



Propriétés thermiques et dynamiques des
processus de fusion-fission et de
fusion-évaporation dans la réaction
 $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$
à 8, 10, 13 et 16 MeV par nucléon

Dissertation présentée par
Thomas Keutgen
en vue de l'obtention du grade de Docteur en Sciences.
Promoteur : Professeur Y. El Masri

Mars 1999

Table des matières

Introduction générale	7
1 Mécanismes de réactions et objectifs généraux	13
1.1 Mécanismes de réactions entre ions lourds	13
1.2 Modèle de désexcitation du noyau composé	18
1.2.1 Temps de fission et horloge neutronique	22
1.2.2 Limites du modèle statistique et approche dynamique	24
1.2.3 Dépendance de la barrière de fission en fonction de la température nucléaire et ces effets	25
1.3 Conclusions et motivations	28
2 Dispositif Expérimental	31
2.1 Introduction	31
2.2 Description Générale	31
2.3 Faisceaux, cibles et positions des détecteurs	33
2.4 Analyse élémentaire et en épaisseur des cibles de Tm et de Tb	35
2.5 Traitement des paquets d'ions du faisceau incident	38
2.6 Détecteurs CsI1 et CsI2	38
2.6.1 Aperçu général	38
2.6.2 Electronique associée	39
2.6.3 Remarques générales	40
2.7 Ensemble de détection des RE ($R1$ et $R2$)	40
2.7.1 Aperçu général	40
2.7.2 Electronique associée	41
2.7.3 Remarques générales	43
2.8 Système de détection des fragments de fission $MWPC1$ et $MWPC2$	44
2.8.1 Aperçu général	44
2.8.2 Electronique associée	45
2.8.3 Remarques générales	47
2.9 Détection des particules chargées légères	47
2.9.1 Aperçu général	47
2.9.2 Electronique associée	47
2.10 Détection des neutrons	48
2.10.1 Aperçu général	48
2.10.2 Electronique associée	51
2.10.3 Remarques générales	52

2.11	Surveillance en ligne de la dérive temporelle du faisceau par rapport à la RF	53
2.12	Trigger et système d"”inhibition”	57
2.13	Dispositif expérimental des mesures de distribution angulaire des RE "distrang" . .	57
3	Traitement des données et étalonnage des détecteurs	59
3.1	Introduction	59
3.2	Ensemble de détection des RE ($R1$ et $R2$)	59
3.2.1	Sélection des RE	59
3.2.2	Calibrations en temps et en énergie	60
3.2.3	Efficacité intrinsèque de détection de l'ensemble galette-jonction	61
3.2.4	Défaut d'ionisation des jonctions semi-conductrices au Silicium	65
3.2.5	Méthode de correction dite de Kaufman	66
3.2.6	Evaluation de l'effet dit du "plasma delay" dans les jonctions semi-conductrices	69
3.2.7	Méthode itérative pour la détermination des masses des RE	70
3.2.8	Détermination des caractéristiques de RE au centre de la cible	73
3.2.9	Bilan et remarques	73
3.3	Détection des fragments de fission	73
3.3.1	Calibrations	74
3.3.2	Déduction des caractéristiques des fragments de fission	81
3.4	Détermination des caractéristiques des neutrons	83
3.4.1	Temps de vol	84
3.4.2	Discrimination $n - \gamma$	84
3.4.3	Efficacité intrinsèque de détection des cellules DEMON	87
3.4.4	Détermination des distributions en énergie des neutrons	88
3.4.5	Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées aux sources émettrices	90
3.4.6	Bilan et remarques	91
3.5	Détermination des caractéristiques des particules chargées légères	92
3.5.1	Calibrations en énergie	92
3.5.2	Construction des distributions en énergie des particules chargées	92
3.5.3	Multiplicités des particules chargées légères et températures nucléaires as- sociées aux sources émettrices	96
3.5.4	Bilan et remarques	96
4	Résultats de l'étude de la distribution angulaire des RE (distrang)	99
4.1	Introduction	99
4.2	Dispositif Expérimental	99
4.3	Résidus d'évaporation	99
4.3.1	Sélection des RE et estimation des événements parasites	99
4.3.2	Contributions relatives des réactions Ne sur l' Al servant de support à la cible de Tm	104
4.3.3	Événements associés aux transferts très inélastiques	105
4.3.4	Distributions en vitesse des RE	108
4.3.5	Distributions angulaires des RE	114
4.3.6	Sections efficaces de formation des RE	118
4.3.7	Moments angulaires limites de formation des RE	119
4.4	Processus de fission binaire	119

4.4.1	Distribution en masse des fragments	119
4.4.2	Sections efficaces totales de fission	121
4.5	Analyse des événements des diffusions élastiques	123
4.6	Erreurs liées aux mesures des sections efficaces	127
4.6.1	Erreurs sur les mesures associées aux RE	127
4.6.2	Erreurs sur les mesures associées aux fragments de fission	128
5	Résultats relatifs aux fragments de fission	131
5.1	Sélection des événements liés au processus de fission binaire	131
5.2	Distribution en masse et en TKE des fragments de fission	136
5.3	Simulation du processus des transferts très inélastiques	137
5.4	Transfert de moment linéaire dans la fusion projectile - cible menant à la fission . . .	139
5.5	Détermination du taux de fusion complète aboutissant à la fission	147
5.6	Sections efficaces totales de fusion	150
6	Résultats de l'analyse des particules légères associées au processus de fission	153
6.1	Analyse des spectres en énergie des neutrons [JAD97]	153
6.1.1	Multiplicités neutroniques en fonction de la distribution en masse des fragments de fission	156
6.1.2	Problématique de la vitesse de recul du centre de masse	175
6.1.3	Isotropie de l'émission neutronique dans le plan et hors plan de la réaction . .	181
6.2	Analyse des spectres en énergie des particules chargées (p et α)	187
6.3	Bilan énergétique global	192
6.4	Récapitulatif des résultats importants	194
7	Simulation des résultats expérimentaux à l'aide du code GEMINI	197
7.1	Présentation du code GEMINI	198
7.2	Sections efficaces de fission et de formation des résidus d'évaporation	199
7.3	Multiplicités de pré-scission des neutrons	201
7.3.1	Approche de J.P. Lestone	203
7.3.2	Premier type d'interprétation ($\tau_f \simeq \tau_{ssc}$)	203
7.3.3	Second type d'interprétation ($\tau_f \simeq \tau_{pre}$)	208
7.3.4	Multiplicités de pré-scission des particules chargées légères	211
7.3.5	Conclusions	212
7.4	Multiplicités des particules légères associées aux RE	214
7.4.1	Asymétrie de la corrélation angulaire des particules légères avec les RE . . .	214
7.4.2	Essais d'analyse en source	215
7.4.3	Analyse à l'aide du code GEMINI	217
7.4.4	Analyse des distributions angulaires des RE	220
	Conclusions générales	223
A	Calcul de la section efficace différentielle des RE	231
B	Principes du calcul, par le code GEMINI, du temps associé à chaque étape de la désexcitation du NC menant à la fission	233

Introduction générale

La fission est un des processus associés au réarrangement le plus important que peut subir une quantité finie de matière nucléaire. Il en résulte une déformation irréversible du noyau qui, en fonction du temps, passe d'un état presque sphérique à une configuration conduisant à la formation de deux fragments de fission de masse comparable. L'évolution en fonction du temps du système fissionnant est accompagné d'une redistribution de l'énergie d'excitation sous forme d'énergie de déformation, d'énergie cinétique des fragments de fission, d'émission séquentielle de particules légères (essentiellement des neutrons) et de rayonnements gamma.

Pour un noyau composé (NC) d'énergie d'excitation élevée ($E_x^* >$ quelques dizaines de MeV), formé par la fusion de deux ions lourds en interaction, les effets de "couches" et de "pairing" disparaissent progressivement. Ainsi, il est raisonnable de considérer que le processus de fission est entièrement gouverné par les propriétés macroscopiques du noyau. Ces propriétés sont la taille, la distribution de densité nucléaire, la masse, l'énergie de liaison totale, le moment angulaire, l'énergie d'excitation et la viscosité nucléaire. C'est ainsi que le modèle de la goutte liquide en rotation (RLDM) a permis la description du processus de fission. Il a permis, par exemple, de calculer l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation et la définition de trois termes qui seront souvent cités dans ce travail: le point d'équilibre qui est un minimum local de l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation, le point de selle qui est un maximum local de cette même fonction et la barrière de fission qui représente la différence en énergie entre le point de selle et le point d'équilibre.

Traitant la fission avec une approche macroscopique classique, il en découle que les degrés de libertés associés au déplacement des nucléons du système sont à considérer en équilibre thermodynamique et peuvent être décrits comme un "bain chaud" à une température nucléaire donnée (T).

Suivant cette approche, le NC pourra fissionner si son énergie d'excitation dépasse la hauteur de sa barrière de fission B_f définie au point de selle.

Rappelons que la barrière de fission dépend fortement du moment angulaire J du noyau. Elle décroît avec l'augmentation de J et s'annule à la valeur du moment angulaire orbital $l_{B_f=0}$. Ainsi, on peut montrer que la probabilité de fission est proportionnelle à $\exp(-B_f/T)$ et augmente fortement avec l'accroissement du moment angulaire et/ou de la température nucléaire du noyau.

Cependant, à température élevée, la fission est en compétition avec l'évaporation de particules légères (n, p, d et α) qui, pour des noyaux lourds, est dominée par l'émission de neutrons. Pour un neutron, la probabilité d'évaporation est proportionnelle à $\exp(-B_n/T)$ où B_n est l'énergie de liaison du neutron. La probabilité d'évaporation augmente donc également avec la température du noyau.

A faible moment angulaire, en-dessous d'une valeur critique ($l \leq l_{B_f=B_n}$) où la barrière de fission est égale à l'énergie de liaison d'un neutron ($B_f = B_n$), l'évaporation de particules sera toujours favorisée par rapport à la fission et la désexcitation du NC aboutira à la formation d'un résidu lourd appelé résidu d'évaporation (RE). A plus haut moment angulaire ($l > l_{B_f=B_n}$), la

barrière de fission devient plus petite que l'énergie de liaison d'un neutron et, dans ce cas, c'est la fission du NC qui sera dominante. Pour des noyaux de faible masse ($A_{NC} < 150$ uma), la barrière de fission est grande et le processus de formation de RE domine (la section efficace de formation du NC ou de fusion est proche de celle de formation d'un RE: $\sigma_{fusion} \simeq \sigma_{RE}$). Par contre, pour des masses supérieures à 200 uma, la barrière de fission est très faible et la désexcitation du NC aboutit presque toujours à une fission ($\sigma_{fusion} \simeq \sigma_{fission}$). Pour les masses intermédiaires, les deux processus (fission et RE) restent en compétition ($\sigma_{fusion} = \sigma_{fission} + \sigma_{RE}$).

La désexcitation du NC est un processus séquentiel où, à chaque étape (dont le nombre dépend de la quantité d'énergie d'excitation thermique à évacuer), la fission est en compétition avec l'évaporation d'une particule légère. Lorsque l'énergie d'excitation initiale du NC augmente, le nombre d'étapes de désexcitation devient plus grand, ce qui accroît le nombre de possibilités de fission. On peut donc raisonnablement penser que la section efficace de fission augmente avec l'énergie d'excitation du NC et ce, au dépend de la formation d'un RE qui exige qu'une particule légère ait été évaporée à chaque étape.

Vu l'aspect aléatoire de la désexcitation du NC, celle-ci peut être décrite par le modèle statistique. A chaque étape, la probabilité de fission ou d'évaporation d'une particule est calculée par ce modèle en terme de largeur de probabilité (Γ_f pour la fission et Γ_i pour l'émission d'une particule i). Ce calcul permet l'estimation du temps de vie du NC (τ_f) évoluant vers la fission. τ_f , interprété comme le temps de fission, est défini comme le temps qui s'écoule entre la formation du NC et son point de scission. On peut le décomposer comme suit:

$$\tau_f = \tau_{pre} + \tau_{ssc}$$

où τ_{pre} est le temps associé à l'évolution du NC de son instant de formation jusqu'à son point de selle, et τ_{ssc} , le temps de transition entre le point de selle et le point de scission. A chaque étape j de la désexcitation du NC, on peut associer le temps de désexcitation $\tau_j = \hbar / \sum_i \Gamma_i^j$ (i désignant chaque particule pouvant être émise ou la fission). Le temps de vie du NC ou temps de fission est alors calculé comme:

$$\tau_f = \sum_j^n \tau_j$$

où n est le nombre total d'étapes de désexcitation avant la scission du NC.

Durant ces dix dernières années, les physiciens ont effectué des observations qui mettent en défaut les prédictions du modèle statistique et qui soulignent les limites de la compréhension que l'on a du processus de fission. En voici les principales:

A/ Le nombre de neutrons émis avant la fission (neutrons émis par le NC et dits de pré-scission alors que ceux émis par les fragments de fission sont dits de post-scission) est en général beaucoup plus grand que celui prédit par le modèle statistique et ce, dès que la température du NC dépasse quelques MeV. Cette observation indique que le temps de vie du NC est beaucoup plus long que celui prédit par le modèle. On en a déduit que le NC avait besoin d'un temps supplémentaire pour se déformer jusqu'au point de scission. Ce temps, ignoré par le modèle statistique, dépend fortement de la viscosité éventuelle de la matière nucléaire chaude.

B/ La multiplicité neutronique de pré-scission (nombre de neutrons émis par le NC) est indépendante de l'énergie cinétique totale des fragments de fission dans le centre de masse (TKE). Ce qui suggère que l'essentiel des neutrons de pré-scission est émis avant le point de selle et que le temps τ_{ssc} est petit par rapport à τ_{pre} .

- C/ La multiplicité neutronique de pré-scission varie en fonction de l'asymétrie en masse des fragments de fission. Elle est maximale pour la partition symétrique et décroît lentement lorsque l'on se rapproche des partitions les plus asymétriques. Cette variation a été expliquée qualitativement en suggérant que la fission asymétrique serait un processus plus court que la fission symétrique. Ceci suggérerait une importante contribution de la transition entre le point de selle et le point de scission en contradiction avec les observations faites au point B/. Cette incohérence restait donc à éclaircir.
- D/ La multiplicité neutronique de pré-scission augmente fortement avec l'énergie d'excitation initiale du NC alors que le nombre de neutrons émis par les fragments (multiplicité totale de post-scission) sature dès que l'énergie d'excitation dépasse 150 MeV. Cette observation met clairement en évidence que la plus grande partie de l'énergie d'excitation est évacuée par évaporation de particules avant la scission et que la fission se produit à une énergie d'excitation relativement faible (~ 150 MeV), indépendamment de l'énergie d'excitation initiale du NC, d'où l'idée que la fission est un processus "froid". Ce résultat est encore controversé pour le moment.
- E/ Le processus de formation de RE restait encore important même à des énergies d'excitation du NC très élevées, bien au-dessus de la barrière de fission. Ceci est contradictoire avec les prédictions du modèle statistique pour lesquelles l'augmentation du nombre de possibilités de fission avec l'énergie d'excitation du NC conduirait à l'atténuation progressive du processus de formation de RE et ce, jusqu'à son extinction.

Les constatations A/ et D/ semblent suggérer que la fission n'a pas lieu dès le début du processus de désexcitation et que le NC doit atteindre un certain "état" conditionnel pour que la fission puisse entrer en compétition avec l'évaporation de particules légères. Cette problématique a été abordée de deux façons différentes:

- Il faudrait du temps au NC pour se déformer jusqu'au point de selle. Pendant ce temps "dynamique" (qui sera désigné par τ_d), la fission est inhibée et c'est seulement après τ_d , que la fission pourra entrer en compétition avec l'évaporation des particules légères. Ce temps prolonge considérablement la survie du NC et est responsable de son important "refroidissement" avant sa fission.
- La fission du NC serait inhibée tant que son énergie d'excitation est supérieure à une énergie limite (E_D), entre 100 et 200 MeV. En-dessous de cette énergie, la fission pourra entrer en compétition avec l'évaporation des particules légères.

Ces approches peuvent être comparées en étudiant l'évolution des multiplicités neutroniques de pré- et de post-scission en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC. La multiplicité et les énergies moyennes des neutrons de pré-scission permettent l'estimation de l'énergie d'excitation du NC à l'instant de sa fission. Cette énergie, estimée pour différentes énergies d'excitation initiales du NC choisies dans la région entourant la valeur attendue de E_D , devrait permettre de vérifier si elle converge ou non vers une valeur limite (E_D). Pour estimer l'énergie d'excitation à la fission, il est indispensable de compléter les mesures de multiplicités neutroniques par celles des particules chargées légères (p et α) souvent ignorées. En effet, ces particules, même si leur multiplicité associée est faible, ont la particularité d'emporter beaucoup d'énergie.

Afin d'inclure le point E/ dans cette étude, il est important d'ajouter les mesures des sections efficaces de fission et de formation de RE qui informent sur la compétition entre ces deux processus en fonction de l'énergie d'excitation du NC. Le choix d'une telle étude limite le choix de la masse du NC à la région intermédiaire entre 150 et 200 uma.

Il est important de souligner que les mesures qui ont été effectuées ces dix dernières années manquaient souvent d'informations complètes sur le processus de fission. En effet, peu de systèmes ont été étudiés dans leur globalité, c'est-à-dire, combinant les mesures de multiplicités des neutrons et des particules chargées légères, avec les sections efficaces de fission et de formation de RE.

Pourtant, la combinaison de ces informations devrait permettre de distinguer, dans le processus de fission, l'évolution du NC avant et après le point de selle, et donc, d'acquérir des informations sur la région intermédiaire entre le point de selle et le point de scission. Effectivement, si on accepte que la fission est décidée au point de selle, la compétition entre les processus de fission et de formation de RE informe uniquement sur l'évolution du noyau avant son point de selle alors que la mesure des multiplicités de pré-scission est une indication de l'évolution totale du noyau (de son point d'équilibre jusqu'au point de scission). La combinaison de ces deux informations devrait donc permettre d'isoler la région intermédiaire entre le point de selle et le point de scission et, éventuellement, d'apporter un élément de réponse sur l'incohérence des observations B/ et C/.

Ces considérations ont conduit le groupe DEMON de Louvain-la-Neuve à étudier les deux réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ pour les énergies du projectile (^{20}Ne) de 8, 10, 13 et 16 MeV/A. Ces deux systèmes conduisent à la formation de deux NC (^{179}Re et ^{189}Au), de fissilité différente, de masses situées dans la région intermédiaire (entre 150 et 200 uma) et d'énergie d'excitation initiale comprise entre 100 et 250 MeV. Dans cette dissertation doctorale, nous nous intéresserons uniquement au système $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$.

Pour ces deux systèmes, les RE et les fragments de fission ont été détectés respectivement par deux ensembles jonction-galettes à microcanaux, placés à l'avant par rapport à l'axe du faisceau, et deux Multi-Wire-Proportionnal-Counters (MWPC) de grande surface active, positionnés à des angles relativement grands (entre 60° et 70° par rapport à l'axe du faisceau). La détection des particules chargées, coïncidentes à ces processus, était assurée par 6 triple-télescopes placés aux angles arrière. Enfin, les neutrons ont été observés à l'aide du multidétecteur DEMON qui entoure la chambre à réaction selon un dispositif de type 4π .

La disposition, à différents angles, des télescopes et des détecteurs DEMON a permis d'isoler les particules de pré- et de post-scission.

Pour compléter ces mesures, une étude de la distribution angulaire des RE et des fragments de fission était à la base de la détermination des sections efficaces de fission et de formation des RE.

Cette dissertation sera divisée en sept chapitres traitant:

- 1 Quelques rappels sur les mécanismes de réactions entre ions lourds et présentation détaillée des objectifs de ce travail.
- 2 La présentation détaillée du dispositif expérimental.
- 3 Les méthodes d'analyses des données acquises à l'aide des différents détecteurs utilisés.
- 4 Les interprétations des résultats obtenus à l'aide des ensembles jonction-galettes à microcanaux. Détermination des sections efficaces de fusion-fission et fusion-évaporation.
- 5 Les interprétations des résultats obtenus à l'aide des MWPC (masses et énergies des fragments de fission).
- 6 Les analyses des particules neutres et chargées. Dans ce chapitre, les particules de pré- et de post-scission, coïncidentes aux fragments de fission détectés dans les deux MWPC, seront isolées. Leurs multiplicités respectives seront déduites et interprétées en fonction de la masse des fragments de fission.
- 7 L'interprétation globale des résultats à l'aide du code de simulation GEMINI. A la fin de ce chapitre, on comparera divers moyens d'extraire les multiplicités des particules associées aux

RE.

Chapitre 1

Mécanismes de réactions et objectifs généraux

1.1 Mécanismes de réactions entre ions lourds

Ce paragraphe décrit succinctement les différents mécanismes de réactions entre ions lourds que nous rencontrerons tout au long de ce travail en mettant l'accent sur le système étudié, à savoir: $^{20}_{10}\text{Ne} + ^{169}_{69}\text{Tm}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/nucléon (MeV/A). Pour simplifier la dénomination des ces quatre réactions, celles-ci seront appelées Tm08, Tm10, Tm13 et Tm16 respectivement.

Les réactions entre ions lourds sont caractérisées, dans la voie d'entrée, par l'énergie du projectile permettant de distinguer deux types d'interactions: les interactions de type collectif et celles de type nucléon-nucléon.

A basse énergie (≤ 10 MeV/A), la longueur d'onde réduite (λ_n) des nucléons du projectile est relativement grande comparée à la taille "géométrique" des nucléons de la cible (~ 1 fm). Les nucléons du projectile, entrant en collision, "voient" alors la cible dans son ensemble. On parle alors d'interaction collective qui se caractérise par le transfert de l'énergie cinétique du projectile à tous les nucléons du système constitué lors de la collision et donc, par une augmentation importante de son énergie d'excitation.

A plus haute énergie (à partir de 100 MeV/A), l'encombrement quantique des nucléons du projectile devient plus petit que la taille "géométrique" d'un nucléon de la cible. L'interaction devient alors du type nucléon-nucléon. Dans ce type de collision, l'énergie apportée par chaque nucléon du projectile est transmise au plus à un nucléon de la cible qui sera éventuellement éjecté sans pour autant que l'énergie d'excitation du système ne soit fortement affectée.

Dans la région intermédiaire, entre 10 et 100 MeV/A, les deux types d'interactions peuvent être observés.

En-dessous de 50 MeV/A, les effets relativistes peuvent être négligés. De plus, pour les énergies du projectile qui nous concernent, la longueur d'onde réduite (λ) associée à la collision est beaucoup plus petite que l'encombrement géométrique du système en interaction ($R_1 + R_2$, où R_1 et R_2 sont les rayons nucléaires respectifs du projectiles et de la cible). Dans ce cas, les effets quantiques peuvent être également négligés. Ces quantités sont calculées pour notre système à partir des expressions suivantes. Elles sont présentées au tableau 1.1:

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu}\sqrt{\varepsilon}} = \frac{1}{0.219\mu\sqrt{\varepsilon}} [fm] \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \quad (1.1)$$

$$et \quad R_1 + R_2 = r_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)$$

où A_1 et A_2 sont les masses respectives du projectile et de la cible, μ leur masse réduite, ε l'énergie par nucléon du projectile en MeV/A et r_0 une constant valant 1.22 fm.

réactions	ε (MeV/A)	λ_n (fm)	λ (fm)	$R_1 + R_2$ (fm)
Tm08	8	3.23	0.090	10
Tm10	10	2.88	0.081	10
Tm13	13	2.53	0.071	10
Tm16	16	2.28	0.064	10

TAB. 1.1 – *Energies par nucléon ε , longueurs d'onde réduites λ_n (nucléon-nucléon), λ (projectile-cible) et encombrement géométrique des réactions étudiées.*

Les quatre réactions étudiées peuvent donc être décrites classiquement, hypothèse qui sera suivie dans tout ce travail.

Pour que la force nucléaire, de courte portée, devienne effective, les deux noyaux doivent être suffisamment proches l'un de l'autre. Pour ce faire, l'énergie incidente du projectile (E_p) doit compenser la répulsion coulombienne que subissent ces deux noyaux chargés positivement. Cette énergie minimale d'interaction s'exprime en terme de barrière coulombienne qui se calcule dans le système du centre de masse de la collision (CM) par:

$$\overline{E_B} = \frac{1.44}{r_e} \frac{Z_1 Z_2}{\left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)} \quad [MeV]$$

où r_e (1.4 fm) est légèrement supérieur à r_0 car l'interaction coulombienne est de longue portée et le projectile commence effectivement à interagir avec la cible avant d'atteindre la distance de contact ($R_1 + R_2$). La condition d'interaction est donc la suivante:

$$E_{CM} > \overline{E_B} \quad avec \quad E_{CM} = E_p \frac{A_2}{A_1 + A_2} \quad (1.2)$$

où E_{CM} est l'énergie disponible dans le centre de masse de l'interaction. Ce qui correspond à une énergie du projectile dans le laboratoire E_p telle que:

$$E_p > E_B \quad avec \quad E_B = \overline{E_B} \frac{A_1 + A_2}{A_2}$$

Si $E_{CM} < \overline{E_B}$, on peut considérer classiquement que seule l'interaction coulombienne (de type Rutherford) intervient. Si, par contre, E_{CM} est plus grande que la barrière $\overline{E_B}$, les interactions nucléaires vont pouvoir entrer en jeu.

Il faut encore considérer une condition impliquant le moment angulaire orbital relatif (l). En effet, si le paramètre d'impact associé à la collision (b_l) est non nul, une partie de l'énergie disponible est transférée au système sous forme d'énergie de rotation E_{rot} . Celle-ci est liée au moment angulaire orbital relatif l , associé au paramètre d'impact ($l\hbar = \mu v_1 b_l$; v_1 étant la vitesse du projectile dans le laboratoire), par la relation:

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mathcal{I}}$$

où $\mathcal{I}$ est le moment d'inertie du système en rotation. Il existe donc un moment angulaire limite l_{max} au-delà duquel la condition 1.2 n'est plus satisfaite. Pour déterminer l_{max} , on considère le cas extrême où, à la distance minimale d'approche $D = R_1 + R_2$, toute l'énergie disponible, au-delà de la barrière coulombienne, est transmise sous forme d'énergie de rotation. Ce qui revient à écrire:

$$E_{CM} = \overline{E_B} + \frac{\hbar^2 l_{max}(l_{max} + 1)}{2\mu(R_1 + R_2)^2} \quad (1.3)$$

Le moment angulaire apporté étant grand dans les collisions entre ions lourds, on peut considérer que $l_{max}(l_{max} + 1) \simeq l_{max}^2$ et par conséquent:

$$\begin{aligned} l_{max}^2 &= \frac{2}{\hbar^2} \mu (R_1 + R_2)^2 (E_{CM} - \overline{E_B}) \\ &= 4.8 \cdot 10^{-2} \mu [uma] (R_1 + R_2)^2 [fm^2] (E_{CM} - \overline{E_B}) [MeV] \end{aligned} \quad (1.4)$$

Pour les moments angulaires $l \geq l_{max}$, seule l'interaction coulombienne est présente alors qu'aux valeurs plus petites $l < l_{max}$, les interactions nucléaires deviennent dominantes. Cette approche est purement classique mais elle est une bonne approximation de la réalité. Les différentes valeurs discutées jusqu'ici sont reprises, pour les réactions étudiées, dans le tableau 1.2.

réactions	E_p (MeV)	E_{CM} (MeV)	$\overline{E_B}$ (MeV)	E_B (MeV)	l_{max} ($\hbar$)	σ_R (barns)	E_x^* (MeV)	l_{crit} [BAS80] ($\hbar$)
Tm08	160	143	86	96	81	1.67	108	73
Tm10	200	179	86	96	103	2.19	144	87
Tm13	260	232	86	96	129	2.64	197	87
Tm16	320	286	86	96	151	2.92	251	87

TAB. 1.2 – *Energies du faisceau incident, énergies disponibles dans le centre de masse, barrières coulombiennes (labo et CM) et moments angulaires orbitaux limites l_{max} calculés pour nos réactions. Pour ce calcul, le terme $(R_1 + R_2)$ a été déterminé avec $r_0 = r_e = 1.4$ fm. Ces valeurs sont à la base du calcul de la section efficace totale de réaction σ_R à travers la relation 1.6. Les énergies d'excitation initiales du noyau composé et les moments angulaires critiques associés à sa formation, présents dans les deux dernières colonnes, seront discutés plus loin dans le texte.*

La section efficace totale de réaction σ_R peut être décomposée en une somme des contributions de chaque moment angulaire compris entre 0 et $(l_{max} - 1)$, avec:

$$\sigma_R = \sum_{l=0}^{l_{max}-1} \sigma_l$$

Si on considère $\sigma_l = \pi(b_{l+1} - b_l)$, on démontre aisément que la section efficace correspondante à l'onde partielle l s'exprime comme:

$$\sigma_l = \pi \lambda^2 (2l + 1) \quad (1.5)$$

Cette dépendance en $(2l + 1)$ est schématisée à la figure 1.1.

Si on fait l'hypothèse de la coupure franche, σ_R représente la surface du triangle présenté à la figure 1.1. Cette hypothèse, un peu simpliste, ne tient pas compte du caractère diffus de la surface des noyaux en interaction. Une image plus réaliste est représentée, à la figure 1.1, par la courbe en pointillés. On remarque cependant que, pour les grands moments angulaires atteints dans les

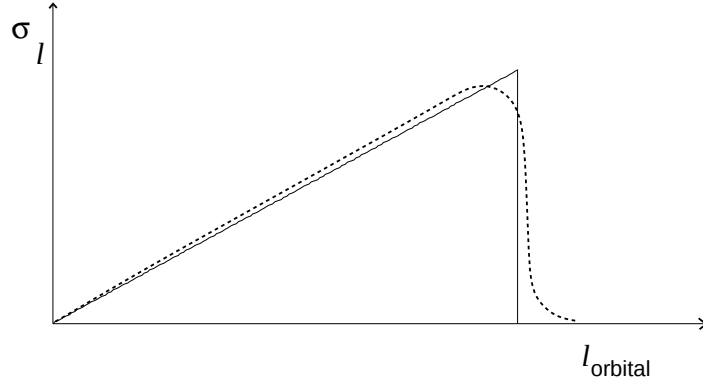


FIG. 1.1 – Section efficace de réaction σ_R développée en ondes partielles σ_l du moment angulaire orbital l . La ligne continue schématise l'hypothèse de la coupure franche. La ligne en pointillés tient compte du caractère diffus de l'interaction.

collisions entre ions lourds, cette hypothèse n'est pas trop restrictive. La section efficace σ_R peut donc s'écrire comme:

$$\sigma_R \simeq \pi \lambda^2 l_{max}^2 \quad (1.6)$$

Aux énergies du projectile, proches de 10 MeV/A, le triangle de la figure 1.1 peut être divisé en trois domaines:

Au-dessus d'une valeur du moment angulaire appelé $l_{grazing}$, pour les collisions périphériques ($l_{grazing} \leq l < l_{max}$), la région correspond à des diffusions quasi élastiques (QE) ou à des réactions de transferts quasi élastiques (RT) avec échange de quelques nucléons. L'énergie et la trajectoire du quasi-projectile et de la quasi-cible sont faiblement modifiées par rapport à une diffusion purement coulombienne (voir figure 1.3).

En-dessous de $l_{grazing}$ ($l_{crit} < l \leq l_{grazing}$), des transferts plus importants de nucléons et d'énergie entre la cible et le projectile sont observés. Ce sont les interactions dites de transferts très inélastiques (TTI). Dans ce type de collisions, le temps d'interaction entre la cible et le projectile est suffisamment long pour que l'énergie d'excitation et le rapport N/Z s'équilibrent entre les deux partenaires, mais il est trop court pour que la voie d'entrée soit totalement oubliée et que la masse transférée soit importante (on n'observe pas un noyau composé équilibré et mononucléaire, limité par l_{crit}). Dans ce type d'interaction, on observe, dans la voie de sortie, des quasi-projectiles et quasi-cibles dont les masses restent proches de celles des projectile et cible de la voie d'entrée mais avec des grandes énergies d'excitation intrinsèques (voir figure 1.3).

Pour les collisions les plus centrales ($0 < l \leq l_{crit}$), le projectile fusionne avec la cible pour former un seul noyau intermédiaire: le noyau composé (NC). Ce noyau survit suffisamment longtemps pour qu'il oublie complètement la voie d'entrée à l'exception des valeurs conservatives: l'énergie cinétique du projectile transférée au NC sous forme d'énergie d'excitation E_x^* (au Q de réaction près: $E_x^* = E_{CM} + Q$) et le moment angulaire orbital l qui contribue à son moment angulaire intrinsèque total J ($\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \simeq \vec{l}$, où s est le spin intrinsèque du noyau).

La condition permettant la formation d'un NC est qu'il existe, dans le potentiel effectif de l'interaction projectile-cible, une poche dans laquelle le système peut être piégé. Le potentiel effectif s'exprime par la somme de trois composantes: une coulombienne, une nucléaire et une centrifuge.

Ces trois composantes dépendent de l'interdistance r entre les deux noyaux en collision:

$$V_{eff}(r) = V_c(r) + V_n(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \simeq V(r) + \frac{\hbar^2 l^2}{2\mu r^2} \quad (1.7)$$

L'allure de ce potentiel effectif est présentée à la figure 1.2 [BAS80] en fonction de r et pour différentes valeurs de l .

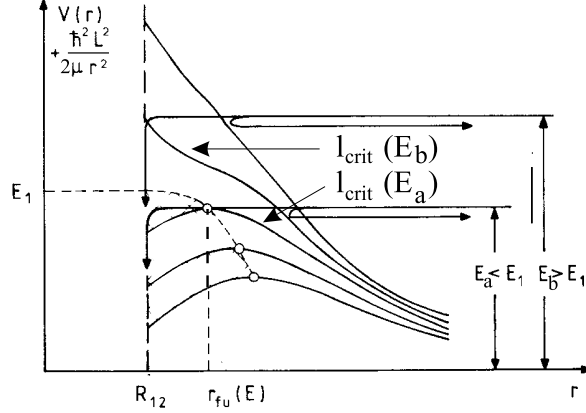


FIG. 1.2 – Potentiel effectif d'interaction noyau-noyau $V_{eff}(r)$ en fonction de leur interdistance pour différentes valeurs du moment angulaire orbital l (voir texte pour les détails). Cette figure est extraite de la référence [BAS80].

A la figure 1.2, on peut observer que la valeur maximale du moment angulaire où le puits de potentiel peut être atteint dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse du système considéré. En effet, à faible énergie $E_a < E_1$, $l_{crit}(E_a)$ correspond au moment angulaire limite où l'accès au puits de potentiel est possible. Pour cette même énergie, le potentiel effectif associé à un l plus élevé présente une barrière qui empêche l'accès au puits. Dans ce cas, on observe plutôt une interaction du type TTI (les deux noyaux se rapprochent, collent durant un certain temps mais sans former de NC, puis s'écartent l'un de l'autre).

E_1 représente la valeur maximale du potentiel effectif au-delà de laquelle celui-ci ne présente plus de poche. Au-delà de cette valeur, on peut donc s'attendre à ce que la valeur de l_{crit} n'augmente plus avec l'énergie disponible dans le centre de masse et sature à la valeur de $l_{crit}(E_1)$. Cependant, dans le modèle de "rolling" [BAS80], les frictions tangentielles que subissent les deux noyaux en collision permettent au système d'atteindre des valeurs de $l_{crit} > l_{crit}(E_1)$. On considère généralement qu'aux énergies élevées $E_b > E_1$, le moment angulaire critique sature à une valeur $l_{crit}(E_b) = \frac{7}{5} l_{crit}(E_1)$. Le tableau 1.1 reprend les valeurs de l_{crit} associées aux réactions étudiées, calculées selon le modèle de Bass [BAS80] avec l'hypothèse du "rolling".

Les trois types d'interactions (QE, TTI et NC formé par fusion) sont schématisés à la figure 1.3 dans l'espace du moment orbital l .

Dans ce travail, nous désirons étudier les différents modes de désexcitation du NC. La contribution des autres interactions (QE et TTI) seront donc, dans la mesure du possible, éliminés de notre analyse.

Deux modèles théoriques, celui de BASS [BAS80] et celui de Wicke et al [WIL80], permettent le calcul de l_{crit} . Nous y reviendrons au chapitre 5 où ces prédictions théoriques seront comparées à nos résultats expérimentaux.

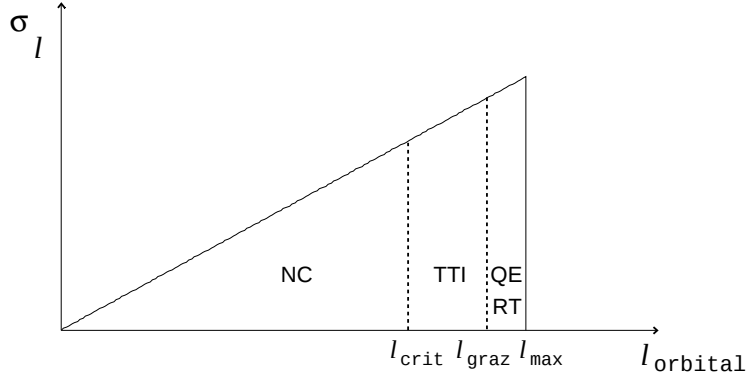


FIG. 1.3 – Domaines de moments angulaires orbitaux où l'on distingue les trois différents processus de la voie d'entrée: les diffusions quasi élastiques (QE) et les réactions de transferts (RT), les transferts très inélastiques (TTI) et la fusion (NC).

1.2 Modèle de désexcitation du noyau composé

Lors des réactions étudiées dans ce travail, les NC (^{189}Au) sont formés avec une grande énergie d'excitation initiale située entre 108 et 251 MeV (voir tableau 1.2). Chaque NC va chercher à évacuer cette énergie dans un temps le plus court possible. Quand l'énergie d'excitation est beaucoup plus basse que l'énergie de liaison du NC ($\sim 1.5\text{GeV}$ pour ^{189}Au), le NC peut se désexciter selon deux voies:

- la fission conduisant à la formation de deux fragments de fission, relativement excités.
- l'évaporation de particules légères neutres ou chargées ($Z \leq 2$).

Dans une telle désexcitation du NC, ces deux processus sont continuellement en compétition. Ce qui veut dire qu'un noyau peut émettre, avant de fissionner, des particules légères dites de **pré-scission**. De même, les fragments de fission excités peuvent, à leur tour, émettre des particules dites de **post-scission**. La voie de sortie est caractérisée par la présence ou non du processus de fission. En effet, si la fission a eu lieu, deux fragments "froids" seront détectés dans la voie de sortie. Dans le cas contraire, le NC évacue toute son énergie d'excitation par une évaporation séquentielle pour aboutir à la fin à un résidu d'évaporation (RE) lourd et de haut spin. Si ces deux voies de sortie sont observées lors d'une réaction, la section efficace de formation du NC s'exprime comme la somme des processus de fission et de formation de RE, à savoir:

$$\sigma_{\text{fusion}} = \sigma_{\text{RE}} + \sigma_{\text{fission}}$$

La compétition entre ces deux modes de désexcitation est généralement décrite par la théorie statistique. La théorie statistique s'applique à des NC possédant un grand nombre de constituants et dont l'énergie d'excitation dépasse une dizaine de MeV [DUR93].

Dans cette théorie, l'évaporation d'une particule est traitée selon le modèle de Weisskopf ([WEI37] et [DUR93]), basée sur le principe de réversibilité du processus. Selon ce principe, le processus peut être entièrement décrit par les états initiaux et finals du système. Elle admet également que:

- le nombre de niveaux d'accueil du noyau fille est statistiquement grand, ce qui permet de parler en terme de densité de niveaux disponibles;

- la probabilité qu'un noyau émette une particule est proportionnelle au nombre de niveaux d'accueil du noyau fille.

Si on néglige, en première approximation, le moment angulaire du noyau, la densité de niveaux ρ , pour une énergie d'excitation E^* donnée, peut s'écrire comme:

$$\rho(E^*) \propto \exp(2\sqrt{aE^*}) \quad (1.8)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux nucléaires reliant l'énergie d'excitation E^* et la température nucléaire T ($E^* = aT^2$). Ce paramètre a été calculé dans le modèle du gaz de Fermi et vaut $a = A/a_0$ où A est la masse du noyau chaud et a_0 une constante valant 14. La détermination de a_0 , dans le modèle du gaz de Fermi est imparfaite car elle néglige les interactions résiduelles entre nucléons, les effets de surface et les excitations collectives des noyaux [DUR93]. Le principe a cependant été conservé et le terme a_0 est en général ajusté sur des données expérimentales. A basse énergie d'excitation, le terme a_0 , ajusté expérimentalement, est plus proche de 8 que de 14. A plus haute énergie, a_0 augmente jusqu'à la valeur du gaz de Fermi. Signalons qu'il existe des modèles plus sophistiqués tels que celui de Toke et Swiatecki [TOK81] qui tient compte de la surface diffuse des noyaux ou encore celui de Lestone [LES95] qui introduit une dépendance de a_0 avec la température nucléaire du noyau.

La probabilité qu'un noyau d'énergie d'excitation E_0^* émette un neutron, d'énergie de liaison B_n avec une énergie cinétique comprise entre $\overline{E}_n$ et $\overline{E}_n + d\overline{E}_n$, s'exprime comme:

$$P_n \propto \rho(E_0^* - B_n - \overline{E}_n) \propto \exp(2\sqrt{a_n(E_0^* - B_n - \overline{E}_n)}) \quad (1.9)$$

où a_n est le paramètre de densité de niveaux associé au noyau excité au-dessus de son point d'équilibre.

Pour les particules chargées (p ou α), l'énergie de liaison doit être augmentée de la barrière coulombienne à franchir. Ce qui réduit fortement leur probabilité d'émission. Par exemple, pour un noyau de masse égale à 150 uma [TAM88]:

$$B_n \sim 8 \text{ MeV}$$

$$B_p \sim 8 \text{ MeV} + 10.5 \text{ MeV} = 18.5 \text{ MeV}$$

$$B_\alpha \sim 0 \text{ MeV} + 20 \text{ MeV} = 20 \text{ MeV}$$

L'émission des neutrons est donc fortement favorisée par rapport à celle des particules chargées.

La fission ne peut pas être traitée par le modèle de Weisskopf, car la fission est un processus lent et dissipatif qui ne satisfait pas au principe de réversibilité [DUR93]. Elle est donc traitée par un autre modèle, introduit par Bohr et Wheeler [BOH39], qui applique la méthode dite de l'état transitoire. Dans ce formalisme, la probabilité de fission est donnée par:

$$P_f \propto \rho(E_0^* - B_f) \propto \exp(2\sqrt{a_f(E_0^* - B_f)}) \quad (1.10)$$

où B_f est la barrière de fission et a_f est le paramètre de densité de niveaux au point de selle (noyau déformé) où la décision de la fission est prise. Dans ce formalisme, les valeurs de a_f et a_n sont strictement égales. Nous verrons plus tard que certains auteurs font varier le rapport a_f/a_n , sans trop l'écarter de l'unité, afin de tenir compte de la déformation du noyau au point de selle, de son effet sur la barrière de fission et même pour simuler la dépendance de B_f en fonction de la température nucléaire T (voir §1.2.2).

La compétition entre la fission et l'évaporation d'une particule légère (un neutron par exemple) peut à présent être présentée sous la forme:

$$\frac{P_n}{P_f} = Cste \frac{\exp(2\sqrt{a_n(E_0^* - B_n)})}{\exp(2\sqrt{a_f(E_0^* - B_f)})}$$

$$\text{Pour } B_f \simeq B_n, \frac{P_n}{P_f} \rightarrow 1$$

La compétition entre ces deux processus est donc essentiellement dictée par la valeur de la barrière de fission B_f . Ceci permet d'identifier trois domaines de masses du NC. En-dessous de 150 uma, la barrière B_f est trop importante pour permettre le processus de fission. La formation du NC conduit alors essentiellement à des RE: $\sigma_{fusion} \simeq \sigma_{RE}$. Au-dessus de 200 uma, la barrière B_f est très basse, ce qui favorise fortement la fission par rapport à la formation de RE: $\sigma_{fusion} \simeq \sigma_{fission}$. Dans la région intermédiaire, entre 150 et 200 uma, les deux processus sont observés: $\sigma_{fusion} = \sigma_{RE} + \sigma_{fission}$.

Dans ce travail, désirant étudier la compétition entre ces deux processus de désexcitation en fonction de E_x^* , c'est la région intermédiaire qui nous intéresse. C'est une des raisons pour laquelle on a choisi la formation d'un NC de masse 189 (^{189}Au).

Examinons à présent l'effet du moment angulaire du NC sur ces modes de désexcitation. Si un moment angulaire l est transmis au NC lors de sa formation, une partie de l'énergie d'excitation est "gelée" sous forme d'une énergie de rotation $E_{rot} \simeq \frac{\hbar^2 l^2}{2\mathcal{I}}$ ($\mathcal{I}$ étant le moment d'inertie du NC) et de déformation E_d (passage du point F ($l=0$) au point F_1 ($l=l_1$) dans la figure 1.4). L'augmentation du moment angulaire a pour effet, d'une part, de diminuer l'énergie d'excitation effective ou énergie thermique du NC ($U_0 = E_0^* - (E_{rot} + E_d)$) et, d'autre part, de diminuer la hauteur de la barrière de fission B_f qui sera donc remplacée par la barrière effective $B_{fr}(l)$ (voir figure 1.4).

A partir de ce stade, et dans toute la discussion qui suivra, la barrière de fission effective $B_{fr}(l)$ sera désignée simplement par B_f . De plus, l'énergie d'excitation responsable de l'évaporation ou de la fission devient, suite à l'introduction des effets du moment angulaire l , l'énergie thermique U , liée à la température nucléaire du noyau par $U = aT^2$.

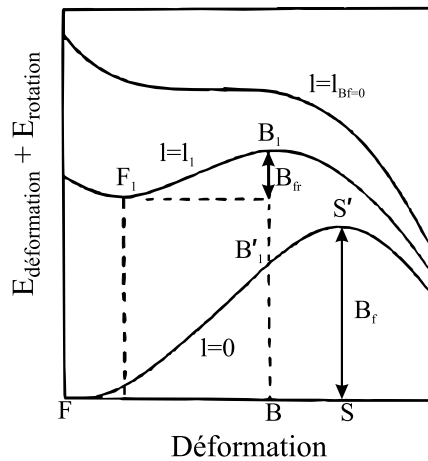


FIG. 1.4 – *Energie potentielle totale du NC en fonction de sa déformation pour différentes valeurs du moment angulaire l . Cette figure est extraite de la référence [TAM88].*

Il apparaît clairement que la diminution de la barrière avec le moment angulaire l contribue à favoriser la fission aux grands moments angulaires. Ainsi, on fait la distinction entre les faibles moments angulaires (valeurs pour lesquelles la barrière de fission B_f est plus grande que l'énergie de liaison d'un nucléon B_n : $l < l_{Bf=Bn}$) et les grands moments angulaires (valeurs pour lesquelles la barrière de fission B_f est plus petite que l'énergie de liaison d'un nucléon B_n : $l > l_{Bf=Bn}$). Pour les faibles moments angulaires, on considère que la voie principale de désexcitation est la formation d'un RE (voir [GON89] par exemple). Pour les hauts moments angulaires, c'est la fission qui domine. On peut dès à présent compléter la figure 1.3 par l'introduction de cette nouvelle valeur limite $l_{Bf=Bn}$. C'est ce qui est fait à la figure 1.5.

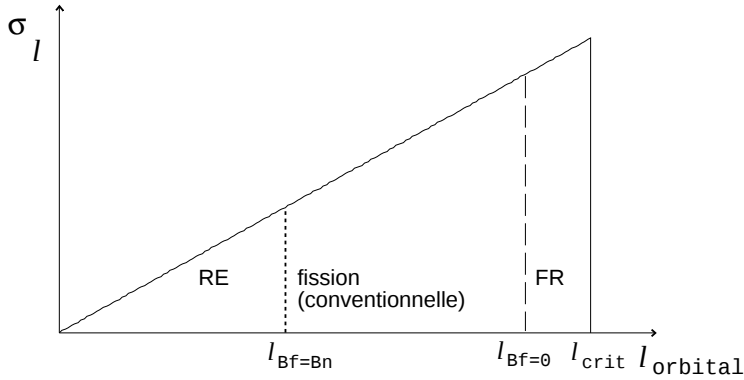


FIG. 1.5 – Domaines de moments angulaires orbitaux (en dessous de l_{crit}) dans lesquels on distingue les processus de fusion-évaporation (RE) et fusion-fission (fission) délimités par la valeur du moment angulaire $l_{Bf=Bn}$. La fission rapide est incluse au cas où $l_{Bf=0} < l_{crit}$.

A la figure 1.4, on observe que $B_f = 0$ pour $l = l_{Bf=0}$. Cette valeur du moment angulaire délimite le processus dit de fission "rapide" (FR) dans le cas où $l_{Bf=0} < l_{crit}$. Dans ce cas, la barrière étant nulle, rien n'empêche le NC de fissionner dès sa formation, sans pour autant passer par la configuration d'un NC mononucléaire. Ce qui conduit à un processus plus rapide que la fission dite conventionnelle. Nous discuterons, au chapitre 5, certains de nos résultats dans le cadre de ce mécanisme.

