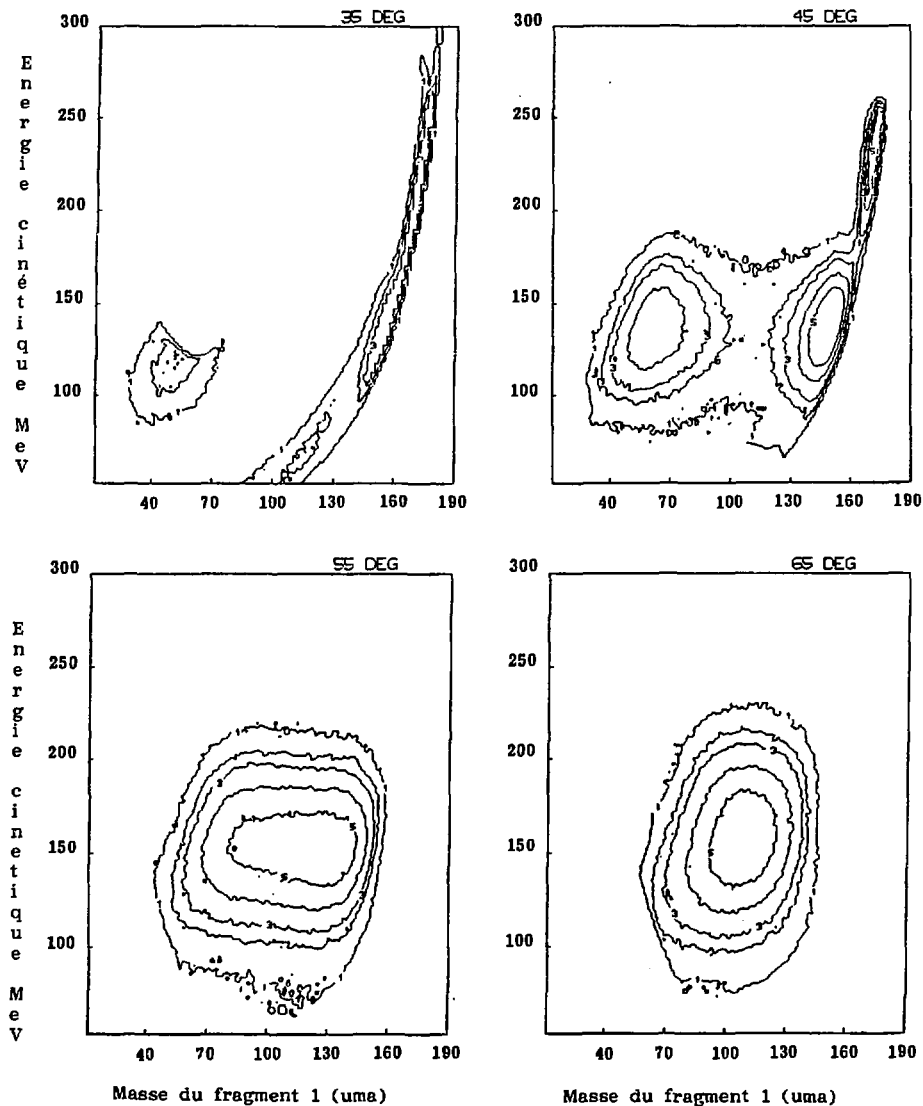


Figure 15 : Diagramme masse du fragment 1
 énergie cinétique totale des fragments
 dans le centre de masse pour quatre
 corrélations angulaires ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$)

$\theta_1 = 55^\circ$ et $\theta_2 = 35^\circ, 45^\circ$; $\theta_3 = 55^\circ, 65^\circ$

CONTOURS KEV	
1	1000.0
2	1200.0
3	1400.0
4	1600.0
5	1800.0
6	19000.0
7	19000.0

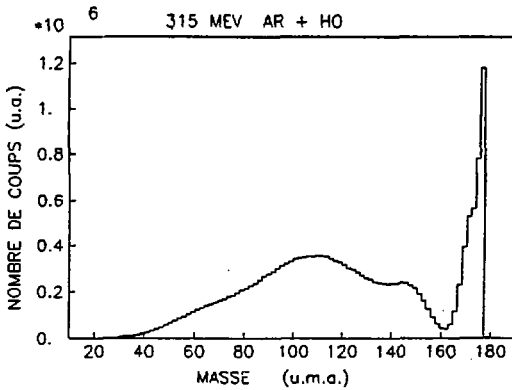
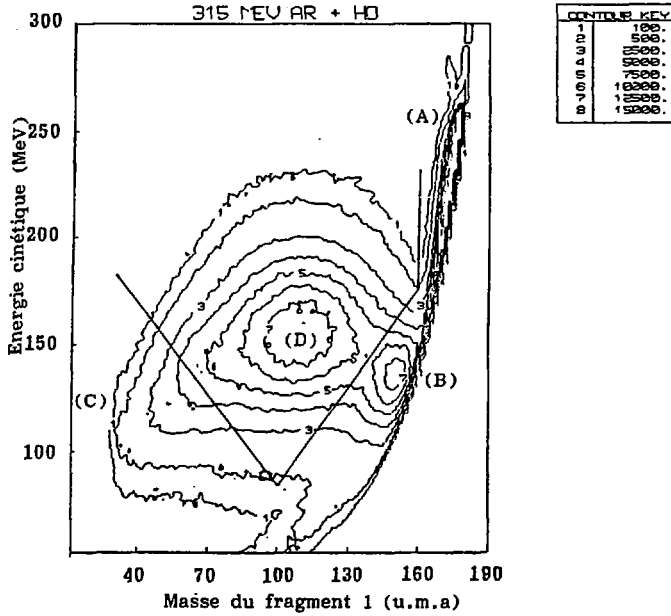


Figure 16 : en_haut - Diagramme (Masse 1 - Energie cinétique totale des fragments dans le centre de masse) sommé sur toutes les corrélations angulaires.

en_bas - Distribution totale de masse associée à ce diagramme.

b) système Ne + Re

La corrélation ($\theta_1 = 65^\circ - \theta_2 = 65^\circ$) montre que la distribution de masse des fragments de fission est asymétrique (Fig.17).

Pour les corrélations plus ouvertes ($\theta_2 > 65^\circ$), les distributions sont symétriques (Fig.17).

Dans ce système, on n'observe que des événements de fission ; les événements issus des collisions très inélastiques étant plus focalisés à l'avant en raison de la forte asymétrie de masse de la voie d'entrée.

Les résultats expérimentaux, pour les deux systèmes concernant les distributions de masse et d'énergie cinétique dans le centre de masse, sont reportés dans le tableau IV et correspondent aux spectres des figures 18 et 19.

Système	E_{lab} MeV	$\langle M_1 \rangle$ u.m.a.	FWHM* u.m.a.	$\langle E_{CM} \rangle$ MeV	FWHM MeV
Ne + Re	220	103	42 ± 2	150	40
Ar + Ho	315	105	56 ± 4	152	41

TABLEAU IV

(*) Ces largeurs sont les largeurs des distributions de masse des fragments primaires

L'erreur commise sur la largeur de la distribution de masse est difficile à estimer. L'erreur expérimentale commise sur l'énergie des fragments a un effet négligeable sur la largeur. L'erreur dominante provient des hypothèses de calcul, différentes hypothèses retenues dans le calcul itératif nous ont conduit à estimer l'erreur à ± 4 u.m.a pour le système Ar+Ho et à ± 2 u.m.a pour le système Ne+Re. Nos résultats sont en accord avec des résultats où de vraies mesures de temps de vol ont été réalisées (Ref. 4).

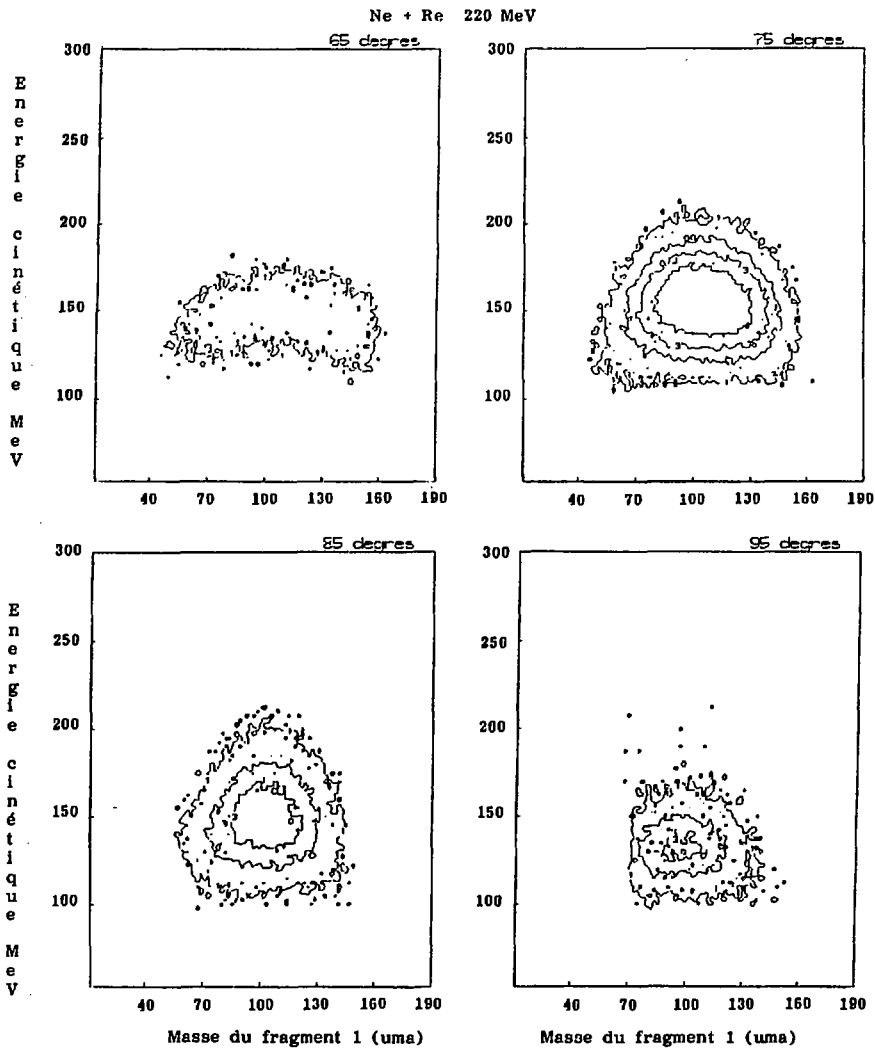


Figure 17 : Diagramme masse du fragment 1
 énergie cinétique totale des fragments
 dans le centre de masse pour quatre
 corrélations angulaires (θ_1, θ_2) :
 $\theta_1 = 65^\circ ; \theta_2 = 65^\circ, 75^\circ, 85^\circ, 95^\circ$.

CONTOUR KEV	
1	20.
2	200.
3	500.
4	1000.
5	2500.
6	10000.
7	20000.