L'effet de l'augmentation du moment angulaire sur l'émission des particules légères se caractérise par une émission plus favorable des particules α . En effet, les α , plus lourds que les neutrons, emportent plus de moment angulaire lors de leur émission (une dizaine de $\hbar$ comparé à un $\hbar$ en moyenne pour les neutrons). Un noyau composé de haut spin préférera donc, le cas échéant, émettre un α plutôt qu'un neutron. C'est ce qui est illustré à la figure 1.6.

Dans cette figure, les NC formés ne peuvent peupler, lors de leur désexcitation par évaporation, que la partie supérieure à la ligne Yrast. Cette limite (ligne Yrast) correspond aux états du NC de spin J où toute l'énergie d'excitation est "gelée" sous forme d'énergie de rotation. Dans cette configuration, un NC de grande énergie d'excitation et de haut spin tend à rejoindre son état fondamental (le coin inférieur gauche) en éliminant son énergie d'excitation et son moment angulaire intrinsèque par émission de divers types de rayonnements (α , p, ..., n et γ). A très haut moment angulaire, la proximité de la ligne Yrast lui impose d'émettre une particule emportant plus de moment angulaire qu'un neutron. C'est ce qui favorise l'émission α à haut spin. Lorsque l'énergie thermique résiduelle ($U = E^* - E_{rot}$), après émission, est insuffisante pour évaporer un neutron supplémentaire ($U \leq B_n$), l'énergie et le moment angulaire restant sont évacués par émission gamma.

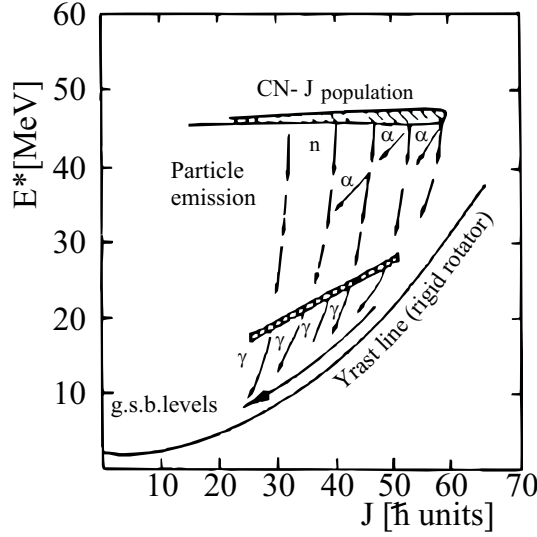


FIG. 1.6 – Représentation schématique des différentes étapes de la désexcitation d'un NC de grande masse avec une grande énergie d'excitation initiale (E_x^*) et une population de moments angulaires élevés (J). Cette figure est extraite de la référence [TAM88]. L'émission α est dominante aux grands J .

La désexcitation du NC par évaporation de particules légères (n , p , d , t et α), conduisant au processus de fission et de formation de RE, sera traitée, pour les réactions étudiées, aux chapitres 6 et 7. Le nombre de particules de chaque type (excepté les γ) y sera déterminée, ainsi que la compétition entre les processus de fission et de RE, en fonction de l'énergie d'excitation initiale E_x^* du NC.

1.2.1 Temps de fission et horloge neutronique

Le temps de fission peut être défini comme la somme de trois termes (voir figure 1.7):

$$\tau_f = \tau_{fo} + \tau_{pre} + \tau_{ssc}$$

Le premier terme τ_{fo} est le temps de formation du NC. Pour que la formation du NC soit possible, il faut que τ_{fo} soit relativement petit comparé à son temps de vie. Il a été suggéré que τ_{fo} est d'autant plus grand que les masses du projectile et de la cible sont proches (système symétrique) [VAN95]. Ce temps est en général très court ($< 10^{-21}$ sec) par rapport aux deux autres termes et sera négligé pour la détermination du temps total de fission τ_f dans nos interprétations.

Le second terme τ_{pre} est le temps durant lequel le NC se déforme à partir de son état d'équilibre jusqu'au point de selle ("transient time").

Le dernier, τ_{ssc} , est le temps passé par le NC pour évoluer du point de selle (PS) jusqu'au point de scission (SC).

Dans le cas d'une fission rapide ou quasi-fission ($l_{Bf=0} \leq l < l_{crit}$), le NC ne forme jamais un noyau mononucléaire et reste sous la forme de deux centres avec un col entre les deux. Par conséquent, le noyau reste dans un état entre le point de selle et le point de scission. Dans ce cas, $\tau_{pre} = 0$ et le temps de fission se limite à la somme des termes: $\tau_{fo} + \tau_{ssc}$ (temps de vie du col). Lorsque $l < l_{Bf=0}$ (fission conventionnelle), le noyau doit passer la barrière de fission (au point de

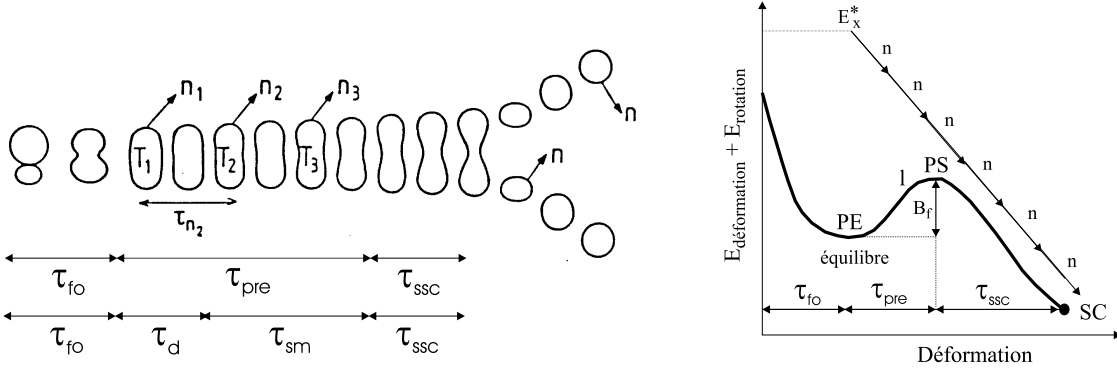


FIG. 1.7 – Représentation schématique de la désexcitation du NC au cours du temps lors de son évolution vers la fission. La barrière de fission B_f représente la différence d'énergie entre le point d'équilibre (PE) et le point de selle (PS). La séparation des fragments de fission s'effectue au point de scission (SC).

selle) pour pouvoir fissionner. Il est donc maintenu, durant un temps relativement long τ_{pre} , entre son état d'équilibre et le point de selle.

La somme $\tau_{pre} + \tau_{ssc}$ (10^{-20} à 10^{-18} selon les modèles utilisés), relativement longue comparée à τ_{fo} , peut être estimée expérimentalement grâce aux propriétés des particules légères émises avant la scission du NC (particules neutres ou chargées de pré-scission).

En effet, lorsque l'énergie d'excitation du NC n'est pas trop élevée, ce qui est notre cas, la désexcitation du NC peut être décrite de manière séquentielle. A chaque étape (séquence), le NC choisit statistiquement une des voies de désexcitation possibles (émission d'une particule ou d'un gamma ou la fission) en fonction de son état d'énergie d'excitation et de son spin. Dans ce cadre, la probabilité partielle de la voie de désexcitation i est liée au rapport de sa largeur de probabilité Γ_i sur la somme des largeurs de toutes les autres:

$$P_i = \frac{\Gamma_i}{\sum_i \Gamma_i} \quad (i \equiv n, p, \dots, \alpha, \gamma \text{ ou fission})$$

Le temps moyen que le noyau passe à chaque étape j est lié à la somme $\sum_i \Gamma_i$ ([VAN95] et [HIN93]) tel que:

$$\tau_j = \frac{\hbar}{\sum_i \Gamma_i}$$

Le temps total que dure la fission représente alors la somme des temps associés à chaque étape j :

$$\tau_f = \sum_j \tau_j \quad (1.11)$$

La mesure des multiplicités des particules de pré-scission (nombre de particules émises par le NC avant sa scission en deux fragments) est une indication du nombre d'étapes j par lesquelles le NC est passé pour évacuer son énergie d'excitation avant de fissionner. Cette mesure est donc à la base de la détermination expérimentale de τ_f .

En pratique, la largeur de la probabilité d'émission d'un neutron Γ_n est largement supérieure à celles associées aux autres particules. C'est la raison pour laquelle, expérimentalement, on observe essentiellement des neutrons émis en coïncidence avec les fragments de fission. Ce qui permet, avec

une bonne approximation, de calculer τ_f avec les neutrons de pré-scission uniquement. Si on exclut la fission durant l'émission des neutrons de pré-scission, l'expression 1.11 devient alors:

$$\tau_f = \sum_{j=1}^{\nu_n^{pre}} \tau_{nj} \text{ avec } \tau_{nj} = \frac{\hbar}{\Gamma_{nj}}$$

où ν_n^{pre} est le nombre de neutrons de pré-scission détectés en coïncidence avec le processus de fission et Γ_{nj} , la largeur de probabilité d'émission du $j^{ème}$ neutron. **On parle, dans ce cas, "d'horloge neutronique"**.

1.2.2 Limites du modèle statistique et approche dynamique

Pour les noyaux composés de grande fissilité et de température élevée (1-3 MeV), les multiplicités des neutrons ([HOL83] et [NEW90]) et des particules chargées de pré-scission sont fortement sous-estimées par le modèle statistique. Il en est de même pour les multiplicités γ [THO93]. Cela provient du fait que le modèle ne tient pas compte du temps dynamique supplémentaire nécessaire au NC pour se déformer jusqu'au point de scission. Ce temps est lié au concept de viscosité de la matière nucléaire. Quand le temps statistique devient plus court que le temps nécessaire à la déformation du système, les mesures expérimentales et les calculs divergent [DUR93].

Thoennessen et Bertsch [THO93] ont cherché le domaine de validité du modèle statistique. Ils en ont déduit que le modèle est valable jusqu'à un seuil de $\frac{T}{B_f(T)} \leq 0.26$ où $B_f(T)$ est la barrière de fission dépendante de la température [NEW90]. Ce qui correspond, pour le système le plus proche du nôtre dans la référence [THO93] ($^{19}F + ^{169}Tm$), à une température maximale de 1.77 MeV et une énergie d'excitation ne dépassant pas 80 MeV. Au-dessus de ces valeurs, le modèle sous-estime les multiplicités expérimentales. Le temps prévu par le modèle est donc trop court ($10^{-21} - 10^{-20}$ sec).

Pour reproduire ces multiplicités expérimentales, il faut rallonger le temps de fission d'un facteur 10 à 100 ([HIN92] et [SIW95]). Pour ce faire, on ajoute un temps de délai "dynamique" τ_d au temps de fission prévu par le modèle statistique et ainsi:

$$\tau_f = \tau_{fo} + \tau_{sm} + \tau_d + \tau_{ssc} \simeq \tau_{sm} + \tau_d + \tau_{ssc} = \sum_{j=1}^{\nu_n^{pre}} \tau_{nj}$$

où τ_d permet de reproduire les multiplicités expérimentales ν_n^{pre} . τ_{sm} est le temps statistique, calculé par le modèle, entre l'état d'équilibre du NC et le point de selle. Ce temps τ_{sm} sera comparé, au chapitre 7, à la détermination expérimentale de τ_f . Le calcul statistique sera assuré par le code GEMINI qui simule la désexcitation du NC jusqu'au point de selle. Dans ce code, τ_{sm} est associé au nombre de particules de pré-scission simulés $\nu_n^{gem} < \nu_n^{pre}$:

$$\tau_{sm} = \sum_{j=1}^{\nu_n^{gem}} \tau_{nj}$$

Le moment à partir duquel le temps dynamique débute est un paramètre important. On peut considérer que le NC formé est dans l'incapacité de fissionner durant le temps τ_d (débutant dès la formation du NC), temps dont le NC a besoin pour se déformer jusqu'au point de selle. Pendant tout ce temps, la probabilité de fission est mise à zéro ou augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur asymptotique. Après τ_d , le noyau a évacué une partie importante de son énergie

d'excitation par émission de particules légères. Des multiplicités mesurées pour différents systèmes sont présentées, en fonction de l'énergie d'excitation initiale dans la référence [HIL92]. On y observe que les multiplicités de pré-scission augmentent linéairement en fonction de l'énergie d'excitation alors que les multiplicités de post-scission saturent à partir de 150 MeV. Ce résultat permet d'affirmer que la fission se produit toujours quand le système a réduit son énergie d'excitation jusqu'à une limite relativement basse ($\sim 150 \text{ MeV}$). Ce qui veut dire qu'au moment où l'on ouvre toutes les voies de désexcitation, fission comprise, la barrière de fission est importante et donc, la section efficace de fission peut en être affectée. Cette approche a été utilisée par Gonin et al [GON89] pour expliquer la survie du processus de formation de RE à haute énergie d'excitation.

On peut aussi considérer que le NC, même après avoir décidé de fissionner, a besoin de temps pour se déformer jusqu'au point de scission. Dans ce cas, τ_{ssc} est inclus dans τ_d et les sections efficaces de fission ou de formation de RE ne sont pas affectées par l'introduction de ce temps dynamique τ_d .

Ces deux interprétations seront confrontées, au chapitre 7, à nos résultats expérimentaux.

L'appendice B détaille les principes de ces calculs dans le cadre du code GEMINI.

1.2.3 Dépendance de la barrière de fission en fonction de la température nucléaire et ces effets

Des mesures des sections efficaces de fission et de formation de RE, pour des énergies du projectile en-dessous de 10 MeV/A, ont été comparées à des prédictions du modèle statistique ([NEW90] et [BRI94]). Dans ces travaux, l'ajustement des données a été réalisé en faisant varier la barrière de fission B_f et le paramètre de densité de niveaux (a_f) au point de selle en fonction de la température nucléaire T . On peut justifier cette démarche de la manière suivante:

A haute température, le modèle de la goutte liquide en rotation surestime la barrière de fission B_f (considérée simplement fonction du moment angulaire du noyau). Des calculs théoriques ont montré qu'il existait une corrélation supplémentaire entre la diminution de B_f et l'augmentation de la température du noyau [BRA85]. Cette dépendance a été paramétrisée comme le montre l'exemple de la figure 1.8 ([GAR89] et [NEW90]).

Le paramètre de densité de niveaux au point de selle a_f dépend de la déformation du noyau [CHA95]. a_f est d'autant plus grand que la déformation du noyau par rapport à une sphère (configuration supposée du noyau à l'équilibre) est importante. On peut donc s'attendre à une valeur de a_f plus grande que le paramètre de densité de niveaux à l'équilibre a_n et par conséquent, à une valeur de $a_f/a_n > 1$. Si on reprend l'expression 1.10 de la probabilité de fission, on peut remarquer que l'effet, sur la probabilité de fission, de l'augmentation de a_f est comparable à la diminution de la barrière de fission. L'ajustement des sections efficaces de fission, sans tenir compte d'une dépendance en température de la barrière, conduit à des valeurs de a_f/a_n relativement grande (~ 1.05). L'introduction de $B_f(T)$ réduit cette valeur.

Dans les deux cas, la probabilité de fission est augmentée et donc, les multiplicités des particules de pré-scission sont diminuées. Ce qui montre l'intérêt d'étudier l'effet de ces paramètres sur un maximum d'observables (multiplicités des neutrons et des particules chargées de pré-scission, les sections efficaces de fission et de formation des RE ...).

Gonin et al [GON89] ont étudié l'effet de la dépendance en température de la barrière de fission sur la section efficace de formation des RE (σ_{RE}). Rappelons que σ_{RE} est associée à des moments angulaires plus petits que $l_{Bf=Bn}$ (défini précédemment) tel que $\sigma_{RE} \simeq \pi \lambda^2 l_{Bf=Bn}^2$. Si la barrière dépend de la température, cette limite va diminuer au fur et à mesure que la température du noyau augmente. Ceci est schématisé à la figure 1.9.

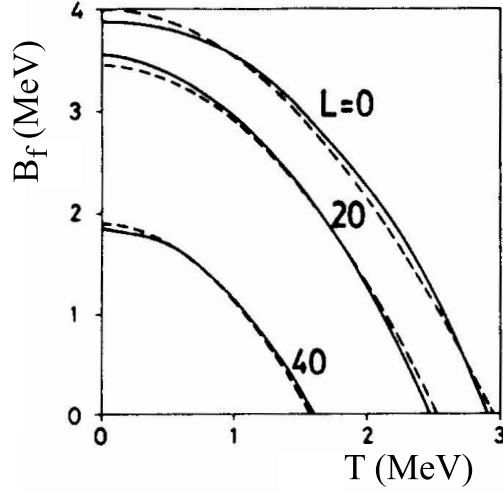


FIG. 1.8 – Dépendance de la barrière de fission du ^{240}Pu avec la température nucléaire pour différentes valeurs du moment angulaire. Cette figure est extraite de la référence [GAR89].

Dans cette figure, si on considère que la formation d'un RE n'est possible que lorsque la barrière de fission est plus grande que l'énergie de liaison d'un nucléon (cas de la région RE), l'évolution du moment angulaire limite l_{RE} pour former un RE, en fonction de E^* , doit augmenter comme la courbe l_{crit} jusqu'à son intersection avec $l_{Bf=Bn}(T)$, puis diminuer en suivant la courbe $l_{Bf=Bn}(T)$. Au-dessus de $l_{Bf=Bn}(T)$, seule la fission est possible.

Dans le cas où on considère la fission possible dès la formation du NC, la section efficace σ_{RE} doit s'annuler au-dessus de l'énergie pour laquelle $l_{Bf=Bn}(T) = 0$.

Si, au contraire, on accepte l'idée que la fission ne peut avoir lieu dès la formation du NC, mais doit attendre un certain temps à cause des forces de friction ou de la viscosité nucléaire ralentissant la fission, le processus se comporte de manière différente. En effet, pendant ce temps, l'énergie d'excitation du NC a été réduite par évaporation de particules légères jusqu'à une énergie relativement faible ($E_D \sim 150$ MeV). La fission, de probabilité nulle au début du processus, entre en compétition avec le processus d'évaporation à basse énergie ($E^* \leq E_D$). A cette énergie, $B_f(T)$ est élevée et la probabilité de fission est fortement diminuée. **Ceci permet d'expliquer que le processus de formation de RE soit encore observé à haute énergie d'excitation, même si la barrière de fission décroît avec l'augmentation de la température.**

Les auteurs de la référence [GON89] ont présenté un large ensemble de résultats expérimentaux de l_{RE} (J_{ER}) en fonction de E_x^* . Ces résultats sont présentés à la figure 1.10.

Les NC, présents dans la figure, peuvent être séparés en deux familles. La première rassemble les NC de faible fissilité (les trois évolutions de l_{RE} les plus hautes dans la figure) où l_{RE} augmente encore à haute énergie. Pour les autres, de fissilité plus importante, l_{RE} présente un maximum, puis décroît comme cela était suggéré à la figure 1.9. Dans ce cas, $B_f(T)$ est déjà très faible aux énergies d'excitation proches de 150 MeV.

Il nous a apparu, cependant, intéressant d'étudier un cas similaire, mais à des énergies d'excitation plus importantes ($100 < E_x^* < 250$ MeV), dans la région entourant la valeur attendue de E_D où l'on peut s'attendre à observer les effets de cette limite dans la compétition fission-évaporation.

Cette problématique sera discutée aux chapitres 5 et 6.

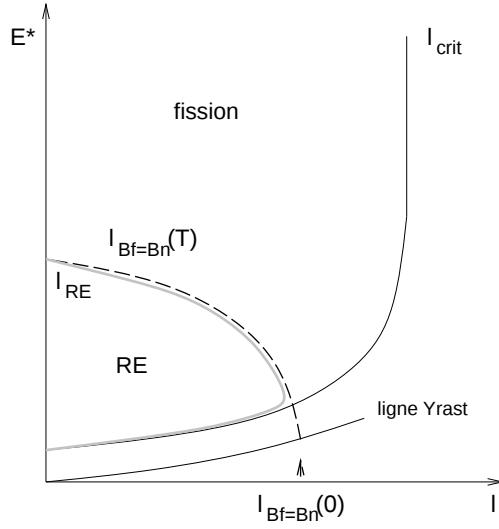


FIG. 1.9 – Représentation schématique du moment angulaire critique l_{crit} en fonction de l'énergie d'excitation. L'évolution de $l_{Bf=Bn}$ en fonction de la température (ou de l'énergie d'excitation) est représentée par la ligne en tirets.

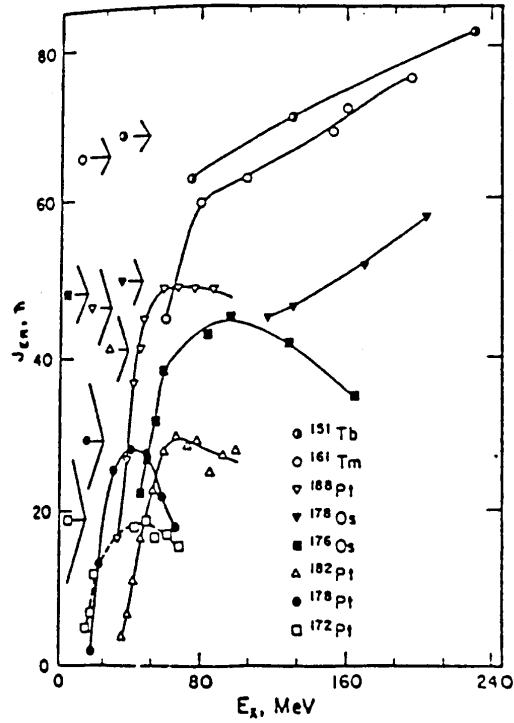


FIG. 1.10 – Valeurs expérimentales de l_{RE} (J_{ER}) en fonction de E_x^* pour différents NC. Cette figure est extraite de la référence [GON89].

1.3 Conclusions et motivations

Nous avons vu dans ce chapitre qu'au-delà d'une certaine énergie d'excitation, le modèle statistique ne décrivait plus correctement le processus de désexcitation du NC. Les multiplicités de particules légères de pré-scission étaient systématiquement sous-estimées par le modèle. Pour répondre à cette insuffisance, le temps de fission est rallongé artificiellement par un temps dynamique (τ_d) durant lequel la fission est inhibée.

Le fait de considérer ce temps avant ou après le point de selle peut avoir une conséquence importante sur les valeurs des sections efficaces de fission ou de formation des RE prédites par le modèle. Il nous est donc apparu indispensable de varier le temps dynamique supplémentaire τ_d , afin de reproduire les multiplicités des particules légères, de manière cohérente avec les sections efficaces des deux processus dominants dans nos réactions.

C'est pourquoi, nous avons décidé d'étudier cette problématique en fonction de l'énergie d'excitation de NC. Pour ce faire, on a choisi d'étudier le système $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm} \rightarrow ^{189}\text{Au}$ à quatre énergies du projectile ^{20}Ne (8, 10, 13 et 16 MeV/A) permettant d'atteindre des énergies d'excitation initiales comprises entre 108 et 251 MeV et donc, bien au-dessus du seuil de validité du modèle statistique (80 MeV [THO93]) mais incluant la limite éventuelle E_D .

Pour ce système, les multiplicités de pré- et de post-scission des neutrons, protons et α seront étudiées en fonction de E_x^* parallèlement aux sections efficaces de fission et de formation des RE. A chaque énergie, les multiplicités de pré-scission des neutrons seront analysées en fonction de l'asymétrie en masse des fragments de fission. Cette information devrait, en principe, permettre de d'évaluer l'importance de l'émission neutronique entre le point de selle et le point de scission.

Les multiplicités des particules légères, neutres ou chargées, seront comparées aux résultats du code statistique GEMINI de façon cohérente avec les sections efficaces de fission et de formation des RE. Cette comparaison conduira à la détermination des paramètres a_n , a_f/a_n et τ_d permettant une interprétation globale de l'évolution, en fonction de E_x^* , des multiplicités des particules légères de pré-scission et de la compétition entre les processus de fission et de RE.

Nous espérons que cette interprétation fournisse un élément de réponse concernant l'énergie et le moment où la fission se décide. En effet, si la fission est réalisée au début du processus de désexcitation du NC, le temps dynamique τ_d correspond au temps nécessaire au NC pour se déformer jusqu'au point de scission (ligne en continu à la figure 1.11). Dans ce cas, les multiplicités de pré-scission n'interviennent pas dans la compétition entre les processus de fission et de RE. Si, par contre, la fission se décide aux alentours du point de selle (ligne en pointillés à la figure 1.11), après le temps τ_d , les sections efficaces de fission et de formation de RE dépendront directement de l'énergie d'excitation évacuée par l'évaporation des particules légères émises pendant ce temps.

Enfin, les temps totaux de fission τ_f seront extraits, à chaque énergie d'excitation E_x^* du NC, à l'aide du calcul des largeurs de probabilités réalisé à l'aide du code GEMINI. Les temps de fission $\tau_f(E_x^*)$ seront comparés en fonction de chacune des deux interprétations avancées ci-dessus.

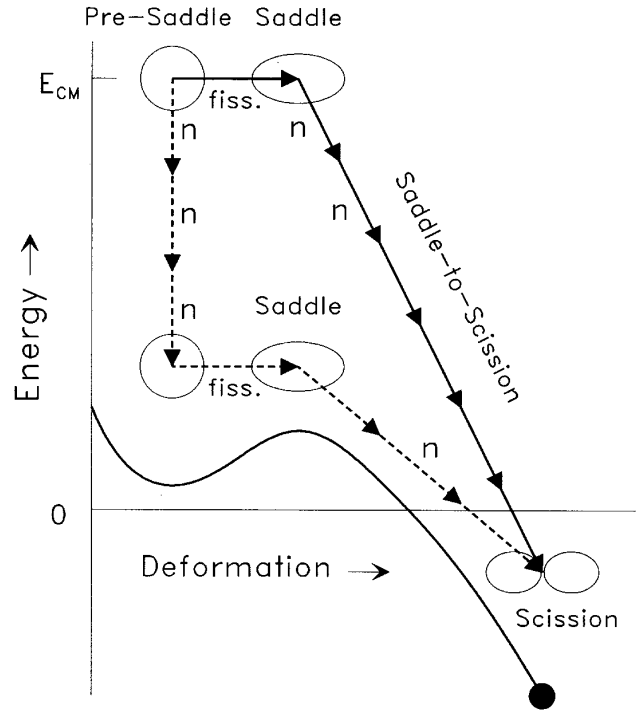


FIG. 1.11 – Représentation schématique du processus de fission. En continu, le temps dynamique τ_d est inclus après la décision de fission, c'est-à-dire entre le point de selle et le point de scission. La trajectoire en pointillés illustre le cas où une grande partie de l'énergie d'excitation a été évacuée par évaporation de neutrons avant le point de selle. Cette figure a été extraite de la référence [VAN95].

Chapitre 2

Dispositif Expérimental

2.1 Introduction

Le dispositif expérimental comportait deux cibles (Tm et Tb) afin d'étudier les réactions $^{20}Ne + ^{169}Tm$ et $^{20}Ne + ^{159}Tb$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/A ($Tm08 - Tm16$ et $Tb08 - Tb16$). Seule l'étude du premier système ($Ne + Tm$) fera l'objet de ce travail. Le second ($Ne + Tb$) sera étudié dans le cadre de la thèse de doctorat de Juan Cabrera. Je ne ferai allusion au second système que dans la description générale du dispositif expérimental (présentée dans ce chapitre) ou lorsque certaines calibrations des détecteurs utilisés ont eu recours à cette réaction (voir chapitre 3).

L'étude des deux réactions $^{20}Ne + ^{169}Tm$ et $^{20}Ne + ^{159}Tb$ aux énergies de 8, 10, 13 et 16 MeV/nucléon a nécessité environ 700 heures de faisceau du cyclotron de Louvain-la-Neuve. Ce temps a été subdivisé en deux périodes: une première durant le mois de décembre 95 où les deux réactions ont été étudiées à 13 et 16 MeV/A et une seconde, durant le mois de février 96 où les mesures, à 8 et 10 MeV/A, ont été achevées. Des calibrations ont été effectuées à la fin de chaque période de mesure. A une même énergie du faisceau, les deux réactions, étant très proches cinématiquement, un simple changement de cible effectué à distance a permis de passer de l'une à l'autre, éliminant ainsi toute erreur systématique supplémentaire lors de la comparaison des résultats de ces deux réactions.

Dans ce chapitre, les différents types de détecteurs utilisés lors de nos mesures seront décrits. Les caractéristiques des faisceaux d'ions (^{20}Ne) et des cibles de Tm et Tb seront précisées. Enfin, nous développerons la description de l'électronique associée à ce dispositif.

Concernant ces mêmes réactions étudiées, aux quatre énergies mentionnées, une étude de la distribution angulaire des résidus d'évaporation RE a été réalisée au courant du mois d'octobre 97. Les conditions expérimentales de cette mesure (*distrang*), ne requérant que d'une très petite partie du dispositif général, seront présentées brièvement à la fin de ce chapitre.

2.2 Description Générale

La figure 2.1 schématise l'environnement expérimental utilisé.

Dans ce dispositif, une chambre à réaction en aluminium de 4 mm d'épaisseur et 80 cm de rayon contient quatre différents types de détecteurs:

- 1/ : Deux compteurs proportionnels à gaz et à multifils ("Multi-Wire Proportional gas Counter" (MWPC)) de $20 * 20 \text{ cm}^2$ de surface utile et comprenant 160 fils regroupés deux à deux sur les axes X et Y . Ces MWPC ont été affectés principalement à la détection en coïncidence

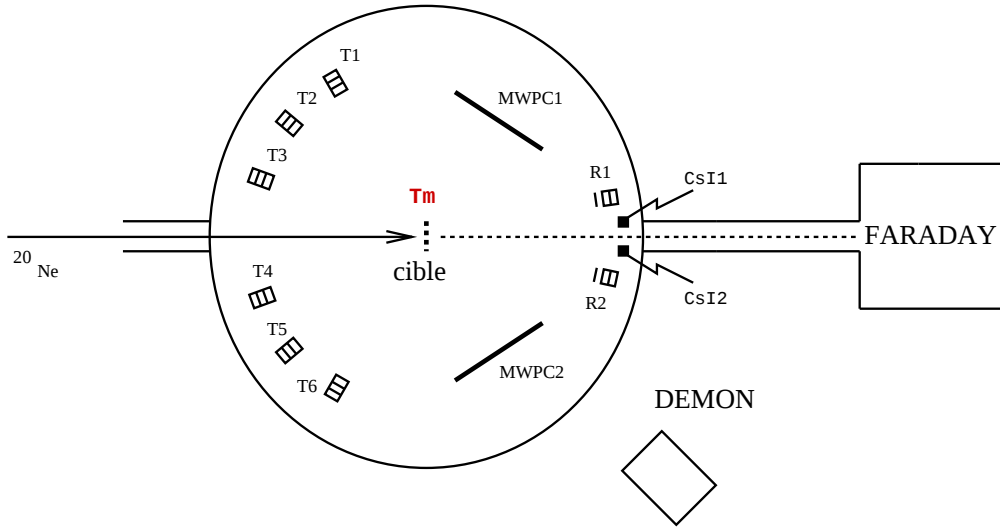


FIG. 2.1 – Schéma général du dispositif expérimental utilisé.

des deux fragments de fission supposée binaire. La mesure du temps de vol et de l'angle d'émission ($\pm 0.4^\circ$) de chacun des fragments coïncidents permet la détermination de leur vitesse et de leur énergie cinétique et donc, de leur masse (voir chapitre 3). Ces compteurs sont utilisés comme déclencheur maître de l'électronique d'acquisition ("Trigger maître") pour la mesure des propriétés des produits de fission ainsi que lors de la détection des neutrons et des particules chargées légères associées au processus de fission.

- 2/ : Deux ensembles de détection $R1$ et $R2$ composés chacun d'une double galette à micro-canaux (mesure du temps de vol à haute résolution) et d'une jonction semiconductrice au Si (mesure de l'énergie). Ils sont dédiés à la détection des résidus d'évaporation RE et à la détermination de leur masse. Ils ont été positionnés des deux côtés de l'axe du faisceau et aux plus petits angles avant possibles. Ces compteurs sont également utilisés comme "Trigger maître" pour la détermination de la section efficace de formation de résidu d'évaporation et pour la caractérisation des particules légères coïncidentes.
- 3/ : Six triple-télescopes au Si T_1 à T_6 affectés à la détection des particules chargées légères (p, d, t et α). Ils ont été positionnés aux angles arrière par rapport à l'axe du faisceau pour favoriser essentiellement la détection des particules émises par le noyau composé, c'est-à-dire, l'émission dite de pré-scission. Ces détecteurs sont utilisés comme "esclaves" des MWPC et des ensembles $R1$ et $R2$, sauf lors de leur calibration individuelle.
- 4/ : Deux ensembles CsI-photodiode dédiés au contrôle du faisceau (orientation et intensité). Ce contrôle est basé sur l'observation des projectiles diffusés élastiquement sur la cible en-dessous de l'angle d'effleurement (grazing). Le taux de comptage étant fortement limité d'une part, par un collimateur, et d'autre part, par un diviseur électronique du nombre d'événements, ces détecteurs sont également des déclencheurs maîtres pour le système d'acquisition.

Autour de la chambre, les 96 scintillateurs organiques liquides NE213 du multidétecteur DEMON sont placés sur une sphère en Al de 4 mètres de diamètre et dont l'axe est élevé à 5 mètres au-dessus du sol. Ils permettent la mesure du temps de vol des neutrons, sur une distance de vol de 1.85 m, en les identifiant par la technique dite de l'analyse en forme du signal lumineux produit par le passage d'une particule massive ou d'un rayonnement électromagnétique dans le scintilla-

teur. Ces scintillateurs sont de forme cylindrique de 16 cm de diamètre et 20 cm de profondeur. Le multidétecteur modulaire DEMON est destiné à établir les multiplicités neutroniques et les températures nucléaires associées d'une part, à l'évaporation de pré- et post-scission ("esclave" des *MWPC*) et d'autre part, au processus de formation d'un RE ("esclave" des détecteurs *R1* et *R2*).

En résumé, nous pouvons regrouper les détecteurs utilisés dans cette expérience en deux catégories: les déclencheurs "maîtres" et les autres détecteurs, "esclaves", fonctionnant uniquement en coïncidence avec les "maîtres".

- maîtres
 1. *MWPC1* (fragments de fission)
 2. *R1* ou *R2* (résidus)
 3. *CsI1* ou *CsI1* (projectiles diffusés élastiquement)
- esclaves
 1. *MWPC2* (associé au *MWPC1* pour la détection en coïncidence des deux fragments de fission)
 2. Six triples télescopes T_1 à T_6 (particules chargées légères)
 3. Les 96 cellules DEMON (neutrons)

L'électronique associée à ce dispositif peut être divisée en 6 blocs. Les quatre premiers concernent les ensembles de détection *R1* et *R2*, les *MWPC*, les triples télescopes et les *CsI*. Ceux-ci sont constitués d'une électronique de type *CAMAC* utilisant des convertisseurs amplitude-digital *ADC* 4418 Silena pour l'analyse des hauteurs d'impulsion et des convertisseurs temps-digital *TDC* 3377 Lecroy pour la mesure des temps de vol. Le cinquième bloc est dédié aux détecteurs de neutrons de DEMON. Il est composé de cartes *VXI* contenant chacune l'électronique associée à 6 cellules. Le sixième bloc est constitué du Trigger (carte *VXI*), d'un ensemble *VME* pour la reconstruction des événements et du système d'"inhibition" dans la prise de données. Tous ces blocs sont liés entre eux. Ils seront détaillés plus tard dans le texte.

La cage de Faraday, munie d'un anneau de garde polarisé à une tension de -1.5 kVolts, assure la mesure du courant électrique du faisceau incident.

2.3 Faisceaux, cibles et positions des détecteurs

Le tableau 2.1 présente les caractéristiques principales des faisceaux de ^{20}Ne (énergies, états de charge ionique et périodes principales d'accélération *RF*) délivrés par le cyclotron CYCLONE de Louvain-la-Neuve.

Projectiles	Energies	Ep/A	Etats de charge	Périodes principales <i>RF</i> (ns)
^{20}Ne	160 MeV	8 MeV/A	8+	74.26
	200 MeV	10 MeV/A	8+	66.52
	260 MeV	13 MeV/A	8+	58.50
	320 MeV	16 MeV/A	8+	52.84

TAB. 2.1 – *Propriétés des faisceaux de ^{20}Ne délivrés par CYCLONE.*

La figure 2.2 présente le porte-cible.

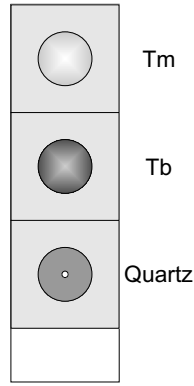


FIG. 2.2 – *Porte-cible de la chambre à réactions.*

Celui-ci comporte trois positions: deux, dédiées aux cibles (*Tm* et *Tb*), et la troisième, contenant un quartz percé au centre par un trou de 3 mm de diamètre. Le quartz est utilisé pour l'alignement du faisceau. Une tension de +18 kVolts a été maintenue sur le porte-cible, limitant ainsi fortement l'éjection des électrons secondaires induits par l'impact du faisceau sur la cible.

Lorsque le porte-cible atteignait sa position la plus basse dans la chambre à réactions, le faisceau passait intégralement au-dessus de celui-ci. Ceci permettait la mesure du courant dans la cage de Faraday en l'absence de cible. Nous pouvions ainsi comparer le courant du faisceau avec ou sans cible afin d'établir l'état de charge réelle des ions qui ont traversé la cible. La connaissance de cet état de charge est indispensable pour le calcul de l'intensité exacte du faisceau (en nombre de particules par seconde) à partir du courant électrique mesuré dans la Faraday.

Le tableau 2.2 liste les positions géométriques (distances et angles) des différents détecteurs utilisés dans nos expériences.

Détecteurs	Distances cible-détecteur	Positions angulaires				Surfaces actives
		8	10	13	16	
		(MeV/A)				
CsI1	66 cm	4.1°	4.1°	4.1°	4.1°	7 mm ²
CsI2	66 cm	4.1°	4.1°	4.1°	4.1°	7 mm ²
R1	57 cm	10°	10°	10°	9°	78.5 mm ²
R2	57 cm	12°	12°	12°	11°	176.7 mm ²
MWPC1	29.5 cm	70°	70°	60°	60°	400 cm ²
MWPC2	29.5 cm	70°	70°	60°	60°	400 cm ²
T1 (T6)	19.5 cm	115°				300 mm ²
T2 (T5)	19.5 cm	140°				300 mm ²
T3 (T4)	19.5 cm	165°				300 mm ²
DEMON	185 cm	96 positions				201 cm ²

TAB. 2.2 – *Surfaces actives et positions des détecteurs par rapport à la cible et à l'axe du faisceau incident pour les différentes réactions étudiées.*

2.4 Analyse élémentaire et en épaisseur des cibles de Tm et de Tb

Les cibles de Tm (Tb), de l'ordre de $255 \mu gr/cm^2$ ($250 \mu gr/cm^2$) d'épaisseur, ont été évaporées sur un support en Al de $96 \mu gr/cm^2$. Les réactions induites par les collisions du projectile sur l' Al pourront être négligées dans nos observations comme nous le montrerons au chapitre 4.

Nos cibles ont fait l'objet d'une analyse par la technique dite du "Rutherford Back Scattering" (RBS), auprès de l'accélérateur VdG (Van de Graaff) de notre institut, vérifiant ainsi leur épaisseur et leur pureté. Le principe d'analyse RBS est basé essentiellement sur la rétrodiffusion d'une particule légère (M_1) sur un élément plus lourd (M_2). En effet, le rapport entre l'énergie de la particule rétrodiffusée (E'_1) et l'énergie incidente (E_1) permet de déduire la masse de l'élément diffuseur. Par exemple, pour une particule de masse M_1 diffusée élastiquement, à l'angle θ dans le laboratoire, par un élément de masse M_2 , la relation liant l'énergie E'_1 à l'énergie E_1 s'écrit:

$$E'_1 = E_1 \left(\frac{\cos \theta + \sqrt{\left(\frac{M_2}{M_1}\right)^2 - \sin^2 \theta}}{\frac{M_2}{M_1} + 1} \right)^2 \quad (2.1)$$

ce qui correspond, pour un angle de rétrodiffusion θ proche de 180° , à

$$E'_1 \simeq E_1 \left(\frac{(M_2 - M_1)}{(M_2 + M_1)} \right)^2 \quad (2.2)$$

La différence en énergie $E'_1 - E_1$ est d'autant plus petite que la masse à déterminer (M_2) est grande. Cette caractéristique est illustrée à la figure 2.3 où, pour l'exemple, une particule alpha d'énergie E_1 de 2 MeV est utilisée comme projectile incident.

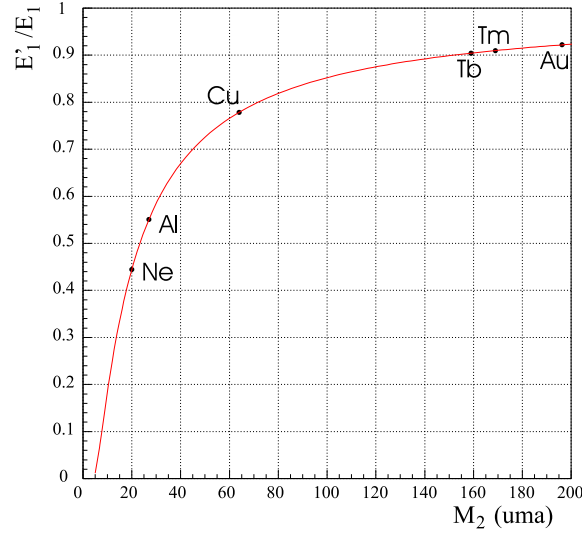


FIG. 2.3 – Variation relative de l'énergie d'un projectile alpha rétrodiffusé élastiquement ($\theta \simeq 180^\circ$) en fonction de la masse M_2 du diffuseur.

En effet, cette figure montre clairement que la détermination d'une masse M_2 sera d'autant plus difficile que cette masse est élevée. On peut même dire que pour des masses autour de 180 uma et plus, cette méthode d'analyse n'est certainement pas la plus performante, surtout lorsque la nature

de l'échantillon à analyser est inconnue. Dans notre cas, c'est tout différent puisque la composition de nos échantillons est connue et composée essentiellement de deux constituants majeurs (un léger: Al et un lourd: $Tm(Tb)$).

Pour cette analyse, un faisceau α de 2 MeV, accéléré par la VdG est envoyé sur quatre échantillons différents:

1. Une couche d' Al évaporée sur un support en Cu .
2. Une couche d' Au évaporée sur un support en Cu .

Ces deux premiers échantillons sont utilisés pour la calibration en énergie du détecteur des α rétrodiffusés.

3. La cible de Tm de $255 \mu gr/cm^2$ d'épaisseur évaporée sur $96 \mu gr/cm^2$ d' Al .
4. La cible de Tb de $250 \mu gr/cm^2$ d'épaisseur évaporée sur $96 \mu gr/cm^2$ d' Al .

Le détecteur des α rétrodiffusés est une jonction semiconductrice au Si placée à 165° par rapport à l'axe du faisceau. La figure 2.4 présente les résultats de l'analyse des quatre échantillons notés de 1 à 4.

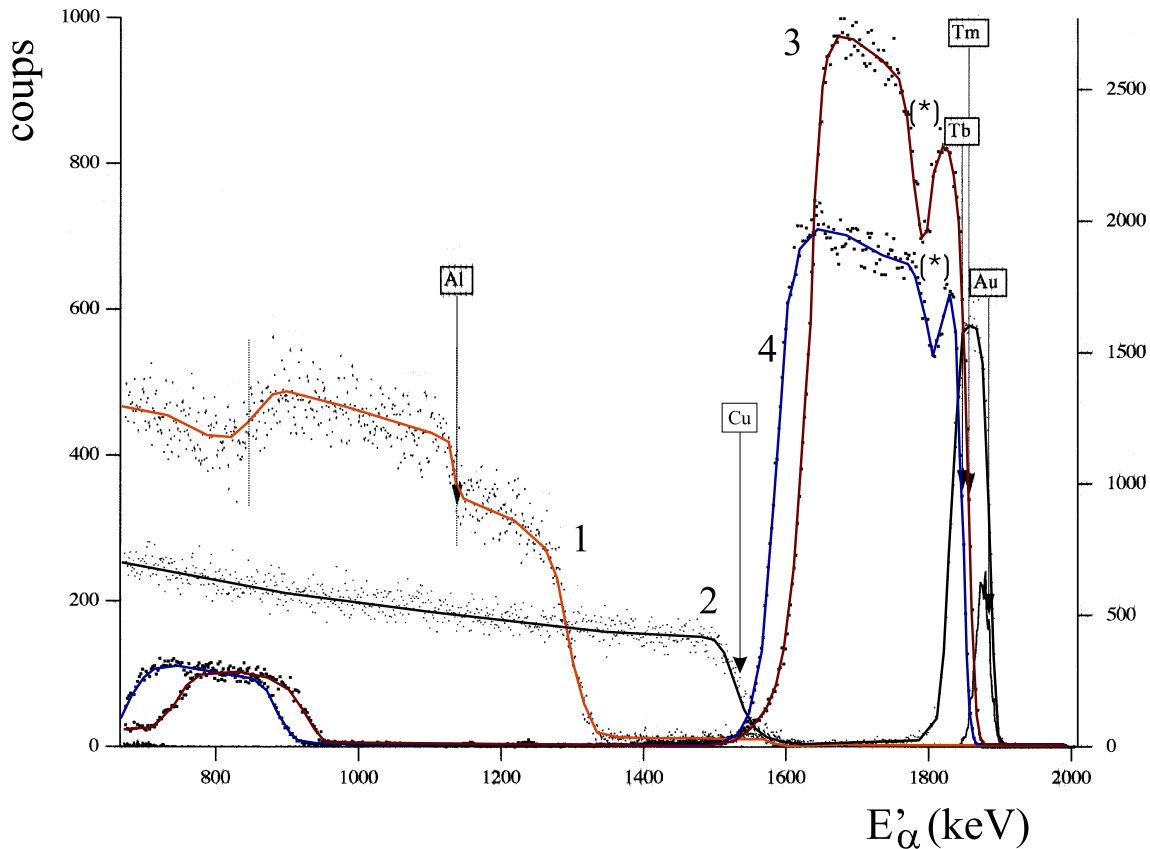


FIG. 2.4 – Spectres en énergie des alpha rétrodiffusés obtenus par RBS pour les quatre cibles analysées pour un faisceau incident de 2 MeV.

Eléments	Energies de rétrodiffusion
<i>Al</i>	1112. keV
<i>Cu</i>	1561. keV
<i>Tb</i>	1812. keV
<i>Tm</i>	1822. keV
<i>Au</i>	1846. keV

TAB. 2.3 – *Energies caractéristiques des alpha rétrodiffusés sur les cinq éléments analysés, l'énergie du faisceau incident étant de 2 MeV.*

cible	épaisseur mesurée par RBS	épaisseur mesurée par pesée
<i>Tm</i>	$249 \pm 5 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$	$255 \pm 8 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$
<i>Tb</i>	$254 \pm 5 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$	$250 \pm 8 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$

TAB. 2.4 – *Epaisseurs des cibles de Tm et de Tb mesurées par deux techniques usuelles.*

Les flèches indiquent les énergies caractéristiques (rétrodiffusion du projectile à la surface de la cible, sans perte d'énergie due à une éventuelle épaisseur traversée) des cinq éléments présents (*Au*, *Tm*, *Tb*, *Cu* et *Al*). Les valeurs de ces énergies caractéristiques sont présentées au tableau 2.3 dans les conditions expérimentales précitées.

Pour l'échantillon numéro 1, la partie du spectre de la figure 2.4, se trouvant entre les deux lignes verticales en pointillés, représente la couche d'*Al*. L'épaisseur de cette couche est relativement importante. Cela explique que la distribution en énergie des α rétrodiffusés sur l'*Al* s'étale jusqu'à des faibles énergies (délimitées par les deux lignes verticales). De même, les α issus du support en *Cu* présentent un plateau jusqu'à $E' = 0$ (le support est suffisamment épais pour que les projectiles s'arrêtent à l'intérieur) et dont, le maximum n'atteint pas l'énergie caractéristique du *Cu*. Ce déplacement en énergie est causé par l'épaisseur en *Al* que les α doivent toujours traverser avant et après leur diffusion sur le *Cu*.

Pour l'échantillon numéro 2, la fine couche d'*Au* à sa surface est à l'origine du pic étroit au-delà de 1800 keV. La distribution induite par le support en *Cu* présente un maximum proche de son énergie caractéristique. Ceci indique que les α ont perdu peu d'énergie dans la couche d'*Au*, de faible épaisseur.

Pour l'échantillon numéro 3 et 4, on observe clairement la présence des couches superficielles de *Tm* et *Tb*. L'*Al*, en faible épaisseur, est observé autour de 800 keV.

Sur les cibles de *Tm* et *Tb*, on peut remarquer nettement un défaut aux 3/4 de leur épaisseur (creux dans la distribution pointé par (*)). Ce défaut est apparemment dû à la technique d'évaporation de ces cibles. En effet, pour éviter de dépasser l'épaisseur demandée, l'évaporation du *Tm* ou du *Tb* sur le support en *Al* est effectuée en deux étapes. Dans un premier temps, on évapore les trois quarts de l'épaisseur de la cible. On mesure cette épaisseur que l'on compare au temps d'évaporation écoulé et ce, afin d'estimer, avec une meilleure précision, le temps supplémentaire à l'évaporation pour atteindre l'épaisseur désirée. L'inconvénient de cette méthode est que, entre les deux phases d'évaporation, la surface de la cible s'oxyde. La détection de ce défaut montre la grande sensibilité de la technique RBS et le type d'information qu'on peut en tirer. Ce défaut n'influencera nullement l'étude des réactions sur lesquelles porte ce travail.

Cette analyse a permis de mesurer les épaisseurs des deux cibles *Tm* et *Tb*. Ces épaisseurs sont listées au tableau 2.4 où elles sont comparées aux valeurs obtenues par pesée (méthode usuelle) suggérant une imprécision maximale de l'ordre de 3 %.

Ne pouvant pas réaliser une analyse RBS sur chacune des cibles utilisées lors des deux périodes de 15 jours d'expérience, les valeurs des épaisseurs choisies pour les différentes mesures qui suivront seront celles qui nous ont été fournies par pesée et sur lesquelles nous considérerons une imprécision de 3 %. Cette imprécision sera, bien sûr, prise en compte comme erreur systématique lors des estimations des différentes sections efficaces de réaction associées à ce travail.

2.5 Traitement des paquets d'ions du faisceau incident

Lors des expériences préliminaires, les temps de vol des RE ont montré une distribution très étendue. Par exemple, à 16 MeV/A, la période de la radiofréquence du cyclotron (RF) de 52.8 ns ne représente que la moitié de la distribution des temps de vol des RE observés. Une réduction d'un paquet de faisceau sur deux devenait donc nécessaire dans le cadre de nos expériences. En pratique, l'élimination d'un paquet d'ions sur deux n'a pu être totalement réalisée au niveau du cyclotron. En effet, lorsque la réduction était maximale, l'intensité relative du paquet indésirable représentait encore 5% de l'intensité nominale. Ceci est illustré à la figure 2.5 présentant la distribution expérimentale des temps de vol des fragments de fission relevée par un des deux MWPC par rapport au RF du cyclotron, lors de la réaction $Tm08$.

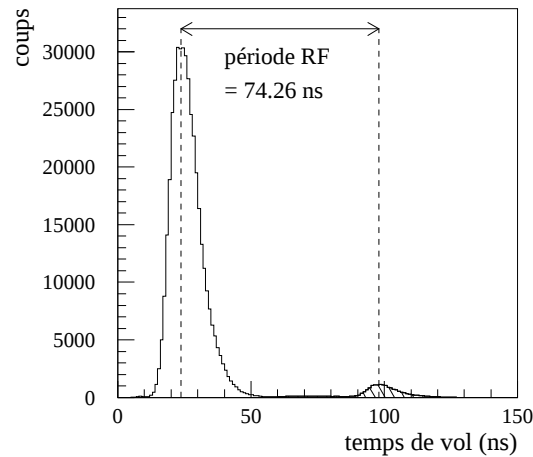


FIG. 2.5 – Distribution des temps de vol des fragments de fission relevée par le MWPC1 par rapport au RF du cyclotron ($Tm08$).

L'intensité de la partie hachurée de la figure représente environ 5 % de celle du pic principal. Cette technique a permis de doubler notre fenêtre d'observation en temps passant par exemple de 74.26 ns à 148.52 ns à 8 MeV/A.

2.6 Détecteurs CsI1 et CsI2

2.6.1 Aperçu général

Les détecteurs CsI1 et CsI2 ont été destinés au contrôle du faisceau. En effet, la détection à un petit angle avant, de part et d'autre de l'axe du faisceau, des projectiles diffusés élastiquement

sur la cible, permet le contrôle en temps réel de l'alignement et de l'intensité du faisceau. Ces détecteurs sont chacun composés d'un scintillateur inorganique CsI de 2 cm d'épaisseur collé à une photodiode. La photodiode est soumise à une tension de polarisation de +50 Volts. Le montage mécanique d'un des détecteurs est schématisé brièvement à la figure 2.6.

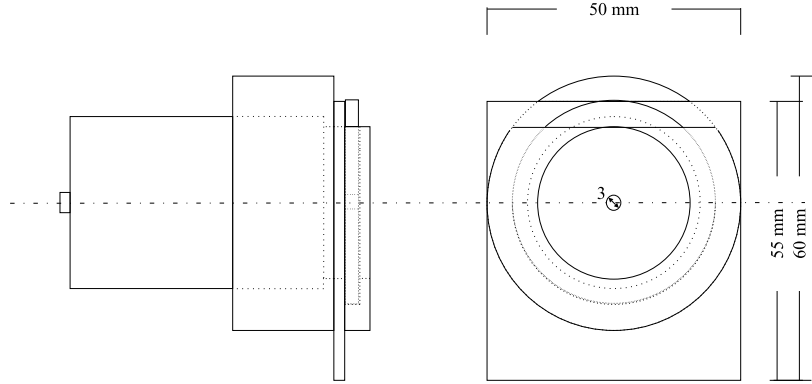


FIG. 2.6 – Détecteur CsI schématisé avec le système de fixation du collimateur.

Un collimateur de 3 mm de diamètre fixé devant la face d'entrée du CsI est recouvert d'une feuille d'aluminium de 2 μm d'épaisseur le protégeant de la lumière.

Les deux CsI (CsI1 et CsI2) sont placés sur un support fixé à 66 cm de la cible. Ils sont maintenus à un angle respectif de 4.1° de part et d'autre de l'axe du faisceau. L'orientation et la position des détecteurs sur leur support sont maintenues fixes pour toute la durée des mesures.

2.6.2 Electronique associée

La figure 2.7 présente l'électronique CAMAC simplifiée, associée aux CsI. C'est le premier bloc électronique.

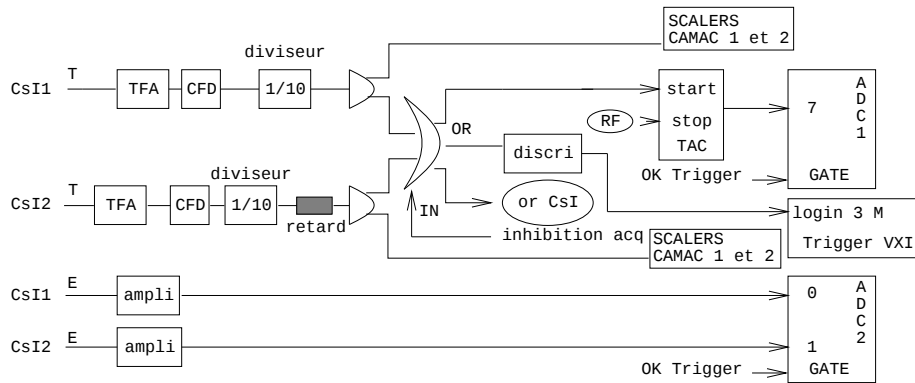


FIG. 2.7 – Electronique d'acquisition associée aux détecteurs CsI.

On peut y observer deux éléments principaux: un Convertisseur Amplitude-Digital ADC qui mesure des hauteurs d'impulsion et une partie de l'unité Trigger. Le Trigger a été conçu dans notre laboratoire. Il peut être programmé pour établir la matrice de déclenchement de l'acquisition ainsi que pour choisir la "fenêtre d'acceptation" reliant le "déclencheur" physique à tous les événements qui lui sont coïncidents. Le Trigger sera présenté plus en détail au §2.12. Rappelons qu'en condition

normale, la matrice de déclenchement est composée de 4 déclencheurs maîtres: *MWPC1*, *R1*, *R2* et *CsI1* ou *CsI2*.

Le signal récolté par la photodiode est divisé, par l'intermédiaire d'un préamplificateur, en un signal rapide *T*, dédié à la mesure du temps de vol, et en un signal *E* proportionnel à l'énergie déposée dans le CsI.

Le signal rapide *T*, après amplification et mise en forme dans un Discriminateur à Fraction Constante (CFD), passe par un diviseur qui ne garde qu'un dixième des événements (quelques cps/sec) pour éviter que le contrôle du faisceau n'occupe trop l'acquisition des données et accroît ainsi son temps mort. Le signal alimente ensuite une unité *OR* marquant la présence de l'un ou l'autre CsI.

La condition de présence de l'un ou l'autre CsI est alors transmise:

1. à un TAC pour la mesure du temps de vol par rapport à la *RF* du cyclotron via un ADC;
2. au Trigger pour le déclenchement de l'acquisition (login 3 M pour maître);
3. à deux scalers CAMAC monitorant leurs taux de comptage à la fin de chaque "bloc" d'événements transférés à l'acquisition. Un de ces scalers est inhibé lors du temps mort de l'acquisition.

Le signal *E* est amplifié, puis envoyé à un ADC pour être analysé.

Le système d'"inhibition" (détaillé au §2.12) est informé de la présence d'un événement par le signal *inhibition*. Il renvoie alors des signaux (*IN*) interdisant l'accès à tout nouvel événement tant que l'analyse et l'enregistrement de l'événement qui précède ne sont pas entièrement achevés. En bref, cette électronique récolte deux informations:

- A l'aide du TAC, un spectre représentant la différence de temps entre les événements issus de chacun des *CsI* (l'un retardé par rapport à l'autre) est construit. Il permet la comparaison sur un seul spectre du nombre d'événements détectés par chacun des *CsI* et ainsi, le contrôle de l'orientation du faisceau.
- L'énergie mesurée par chaque *CsI* rend possible la sélection "digitale" des projectiles de haute énergie, diffusés élastiquement dans la cible. Le seuil des CFD était suffisamment élevé pour limiter la détection d'événements présents mais issus d'autres processus que la diffusion élastique.

2.6.3 Remarques générales

Les *CsI* ont été très utiles pour le contrôle qualitatif du faisceau. En effet, l'intensité des projectiles détectés à petit angle de part et d'autre du faisceau permettait le contrôle, à tout moment, de la stabilité du faisceau en orientation et en intensité.

Cependant, du point de vue quantitatif, la section efficace différentielle de diffusion élastique à si petit angle évolue de manière trop importante pour effectuer une normalisation correcte par rapport au faisceau incident (suivant la loi en $1/\sin^4(\theta/2)$, une variation de 0.2° induit une variation de la section efficace de 22 %). C'est pourquoi, la mesure de l'intensité du faisceau a été finalement confiée à la cage de Faraday.

2.7 Ensemble de détection des RE (*R1* et *R2*)

2.7.1 Aperçu général

L'identification d'un RE est réalisée à partir de la mesure de l'énergie déposée par les produits de réaction dans une jonction semiconductrice au Silicium et par le temps de vol mesuré par rapport

à la radiofréquence RF du cyclotron à l'aide de deux galettes à micro-canaux de haute résolution temporelle (700 ps). La figure 2.8 schématise un de ces deux ensembles de détection.

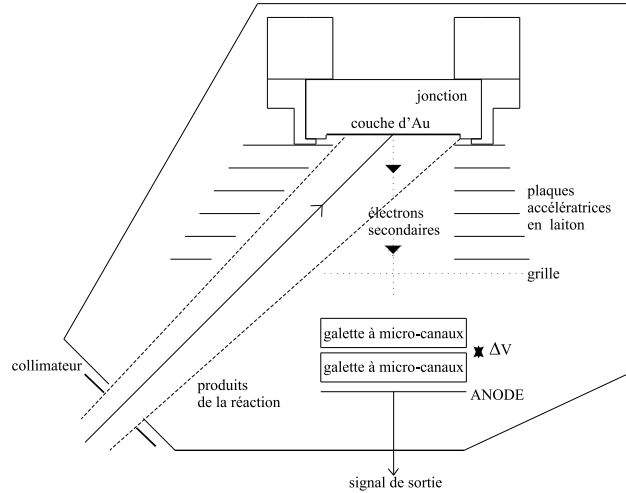


FIG. 2.8 – Ensemble jonction Si-galettes à micro-canaux pour la détection des produits de la réaction et surtout les RE.

Les produits de réaction, après avoir parcouru une cinquantaine de cm dans le vide, pénètrent dans la jonction de $300\ \mu m$ d'épaisseur et de $600\ mm^2$ de surface active pour y déposer leur énergie. Durant leur pénétration, les produits de réaction traversent une fine couche d'Au de $500\ \text{\AA}$ déposée, par évaporation, sur la face d'entrée de la jonction suite à notre demande au constructeur CANBERRA. Les électrons secondaires produits dans cette couche d'Au sont d'abord accélérés par une différence de potentiel répartie uniformément, grâce à un pont résistif, par pas de 465 Volts sur six plaquettes en laiton et une grille, vers deux galettes à micro-canaux de marque "Galiléo" ([AUD78]). Polarisée chacune à 743 Volts, avec une différence de potentiel de 349 Volts entre elles. Une différence de potentielle de 349 Volts est également maintenue entre la seconde galette et l'anode. Ces deux galettes sont montées en "chevron" afin d'éviter les effets de "channeling" [WIZ79]. Le gain électronique important ($\sim 10^7$) obtenu à l'aide de ces galettes permet la collection sur une anode d'un signal d'une amplitude suffisante pour être traitée électroniquement. Ce signal, de temps de montée très rapide, est dédié à la mesure du temps de vol. Il déclenche l'électronique et l'acquisition associées aux mesures des RE.

2.7.2 Electronique associée

La figure 2.9 présente le schéma bloc de l'électronique d'un des deux ensembles de détection des RE. C'est le second bloc électronique.

On peut y observer trois éléments principaux: un TDC pour mesurer la différence de temps entre deux signaux, un ADC mesurant des hauteurs d'impulsion et le Trigger.

Le signal délivré par la galette $G1$, amplifié par un ampli rapide (SCVA), est transmis à un CFD. Le signal logique résultant est divisé en deux signaux. Le premier entre dans une boîte de coïncidence où il valide la radiofréquence RF du cyclotron. Dans le cas d'une validation, le signal RF "validé" est envoyé d'une part au Trigger pour le déclenchement de l'acquisition (login 1M ou login 2M pour maîtres) et d'autre part, au *start* d'un TDC (TDC2 ou TDC3) pour la mesure du

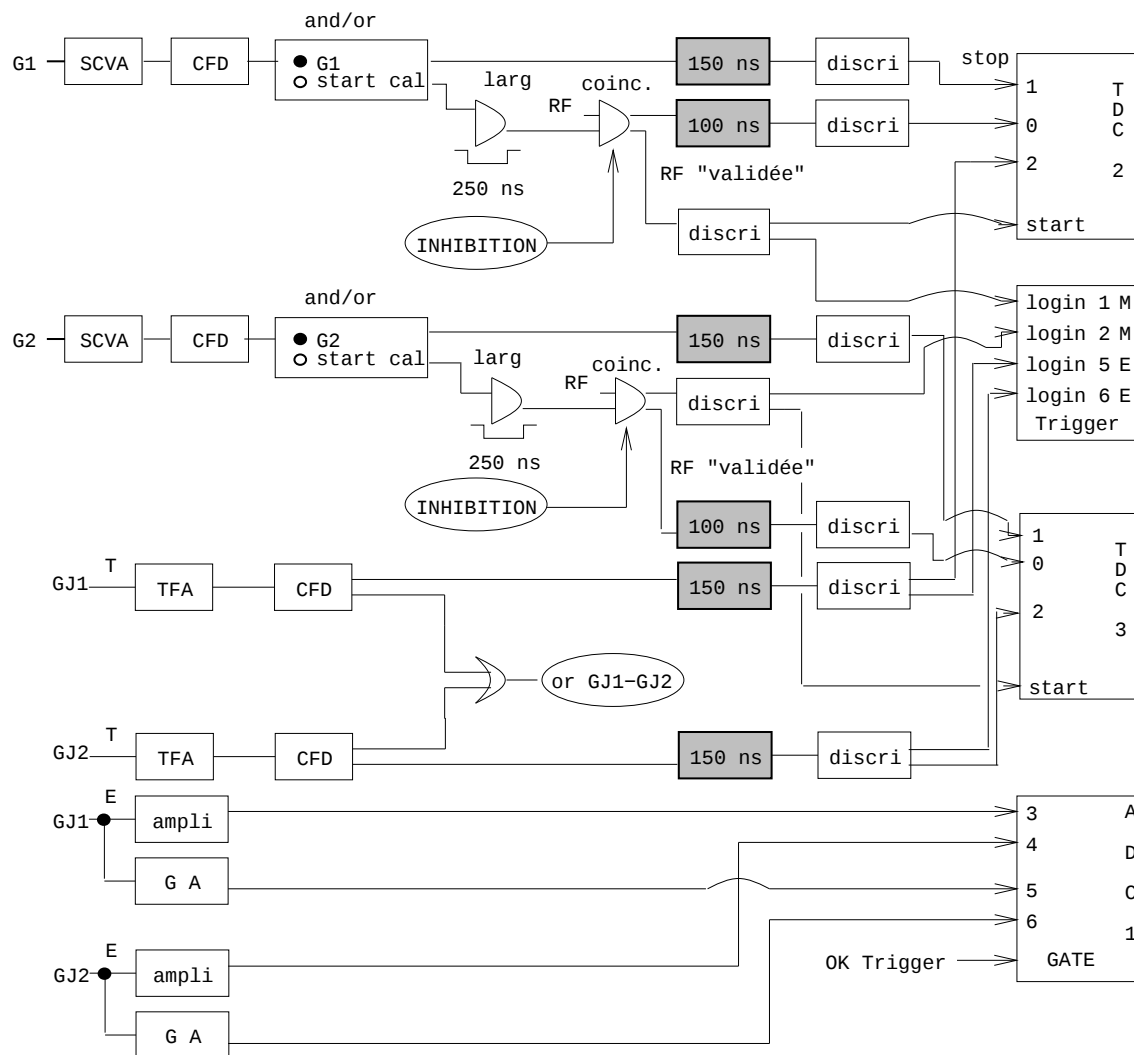


FIG. 2.9 – Schéma bloc de l'électronique associée aux galettes à micro-canaux et aux jonctions Silicium.

temps de vol par rapport au "RF validé" des produits de réaction ainsi détectés. Le second signal délivré par le CFD est retardé de 150ns avant d'être transmis au *stop* d'une des voies du TDC (voie 1), ce qui détermine, à une constante temporelle près, le temps de vol des produits de réaction à partir de la cible de production jusqu'au détecteur.

Dès qu'un événement est reconnu valable par le Trigger, l'électronique d'"inhibition" délivre un signal inhibition qui bloque l'entrée des circuits de coïncidence jusqu'à l'enregistrement complet de l'événement.

La diode GJ1, par l'intermédiaire d'un préampli de charge, délivre deux signaux de sorties. Un rapide *T* pour la mesure de son temps de vol (toutefois de moins bonne résolution que G1) et l'autre *E* proportionnel à l'énergie. Le signal *T*, amplifié et retardé de 150ns , stoppe une des voies du TDC pour une mesure de temps de vol par rapport au RF validé par G1 et qui sera surtout utile lors des mesures d'efficacité de détection en fonction du type de fragment à observer (voir chapitre 3). Un signal, transmis au Trigger, permet en effet, le cas échéant, de déclencher l'acquisition par

la jonction. L'information E est amplifiée de deux manières différentes avant d'être relevée par un ADC. La première amplification couvre une dynamique d'observation s'étalant de 3 à 350 MeV pour étudier, en un seul spectre, l'ensemble des processus de réaction qui nous intéressent (RE de 3 à 40 MeV jusqu'à l'élastique à 320 MeV pour le faisceau de 16 MeV/A). La seconde amplification (GA) ou *grande amplification* couvre une fenêtre d'énergie plus petite allant de 3 à 100 MeV facilitant ainsi l'observation et la sélection des RE.

2.7.3 Remarques générales

Le choix de cette configuration, utilisant les galettes à micro-canaux comme déclencheurs maîtres de l'acquisition, fut motivé par trois raisons:

- La première est due à la focalisation aux petits angles avant des RE qui impose leur détection en-dessous de l'angle d'effleurement (angle en-dessous duquel les projectiles sont diffusés élastiquement selon la loi Coulombienne de type Rutherford). Nous risquons donc d'occuper inutilement le système d'acquisition des données par des événements "sans intérêt" pour les observations désirées. De plus, à ces angles, la gamme d'énergies couverte par les RE se superpose aux énergies des particules chargées légères (p ou α). Dans ce cas, l'utilisation des électrons secondaires induits par le passage d'ions de Z élevé à travers la couche d'Au, déposée sur la surface d'entrée des jonctions GJ1 et GJ2, rend le déclenchement d'un tel ensemble peu sensible aux projectiles diffusés élastiquement et aux particules légères. En effet, nous avons pu établir que l'efficacité expérimentale n'est que de 10 à 20 % en fonction de l'énergie du ^{20}Ne et qu'elle est quasi nulle pour les particules chargées légères. Cet effet sera discuté au §3.2.3 consacré aux efficacités de détection intrinsèques des systèmes $R1$ et $R2$.
- La seconde motivation pour utiliser les galettes comme déclencheur maître de l'acquisition est justifiée par le temps de réponse relativement rapide de ces galettes (700 ps de résolution temporelle), qui permet une mesure de temps plus performante que l'utilisation d'une jonction au Si (3 à 4 ns de résolution).
- Enfin, lors de la détection d'ions très lourds et de faible énergie par une jonction, il faut tenir compte de différents effets perturbateurs tels que le "défaut d'ionisation" [FIN73] (détaillé au §3.2.4) et le "plasma delay" (détaillé au §3.2.6). Ce dernier se caractérise par un retard temporel de la réponse de la jonction allant jusqu'à 10 ns par rapport à l'instant d'impact de l'ion. L'utilisation des galettes à micro-canaux, dans notre configuration, permet d'éviter ce type de problème.

Bien sûr, il est nécessaire d'utiliser des procédures de corrections pour tenir compte de l'effet du "défaut d'ionisation", affectant essentiellement la mesure de l'énergie cinétique "réelle" des RE . Ces corrections entraîneront certaines imprécisions qui seront estimées au chapitre suivant.

Comme dernière remarque, il faut encore ajouter que la large dynamique en énergie que couvrent les systèmes de détection $R1$ et $R2$, étend leur utilisation à d'autres fins que l'observation des RE seuls. Les fragments de fission y sont détectés avec une grande efficacité. Ce qui sera exploité pour la détermination des sections efficaces différentielles de ces fragments.

La détection, dans les jonctions GJ1 et GJ2, des projectiles diffusés élastiquement a également permis, au début de chaque énergie du faisceau incident, de contrôler la mesure de l'intensité du faisceau par la cage de FARADAY. En effet, en déclenchant l'acquisition par la jonction et non plus par la galette, on détecte, avec une bonne efficacité, les projectiles diffusés élastiquement. on peut déterminer ainsi leurs sections efficaces associées en normalisant leur nombre par le courant FARADAY et les comparer aux sections efficaces théoriques de type Rutherford.

2.8 Système de détection des fragments de fission *MWPC1* et *MWPC2*

2.8.1 Aperçu général

La détection avec une grande efficacité des fragments de fission est assurée par les Multi-Wires Proportionnal Counters *MWPC*. La coïncidence des *MWPC*, placés à des grands angles de part et d'autre de l'axe du faisceau, assure une bonne caractérisation des événements associés au processus de fission binaire. La figure 2.10 illustre les détails techniques d'un *MWPC*.

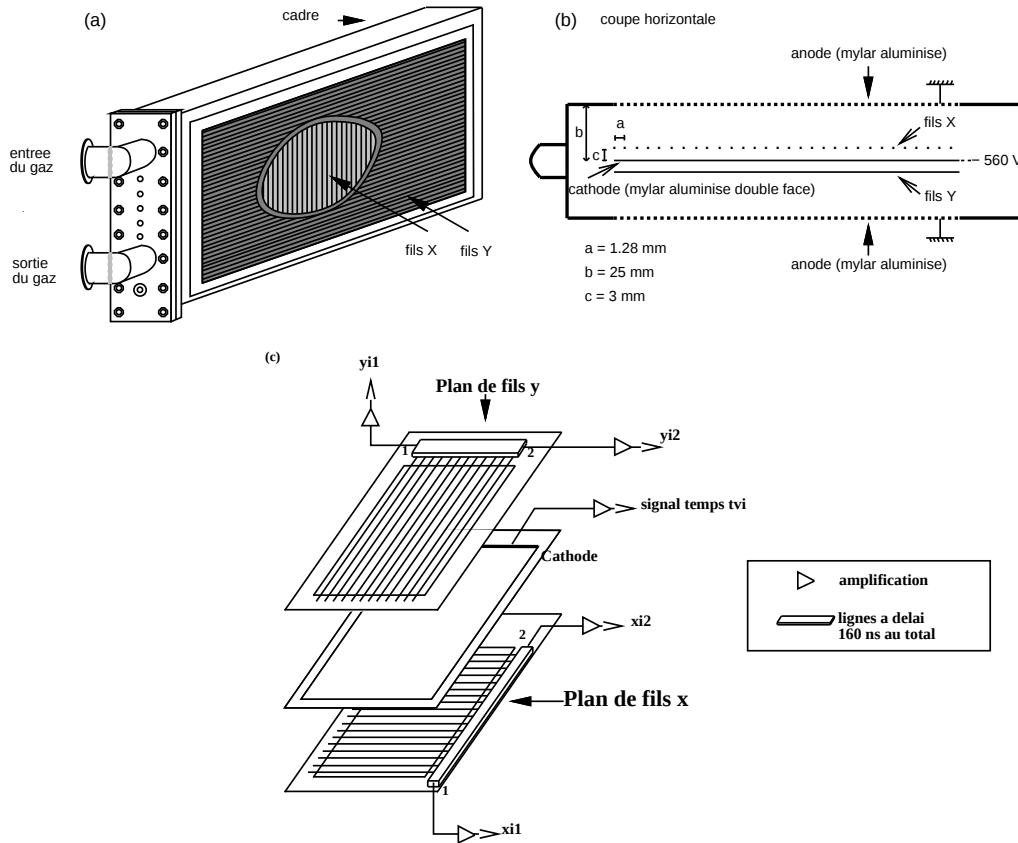


FIG. 2.10 – Plan détaillé d'un *MWPC*.

Les *MWPC* sont des détecteurs à gaz et à multifils X et Y de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ de surface active. Les 80 double fils en X et en Y, liés à des lignes à retard en semi-conducteur, assurent une bonne résolution angulaire qui, dans les conditions géométriques de nos expériences (voir tableau 2.2 pour les détails), approche 0.4° (voir figure 2.11). Le gaz d'isobutane, utilisé dans ces chambres, est maintenu à une pression constante de $7.5 \pm 0.2 \text{ mbar}$ et renouvelé plusieurs fois par minute par

l'intermédiaire d'une usine à gaz gérée par un automate Siemens régulant son débit. La cathode, au centre du détecteur, est constituée d'une feuille de $2\ \mu\text{m}$ de mylar aluminisé double face. Elle est polarisée à -560 Volts. La face d'entrée du détecteur est recouverte par une feuille de mylar aluminisé de $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur pour limiter les pertes d'énergie des fragments détectés. La fenêtre de sortie est recouverte par du mylar aluminisé double-face de $6\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces deux feuilles, mises à la masse, assurent l'étanchéité du détecteur dans un vide de 10^{-6} mm de Hg dans la chambre à réaction. Les autres détails techniques de ces chambres sont repris à la figure 2.10.

Les *MWPC* délivrent le temps de passage des fragments de fission et indiquent l'angle d'émission de ceux-ci. Ces deux informations reproduites pour chacun des deux fragments émis et détectés en coïncidence permettent de remonter à leurs énergies (labo et CM) et à leurs masses respectives. La figure 2.11 présente un spectre typique des événements de fission d'une source radioactive ^{252}Cf relevés sur le plan des fils Y et détaillant la position de presque chaque fil touché.

Lors du passage d'un fragment dans un *MWPC*, le gaz circulant dans le détecteur s'ionise. Les ions positifs sont récoltés sur la cathode et les électrons, sur les fils des deux plans X et Y. La mesure du temps de vol entre le détecteur et la cible est effectuée, à une constante près, en mesurant le temps séparant le signal *RF* du cyclotron et celui engendré par les ions positifs récoltés sur la cathode. La position d'un fil touché, sur son plan correspondant, est reconstruite à partir de la mesure du temps séparant le signal issu de chaque fil, qui a traversé la ligne à retard associée, et celui issu de la cathode.

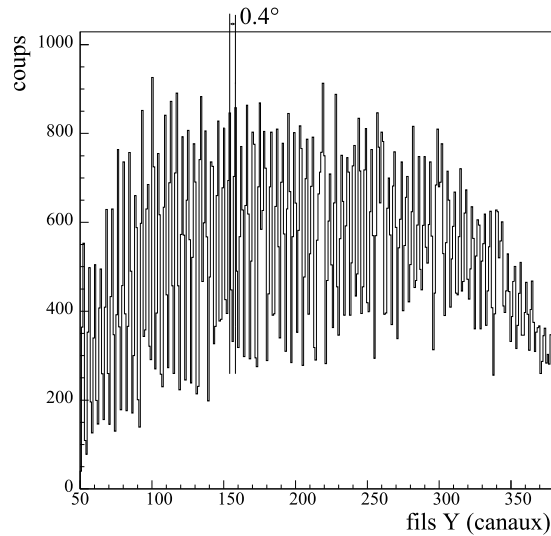


FIG. 2.11 – Spectre des événements relevés sur le plan des fils Y d'un des *MWPC* détectant les fragments de fission issus d'une source radioactive de ^{252}Cf .

2.8.2 Electronique associée

La figure 2.12 présente l'électronique associée aux *MWPC*. Elle représente le troisième bloc électronique.

Sur cette figure, les signaux issus de la cathode de chacun des *MWPC* sont représentés par *T01* pour le *MWPC1* et *T02* pour le second détecteur. Pour chaque plan de fils X et Y des deux chambres, un signal est pris de chaque côté de la ligne à retards. Ces deux signaux complémentaires sont désignés respectivement par X11, X12, Y11 et Y12 pour les plans X et Y du *MWPC1*, et

Le signal $X11$ est amplifié, mis en forme dans un CFD , puis envoyé pour stopper la voie 2 du $TDC1$ pour la mesure (en temps) de la position du fil touché dans le plan correspondant.

2.8.3 Remarques générales

La grande efficacité de détection des fragments de fission ($\sim 90\%$) de ces $MWPC$ et leur haute résolution spatiale (1.2 mm) malgré l'importance de leur surface active ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) sont des qualités très précieuses.

Toutefois, certaines difficultés d'emploi sont à citer. Ainsi, leur maintien à pression constante avec un débit de gaz régulier, n'est pas une chose aisée. Il faut un automate performant qui contrôle et régule le débit et la pression de manière permanente. Il faut qu'il puisse, le cas échéant bloquer l'arrivée de gaz afin d'éviter une surpression dans les chambres.

De plus, le collage des feuilles de mylar de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur isolant le détecteur (7.5 mbar) et la chambre à réaction (10^{-6} mbar) est très délicat.

Enfin, ces détecteurs ne fournissant pas directement l'énergie des fragments détectés, nous devons recourir à l'utilisation d'un programme de reconstruction itérative pour déterminer leur masse (voir chapitre 3).

Nous verrons cependant que malgré ces inconvénients, ces détecteurs restent très performants pour la caractérisation des fragments de fission.

2.9 Détection des particules chargées légères

2.9.1 Aperçu général

Pour étudier les particules chargées légères émises en coïncidence avec les fragments de fission ou les résidus lourds d'évaporation, six tri-télescopes au Silicium ont été utilisés. Chacun d'eux est composé de trois jonctions de $85 \mu\text{m}$, $706 \mu\text{m}$ et $706 \mu\text{m}$ d'épaisseur respective et de 2 cm de diamètre. Ces épaisseurs ont été choisies pour couvrir la détection d'une large gamme en énergie (0 à 40 MeV) et réaliser une bonne discrimination en Z de ces particules.

Une fine feuille ($50 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$) en aluminium, collée sur un collimateur variable, recouvre la face d'entrée de chaque télescope dans le but d'absorber le rayonnement infrarouge produit dans la cible sous l'impact du faisceau. Rappelons que les électrons secondaires, produits par le passage du faisceau dans la cible, sont maintenus dans le porte-cible par une tension de +18 kVolts.

Les conditions géométriques de ces détecteurs sont reprises au tableau 2.2.

2.9.2 Electronique associée

La figure 2.13 présente le schéma bloc de l'électronique associée à un des six tri-télescopes. Elle correspond au quatrième bloc de l'électronique générale.

Chaque jonction (3) de chacun des 6 télescopes fournit un signal à un préamplificateur de charge. Après préamplification, ce signal est divisé en un signal rapide $T1$ (dédié au traitement temporel) et en un signal $E1$ proportionnel à l'énergie déposée dans la jonction.

Le premier, amplifié et mis en forme, stoppe une des voies (14) des différents TDC (1, 2 et 3), pour la mesure du temps de vol de la particule détectée (rappelons que les TDC sont déclenchés par le signal RF validé par un des différents "détecteurs maîtres"). Ce signal rapide est également transmis au Trigger pour marquer la coïncidence, dans une fenêtre de 500 ns de large, avec le signal déclencheur. La condition "or teles" correspond à la présence d'une des 18 jonctions composant

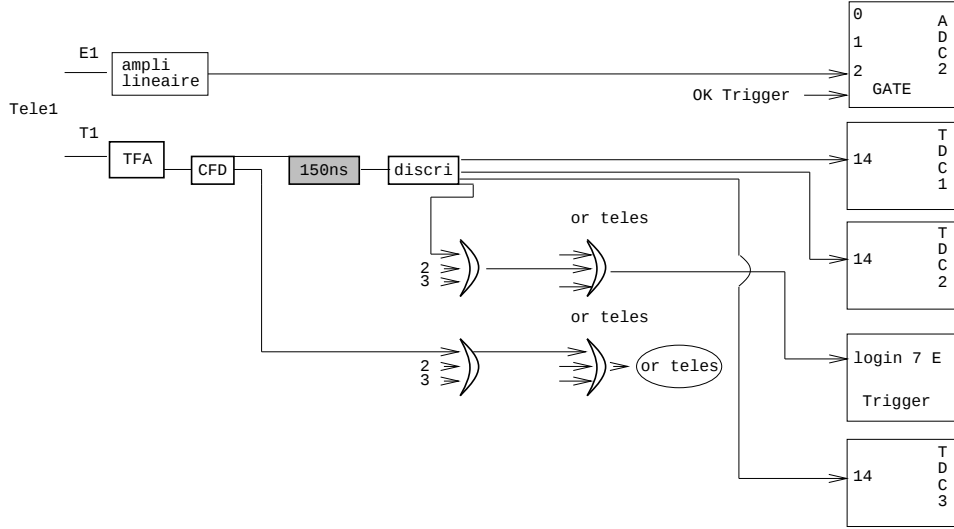


FIG. 2.13 – *Electronique associée à un des six triples télescopes (Si).*

les 6 télescopes avant et après retard. La condition non retardée ("or teles" entouré) permet le déclenchement de l'unité de décision *UD* décrite à la figure 2.12 lors des mesures de calibration dédiées à ces jonctions. Le second signal délivré par une jonction est amplifié puis analysé dans l'un des différents ADC pour la mesure de l'énergie de la particule ainsi détectée.

2.10 Détection des neutrons

2.10.1 Aperçu général

L'identification et la détection des neutrons sont assurées par 96 cellules de scintillateur organique liquide fixées sur une structure en aluminium de 4 m de diamètre dont l'axe est placé à 5 m au-dessus du sol dans le hall des cibles de l'accélérateur CYCLONE. La structure générale du multidétecteur DEMON est présentée à la figure 2.14. Elle assure une distance de vol des neutrons de 1.85 m constante par rapport à la cible.

Au centre de la structure de DEMON, utilisée à Louvain-la-Neuve, la chambre à réaction est complètement entourée par les détecteurs de neutrons (disposition de type 4π). La position surélevée de la structure minimise la détection de neutrons diffusés sur le sol du hall d'expérience. La position angulaire en θ et ϕ de chaque détecteur est précisée au tableau 2.5.

Les positions de ces détecteurs peuvent se regrouper selon 12 plans, de ϕ_d constant, contenant l'axe du faisceau incident et selon 9 plans de θ_d constant perpendiculaire à cet axe. On peut ainsi décrire l'émission neutronique non seulement dans le plan de la réaction mais aussi hors de ce plan. C'est un des atouts majeurs de notre dispositif expérimental.

Chaque cellule est composée d'un cylindre en aluminium mince contenant un scintillateur organique liquide de type NE213. Le volume actif du détecteur (~ 4 litres) a une section de 16 cm de diamètre et 20 cm de profondeur.

Au passage d'un neutron, le milieu scintillant composé de carbone et d'hydrogène (toluène) est essentiellement diffusé élastiquement par les protons du milieu. Les protons de recul ionisent le milieu et c'est la lumière ainsi émise qui est collectée par un photomultiplicateur RTCXP 4512B de 5" de diamètre.

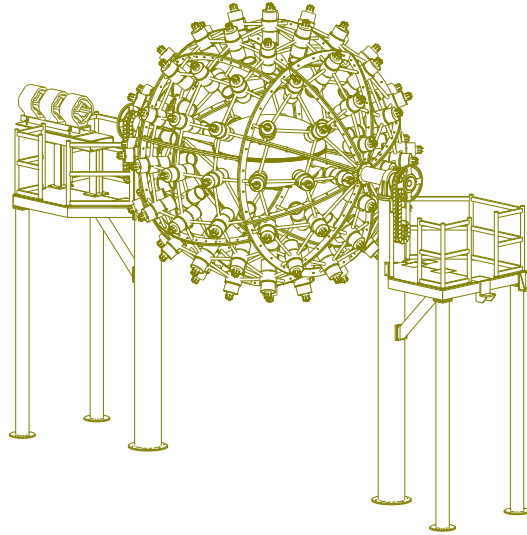


FIG. 2.14 – *Dispositif général du multidétecteur DEMON à Louvain-la-Neuve.*

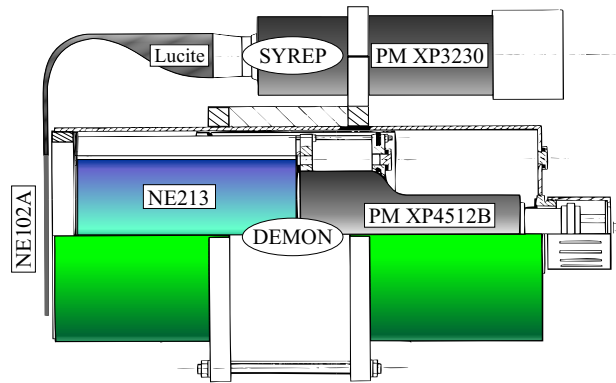


FIG. 2.15 – *Cellule DEMON.*

Bien sûr, il faut ajouter aux collisions n-p toutes les réactions nucléaires du neutron sur le carbone ((n,p), (n,d), (n, α), (n, 3α), (n,n' γ) ...) qui peuvent, elles aussi, produire le recul d'une particule chargée ionisante ou d'un rayonnement γ qui est détecté par effet Compton ou par création de paires. Une de ces cellules DEMON est schématisée à la figure 2.15.

θ_d° ϕ_d°	12.5	30	50	70	90	110	130	150	167.5
337.5				610	510	410			
330			708				308		
315		806		611	511	411		206	
300			709				309		
292.5				612	512	412			
270	904	807	710	613	513	413	310	207	104
247.5				614	514	414			
240			711				311		
225		808		615	515	415		208	
210			712				312		
202.5				616	516	416			
180	901	801	701	601	501	401	301	201	101
157.5				602	502	402			
150			702				302		
135		802		603	503	403		202	
120			703				303		
112.5				604	504	404			
90	902	803	704	605	505	405	304	203	102
67.5				606	506	406			
60			705				305		
45		804		607	607	407		204	
30			706				306		
22.5				608	508	408			
0	903	805	707	609	509	409	307	205	103

TAB. 2.5 – Positions angulaires (θ_d , ϕ_d) des détecteurs *DEMON* sur la structure métallique du hall d'expériences de *CYCLONE*. Chaque détecteur porte un numéro associé aux couronnes θ_d constant (même premier chiffre pour un même θ_d).

Si le scintillateur est sensible aux protons de recul, il l'est également à tout proton incident ou toute autre particule chargée énergétique. C'est ce qui explique la présence du SYstème de REjet des Particules chargées SYREP couplé à certaines cellules DEMON (une vingtaine). Celui-ci est un scintillateur plastique NE102 de 3 mm d'épaisseur qui travaille en anticoincidence avec la cellule DEMON qui lui est associée. Seules les cellules DEMON placées à l'avant et proches de l'axe du faisceau sont munies d'un SYREP, vu qu'aux grands angles, l'énergie des protons n'est pas suffisante pour atteindre et pénétrer les détecteurs de neutrons. Dans notre cas, à l'énergie de faisceau utilisée à Louvain-la-Neuve, aucun proton, même aux angles avant, n'a assez d'énergie pour traverser les 4 mm de la chambre à réaction, les 6 mm d'aluminium de la cellule DEMON et les 5 mm de plomb placés à l'entrée de chaque détecteur. Ces plaques en Pb servent à minimiser la détection des RX et γ de basses énergies. Nous avons donc décidé de ne pas utiliser de SYREP.

Pour l'analyse des neutrons, nous nous intéressons à deux informations: l'angle d'émission et l'énergie des neutrons émis. L'angle est naturellement déduit de la position spatiale $((\theta_n, \phi_n) = (\theta_d, \phi_d))$ du détecteur touché. L'énergie des neutrons est déduite de leur temps de vol par rapport aux différentes "RF validées". Il est donc nécessaire de placer les cellules DEMON à une distance de vol respectable de la cible. C'est ce qui justifie les dimensions géométriques importantes du multidétecteur.

2.10.2 Electronique associée

Ce cinquième bloc de l'électronique est dédié à l'analyse des signaux issus des cellules DEMON. Cette fonction est assurée par 16 cartes au standard VXI (VME, extended for Instrumentation) conçues et réalisées par le CRN de Strasbourg. Ce système permet de monter, en multi-couches (14), un grand nombre de composants sur une carte de circuit intégré dans un environnement électrique propre. Chaque carte, comprenant l'électronique nécessaire pour le traitement de 6 détecteurs DEMON, est reliée au Trigger par le bus VXI. La description et la fonctionnalité de ces cartes ont été détaillées dans la thèse de M^{me} Isabelle Tilquin-Jadin [JAD97].

À la réception d'une impulsion des détecteurs DEMON, chaque codeur génère ses propres portes intégrantes pour l'analyse en forme du signal (voir §3.4.2). Les parties totale Q_t et lente Q_l du signal sont intégrées à l'aide d'un convertisseur charge-digital QDC. Cette intégration sera utilisée pour la discrimination neutron-gamma.

Un TAC dédié à la mesure du temps de vol est déclenché. Sans validation extérieure et après un temps préalablement déterminé, le codeur se réinitialise automatiquement (acquisition dite asynchrone). Si, par contre, le Trigger émet en coïncidence le signal de validation généré lors de son déclenchement (fission ou RE), la communication se poursuit. Le signal de validation est une porte d'inspection de 500 ns de large validant le traitement du signal DEMON au niveau du codeur et dont la fin stoppe le TAC. L'information du TAC est donc inversée puisque les temps de vol les plus longs sont relevés comme les temps les plus courts. Après le transfert complet de toutes les données valides (lecture de tous les codeurs validés), la ligne de lecture reliant tous les codeurs et le Trigger change d'état et autorise le Trigger à terminer le cycle par la remise à zéro de toutes les fonctions. Durant toute la durée du traitement et la lecture des événements, c'est-à-dire du début de la fenêtre de validation jusqu'à la fin du cycle complet, un signal d'"inhibition" empêche l'arrivée et le traitement de nouveaux signaux à l'entrée des cartes. Cette durée correspond au temps mort (type VXI) associé aux cartes DEMON. Celui-ci étant beaucoup plus important que le temps mort associé au traitement des autres détecteurs (MWPC, détecteurs des RE, CsI et triple-télescopes). Il peut être considéré comme le temps mort global de toute notre système d'acquisition des données. De toute manière, l'acquisition prend en considération les deux temps morts, sommés dans une

unité logique "OU".

2.10.3 Remarques générales

La détection des neutrons comporte un certain nombre de difficultés particulières.

Tout d'abord on peut citer l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons par les cellules qui reste relativement faible. Celle-ci est due à trois raisons principales motivées par le fait que le neutron est détecté par un processus d'interaction indirecte à savoir:

- La détection du neutron par processus nucléaire intermédiaire dont la section efficace totale représente un libre parcours moyen comparable à la profondeur du détecteur à l'énergie incidente moyenne de 10 MeV.
- La grande sensibilité des scintillateurs organiques au rayonnement γ qui impose le recours à une des différentes techniques de discrimination neutron- γ . Cette discrimination n'est applicable expérimentalement qu'au-dessus d'un seuil de détection en énergie relativement élevé (de 150 à 200 keVee) par rapport au seuil réel de détection de ces cellules (50 à 100 keVee).
- Certains neutrons sont détectés comme γ dans le détecteur. En effet, les neutrons, induisant la réaction $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ sur un carbone du milieu scintillant, peuvent être détectés par le γ secondaire ainsi produit. Ils seront malheureusement éliminés par la discrimination, bien qu'ils ont le bon temps de vol.

L'efficacité de détection des neutrons par une cellule de DEMON a été mesurée par la collaboration DEMON autour de 50 % [TIL95] pour une énergie incidente de 9 MeV. Son évolution en fonction de l'énergie des neutrons incidents au scintillateur sera présentée et discutée au chapitre 3.

La détection des neutrons par processus indirect cause un autre problème pratique. En effet, il est impossible de mesurer l'intégralité de l'énergie du neutron incident par l'ionisation induite dans le scintillateur. Pour ce faire, il faut recourir à une mesure indirecte basée sur la technique du temps de vol qui implique une distance de vol importante (de l'ordre de 2 m pour la gamme d'énergie à observer). Ceci impose clairement une infrastructure encombrante.

Une troisième difficulté qui a été précédemment soulevée [JAD97] est la diaphonie entre les détecteurs. En effet, lorsque deux détecteurs sont trop proches l'un de l'autre, un neutron peut interagir dans le premier (où il est détecté ou non) puis être (ou une particule issue de son interaction) diffusé dans le second. La diaphonie conduit donc soit à une mauvaise localisation du neutron détecté, soit à un double et même un multiple comptage d'un unique événement.

Cet effet nous a amené à écarter les cellules à 38 cm l'une de l'autre, correspondant à un angle de 20° sur notre structure métallique. A cet écart, le taux de diaphonie a été mesuré à une valeur relative de 10^{-3} . Ce résultat est satisfaisant, mais il limite le nombre de détecteurs utilisés. Ce qui réduit l'angle solide total couvert par DEMON à 5 % de 4π pour une distance de vol de 1.85 m.

Il faut enfin citer l'effet de diffusion élastique ou inélastique que subissent les neutrons de basse énergie (≤ 10 MeV) dû à toute matière de l'environnement à traverser avant d'être détecté. En effet, nous avons établi expérimentalement que la moindre quantité de matière, entre la cible et un détecteur donné, induit une importante perte de comptage dans celui-ci. C'est pourquoi il a fallu réduire l'épaisseur de la chambre à réactions à 4 mm. Certains détecteurs restaient cependant dans l'ombre de matière comme des détecteurs maîtres dans la chambre à réactions, des boîtes électroniques, des flasques ... Ces détecteurs se sont avérés inutilisables dans l'analyse et l'interprétation finale des données en l'absence de tout moyen d'évaluation de ce défaut (voir chapitre 6).

2.11 Surveillance en ligne de la dérive temporelle du faisceau par rapport à la RF

Le signal électronique, représentant la RF du cyclotron, est utilisé comme référence temporelle pour l'ensemble des mesures de temps de vol effectué. En fait, tous les temps de vol sont mesurés par rapport au signal RF validé par un des "détecteurs maîtres" de l'acquisition des données. La RF détermine le temps d'accélération des particules au sein du cyclotron et est donc liée au moment de l'extraction du faisceau. Elle représente donc, à une constante près, le temps d'impact du faisceau sur la cible. En pratique, bien que les particules soient extraites du cyclotron avec une distribution en énergie, la valeur du temps moyen reste en phase avec la fréquence RF .

Toutefois, il arrive, pour des raisons techniques (dérive des champs magnétiques), que les trajectoires des ions soient perturbées à l'instant de leur extraction du cyclotron et que ce temps varie sensiblement par rapport à la référence fixe de la RF . Cette dérive est très gênante si elle n'était contrôlable et corrigible.

Pour contrôler cette dérive, on a besoin de mesurer avec une très bonne précision un temps invariant entre l'interaction du faisceau dans la cible et la détection d'une particule ainsi produite dans un des détecteurs de l'expérience. Ceci est rendu possible par l'émission des raies gamma prompts induite par le projectile dans la cible. Ces gamma sont émis dans un laps de temps très court et leur temps de vol est constant (pour une géométrie fixée) puisqu'ils se déplacent à la vitesse de la lumière. Le spectre de temps de vol, fourni par chaque cellule DEMON, permettra donc ce contrôle en ligne. L'un d'eux est présenté à la figure 2.16 avec sa composante prompte (γ prompts) et sa composante retardée ($\gamma + n$).