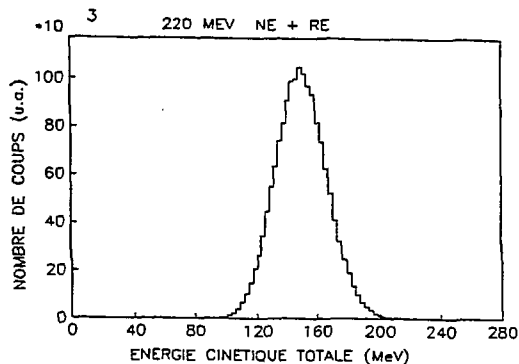
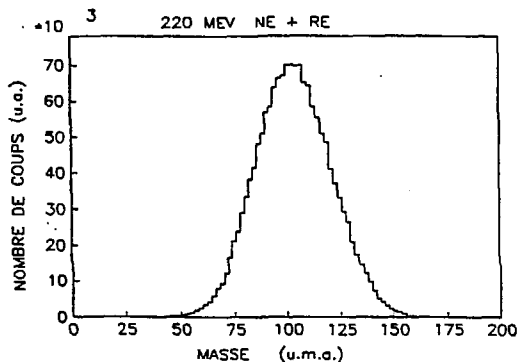


Figure 18 : Distribution de masse du fragment de fission 1 et distribution de l'énergie cinétique totale des fragments de fission relatives au système Ne+Re à 220 MeV .

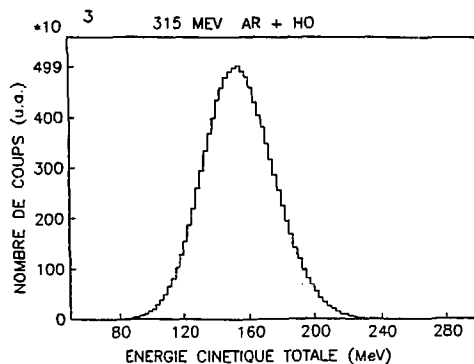
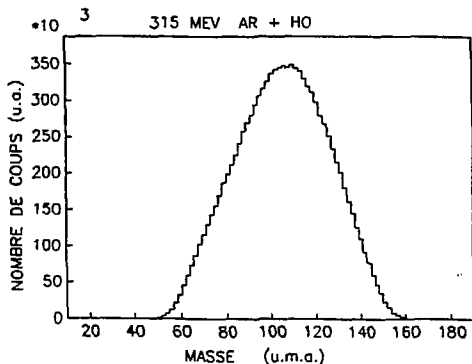


Figure 19 : Distribution de masse du fragment 1 et distribution de l'énergie cinétique totale dans le centre de masse, relatives au système Ar+Ho à 315 MeV , obtenues après sélection (Figure 16).

II.2.3 : Section efficace de fission

La section efficace différentielle dans le laboratoire est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta} = \frac{N}{\phi n x \Delta\Omega}$$

x : épaisseur de cible traversée

n : densité atomique de la cible

N : nombre de fissions

ϕ : flux incident

$\Delta\Omega$: angle solide de détection

La section efficace différentielle dans le centre de masse s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C.M} = \frac{1}{J} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab}$$

J, le jacobien, est calculé à partir de l'expression :

$$\frac{1}{J} = \frac{1 + \frac{V_R}{V_{1CM}} \cos\theta_{1CM}}{\left[1 + \left(\frac{V_R}{V_{1CM}}\right)^2 + \frac{2V_R}{V_{1CM}} \cos\theta_{1CM}\right]^{3/2}}$$

V_R : vitesse de recul du noyau composé

θ_{1CM} : angle d'émission du fragment dans le système du centre de masse

V_{1CM} : vitesse du fragment dans le système du centre de masse.

La section efficace $\sigma(\theta)$ s'obtient par intégration de la section efficace différentielle $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ en supposant que cette dernière est proportionnelle à $\sqrt{\sin\theta_{1CM}}$.

La section efficace totale de fission s'obtient en sommant les sections efficaces associées aux différentes corrélations angulaires :

$$\sigma_{tot} = \sum_1 \sigma_1(\theta)$$

Les valeurs des sections efficaces des différentes corrélations sont données dans le tableau V.

système	corrélation degré	$(d\sigma/d\Omega)_{lab}$ mb / sr	$(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ mb/sr	$\sigma_i(\theta)$ mb
Ne + Re	65-65	13	10	195
	65-75	70	54	1070
	65-85	17	13	255
	65-95	2	1.5	25
Ar + Ho	55-45	9.5	5.5	108
	55-55	86	50	980
	55-65	37	21	420

TABLEAU V

Les sections efficaces totales sont de (1545 ± 95) mb pour le système Ne+Re à 220 MeV et de (1510 ± 85) mb pour le système Ar+Ho à 315 MeV.

Des mesures de corrélations angulaires entre des fragments de fission ont été réalisées sur le système $^{20}\text{Ne} + ^{235}\text{U}$, pour des énergies de bombardement de 175 MeV et 252 MeV ; ces mesures ont conduit à des largeurs hors plan, à mi-hauteur, respectivement de 7.5° et 9.2° [Ref. 21]. À partir de ces résultats, nous avons jugé que l'ouverture en ϕ de 12.7° du détecteur E_1 était suffisante pour détecter toute la fission.

II.3.3 : Moment angulaire critique expérimental l_{crit}

Dans un développement en ondes partielles et en utilisant l'approximation de la coupure franche, la section efficace de fusion peut s'écrire sous la forme

$$\sigma_{FU} = \sum_{l=0}^{l_{crit}} \pi \lambda^2 (2l+1) = \pi \lambda^2 (l_{crit} + 1)^2$$

avec λ : longueur d'onde associée au mouvement relatif

l_{crit} : moment angulaire maximum conduisant à la fusion (moment angulaire critique).

Le noyau de fusion peut se désexciter, soit par évaporation de particules, soit par fission. La section efficace de fusion est donc la somme de deux contributions : la section efficace de résidus d'évaporation et la section efficace de fission. Cependant, pour les noyaux très lourds ($A > 200$), le phénomène de désexcitation prédominant est la fission ; aussi, dans ce cas, la section efficace de fusion se réduit à la section efficace de fission notée σ_{FI} .

Les valeurs expérimentales de sections efficaces de fission permettent de calculer un moment angulaire critique pour chaque système à partir de la relation :

$$l_{crit} = \left(\frac{2\mu\bar{E}}{\pi\hbar^2} \sigma_{FI} \right)^{1/2}$$

avec μ : masse réduite du centre de masse

\bar{E} : énergie disponible dans le centre de masse.

Les valeurs extraites de l'équation précédente sont reportées dans le tableau VI ainsi que les valeurs $l_{crit}^{(1)}$ et $l_{crit}^{(2)}$ calculées à l'aide du concept de la distance d'approche critique respectivement par Bass {Ref. 22} et Ngø {Ref. 23}.

Dans ce tableau, la valeur de $l_{Bf=0}$ est également donnée {Ref. 2}.

système	E (MeV)	σ_{FJ} (mb)	l_{crit}^{exp}	$l_{crit}^{(1)}$	$l_{crit}^{(2)}$	$l_{Bf=0}$
Ne + Re	198	1545±85	(91 ± 3)ħ	87ħ	91ħ	86ħ
Ar + Ho	253	1510±95	(136 ± 4)ħ	137ħ	128ħ	86ħ

TABLEAU VI

Des mesures de sections efficaces de résidus d'évaporation, réalisées sur le système $^{40}\text{Ar} + ^{164}\text{Dy}$ proche du système $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ à des énergies voisines de 300 MeV (Ref.24), montrent que la section efficace des résidus d'évaporation est très faible. Elle est de l'ordre de $(25 \pm 6)\text{mb}$ à l'énergie incidente de 315 MeV et conduit à un moment angulaire l_{ER} égal à $17\hbar$. Si l'on prend en compte cette section efficace de résidus d'évaporation, la valeur du moment angulaire l_{crit} doit alors croître puisque la section efficace de fission s'étend maintenant sur le domaine $l_{\text{ER}} - l_{\text{crit}}$.

L'équation suivante :

$$\sigma_{\text{FI}} = \pi \lambda^2 \sum_{l=l_{\text{ER}}}^{l_{\text{crit}}} (2l+1)$$

conduit à la valeur $l_{\text{crit}} = 137\hbar$. Dans la suite de ce travail, nous adopterons cette valeur comme valeur du l_{crit} .

Chapitre 3

LES MULTIPLICITES γ

III.1 - ANALYSE DES DONNEES

III.1.1 : Etalonnage en énergie des photomultiplicateurs

Les détecteurs NaI(Tl) ont été étalonnés en énergie à l'aide de plusieurs sources γ calibrées. Les sources utilisées étaient des sources de ^{22}Na , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs dont les spectres connus en énergie ont permis de déterminer l'équivalence entre les numéros de canaux et l'énergie.

III.1.2 : Détermination des efficacités et des seuils des photomultiplicateurs

L'efficacité de chaque détecteur, au-delà d'une certaine énergie seuil E_S , est déterminée à l'aide de la formule suivante :

$$\Omega(E_S) = \frac{N_C(E_S)}{N_D \langle M_\gamma(E_S) \rangle}$$

avec : $N_C(E_S)$ nombre de γ , d'énergie supérieure à l'énergie seuil E_S , mesurés en coïncidence avec les événements de fission du ^{252}Cf ,

N_D nombre total d'événements de fission du ^{252}Cf relevé dans une jonction 2π ,

$\langle M_\gamma(E_S) \rangle$ multiplicité des γ d'énergie supérieure à E_S donnée dans la littérature {Ref.16}.

Le nombre de γ $N_C(E_S)$ est obtenu en comptant, dans les spectres bruts d'énergie, le nombre de γ d'énergie supérieure à E_S ; puis en soustrayant les contributions associées au bruit de fond et aux neutrons (Cf. Chap.III.1.3).

Le seuil en énergie est fixé le plus bas possible pour éviter de perdre des événements dans les spectres; pour tous les détecteurs, il a pu être fixé à 140 KeV.

Au cours de l'expérience, les gains des photomultiplicateurs peuvent varier ; afin de suivre leurs variations, on mesure à intervalles réguliers en absence de faisceau les efficacités des détecteurs NaI(Tl) avec la source de ^{252}Cf placée sous la cible (position "manip") (Cf. Fig. 5), puis avec la source de ^{252}Cf en position cible. De cette façon, nous mesurons respectivement les efficacités Ω_{manip} (qui permettent de corriger les fluctuations des gains), et Ω_{cible} .

La multiplicité, associée à la fission du ^{252}Cf , est mesurée continuellement pendant toute l'expérience. A partir des valeurs Ω_{manip} déterminées précédemment, du nombre d'évènements de fission N_D du ^{252}Cf mesurés et $\langle M_\gamma(E_S) \rangle$ connue (Ref. 16), on détermine par PM, $N_C(E_S)$, le nombre de γ d'énergie supérieure à E_S en coïncidence avec les évènements de fission du ^{252}Cf .

$$N_C(E_S) = \Omega_{\text{manip}}(E_S) \cdot N_D \cdot \langle M_\gamma(E_S) \rangle$$

La comparaison, entre le nombre calculé $N_C(E_S)$ et le nombre de γ contenus dans le spectre en énergie, permet de fixer la nouvelle valeur du seuil en numéro de canal associé au seuil de 140 KeV. Comme seul nous intéresse le nombre de γ contenu dans les spectres au-dessus du seuil en énergie, il n'est pas nécessaire de convertir les numéros de canaux des spectres d'énergie en MeV. Le fait de ne pas déconvoluer les spectres d'énergie n'introduit pas une erreur appréciable. Les spectres non déconvolués des γ issus de la fission du ^{252}Cf et de la fission du noyau ^{205}At sont superposables. On peut donc appliquer les seuils obtenus en numéro de canal pour les spectres du ^{252}Cf à ceux du noyau ^{205}At .

Disposant des nouvelles valeurs des seuils, il suffit de compter les évènements γ associés à la fission du noyau ^{205}At , d'énergie supérieure à E_S , d'y soustraire le nombre d'évènements fortuits, le bruit de fond, les neutrons pour obtenir les nombres d'évènements 1-fold, 2-fold ; etc... qui permettent alors de calculer les multiplicités et les moments centrés.

III.1.3 : Soustraction des contributions dûes au bruit de fond, aux neutrons et aux évènements fortuits

L'étude des spectres de temps de vol de chaque détecteur NaI(Tl) permet d'estimer la proportion des évènements autres que les γ et d'obtenir dans les spectres d'énergie le nombre réel d'évènements.

Pour chaque spectre de temps de vol, on reconstruit d'abord un nouveau spectre en soustrayant pour chaque numéro de canal le bruit de fond puis les évènements fortuits. A partir de ces nouveaux spectres, on soustrait la contribution due aux neutrons (Fig. 7). Ainsi, on peut estimer le nombre de γ dans chaque spectre de temps de vol. Après avoir vérifié que la répartition des neutrons dans les spectres en énergie est comparable à celle des γ , les nombres d'évènements comptés au-dessus des seuils sont corrigés du pourcentage d'évènements à rejeter. Les efficacités moyennes ainsi déterminées sont de l'ordre de $1.2 \cdot 10^{-3}$.

III.2 - DONNEES DES PROGRAMMES DE CALCUL DE MULTIPLICITE ET RESULTATS

Les multiplicités ont été obtenues à l'aide de deux programmes, puis les résultats ont été comparés.

L'un de ces programmes est basé sur une méthode de calcul linéaire {Ref.13}, l'autre sur une méthode de calcul non-linéaire {Ref.14}. Ces deux méthodes sont décrites au chapitre I.1.2.

Les données de ces programmes sont l'efficacité moyenne des détecteurs, le nombre d'évènements 0-fold et le nombre d'évènements k-fold.

Les deux méthodes de calcul donnent des résultats tout à fait comparables. Les résultats obtenus avec la méthode non-linéaire sont reportés sur les figures 20 et 21 représentant l'évolution de la multiplicité $\langle M_\gamma \rangle$ et de l'écart type σ en fonction de l'asymétrie de masse respectivement pour les systèmes Ne + Re et Ar + Ho.

Les erreurs d'ordre statistique (1 à 2 %) sont contenues dans les points, les erreurs systématiques portées sur les figures proviennent :

- des erreurs estimées sur les valeurs des efficacités (8 à 9 %)
- des erreurs dues à la détermination du taux de γ dans les spectres de temps de vol (quelques %)
- des erreurs commises sur les seuils appliqués aux spectres d'énergie des γ ,

Ces diverses sources d'erreurs ont un effet sur la valeur de la multiplicité estimée à environ ± 10 %. Cependant, comme nous nous intéressons à l'évolution de la multiplicité en fonction de certains paramètres plutôt qu'à la multiplicité elle-même, les seules erreurs retenues par la suite seront les erreurs d'ordre statistique.

Nous observons, pour le système Ar+Ho, une dépendance assez marquée de la multiplicité avec l'asymétrie de masse alors que cette dépendance est faible dans le système Ne+Re. Les figures 20 et 21 montrent aussi que la multiplicité chute brusquement pour les masses les plus asymétriques ; cette chute est due à une forte contamination des événements des collisions très inélastiques pour lesquels le transfert de moment angulaire est plus faible.

Pour les deux systèmes, les écarts-types obtenus semblent indépendants de l'asymétrie de masse ; les écarts-types associés au système Ar+Ho sont légèrement supérieures à ceux associés au système Ne+Re.

La faible statistique des folds d'ordre supérieur à 4 ne nous a pas permis d'accéder aux moments centrés d'ordre 3. Cette remarque s'adresse aussi bien à la méthode linéaire qu'à la méthode non-linéaire.

Ne + Re à 220 MeV

Ar + Ho à 315 MeV

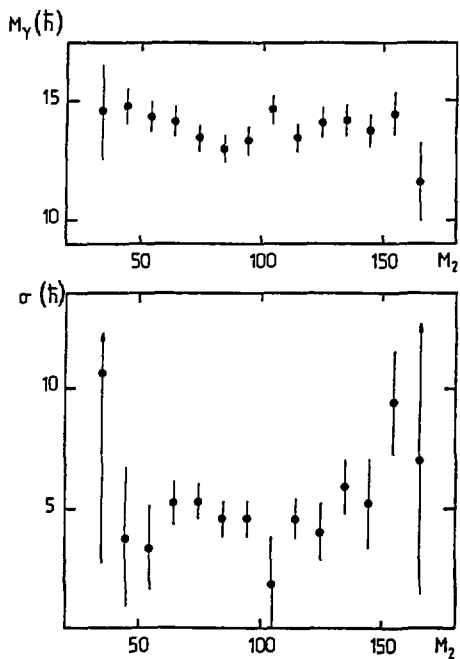


Figure 20

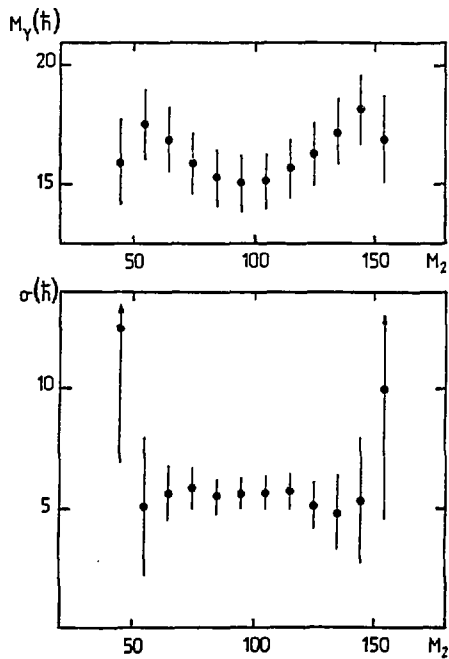


Figure 21

Figures 20 et 21 : Evolutions de la valeur moyenne M_Y et de l'écart-type σ des distributions de multiplicité γ associées respectivement aux systèmes Ne + Re et Ar + Ho

Chapitre 4

RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LE MODELE DE L'EQUILIBRE STATISTIQUE

IV.1 - MODELE DE L'EQUILIBRE STATISTIQUE

IV.1.1 : Présentation du modèle

Ce modèle suppose l'existence d'un système dinucléaire composé de deux fragments. Tous les modes de rotation possibles associés aux fragments sont supposés avoir atteint l'équilibre statistique avec les degrés de libertés intrinsèques du système {Refs 9 et 10}.

Les modes de rotation, représentés schématiquement sur la figure 22, sont les suivants :

- le mode de tortillement ("wriggling"), doublement dégénéré, qui engendre des moments angulaires dans le plan perpendiculaire à l'axe de séparation des deux fragments, les deux noyaux ayant le même sens de rotation,
- le mode de basculement ("tilting") qui se développe le long de l'axe de symétrie et qui ne peut pas être excité si le moment angulaire initial est nul. Les deux noyaux tournent autour de l'axe de symétrie dans le même sens,
- le mode de pliage ("bending"), doublement dégénéré, qui entraîne pour les deux noyaux des rotations de sens opposés autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de séparation,
- le mode de torsion ("twisting"), qui se développe le long de l'axe de symétrie, dans lequel les sens de rotation des fragments sont opposés.

L'évolution des composantes de spin engendrées par les différents modes de rotation est représentée sur les figures 23a et 23b en fonction de l'asymétrie de masse pour chacun des fragments.

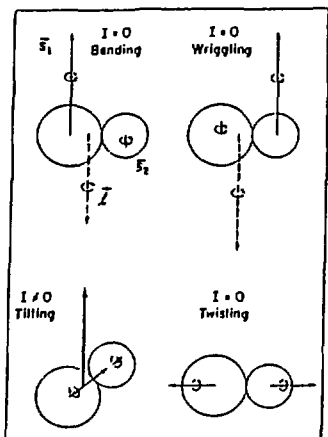


Figure 22 : Les différents modes de rotation du système di-nucléaire considérés dans le modèle de l'équilibre statistique.

Cette figure est extraite de la référence 10 .

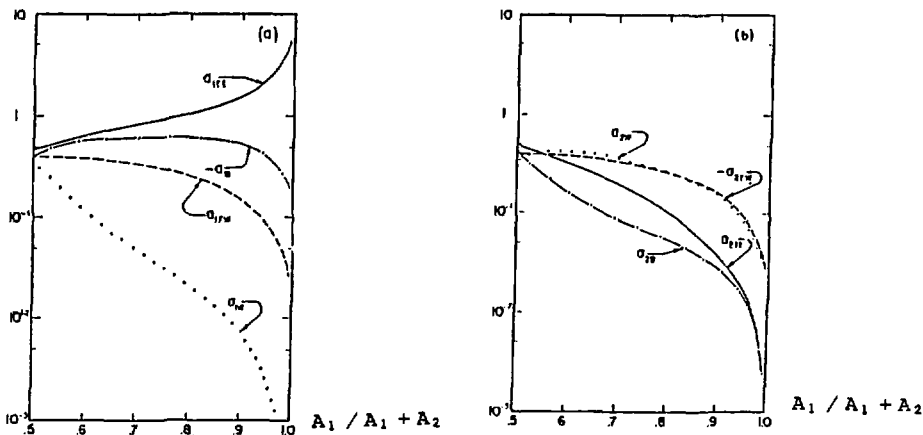


Figure 23 : a - Composantes de spin du fragment 1 engendrées par les différents modes de rotation exprimées en unité de $\sqrt{I_0}$ en fonction de l'asymétrie de masse du fragment 1 , où I_0 est le moment d'inertie du noyau composé.

b - Composantes de spin du fragment 2 en fonction de l'asymétrie de masse du fragment 1 .

Ces deux figures sont extraites de la référence 10 .

A la symétrie, les spins portés par les noyaux sont égaux pour chaque mode ; ceci reste vrai, uniquement pour le mode de torsion, lorsque les configurations deviennent asymétriques.

Pour le mode de pliage, le fragment lourd porte l'essentiel du spin ; alors que pour le mode de tortillement il est porté par le fragment léger.