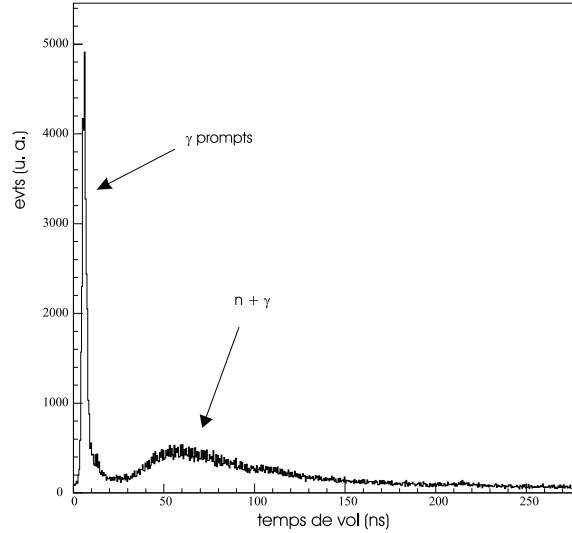


FIG. 2.16 – Spectre de temps de vol, calibré en ns, issu d'une cellule DEMON dans une de nos expériences.

Sans dérive, le pic γ prompt est centré à 6.2 ns (correspondant au temps de vol du γ pour une distance de 185 cm) et présente un élargissement σ_γ de 1.25 ns incluant d'une part, la largeur en temps du paquet d'ions fourni par le cyclotron au moment de son impact sur la cible et, d'autre part, la résolution du scintillateur et de l'électronique associée à ce compteur. Si une dérive de la RF survient, le pic γ prompt s'élargit ou se décale par rapport à sa position d'origine. Ce déplacement

est le même pour tous les détecteurs DEMON. Il en est de même pour toutes les mesures de temps de vol effectuées. Si une correction doit être faite, elle devra s'appliquer à tous les détecteurs concernés par des mesures de temps de vol par rapport à la *RF*.

La surveillance est effectuée pour chaque "run" correspondant plus ou moins à deux heures de temps faisceau. Elle est réalisée par la construction de trois histogrammes (voir figure 2.17) dont le choix a fait l'objet d'une étude détaillée [KUM97] basée sur les effets de dérives artificielles imposées à des données expérimentales. Ils sont respectivement sensibles à différents types de dérive de la phase *RF*-faisceau. Ces trois spectres présentent en abscisse une variable (*w*) incrémentée tous les 10000 γ détectés avec un temps de vol inférieur à 15 ns dans l'ensemble des cellules DEMON. Ainsi, les variations présentées en ordonnée sont normalisées au même nombre de γ . Les trois histogrammes représentent:

posgam10 l'évolution de la position moyenne des γ en fonction de *w* dans une fenêtre temporelle comprise entre 1.1 et 11.1 ns

ngam010 l'évolution du nombre de γ en fonction de *w* dans cette première fenêtre (sans dérive de la *RF*, ce terme doit rester constant puisque la multiplicité γ est constante pour une réaction donnée et ne dépend pas du temps).

ngam47 l'évolution du nombre de γ en fonction de *w* dans une autre fenêtre comprise, cette fois, entre 4.9 et 7.4 ns

La figure 2.17 présente un exemple de ces trois histogrammes construits pour la réaction *Tm13*. Les lignes verticales délimitent les différents "runs" réalisés dans une expérience.

La position de référence du pic γ a été définie lors de la calibration du premier "run" de chaque expérience.

Dans ces trois histogrammes, si la majorité des "runs" sont peu ou pas concernés par une dérive temporelle, certains, par contre présentent des variations brutales et de grande amplitude. Ceux-ci sont en général associés à des problèmes techniques liés au cyclotron qui ont justifié de nouveaux réglages de la machine en cours de manipulation. Ces "runs" ont été systématiquement éliminés de l'analyse des données.

Pour les "runs acceptés" qui présentent de petites variations de la position moyenne du pic γ (posgam010), une valeur corrective a été ajoutée à la calibration de tous les détecteurs concernés par la mesure de temps de vol. Cette correction (de 0.5 à 1 ns) a pour but de compenser grossièrement la dérive temporelle du faisceau. La figure 2.18 présente les histogrammes de la figure 2.17 après une telle correction, les "runs" possédant trop de défauts ayant été éliminés (zones blanches).

Les variations résiduelles à la correction n'excèdent plus les 0.4 ns, ce qui est bien inférieur à la résolution temporelle du faisceau. Cette dernière a été maintenue aux alentours de 1.8 à 2 ns grâce à une fente placée au centre de la machine.

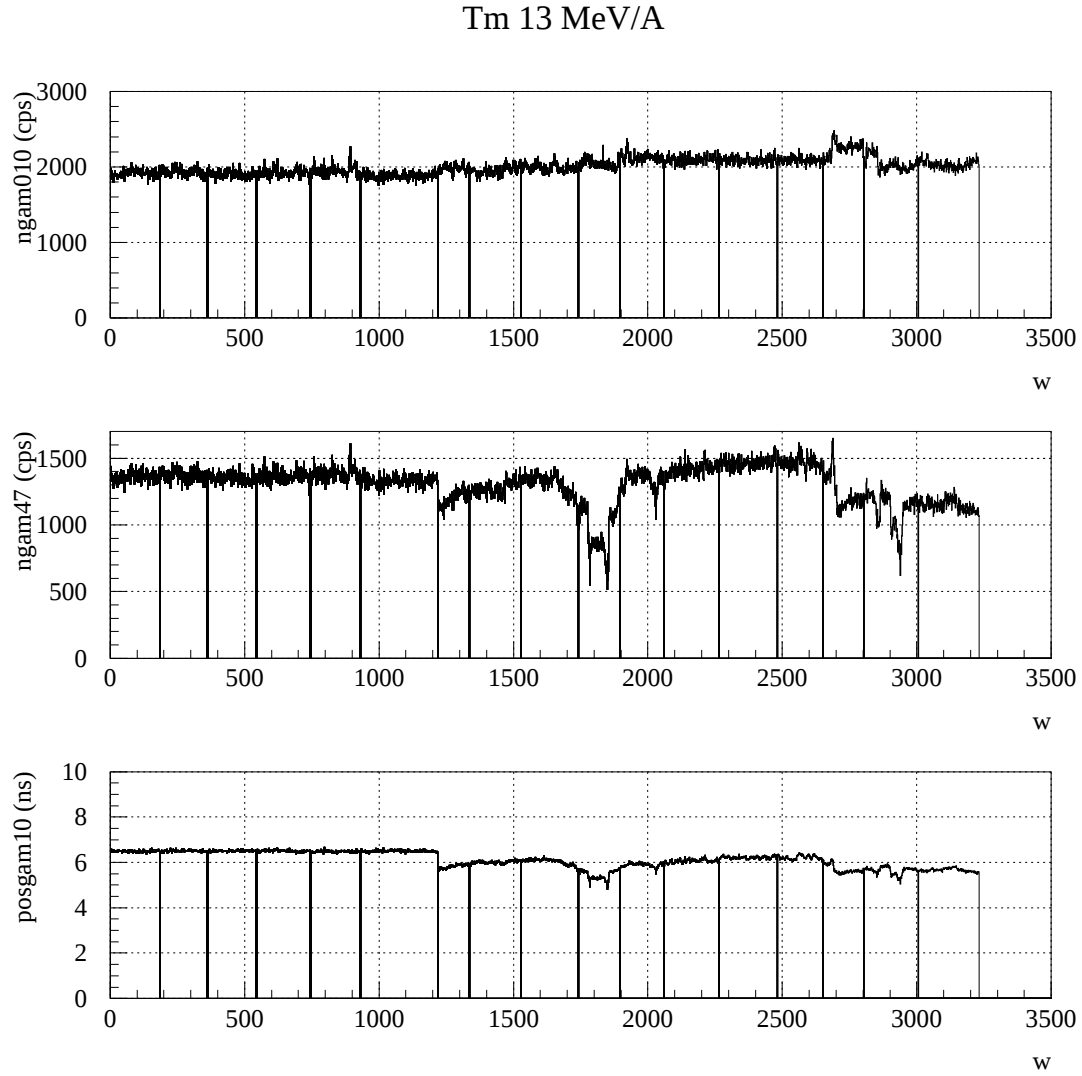


FIG. 2.17 – *Histogrammes de surveillance de la stabilité temporelle de la phase faisceau-RF lors de l'expérience Tm13 (voir texte pour les détails).*

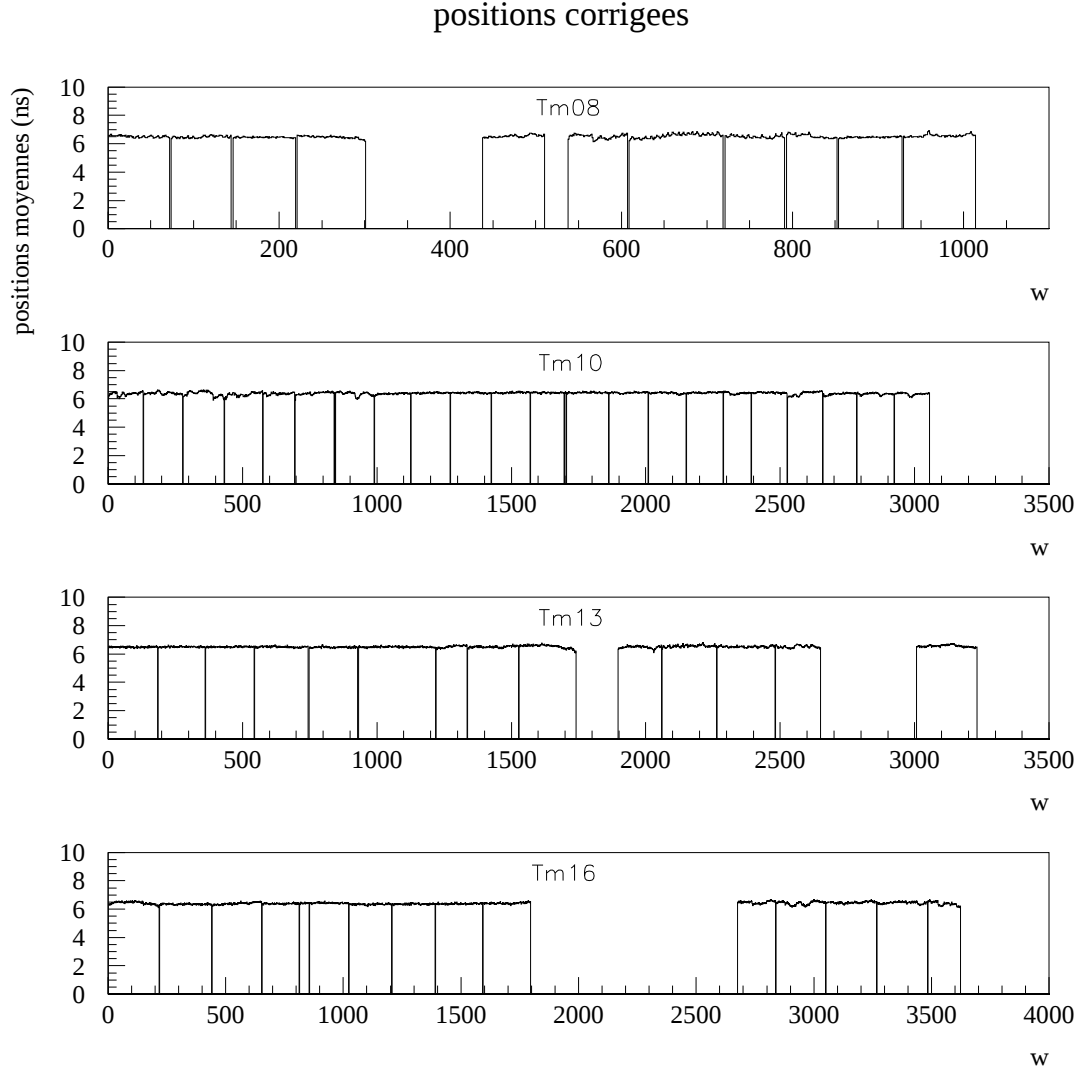


FIG. 2.18 – *Evolution de la position moyenne du pic γ après la correction associée à la dérive du faisceau par rapport à la RF pour les quatre énergies du faisceau incident. Les zones blanches correspondent aux "runs" éliminés lors de l'analyse des données.*

2.12 Trigger et système d' "inhibition"

Le Trigger est une carte au standard *VXI* réalisée par le service électronique de l'unité FYNU, à Louvain-la-Neuve. Il réalise les diverses fonctions du déclenchement physique maître ou esclave. Il est dédié à la gestion de l'acquisition des événements collectés lors des expériences utilisant le multidétecteur DEMON (les mesures de distribution angulaire des RE "*distrang*" ont été réalisées avec un Trigger *CAMAC*). Il lie les informations fournies par DEMON aux "détecteurs maîtres" (MWPC et ensembles de détection des RE).

Le signal d' "inhibition", interdisant le traitement d'un événement donné avant que le traitement complet du précédent ne soit terminé, est issu de quatre voies:

- le temps mort *VXI* fourni par le Trigger (lié aux cartes DEMON)
- le temps mort *CAMAC* (lié au traitement des "détecteurs maître")
- l'absence de démarrage de l'acquisition par l'utilisateur
- l'absence de faisceau du cyclotron ou la panne d'un "détecteur maître"

Ceci est illustré à la figure 2.19.

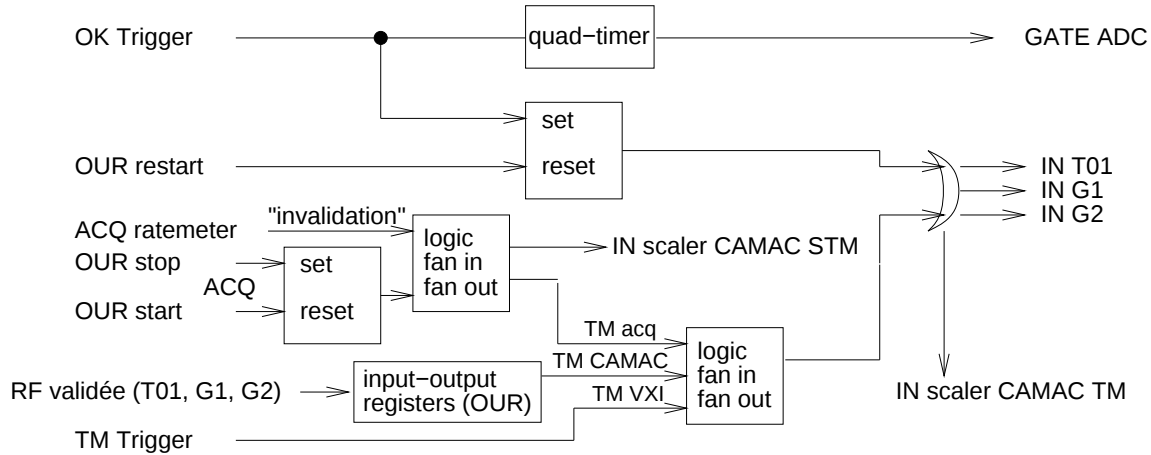


FIG. 2.19 – Schéma bloc de l'électronique "d'inhibition".

Les signaux "IN T01", "IN G1" et "IN G2" sont transmis comme "inhibition" aux blocs électroniques associés respectivement aux MWPC et aux ensembles de détection *R1* et *R2*.

Lorsqu'un événement est accepté, les informations des cartes *VXI* et des "détecteurs maîtres" (*CAMAC*) sont rassemblées par un "Event Builder" *VME* qui reconstruit l'événement complet. Ces données sont ensuite adressées dans un "Event Sorter" *VME* qui est chargé de construire les histogrammes et d'écrire les données sur bande magnétique (Exabyte). Une description plus complète du système *VME* correspondant a été présentée dans la référence [JAD97].

2.13 Dispositif expérimental des mesures de distribution angulaire des RE "*distrang*"

Dans cette expérience, seules les deux ensembles de détection *R1* et *R2* et les *CsI1* et *CsI2* ont été utilisés. Tous les autres détecteurs étaient absents, y compris DEMON.

A chaque énergie de faisceau et pour chaque cible (*Tm* ou *Tb*), plusieurs mesures (2 angles différents par mesure) ont été réalisées avec un déplacement angulaire des deux détecteurs. Entre

8 et 12 positions angulaires ont ainsi été couvertes. Le tableau 2.6 liste les différentes positions et les conditions géométriques des deux détecteurs $R1$ et $R2$ pour les différentes énergies de faisceau.

Energies du faisceau (MeV/A)	Positions angulaires des détecteurs (degrés)		Diamètres des collimateurs (mm)		Distances cible-collimateurs (mm)	
	$R1$	$R2$	$R1$	$R2$	$R1$	$R2$
8	8	11	8	15	542.1	492.1
	9	12	10	15	492.1	492.1
	14	16	17	17	492.1	492.1
	10	9	15	10	492.1	492.1
	12	8	15	8	492.1	542.1
	10	12	10	15	492.1	492.1
10	8	10	8	10	542.1	492.1
	9	11	10	15	492.1	492.1
	14	16	17	17	492.1	492.1
	10	12	10	15	492.1	492.1
13	9	8	10	8	492.1	542.1
	12	11	15	10	492.1	492.1
	16	14	17	17	492.1	492.1
	20	18	17	17	492.1	492.1
	10	12	10	15	492.1	492.1
16	9	8	10	8	492.1	542.1
	12	10	15	10	492.1	492.1
	16	14	17	17	492.1	492.1
	9	11	10	15	492.1	492.1

TAB. 2.6 – *Positions angulaires, distances de vol et diamètres des collimateurs des ensembles $R1$ et $R2$ servant à détecter les RE lors des expériences distrang.*

Pour chaque angle, un collimateur de diamètre différent a assuré, lors d’une mesure simultanée des deux détecteurs $R1$ et $R2$, le comptage d’un nombre comparable d’événements et par conséquent, une contribution équivalente au temps mort de l’acquisition.

L’électronique d’acquisition est la même que celle dédiée au traitement des RE dans l’expérience principale. La seule différence concerne le Trigger. En effet, l’absence de DEMON dans cette expérience n’imposait plus la présence du Trigger VXI. Les événements ont donc été sélectionnés dans une électronique type CAMAC qui décidait du déclenchement des TDC et de la création du GATE ADC.

De même, l’électronique d’”inhibition”, présentée à la figure 2.19 reste valable si l’on enlève le signal d’entrée TM VXI.

Chapitre 3

Traitement des données et étalonnage des détecteurs

3.1 Introduction

L'ensemble des techniques d'analyses des données expérimentales acquises par chaque type de détecteur et les calibrations en temps et en énergie qui leur sont associées seront présentés dans ce chapitre. Le traitement complet des données "brutes" et leur lien avec les observables physiques y seront détaillés ainsi que les diverses corrections qui ont dû être appliquées.

3.2 Ensemble de détection des RE ($R1$ et $R2$)

L'identification d'un RE est réalisée à partir de la mesure de l'énergie déposée par les produits de réaction dans une diode semi-conductrice au Si et par le temps de vol mesuré par rapport à la radiofréquence RF du CYCLOTRON à l'aide de deux galettes à microcanaux de grande résolution temporelle (700 ps).

3.2.1 Sélection des RE

La figure 3.1a présente un spectre bidimensionnel associant le temps de vol (ns) à l'énergie cinétique dans le laboratoire (MeV) des produits de réaction observés dans l'interaction $Ne + Tm$ à 16 MeV/A.

On y observe aisément les contributions suivantes:

1. Les événements ^{20}Ne diffusés élastiquement et de grande section efficace associés au "burst" principal du faisceau.
2. Les ^{20}Ne diffusés élastiquement mais associés au paquet d'ions suivant, réduit à 5 % de son intensité (voir §2.2).
3. Le partenaire léger des diffusions inélastiques et des réactions de transferts très inélastiques (TTI).
4. Un des deux fragments associés au processus de fission du NC.
5. Les résidus lourds d'évaporation en avance (en temps) sur le spectre de 105.6 ns (une double période RF) par rapport à leur temps de vol réel.

Cette figure met en évidence la qualité de séparation des contributions des différents mécanismes en présence. La figure 3.1b reproduit le même spectre que celui de la figure 3.1a mais en ayant

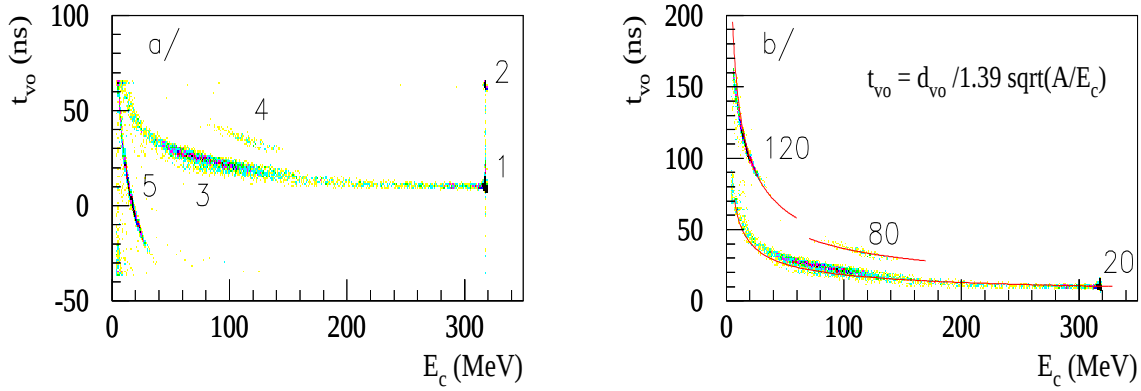


FIG. 3.1 – a/ Temps de vol (t_{vo}) en fonction de l'énergie cinétique dans le laboratoire (E_c) des produits de réaction détectés par l'ensemble R1 (Tm16). b/ Même bidimensionnel mais dans lequel le temps de vol a été repositionné en temps réel. Les lignes continues représentent les valeurs moyennes et approximatives des masses (uma) associées à ces produits de réaction et déduites de la relation liant t_{vo} à E_c .

éliminé la contribution 2 et repositionné en temps (+105.6 ns) la partie 5.

Les lignes continues sont les résultats de la relation analytique reliant le temps de vol à l'énergie cinétique (telle qu'elle est mesurée) des produits de réaction pour des masses moyennes de 20 (diffusion élastique du faisceau), 80 (centroïde de la distribution des fragments de fission) et 120 (RE) uma. En effet, ces valeurs ajustent bien les allures générales de nos données. Nous disposons donc d'un système expérimental performant permettant d'isoler efficacement les RE, les fragments de fission et les projectiles diffusés élastiquement.

Cependant, comme nous le verrons plus tard, les masses des RE (centrées autour de 120 uma en première approximation) sont largement sous-estimées. En effet, la mesure de l'énergie par une jonction au Silicium des produits de réaction de faibles vitesses et de Z élevés est affectée par le "défaut d'ionisation" qui sera discuté plus tard. Ce "défaut d'ionisation" a pour effet la sous-estimation de l'énergie cinétique et donc de la masse du produit détecté à une vitesse donnée. En conséquence, une méthode de correction devra donc être appliquée hors faisceau.

3.2.2 Calibrations en temps et en énergie

La calibration de l'ensemble galette-TDC dédié à la mesure du temps de vol des produits de réaction est déterminée directement durant la prise des données. En effet, le TDC, composé d'une horloge interne, assure une pente fixe de 0.5 ns par canal. Il ne reste donc qu'à localiser sur le spectre l'origine physique du temps ($t = 0$). Ceci est réalisé grâce à la position des événements associés à la diffusion élastique des projectiles, de temps de vol calculable.

La calibration de l'ensemble jonction-ADC dédié à la mesure de l'énergie a été effectuée en cinq mesures: trois mesures directes à l'aide des ^{20}Ne diffusés élastiquement à 10, 13 et 16 MeV/A sur les cibles de Tm et Tb ; une mesure à l'aide d'un faisceau d' α diffusé élastiquement à 21 MeV sur une cible d' Au et enfin, une mesure à l'aide des α émis à 6.1 MeV par une source de ^{252}Cf . Les résultats de ces mesures sont portés à la figure 3.2. Cette calibration ne concerne que les mesures effectuées

à 10, 13 et 16 MeV/A. En effet, à 8 MeV/A (mesure effectuée en dernier lieu), les jonctions ont été remplacées à cause des dégâts radiatifs subis. Une nouvelle calibration a donc été effectuée dans les mêmes conditions.

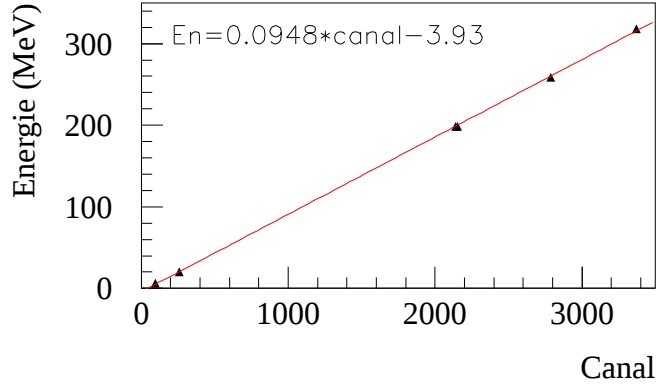


FIG. 3.2 – Calibration en énergie de la jonction au Si de l'ensemble de détection R1 associée aux expériences à 10, 13 et 16 MeV/A.

Toute la gamme de l'ADC ayant été utilisée, des défauts de linéarité aux extrémités de la gamme risquaient d'apparaître (aux plus petites et aux plus grandes énergies). Pour évaluer cet effet, on a eu recours à un générateur d'impulsion ajustable. Le signal du générateur, d'impulsion croissante, est injecté au niveau des préamplis associés aux jonctions permettant de tester la linéarité de toute la ligne de mesure (du préampli jusqu'à l'ADC). Les résultats obtenus sont présentés à la figure 3.3a où l'énergie, attribuée au signal généré, est associée au canal de l'ADC correspondant. Sur la figure 3.3, on peut isoler trois zones linéaires mais de pentes de conversion différentes qui se rejoignent aux canaux 241 et 3174. Il était donc nécessaire de tenir compte de ces variations de pente. Ainsi, la calibration en énergie de la figure 3.2 a donc été remplacée par celle de la figure 3.3b.

Les différentes calibrations, finalement adoptées, sont présentées au tableau 3.1. Dans ce tableau, on peut remarquer que, si les corrections de linéarité ont peu d'influence à haute énergie (1 ou 2 %), elles sont par contre très importantes à basse énergie (jusqu'à 20 %).

Dans les expériences à 8 MeV/A et celles des distributions angulaires "corrang", il n'était pas nécessaire de calibrer la troisième zone de l'ADC (canal > 3174). En effet, lors de ces mesures, cette zone ne présentait plus d'intérêt.

Les deux triangles pleins (indiqués par deux flèches sur la figure 3.3b) représentent les positions respectives des deux fragments de fission issus de la source radioactive ^{252}Cf . A ce stade, ces points ne participent pas à l'ajustement des droites de calibration. Leur décalage par rapport à la droite de calibration résulte de l'effet du "défaut d'ionisation" affectant les mesures des énergies des ions lourds de Z élevé par une jonction au Si. Le "défaut d'ionisation" se manifeste par une insuffisance de charge électrique collectée dans de telles jonctions pour des ions incidents de ce type. On reviendra sur ce problème au §3.2.4.

3.2.3 Efficacité intrinsèque de détection de l'ensemble galette-jonction

L'acquisition étant déclenchée par le signal T issu de la galette, il est indispensable d'établir leur efficacité intrinsèque à la détection des éléments lourds comme les RE. Pour ce faire, on a comparé

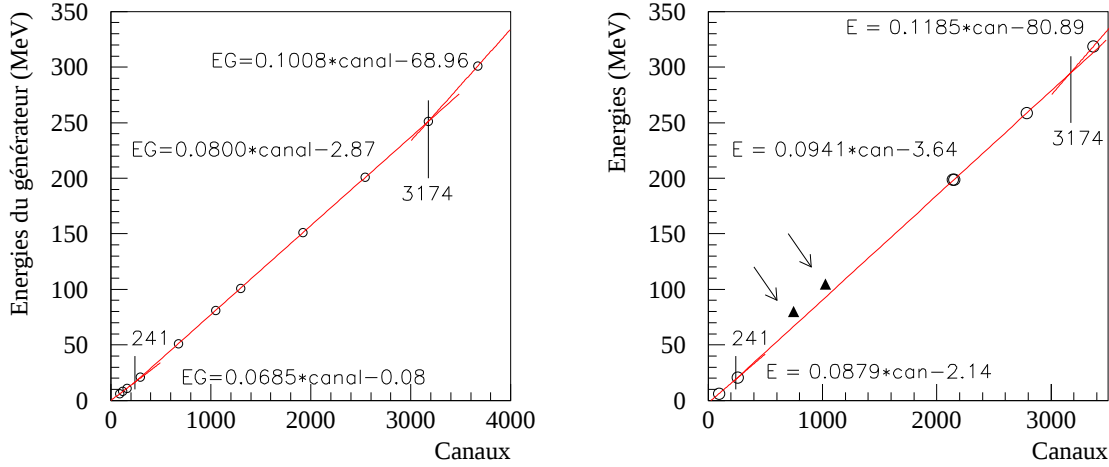


FIG. 3.3 – a/ Test de linéarité de la chaîne électronique associée à la jonction au Si de l'ensemble R1 pour les expériences à 10, 13 et 16 MeV/A. Ce test a été réalisé à l'aide d'un générateur d'impulsion calibré. b/ Calibration en énergie de la jonction de l'ensemble R1 corrigée par le test de linéarité de l'électronique associée.

sa sensibilité par rapport à celle de la jonction semiconductrice qu'on peut considérer, dans ce cas, à 100 % efficace.

Dans un premier temps, une source de ^{252}Cf émettrice de particules α de 6.1 MeV et de deux fragments lourds de fission a été placée devant le système de détection. Le déclenchement de l'acquisition était assuré en même temps par la galette et par la jonction ("OU"). Ceci permet l'identification, en une seule mesure, de deux types d'événements:

- la somme de tous les événements détectés par la jonction (coïncidence jonction-galette + déclenchement par la jonction seule) N_T
- les événements détectés par la seule coïncidence jonction-galette N_C

L'efficacité de détection relative est donc déduite du rapport $\frac{N_C}{N_T}$.

La figure 3.4a présente le spectre d'énergie déposée dans la jonction pour les événements de type somme. On y observe un premier pic très intense correspondant aux α de 6.1 MeV et deux autres, plus larges, correspondant aux deux fragments de fission dont les propriétés connues sont: $m_l = 106.5$ uma, $E_l = 104.6$ MeV; $m_L = 141.7$ uma, $E_L = 80.2$ MeV.

Les événements coïncidents sont présentés à la figure 3.4b. La comparaison de ces deux spectres permet de conclure que, si l'efficacité de détection des galettes pour les α de 6.1 MeV est très faible (1.6 ± 0.02 %), celle associée aux fragments de fission est proche de 100 % (98.7 ± 0.7 %). Suite à ce résultat, nous avons conclu que l'efficacité intrinsèque de détection des RE, éléments plus lourds et moins énergétiques que les fragments de fission du ^{252}Cf , devrait également être proche de 100 % lorsque l'acquisition des données est déclenchée par les galettes.

Pour conforter ces résultats, une autre étude a également été réalisée à partir de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ à différentes énergies du faisceau incident. La figure 3.5 (déclenchement de l'acquisition par la galette) présente un bidimensionnel corrélant le temps de vol mesuré par la galette et l'énergie relevée par la jonction (faisceau de 10 MeV/A) et donc, présentant l'ensemble des événements relevés en coïncidence par la galette et par la jonction. On y retrouve la contribution

Jonction	Expériences	Gamme ADC (canaux)	Droites de calibration
GJ1	10, 13 et 16 MeV/A	$< \text{canal } 240$	$E(\text{MeV}) = 0.0879 * \text{canal} - 2.142$
		$\geq \text{canal } 240 \text{ et } < \text{canal } 3174$	$E(\text{MeV}) = 0.0941 * \text{canal} - 3.641$
		$\geq \text{canal } 3174$	$E(\text{MeV}) = 0.1185 * \text{canal} - 80.891$
	8 MeV/A + corrang	$< \text{canal } 239$	$E(\text{MeV}) = 0.0875 * \text{canal} - 1.935$
		$\geq \text{canal } 239$	$E(\text{MeV}) = 0.0948 * \text{canal} - 3.678$
GJ2	10, 13 et 16 MeV/A	$< \text{canal } 276$	$E(\text{MeV}) = 0.0974 * \text{canal} - 5.370$
		$\geq \text{canal } 276 \text{ et } < \text{canal } 3106$	$E(\text{MeV}) = 0.0996 * \text{canal} - 6.021$
		$\geq \text{canal } 3106$	$E(\text{MeV}) = 0.1171 * \text{canal} - 60.474$
	8 MeV/A + corrang	$< \text{canal } 259$	$E(\text{MeV}) = 0.0918 * \text{canal} - 4.437$
		$\geq \text{canal } 259$	$E(\text{MeV}) = 0.1009 * \text{canal} - 6.813$

TAB. 3.1 – Calibration en énergie des jonctions GJ1 et GJ2 (voir chapitre 2) utilisées dans les différentes expériences. Le terme corrang correspond aux mesures des distributions angulaires qui ont suivi l'expérience principale.

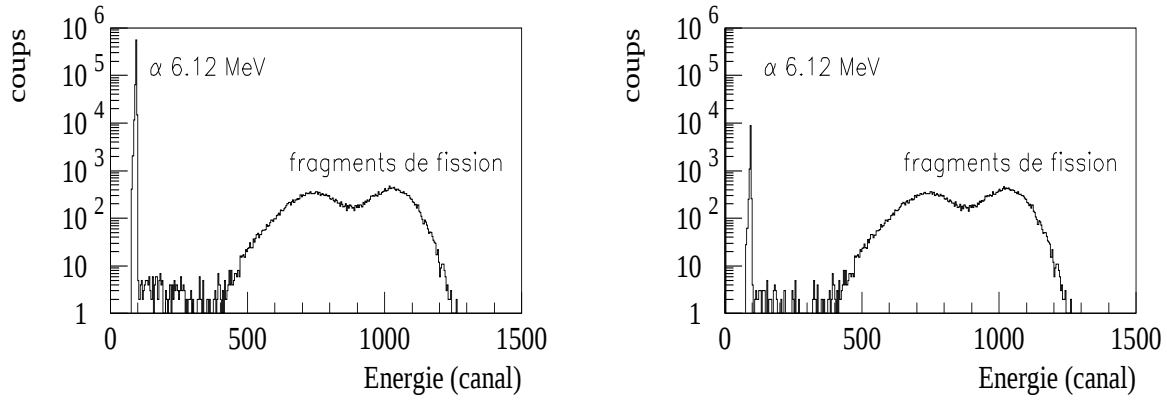


FIG. 3.4 – a/ Spectre en hauteur d'impulsion de l'ensemble des événements issus de la source de ^{252}Cf et récoltés dans la jonction GJ1. b/ Spectre partiel en hauteur d'impulsion des événements du ^{252}Cf récoltés en coïncidence par l'ensemble galette-jonction.

des différents processus discutés déjà en début de ce chapitre. Comme on l'a déjà constaté à 16 MeV/A, les RE relevés à 10 MeV/A sont également faciles à isoler.

Les spectres des figures 3.6a et 3.6b ont été construits en déclenchant l'acquisition des données par la jonction.

Dans la figure 3.6a sont repris tous les événements coïncidents pour lesquels le produit de réaction incident a été vu par les deux détecteurs (la jonction et la galette à micro-canaux). Ce spectre comprend donc les mêmes événements que dans la figure 3.5 (coïncidence galette-jonction) mais dans celui-ci, le temps a été déterminé à l'aide de la jonction. Il met en évidence la moins bonne qualité de la résolution du temps de vol mesuré par la jonction en comparaison avec l'usage des galettes (figure 3.5). Le spectre de la figure 3.6b a été construit à l'aide des événements détectés par la jonction **SEULE**. Il fait ressortir tous les événements perdus lors d'un déclenchement normal (galette). On peut constater qu'une partie non négligeable des ^{20}Ne diffusés élastiquement et inélastiquement sont présents et donc, ne sont pas vus par la galette. On peut observer aussi que la galette est

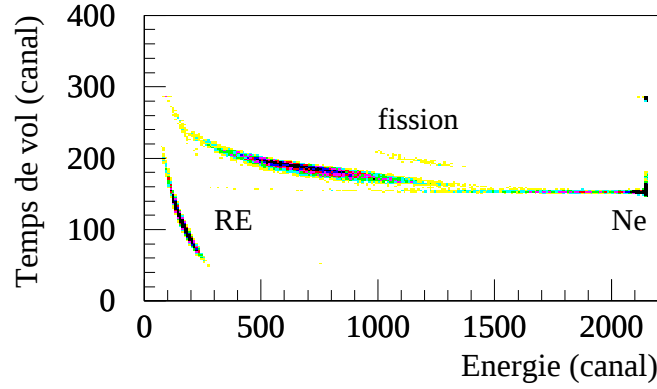


FIG. 3.5 – Temps de vol mesuré par la galette à micro-canaux en fonction de l'énergie cinétique des événements coïncidents (jonction-galette) lors de la réaction $Tm10$.

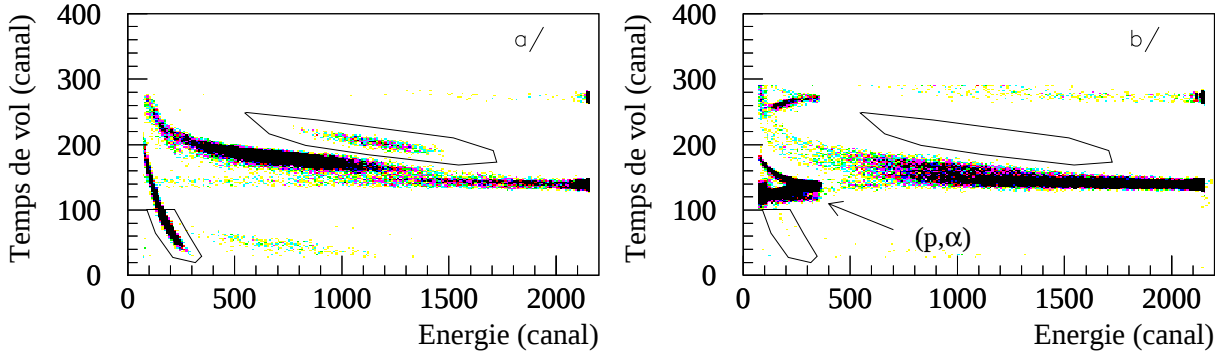


FIG. 3.6 – Spectres bidimensionnels corrélant le temps de vol mesuré par la jonction à l'énergie des événements a/ coïncidents uniquement et b/ non coïncidents avec la galette correspondante ($Tm10$).

totale-ment insensible aux protons et α induits par la réaction étudiée (présents dans la figure 3.6b mais pas dans la figure 3.6a). Par contre, aucun résidu d'évaporation ni de fragment de fission (attendus dans les régions entourées) ne semble avoir été perdus.

Si on considère N_d comme le nombre de RE détectés par la galette (événement se trouvant dans la région des RE encadrée dans le spectre de la figure 3.6a) et N_p , comme le nombre de RE n'ayant été détectés que par la jonction (événement se trouvant dans la région des RE encadrée dans le spectre de la figure 3.6b), l'efficacité intrinsèque de détection des RE par les galettes à micro-canaux peut être déduite du rapport $N_d/(N_d + N_p)$. Si on suit la même démarche pour les projectiles diffusés élastiquement (Ne), on obtient les résultats présentés au tableau 3.2.

Tenant compte de la précision de nos mesures nous avons considéré comme 100 % les efficacités de détection des RE et des fragments de fission. Cette source d'erreur reste cependant peu importante par rapport aux imprécisions globales de nos mesures qui dépasseront parfois les 10 % (voir chapitre 4).

Particules	Energies [MeV]	Efficacité [%]	
		G1	G2
α du ^{252}Cf	6.1	1.60 ± 0.02	1.51 ± 0.05
fragments lourds du ^{252}Cf	80.2 et 104.6	98.7 ± 0.7	96.4 ± 2.1
Ne	$Tm08$	32.8 ± 0.1	32.5 ± 0.1
	$Tm10$	16.6 ± 0.1	13.4 ± 0.1
	$Tm13$	11.3 ± 0.1	17.0 ± 0.1
	$Tm16$	7.2 ± 0.1	12.4 ± 0.1
RE	$Tm08$	99.3 ± 2.3	98.6 ± 2.5
	$Tm10$	98.8 ± 2.3	96.5 ± 2.1
	$Tm13$	97.0 ± 3.7	97.6 ± 2.7
	$Tm16$	98.0 ± 4.5	97.5 ± 3.5

TAB. 3.2 – Efficacité intrinsèque de détection des deux galettes à micro-canaux G1 et G2 pour différentes particules à différentes énergies.

3.2.4 Défaut d'ionisation des jonctions semi-conductrices au Silicium

Les détecteurs semi-conducteurs fournissent une impulsion électrique idéalement proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Or, il a été constaté que les amplitudes des impulsions issues de jonctions semi-conductrices au Silicium, détectant des ions lourds de faible vitesse, sont systématiquement plus petites que celles observées pour des ions légers de même énergie. C'est la conséquence de l'effet dit du "défaut d'ionisation" qui est fonction de la masse et de l'énergie de l'ion incident. Ce défaut est défini comme la différence en énergie (ΔE) entre l'énergie vraie de l'ion lourd incident (E_t) et son énergie apparente (E_a) déduite d'une calibration réalisée à l'aide d'ions légers pour lesquels le "défaut d'ionisation" est négligeable [FIN73]. Ainsi:

$$E_t = E_a + \Delta E$$

Le "défaut d'ionisation" ΔE peut s'exprimer comme la somme de 3 contributions [FIN73]:

$$\Delta E = \Delta\omega + \Delta r + \Delta a$$

où

$\Delta\omega$ est la perte d'énergie de l'ion dans la zone morte à l'entrée du détecteur;

Δr est la perte d'énergie due aux recombinaisons de paires électron-trou;

Δa est la perte d'énergie de l'ion lourd due à des collisions nucléaires non ionisantes.

$\Delta\omega$ est causée par la présence, à l'entrée du détecteur au Si d'une fine couche qualifiée de "zone morte" où la collection de charge est inefficace. Celle-ci est constituée d'une électrode métallique et d'une couche de Si non déplétée. La perte d'énergie dans cette zone, négligeable pour les ions légers, peut être importante pour les ions lourds.

Δr est due à la densité importante des paires électron-trou créées le long de la trajectoire de pénétration d'un ion lourd dans le détecteur. En effet, si cette densité dépasse localement une valeur critique (N_c), les paires électron-trou ressentent, dans cette région, un champ électrique atténué par rapport au champ extérieur appliqué par la tension de polarisation du détecteur pour amener ces porteurs de charge aux électrodes de collection. Durant tout le temps où la densité des paires électron-trou est supérieure à la densité critique ($N > N_c$), les possibilités de recombinaison sont importantes jusqu'à l'instant où $N < N_c$. Cet effet affecte d'une part, le temps de montée du signal

de sortie (effet plus connu en terme de "plasma delay") et d'autre part, son amplitude ([FIN77] et [WIL71]). Les ions lourds de faible énergie créent une densité de charge locale très élevée, d'où l'effet de recombinaison.

Enfin, Δa provient du fait que, pour des ions lourds de faible vitesse, les possibilités de perdre une partie de l'énergie incidente, sous forme de collisions non ionisantes (diffusions élastiques nucléaires), sont importantes. Par conséquent, cette énergie est manquante dans le bilan énergétique de la mesure [HAI66].

La sous-estimation de l'énergie mesurée par une jonction causée par le "défaut d'ionisation" peut-être quantifiée et donc corrigée, par exemple, par la méthode proposée par Kaufman et al [KAU74]. Celle-ci est présentée succinctement au paragraphe suivant.

3.2.5 Méthode de correction dite de Kaufman

Il existe différentes méthodes de correction de l'énergie mesurée tenant compte du "défaut d'ionisation". Parmi celles-ci, on compte les méthodes de Schmitt [SCH65] et de Kaufman [KAU74]. La figure 3.7 [KAU74] compare les résultats obtenus par ces deux méthodes de correction en fonction de l'énergie cinétique de différents ions lourds.

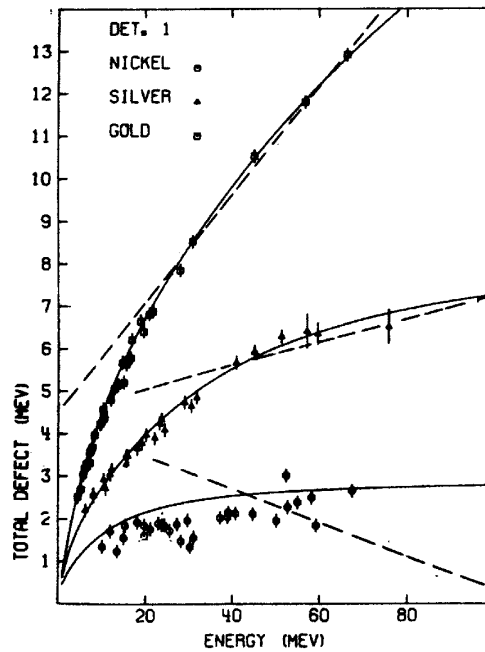


FIG. 3.7 – Résultats comparatifs [KAU74] des corrections du "défaut d'ionisation" d'après les méthodes dites de Kaufman [KAU74] (lignes continues) et de Schmitt [SCH65] (lignes en tirets). Les points sont les valeurs expérimentales obtenues pour différents ions (Ni, Ag et Au) détectés à différentes énergies dans une jonction au Si.

Il en résulte que la méthode dite de Schmitt considère le "défaut d'ionisation" comme une fonction linéaire de la masse et de l'énergie contrairement à l'approche de Kaufman. Comme nous l'observons à la figure 3.7, ces deux méthodes sont en accord pour les données d'Au et d'Ag pour des énergies ≥ 30 MeV mais divergent significativement à faible énergie. Etant donné le domaine

d'énergie dans lequel nous travaillons (3-40 MeV), la méthode de Kaufman semble être la plus appropriée.

Cette méthode consiste à considérer l'énergie vraie E_t de l'ion incident en termes d'énergie apparente E_a et du "défaut d'ionisation" ΔE :

$$E_t(M, Z, X) = E_a(X) + \Delta E(M, Z, E_t) \quad (3.1)$$

L'énergie apparente E_a est reliée à l'amplitude X du signal de sortie du détecteur par une droite de calibration déterminée expérimentalement à l'aide d'ions légers. Remarquons que le "défaut d'ionisation" ΔE est fonction de la masse M , de la charge Z et **de l'énergie incidente E_t** de l'ion détecté.

Afin de travailler dans un référentiel indépendant de la nature de l'ion incident, les termes de l'équation 3.1 sont définis sous la forme d'énergie réduite en unité LSS [KAU74] de la manière suivante:

$$\varepsilon[\text{sans dimension}] = K(M, Z) E[\text{MeV}] \quad (3.2)$$

$$\text{ou } \Delta\varepsilon[\text{sans dimension}] = K(M, Z) \Delta E[\text{MeV}] \quad (3.3)$$

avec

$$K = \frac{0.8853 a_0 (Z_1^{2/3} Z_2^{2/3})^{-1/2} M_2}{Z_1 Z_2 1.44 (M_1 + M_2)} \quad (3.4)$$

où a_0 est le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène valant $0.529177 \cdot 10^{-5} \text{ fm}$, Z_1 et M_1 , la charge et la masse de l'ion incident et Z_2 et M_2 , la charge et la masse du milieu traversé (dans notre cas: le $^{28}_{14}\text{Si}$). Dans ce référentiel, le "défaut d'ionisation" $\Delta\varepsilon$ est ajusté empiriquement en fonction de l'énergie vraie ε à partir des données expérimentales présentées à la figure 3.8 [KAU74].

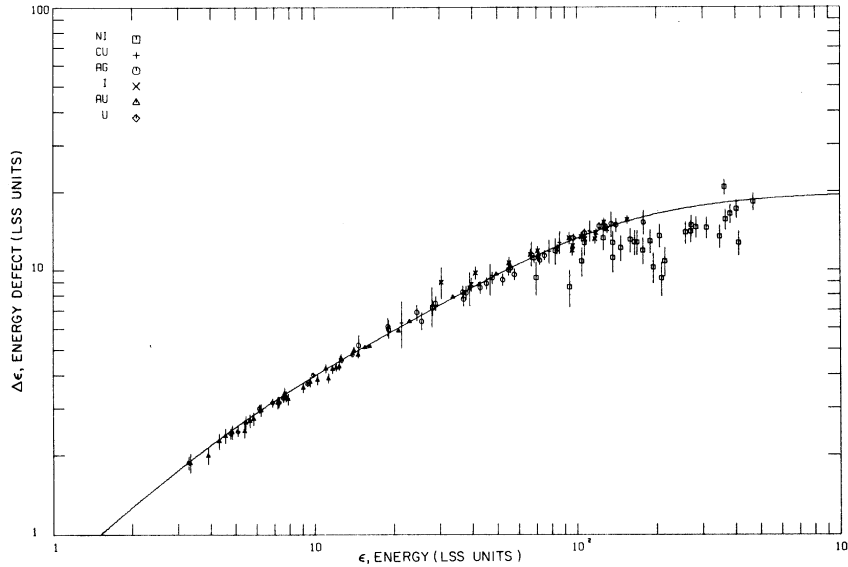


FIG. 3.8 – Défauts d'ionisation en fonction de l'énergie incidente réduite pour un grand nombre d'ions incidents [KAU74].