Le modèle prévoit la disparition de tous les modes, excepté celle du basculement, aux fortes asymétries de masse. Le mode de torsion disparaît car il est difficile de communiquer du moment angulaire au fragment léger, son énergie de rotation devenant grande. Pour la même raison, le mode de pliage disparaît aux grandes asymétries de masse, puisque dans ce cas le moment angulaire associé au mouvement orbital croît, tandis que le moment d'inertie relatif décroît ($E_{orb} = \pi^2 l^2 / 2I_{rel} \rightarrow \infty$). La disparition du mode de tortillement est due à la combinaison de ces deux effets. Le cas du mode de basculement est différent, puisqu'aux grandes asymétries de masse, le fragment lourd porte la plus grosse partie du spin et qu'il ne lui est pas associé de moment angulaire orbital.

Les composantes de spin engendrées par les modes collectifs sont couplées aux spins intrinsèques calculés dans l'hypothèse de la rotation rigide. Au début de l'interaction, les deux noyaux glissent l'un sur l'autre ; mais les forces de friction croissant, les deux noyaux vont rouler l'un sur l'autre et finir par se coller pour former un corps rigide. Une partie du moment angulaire orbital de la voie d'entrée est transférée en spins intrinsèques aux deux fragments, proportionnellement à leurs moments d'inertie et perpendiculairement au plan de la réaction.

L'influence des modes collectifs est plus importante à la symétrie, elle décroît lorsque l'asymétrie de masse croît et lorsque le moment angulaire de la voie d'entrée augmente.

Le couplage des composantes des spins, issues des modes collectifs, aux spins intrinsèques des fragments, a deux effets : désaligner les spins des fragments et accroître la valeur absolue des spins totaux.

IV.1.2 : Le programme

Le programme de calcul des moments angulaires portés par les fragments de fission est basé sur le modèle de l'équilibre statistique. L'hypothèse des deux sphères rigides au contact a été étendue à celle de deux sphéroïdes dont les déformations se font à volume constant ; une interdistance supplémentaire entre les deux fragments peut être introduite.

Les données du programme sont les masses et les numéros atomiques de la cible et du projectile, l'énergie de bombardement, la valeur Q de la réaction de formation du noyau composé et le moment angulaire moyen de la voie d'entrée. Ensuite, on choisit de fixer soit une même déformation, soit deux déformations différentes pour les noyaux et de fixer si les noyaux sont joints ou non. Les valeurs des paramètres de déformation peuvent être imposées ou calculées à l'intérieur du programme par une minimisation de l'énergie potentielle.

A l'intérieur d'une boucle sur l'asymétrie de masse, plusieurs sous-programmes sont appelés successivement afin de calculer et de mettre dans des tableaux l'énergie cinétique totale des fragments dans le centre de masse, la température du système composite au point selle et toutes les grandeurs nécessaires aux calculs des spins comme les moments d'inertie.

Un second programme lit les valeurs dans les tableaux et calcule, pour chaque rapport de masse et chaque fragment, le spin intrinsèque dû à la rotation rigide, les composantes engendrées par chaque mode collectif, ainsi que le spin total.

IV.1.3 : Moment angulaire initial moyen

Toutes les données du programme sont connues exceptée la valeur du moment angulaire initial moyen de la voie d'entrée que nous allons calculer dans ce paragraphe.

La valeur moyenne $\langle l \rangle$ s'obtient à l'aide de l'équation suivante :

$$\langle l \rangle = \frac{\int_{l_{\min}}^{l_{\max}} l P(l) dl}{\int_{l_{\min}}^{l_{\max}} P(l) dl}$$

où $P(l)dl$ est la probabilité d'avoir une onde partielle comprise entre l et $l+dl$.

l_{\min} et l_{\max} étant les limites du domaine d'ondes partielles considéré.

Pour le système Ne + Re , la valeur moyenne $\langle l \rangle$ du moment angulaire associée au domaine d'ondes partielles $0 < l < l_{crit}$ vaut $61 \hbar$.

Pour le système Ar + Ho , nous avons envisagé trois domaines d'ondes partielles :

- le domaine d'ondes partielles qui correspond à la fission du noyau composé en supposant qu'il est identique à celui du système Ne + Re ,
- le domaine $l_{ER} < l < l_{crit}$ (voir chap. II.2.3) pour simuler la situation où l'ensemble du domaine d'ondes partielles participerait à la fission rapide, soit $\langle l \rangle = 93 \hbar$.
- le domaine $l_{Bf=0} < l < l_{crit}$, que l'on suppose responsable de la fission rapide, pour lequel $\langle l \rangle = 116 \hbar$,

Plutôt que d'utiliser une seule valeur moyenne du moment angulaire initial, il semblerait plus rigoureux d'intégrer sur toute la distribution de moments angulaires. Nous avons vérifié qu'une telle sommation conduit à des résultats très peu différents de ceux obtenus avec une seule valeur. Aussi, dans les calculs présentés ci-dessous, nous n'avons utilisé qu'une seule valeur moyenne.

IV.1.4 : Déformation des noyaux

La déformation des fragments est donnée par le paramètre β :

$$\beta = \frac{a}{R} \quad \text{où } a \text{ est le demi-grand axe du noyau ellipsoïdal}$$

et R le rayon du noyau sphérique de même volume.

On admet que les noyaux ont la même déformation β et l'on introduit entre eux une interdistance de façon à tenir compte de la diffusivité de la matière nucléaire.

Pour un domaine d'ondes partielles donné et pour chaque rapport de masse, ces paramètres β et d sont déterminés de façon à reproduire les valeurs expérimentales de l'énergie cinétique totale des fragments dans le système du centre de masse. Cette énergie dépend de l'asymétrie de masse, de la déformation des noyaux et du moment angulaire total :

$$E = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{d} g(\beta, d) + \frac{J_R}{J_T} \frac{\hbar^2 l^2}{2J_T}$$

Z_1, Z_2 : numéros atomiques des fragments 1 et 2

g : fonction de correction de l'énergie cinétique pour la déformation des fragments

J_R : moment d'inertie relatif

J_T : moment d'inertie total.

Nous avons comparé les valeurs des spins totaux ainsi calculées à celles obtenues en imposant un paramètre unique de déformation reproduisant au mieux les valeurs expérimentales de l'énergie cinétique pour toutes les asymétries de masse.

Les valeurs des spins ainsi calculées étant très voisines, à chaque domaine d'ondes partielles, nous n'avons associé qu'un seul paramètre de déformation. Les couples de valeurs retenus sont consignés dans le tableau VIII.

système	$\langle l \rangle$	β
Ne + Re	61 \hbar	1.50
Ar + Ho	61 \hbar	1.50
Ar + Ho	93 \hbar	1.60
Ar + Ho	116 \hbar	1.65

TABLEAU VIII

IV.2 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES PREDICTIONS DU MODELE

IV.2.1 : Estimation de l'erreur sur la valeur du spin

Avant de comparer les résultats des prédictions du modèle de l'équilibre statistique aux valeurs expérimentales, il nous faut convertir les multiplicités γ en valeurs de spin exprimées en unité \hbar . Cette conversion s'avère délicate dans la mesure où l'on ne connaît pas avec précision le moment angulaire emporté par les γ , les neutrons et éventuellement les particules chargées. Les largeurs d'émission de par-

ticules chargées sont très petites devant les largeurs d'émission de neutrons pour les noyaux de fusion de masse 200 u.m.a, ceci reste vrai tant que les moments angulaires mis en jeu ne sont pas élevés {Ref.11}. Aussi, nous supposons qu'il n'y a pas de dissipation de moment angulaire par émission de particules chargées.

En ce qui concerne les γ et les neutrons, nous considérons plusieurs hypothèses dont certaines d'entre elles sont extrêmes de façon à donner des valeurs limites inférieures et supérieures du spin total des deux fragments.

L'hypothèse du spin maximal est celle où tous les γ sont des γ quadrupolaires (E_2) emportant chacun $2\hbar$, le spin total est alors égal à deux fois la multiplicité M_γ .

$$I = 2M_\gamma$$

Cependant, les γ émis ne sont pas tous quadrupolaires, une certaine proportion de γ , les γ statistiques emportent seulement $1\hbar$. Si nous estimons la proportion d'émission E_1 à 20 %, chaque γ emporte alors un spin moyen de $1.8\hbar$, et la valeur du spin est donnée par la relation :

$$I = 1.8M_\gamma$$

Dans une autre hypothèse, nous supposons que les γ E_1 émis par les fragments n'emportent aucun moment angulaire, que les γ restant sont des E_2 et que les neutrons évaporés par le système emportent une certaine fraction du moment angulaire ; I s'écrit alors {Ref.25} :

$$I = 2(M_\gamma - 2\alpha) + \beta M_n$$

α	nombre de γ statistiques émis par fragment	$\alpha = 2.5$
β	spin moyen emporté par les neutrons	$\beta = 0.5\hbar$
M_n	multiplicité totale de neutrons du système	$M_n = 12$

L'hypothèse du spin minimal est obtenue en gardant l'hypothèse précédente sur les γ mais en supposant cette fois que les neutrons n'emportent pas de moment angulaire. I est alors donné par :

$$I = 2(M_\gamma - 2\alpha)$$

Les résultats obtenus avec ces quatre hypothèses sont portés sur la figure 24 pour les deux systèmes.

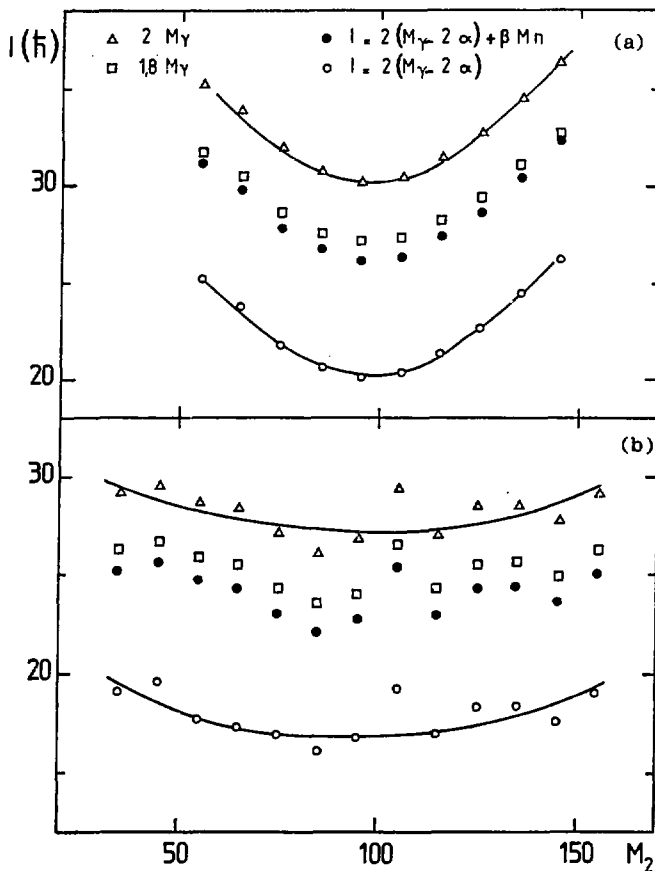


Figure 24 : Estimation des valeurs des moments angulaires portés par les fragments en fonction de la masse de l'un des fragments.

a) dans le système Ar + Ho

b) " " " Ne + Re

Les courbes en trait plein représentent les valeurs limites des moments angulaires et sont tracées pour guider l'oeil.

IV.2.2 : Variation du spin total des fragments avec l'asymétrie de masse

Système Ne + Re

Le système Ne + Re est notre système de référence car il conduit à la fission conventionnelle. La comparaison des résultats expérimentaux avec ceux du modèle va confirmer l'existence des modes collectifs dans la voie de sortie et nous donner des informations sur leur influence.

L'évolution des valeurs des spins est montrée sur la figure 25 en fonction de la masse de l'un des fragments.

Sur cette figure sont également reportées deux courbes :

- la première représente les valeurs de spin calculées dans l'hypothèse d'un transfert du moment angulaire dû seulement à la rotation rigide des deux fragments (RR) ,
- la seconde correspond au cas où tous les modes collectifs de rotation prédits par le modèle statistique sont excités et couplés à la rotation rigide (RR + Coll).

Il est net que les valeurs expérimentales du spin, comprises entre les deux courbes labellées RR et RR + Coll , ne peuvent être justifiées par la seule rotation rigide des deux fragments. L'évolution des valeurs expérimentales avec l'asymétrie de masse apparaît beaucoup plus proche de la courbe RR + Coll que de la courbe RR . Le spin total dépend peu de l'asymétrie de masse comme le prédit le modèle. Celui-ci prévoit que les modes collectifs sont influents à la symétrie et que leur effet diminue pour une asymétrie croissante tandis que l'effet dû à la rotation rigide devient dominant. La combinaison de ces deux effets entraîne un aplatissement de la courbe.

Il ressort de la figure 25 que tous les modes collectifs ne sont pas excités. Les valeurs maximales du moment angulaire, porté par les fragments, restent en-dessous de la courbe notée RR + Coll .

Nous avons donc cherché à estimer quels sont les modes collectifs les plus probablement excités. Nous avons tracé sur la figure 26 les valeurs du moment angulaire total porté par

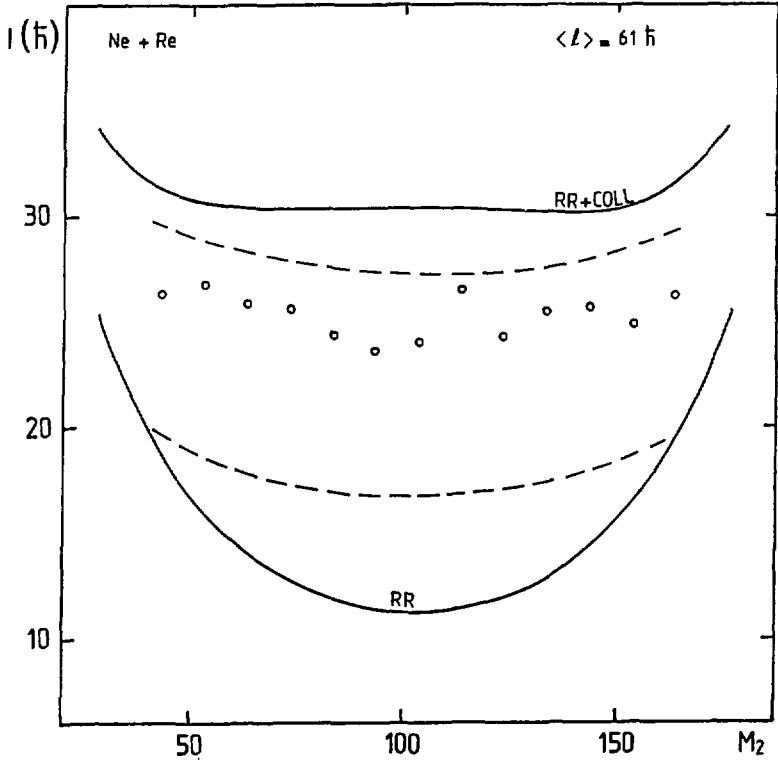


Figure 25 : Comparaison des valeurs du spin total en fonction de la masse de l'un des fragments avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique. Les tiretés représentent les valeurs limites du spin de la figure 24 et les symboles (O) donnent une valeur moyenne du spin ($I = 1,8 M_Y$).

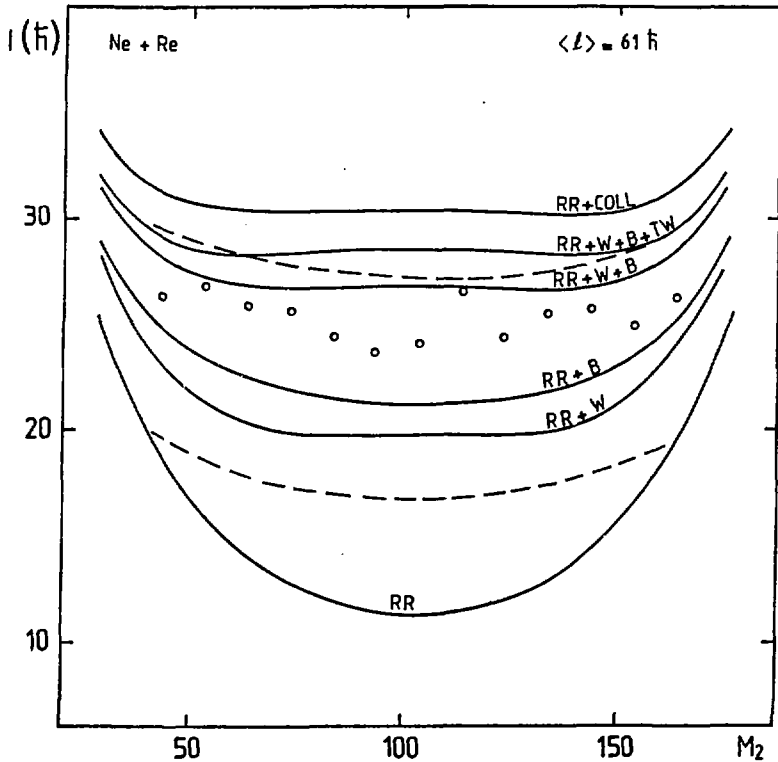


Figure 26 : Comparaison des valeurs du spin total des fragments de fission en fonction de la masse de l'un des fragments avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique selon plusieurs hypothèses. Se référer au texte pour les différentes courbes et à la figure 25 pour les points expérimentaux.

les fragments selon les hypothèses où le transfert de moment angulaire provient de la rotation rigide et de l'excitation des modes suivants : "Wriggling" seul (RR+W), "Bending" seul (RR+B), "Wriggling" et "Bending" (RR+W+B), "Wriggling", "Bending" et "Twisting" (RR+W+B+TW).

Les temps propres de relaxation des modes de "Wriggling" et "Bending" sont respectivement $6.7 \cdot 10^{-22}$ s et $2.8 \cdot 10^{-22}$ s. Ces valeurs sont extraites de la Référence 26 et s'appliquent à des noyaux ayant un paramètre de fissilité $X = 0.7$, voisin de celui des noyaux considérés dans cette étude. D'autres estimations des temps de relaxation des différents modes de rotation peuvent être trouvées dans la littérature. Les calculs de la Référence 27, qui s'appliquent aux collisions très inélastiques, indiquent que le mode de "Wriggling" est très rapidement équilibré ($1.2 \cdot 10^{-22}$ s) puis se développent les modes doublement dégénérés du "Bending" et du "Twisting" ($5 \cdot 10^{-22}$ s) et enfin le "Tilting"; ce dernier ayant un temps de relaxation bien supérieur au temps d'interaction.

Le temps de vie du noyau composé étant de l'ordre de 10^{-20} s, on peut donc en déduire que les modes de "Wriggling" et de "Bending" ont eu le temps de se développer avant que le noyau n'atteigne la configuration du point de scission. Cette conclusion est en bon accord avec les résultats de la figure 26 où les valeurs expérimentales du spin sont bien décrites par la courbe RR+W+B.

Système Ar+Ho

Nous nous attendons à ce que le phénomène de fission rapide se développe dans ce système. Par comparaison avec les résultats obtenus sur le système Ne+Re, nous allons tester l'hypothèse selon laquelle les phénomènes de fission conventionnelle et de fission rapide sont associés respectivement aux domaines d'ondes partielles s'étendant de 0 à $l_{Bf=0}$ et de $l_{Bf=0}$ à l_{crit} . Si l'on admet que la distribution de masse associée à la fission rapide est symétrique, les masses symétriques proviendraient à la fois de la fission conventionnelle et de la fission rapide et les masses les plus asymétriques ne seraient associées qu'à la fission rapide. Les modes collectifs pourraient être alors moins excités pour les masses asymétriques, en raison des temps d'interaction plus courts de la fission rapide.

A cet effet, nous traçons, dans la figure 27 en fonction de la masse d'un des fragments, l'évolution du rapport R des multiplicités mesurées dans le système Ar + Ho aux multiplicités mesurées dans le système Ne + Re :

$$R = \frac{I(\text{Ar} + \text{Ho})}{I(\text{Ne} + \text{Re})}$$

Les valeurs de ce rapport sont comparées aux valeurs correspondantes déduites des prédictions du modèle de l'équilibre statistique selon deux hypothèses. En ce qui concerne les masses symétriques, les valeurs expérimentales du rapport R devraient suivre la courbe R(93/61) qui suppose que, dans les deux systèmes, l'onde partielle initiale moyenne est la moyenne du domaine $0 - \lambda_{\text{crit}}$ (sachant que $\lambda_{\text{crit}} > \lambda_{\text{Bf}=0}$ dans Ar + Ho et $\lambda_{\text{crit}} = \lambda_{\text{Bf}=0}$ dans Ne + Re). Et, pour les masses les plus asymétriques, les valeurs expérimentales devraient suivre la courbe R(116/61) puisque les configurations de scission les plus asymétriques sont supposées être associées au domaine $\lambda_{\text{Bf}=0} - \lambda_{\text{crit}}$. Or, la figure 27 montre que les valeurs expérimentales n'approchent pas la courbe R(93/61) à la symétrie comme on pouvait s'y attendre. Ces valeurs sont reproduites, de façon assez surprenante, par la courbe R(116/61), ce qui signifierait que la fission (conventionnelle et rapide) dans le système Ar + Ho ne se développerait que dans le domaine $\lambda_{\text{Bf}=0} - \lambda_{\text{crit}}$!

En fait, ce raisonnement doit être nuancé dans la mesure où on ne connaît pas comment se développent les modes collectifs, complètement ou incomplètement, en fonction de l'asymétrie de masse. Cependant, la figure 27 montre clairement que l'hypothèse simpliste ci-dessus ne semble pas correcte ou tout du moins que la variable macroscopique, qu'est le transfert du moment angulaire, n'est pas la bonne variable pour mettre en évidence le processus de fission rapide.