La relation obtenue est la suivante:

$$\Delta\varepsilon(\varepsilon) = \frac{6\varepsilon}{\varepsilon + 8} + \frac{A_K}{1 + 525\varepsilon^{-1.407}} \quad (3.5)$$

où A_K est une constante dépendant du détecteur et en particulier de la résistivité ρ [$\Omega\text{ cm}$] du silicium employé pour le fabriquer. A_K est d'autant plus grande que ρ est élevé. Par exemple, dans la référence [KAU74], on trouve une valeur $A_K = 22$ pour un détecteur de résistivité $\rho = 1000\text{ }\Omega\text{ cm}$.

Une fois la valeur de $\Delta\varepsilon$ établie, ΔE recherché est immédiatement obtenu en inversant la relation 3.3 à savoir $\Delta E = \frac{\Delta\varepsilon}{K(M,Z)}$. E_t est alors déduite de la relation 3.1.

Il s'avère que l'expression n'est valable que dans un certain domaine de résistivité de la diode semi-conductrice [KAU74]. En dehors de celui-ci, la modification du paramètre A_K ne suffit plus pour ajuster les données expérimentales de la figure 3.8.

Cependant, la résistivité des détecteurs n'est souvent pas connue par les expérimentateurs. De plus, dans le cas où elle est fournie par le constructeur, elle se modifie au cours du temps d'utilisation du détecteur à cause des dégâts radiatifs [PRI94]. Il est donc difficile, dans ce cas, de fixer théoriquement la valeur de A_K et, par conséquent, il est nécessaire de procéder à une détermination expérimentale. Celle-ci peut être effectuée à l'aide des caractéristiques des fragments de fission émis par le ^{252}Cf . La figure 3.9 présente le spectre en hauteur d'impulsion des deux fragments de fission émis par le ^{252}Cf relevé par une de nos jonctions.

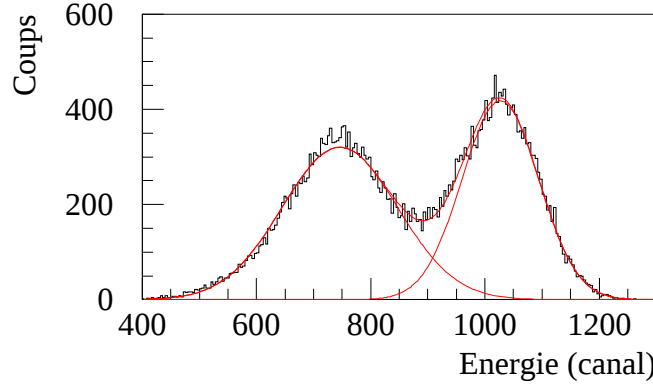


FIG. 3.9 – Spectre en hauteur d'impulsion des fragments de fission du ^{252}Cf relevé par une de nos jonctions.

Après l'ajustement de ce spectre par deux gaussiennes, on obtient, après calibration, l'énergie apparente (E_a) des deux fragments de fission à savoir dans notre cas: $E_H = 66.55\text{ MeV}$ et $E_L = 93.00\text{ MeV}$. Les caractéristiques des fragments de fission du ^{252}Cf ainsi que leur "défaut d'ionisation" respectif mesuré ainsi sont présentés au tableau 3.3.

L'expression 3.5 reliant $\Delta\varepsilon$ à ε permet la détermination de deux valeurs du paramètre A_K à savoir $A_L = 30.0 \pm 1.3$ et $A_H = 24.6 \pm 1.2$. L'existence de ces deux valeurs différentes en fonction de la masse du fragment détecté semble montrer que le paramètre A_K n'est pas uniquement lié au détecteur utilisé. Etant donné les domaines d'énergie et de masse couverts par les RE ($M \sim 170$ et $E \sim 10 - 40\text{ MeV}$), plus proches des conditions du fragment lourd du Cf, on a opté pour la valeur de A_H .

Le choix d'une des deux valeurs de A_K ne faisant pas une grande différence pour les fragments de

	Fragment léger L	Fragment lourd H
Masse $M(\text{uma})$	106.5	141.7
Charge Z	42.62	55.38
$E_t(\text{MeV})$	104.58 ± 0.41	80.18 ± 0.54
$E_a(\text{MeV})$	93.00	66.55
$\Delta E = E_t - E_a(\text{MeV})$	11.58	13.63
K	2.6804	1.5368
$\Delta \varepsilon$	31.05	20.94
ε	280.32	123.22

TAB. 3.3 – Caractéristiques nominales (M , Z et E_t) des fragments de fission émis par une source de ^{252}Cf . Un ajustement par deux fonctions gaussiennes a permis la détermination de leurs énergies apparentes (E_a) relevées par une de nos jonctions des ensembles R .

fission détectés par nos jonctions (différence de 2 % sur l'estimation de l'énergie vraie des fragments), le traitement des fragments a été réalisé avec la même constante A_H que pour les RE.

Rappelons que la validité de l'expression 3.5 a été testée avec succès pour des masses inférieures à l' Au et des énergies inférieures à 80 MeV [KAU74]. Ceci correspond au domaine couvert par les RE.

3.2.6 Evaluation de l'effet dit du "plasma delay" dans les jonctions semi-conductrices

La source de ^{252}Cf placée devant un des ensembles de détection des RE permet d'estimer l'importance de l'effet dit de "plasma delay" induit par un ion lourd dans une jonction au silicium. En effet, dans un tel ensemble, la coïncidence entre la galette à microcanaux et la jonction mesure le retard du signal de sortie issu de la jonction (sujette au "plasma delay") par rapport au signal de sortie de la galette (insensible au "plasma delay"). La mesure expérimentale de ce retard est présentée à la figure 3.10 pour l'ensemble $R1$ détectant les produits issus d'une source de ^{252}Cf .

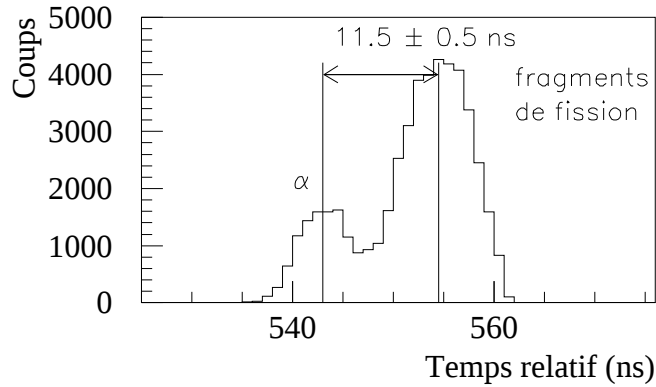


FIG. 3.10 – Spectre illustrant l'effet dit du "plasma delay" par la mesure de la différence en temps entre le signal délivré par la jonction et le signal de la galette, composant l'ensemble de détection $R1$, placé devant une source de ^{252}Cf .

On y observe deux distributions:

Une première correspondant aux particules α , de plus petite intensité vu la faible efficacité de détection des galettes au passage des particules légères. La seconde distribution représente les fragments de fission en retard sur les α d'une dizaine de nanosecondes. La différence exacte de 11.5 ± 0.5 ns est due au "plasma delay". Cet effet, combiné à la mauvaise résolution temporelle d'une jonction, nous a conduit à utiliser des galettes à microcanaux pour les mesures de temps de vol des ions lourds.

3.2.7 Méthode itérative pour la détermination des masses des RE

Rappelons que dans la méthode de Kaufman, pour déterminer le "défaut d'ionisation" ΔE , il faut connaître la charge Z , la masse M et l'énergie incidente E_t de l'ion détecté. Or, ces caractéristiques sont justement celles que nous recherchons. Il est donc indispensable de recourir à une méthode itérative qui tient compte de la connaissance de la vitesse V (mesurée par temps de vol) et de l'énergie apparente E_a de l'ion détecté. Les différentes étapes de cette méthode itérative utilisée sont schématiquement les suivantes:

$$\begin{array}{ll}
\text{initialisation:} & E_t[0] = E_a(X) \\
& M[0] = f(E_t[0], V) \\
\\
\text{Etape } i: & M[i] = f(E_t[i], V) \quad (*) \\
& Z[i] = f(M[i]) \\
& K[i] = K(M[i], Z[i]) \\
& \varepsilon[i] = K[i] E_t[i] \\
& \Delta \varepsilon[i] = \Delta \varepsilon(\varepsilon[i]) \\
& \Delta E[i] = \Delta \varepsilon[i] / K[i] \\
& E_t[i+1] = E_a + \Delta E[i] \\
& M[i+1] = f(E_t[i+1], V) \\
\\
\text{Stop si:} & |M[i+1] - M[i]| < 0.5 \text{ uma} \\
& \text{Sinon} \rightarrow (*) \\
\\
\text{Résultats:} & E_t, M, Z
\end{array}$$

Les relations utilisées dans l'itération sont les suivantes [LEV89]:

$$M = f(E, V) = \left(\frac{1.39}{V}\right)^2 E \text{ et } Z = f(M) = \frac{M}{2 + 0.0151 M^{2/3}} \quad (3.6)$$

Ainsi, grâce à cette méthode itérative, la charge, la masse et le paramètre K sont successivement déterminés, pour chaque événement détecté, et ce, en utilisant la méthode de Kaufman pour estimer le "défaut d'ionisation" ΔE correspondant. Pour initialiser l'itération (ordre 0), on attribue à l'énergie $E_t[0]$ et à la masse $M[0]$ du noyau détecté les valeurs respectives de l'énergie apparente $E_a(X)$ et de la masse apparente. La masse apparente est fonction de $E_a(X)$ et de la vitesse déterminée par temps de vol ($M[0] = f(E_t[0], V)$).

A chaque étape, on réestime l'énergie vraie $E_t[i+1]$ à partir de ΔE et donc la masse $M[i+1]$. On compare la masse ainsi obtenue à celle de l'étape précédente. L'itération continue jusqu'à ce qu'on ait atteint le degré de convergence souhaité (dans notre cas, la différence en masse de deux itérations successives a été imposée à: $\Delta M \leq 0.5$ uma) compte tenu de la précision des mesures de la vitesse, de l'énergie apparente et du paramètre A_K .

Les figures 3.11a et 3.11b illustrent les résultats obtenus par une telle procédure pour les RE issus de la réaction $Tm16$.

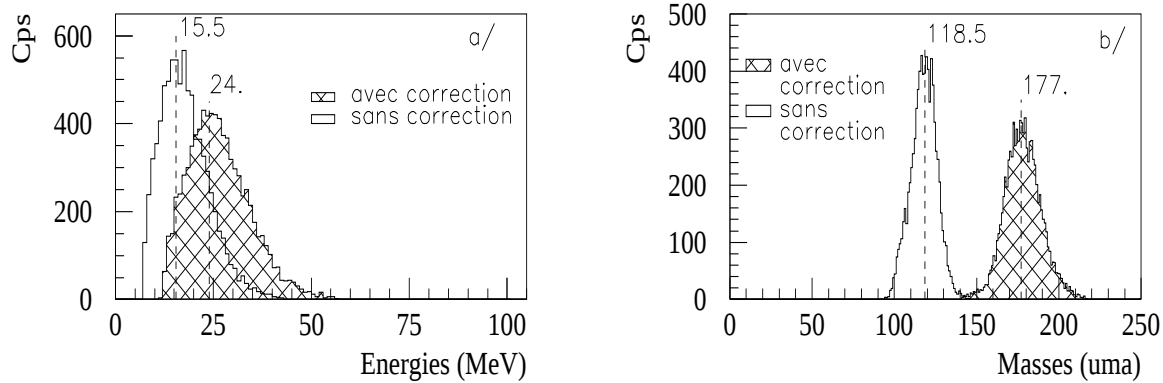


FIG. 3.11 – a/ Energies et b/ masses corrigées des RE ($Tm16$) selon les techniques détaillées dans le texte.

Il en résulte que, pour l'exemple de la réaction $Tm16$, l'énergie cinétique corrigée des RE est distribuée autour de 24 MeV (au lieu de 15.5 MeV) et leur masse autour de 177 uma (au lieu de 118.5 uma). L'importance relative de cette correction est de 55 % par rapport aux valeurs initiales. Ce qui est loin d'être négligeable.

La distribution des masses corrigées est caractérisée par un écart type de $\sigma_M = 12 \text{ uma}$ correspondant à un écart relatif de 6.8 %. Cette large dispersion conduit certaines masses au-delà de la valeur maximale que les RE peuvent atteindre dans notre cas, à savoir celle du NC (^{189}Au). Cette dispersion est principalement l'effet de la combinaison de deux contributions: les résolutions en temps et en énergie de nos mesures.

La contribution de la résolution en temps de vol des RE est déduite de la largeur expérimentale du pic associé à la diffusion élastique des projectiles (^{20}Ne). Cette dispersion provient essentiellement de la largeur en temps du paquet d'ions délivré par le Cyclotron, de la résolution de notre système de détection et de l'éventuelle dérive de la RF du Cyclotron qui, après correction, joue un rôle moins important. Cette résolution temporelle a été mesurée à $\sigma_t = 1 \text{ ns}$ (écart type) correspondant à une distribution relative σ_t/t de 1 % pour l'expérience $Tm16$. L'effet de cette dispersion temporelle sur la distribution en masse des RE ne sera donc que de 2 %.

La résolution en énergie est dominée principalement par les pertes d'énergie dans l'épaisseur de la cible qui dépendent de la profondeur exacte, dans la cible, où la réaction s'est produite. Cette perte provoque en effet une dispersion importante de l'énergie incidente au détecteur (beaucoup plus grande que la résolution du détecteur lui-même: 25 keV pour l' α de l' ^{241}Am). L'écart type de cette distribution a été déterminée à l'aide d'un programme de perte d'énergie, se basant sur le calcul des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire, appliqué à un NC formé à différentes profondeurs de la cible et reculant avec la vitesse du centre de masse. Le résultat obtenu pour la réaction $Tm16$ est $\sigma_E = 1.65 \text{ MeV}$ correspondant à une distribution relative de $\sigma_E/E = 6.3\%$.

Pour associer les effets de ces deux contributions sur la distribution en masse, on a considéré la relation suivante:

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \left(\frac{2\sigma_t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 \quad (3.7)$$

	$Ne + Tm$			
E/A (MeV/A)	8	10	13	16
$2\sigma_t/t$	1.4 %	1.5 %	1.7 %	2.0 %
σ_E/E	11.7 %	10.1 %	8.5 %	6.3 %
σ_M/M	11.8 %	10.2 %	8.7 %	6.6 %

TAB. 3.4 – *Elargissement de la distribution en masse des RE issus de la réaction $Ne + Tm$ pour les quatre énergies de faisceau.*

Les résultats des largeurs relatives totales ainsi dérivées sont repris au tableau récapitulatif 3.4.

Une autre source d'imprécision, systématique cette fois, est liée à la méthode de correction proposée par Kaufman. En effet, de la valeur accordée au paramètre A_K dépend la qualité de la correction du "défaut d'ionisation" appliquée aux masses des RE. Considérant que l'énergie cinétique du fragment lourd émis par le ^{252}Cf est entachée d'une incertitude expérimentale de 0.54 MeV (voir tableau 3.3), on a déterminé deux valeurs extrêmes de A_K : une valeur minimale $A_K^{min} = 23.4$ (associée à $E_t = 79.64$ MeV) et une maximale $A_K^{max} = 25.8$ (associée à $E_t = 80.72$ MeV). Pour évaluer l'effet de cette incertitude sur les masses, la méthode de correction précitée a été appliquée pour chacune de ces deux valeurs extrêmes de A_K . Les résultats sont présentés à la figure 3.12 pour la réaction $Tm16$.

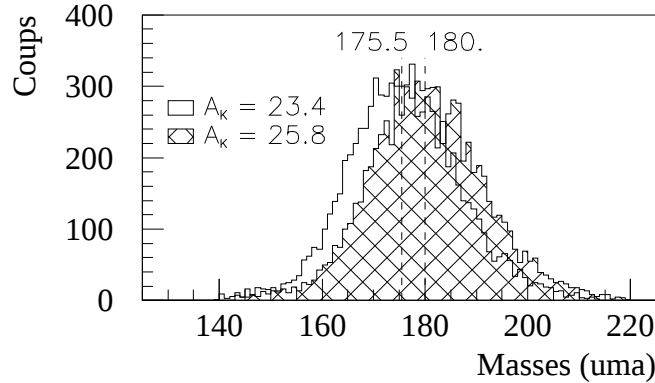


FIG. 3.12 – *Masses corrigées des RE par la méthode de Kaufman pour les deux valeurs extrêmes de A_K ($Tm16$).*

L'effet de l'incertitude sur le paramètre A_K de 5 % induit une incertitude relative de l'ordre du pourcent sur la détermination de la masse, ce qui est tout à fait acceptable au vu des imprécisions dues aux autres effets. Ce résultat est confirmé aux autres énergies de faisceau.

Il faut cependant ajouter l'effet de la précision avec laquelle on mesure l'énergie apparente des fragments du ^{252}Cf . Dans notre cas, une incertitude sur la position du fragment lourd de 20 canaux, correspondant à un écart relatif de 2.7 %, a pour effet de faire varier le paramètre A_K de 19 %. Ce qui montre la sensibilité de cette approche. Cet effet se répercute sur les masses avec une moindre gravité puisque une variation du paramètre A_K de 19 % déplace nos masses de 5 %. Ce qui est encore acceptable.

3.2.8 Détermination des caractéristiques de RE au centre de la cible

Après la méthode itérative précitée, les caractéristiques du RE détecté (vitesse, masse, énergie ...) sont entièrement déterminées. Cependant, il ne s'agit jusqu'à présent que des caractéristiques du RE après qu'il ait traversé une demi-épaisseur de la cible et donc, après avoir perdu de l'énergie et de la vitesse. Comme les caractéristiques qui nous intéressent sont celles qui correspondent à l'instant de formation du RE au centre de la cible, il faut encore estimer l'énergie perdue (ou la vitesse) lors de son extraction de la cible.

Une seconde itération réalise cette correction. Elle utilise un programme de perte d'énergie spécialement adapté aux ions lourds.

On utilise la masse déterminée après la première itération pour mettre en relation la vitesse et l'énergie du RE. On peut ainsi faire varier l'énergie du RE au centre de la cible, lui appliquer les pertes d'énergie dans la demi-cible et comparer l'énergie résultante à la sortie avec celle mesurée expérimentalement. Cette nouvelle itération se termine lorsque ces énergies deviennent suffisamment proches (entre deux itérations successives: $\Delta E \leq 0.5$ MeV).

3.2.9 Bilan et remarques

La méthode, mise au point pour compenser le problème du défaut d'ionisation dans la détermination des caractéristiques des RE détectés par l'ensemble jonction-galette, donne des résultats comparables à la simulation du code GEMINI. On peut donc considérer ces corrections acceptables dans les limites maximales d'imprécision de 10 %.

On peut cependant améliorer ce type de correction par l'utilisation d'un faisceau d'ions très lourds (Kr , Xe). Ce faisceau peut en effet compléter les calibrations effectuées à l'aide de la source de ^{252}Cf dans une autre gamme de masse. L'ajustement de ces mesures permet une détermination plus précise du coefficient A_K , à la base de la méthode de Kaufman.

L'utilisation des galettes à microcanaux a confirmé leur bonne résolution temporelle (bien supérieure à celle d'une diode semi-conductrice au Si). D'autre part, nous avons pu mettre en évidence leur bonne efficacité intrinsèque de détection des éléments lourds tels que les fragments de fission ou les RE (proche de 100 %), et au contraire, leur inefficacité (quasi totale) à la détection des particules chargées légères (p , α). Ces deux caractéristiques, liées à l'efficacité intrinsèque de détection, sont pour nous des propriétés sans lesquelles, l'expérience n'aurait pu être réalisée. Rappelons que, à certaines énergies de faisceau, les particules chargées légères émises se confondent à une période RF près aux RE.

3.3 Détection des fragments de fission

Les deux détecteurs *MWPC* utilisés en coïncidence permettent, dans une large mesure, l'identification et la sélection des fragments lourds issus du processus de fission. Seuls certains événements issus du processus des transferts très inélastiques peuvent éventuellement encore être présents dans la coïncidence (confondus avec la partition très asymétrique du processus de fission) mais ceux-ci pourront être éliminés en partie dans l'analyse des données.

Avant de traiter ce problème, rappelons que la caractérisation, par un *MWPC*, d'un fragment issu d'une de nos réactions se limite à deux informations:

- le temps de vol du fragment déterminé indirectement par le temps séparant la RF du cyclotron et le signal perçu par la cathode (au centre du compteur);
- la position du point d'impact du fragment dans le détecteur.

Nous connaissons donc, au départ, la vitesse et l'angle d'émission des deux fragments détectés en coïncidence dans les deux *MWPC*.

Or, le fait de ne pas mesurer directement l'énergie de ces fragments impose une analyse délicate et itérative. En effet, il s'agira de déterminer les masses et les énergies des deux fragments coïncidents à partir de leurs vitesses et de leurs angles d'émission respectifs.

3.3.1 Calibrations

Le TDC utilisé dans ces mesures assure une pente de conversion fixe de 0.5 ns par canal. Il reste cependant à déterminer sous faisceau:

- la constante de temps T_0 pour la mesure du temps de vol absolu des fragments, c'est-à-dire le temps de vol réel entre la cible et la cathode du *MWPC*;
- la localisation du point d'impact d'un fragment dans le détecteur en terme de distance (mm) par rapport au centre de celui-ci. Par après, connaissant la position de chaque *MWPC* par rapport à la cible, cette localisation permettra d'établir d'une part, la distance de vol des fragments de la cible au détecteur et, d'autre part, leur angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau et dans un référentiel centré sur la cible.

Cette mesure a été effectuée pour chaque *MWPC* et à chaque énergie du faisceau de ^{20}Ne (8, 10, 13 et 16 MeV/A). Le dispositif expérimental de ces calibrations est repris à la figure 3.13.

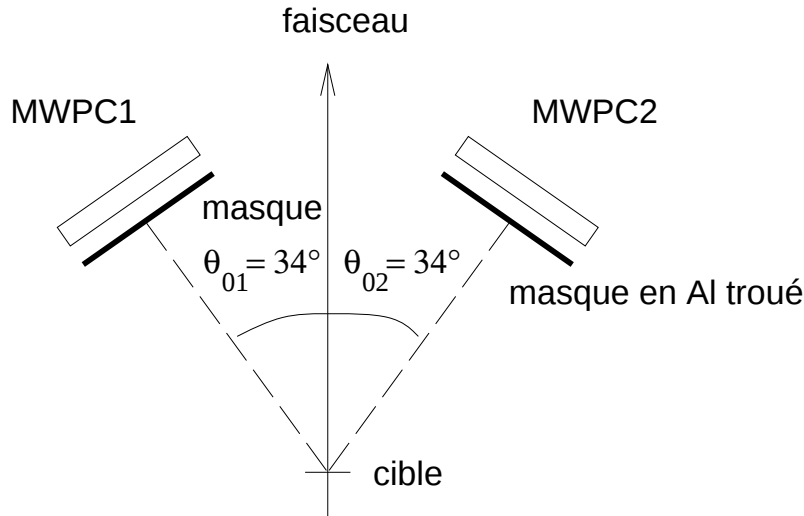


FIG. 3.13 – *Dispositif expérimental pour la calibration en temps et en position des MWPC.*

Les centres des deux *MWPC* ont été placés à $\theta_{01}(\theta_{02}) = 34^\circ$ de part et d'autre de l'axe du faisceau afin de favoriser le comptage et la détection des projectiles (^{20}Ne) diffusés élastiquement près de l'angle d'effleurement.

Un masque constitué d'une plaque en *Al* de 2.5 mm d'épaisseur a été placé à 53.5 mm devant la cathode des deux *MWPC*. Ce masque couvrait la totalité de la surface active du détecteur. Douze trous de 5 mm de diamètre y ont été percés. Leur disposition géométrique est présentée à la figure 3.14.

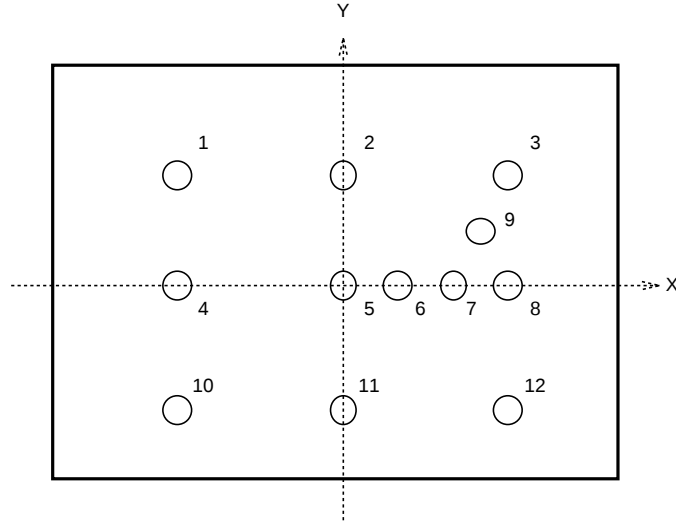


FIG. 3.14 – Numérotation et disposition des trous percés dans les masques en Al utilisés pour les calibrations en position et donc en angle des MWPC.

Le trou numéro 8 est le plus proche de l'axe du faisceau. Le trou numéro 5 coïncide avec le centre actif du détecteur. On considère qu'il conduit les ions détectés au centre du repère associé au détecteur, c'est-à-dire à l'origine $x = 0$ mm et $y = 0$ mm.

Calibration en position des plans de fils X et Y

La position d'un fil touché sur un plan est déduit du temps de parcours des électrons dans la ligne à retard associée à ce plan, c'est-à-dire, de l'intervalle de temps entre le signal issu de la cathode et celui relevé à l'une des deux sorties de la ligne à retard (les deux extrémités). Pour déterminer ce temps, il suffit de calculer la différence de temps séparant l'arrivée du signal X11 (pour l'exemple du plan X du MWPC1) et le signal de la cathode T01, soit le temps résiduel $X11 - T01$. La différence de temps associée à l'autre extrémité de la ligne à retard ($X12 - T01$) délivre l'information complémentaire de telle sorte que la somme $(X11 - T01) + (X12 - T01)$ représente le temps totale de la ligne (~ 160 ns) à une constante près. Un exemple de spectre $(X11 - T01) + (X12 - T01)$ est proposé à la figure 3.15a. Sur celui-ci, la majorité des événements analysés se regroupe en une seule distribution, entourée par les deux lignes verticales en traits pointillés. Ce sont les événements reconstruits correctement, pour lesquels, la localisation du point d'impact de l'ion incident sur le plan de fils X est univoque, c'est-à-dire que la somme $(X11 - T01) + (X12 - T01)$ est égale au temps total que représente la ligne à retard.

Les événements mal localisés, se trouvant en dehors de cette distribution, seront éliminés de toutes les analyses qui suivront.

La figure 3.15b présente le spectre bidimensionnel corrélant les différences de temps $Y11 - T01 + 100$ (canal) mesurées sur le plan de fils Y avec celles $X11 - T01 + 100$ (canal) mesurées sur le plan de fils X. Les 100 canaux ajoutés assurent une valeur positive aux résultats de la différence.

Que pouvons nous y observer? On retrouve tout d'abord les positions recherchées (trous numérotés sur la figure 3.14) correspondant aux ions émis dans la cible et qui ont traversé le masque en Al. Nous y reviendrons plus loin. Les autres taches (?), par contre, ne peuvent pas, géométriquement, provenir de la cible. Il faut leur trouver une autre origine.

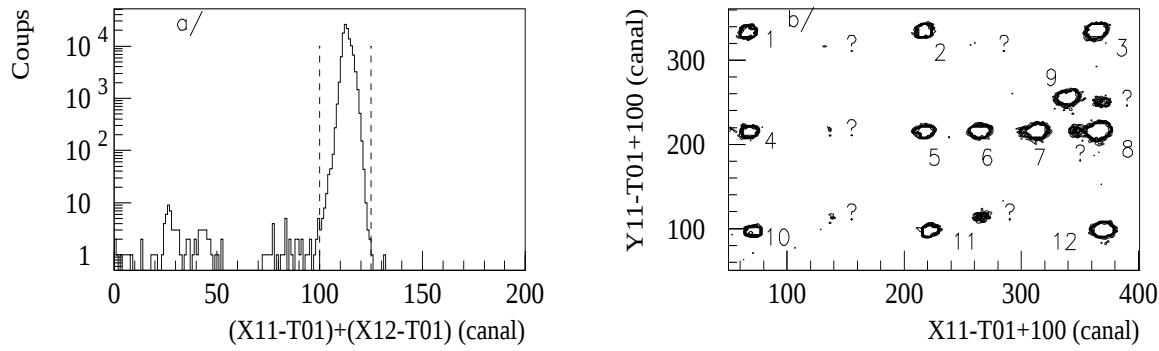


FIG. 3.15 – a/ Spectre de la somme $(X11 - T01) + (X12 - T01)$ testant la complémentarité de la localisation d'un événement aux deux extrémités de la ligne à retard du plan X. b/ Spectre bidimensionnel corrélant les différences $(Y11 - T01)$ et $(X11 - T01)$ pour les produits de réaction détectés dans le MWPC1 à travers le masque en Al (Tm10).

Ces événements parasites ont été triés afin de les identifier dans les spectres du temps de vol (T01) et de la charge (Q01) collectée sur la cathode. Dans la figure 3.16, présentant ces deux spectres, les événements parasites sont en hachuré.

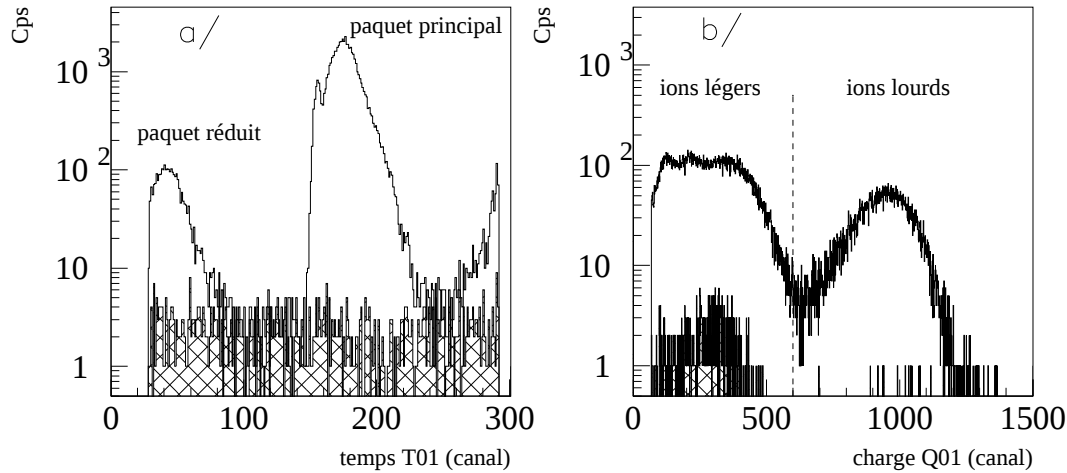


FIG. 3.16 – Spectres de temps de vol des ions détectés et de la charge déposée par ceux-ci sur la cathode du MWPC1 au travers des trous dans le masque en Al. Les événements inattendus observés lors de la calibration sont présentés en hachuré.

Cette figure fournit deux informations sur l'origine de ces événements. D'une part, ils déposent peu de charge sur la cathode (ce sont des ions plus légers que les fragments de fission) et d'autre part, ils sont liés au faisceau mais avec une très large dispersion en temps de vol (ils couvrent une grande gamme du spectre T01).

La figure 3.15b montre aussi que ces taches sont plus proches de l'axe $Y = 0$ ($(Y11 - T01 + 100) = 220$) que celles, bien positionnées, associées au même trou dans le masque (à gauche de chaque

tache parasite). Ce qui semble correspondre à une source plus éloignée que la cible.

En effet, lorsqu'on prolonge les droites reliant ces taches avec les trous qui leurs sont associés (à gauche de la tache), ces droites convergent vers une zone assez étendue bien en amont de la chambre à réaction. Ce qui coïncide avec un élément optique du transport du faisceau dans lequel un halo de faisceau (^{20}Ne) diffuse apparemment. Les ions diffusés passent à côté de la cible et entrent directement dans le détecteur.

Ces événements gênants sont peu nombreux par rapport aux événements attendus. Un moyen simple pour les éliminer lors de la calibration, c'est de sélectionner sur le spectre $Q01$ les charges les plus élevées (au-delà de la ligne en traits pointillés sur la figure 3.16b). La figure 3.17 montre les résultats de la figure 3.15b après une telle sélection. Tous les événements parasites ont disparu. Lors des mesures, comme on impose la coïncidence entre les deux $MWPC$, nous ne serons plus perturbés par ces événements parasites.

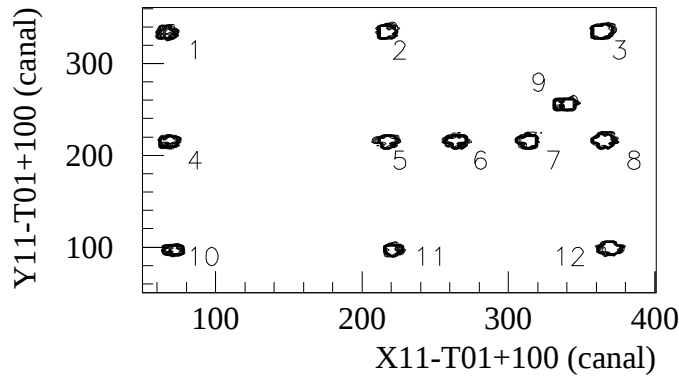


FIG. 3.17 – Spectre bidimensionnel de la figure 3.15 après la sélection des charges élevées sur le spectre $Q01$ de la figure 3.16b.

Les positions de ces points d'impact, dans le repère du détecteur $MWPC1$, sont reprises au tableau 3.5. La relation liant la différence de temps mesurée à la position du point d'impact (en mm) est obtenue directement par une régression linéaire. Ce même travail a, bien entendu, été effectué pour les signaux complémentaires $X12 - T01 + 100$ et $Y12 - T01 + 100$ de même que pour l'autre détecteur $MWPC2$ et ce, à toutes les énergies du faisceau incident. Le tableau 3.6 présente l'ensemble des calibrations obtenues à chaque énergie. Dans ce tableau, les sorties $X22$ et $Y22$ des lignes à retards associées aux plans de fils du détecteur $MWPC2$ n'ont pas été utilisées à 10, 13 et 16 MeV/A. En effet, à ces trois énergies, les informations récoltées sur ces deux sorties se sont avérées de mauvaise qualité. Ce qui ne nous a pas permis de les exploiter.

Ce type de calibration, indépendante de la position du détecteur dans l'espace, s'applique telle quelle dans les conditions expérimentales réelles.

numéro du trou	$X11 - T01 + 100$ (canal)	$Y11 - T01 + 100$ (canal)	Position X (mm)	Position Y (mm)
1	67.3	334.3	-90.5	73.3
2	216.9	335.1	0	73.3
3	363.6	335.1	90.5	73.3
4	68.3	214.9	-90.5	0
5	216.0	214.9	0	0
6	264.0	214.9	29.6	0
7	312.9	214.9	59.6	0
8	364.6	216.0	90.5	0
9	339.0	255.6	75	24.4
10	71.0	97.0	-90.5	-73.3
11	221.9	97.6	0	-73.3
12	369.0	98.0	90.5	-73.3

TAB. 3.5 – Positions des trous de la plaque d’Al dans le repère du détecteur MWPC1 (X, Y en mm).

MWPC1				
Energies du faisceau (MeV/A)	Calibration de $X11 - T01 + 100$ (C - mm)	Calibration de $Y11 - T01 + 100$ (C - mm)	Calibration de $X12 - T01 + 100$ (C - mm)	Calibration de $Y12 - T01 + 100$ (C - mm)
8	$C * 0.6092 - 182.02$	$C * 0.6163 - 178.50$	$178.10 - C * 0.5982$	$177.89 - C * 0.5953$
10	$C * 0.6111 - 132.70$	$C * 0.6177 - 133.23$	$126.96 - C * 0.6061$	$132.49 - C * 0.5976$
13	$C * 0.6099 - 152.51$	$C * 0.6164 - 153.45$	$146.62 - C * 0.6036$	$152.27 - C * 0.5993$
16	$C * 0.6118 - 152.32$	$C * 0.6229 - 155.05$	$146.78 - C * 0.6068$	$151.55 - C * 0.5992$
MWPC2				
Energies du faisceau (MeV/A)	Calibration de $X21 - T02 + 100$ (C - mm)	Calibration de $Y21 - T02 + 100$ (C - mm)	Calibration de $X22 - T02 + 100$ (C - mm)	Calibration de $Y22 - T02 + 100$ (C - mm)
8	$169.07 - C * 0.5969$	$0.6222 * C - 173.53$	$0.6170 * C - 151.41$	$164.99 - C * 0.6021$
10	$124.50 - C * 0.6065$	$0.6217 * C - 118.93$	-	-
13	$141.43 - C * 0.6045$	$0.6180 * C - 141.24$	-	-
16	$142.03 - C * 0.6082$	$0.6180 * C - 141.04$	-	-

TAB. 3.6 – Résultats des calibrations en positions pour les deux MWPC aux différentes énergies du faisceau.

Calibration de la constante de temps T0

Le temps de vol des fragments de fission est mesuré indirectement par la différence de temps entre le signal correspondant à la fréquence RF du cyclotron et le signal généré par l'arrivée du fragment sur la cathode du détecteur. La fréquence RF étant en phase avec l'extraction du paquet d'ions du cyclotron, on peut grossièrement égaler ce temps à la somme: i/ du temps de parcours du paquet d'ions accélérés par le cyclotron jusqu'à la cible, ii/ du temps de vol jusqu'au *MWPC* des fragments de fission produits dans la cible et enfin, iii/ du temps de transfert du signal à travers l'ensemble de l'électronique. Les temps i/ et iii/ sont en principe constants. On peut donc écrire, à une énergie de faisceau donnée et pour une électronique fixée:

$$\text{Temps mesuré } (T_{mes}) = \text{Temps de vol réel des fragments } (T_{vol}) + T0$$

Le temps $T0$ englobe les temps i/ et iii/. Le temps $T0$, indépendant du type de processus observé, est une constante de l'expérience. Cependant, lié à la vitesse des ions accélérés par le cyclotron, cette constante doit être mesurée à chaque énergie du faisceau et corrigée pour toute dérive de la phase entre la RF et le paquet d'ions accélérés par le cyclotron.

A 8 et 10 MeV/A, les ^{20}Ne diffusés élastiquement sont détectables avec une efficacité suffisante par les *MWPC*. L'angle de diffusion des ^{20}Ne traversant le trou numéro 8, étant inférieur à l'angle d'effleurement, les événements détectés à travers ce trou ont été sélectionnés pour la construction du spectre de temps de vol expérimental de la figure 3.18 ($Tm10$).

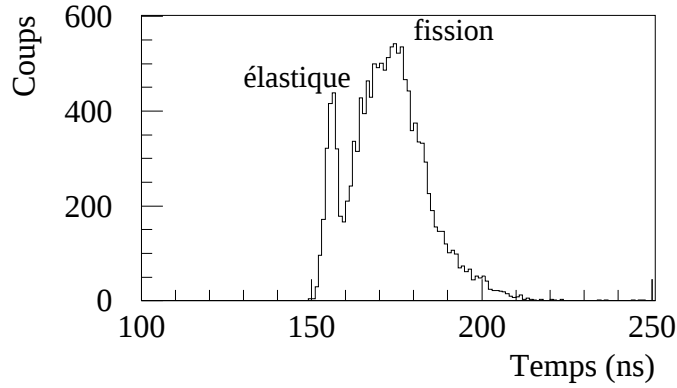


FIG. 3.18 – Temps de vol mesuré en ns des événements observés à travers le trou n° 8 du masque en Al placé devant le détecteur *MWPC1* ($Tm10$).

On y observe un pic étroit à associer aux ^{20}Ne diffusés élastiquement ainsi qu'une distribution plus large correspondante aux fragments de fission induits dans la cible. La valeur attribuée à $T0$ est donc donnée par la différence entre la position du pic élastique construit à la figure 3.18 et son temps de vol réel T_{vol} calculé à l'aide de la cinématique de diffusion élastique en tenant compte de l'énergie perdue par les ^{20}Ne dans la cible. D'où:

$$T0 = T_{vol} - T_{mes}$$

A 13 et 16 MeV/A, l'efficacité de détection des ^{20}Ne diffusés élastiquement, devenant insuffisante, à cause de l'énergie élevée des ions, pour appliquer la technique précitée, la mesure a été

<i>MWPC1</i>		<i>MWPC2</i>	
Energies du faisceau (MeV/A)	T0 (ns)	Energies du faisceau (MeV/A)	T0 (ns)
8	-26.0	8	-31.0
10	-70.83	10	-75.94
13	-63.2	13	-68.2
16	-68.75	16	-73.95

TAB. 3.7 – Constantes de temps $T0$ extraites des calibrations en temps des deux *MWPC*.

réalisée en deux fois.

- 1 Une première mesure à $\theta_0 = 34^\circ$ et une distance par rapport à la cible de 295 *mm*, avec masque, où l'on sélectionne le trou numéro 5 (central) pour la construction du spectre de temps de vol.
- 2 Une seconde mesure à $\theta_0 = 34^\circ$ mais à une distance de 645 *mm* de la cible, sans masque, où l'on sélectionne, pour le spectre de temps de vol, une région centrale correspondante au même angle solide que celui couvert par le trou numéro 5 lors de la première mesure.

Les spectres de temps de vol, ainsi construits, sont superposés à la figure 3.19, pour la réaction $Tm16$.

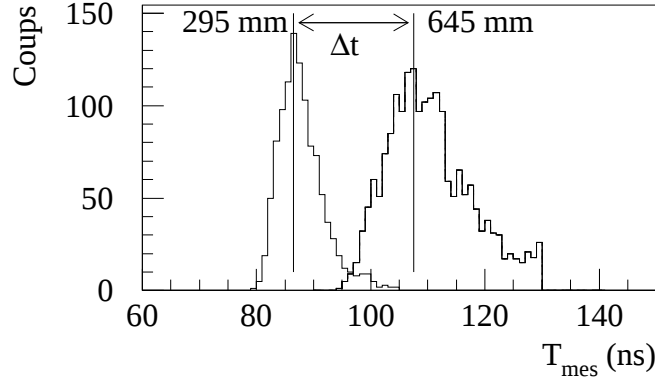


FIG. 3.19 – Spectre de temps de vol en ns relevé pour les deux positions par rapport à la cible du détecteur *MWPC* ($Tm16$). La flèche indique la différence de temps entre ces deux configurations.

Dans ces cas-ci, c'est la différence des temps de vol qui permet l'estimation des $T0$. En effet, de l'observation de Δt , on déduit la vitesse moyenne des fragments. Le temps de vol du fragment, associé à cette vitesse, pour atteindre le détecteur à l'une des deux positions, est alors comparé au temps mesuré (T_{mes}).

Les valeurs des différents $T0$ sont rassemblés au tableau 3.7.

3.3.2 Dédution des caractéristiques des fragments de fission

Pour déduire la masse et l'énergie cinétique des fragments de fission à partir de leur vitesse et de leur angle d'émission respectifs, une méthode d'analyse itérative, qui tient compte de l'épaisseur de la demi-cible traversée par ceux-ci, a été mise au point. Elle se base sur deux hypothèses qui ont été avancées puisqu'on ne connaît pas, à priori, les caractéristiques réelles du noyau qui fissionne :

- Le NC a été formé par la fusion complète du projectile et de la cible. Ce qui signifie que la masse du NC correspond à la somme des masses du projectile et de la cible ($M_{NC} = M_p + M_c = 189 \text{ uma}$), et que sa quantité de mouvement représente la totalité de celle apportée par le projectile.
- La somme des masses des fragments de fission est égale à la masse du NC ($M_{NC} = M_{f1} + M_{f2}$).

A partir de ces deux hypothèses, en se basant sur la conservation de la quantité de moment linéaire et en tenant compte, par une procédure itérative, de l'énergie perdue par chaque fragment dans la demi-cible, les masses et les énergies des fragments sont déterminées. Nous verrons plus tard que ces deux hypothèses ne sont jamais entièrement vérifiées dans la réalité. Cependant, différents tests ont montré que cette méthode d'analyse reproduisait assez bien les caractéristiques recherchées des fragments de fission [JAD97]. Cette méthode est largement détaillée à la référence [JAD97]. Je me limiterai donc à présenter quelques résultats typiques de l'analyse appliquée aux données de l'expérience *Tm10*.

La figure 3.20a présente la vitesse de recul du centre de masse (V_R) calculée par la relation 3.8, à partir des vitesses V_3 et V_4 non corrigées et des angles de détection θ_3 et θ_4 des deux fragments mesurés en coïncidence. Les angles sont définis par rapport à l'axe du faisceau.

$$V_R = \frac{V_3 V_4 \sin(\theta_3 + \theta_4)}{V_3 \sin \theta_3 + V_4 \sin \theta_4} \quad (3.8)$$

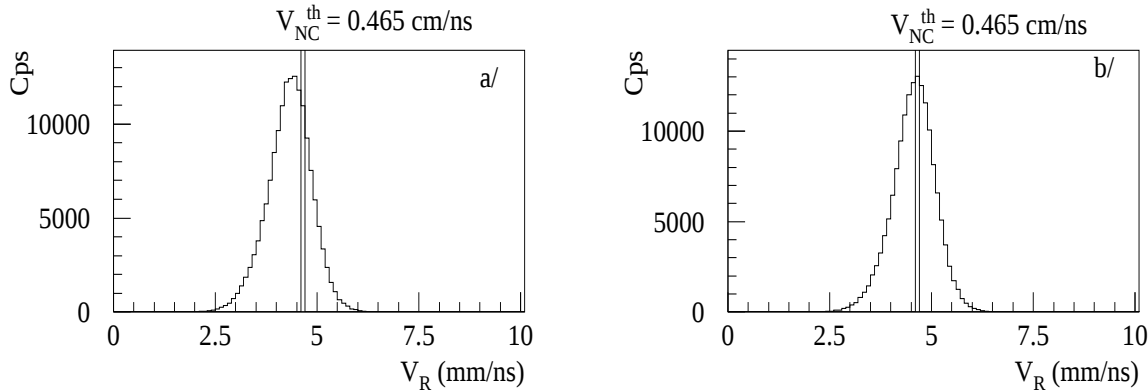


FIG. 3.20 – a/ Distribution de la vitesse de recul du centre de masse V_R reconstruite à partir des vitesses des fragments de fission non corrigées par la perte d'énergie dans la cible (*Tm10*). b/ Distribution reconstruite à partir des vitesses corrigées.

La valeur moyenne de la distribution de V_R est inférieure à la vitesse théorique V_{NC}^{th} de recul du NC pour une fusion complète à 10 MeV/A (0.465 cm/ns). Ceci est certainement dû à la perte d'énergie des fragments dans l'épaisseur de cible traversée. Après l'application de notre méthode d'analyse, la vitesse V_{NC}^{th} attendue (ligne verticale) est reproduite par la valeur centrale de la distribution corrigée des V_R comme le montre la figure 3.20b.

Les masses des fragments (M_{f1} et M_{f2}) ainsi déduites, présentées à la figure 3.21, sont distribuées comme attendu autour de 94.5 uma (demi-masse du NC) avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 49 uma.

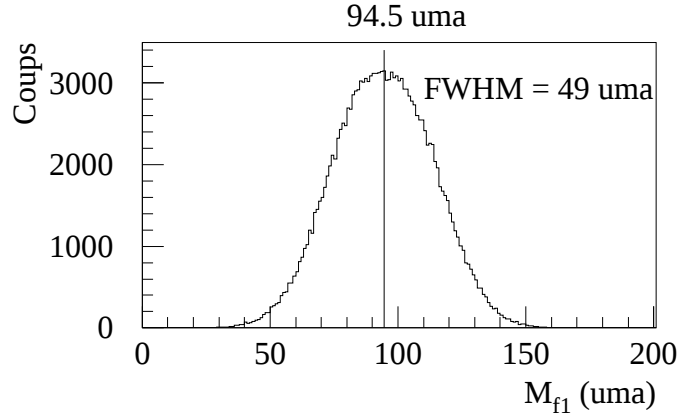


FIG. 3.21 – *Distribution en masse des fragments de fission détectés dans le MWPC1 (Tm10).*

Le spectre bidimensionnel de la figure 3.22 corrèle l'énergie cinétique totale des fragments de fission dans le centre de masse (TKE) en fonction de leur masse (M_{f1}). La ligne continue présente les valeurs de TKE extraites de la systématique de Viola ([VIO85] et [HIN87]). Elle reproduit assez bien nos données expérimentales.

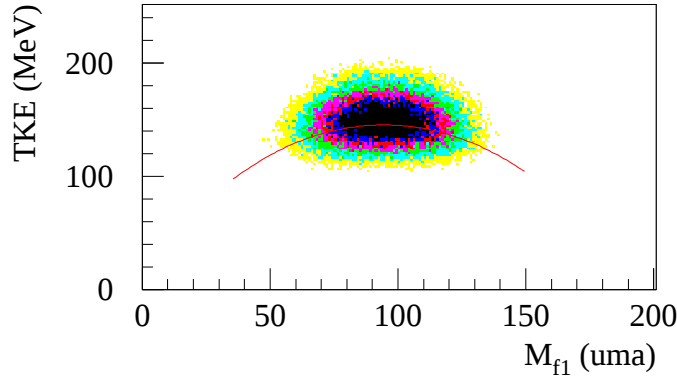


FIG. 3.22 – *Spectre bidimensionnel corrélant les TKE à la masse des fragments de fission détectés dans le MWPC1 (Tm10).*

Au vu de ces résultats, la coïncidence des deux *MWPC*, aux angles de détection choisis, semble suffisante pour sélectionner et caractériser les fragments issus du processus de fission. Le processus de transferts très inélastiques, qui se manifesterait par la présence d'événements de masses proches de celles de la cible et du projectile (169 et 20 uma), semble être inexistant. Une sélection sur ce spectre pour isoler les fragments de fission ne paraît donc pas nécessaire. On reviendra sur ce point au chapitre 5.

Aux autres énergies du projectile, les spectres TKE-masses présentent les mêmes allures.

Bilan et remarques

Les méthodes de calibration et d'analyse des données issues des *MWPC* ont déjà été testées dans le cadre de la thèse d'Isabelle Tilquin-Jadin [JAD97]. Elles ont été appliquées sans difficultés particulières à nos nouvelles expériences.

L'efficacité intrinsèque de détection n'a pas été mesurée directement, mais en comparant les mesures de section efficace de fission avec celles obtenues à l'aide des ensembles de détection des RE, à savoir *R1* et *R2*. Nous en avons déduit une valeur comprise entre 85 et 90 % pour les fragments de fission. Cette efficacité de détection des fragments de fission, inférieure à 100 %, ne pose aucun problème car l'utilisation des *MWPC* est uniquement destinée à normaliser le nombre de particules légères neutres ou chargées émises en coïncidence avec les fragments de fission et non à une mesure absolue de la section efficace du processus de fission.

La calibration en mm de la position du point d'impact d'un ion détecté sur les plans de fils X et Y est assez précise pour que l'angle d'émission de celui-ci soit déterminé à 0.4° près. En ce qui concerne la mesure de temps de vol, par contre, lorsque l'on est insensible aux projectiles diffusés élastiquement (d'énergie trop élevée), la précision de la mesure de *T0* avoisine la nanoseconde, ce qui correspond, pour une distance de vol de l'ordre de 30 cm, à une imprécision sur la mesure de temps de vol de 3 %, pour les fragments les plus lents, et de 11 %, pour les plus rapides.

La méthode itérative appliquée aux données, événement par événement, donne de bons résultats. Elle impose cependant à l'utilisateur de fixer la quantité de mouvement transmise par le projectile au centre de masse de la réaction. Comme la contribution éventuelle du mécanisme de fusion incomplète sur la distribution en masse des fragments de fission, obtenue par notre méthode, est faible par rapport à la précision (5 à 10 %) avec laquelle les masses sont déterminées, on a considéré, pour les quatre énergies de faisceau, que le transfert de quantité de mouvement était complet. L'étude du processus de fusion incomplète, important aux énergies élevées du faisceau, s'opérera par l'analyse de la somme des angles d'émission des fragments dans le laboratoire (angle de corrélation de la fission). Nous reviendrons sur ce problème au chapitre 5. Enfin, dans ce type d'analyse, nous avons négligé les multiplicités des particules légères (neutres et chargées) de pré- et post-scission affectant la masse du NC fissionnant et celles des deux fragments de fission détectés.

3.4 Détermination des caractéristiques des neutrons

Rappelons que les neutrons sont détectés par les 96 scintillateurs liquides NE213 du multidécteur DEMON. Les caractéristiques que l'on désire établir sont leur énergie cinétique et leur angle d'émission déterminé par la position géométrique du compteur. L'énergie des neutrons émis est déduite de la mesure du temps de vol sur une distance de vol de 1.85 m par rapport à la cible.

Les différentes étapes qui composent la caractérisation d'un neutron sont les suivantes:

1. Les particules détectées par un scintillateur DEMON doivent être associées à un processus physique tel que la fission (caractérisée par la détection des deux fragments en coïncidence dans les deux *MWPC*) ou la formation d'un résidu d'évaporation (caractérisée par la détection d'un RE dans un des deux ensembles de détection *R1* et *R2*).
2. Le temps de vol des particules détectées est reconstruit à l'aide des TAC intégrés dans les cartes électroniques VXI (voir chapitre 2). Ces TAC ont été calibré en temps à l'aide d'une unité électronique appelée "Time Calibrator" de la firme ORTEC.
3. Il faut discriminer les neutrons de l'ensemble des autres particules détectées dans le scintillateur (γ et particules chargées). Rappelons que les particules chargées, comme nous l'avons vu

précédemment, n'ont pas assez d'énergie dans nos expériences pour sensibiliser directement les compteurs DEMON. Les γ sont discriminés par temps de vol et par la méthode de l'analyse en forme du signal électronique issu de ces scintillateurs organiques liquides.

4. Les énergies des neutrons ainsi isolés sont déduites de leur temps de vol.
5. Pour déterminer la multiplicité neutronique associée, les spectres en énergie sont normalisés par l'efficacité intrinsèque de détection des compteurs dépendant de l'énergie des neutrons, par l'angle solide des détecteurs et enfin, par le nombre d'événements associés au Trigger maître.

3.4.1 Temps de vol

Le spectre brut issu du TAC d'un des codeurs DEMON est présenté à la figure 3.23a.

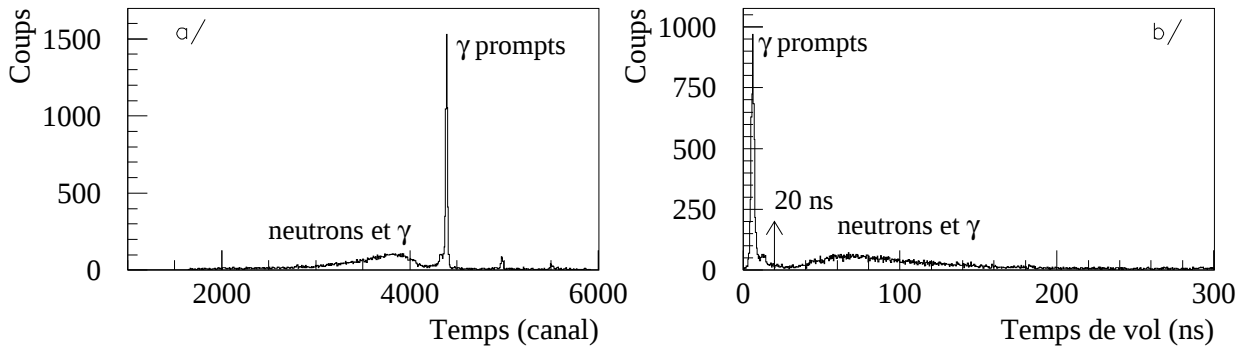


FIG. 3.23 – a/ Spectre brut issu du TAC d'un codeur DEMON mesurant la différence de temps séparant l'arrivée d'une particule (neutron, γ) dans le compteur et la fin de la fenêtre d'acceptation de l'événement délivrée par le Trigger. b/ Spectre des temps de vol des particules correctement positionnées et exprimés en ns (T_{m10}).

Pour les raisons électroniques invoquées au chapitre 2, ce spectre doit être inversé. Une calibration (canal-ns), effectuée avant l'expérience, permet de reconstruire le temps réel relatif (ns) de ces particules par rapport à la RF validée du cyclotron. La constante de temps (T_{0n}), permettant la mesure absolue du temps de vol, est déduite de la position du pic γ prompt, observé à la figure 3.23b et positionné à 6.2 ns (temps de vol d'un γ pour parcourir une distance de vol cible-détecteur de 1.85 m).

Le pic prompt γ a une résolution comprise entre 2 et 2.5 ns (FWHM) provenant essentiellement de la largeur du paquet d'ions fourni par le cyclotron. La large distribution en temps, au-delà de 20 ns, est essentiellement à associer aux neutrons.

3.4.2 Discrimination $n - \gamma$

L'essentiel de la discrimination ($n-\gamma$) est réalisé par temps de vol. En effet, comme le montre la figure 3.23b, les événements, en-dessous de 20 ns, peuvent être considérés comme γ ou éventuellement comme fortuits. Ils seront de toute façon éliminés.

Dans la partie correspondante aux plus longs temps de vol, il reste cependant des γ , dits retardés, qui se mélangent aux neutrons. Ils proviennent en partie du bruit de fond ambiant, mais surtout, des

réactions $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ induites dans le scintillateur par un neutron incident. Ces neutrons, détectés comme gamma dans le détecteur, négligés lors de la détermination de l'efficacité intrinsèque de détection des détecteurs DEMON, doivent être éliminés de notre analyse. Pour ce faire, on utilise la méthode dite de l'analyse en forme du signal.

Pour décrire la méthode, il faut se rappeler qu'une particule interagissant dans un scintillateur NE213 doit en fin de compte ioniser le milieu pour être détectée. Les particules neutres sont détectées par le recul d'une particule chargée associée. Les neutrons sont détectés par le recul de particules chargées légères produites dans les réactions (n, H) et $(n, ^{12}\text{C})$, alors que les gamma directs ou issus de la réaction $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ provoquent le recul d'électrons Compton. Ces particules secondaires possédant chacune un pouvoir d'ionisation différent, la forme du signal lumineux généré dans le scintillateur est caractéristique de la particule détectée ([KEU94] et [KNO79]). Ce signal est composé d'une partie rapide, induite par la fluorescence rapide, et d'une partie lente, induite par la fluorescence retardée (voir figure 3.24). Ainsi, pour une même charge totale intégrée Q_t du signal électronique, la partie lente Q_l sera d'autant plus importante que la particule détectée est ionisante.

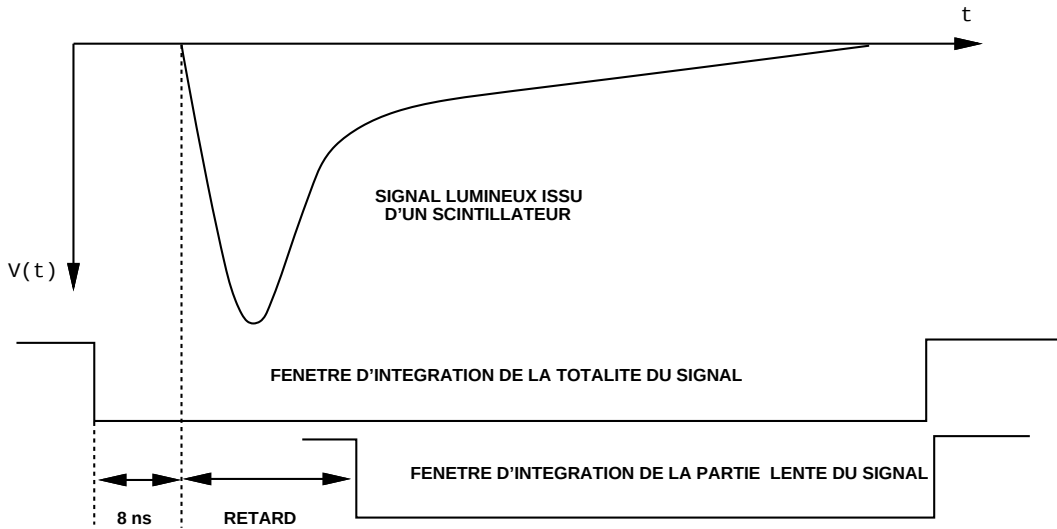


FIG. 3.24 – Portes logiques d'intégration du signal issu d'un scintillateur organique NE213.

La comparaison de ces deux intégrations de charge est à la base de la méthode de discrimination (n, γ) qui a été adoptée. La figure 3.25 présente un spectre bidimensionnel corrélant Q_l et Q_t .

On y observe deux lignes distinctes correspondant respectivement aux neutrons et aux γ incidents au détecteur. Pour une même intégrale totale Q_t , la partie lente est caractéristique de la nature de la particule détectée. La qualité de cette séparation dépend essentiellement du choix de la largeur des portes d'intégration et de la valeur du *retard* entre les deux fenêtres [TIL95]. Le meilleur résultat a été trouvé pour une porte totale de 350 ns et une porte lente de 295 ns (retardée de 55 ns). Cette discrimination est possible jusqu'à un seuil de séparation de l'ordre de 150 keVee (équivalent électron) correspondant à des neutrons de 800 keV d'énergie. Cette limite de discrimination constitue le principal seuil de détection des neutrons. Pour déterminer l'énergie correspondant à ce seuil de discrimination, il faut réaliser une calibration en hauteur d'impulsion de la charge totale Q_t . Celle-ci était effectuée à la fin de chaque semaine de mesure. Deux sources γ (^{20}Hg et ^{22}Na) émettant trois raies γ d'énergie différente (273 keV, 511 keV et 1274 keV) ont

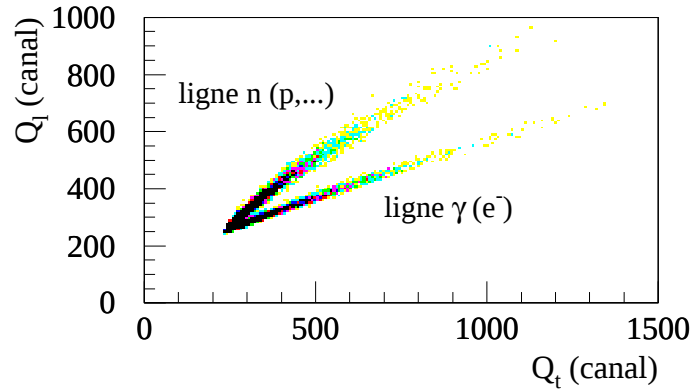


FIG. 3.25 – Spectre bidimensionnel corrélatant la partie lente Q_l en fonction de l'intégrale totale Q_t du signal électronique issu d'une cellule DEMON (Tm10).

permis de calibrer, en keV équivalent électron, la dynamique de Q_t dans la région entourant le seuil de discrimination.

Lorsque l'on isole les gamma et les neutrons de la figure 3.25, au-dessus du seuil de discrimination, et que l'on reconstruit les spectres de temps de vol, on obtient les résultats de la figure 3.26a et 3.26b.

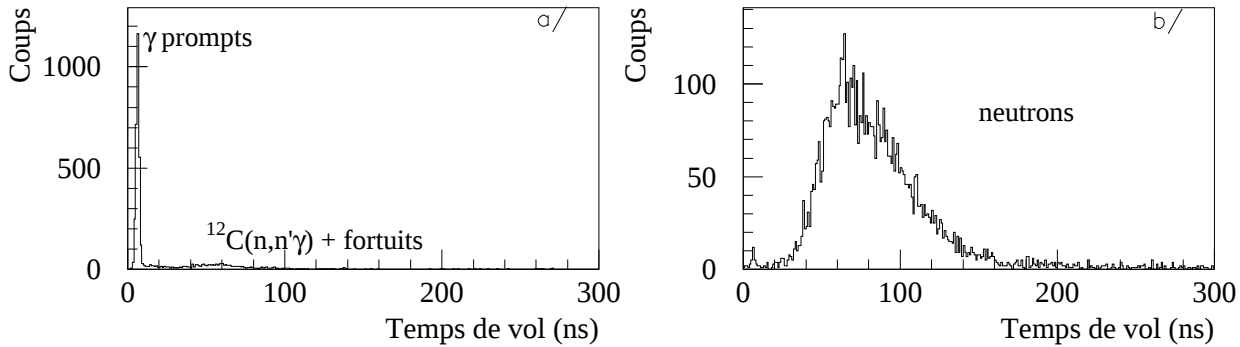


FIG. 3.26 – Spectres de temps de vol des a/ gamma et des b/ neutrons après la discrimination n - γ par la méthode d'analyse en forme du signal lumineux issu d'une cellule DEMON.

Les gamma sont principalement prompts mais possèdent cependant une composante retardée provenant du bruit de fond et essentiellement des réactions $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$. Les neutrons, bien isolés, ont une distribution temporelle qui s'étend au delà de 20 ns. Cependant, dans ce spectre, il reste quelques événements parasites qui proviennent soit d'une coïncidence fortuite, soit, de neutrons diffusés sur des éléments du dispositif expérimental entre la cible et le détecteur. En effet, la distribution de la figure 3.26b s'étend au-delà de 150 ns, valeur maximale attendue pour un seuil de détection de 800 keV. Ces événements, en faible quantité, seront négligés dans l'analyse.

3.4.3 Efficacité intrinsèque de détection des cellules DEMON

Les événements détectés comme γ sont rejetés par la discrimination n- γ . L'efficacité de détection a bien sûr été mesurée en tenant compte de cette discrimination.

Les mesures d'efficacité de détection ont été effectuées, pour un seuil de discrimination de 300 keVee, entre 3.5 et 9 MeV [LEC96], et au-delà de 9 MeV [TIL95]. En-dessous de 3 MeV, l'efficacité de détection a été calculée à partir de simulations du code CASCADE [LEC96]. Celles-ci sont reprises à la figure 3.27. Ces mesures d'efficacité ont été ajustées par une fonction analytique $\varepsilon_n(E_n)$ qui sera utilisée pour corriger le nombre de neutrons détectés à chaque énergie.

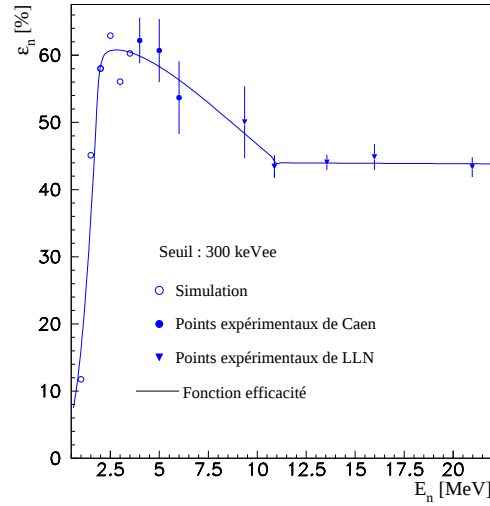


FIG. 3.27 – *Efficacité intrinsèque de détection des neutrons par les cellules DEMON en fonction de leurs énergies pour un seuil de détection et de discrimination (n- γ) de 300 keVee [JAD97].*

3.4.4 Détermination des distributions en énergie des neutrons

Rappelons que l'étude des caractéristiques du noyau émetteur à partir des neutrons (multiplicité et température nucléaire associée) passe par l'analyse de la multiplicité doublement différentielle des neutrons $\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n}$ qui correspond au nombre de neutrons émis par un processus physique donné (fission ou RE), par unité d'angle solide et par unité d'énergie. La construction de cette distribution à partir du spectre temps de vol des neutrons suit les étapes suivantes:

1. On regroupe les données en temps par pas de $\Delta t_{vol} = 2.5 \text{ ns}$ qui correspond approximativement à la résolution temporelle du pic gamma prompt. Cela permet de diminuer le nombre de canaux des spectres en énergie et d'augmenter la statistique dans chaque canal.
2. On effectue ensuite la transformation temps $\rightarrow$ énergie par la relation:

$$E_n(\text{MeV}) = \frac{(72.3)^2 d_{vol}^2 [m]}{t_{vol}^2 [ns]} \quad (3.9)$$

où d_{vol} et t_{vol} sont respectivement la distance et le temps de vol du neutron. Les effets relativistes sont négligés car ils concernent les neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV qui restent assez rares dans notre cas.

3. Chaque canal en énergie est ensuite normalisé pour déterminer la multiplicité doublement différentielle suivant l'expression:

$$\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} = \frac{N_n(E_n)}{\Delta\Omega \Delta E_n(E_n) \epsilon_n(E_n) N_{trigger}} \quad (3.10)$$

où $N_n(E_n)$ est le nombre de neutrons présents dans chaque canal en énergie, $\Delta\Omega$, l'angle solide du détecteur, $\Delta E(E_n) = E_n \frac{2\Delta t_{vol}}{t_{vol}}$, le pas variable du canal en énergie, $\epsilon_n(E_n)$, l'efficacité de détection des neutrons à l'énergie E_n et $N_{trigger}$, le nombre de processus maîtres considérés (fission ou RE).

Ces différentes étapes sont illustrées à la figure 3.28 où les erreurs incluses sont purement statistiques.

L'erreur sur la détermination de l'énergie des neutrons est liée aux incertitudes sur leur temps de vol et leur distance de vol. L'incertitude relative sur la détermination de l'énergie, à partir de l'équation 3.9, s'écrit:

$$\frac{\sigma_{E_n}}{E_n} = 2 \left[\left(\frac{\sigma_t}{t} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_d}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.11)$$

Si l'on considère que la précision sur la mesure de temps de vol vaut $\sigma_t = 1.25 \text{ ns}$ (résolution du faisceau) et celle sur la mesure de la distance de vol égale à $\sigma_d = 4 \text{ cm}$ (erreur sur la distance moyenne d'interaction dans une cellule DEMON [TIL95]), l'erreur relative sur la mesure de l'énergie varie donc entre 6 % à basse énergie (3 MeV) et 10 % à haute énergie (20 MeV) [JAD97].

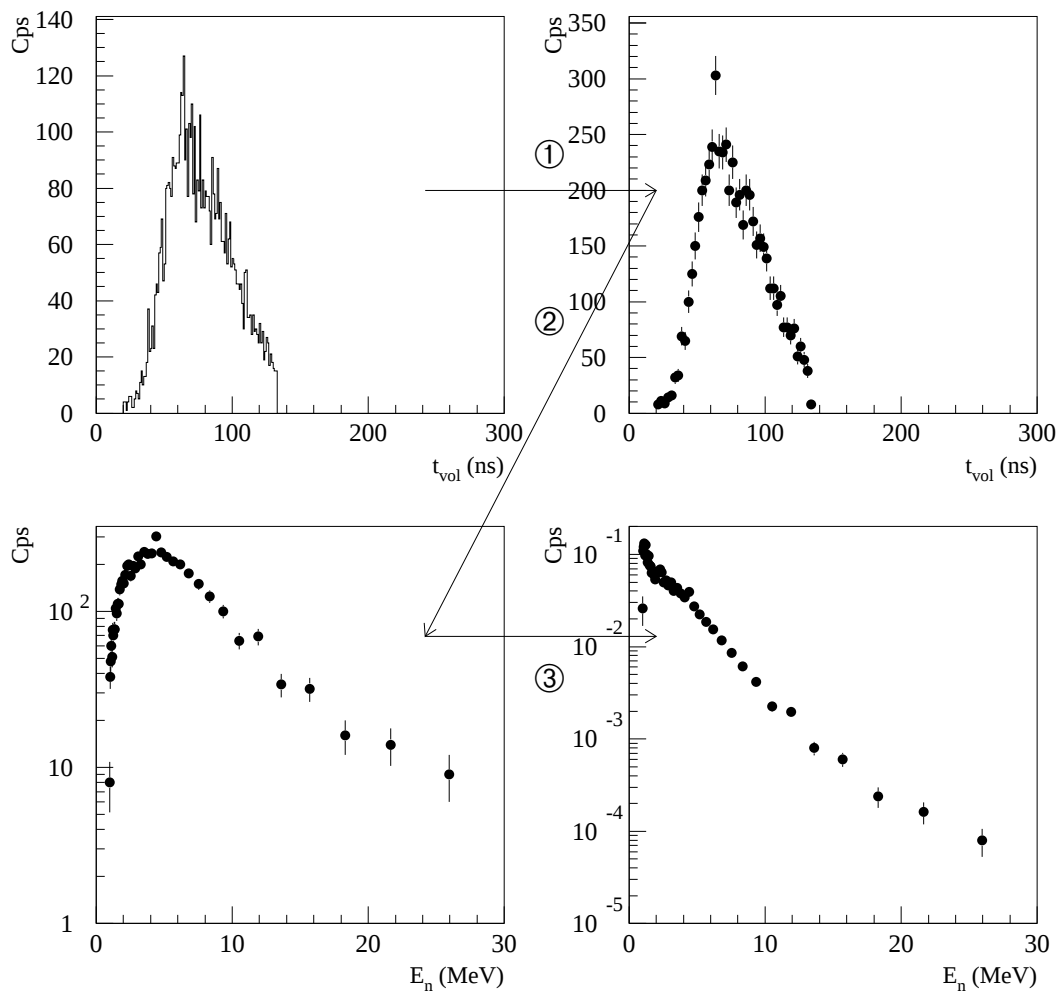


FIG. 3.28 – *Illustration des différentes étapes de construction des spectres en multiplicité doublement différentielle des neutrons en coïncidence avec des événements de fission (^{235}U).*

3.4.5 Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées aux sources émettrices

Il est possible de déduire, de la distribution en énergie des neutrons émis par une source en mouvement, d'une part, le nombre moyen de neutrons par noyau émetteur (multiplicité neutronique) et d'autre part, la température nucléaire moyenne associée à ces noyaux lors de leur désexcitation par évaporation neutronique.

Pour effectuer cette déduction, il faut définir la distribution en énergie des neutrons en terme de multiplicité doublement différentielle $\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n}$. Cette multiplicité, dans le cas d'une émission par évaporation statistique du noyau émetteur supposé thermodynamiquement équilibré, est alors ajustée par la relation 3.12 ([HIL92] et [JAD97]).

$$\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} = f(M_n, T_n) = \frac{M_n \sqrt{E_n}}{2(\pi T_n)^{3/2}} e^{-\frac{E_n + \frac{E_S}{A_S} - 2\sqrt{\frac{E_n E_S}{A_S}} \cos \theta_R}{T_n}} \quad (3.12)$$

où E_n est l'énergie dans le laboratoire des neutrons détectés, E_S et A_S sont respectivement l'énergie cinétique dans le laboratoire et la masse du noyau émetteur, θ_R , l'angle relatif entre la direction de détection du neutron et celle de la source et enfin, M_n et T_n , la multiplicité neutronique et la température nucléaire associées à cette source.

Pour des RE supposés détectés à 0° , par exemple, nous pouvons, à partir de l'ajustement des distributions en énergie des neutrons coïncidents par la relation 3.12, déterminer le nombre moyen de neutrons émis ainsi que sa température nucléaire durant l'évaporation de ces neutrons.

Dans le cas d'une fission binaire, cette analyse est plus complexe du fait qu'on est en présence d'au moins trois sources susceptibles d'émettre des neutrons lors du même processus. En effet, les neutrons peuvent être émis par le noyau composé, avant la fission (neutrons dits de pré-scission), ou par les deux fragments de fission (neutrons dits de post-scission).

Ces trois sources ont heureusement des caractéristiques différentes comme, par exemple, la direction et la norme de leur vitesse respective. Le NC comprenant toute la masse du projectile et de la cible évolue à faible vitesse (~ 0.5 cm/ns) dans la direction du faisceau. Les neutrons issus du NC, de vitesse plus importante que celle de leur source, seront donc émis de manière quasi-isotrope dans le laboratoire. Les fragments de fission, par contre, plus légers, évoluent à plus grande vitesse (~ 1 cm/ns) et dans une direction choisie expérimentalement fort différente de l'axe du faisceau. Les neutrons de post-scission seront donc focalisés dans la direction du mouvement du fragment émetteur.

Ces différentes caractéristiques sont à la base de "l'analyse spectrale en multi-source". Cette analyse permet la détermination des multiplicités neutroniques et des températures nucléaires associées à chaque source en présence. Pour ce faire, on reprend le formalisme de la relation 3.12 qu'on étend au nombre de sources présentes. Ainsi, pour une fission binaire (3 sources), cette relation devient:

$$\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} = \sum_{i=1}^3 f(M_{ni}, T_{ni}) \quad (3.13)$$

où M_{ni} et T_{ni} sont respectivement les multiplicités neutroniques et les températures associées à chacune des sources i .

A haute énergie, il est parfois indispensable d'introduire un terme supplémentaire dit de pré-équilibre à la distribution en énergie des neutrons. En effet, à plus haute énergie d'interaction projectile-cible, des neutrons de pré-équilibre, focalisés dans la direction du faisceau, sont "émis" avant la thermalisation du NC. Pour traiter ces neutrons, on ajoute un terme à la relation 3.13 que

l'on considère abusivement de la même forme que 3.12. On ne peut cependant plus parler de source thermalisée et encore moins de température pour décrire cette composante. On se limitera à parler de paramètre T d'ajustement. La relation 3.13 devient donc:

Dans le cas d'un RE détecté à 0° :

$$\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} = f(M_{nRE}, T_{nRE}) + f(M_{npre}, T_{npre}) \quad (3.14)$$

Dans le cas d'une fission binaire:

$$\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} = \sum_{i=1}^3 f(M_{ni}, T_{ni}) + f(M_{npre}, T_{npre}) \quad (3.15)$$

On peut également mettre en évidence ces différentes composantes en analysant le spectre de distribution angulaire de la multiplicité neutronique $\frac{dM_n}{d\Omega}$ comprenant, pour chaque angle de détection, le nombre total de neutrons détectés par source émettrice ($\int_{E_{seuil}}^{\infty} \frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} dE_n$, où E_{seuil} est le seuil de détection des neutrons analysés). Cette distribution pourra être reproduite ou ajustée par la relation 3.16 [JAD97]:

$$\frac{dM_n}{d\Omega} = g(M_n, T_n) = \frac{M_n}{2\pi^{3/2}} e^{\alpha_S^2 - \frac{E_S}{A_S T_n}} \left[\sqrt{\pi} \left(\alpha_S^2 + \frac{1}{2} \right) (1 - erf(c_S)) + (2\alpha_S + c_S) e^{-c_S^2} \right] \quad (3.16)$$

où $\alpha_S = \sqrt{\frac{E_S}{A_S T_n}} \cos \theta_R$ et $c_S = \sqrt{\frac{E_{seuil}}{T_n}} - \alpha_S$. Les autres variables ont la même signification que dans la relation 3.12.

Ainsi, pour des RE détectés à 0° :

$$\frac{dM_n}{d\Omega} = g(M_{nRE}, T_{nRE}) + g(M_{npre}, T_{npre})$$

et pour la fission binaire:

$$\frac{dM_n}{d\Omega} = \sum_{i=1}^3 g(M_{ni}, T_{ni}) + g(M_{npre}, T_{npre})$$

Cette analyse sera discutée en détail au chapitre 6.

3.4.6 Bilan et remarques

La méthode de discrimination $n - \gamma$ par analyse en forme du signal issu des scintillateurs NE213 a déjà démontré ses performances dans les autres expériences utilisant le multidétecteur DEMON ([JAD97] et [LEC96]). Elle permet une séparation sans équivoque jusqu'à un seuil de 150 keVee.

La présence du pic γ prompt s'est avérée très précieuse pour le contrôle de la dérive de la RF du cyclotron qui sert en effet de valeur de référence pour les différentes mesures de temps de vol.

Les limites de précision rencontrées dans l'utilisation du multidétecteur DEMON sont de deux types:

- a/ La première concerne la détermination de l'énergie des neutrons. Celle-ci, mesurée par temps de vol, est dépendante d'une part de la résolution temporelle du faisceau (1.25 ns) et, d'autre part, de la précision accordée à la distance de vol qui dépend de la profondeur d'interaction

moyenne du neutron dans le scintillateur. Ces deux interdépendances conduisent à déterminer l'énergie des neutrons avec une imprécision comprise entre 6 et 10 %. Cette valeur pourrait être réduite en éloignant les cellules de la cible mais ceci est impensable vu l'espace déjà occupé par le multidétecteur et le temps de mesure qu'il faudrait pour atteindre une statistique acceptable.

- b/ La seconde concerne les corrections appliquées au nombre de neutrons détectés par cellule. Celle qui affecte le plus la mesure des multiplicités est l'efficacité intrinsèque de détection $\epsilon_n(E_n)$ et l'erreur qui lui est associée. Celle-ci a été déterminée par des mesures effectuées à différentes énergies (E_n). Ces mesures doivent être complétées afin d'améliorer encore la détermination de $\epsilon_n(E_n)$.

3.5 Détermination des caractéristiques des particules chargées légères

3.5.1 Calibrations en énergie

Chaque jonction semi-conductrice au Si constituant un des 6 triple-télescopes fournit, lors du passage d'une particule chargée, un signal proportionnel à l'énergie déposée dans le détecteur et un signal rapide qu'on peut corrélérer au temps de passage de la particule par rapport à la *RF* du cyclotron. Le signal temps n'a été utilisé que pour l'élimination de certains événements fortuits et n'a donc pas fait l'objet d'une calibration en temps réel. Les signaux en énergie (ΔE_{ij} , i étant le numéro de l'étage du télescope j considéré), par contre, ont été calibrés avec grande précision.

La calibration des triple-télescopes a été réalisée à l'aide de faisceaux de particules α , diffusées élastiquement sur une cible d'*Au* de $380 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$, et dont les énergies incidentes s'élevaient à 21, 40 et 60 MeV. De plus, une tri-source (^{244}Cm , ^{241}Am et ^{239}Pu) émettant des α de 5.794, 5.472 et 5.143 MeV respectivement a été placée, hors faisceau, devant chaque jonction ΔE_{ij} .

Enfin, pour compléter ces points de calibration, nous avons tenu compte des points dits de rebroussement (en énergie) obtenus lors de l'expérience *Tm16*. L'énergie correspondant à ces points a été déterminée par un calcul de perte d'énergie tenant compte de l'épaisseur de chacune des jonctions.

3.5.2 Construction des distributions en énergie des particules chargées

La figure 3.29 illustre un triple-télescope de jonctions au Si de 85, 705 et 705 μm d'épaisseur.

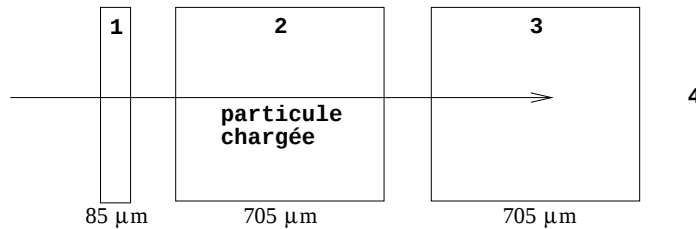


FIG. 3.29 – Illustration d'un triple-télescope au Si. L'étage 1 correspond à la jonction de faible épaisseur ($85\mu\text{m}$) qui est la première traversée par les particules émises de la cible.

Les trois étages sont numérotés de 1 à 3. Ainsi, l'énergie déposée par une particule chargée traversant ces jonctions est notée ΔE_1 , ΔE_2 ou ΔE_3 en fonction de l'étage considéré. Lorsque la

particule s'arrête dans l'un de ceux-ci, l'énergie déposée est alors représentée par E_1 , E_2 ou E_3 . Le numéro 4 représente les particules qui ont traversé les trois étages sans s'arrêter.

La figure 3.30 présente deux spectres bidimensionnels corrélant les hauteurs d'impulsion (proportionnelle à l'énergie déposée) du premier étage ΔE_1 en fonction de ΔE_2 d'une part et, ΔE_2 en fonction de ΔE_3 d'autre part.

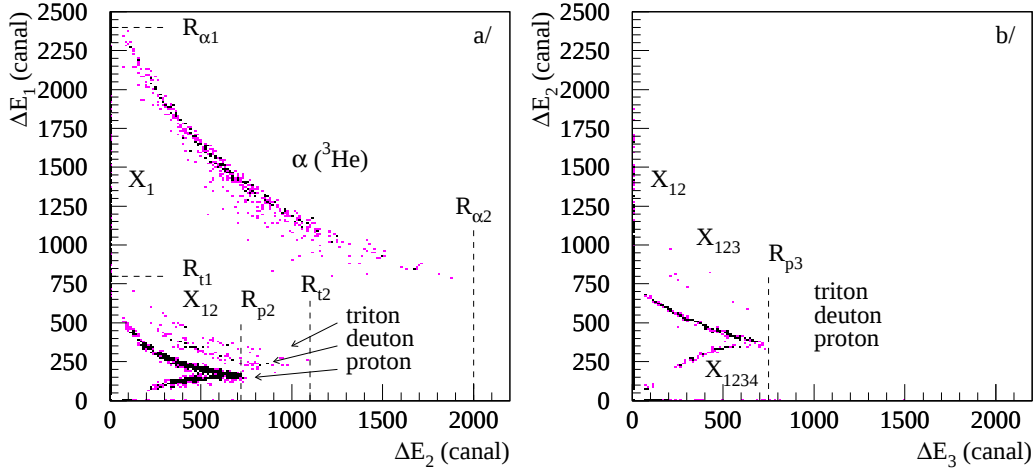


FIG. 3.30 – Spectres de corrélation des hauteurs d'impulsion issues des trois étages d'un triple-télescope avec a/ ΔE_1 en fonction de ΔE_2 et b/ ΔE_2 en fonction de ΔE_3 (Tm10).

Dans cette figure, on remarque les lignes caractérisant la charge et la masse des différentes particules chargées. Cette discrimination est décrite par la formule de H. Bethe [KRA88]:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_{part}^2 A_{part} Z_{milieu}}{A_{milieu} E_{part}} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.17)$$

où Z_{part} , A_{part} et E_{part} sont respectivement la charge, la masse atomique et l'énergie incidente de la particule qui traverse un milieu de charge Z_{milieu} et de masse atomique A_{milieu} , β est la fraction de la vitesse de la particule par rapport à la vitesse de la lumière c , m est la masse de l'électron et I (potentiel d'ionisation), une constante dépendant du milieu traversé qui est de l'ordre de $10 Z_{milieu}$ (en eV).

L'équation 3.17 indique que, pour un même milieu traversé (le Si dans ce cas-ci), le principal facteur de perte d'énergie est lié à la charge de la particule incidente. En effet, les protons p , deutons d et tritons t sont proches car de même charge ($Z_{part} = 1$) mais de masse différente ($A_{part} = 1, 2$ et 3). Les α , par contre, se distinguent clairement des autres particules ($Z_{part} = 2$ et $A_{part} = 4$). Notons déjà l'excellente discrimination en charge et en masse des particules chargées légères détectées par les triple-télescopes utilisés.

Examinons à présent comment une particule se comporte dans un triple-télescope en fonction de son énergie incidente.

Les particules X, de très faible énergie, déposent toute leur énergie dans le premier étage. On les retrouve dans la figure 3.30a sous la notation X_1 (le long de l'axe des ordonnées où $\Delta E_2 = 0$). Dans cette zone, R_{t1} (~ 4.5 MeV) représente l'énergie maximale pour qu'un triton dépose toute son énergie dans le premier étage. En-dessous de cette valeur, les p , d et t sont mélangés aux α

Particules	Sélection	Conditions de sélection	Energie incidente
alpha	α_1	E_{t1} seul	E_1
	α_{12}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2})$ seuls	$\Delta E_1 + E_2$
	α_{123}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2} \text{ et } E_{t3})$	$\Delta E_1 + \Delta E_2 + E_3$
Tritium	T_1	E_{t1} seul	E_1
	T_{12}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2})$ seuls	$\Delta E_1 + E_2$
	T_{123}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2} \text{ et } E_{t3})$	$\Delta E_1 + \Delta E_2 + E_3$
deuteron	d_1	E_{t1} seul	E_1
	d_{12}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2})$ seuls	$\Delta E_1 + E_2$
	d_{123}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2} \text{ et } E_{t3})$	$\Delta E_1 + \Delta E_2 + E_3$
proton	p_1	E_{t1} seul	E_1
	p_{12}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2})$ seuls	$\Delta E_1 + E_2$
	p_{123}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2} \text{ et } E_{t3})$	$\Delta E_1 + \Delta E_2 + E_3$
	p_{1234}	$(E_{t1} \text{ et } E_{t2} \text{ et } E_{t3})$	$\Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_3 + E_4$

TAB. 3.8 – *Tableau récapitulatif de l'identification des particules chargées (p , d , t et α) et la reconstruction de leur énergie incidente.*

de très faible énergie. Au-delà, par contre, et jusqu'à $R_{\alpha 1}$ ($\sim 11 \text{ MeV}$), seuls les α sont présents, si l'on considère que l'émission des ions lourds est peu probable à ces angles arrière ($\theta_d \geq 115^\circ$ de part et d'autre de l'axe du faisceau). La discrimination des α commence donc dans cette tranche en énergie. Pour les autres particules, il faut s'attendre, presque toujours, à la traversée du premier télescope.

A plus haute énergie, les particules X_{12} traversent le premier étage et s'arrêtent dans le second. Pour ces particules, comme l'indique la relation 3.17, plus l'énergie incidente de la particule est grande, moins elle dépose d'énergie dans le premier étage. Ces particules s'arrêtent dans le second étage, jusqu'à ce qu'elles atteignent le point de rebroussement R_{X_2} (estimé à $R_{p2} \sim 9 \text{ MeV}$ et $R_{\alpha 2} \sim 38 \text{ MeV}$). Au-delà de cette énergie, les particules traversent le second étage. Les particules qui s'arrêtent dans le troisième étage sont notées X_{123} . Comme elles se mélangent en-dessous de R_{t2} ($\sim 15 \text{ MeV}$), on a placé un troisième étage qui permet leur identification. Enfin, certaines particules de très haute énergie traversent les trois étages. Celles-ci sont essentiellement des protons, notées X_{1234} , et sont encore identifiables sur la figure 3.30b. Toutefois, la détermination de leur énergie incidente fait appel à une méthode indirecte.

Après identification des particules, on reconstruit leurs énergies incidentes. Cela est décrit au tableau 3.8.

Pour les protons, l'énergie E_4 est déduite des énergies ΔE_1 , ΔE_2 et ΔE_3 . Un programme de perte d'énergie se basant sur la relation 3.17 permet de retrouver indirectement l'énergie du proton incident en fonction de l'énergie déposée dans les trois télescopes.

L'opération effectuée pour chaque type de particule légère conduit à la détermination des distributions en énergie des particules incidentes aux triple-télescopes. Un exemple type est présenté à la figure 3.31, pour des particules détectées en coïncidence avec des événements de fission dans le télescope $T1$ positionné à 115° par rapport à l'axe du faisceau lors de la réaction $Tm10$.

Remarquons que, même aux angles arrière, les particules p et α , coïncidant avec les fragments de fission issus de la réaction $Tm10$, ont des énergies cinétiques dépassant 20 MeV.

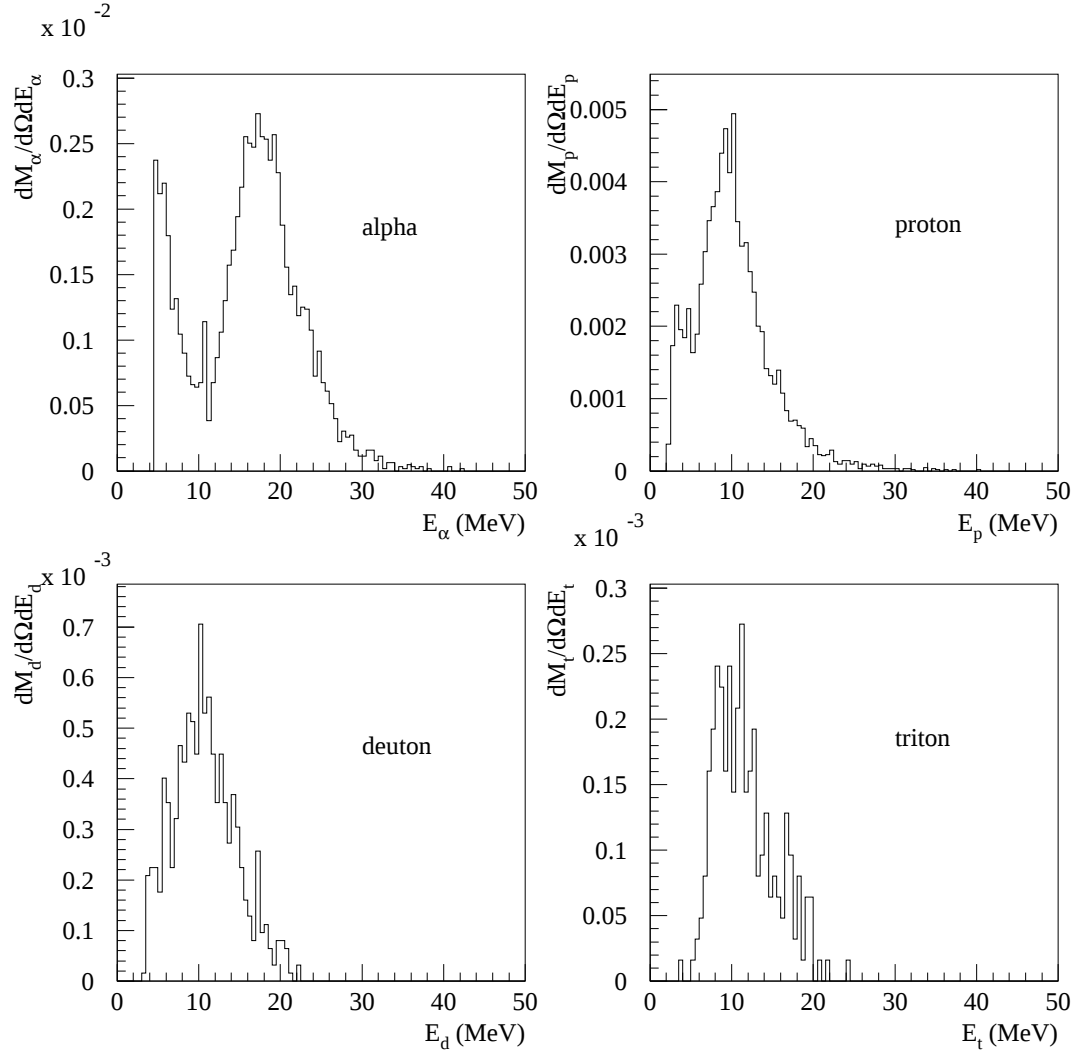


FIG. 3.31 – *Distributions énergétiques normalisées des particules chargées légères reconstruites à partir des informations récoltées par un des triple-télescopes au Si lors de l'étude du processus de fission induit dans la réaction Tm10.*

3.5.3 Multiplicités des particules chargées légères et températures nucléaires associées aux sources émettrices

De la même manière que pour les neutrons, lorsqu'un noyau en mouvement dans le laboratoire évapore des particules chargées légères, la distribution en énergie normalisée de ces particules permet la détermination du nombre de particules émises en moyenne par source (multiplicité de ces particules) et de la température nucléaire moyenne de ce noyau durant leur évaporation.

En effet, la distribution en énergie des particules chargées, normalisée en terme de multiplicité doublement différentielle $\frac{d^2 M_c}{d\Omega dE_c}$, est ajustable par la relation 3.18 [JAD97], légèrement différente de l'expression 3.12:

$$\frac{d^2 M_c}{d\Omega dE_c} = f_c(M_c, T_c) = \frac{M(\overline{E_c} - B_c)}{4\pi T_c^2} \sqrt{E_c \overline{E_c}} e^{-\frac{\overline{E_c} - B_c}{T_c}} \quad (3.18)$$

$$\text{avec } \overline{E_c} = E_c + m_c \frac{E_S}{A_S} - 2\sqrt{m_c \frac{E_c E_S}{A_S}} \cos \theta_R$$

où E_c et $\overline{E_c}$ sont respectivement les énergies cinétiques dans les systèmes laboratoire et centre de masse de la particule analysée; E_S , A_S et B_c sont respectivement l'énergie dans le laboratoire, la masse et la barrière coulombienne d'émission associée à la source S émettrice de la particule observée; m_p est la masse de la particule; M_c et T_c sont la multiplicité d'émission et la température nucléaire associées au noyau émetteur et θ_R , l'angle relatif entre la détection de la particule et la direction de recul du noyau émetteur.

Comme pour les neutrons, on peut traiter la fission en appliquant à la distribution en énergie des particules chargées légères une "analyse en multi-source" utilisant la relation 3.19.

$$\frac{d^2 M_c}{d\Omega dE_c} = \sum_{i=1}^3 f_p(M_{ci}, T_{ci}) \quad (3.19)$$

où M_{ci} et T_{ci} sont les multiplicités d'émission et les températures associées à chacune des trois sources i (le NC et les deux fragments de fission).

A priori, on peut aussi ajouter un terme de pré-équilibre $f_c(M_{cpree}, T_{cpree})$, mais vu la faible statistique attendue pour la mesure globale des particules chargées légères et surtout, les angles de détection arrière par rapport à la direction du faisceau incident, ce dernier terme a été négligé dans les ajustements ultérieurs.

3.5.4 Bilan et remarques

Les triple-télescopes semi-conducteurs, grâce à la bonne résolution en énergie des jonctions qui les composent, sont caractérisés par une excellente discrimination des particules chargées légères en Z et en masse.

Pour chaque particule, connaissant son énergie déposée dans chaque étage du télescope, on a pu reconstruire son énergie incidente dans une large gamme comprise entre 0 et 40 MeV.

L'efficacité intrinsèque de détection de ce type de détecteur aux particules chargées est de 100 % au-dessus du seuil électronique,

La difficulté de l'analyse des particules chargées ne provient donc pas des détecteurs utilisés mais plutôt de la physique elle-même. En effet, dans ce type de réaction, l'émission des particules chargées est peu probable (leurs multiplicités est au moins 10 fois plus faibles que celles des neutrons). De plus, afin de déterminer avec précision l'angle d'émission de ces particules, l'angle solide des télescopes ne peut être trop important. Ces deux causes sont à l'origine du manque de statistique

caractérisant les spectres analysés.