Une autre hypothèse consisterait à dire que la distribution de masse associée à la fission rapide est une distribution asymétrique. Cette distribution asymétrique, ajoutée à la distribution de masse symétrique de la fission convention-

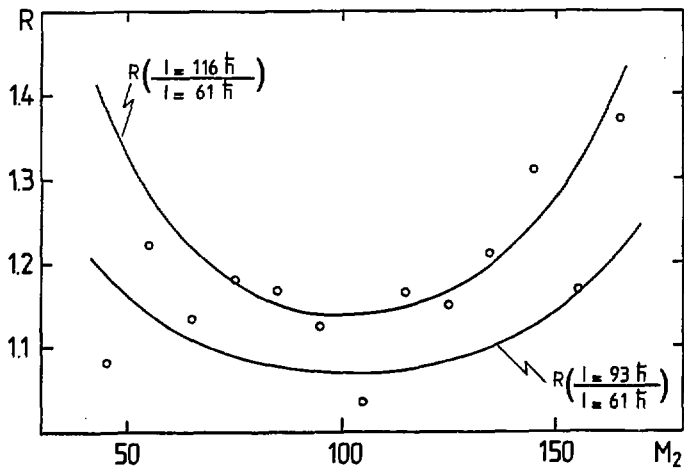


Figure 27 : Comparaison des valeurs du rapport

$$R = \frac{I(Ar + Ho)}{I(Ne + Re)}$$

représentées par le symbole (O), en fonction de la masse de l'un des fragments, aux prédictions du modèle de l'équilibre statistique selon deux hypothèses (voir texte).

nelle, produirait la distribution de masse de grande largeur observée expérimentalement. Si tel était le cas, les masses symétriques seraient alors associées au domaine d'ondes partielles $0 - \lambda_{Bf=0}$ dans les deux systèmes Ar + Ho et Ne + Re, et la valeur du rapport R devrait être alors égale à 1. Or, on voit d'après la figure 27 qu'il n'en est rien et que cette seconde hypothèse est encore plus en désaccord avec les données expérimentales que la première.

L'interprétation des résultats des multiplicités en fonction de l'asymétrie de masse s'avère difficile dans le cas du système Ar + Ho. Dans les figures 28, 29, 30, nous comparons les résultats expérimentaux aux prédictions du modèle de l'équilibre statistique en supposant trois domaines d'ondes partielles différents associés à la fission dans le système Ar + Ho : $0 - \lambda_{Bf=0}$, $0 - \lambda_{crit}$ et $\lambda_{Bf=0} - \lambda_{crit}$ et dans ce qui suit, nous nous limitons à une discussion qualitative.

Dans le premier cas, nous observons sur la figure 28, pour les masses symétriques, que les modes collectifs sont plus excités que dans le cas du système Ne + Re. L'écart pourrait provenir des contributions des moments angulaires plus élevés associés à la fission rapide.

Dans le second cas, le moment angulaire étant plus élevé que dans le système Ne + Re, le modèle prévoit une influence des modes collectifs diminuée et les formes des courbes théoriques s'arrondissent. La comparaison des figures 26 et 29 relatives aux deux systèmes montre que, tout comme pour le système Ne + Re, les modes de "Bending" et de "Wriggling" pourraient être excités. L'écart, pour les masses asymétriques, pourrait être dû à un moment angulaire moyen d'entrée insuffisant pour ces masses. En effet, elles sont associées aux plus grandes ondes partielles puisqu'elles apparaissent seulement si le moment angulaire devient supérieur à $\lambda_{Bf=0}$.

Enfin, le troisième cas (figure 30) montre également un assez bon accord entre les prévisions et les valeurs expérimentales pour les masses asymétriques ; les modes collectifs seraient nettement moins excités.

En fait, les informations contenues dans l'évolution des spins des fragments avec l'asymétrie de masse sont insuffisantes pour nous permettre d'isoler le mécanisme de la fission rapide sans ambiguïté.

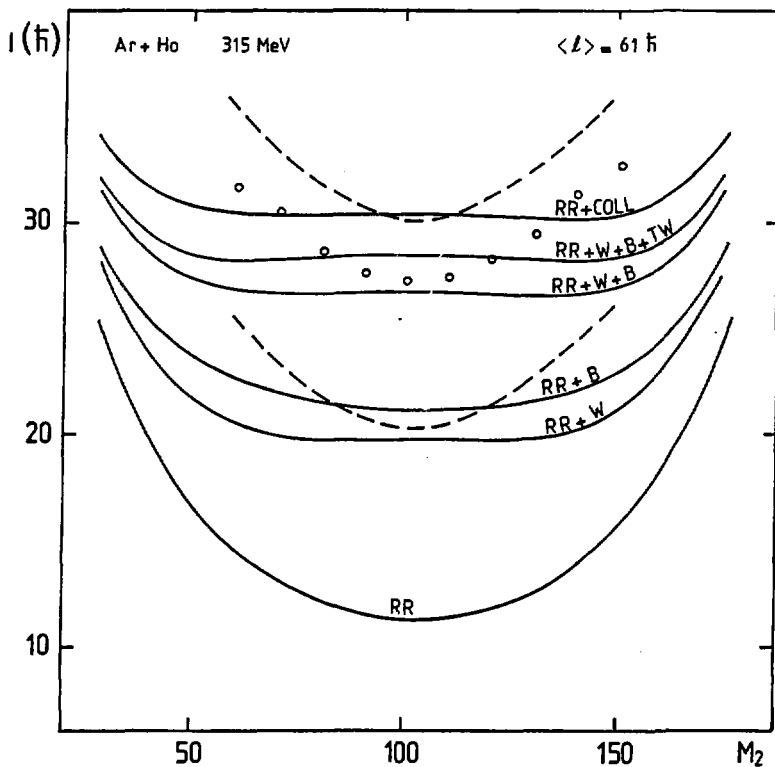


Figure 28 : Comparaison des valeurs des spins portés par les fragments, en fonction de la masse de l'un des fragments, avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique pour une onde partielle incidente moyenne de $61 \hbar$.
Se reporter à la figure 26 pour les points expérimentaux et les différentes courbes.

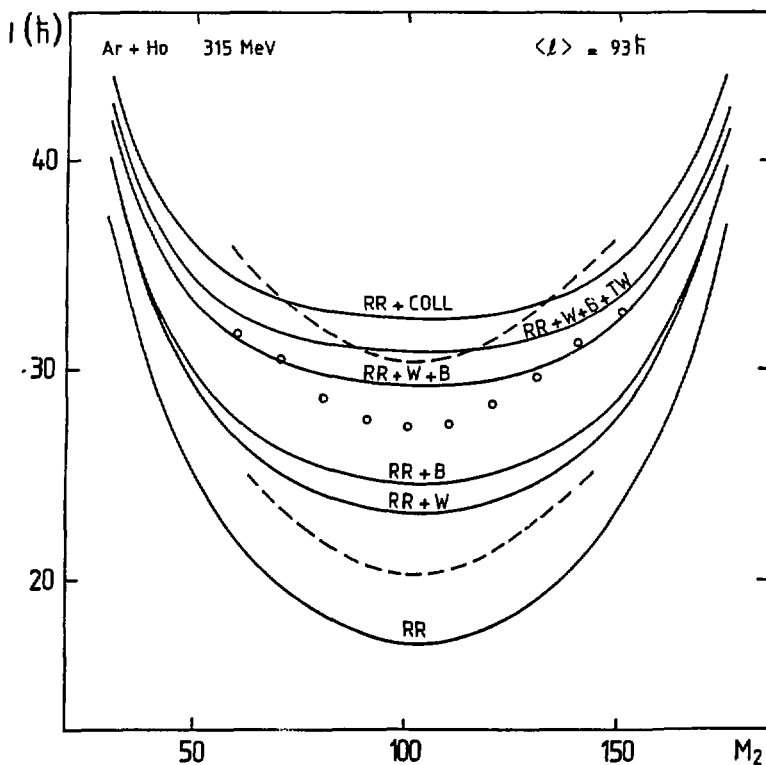


Figure 29 : Comparaison des valeurs des spins portés par les fragments, en fonction de la masse de l'un des fragments, avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique pour une onde partielle incidente moyenne de $93 \hbar$.
Se reporter à la figure 26 pour les points expérimentaux et les différentes courbes.

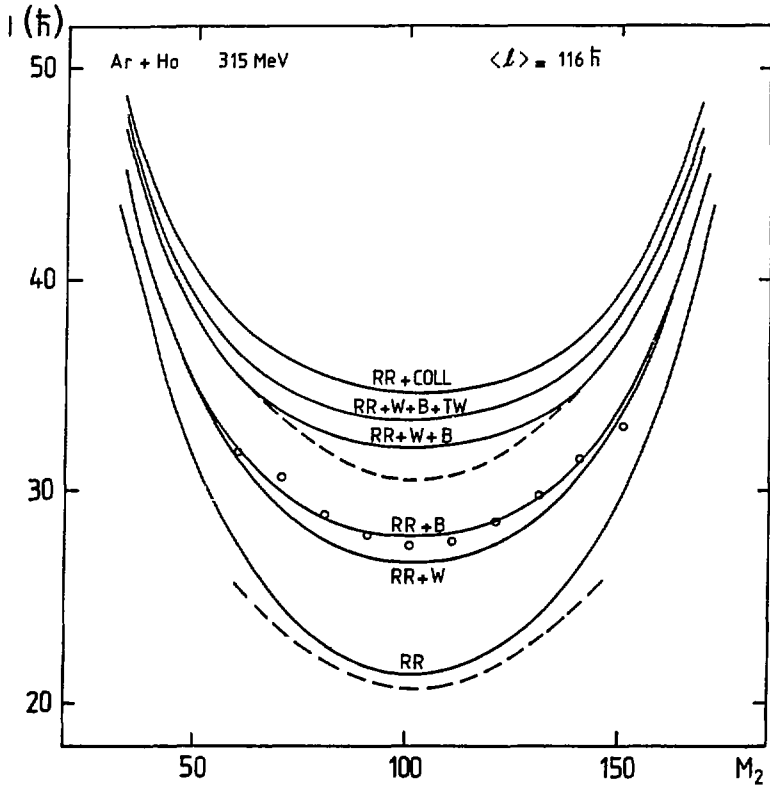


Figure 30 : Comparaison des valeurs des spins portés par les fragments, en fonction de la masse de l'un des fragments, avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique pour une onde partielle moyenne de $116 \hbar$. Se reporter à la figure 26 pour les points expérimentaux et les différentes courbes.

IV.2.3 : Variation du spin total des fragments avec l'énergie cinétique totale

Système Ne + Re

La figure 31 montre l'évolution des multiplicités expérimentales en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments dans le système du centre de masse pour plusieurs tranches de la distribution de masse. Toutes les tranches présentent la même caractéristique : la multiplicité croît lorsque l'énergie décroît. Ce résultat est analogue à ceux obtenus dans l'étude des systèmes $P + {}^{209}\text{Bi}$ à 60 MeV {Ref.8} et ${}^{12}\text{C} + {}^{182}\text{W}$ à 140 MeV {Ref.25} qui conduisent à une fission conventionnelle.

La figure 32 permet d'interpréter le comportement de la multiplicité en fonction de l'énergie cinétique totale à l'aide du modèle de l'équilibre statistique. Cette figure, pour trois tranches de masses, compare les prédictions du modèle dans les cas où le transfert de moment angulaire provient de la rotation rigide (RR) seule ou de la rotation rigide et de l'excitation de certains modes (RR+W, RR+B, RR+W+B, RR+Coll) aux valeurs de spins déduites des multiplicités expérimentales dans l'hypothèse où $I = 1.8 M_\gamma$.