De plus, nous avons à traiter un paramètre supplémentaire B_c qui est la barrière effective d'émission de la particule émise par chaque source. Comme nous le verrons au chapitre 6, ces paramètres sont loin d'être définis sans ambiguïté.

Chapitre 4

Résultats de l'étude de la distribution angulaire des RE (distrang)

4.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la description des mesures de distribution angulaire des résidus d'évaporation (RE). Les différents aspects de l'analyse des données et l'interprétation des résultats y sont traités.

En effet, ces mesures serviront à la détermination des sections efficaces de formation des RE en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC. De plus, grâce à ces résultats, la quantité de mouvement transférée par le projectile au NC sera évaluée, ainsi que les taux de fusion complète aux énergies élevées du projectile pour le processus de formation des RE.

Comme les ensembles de détection jonction-galettes utilisés (voir chapitre 2) permettent la détection des fragments de fission issus de nos réactions, les distributions angulaires de ces fragments ont été également analysées, fournissant les sections efficaces du processus de fission. Cependant, l'estimation du taux de fusion complète associé au processus de fusion-fission, recourant à l'utilisation des MWPC, sera présentée au chapitre 5.

4.2 Dispositif Expérimental

Rappelons que pour la mesure des distributions angulaires des RE et des fragments de fission, seuls les deux ensembles de détection jonction - galettes à micro-canaux *R1* et *R2* ont été utilisés (voir figure 2.1). Pour chacune des quatre énergies de faisceau (8, 10, 13 et 16 MeV/A), 4 à 5 mesures ont été effectuées, c'est-à-dire que 8 à 10 angles de détection, des deux côtés de l'axe du faisceau incident, ont été relevés.

4.3 Résidus d'évaporation

4.3.1 Sélection des RE et estimation des événements parasites

Au chapitre 3, un exemple de spectre bidimensionnel temps de vol-énergie cinétique obtenu à l'aide d'un des ensembles jonction-galettes à microcanaux a été présenté. Dans cet exemple, on a pu montrer la grande facilité d'isoler les événements associés aux RE. En effet, sur ce spectre, un contour (ou région d'intérêt), introduit dans le programme d'analyse des données, autour de ces événements est suffisant pour les isoler proprement.

Malheureusement, lors des mesures de distribution angulaire, des problèmes liés à la focalisation du faisceau ont rendu la sélection des RE plus difficile et ce, essentiellement aux petits angles de détection et, particulièrement, à 8 et 10 MeV/A. Ce fait est illustré à la figure 4.1 présentant le bidimensionnel temps-énergie des événements construits à 8 MeV/A et à l'angle de 8 degrés par rapport à l'axe du faisceau.

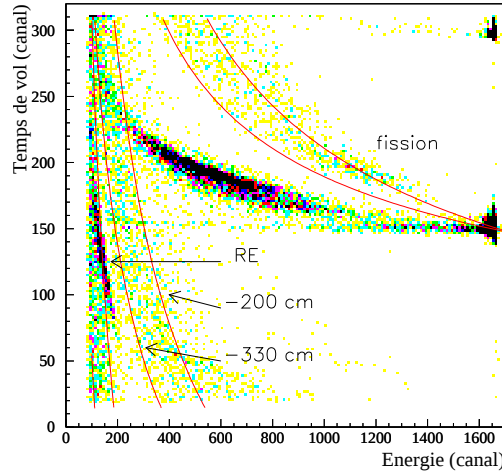


FIG. 4.1 – Spectre bidimensionnel temps-énergie, d'un ensemble jonction-galettes, des événements détectés à 8 degrés par rapport à l'axe du faisceau lors de la réaction $Tm08$.

Sur ce spectre, une trace est observable à partir de la fission jusqu'aux basses énergies, à travers les RE. La subsistance de celle-ci lors d'un test sans cible, effectué lors d'une expérience séparée, a permis d'établir avec certitude qu'elle est liée au faisceau et non pas à des produits issus des réactions étudiées. Cette trace provient, plus que probablement, de la diffusion d'une partie du faisceau sur un élément optique de la ligne de faisceau en amont de la chambre à réaction. Les lignes sur la figure 4.1 décrivent l'évolution du temps de vol en fonction de l'énergie pour un projectile de Ne diffusé à 330 et 200 cm en amont de la cible. La bande formée par ces deux lignes recouvre l'essentiel des événements parasites. Ce qui semble confirmer notre hypothèse.

Rappelons aussi que des événements parasites, de même origine, avaient déjà été observés lors de la calibration en position des plans de fils X et Y des *MWPC* (voir §3.3.1).

Aux angles concernés, il faut donc évaluer ces événements qui, indéniablement, polluent les RE. Pour établir la méthode à suivre pour quantifier ces événements, une analyse de la région entourant les RE a été effectuée. Celle-ci est présentée à la figure 4.2.

Chaque sélection effectuée sur le bidimensionnel (numérotée de 1 à 4) est reportée sur un des spectres monodimensionnels qui porte son numéro. On peut remarquer qu'autour de chaque pic correspondant aux RE, le nombre d'événements diffusés décroît de façon régulière de telle sorte que la moyenne du nombre intégré de part et d'autre du pic (sur le même nombre de canaux que le pic principal) est une bonne approximation du nombre d'événements à soustraire des RE comptabilisés dans le pic principal. Pour effectuer cette différence, on a dupliqué la région d'intérêt caractérisant les RE tel que le présente la figure 4.3. Les régions d'intérêts 2 et 3 sont identiques à la région 1 qui caractérise les RE. Pour les définir, on a simplement déplacé la région 1 de $+\Delta T$ ou $-\Delta T$ respectivement.

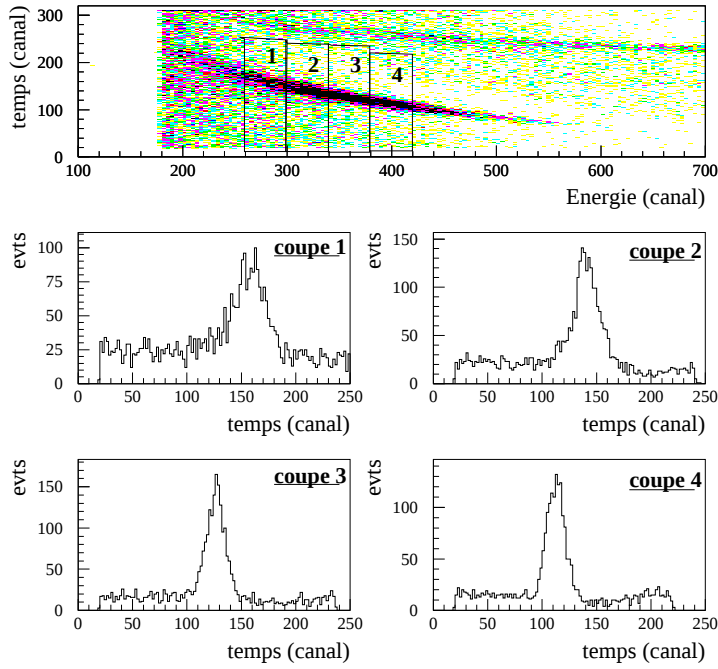


FIG. 4.2 – *Spectre bidimensionnel temps-énergie construit à l'angle de 8 degrés, lors de la réaction Tm08, dans la région entourant les RE. Les coupes numérotées sur le bidimensionnel sont reportées sur les spectres monodimensionnels correspondants.*

Les événements des trois régions (1,2 et 3) sont traités complètement jusqu'à la détermination des vitesses des fragments correspondants au centre de la cible (on reviendra sur cette analyse plus tard). Afin de pouvoir les traiter comme des événements de la région 1, on a retiré aux événements de la région 2 et ajouté aux événements de la région 3 la différence de temps ΔT . On en déduit ainsi trois distributions de vitesse (spectres monodimensionnels dans la figure 4.3) qui couvrent la même région. Sur cette distribution, on peut considérer la contribution parasite du faisceau diffusé comme la moyenne des histogrammes 2 et 3, et donc, soustraire cette moyenne de l'histogramme 1. La distribution des vitesses qui en résulte est alors considérée comme la distribution finale des RE. Cette distribution sera à la base de l'estimation des sections efficaces de formation des RE.

Pour chaque énergie, l'importance de ces diffusions a été répertoriée sous la forme du rapport RD du nombre moyen intégré dans les régions 2 et 3 sur le nombre de RE comptabilisés dans la région 1. Ces rapports sont listés au tableau 4.1 où la position du détecteur à gauche ou à droite de l'axe du faisceau est indiquée respectivement par G et D. Il apparaît clairement que ces contributions diminuent sensiblement aux grands angles de détection et aux énergies élevées du faisceau.

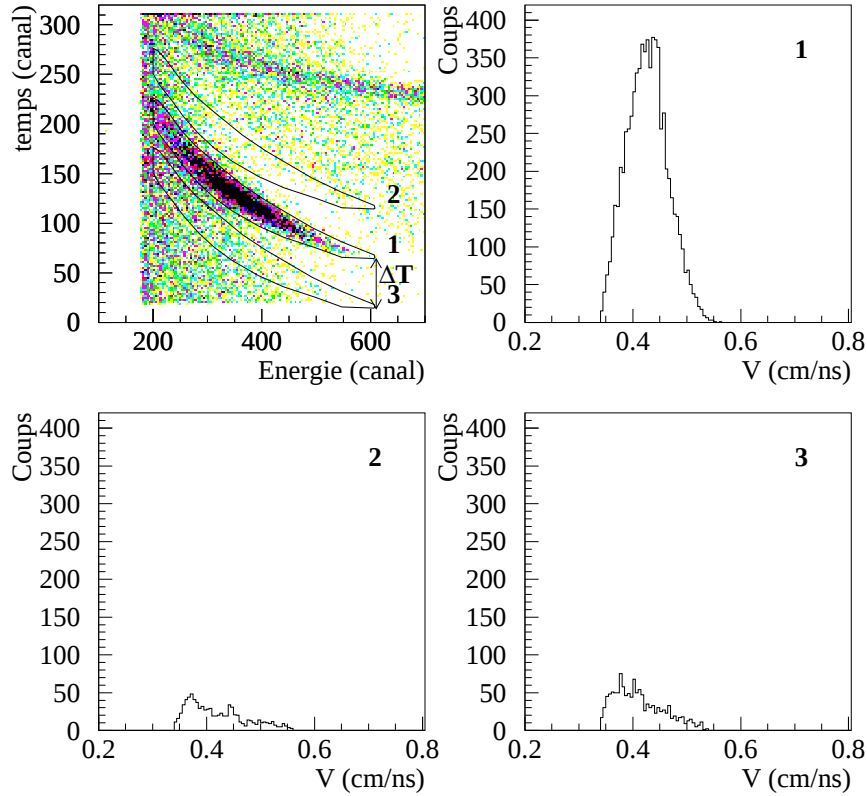


FIG. 4.3 – Spectre bidimensionnel temps-énergie construit à 8 degrés lors de la réaction $Tm08$ pour l'ensemble de détection $R1$. Les trois régions d'intérêts ne diffèrent entre elles que par la position sur l'axe du temps ($\pm\Delta T$). Les distributions des vitesses des RE extraites de ces trois régions d'intérêts sont reprises sur les trois spectres monodimensionnels portant leurs numéros respectifs (voir texte).

Energies du faisceau (MeV/A)	Angles de détection des RE (degrés)	rapport RD	Côté
8	8	0.14	G
	11	0.13	D
	9	0.03	G
	12	0.16	D
	14	0.06	G
	16	0.07	D
10	8	0.19	G
	10	0.06	D
	9	0.20	G
	11	0.07	D
	14	0.16	G
	16	0.04	D
13	9	0.08	G
	8	0.08	D
	12	0.06	G
	11	0.05	D
	16	0.04	G
	14	0.04	D
	20	0.05	G
	18	0.04	D
16	9	0.05	G
	8	0.05	D
	12	0.04	G
	10	0.05	D
	16	0.02	G
	14	0.03	D

TAB. 4.1 – *Importance relative RD des événements parasites polluant la détection des RE dans les spectres bidimensionnels temps de vol-énergie cinétique.*

4.3.2 Contributions relatives des réactions Ne sur l' Al servant de support à la cible de Tm

Rappelons que la cible de Tm a été évaporée sur un support en Al de $100 \mu gr/cm^2$ (la fabrication d'une cible de Tm autoportante de $255 \mu gr/cm^2$ d'épaisseur et de grande surface s'étant avérée impossible techniquement). Les projectiles de Ne , traversant l'épaisseur d' Al avant de pénétrer dans le Tm , pouvaient donc y induire des réactions. Les produits des réactions du Ne sur l' Al sont détectés dans nos différents compteurs et peuvent en principe perturber nos mesures. Il était donc capital d'évaluer les contributions relatives de ces réactions et de les identifier sur le diagramme temps-énergie qui est à la base de la séparation des différents processus en présence. Comme pour la réaction $Ne + Tm$, la réaction $Ne + Al$ induit 3 processus différents dans la même gamme en énergie du projectile: les collisions élastiques, les collisions inélastiques et le processus fusion-RE. Le processus fusion-fission est considéré inexistant en raison de la faible masse du NC (47). Les positions attendues de ces différents processus sont indiqués par des flèches sur la figure 4.4. Ces positions ont été estimées à partir des résultats expérimentaux de la références [MOR83] dans laquelle la réaction $Ne + Al$ a été étudiée pour des énergies du projectile comprises entre 2.5 et 20 MeV/A.

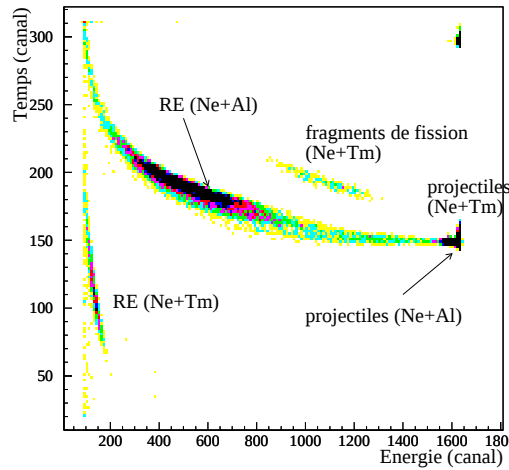


FIG. 4.4 – Spectre bidimensionnel temps-énergie obtenu à l'angle de 12 degrés par le détecteur R1 lors de la réaction $Tm08$. Les flèches indiquent les positions attendues des différents processus induits par l'interaction $Ne + Al$.

Nous constatons que les RE induits par la réaction $Ne + Al$ sont uniquement mélangés aux événements associés aux transferts très inélastiques de la réaction $Ne + Tm$.

Les sections efficaces de formation de RE induite par la réaction $Ne + Al$, mesurées par Morgenstern et al ([MOR83]), à des énergies du faisceau proches des nôtres, ont montré que le nombre de RE ($Ne + Al$), détectés par unité de temps, est relativement important. En fait, il est du même ordre de grandeur que le nombre de RE issus du $Ne + Tm$ et ce, pour les quatre différentes énergies de faisceaux. Cependant, les RE issus du $Ne + Al$ ne polluent nullement les événements qui nous intéressent (RE et produits de fission induits par la réaction $Ne + Tm$).

Les projectiles diffusés élastiquement sur l' Al ne se distinguent pas de ceux, diffusés sur le Tm . Si on compare les sections efficaces Rutherford, le nombre de projectiles ^{20}Ne diffusés par l' Al

représenterait 10 % des projectiles détectés à 8 MeV/A et 5 % à 16 MeV/A. Cependant, le petit angle d'effleurement associé à la réaction avec l' Al (9° à 8 MeV/A et 3° à 16 MeV/A) indique que ces événements sont négligeables pour des mesures effectuées entre 8 et 20 degrés choisis pour l'étude des distributions angulaires des RE.

Nous pouvons donc en conclure que les événements issus de la réaction $Ne + Al$, bien que non négligeables, ne perturbent pas significativement l'analyse de la diffusion élastique et nullement l'analyse et la caractérisation des fragments de fission et des RE issus de la réaction $Ne + Tm$.

4.3.3 Événements associés aux transferts très inélastiques

Les événements associés aux transferts très inélastiques de la réaction $Ne + Tm$ ont des masses d'une part, proches du projectile Ne (désigné par quasi-projectile QP) et, d'autre part, proches de la cible de Tm (désigné par quasi-cible QC). Les QP ont des énergies comprises entre 50 MeV correspondant à la répulsion coulombienne du ^{20}Ne et du ^{169}Tm et l'énergie du projectile diffusé élastiquement (partie 3 sur la figure 3.1).

Sur le bidimensionnel temps-énergie, les QP ne se mélangent pas aux événements que nous étudions. Les QC , par contre, de masses proches des RE qui ont évaporés une quantité importante de particules légères (170 uma), peuvent se mélanger à la composante basse énergie des RE [RIV86]. Il était donc important d'évaluer ce risque de mélange.

Une simulation de la cinématique des transferts très inélastiques (TTI) a donc été réalisée aux quatre énergies du faisceau à l'aide du code écrit par Tassan-got [TAS91]. La figure 4.5 présente les résultats de cette simulation concernant les quasi-cibles issus des réactions $Ne + Tm$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/A.

Sur cette figure, les rectangles indiquent les domaines angulaires couverts par la détection des RE lors de nos mesures de distribution angulaire. Leur limite à basse énergie correspond au seuil électronique de détection des jonctions semi-conductrices utilisées dans ces expériences ($E_{seuil} = 3$ MeV). On peut ainsi constater qu'à 8 et 10 MeV/A, les QC ne recouvrent pas les régions associées aux RE. Par contre, à 13 et particulièrement à 16 MeV/A, un risque de mélange à basse énergie subsiste.

A ces deux énergies, une analyse en section efficace différentielle a été réalisée pour quantifier ce mélange. A chaque angle de détection expérimentale des RE (tenant compte de l'angle solide du détecteur correspondant), la distribution des vitesses des QC simulées a été construite et comparée à la distribution mesurée des RE. Le nombre total d'événements de ces deux processus a été normalisé en fonction des sections efficaces différentielles correspondantes. Le résultat de cette comparaison est présenté à la figure 4.6 pour le cas de 16 MeV/A où le mélange devrait être le plus important.

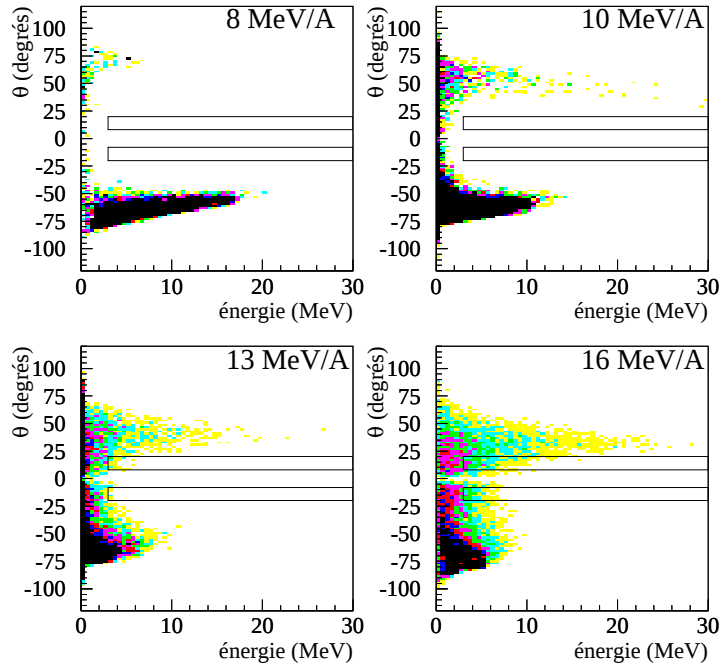


FIG. 4.5 – Spectres bidimensionnels angle-énergie simulés par le code de Tassan-got des quasi-cibles, dans le laboratoire, du processus TTI induit par les réactions $Ne + Tm$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/A. Les rectangles indiquent les domaines angulaires associés à la détection expérimentale des RE.

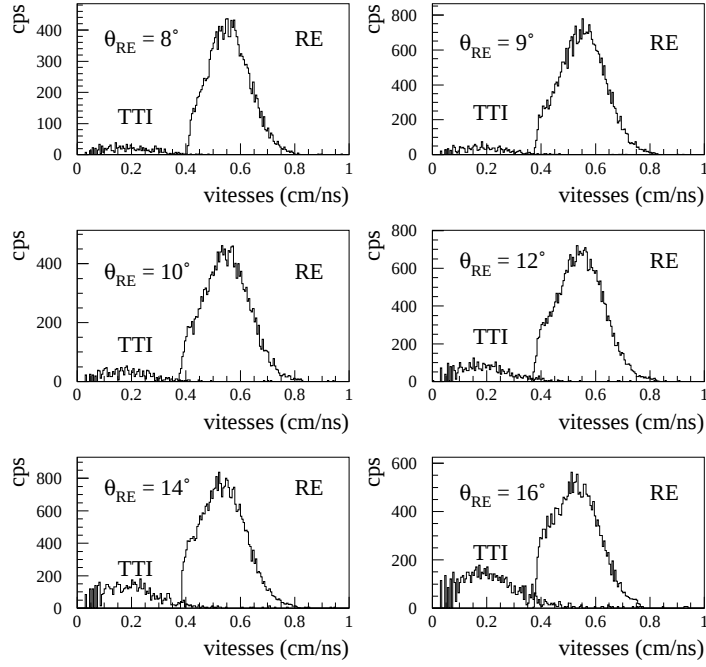


FIG. 4.6 – *Comparaison des distributions de vitesses des RE mesurées à 16 MeV/A à celles des QC (issues des TTI) simulées par le code de Tassan-got [TAS91] aux différents angles de détection (θ_{RE}).*

On peut observer que les QC ne se manifestent qu'aux faibles vitesses et aux angles de détection les plus élevés mais en faible proportion. Par conséquent, au vu du seuil d'analyse que nous avons fixé aux alentours de 0.4 cm/ns, ce mélange sera négligé lors de la détermination des sections efficaces des RE.

4.3.4 Distributions en vitesse des RE

Les vitesses des RE ainsi obtenues ont été corrigées pour la perte d'énergie dans la demi-cible de Tm (soit $255 \mu\text{gr}/\text{cm}^2 * 0.5$). Les masses et les charges des RE, utilisées dans cette correction, sont celles déduites de la procédure itérative discutée au chapitre 3.

Le spectre de distribution en vitesse des RE ($N(V)$) est normalisé en terme de section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV}$ (V) de la manière suivante:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} (V) = N(V) \frac{10^{24} A}{T_{TM} N_{inc} R_{burst} ep N_{av} \Delta\Omega \Delta V} \quad (4.1)$$

où A et ep sont, respectivement, la masse (gr/mole) et l'épaisseur de la cible (gr/cm^2), N_{inc} le nombre de projectile incident par seconde, N_{av} le nombre d'Avogadro, T_{TM} le temps actif de mesure (correction du temps mort électronique et informatique associé à l'acquisition des données), $\Delta\Omega$ l'angle solide du détecteur et ΔV le pas d'intégration choisi pour construire la distribution. On tient également compte de l'intensité du faisceau associé au burst réduit BR ($\approx 5\%$ du faisceau), comptabilisé dans le courant Faraday N_{inc} mais pas dans le nombre de résidus détectés $N(V)$. L'intensité de ce burst est déterminée à chaque mesure et la section efficace doublement différentielle en est corrigée par le facteur $R_{burst} = (1 - BR)$.

On désigne par fusion complète le processus où la quantité de mouvement du projectile est totalement transférée au noyau composé NC (formé par fusion). Le NC ainsi formé, évapore des particules légères pour produire éventuellement un RE. A un angle θ_{RE} donné par rapport à l'axe du faisceau, la distribution en vitesse des RE, dans le référentiel du laboratoire, peut être décrite par la relation 4.2 [MOR82] telle qu'on l'observe à la figure 4.7 pour des résidus produits lors de la réaction $Tm08$ et détectés à $\theta_{RE} = 10^\circ$.

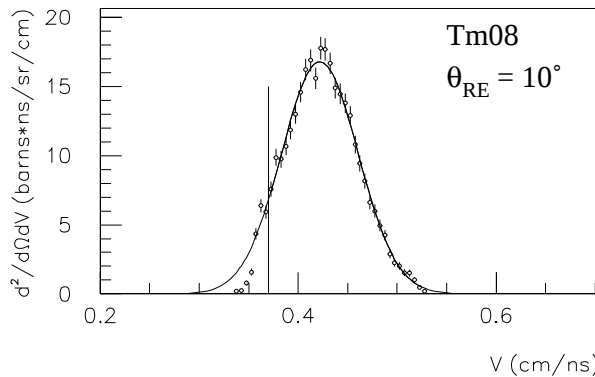


FIG. 4.7 – *Distribution en vitesse expérimentale des RE pour la réaction Tm08 relevée à l'angle $\theta_{RE} = 10^\circ$ dans le laboratoire et ajustée par la fonction 4.2 (fonction continue). La ligne verticale délimite le seuil en vitesse pour l'analyse des données.*

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} = f(V_{NC}, K, S) = K V^2 \exp\left(-\frac{(V - V_{NC}\cos\theta)^2}{2 S^2}\right) \exp\left(-\frac{V_{NC}^2 \sin^2\theta}{2 S^2}\right) \quad (4.2)$$

L'ajustement par la méthode de minimisation du χ^2 des données expérimentales par la relation 4.2 permet la détermination de trois paramètres à savoir: le paramètre de normalisation K , l'écart type S de la distribution et la vitesse moyenne de recul du *RE* (V_{NC}) obtenue expérimentalement. La ligne verticale à la figure 4.7 représente le seuil de sélection opérée lors de l'analyse des RE.

La vitesse V_{NC} permet d'évaluer le transfert effectif de la quantité de mouvement apportée par le projectile au NC. En effet, si l'on examine l'évolution du rapport $\frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}}$ où V_{NC}^{FC} ($V_{NC}^{FC} = \frac{A_p}{A_p + A_c} V_p$ où V_p est la vitesse du projectile dans le laboratoire) est la vitesse de recul du NC en cas de transfert complet (pour une fusion complète du projectile et de la cible) en fonction de l'énergie par nucléon du faisceau (figure 4.8 et tableau 4.2), on remarque que V_{NC} s'éloigne de V_{NC}^{FC} avec l'accroissement de l'énergie incidente. Le tableau 4.2 présente également le transfert relatif du moment linéaire $\%P$ exprimé comme suit:

$$\%P = \frac{V_{NC} (M_{NC} - \Delta_m)}{V_{NC}^{FC} M_{NC}} \simeq \frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}} \quad (4.3)$$

où Δ_m représente la masse moyenne de la partie du projectile qui n'a pas participé à la fusion. Si l'on néglige ce terme, petit par rapport à M_{NC} (voir la discussion ci-dessous où Δ_m sera égalisé à 4 uma), on retrouve le rapport $\frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}}$. Si on extrait les vitesses moyennes V_{NC} de l'ajustement, à l'aide de la fonction 4.2, des distributions des vitesses des RE aux quatre énergies du faisceau, on peut estimer le taux moyen de quantité de mouvement $\%P$ transféré par le projectile lors de la fusion.

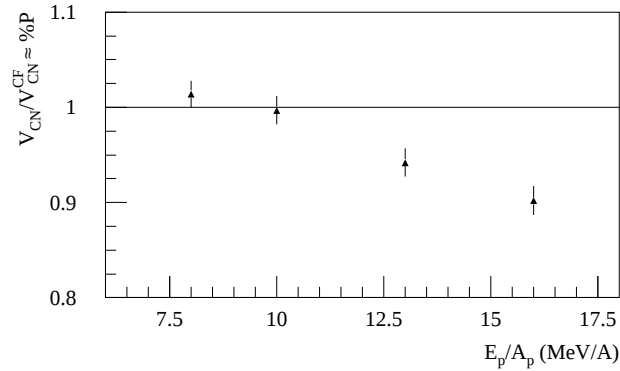


FIG. 4.8 – Rapport $\frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}}$ de la vitesse moyenne de recul du noyau composite résultant de l'ajustement des distributions en vitesse des RE par la fonction 4.2 et de celle estimée dans le cas d'une fusion complète en fonction de l'énergie par nucléon des projectiles ^{20}Ne .

A 8 et 10 MeV/A, on peut considérer un transfert complet de la quantité de mouvement lors de la fusion (FC). Par contre, à plus haute énergie, on constate que ce transfert devient incomplet. Ceci se manifeste par la diminution de la vitesse de recul moyenne du noyau composite par rapport à V_{NC}^{FC} (ou $\frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}} < 1$). On parle alors du processus de fusion incomplète (FI) [LEV89].

Energie du faisceau ^{20}Ne (MeV/A)	V_{NC} expérimentale (cm/ns)	V_{NC}^{FC} (cm/ns)	$\frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}} \simeq \%P$
8	0.422 ± 0.006	0.416	1.014 ± 0.014
10	0.464 ± 0.007	0.465	0.997 ± 0.015
13	0.499 ± 0.008	0.530	0.942 ± 0.015
16	0.530 ± 0.009	0.588	0.902 ± 0.015

TAB. 4.2 – Rapport $\frac{V_{NC}}{V_{NC}^{FC}}$ de la vitesse moyenne expérimentale de recul du noyau composite et de celle estimée dans le cas d’une fusion complète en fonction de l’énergie par nucléon du faisceau incident.

Dans ce dernier cas, le modèle théorique le plus courant admet qu’une partie du projectile ne fusionne pas avec la cible. Pour être tout-à-fait précis, au début de l’interaction, une énergie égale est distribuée au projectile et à la cible. Pour une même énergie d’excitation, le partenaire le plus léger ”chauffe” plus vite ($T = \sqrt{U/a}$ avec a proportionnel à la masse du noyau considéré) que le partenaire lourd. C’est la raison pour laquelle, en cas de fusion incomplète, une partie du partenaire le plus léger ne participe pas à la fusion. Dans notre cas, le partenaire le plus léger est le projectile. En particulier, dans le cas du modèle de transfert massif, la partie manquante du projectile est supposée conserver sa vitesse initiale (celle du projectile) et ne transmet donc pas la quantité de mouvement qui lui est associée au noyau composite. Ainsi, la vitesse de recul du noyau composite est observée plus basse que celle du NC, formé par fusion complète. Dans le cas contraire où c’est la cible qui est plus légère, la partie manquante dans la fusion incomplète provient de la cible et le noyau composite est observé avec une vitesse plus élevée que celle du NC, formé par fusion complète [MOR84]. Lorsque le projectile (partenaire le plus léger) est un noyau de ^{20}Ne , on admet généralement le transfert au noyau composite de 5 particules alpha (^{20}Ne) pour la fusion complète, et de 4 (^{16}O), 3 (^{12}C), 2 (^8Be) ou 1 alpha dans les autres cas de la fusion incomplète [TUB85]. Toutefois, aux faibles énergies auxquelles on travaille, on peut limiter la fusion incomplète au transfert d’un ^{16}O . La FI peut donc être traitée à l’aide d’une somme de deux distributions de vitesse du type de l’expression 4.2 à savoir:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} = f(V_{NC}^{FC}, K^{FC}, S_1) + f(V_{NC}^{FI}, K^{FI}, S_2) \quad (4.4)$$

où V_{NC}^{FC} est la vitesse de recul du NC dans le cas d’une FC et V_{NC}^{FI} , la vitesse du noyau composite lorsqu’un α du projectile n’a pas participé à la fusion [MOR82]. Un exemple d’une telle analyse est montré à la figure 4.9 pour le cas de la réaction $Tm13$.

L’élargissement de la distribution S , dû essentiellement à l’évaporation des particules légères neutres et chargées par le NC excité, ne devant pas varier significativement entre les deux distributions (énergies d’excitation comparables), S_1 et S_2 sont supposés égales et, par conséquent, ont été considérés comme un unique paramètre ajustable S dans l’analyse.

Les termes de normalisation K , résultant des ajustements des vitesses des RE en une (relation 4.2) ou deux (relation 4.4) distributions, sont directement liés aux sections efficaces totales des processus de formation des RE. Pour déterminer ce lien, on reconsidère l’expression 4.2, exprimée dans le centre de masse de la réaction (voir expression 4.5) qu’on intègre sur la vitesse ($\bar{V}$) et l’angle solide ($d\Omega$), à savoir:

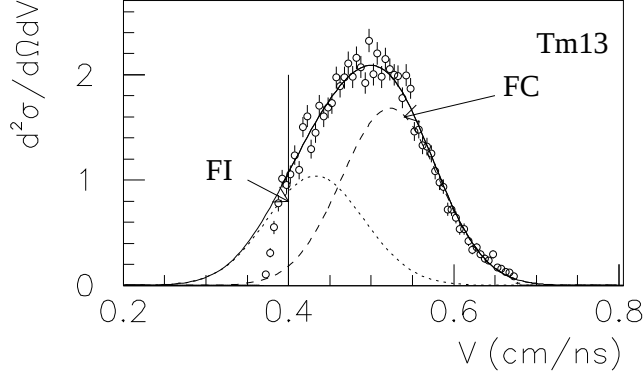


FIG. 4.9 – *Distribution en vitesse des RE dans la réaction Tm13 ajustée par l'expression 4.4 (ligne continue). On y distingue les contributions respectives de la FC et FI (lignes discontinues).*

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\bar{V}} = K \bar{V}^2 e^{-\frac{\bar{V}^2}{2S^2}} \quad (4.5)$$

d'où

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_0^\infty K \bar{V}^2 e^{-\frac{\bar{V}^2}{2S^2}} d\bar{V} = K \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S^3 \quad (4.6)$$

et

$$\sigma = \int_0^\pi K \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S^3 2\pi \sin\bar{\theta} d\bar{\theta} = K \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S^3 4\pi \implies K = \frac{\sigma}{(2\pi)^{3/2} S^3} \quad (4.7)$$

où K et S sont les mêmes variables que dans les expressions 4.2 et 4.4. Pour une distribution en vitesse donnée des RE, l'ajustement des paramètres K et S de chaque distribution permet donc une détermination directe des sections efficaces de formation de RE associées, soit à la fusion complète σ_{RE}^{FC} , soit à la fusion incomplète σ_{RE}^{FI} . Les erreurs associées à la détermination expérimentale de ces sections efficaces seront traitées en détail au §4.6.

Examinons d'une façon détaillée les résultats des ajustements ainsi effectués.

La figure 4.10 présente les largeurs S résultant des ajustements des distributions des vitesses des RE aux différents angles de détection et aux quatre énergies du faisceau.

A chaque énergie, les valeurs de S sont assez bien déterminées et évoluent peu avec l'angle de détection. L'augmentation de la valeur moyenne S_{moy} avec l'énergie du faisceau provient de l'augmentation de l'énergie d'excitation du NC, conduisant, comme attendu, à l'émission d'un nombre plus important de particules légères neutres ou chargées.

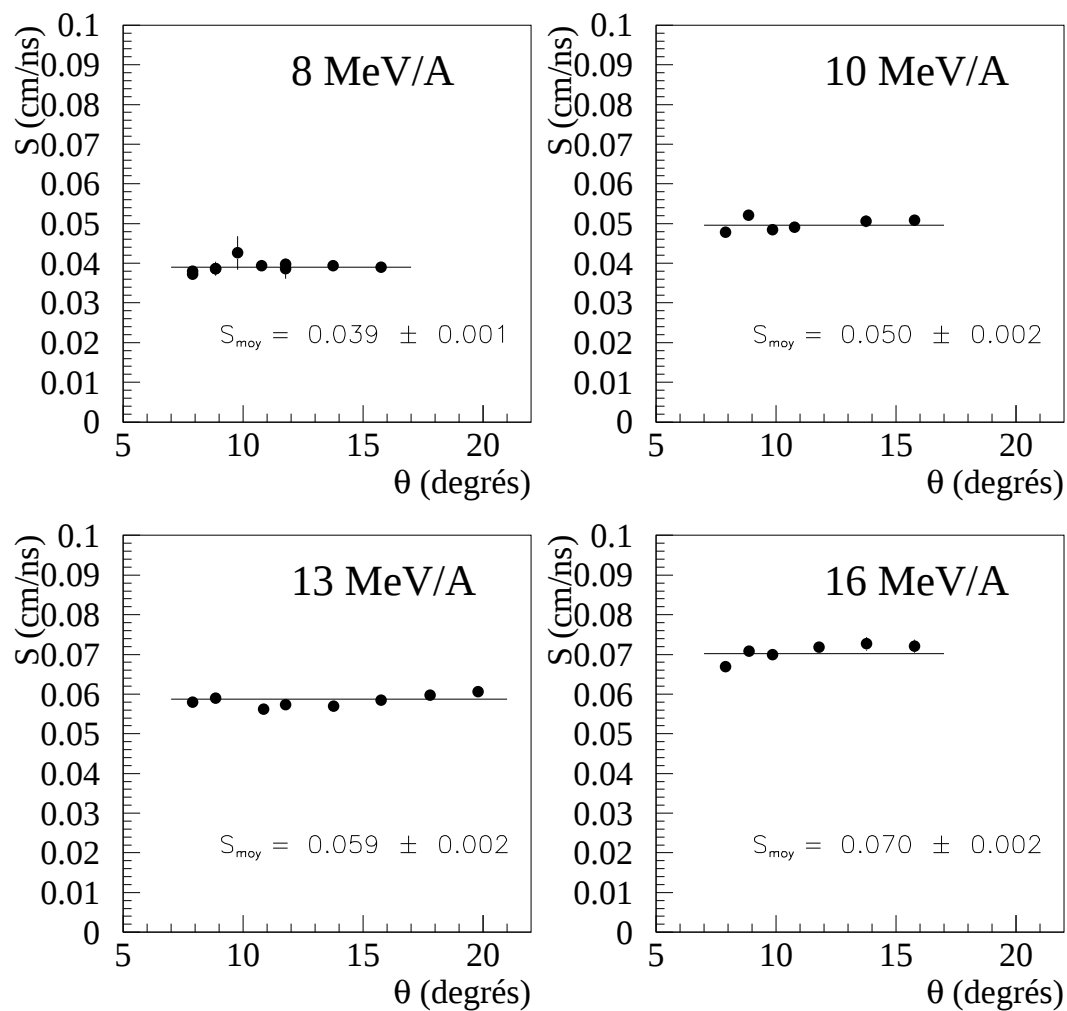


FIG. 4.10 – Evolution des largeurs S résultant des ajustements des distributions de vitesse des RE aux différents angles de détection et aux quatre énergies par nucléon du faisceau (expression 4.2 pour 8 et 10 MeV/A et 4.4 pour 13 et 16 MeV/A).

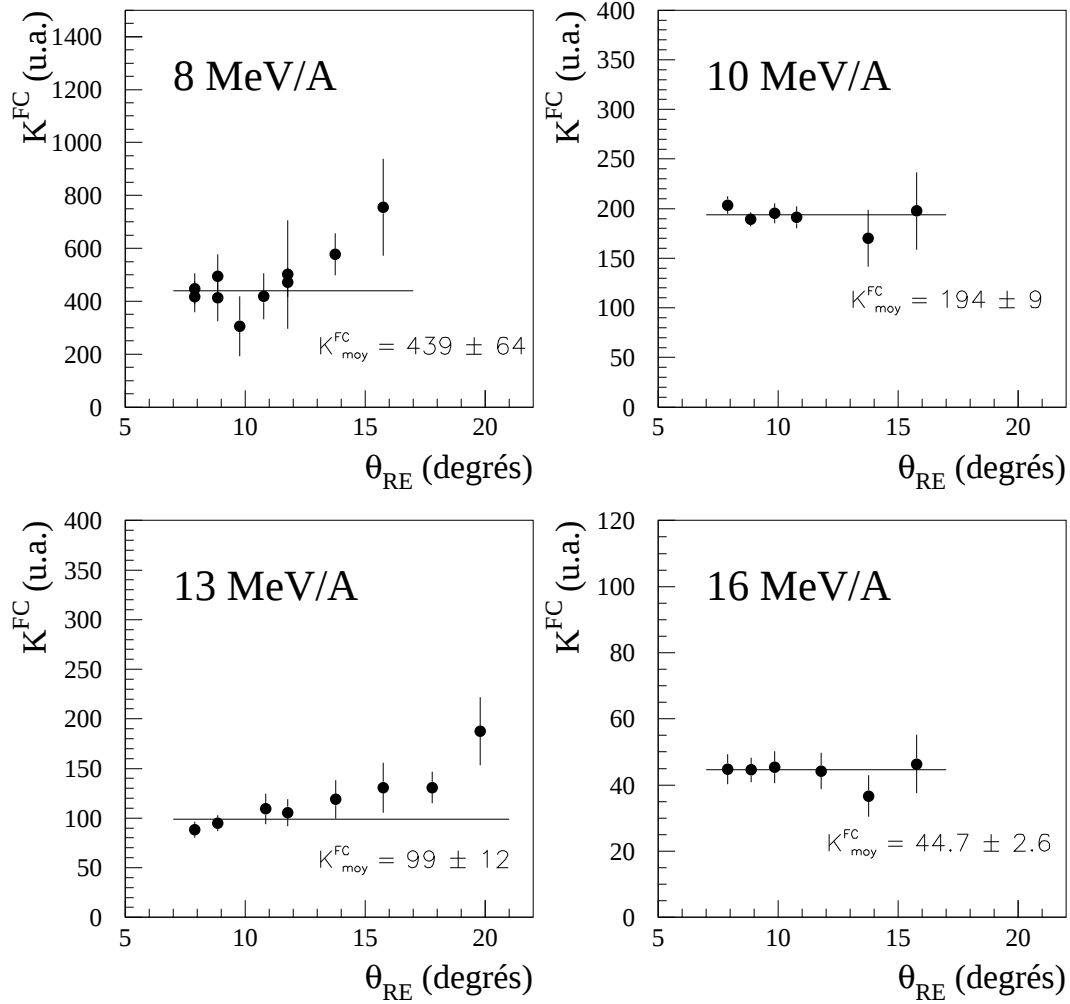


FIG. 4.11 – Variations des paramètres de normalisation K^{FC} (pour la FC) résultant de l'ajustement des distributions de vitesse des RE aux différents angles de détection et aux quatre énergies de faisceau incident. Les lignes continues indiquent les valeurs moyennes K^{FC}_{moy} .

Les résultats, obtenus dans les mêmes conditions pour le paramètre K , sont présentés à la figure 4.11. Les facteurs K^{FC} , associés à la fusion complète, ajustés aux grands angles (au-delà de 14°) paraissent plus importants à 8 (expression 4.2) et 13 MeV/A (expression 4.4). Cette augmentation semble s'atténuer à 16 MeV/A. Ceci peut être dû aux diffusions multiples ("straggling" angulaire) des RE dans la cible de Tm qu'ils doivent traverser avant leur détection. Ces diffusions ont pour effet d'élargir les distributions angulaires des RE et par conséquent d'augmenter le comptage aux grands angles. Nous reviendrons plus loin sur cette discussion.

4.3.5 Distributions angulaires des RE

L'intégrale de $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV}$ sur V à partir du **seuil de détection** jusqu'à l'infini détermine la section efficace différentielle en fonction de l'angle de détection θ_{RE} ($\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{RE})$) qu'on peut exprimer par (voir appendice A):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil}(\theta_{RE}) &= \int_{seuil}^{\infty} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} dV \\ &= K \exp\left(-\frac{V_{NC}^2 \sin^2 \theta_{RE}}{2 S^2}\right) \left\{ (seuil + V_{NC} \cos \theta_{RE}) S^2 \right. \\ &\quad \left. \exp\left(-\frac{(seuil - V_{NC} \cos \theta_{RE})^2}{2 S^2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sqrt{2\pi}}{2} S \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{V_{NC} \cos \theta_{RE} - seuil}{\sqrt{2} S}\right)\right] (S^2 + V_{NC}^2 \cos^2 \theta_{RE}) \right\} \quad (4.8) \end{aligned}$$

où $\operatorname{erf}()$ est la fonction d'erreur.

Pour $S \ll 1$ et $\theta_{RE} < 90^\circ$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil}(\theta_{RE}) \approx Cste S V_{NC}^2 \cos^2 \theta_{RE} \exp\left(-\frac{V_{NC}^2 \sin^2 \theta_{RE}}{2 S^2}\right)$$

qui est une expression souvent utilisée.

Toutefois, s'il est aisé de comparer directement les données expérimentales du type $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil}(\theta_{RE})$ à la relation 4.8 dans le cas où les RE sont associés à un seul type de mécanisme de réaction (FC) tel que dans le cas des réactions $Tm08$ et $Tm10$, il est tout à fait impossible de le faire pour $Tm13$ et $Tm16$ où les deux processus de fusion complète et incomplète sont mélangés. En effet, si on utilise la somme de deux fonctions du type 4.8, comme c'est le cas dans l'expression 4.4, les deux fonctions $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil}^{FC}(\theta_{RE})$ et $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil}^{FI}(\theta_{RE})$, ayant toutes les deux leurs maxima à $\theta_{RE} = 0^\circ$, ne sont pas suffisamment discernables pour permettre leur ajustement conduisant à la détermination des paramètres S_{DA} , K_{DA}^{FC} et K_{DA}^{FI} (DA pour distribution angulaire) à comparer à leurs valeurs correspondantes S_{DV} , K_{DV}^{FC} et K_{DV}^{FI} (DV pour distribution de vitesse). C'est pourquoi, les $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil}(\theta_{RE})$ "expérimentales" pour la FC et la FI ont été extraites des intégrales des contributions respectives (voir par exemple les lignes discontinues dans la figure 4.9) résultant des meilleurs ajustements, pour les réactions $Tm13$ et $Tm16$, des distributions des vitesses des RE correspondantes. Les données à ajuster par l'expression 4.8 pour la FC et la FI seront désignés sous le terme de "semi-expérimentales". La figure 4.12 présente l'évolution des sections efficaces différentielles de formation des RE "semi-expérimentales" ainsi que les résultats de leurs ajustements réalisés par l'expression 4.8 avec comme paramètres variables K et S , le seuil d'intégration des distributions des vitesses des RE se situant entre 0.37 et 0.40 cm/ns selon le cas.

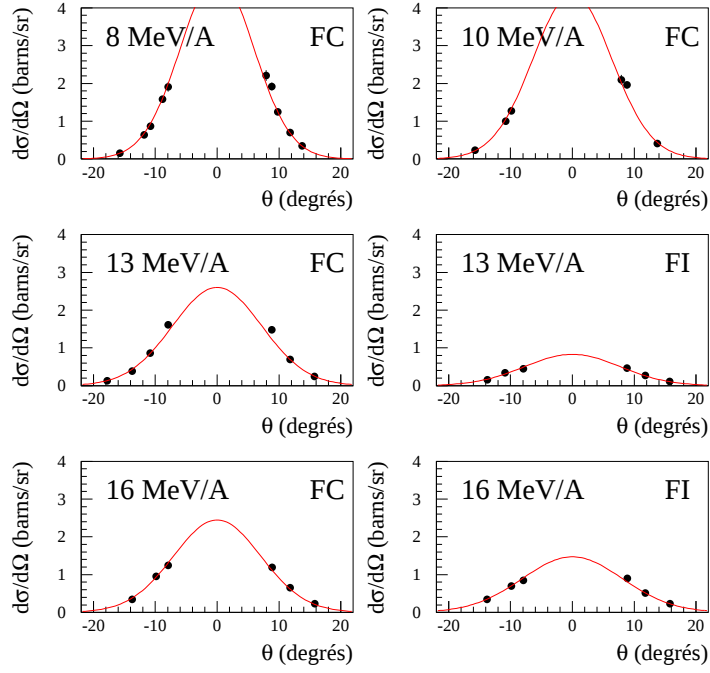


FIG. 4.12 – *Sections efficaces différentielles de formation des RE dans les réactions $Ne + Tm$ selon les processus de FC et FI aux quatre énergies du faisceau. Les distributions des vitesses des RE ont été intégrées à partir d'une valeur prise entre 0.37 et 0.4 cm/ns selon le cas.*

La section efficace totale σ_{RE} (voir relation 4.7) déduite de ce nouvel ajustement dépend à nouveau des paramètres K et S , mais résultant, cette fois, d'un ajustement global sur les données obtenues à tous les angles de détection θ_{RE} . Les valeurs de ces paramètres devraient être, **en principe**, identiques à celles déterminées par les ajustements individuels des distributions en vitesse des RE à chaque angle θ_{RE} ($S_{DV.moy}$, $K_{DV.moy}^{FC}$ et $K_{DV.moy}^{FI}$). La figure 4.13 compare les valeurs de S obtenues, aux quatre énergies, par les deux types d'ajustement précités.

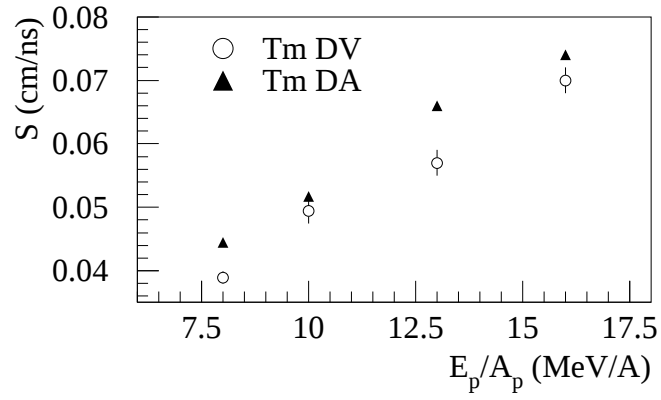


FIG. 4.13 – Comparaison des largeurs S obtenues à partir de l'analyse des distributions en vitesse $S_{DV.moy}$ (cercles vides) et des distributions angulaires S_{DA} (triangles pleins) des RE en fonction de l'énergie par nucléon du projectile ^{20}Ne .