Dans le cadre du modèle, le spin transféré par la rotation rigide diminue lorsque l'énergie cinétique décroît ; c'est-à-dire, lorsque la déformation des fragments augmente. Mais, lorsque l'énergie cinétique décroît, l'énergie d'excitation disponible croît, ce qui favorise le développement des modes collectifs. Et le couplage des spins intrinsèques avec les composantes de spin, induites par les modes collectifs, renverse la tendance, le spin total augmentant lorsque l'énergie cinétique décroît.

Cette interprétation avait été envisagée par les auteurs de la référence 25 ; mais ils n'avaient pas pu la vérifier à travers le modèle de l'équilibre statistique alors limité à l'hypothèse de deux sphères rigides au contact.

La tendance expérimentale est en assez bon accord avec les prédictions du modèle et nous retrouvons les mêmes résultats qu'au chapitre précédent, en ce qui concerne l'excitation probable des modes de "Wriggling" et de "Bending".

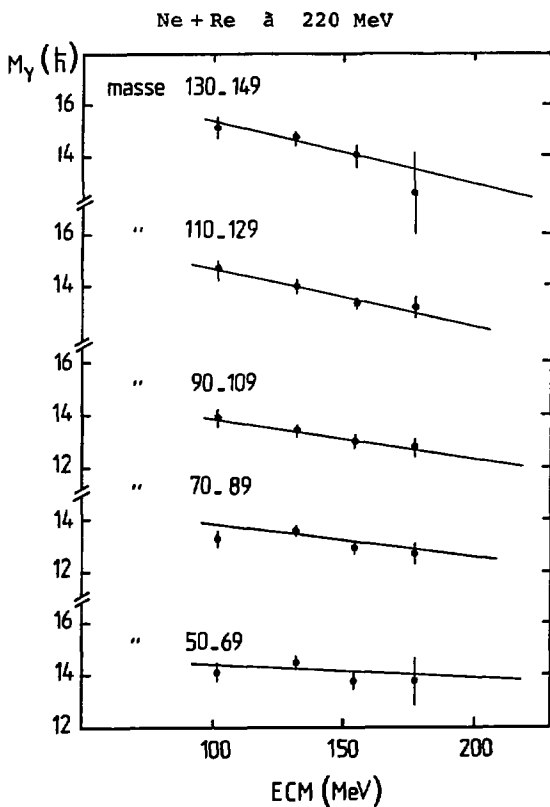


Figure 31

Evolution de la multiplicité γ en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments dans le centre de masse pour cinq tranches de la distribution de masse du fragment 2.

Ne + Re à 220 MeV

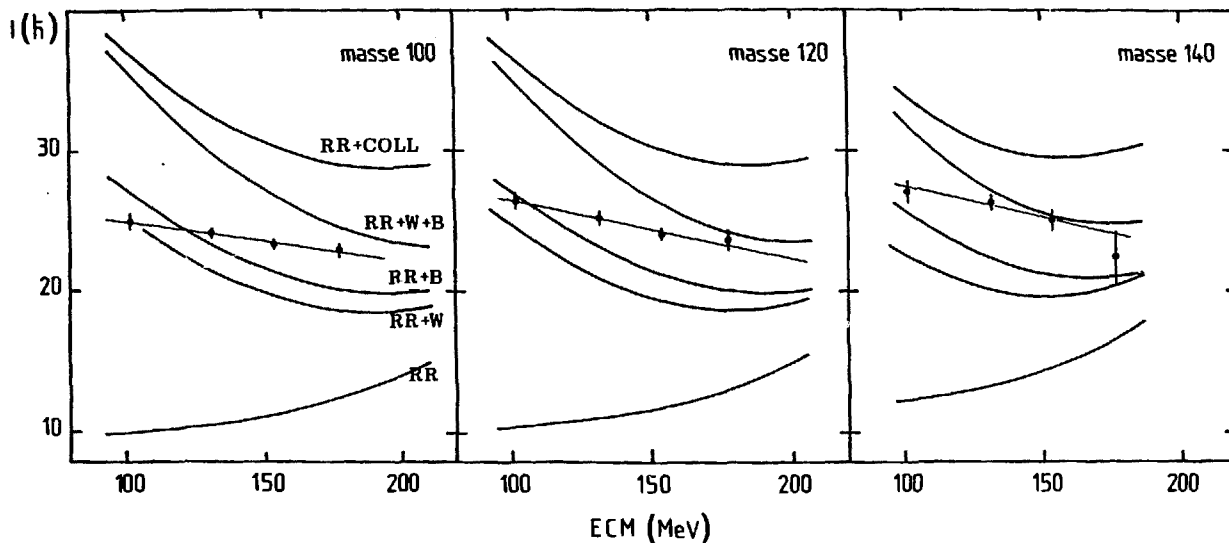


Figure 32 : Comparaison pour trois tranches de la distribution de masse du fragment 2, des valeurs du spin total, représentées par le symbole (●), calculées dans l'hypothèse où $I = 1.8 M_Y$, avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique pour une onde partielle moyenne de 61π .

La droite reliant les points expérimentaux est le résultat d'un ajustement linéaire.

Système Ar + Ho

La figure 33 montre l'évolution des multiplicités expérimentales en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments. Les tranches de masse sont identiques aux tranches sélectionnées dans l'étude du système Ne + Re (Cf. Fig. 31). Chaque tranche de masse présente la même tendance : la multiplicité croissant légèrement avec l'énergie cinétique. Ce comportement se démarque très nettement de celui observé dans l'étude du système Ne + Re .

Supposons que les phénomènes de fission conventionnelle et de fission rapide sont associés respectivement aux domaines d'ondes partielles $0 - l_{Bf=0}$ et $l_{Bf=0} - l_{crit}$. Dans ce cas, si le phénomène de fission rapide conduisait à une distribution de masse asymétrique, les masses symétriques proviendraient de la fission conventionnelle. Nous nous attendrions alors à observer la même évolution de la multiplicité en fonction de l'énergie cinétique pour les masses symétriques dans les systèmes Ar + Ho et Ne + Re . Or, les tendances expérimentales sont différentes et nous en déduisons que la distribution de masse associée à la fission rapide doit être symétrique.

La figure 34, pour trois tranches de masses, compare les résultats expérimentaux à ceux du modèle de l'équilibre statistique obtenus avec les mêmes hypothèses que celles utilisées pour le système Ne + Re (Cf. figure 32).

Si la légère croissance expérimentale de la multiplicité en fonction de l'énergie cinétique montre que les modes collectifs ne sont pas suffisamment excités pour inverser la tendance de la rotation rigide, elle ne permet pas d'affirmer que nous n'avons pas besoin des modes collectifs pour expliquer le transfert de moment angulaire . En effet, comme dans le système Ne + Re , la valeur absolue du spin total porté par les fragments est nettement au-dessus de la courbe représentant la rotation rigide, montrant que certains modes collectifs sont excités.

Nous observons la même tendance pour chaque tranche de masses dans la figure 33 ; et le modèle de l'équilibre statistique reproduit assez bien nos résultats expérimentaux pour une onde partielle incidente moyenne de $93 \hbar$ dans la figure 34.

Ar + Ho à 315 MeV

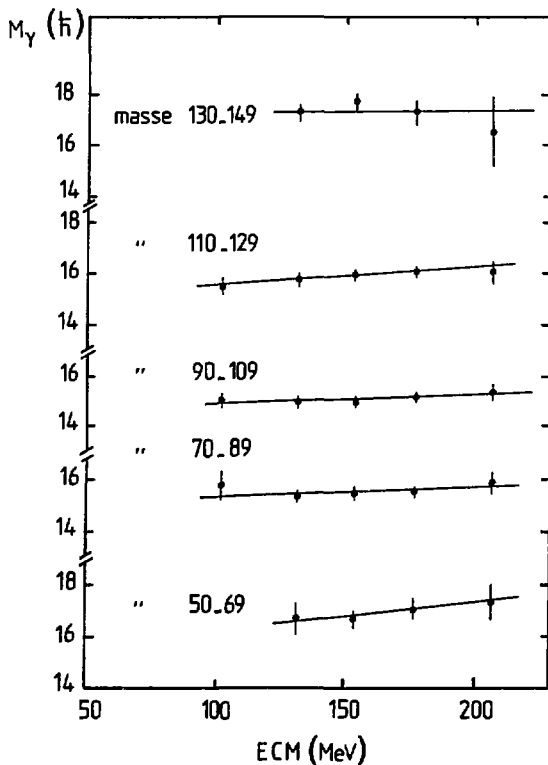


Figure 33

Evolution de la multiplicité γ en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments dans le centre de masse pour cinq tranches de la distribution de masse du fragment 2.

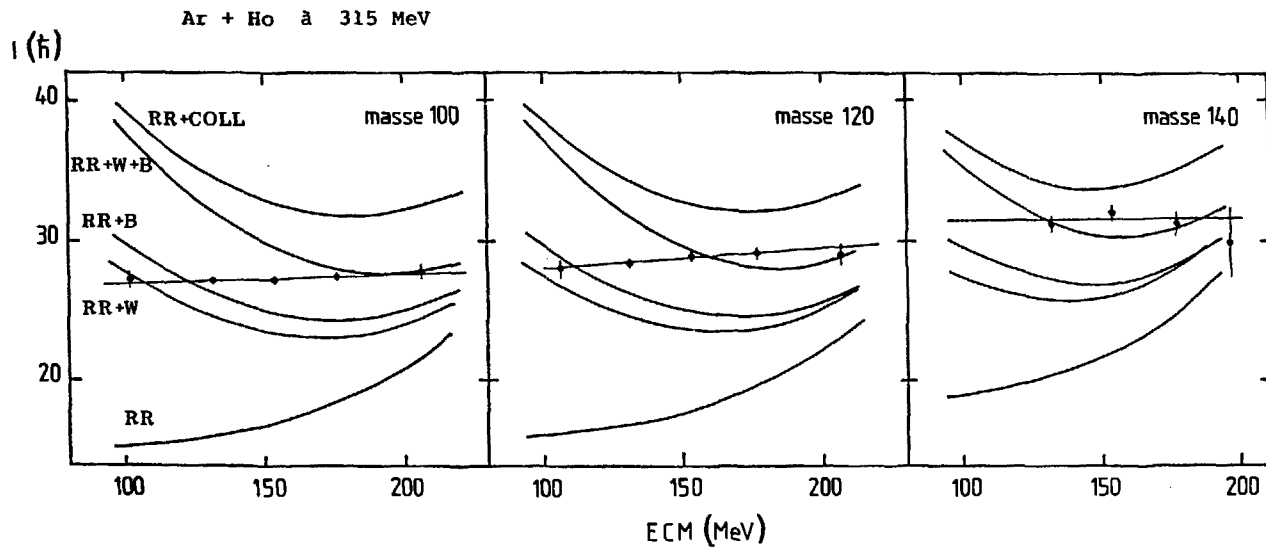


Figure 34 : Comparaison pour trois tranches de la distribution de masse du fragment 2, des valeurs du spin total, représentées par le symbole (●), calculées dans l'hypothèse où $I = 1.8 M_Y$, avec les prédictions du modèle de l'équilibre statistique pour une onde partielle moyenne de 93π .

La droite reliant les points expérimentaux est le résultat d'un ajustement linéaire.

Les figures 33 et 34 montrent que les résultats expérimentaux pourraient être justifiés en supposant qu'un seul phénomène se développerait sur tout le domaine d'ondes partielles $0 - \lambda_{crit}$ et conduirait à une composante de fragmentation symétrique. Cependant, nous observerions un aussi bon accord pour les masses asymétriques si nous utilisions une valeur moyenne $\langle \lambda \rangle = 116 \text{ fi}$, avec des modes collectifs moins excités ; ce qui ne nous permet pas de mettre en doute l'hypothèse selon laquelle les deux domaines d'ondes $0 - \lambda_{Bf=0}$ et $\lambda_{Bf=0} - \lambda_{crit}$ sont respectivement associés aux phénomènes de fission conventionnelle et de fission rapide.

L'étude de la multiplicité γ , en fonction de l'énergie cinétique, ne nous permet donc pas d'isoler clairement le mécanisme de la fission rapide.

CONCLUSION

L'étude expérimentale des systèmes Ne+Re à 220 MeV et Ar+Ho à 315 MeV, décrite dans ce mémoire, avait pour objectif la mise en évidence du domaine d'ondes partielles associé au mécanisme de fission rapide et d'établir l'influence des modes collectifs de rotation dans la voie de sortie.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec des mesures précédentes et montrent que le système Ar+Ho possède une distribution de masse beaucoup plus large que celle du système Ne+Re. Les moments angulaires critiques déduits des sections efficaces de fusion sont cohérents avec la description du mécanisme de fission rapide : dans le système Ne+Re, qui conduit à la fission conventionnelle, le moment angulaire critique ($l_{crit} = 91 \hbar$) est proche du moment angulaire $l_{Bf=0} (= 86 \hbar)$, alors que dans le système Ar+Ho dans lequel la fission rapide est attendue, le moment angulaire critique ($l_{crit} = 137 \hbar$) est nettement plus élevé que le moment angulaire $l_{Bf=0}$ et la valeur importante du moment angulaire critique semble liée à l'augmentation notable de la largeur de la distribution de masse.

La comparaison des résultats expérimentaux, obtenus dans le système Ne+Re sur le transfert de moment angulaire en fonction de l'asymétrie de masse, avec les résultats du modèle de l'équilibre statistique a permis de confirmer que la rotation rigide ne peut pas expliquer à elle seule les moments angulaires portés par les fragments et que l'on doit faire appel aux modes collectifs. Il apparaît toutefois que tous ces modes ne sont pas développés ; les modes les plus probablement excités, seraient les modes de "Wriggling" et de "Bending" dont les temps propres de relaxation sont inférieurs à la durée de vie du noyau composé.

L'étude de l'évolution du transfert de moment angulaire avec l'asymétrie de masse, pour le système Ar+Ho, n'a pas livré suffisamment d'informations pour isoler sans ambiguïté le phénomène de fission rapide.

Le transfert de moment angulaire en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments nous a fourni des renseignements complémentaires.

Pour le système $\text{Ne} + \text{Re}$, les résultats montrent une légère décroissance des moments angulaires avec l'énergie cinétique totale des fragments, quelle que soit la tranche de masses considérée. Ces résultats, analogues à ceux déjà obtenus dans d'autres systèmes conduisant à une fission conventionnelle, ont confirmé, à l'aide du modèle de l'équilibre statistique, que l'excitation de certains modes collectifs est nécessaire pour justifier l'évolution observée.

En ce qui concerne le système $\text{Ar} + \text{Ho}$, le moment angulaire croît légèrement avec l'énergie cinétique totale des fragments pour toutes les tranches de masses. Les évolutions différentes ainsi observées dans les deux systèmes, pour les masses symétriques, permettent d'affirmer que la fission rapide contribue à l'ensemble de la distribution de masse et non pas seulement à la fission asymétrique.

La croissance du moment angulaire, avec l'énergie cinétique, peut signifier que les modes collectifs sont moins développés dans le cas de la fission rapide que dans le cas de la fission conventionnelle. Ce résultat se comprend aisément, puisque la fission rapide a une durée de vie courte. Toutefois, cette conclusion n'est pas nette et est même infirmée par la comparaison des valeurs absolues calculées et mesurées.

La mesure de la multiplicité γ et, par conséquent, l'étude du transfert de moment angulaire, ne permettent pas d'isoler le domaine d'ondes partielles associé à la fission rapide.

REFERENCES

-
- 1 - M. Lefort and Ch. Ngô ; Ann. Phys. 3 (1978) 5 .
 - 2 - S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki ; Ann. Phys. 82 (1974) 557
 - 3 - C. Le Brun, F. Hanappe, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, C. Ngô,
J. Peter, B. Tamain ; Nucl. Phys. A321 (1979) 207
 - 4 - B. Borderie, M. Berlinger, D. Gardès, F. Hanappe, L. Nowicki,
J. Peter, B. Tamain, S. Argawal, J. Girard, C. Grégoire,
J. Matuszek, C. Ngô ; Z. Phys. A299 (1981) 263
 - 5 - C. Grégoire ; Thèse Orsay (1982)
 - 6 - W.J. Swiatecki ; Nucl. Phys. A376 (1982) 275
 - 7 - Z. Zheng, B. Borderie, D. Gardès, H. Gauvin, F. Hanappe,
J. Peter, M.F. Rivet, B. Tamain, A. Zaric ; Nucl. Phys. A422
(1984) 447
 - 8 - L. Nowicki, M. Berlinger, B. Borderie, C. Cabot, P. Del Marmel,
Y. El Masri, C. Grégoire, F. Hanappe, C. Ngô, B. Tamain ; Phys.
Rev. C26 (1982) 1114
 - 9 - L.G. Moretto and R.P. Schmitt ; Phys. Rev. C21 (1980) 204
 - 10 - R.P. Schmitt and A.J. Pacheco ; Nucl. Phys. A379 (1982) 313
 - 11 - B. Tamain ; Thèse Clermont-Ferrand (1974)
 - 12 - V.E. Viola, K. Kwiatkowski, M. Walker ; Phys. Rev. C31 (1985)
1550

- 13 - G.B. Hagemann, R. Broda, B. Herbskind, M. Ishihara, S. Ogaza ;
Nucl. Phys. A245 (1975) 166
- 14 - W.J. Ockels ; Thèse Gröningen (1978)
- 15 - L. Nowicki, M. Berlinger, B. Borderie, P. Del Marmol,
Y. El Masri, C. Grégoire, F. Hanappe, C. Ngô, B. Tamain ;
Journées de fission, Alpe d'Huez, 6-10 Oct. 1980
- 16 - V.V. Verbinski, H. Weber, R.E. Sund ; Phys. Rev. C7 (1973) 1173
- 17 - E. Duek, N.N. Ajitanand, J.M. Alexander, D. Logan, M. Kildir,
L. Kowalski, L.C. Vaz, D. Guerreau, M.S. Zisman, M. Kaplan,
D.J. Moses ; Z. Phys. A317 (1984) 83
- 18 - J. Pouthas ; Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 187
- 19 - H.W. Schmitt, W.E. Kiber, C.W. Williams ; Phys. Rev. 137 (1975)
B837
- 20 - J.R. Huizenga, R. Van den Bosch ; Nucl. Fission
- 21 - V.E. Viola, Jr., R.G. Clark, W.G. Meyer ; Nucl. Phys. A261
(1976) 174
- 22 - R. Bass ; Nucl. Phys. A231 (1974) 45
- 23 - C. Ngô ; Thèse Orsay (1975)
- 24 - D. Logan, H. Delagrange, M.F. Rivet, M. Rajagopalan,
J.M. Alexander, M. Kaplan, M.S. Zisman, E. Duek ;
Phys. Rev. C22 (1980) 1080
- 25 - R.P. Schmitt, G. Monchaty, D.R. Haenni ; Nucl. Phys. A427
(1984) 614
- 26 - J.R. Nix, W.J. Swiatecki ; Nucl. Phys. A71 (1965) 1
- 27 - T. Dossing, J. Randrup ; LBL-16825 (1983) .

RESUME

Le transfert de moment angulaire aux fragments de fission a été étudié, par la mesure de la desexcitation gamma, dans les systèmes Ne+Re à 220 MeV et Ar+Mo à 315 MeV. Ces systèmes conduisent à la formation d'un même noyau de fusion à la même énergie d'excitation.

Le système Ne+Re possède un moment angulaire critique, pour le processus de fission, voisin du moment angulaire $l_{BF=0}$ qui annule la barrière de fission du noyau de fusion. Dans le système Ar+Mo, le moment angulaire critique est beaucoup plus important que le moment angulaire $l_{BF=0}$, et l'on s'attend donc à ce que le processus de fission rapide se développe dans ce système. La mesure des largeurs de distributions de masse des fragments de fission vient renforcer cette hypothèse. Cette largeur est égale à 42 ± 2 u.m.a dans le système Ne+Re et à 56 ± 4 u.m.a dans le système Ar+Mo.

Les résultats obtenus par la mesure de la multiplicité gamma associée aux modes de fission montrent que le spin transféré aux fragments est important et confirment l'excitation de certains modes collectifs de rotation dans la voie de sortie (pliage et tortillement).

L'évolution de la multiplicité gamma en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments de fission montre une nette différence entre les deux systèmes : dans le système Ne+Re, la multiplicité décroît lorsque l'énergie cinétique croît, par contre dans le système Ar+Mo, la multiplicité croît lorsque l'énergie cinétique croît.

Les informations extraites de ces résultats montrent que la distribution de masse associée à la fission rapide n'est pas asymétrique, mais ces informations sont toutefois insuffisantes pour mettre clairement en évidence les domaines d'ondes partielles associés aux phénomènes de fission conventionnelle et de fission rapide.

ABSTRACT

Angular momentum transfer to fission fragments has been studied with the measurement of gamma-ray deexcitation in the 220 MeV Ne+Re and 315 MeV Ar+Mo systems. These reactions lead to the same fusion nucleus with the same excitation energy.

The critical angular momentum for fission in the Ne+Re system is close to the angular momentum $l_{BF=0}$ where the fission barrier of the fusion nucleus vanishes. In the Ar+Mo system, the critical angular momentum is much more larger than the $l_{BF=0}$ angular momentum and the fast fission process is then expected to occur in that system. The measurement of the widths of the fission fragment mass distribution strengthens this hypothesis: the width is equal to 42 ± 2 u.m.a in the Ne+Re system and 56 ± 4 u.m.a in the Ar+Mo system.

The results obtained by measuring the gamma-ray multiplicity associated with the fission modes show that the spin transferred to the fragments is large and confirm the excitation of some collective rotational modes in the exit channel such as bending and wriggling modes.

The evolution of the gamma-ray multiplicity as a function of the total kinetic energy shows a marked behaviour in the two systems: in the Ne+Re system, the multiplicity decreases when the kinetic energy increases in the Ar+Mo system the multiplicity increases when the kinetic energy increases.

The information extracted from these results show that the mass distribution associated with the fast fission process has a symmetric shape, but this information is not sufficient to isolate unambiguously the partial wave domain associated with the conventional fission and the fast fission phenomena, respectively.