On observe que les valeurs de S obtenues à partir des distributions angulaires sont systématiquement plus élevées que celles issues des distributions de vitesse. Cela semble être une nouvelle mise en évidence de l'effet des diffusions multiples des RE dans la cible. Ces effets s'observent normalement davantage sur les distributions angulaires que sur les distributions de vitesses et surtout aux grands angles de détection θ où l'épaisseur de la cible devient plus grande.

Pour simuler ces effets de diffusion, on a utilisé les résultats du programme SRIM ([BIE80] et [ZIE77]), considérant un RE, de masse et de charge identiques au NC, traversant la demi-épaisseur de la cible de Tm avec une énergie initiale adaptée aux quatre énergies de faisceau étudiées. Pour chaque réaction, la diffusion multiple des RE extraite de ce programme a été intégrée dans un calcul, du type Monte-Carlo, simulant la distribution angulaire des RE pour des paramètres K et S donnés. Cette étude a permis de convoluer les effets des diffusions multiples dans la demi-cible avec la distribution angulaire simulée des RE.

En choisissant les paramètres K et S obtenus à partir de l'analyse des distributions des vitesses des RE aux angles les plus petits (8° et 9°), on obtient les résultats présentés à la figure 4.14. Dans cette dernière, les courbes discontinues représentent les distributions angulaires associées aux paramètres K et S sans tenir compte des diffusions multiples. Les distributions corrigées par ces effets sont représentées par les courbes continues.

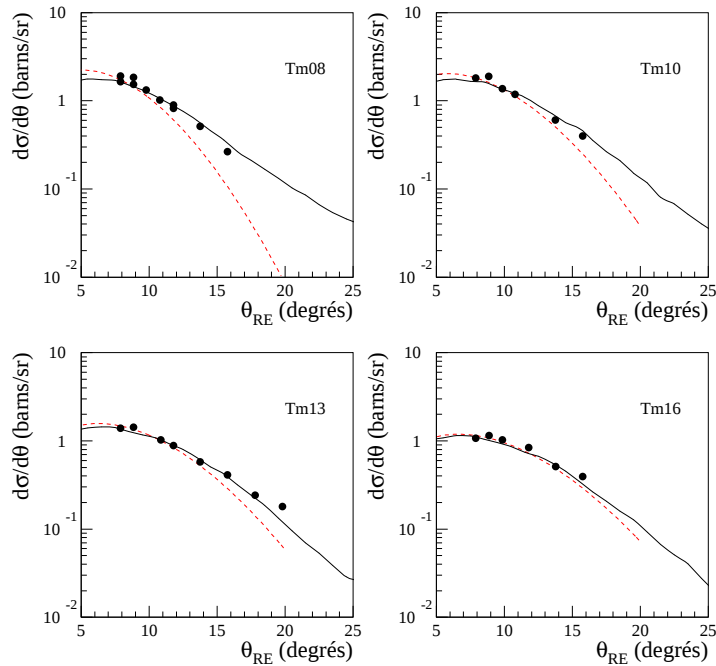


FIG. 4.14 – Effets des diffusions multiples des RE dans la demi-cible de Tm sur leur distribution angulaire aux quatre énergies incidentes. Les courbes discontinues représentent les distributions calculées à partir des paramètres K et S extraits de l'analyse des distributions des vitesses à 8° pour les réactions à 8 et 10 MeV/A et 8° et 9° pour celles à 13 et 16 MeV/A. Les courbes continues représentent ces mêmes distributions convoluées avec les effets des diffusions multiples en meilleur accord avec les points "semi-expérimentaux" (voir texte).

Par cette technique, on reproduit d'une façon satisfaisante l'élargissement apparent des distributions angulaires des RE. On observe également que l'effet s'atténue avec l'augmentation de l'énergie du faisceau. La correction pourrait encore être améliorée en tenant compte, dans la simulation effectuée à l'aide du code "SRIM", d'une part, de l'évaporation des particules légères qui a pour effet de diminuer la masse et la charge du RE avant la traversée de la demi-cible, et d'autre part, en tenant compte de l'augmentation de l'épaisseur de cible traversée en fonction de l'angle d'émission du RE.

On peut tirer différentes conclusions de l'analyse convoluant les distributions angulaires des RE par les diffusions multiples.

Il semble établi que dans l'analyse en distribution angulaire (figure 4.12), n'ayant mesuré qu'une tranche de la distribution (au-delà de 8°), l'utilisation de la relation 4.8 ne semble pas adaptée car elle ne tient pas compte de cet effet.

Pour cette même raison, l'analyse des distributions des vitesses, dont la détermination du paramètre K est fortement liée à cet effet, doit être réalisée à des angles où la correction n'est pas trop importante. Ce qui est le cas pour les mesures relevées aux petits angles θ_{RE} . Les sections efficaces de formation des RE ont donc été extraites de l'analyse en vitesse aux angles de 8° , à 8 et 10 MeV/A, et de la moyenne des mesures à 8 et 9° , à 13 et 16 MeV/A. Elles sont listées au tableau 4.3. Il faut cependant préciser que l'analyse en distribution angulaire (DA) donne des résultats peu différents. En effet, les sections efficaces extraites de l'analyse en distribution angulaire sont moins de 10 %, à 8 et 10 MeV/A, et moins de 5 %, à 13 et 16 MeV/A, supérieures à celles obtenues par l'analyse des distributions en vitesse (DV).

4.3.6 Sections efficaces de formation des RE

Le tableau 4.3 présente les différents résultats des sections efficaces de formation des RE obtenues pour les réactions Ne+Tm aux quatre énergies de faisceau incident.

Energie du faisceau (MeV/A)	σ_{RE}^{FC} (mbarns)	σ_{RE}^{FI} (mbarns)	$R_{RE}^{FC} = \sigma_{RE}^{FC}/\sigma_{RE}$	%P
8	364 ± 28	0	1	1
10	350 ± 26	0	1	1
13	288 ± 20	122 ± 17	0.702 ± 0.033	0.940 ± 0.007
16	231 ± 16	214 ± 18	0.519 ± 0.027	0.904 ± 0.005

TAB. 4.3 – *Sections efficaces de formation des RE (fusion-évaporation) et taux de FC associés à la réaction Ne+Tm aux quatre énergies du faisceau incident. Dans l'expression de R_{RE}^{FC} , la section efficace totale de formation des RE est calculée en sommant les termes de FC et FI à savoir: $\sigma_{RE} = \sigma_{RE}^{FC} + \sigma_{RE}^{FI}$. %P est le pourcentage de moment linéaire transféré dans ce cas (voir texte).*

La décroissance de σ_{RE}^{FC} avec l'énergie du faisceau est due bien évidemment à l'augmentation de la contribution de la fusion incomplète aux énergies élevées du projectile. Le taux de moment linéaire %P présenté dans la cinquième colonne de ce tableau a été calculé à partir des sections efficaces comme suit:

$$\%P = R_{RE}^{FC} (\%P^{FC}) + (1 - R_{RE}^{FC}) (\%P^{FI}) \quad (4.9)$$

où le taux de moment linéaire transféré lors d'une FC est tel que: $\%P^{FC} = 1$. Si l'on applique la définition que l'on a choisi pour la FI, la valeur du taux de moment linéaire correspondant à la capture d'un ^{16}O dans la voie d'entrée est donnée par: $\%P^{FI} = 0.8$. Ces valeurs de %P sont

à comparer avec celles obtenues par le rapport des vitesses $\frac{V_{NC}}{V_{FC}}$ et répertoriées au tableau 4.2. L'excellent accord observé dans cette comparaison nous permet de conclure que, pour des systèmes lourds et une énergie du projectile autour de 10 MeV/A, l'approximation effectuée dans la relation 4.3 est applicable. Le taux de moment linéaire transféré peut donc être estimé directement par la détermination de la vitesse moyenne de recul du NC.

4.3.7 Moments angulaires limites de formation des RE

La section efficace de formation par FC des RE est liée au moment angulaire maximum associé à leur formation (l_{RE}^{max}) selon le modèle de la coupure franche par la relation:

$$\sigma_{RE}^{FC} \simeq \pi \lambda^2 (l_{RE}^{max})^2 \quad (4.10)$$

Le tableau 4.4 présente les résultats obtenus aux quatre énergies de faisceau incident et la figure 4.15 les compare à d'autres résultats extraits de la référence [GON89].

Energie du faisceau (MeV/A)	λ (fm)	E_x^* (MeV)	l_{RE}^{max} ($\hbar$)
8	0.0903	108	38 ± 1.5
10	0.0807	144	41 ± 1.5
13	0.0708	196	43 ± 1.5
16	0.0638	251	43 ± 1.5

TAB. 4.4 – Longueur d'onde (λ) associée, énergie d'excitation initiale E_x^* et l_{RE}^{max} correspondantes aux quatre énergies de faisceau pour la réaction $Ne + Tm$. Les l_{RE}^{max} sont déduits, d'après l'équation 4.10, à partir des sections efficaces de FC-évaporation.

La saturation de $l_{RE}^{max}(E_x^*)$ indique que le moment angulaire transféré au système en fonction de E_x^* , a atteint, à 13 MeV/A, la valeur limite maximale ($\sim 43\hbar$). Cette dernière est souvent attribuée à la valeur du moment angulaire où la barrière de fission ($B_f(l)$) est égale à l'énergie de liaison d'un nucléon $l_{B_f=B_n}$ ([GON89]). Cette valeur limite, selon le formalisme utilisé dans le code GEMINI [CHA88], est attendue à $45\hbar$ (voir chapitre 7). Elle est donc en excellent accord avec notre valeur.

Avant de considérer la dépendance de cette valeur avec la température du NC, on se limitera à déclarer que lorsque le moment angulaire est plus grand que $l_{B_f=B_n}$, le NC n'évolue plus vers la formation d'un RE mais, plutôt vers la fission. Par conséquent, l'augmentation de l_{RE}^{max} avec E_x^* doit saturer à cette valeur. **Si on considère, par contre, la dépendance en température de la barrière $B_f(l, T)$, n'observant pas la décroissance attendue de $l_{RE}^{max}(E_x^*)$, il faut admettre que l'émission des particules légères de pré-scission joue un rôle important dans la survie du processus de formation des RE à haute énergie d'excitation.**

Une interprétation plus complète de ces résultats sera déduite de l'analyse des multiplicités neutroniques étudiées en fonction de E_x^* aux chapitres 6 et 7.

4.4 Processus de fission binaire

4.4.1 Distribution en masse des fragments

La sélection des événements associés aux fragments de fission dans le bidimensionnel temps-énergie (voir figure 3.1 et 4.1) est plus aisée que celle des RE. En effet, ces événements sont bien

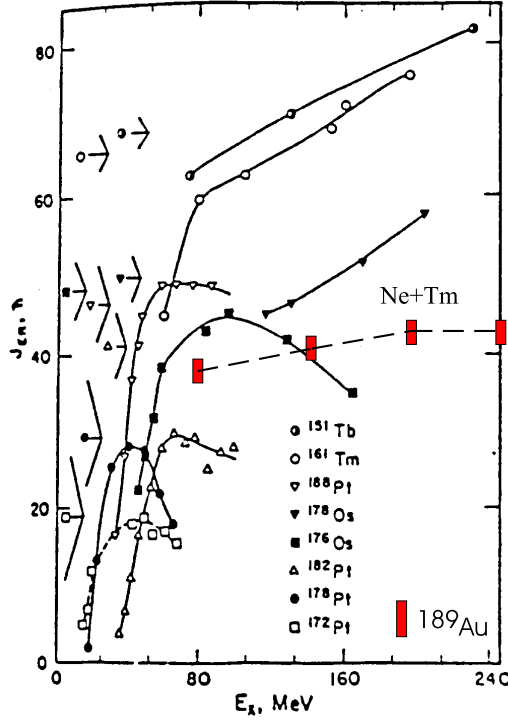


FIG. 4.15 – Comparaison des l_{RE}^{max} déduits de nos mesures (représentés en rectangles pleins et joints par des traits discontinus) avec d'autres résultats extraits de la référence [GON89].

séparés des autres processus et en particulier, des événements parasites discutés dans l'analyse des RE (observés principalement à basse énergie). Aucun événement, dans la sélection des fragments de fission n'a donc été exclu.

La vitesse et l'énergie, reconstruite par la méthode itérative décrite au chapitre 3, permettent la détermination des masses des fragments observés. Les distributions en masse résultantes sont présentées à la figure 4.16 pour les quatre énergies du faisceau incident.

Les valeurs centrales et les largeurs à mi-hauteur (*FWHM*) de ces distributions sont répertoriées au tableau 4.5.

Energie du faisceau (MeV/A)	$\bar{M}_f$ (uma)	<i>FWHM</i> (uma)	$\sigma_{fission}$ (mbarns)
8	89.0	36	1070 ± 41
10	86.5	37	1230 ± 54
13	86.5	37	1210 ± 49
16	83.5	41	1160 ± 54

TAB. 4.5 – Caractéristiques des distributions en masse des fragments de fission extraites des événements relevés avec les ensembles de détection R1 et R2; et sections efficaces totales de fission aux différentes énergies du faisceau (voir §4.4.2).

On peut attribuer la diminution de la valeur centrale de la masse des fragments avec l'énergie du faisceau à l'augmentation du nombre de particules légères neutres ou chargées émises avec l'énergie

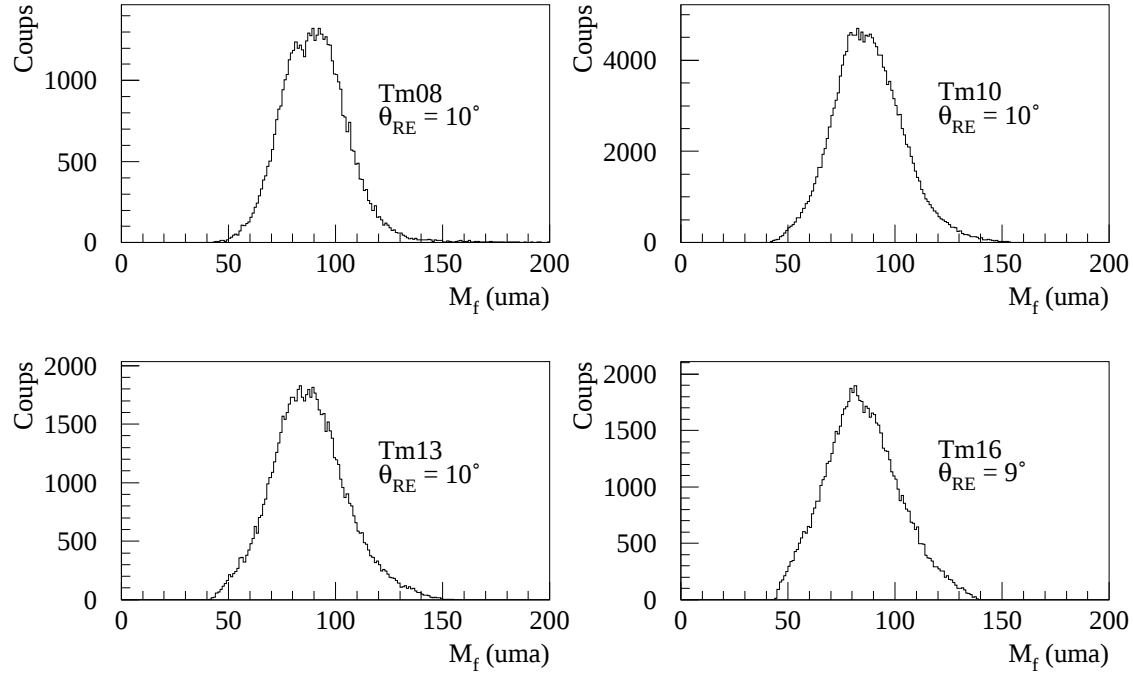


FIG. 4.16 – *Distributions en masse des fragments de fission déterminées, à un angle θ_{RE} fixé, à l'aide d'un ensemble de détection jonction-galettes à microcanaux pour les quatre énergies de faisceau.*

d'excitation du NC.

Les largeurs à mi-hauteur de ces distributions peuvent aussi être affectées par cette évaporation. En effet, lorsque la multiplicité totale des particules est grande, la masse des fragments peut s'étaler sur un nombre plus important de valeurs différentes. Elles peuvent aussi être influencées par la présence d'un autre processus, à savoir, la FI aux énergies élevées. Ces deux phénomènes combinés sont vraisemblablement à l'origine de l'élargissement de la distribution à 16 MeV/A.

À la figure 4.17, ces valeurs sont comparées en terme de largeur réduite ($FWHM/M_{NC}$) en fonction de la différence $l_{crit} - l_{Bf=0}$ avec d'autres résultats extraits de la référence [BOR81].

Les largeurs réduites issues de nos mesures se positionnent bien dans la systématique de Borderie et al [BOR81]. Ce qui met en évidence la cohérence de nos résultats.

Dans cette figure, l'augmentation rapide de la largeur réduite pour les valeurs de $l_{crit} > l_{Bf=0}$ est interprétée comme la signature de la présence, pour les valeurs du moment angulaire entre $l_{Bf=0}$ et l_{crit} , du processus dit de fission rapide (voir chapitre 1) dans lequel, la fission asymétrique jouerait un rôle importante. Pour nos réactions ($l_{crit} < l_{Bf=0}$), ce processus devrait être inexistant.

4.4.2 Sections efficaces totales de fission

La détermination des sections efficaces des fragments de fission relevés par les ensembles de détection *R1* et *R2* diffère quelque peu de celle des RE.

En effet, l'intégrale de l'ensemble des fragments détectés, normalisée selon l'équation 4.1 où N correspond cette fois au nombre total de fragments de fission, permet la détermination, à chaque

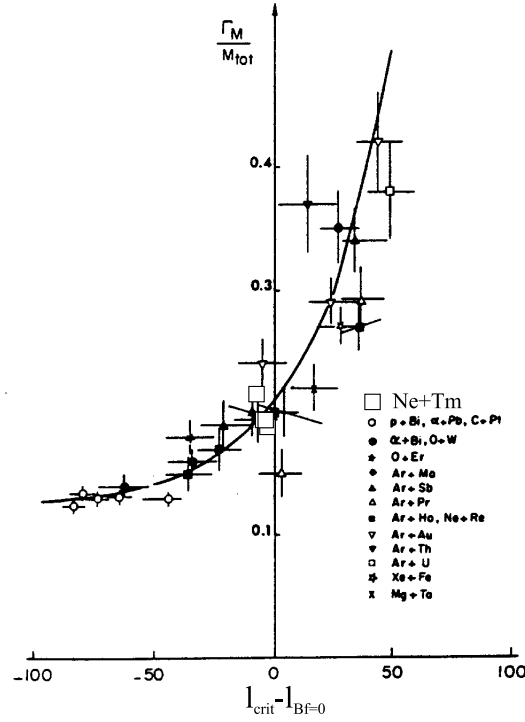


FIG. 4.17 – Largeurs réduites ($FWHM/M_{NC}$) des masses des fragments de fission associées à plusieurs systèmes en fonction de la différence ($l_{crit} - l_{Bf=0}$). Nos résultats (carrés blancs) sont comparés à d'autres, extraits de la référence [BOR81].

angle de détection, de la section efficace différentielle de fission $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ à l'angle θ dans le système du laboratoire. La section efficace différentielle à l'angle $\bar{\theta}$ dans le centre de masse (CM) $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta})$ est ensuite calculée à l'aide de l'équation:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|1 + \gamma \cos \bar{\theta}|}{(1 + 2\gamma \cos \bar{\theta} + \gamma^2)^{3/2}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{avec } \gamma = \frac{V_{CN}}{V_f} \text{ et } tg(\bar{\theta}) = \frac{V_f \sin(\theta)}{V_f \cos(\theta) - V_{CN}} \quad (4.11)$$

où V_{CN} est la vitesse de recul du CM pour une énergie de faisceau donnée (V_{CN} a été déterminée lors de l'analyse des distributions des vitesses des RE), $\bar{V}_f$ et V_f sont respectivement les vitesses dans le CM et le laboratoire du fragment de fission détecté.

Or, la distribution angulaire CM $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta})$ se comporte comme une fonction variant comme $1/\sin \bar{\theta}$ lorsque le moment angulaire du NC est important ([LAU84] et [CHA86]). Dans ce cas, la section efficace totale de fission σ_{fiss} est déduite de l'ajustement de celle-ci par la fonction:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta}) = \frac{K}{\sin \bar{\theta}} \quad (4.12)$$

En effet:

$$I = \int_0^\pi \frac{K}{\sin \bar{\theta}} 2\pi \sin \bar{\theta} d\bar{\theta} = 2\pi^2 K; \text{ avec } \sigma_{fiss} = I/2 = \pi^2 K \quad (4.13)$$

Le facteur de division par 2 tient compte de la multiplicité 2 des fragments de fission (dans le cas d'une fission binaire) pour chaque interaction menant à ce processus.

La figure 4.18 présente les ajustements des sections efficaces différentielles de fission CM par une fonction en $K/\sin\bar{\theta}$ où K est un paramètre libre. Les erreurs associées à cette analyse sont détaillées au paragraphe 4.6.

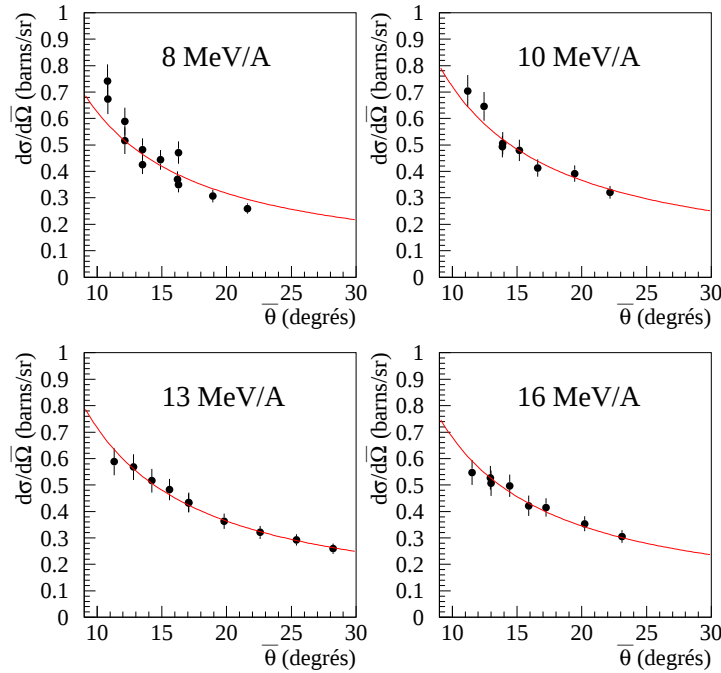


FIG. 4.18 – Ajustement des distributions angulaires CM des fragments de fission par une loi en $1/\sin\bar{\theta}$ aux quatre énergies du faisceau incident.

Etant donné la vitesse ($\sim 1.5 \text{ cm/ns}$) et la masse ($\sim 85 \text{ uma}$) des fragments de fission et compte tenu des angles θ considérés, les corrections tenant compte des diffusions multiples de ces fragments dans la cible ont été considérées négligeables.

Comme attendu, les distributions angulaires CM des fragments sont assez bien reproduites. A 8 MeV/A, l'accord entre la distribution expérimentale et la fonction d'ajustement est moins bon qu'aux autres énergies. Un écart type relatif de 11 % a été calculé à cette énergie. Cet écart indique que l'erreur répertoriée à la dernière colonne du tableau 4.5 et discutée à la fin de ce chapitre est trop petite à 8 MeV/A. Il faut noter, cependant, qu'une erreur de 10 % reste raisonnable pour ce genre d'analyse.

Le traitement de la fusion incomplète, dans le cas du processus de fission, recourant à l'utilisation des résultats obtenus à l'aide des détecteurs MWPC, sera discuté au chapitre suivant.

4.5 Analyse des événements des diffusions élastiques

Comme pour les fragments de fission, l'intégration de l'ensemble des projectiles, diffusés élastiquement, et normalisée selon l'équation 4.1, permet la détermination de la section efficace différentielle

élastique $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$.

La valeur de $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$ à un angle donné, comparée à la section efficace de diffusion élastique de type Rutherford (équation 4.14), a permis de valider, indirectement, la mesure du courant incident à la cible par la cage de Faraday et, par conséquent, son utilisation (le terme N_{inc}) dans l'expression 4.1.

Rappelons que la section efficace différentielle de Rutherford $d\sigma_{Ruth}/d\Omega$ s'écrit:

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} = \frac{(1 + 2\gamma \cos \bar{\theta} + \gamma^2)^{3/2}}{|1 + \gamma \cos \bar{\theta}|} \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} \quad \text{avec } \gamma = \frac{M_p}{M_c} \quad (4.14)$$

avec

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\bar{\Omega}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 1.44}{4 M_c / M_p M_c E_p} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\bar{\theta}/2)} \quad (CM) \quad (4.15)$$

et

$$\sin \bar{\theta} = \sin \theta \left[\gamma \cos \theta + (1 - \gamma^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \right] \quad (4.16)$$

où M_p , Z_p , M_c et Z_c sont les masses et les charges respectives du projectile et de la cible. E_p est l'énergie du projectile.

A chaque énergie du faisceau, une première mesure s'est effectuée sur des cibles de Tb et Tm , déclenchant l'acquisition des données par les jonctions $J1$ et $J2$ des ensembles $R1$ et $R2$ afin d'assurer une efficacité maximale à la détection des Ne diffusés élastiquement (voir chapitre 2). Les deux ensembles de détection $R1$ et $R2$, étant présents à chaque mesure, nous disposons ainsi de la mesure de $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$ à deux angles de détection par énergie de faisceau.

Au vu de la grande sensibilité de ce type de section efficace différentielle en θ , la difficulté est à présent de déterminer précisément l'angle de mesure.

Une première correction que l'on peut apporter à la position angulaire physique du détecteur est l'estimation de l'angle moyen des Ne détectés à travers le collimateur délimitant l'entrée de celui-ci. Cet angle moyen est calculé à l'aide d'une simulation Monte Carlo reproduisant la distribution angulaire de Rutherford dans le laboratoire et filtrée par le collimateur correspondant. Un exemple de résultat de cette simulation est présenté à la figure 4.19 pour un faisceau de 10 MeV/A et pour un détecteur placé à 10° par rapport à l'axe du faisceau et doté d'un collimateur de 15 mm de diamètre. **On peut observer ainsi le déplacement de l'angle moyen de détection vers les petits angles.**

Une autre correction que l'on doit apporter à l'angle nominal du détecteur est l'éventuel déviation du faisceau (axe optique) par rapport à l'angle de 0° (axe géométrique, déterminé préalablement à l'aide d'un théodolite et un laser d'alignement). Ceci est illustré à la figure 4.20 où les angles θ_1 et θ_2 sont les angles moyens de détection déterminés précédemment pour chacun des deux détecteurs en présence.

Pour ce faire, $d\sigma_{Ruth}/d\Omega$ a été approximée par une fonction du type $Cste/\sin^4(\theta/2)$ qui s'est avérée valable, pour notre système, aux petits angles de détection ($< 20^\circ$). Dans ce cas, en considérant N_1 et N_2 comme le nombre de projectiles détectés respectivement dans chacun des détecteurs $R1$ et $R2$, l'angle δ se calcule comme suit:

$$\tan \frac{\delta}{2} = \frac{\left[\left(\frac{N_1}{N_2} \right)^{1/4} \sin \frac{\theta_1}{2} - \sin \frac{\theta_2}{2} \right]}{\left[\left(\frac{N_1}{N_2} \right)^{1/4} \cos \frac{\theta_1}{2} + \cos \frac{\theta_2}{2} \right]} \quad (4.17)$$

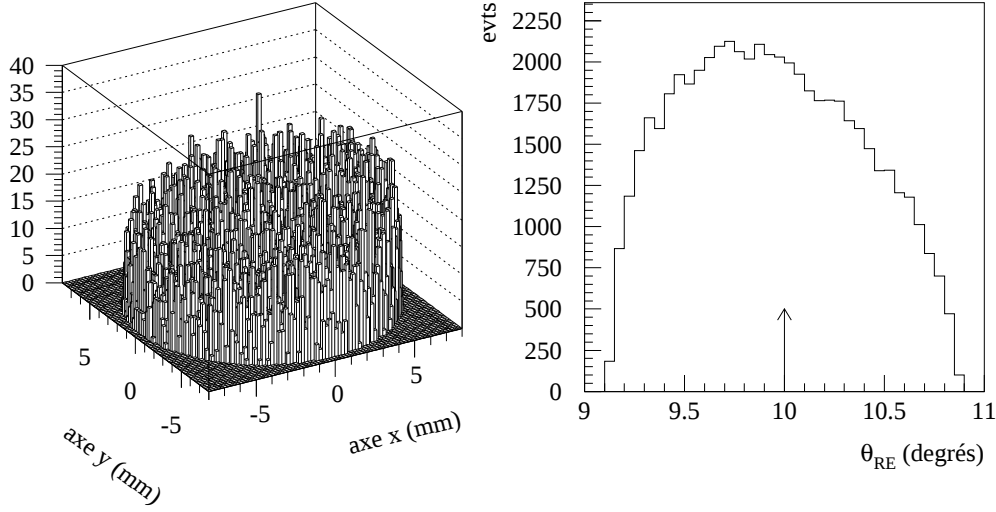


FIG. 4.19 – *Distribution angulaire de type Rutherford centrée à $\theta_{RE}^{moyen} = 9.94^\circ$ simulant la diffusion élastique dans le laboratoire du faisceau de ^{20}Ne de 10 MeV/A sur une cible de ^{169}Tm observée dans un collimateur de 15 mm de diamètre placé à 492.1 mm de la cible et à 10° de l'axe du faisceau. La flèche indique l'angle nominal du collimateur. Les axes x et y dans le bidimensionnel sont à considérer dans le plan du collimateur. L'axe $y = 0$ est dans le plan de la réaction. Les valeurs positives de x sont associés aux petits angles par rapport à l'axe du faisceau.*

Il en résulte que les angles réels de détection deviennent $\theta'_1 = \theta_1 - \delta$ et $\theta'_2 = \theta_2 + \delta$. L'ensemble des résultats pour ces différentes considérations sont présentés au tableau 4.6.

Si l'on exclut les valeurs à 16 MeV/A où les mesures ont été réalisées à des angles (16°) trop proches de l'angle d'effleurement (18°), les données (voir les rapports $\sigma_{el}/\sigma_{Ruth}$) reproduisent la section efficace de diffusion élastique de type Rutherford avec un écart relatif meilleur que 10 %. Il faut noter que, dans ce calcul, on a négligé la précision mécanique du positionnement des détecteurs. En fait, la connaissance de l'angle nominal $\theta_{nominal}$ est limitée à 0.2° près. Le raffinement de ce calcul est donc excessif mais méritait, cependant, d'être souligné. Au vu de la connaissance limitée de l'angle nominal, ajouté aux imprécisions qui concernent le dispositif expérimental (angle solide des collimateurs, épaisseur de la cible ...), on ne pouvait pas espérer mesurer $\sigma_{el}/\sigma_{Ruth}$ avec une précision meilleure que 5 à 6 %. Ce résultat nous rassure néanmoins pour ce qui concerne la mesure du courant par la cage de Faraday et la détermination expérimentale de l'état de charge effective du faisceau ^{20}Ne (10^+), complètement strippé après la cible. Rappelons que ces données sont des valeurs de base pour le facteur de normalisation des sections efficaces expérimentales N_{inc} de l'expression 4.1.

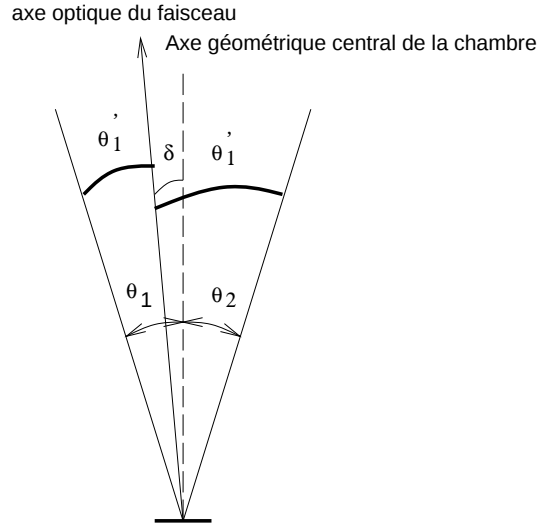


FIG. 4.20 – Illustration de l'effet de la déviation δ du faisceau incident par rapport à l'angle de 0° attendu. Les angles θ_1 et θ_2 sont les angles moyens de détection des Ne diffusés élastiquement à travers des collimateurs placés devant chacun des deux détecteurs R1 et R2 en présence. θ'_1 et θ'_2 seraient les angles réels de détection par rapport à l'axe optique du faisceau.

Energie	cible	$\theta_{nominal}$	δ	θ_{corr}	$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$ (barns/sr)	$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}$ (barns/sr)	$\frac{d\sigma_{el}}{d\sigma_{Ruth}}$	θ_{effl}
8 MeV/A	Tb	8°	0.13	8.12°	916 ± 56	851	1.07	40°
	Tb	10°	0.29	9.68°	453 ± 24	422	1.07	40°
	Tb	12°	0.29	12.24°	178 ± 9	166	1.07	40°
	Tb	12°	0.13	11.82°	203 ± 10	190	1.07	40°
10 MeV/A	Tb	10°	0.22	9.75°	276 ± 15	262	1.05	29°
	Tb	12°	0.22	12.17°	114 ± 5	108	1.05	29°
13 MeV/A	Tb	14°	0.41	14.35°	30.3 ± 1.4	33	0.91	21°
	Tb	16°	0.41	15.53°	22.1 ± 0.9	24	0.91	21°
16 MeV/A	Tm	14°	-	13.94°	25.1 ± 1.1	28	0.90	18°
	Tm	16°	-	15.95°	8.4 ± 0.4	16	0.52	18°

TAB. 4.6 – Sections efficaces différentielles élastiques Ne + Tb et Ne + Tm mesurées à différents angles et pour différentes énergies du faisceau. Celles-ci sont comparées aux sections efficaces de type Rutherford calculées pour les angles de détection corrigés θ_{corr} (voir texte). θ_{effl} représente l'angle d'effleurement, proche duquel, le rapport $\frac{d\sigma_{el}}{d\sigma_{Ruth}}$ diminue sensiblement au vue de l'augmentation, autour de cet angle, de l'interaction nucléaire.

4.6 Erreurs liées aux mesures des sections efficaces

Outre les erreurs statistiques, les mesures de sections efficaces sont pourvues d'erreurs liées à la connaissance des conditions expérimentales (angles de détection, distances de vol, épaisseur de la cible et angle solide).

Il faut tout d'abord considérer les imprécisions présentes dans le facteur de normalisation utilisé pour transformer le nombre des produits de réaction détectés (fragments de fission ou RE) en terme de section efficace différentielle (voir équation 4.1). Dans ce facteur, les imprécisions associées à deux termes ne sont pas négligeables, à savoir, l'épaisseur de la cible et l'angle solide. L'erreur associée à l'angle solide dépend de la distance à la cible et du rayon du collimateur placé devant le détecteur considéré. A chaque angle, un collimateur différent ayant été utilisé, cette erreur doit être appliquée de manière différente pour chaque angle de mesure. Elle s'appliquera donc lors de la détermination de la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega(\theta)$. L'imprécision sur l'épaisseur de la cible (3 %, voir chapitre 2) est, par contre, indépendante de l'angle de détection et peut donc être prise en compte tout à la fin du calcul des erreurs sur les sections efficaces de fission et de RE.

4.6.1 Erreurs sur les mesures associées aux RE

La détermination de la section efficace de formation de RE est effectuée, comme on l'a vu plus haut, en trois étapes:

1. La construction de la distribution des vitesses des RE à chaque angle de détection $d^2\sigma/d\Omega dV(\theta_{RE}, V)$.
2. L'ajustement de cette distribution à l'aide de la fonction 4.2 (ou 4.4). Les paramètres K (normalisation) et S (largeur), déduits de cet ajustement, permettent le calcul de la section efficace $\sigma_{RE}^{FC}(\theta_{RE})$ ou $\sigma_{RE}^{FI}(\theta_{RE})$ à chaque angle de mesure.
3. L'estimation finale des σ_{RE} est tirée de la moyenne des mesures effectuées aux plus petits angles.

Lors de la première étape, dans la construction des distributions des vitesses des RE, seul l'erreur statistique liée au nombre de RE détectés est prise en compte. Les imprécisions concernant la détermination de l'angle solide et l'épaisseur de la cible seront appliquées par après.

Ainsi, dans le spectres de distribution des vitesses des RE, $d^2\sigma/d\Omega dV$, les erreurs $\Delta_{d^2\sigma/d\Omega dV}(V_i)$ ont été évaluées comme suit:

$$\Delta_{d^2\sigma/d\Omega dV}(V_i) = \frac{\sqrt{N_i}}{N_i} * d^2\sigma/d\Omega dV(V_i)$$

où N_i est le nombre de RE détectés avec une vitesse V_i donnée.

A l'étape suivante, on ajuste la distribution de vitesse. Les paramètres K et S sont déterminés, par minimisation du χ^2 , ainsi que leurs imprécisions respectives ΔK et ΔS , et la covariance $covar(K, S)$ associée à ces deux paramètres (extraites de la matrice des erreurs de l'ajustement). La section efficace de formation de RE, étant fonction de ces deux paramètres, fortement corrélés, l'erreur sur celle-ci se calcule comme suit:

$$\Delta_{\sigma_{RE}} = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dK}\right)^2 (\Delta K)^2 + \left(\frac{d\sigma}{dS}\right)^2 (\Delta S)^2 + 2 \left(\frac{d\sigma}{dK}\right) \left(\frac{d\sigma}{dS}\right) covar(K, S)}$$

A ce stade, on ajoute également la contribution de l'angle solide:

$$\Delta_{\sigma_{RE}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta_{\sigma_{RE}}}{\sigma_{RE}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)^2} * \sigma_{RE}$$

Pour $\Delta\Omega = Surf/d^2$ où $Surf$ est la surface du collimateur et d , la distance qui le sépare du centre de la cible. L'imprécision sur la mesure de la distance a été estimée à $\Delta d = 1$ mm. La surface $Surf = \pi r^2$ du collimateur a été usinée avec une incertitude sur le rayon de $\Delta r = 0.1$ mm.

A la troisième étape, on fait la moyenne $\overline{\sigma_{RE}}$ pondérée par les erreurs $\Delta_{\sigma_{RE}}(\theta)$ des sections efficaces tirées aux plus petits angles de détection.

Enfin, à la fin de ce calcul, on ajoute l'erreur systématique sur l'épaisseur de la cible $\Delta ep/ep = 3$ % (voir chapitre 2):

$$\Delta_{\overline{\sigma_{RE}}} = \sqrt{\Delta_{\overline{\sigma_{RE}}}^2 + (0.03 * \overline{\sigma_{RE}})^2}$$

C'est cette dernière valeur globale de $\Delta_{\overline{\sigma_{RE}}}$ qui est présentée dans les différents tableaux de ce chapitre.

4.6.2 Erreurs sur les mesures associées aux fragments de fission

La détermination de la section efficace de fission est également effectuée en trois étapes:

1. La mesure, à chaque angle, de la section efficace différentielle dans le repère du laboratoire.
2. La transformation de la section efficace différentielle dans le repère du centre de masse.
3. L'ajustement de $d\sigma/d\overline{\Omega}$ par une fonction en $K/\sin(\overline{\theta})$ et la détermination du paramètre K .
Ce dernier mène au calcul de la section efficace totale de fission par l'intermédiaire de la relation $\sigma_{fission} = \pi^2 K$.

A la première étape, on ne tient compte que de l'erreur statistique relative au nombre N de fragments de fission détectés à l'angle considéré.

Lors de la seconde étape, on fait intervenir les erreurs associées à la connaissance de l'angle de détection et celles issues de la mesure de la vitesse. Les temps de vol étant relativement courts, on peut s'attendre à une erreur relative importante sur la vitesse. $\Delta V/V$ est en effet comprise entre 5 et 6 %.

Si l'on considère le jacobien $f(\theta, V)$ (voir équation 4.11) tel que:

$$\frac{d\sigma}{d\overline{\Omega}}(\overline{\theta}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) * f(\theta, V)$$

Les erreurs associées aux sections efficaces dans le centre de masse $\Delta_{d\sigma/d\overline{\Omega}}(\overline{\theta})$ sont calculées selon:

$$\Delta_{d\sigma/d\overline{\Omega}}(\overline{\theta}) = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{N}}{N}\right)^2 + \left(\frac{df/dV}{f(\theta, V)}\Delta V\right)^2 + \left(\frac{df/d\theta}{f(\theta, V)}\Delta\theta\right)^2} d\sigma/d\overline{\Omega}(\overline{\theta})$$

On y ajoute également l'erreur relative associée à l'angle solide.

$$\Delta_{d\sigma/d\overline{\Omega}}(\overline{\theta}) = \sqrt{\left(\frac{\Delta_{d\sigma/d\overline{\Omega}}}{d\sigma/d\overline{\Omega}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right)^2} d\sigma/d\overline{\Omega}(\overline{\theta})$$

Lors de la troisième étape, on ajuste $d\sigma/d\Omega(\bar{\theta})$ par la loi en $K/\sin(\bar{\theta})$ et on détermine le paramètre K et l'erreur associée ΔK . La section efficace de fission est alors calculée et son erreur est estimée comme:

$$\Delta_{\sigma_{fission}} = \frac{\Delta K}{K} \sigma_{fission}$$

Enfin, à la fin de ce calcul, on fait intervenir l'erreur associée à l'épaisseur de la cible Δep :

$$\Delta_{\sigma_{fission}} = \sqrt{\Delta_{\sigma_{fission}}^2 + (0.03 \sigma_{fission})^2}$$

C'est cette dernière valeur globale qui est listée à la table 4.5.

Dans les deux cas considérés, les erreurs provenant du dispositif expérimental sont importantes et montre les limites de la méthode utilisée pour déterminer avec précision les sections efficaces absolues correspondantes.

Chapitre 5

Résultats relatifs aux fragments de fission

Ce chapitre est dédié à l'analyse des données expérimentales associées aux fragments de fission détectés en coïncidence par les deux MWPC.

A la fin de ce chapitre, la méthode d'extraction du taux de fusion complète menant à la fission sera traitée. Avec les résultats du chapitre précédent sur les RE, nous disposerons de l'ensemble des informations permettant la détermination et l'interprétation des sections efficaces totales de fusion complète associées à nos mesures.

5.1 Sélection des événements liés au processus de fission binaire

Rappelons que les réactions entre ions lourds que nous étudions peuvent aboutir à différents processus binaires telles que les diffusions élastiques, les diffusions quasi-élastiques (Q.E.), les transferts très inélastiques (T.T.I.) et les processus de fusion-fission. Lors de nos expériences, des produits de réaction liés à l'un ou l'autre de ces processus peuvent sensibiliser les détecteurs en induisant une contribution qui est souvent fonction de l'énergie du faisceau et de la position des MWPC. On peut s'attendre par exemple, entre 8 et 10 MeV/A (où les MWPC ont été centrés à 70° de part et d'autre de l'axe du faisceau), à observer plus de Q.E. à 8 MeV/A qu'à 10 MeV/A où ce processus est davantage focalisé à l'avant (aux petits angles par rapport à l'axe du faisceau). La relation est identique entre 13 et 16 MeV/A (où les MWPC ont été centrés à 60° de part et d'autre de l'axe du faisceau). Par conséquent, pour notre étude, il faut isoler les événements associés à la fission binaire.

Au chapitre 3, nous avons détaillé la méthode utilisée pour déduire les caractéristiques des fragments de fission (détection en coïncidence des produits de réaction dans les deux MWPC, tests de validation des événements reconstruits ...). Cette méthode assurait la détection correcte d'un événement binaire et la reconstruction de ses caractéristiques à savoir: les masses des fragments et leur énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE). Le spectre bidimensionnel TKE-masse ainsi construit, permet d'isoler les différents processus précédemment mentionnés.

Les réactions de transfert (QE ou TTI) et de fusion menant à un NC sont associés à des corrélations angulaires différentes. Une sélection appropriée des angles de détection θ_1 et θ_2 devrait permettre de les isoler. La figure 5.1 présente deux bidimensionnels TKE-masse obtenus à 8 MeV/A pour deux différentes corrélations angulaires dans les MWPC.

Sur la figure 5.1a, on observe clairement, pour des petits angles sélectionnés dans les MWPC,

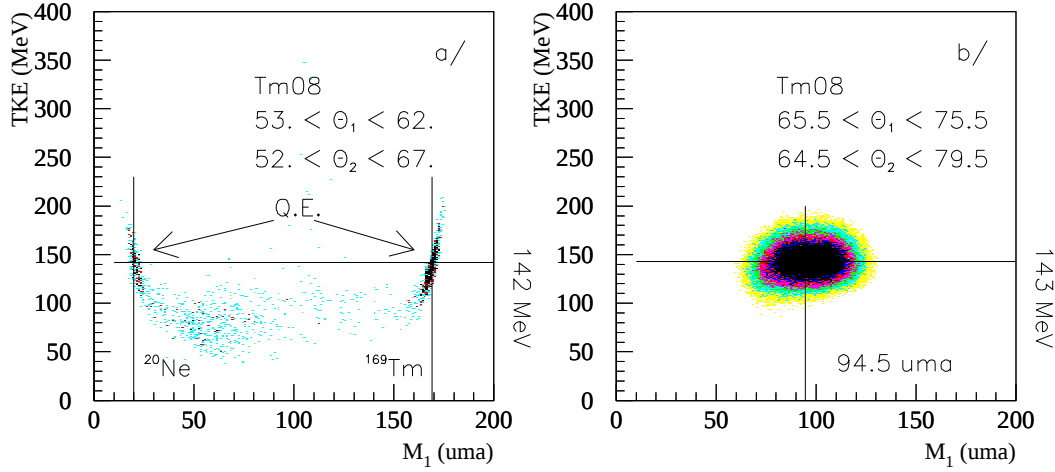


FIG. 5.1 – Spectres bidimensionnels TKE-masse construits pour la réaction Tm08 en sélectionnant deux différents domaines angulaires dans les deux MWPC mis en coïncidence.

les processus Q.E. ou de transfert dans lesquels les partenaires de la voie d'entrée n'ont échangé que peu de nucléons. En effet, ces événements sont caractérisés par des masses proches du projectile (20) et de la cible (169) et un TKE proche du TKE élastique (143 MeV à 8 MeV/A). Sur la figure 5.1a, on observe également, bien que rares, des événements que l'on peut associer aux TTI ($\bar{M} = 50$). Comme le montre la figure 5.1b, l'accroissement des angles de détection θ_1 et θ_2 permet d'éliminer la totalité de ces événements parasites. Il ne reste alors que des événements associés au processus de fusion-fission qui se caractérisent par une distribution TKE-masse centrée sur la masse correspondante à la fission symétrique ($\bar{M}_{ff} = 94.5 \text{ uma}$) et une valeur moyenne du TKE ($\simeq 143 \text{ MeV}$) en accord avec la systématique dite de Viola [VIO85] prédisant 139 MeV pour la fission symétrique.

Il faut aussi préciser que les événements parasites (Q.E. et T.T.I.) représentent une faible contribution. Ceci est dû d'une part, au positionnement, aux grands angles, des MWPC (où la section efficace du processus Q.E. est petite), et d'autre part, à l'inefficacité des MWPC à la détection des fragments légers de grande énergie cinétique, et aux fragments très lourds de faibles énergies (quasi-cible). La focalisation vers les angles avant du quasi-projectile, s'accroissant d'autant plus que son énergie cinétique augmente lorsque l'énergie du faisceau devient plus élevée, le processus Q.E. devrait encore être moins important lors des réactions Tm10, Tm13 et Tm16. A 13 MeV/A, où les MWPC sont placés plus à l'avant, on arrive encore à isoler, par corrélation angulaire, les événements associés aux processus de T.T.I. et de fission comme le montre la figure 5.2.

Il en résulte que le processus de fusion-fission s'observe d'autant plus que la somme $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$ est grande. Il faut encore préciser que, pour les mêmes raisons invoquées pour les événements du type Q.E., les événements associés aux TTI, observés pour une petite valeur de θ_{12} , sont peu importants par rapport à la fission.

Les processus quasi-élastiques et de transfert très inélastiques sont éliminés à l'aide d'une "région d'intérêt", effectuée dans le programme d'analyse des données, sur les spectres bidimensionnels TKE-masse des deux MWPC. Pour les quatre énergies du faisceau incident, les régions d'intérêt correspondantes à la fission sont présentées à la figure 5.3 pour le MWPC1. Dans la suite, seuls les

événements se trouvant à l'intérieur de ces régions seront traités et discutés.

Après une telle sélection, il reste néanmoins des événements associés aux TTI, où les partenaires ont échangé un grand nombre de nucléons et que nous ne pouvons pas distinguer des événements de fission.

Précisons également qu'il nous a été impossible, jusqu'à présent, de distinguer les contributions des mécanismes de fusion complète et de fusion incomplète au processus de fission ainsi observé.

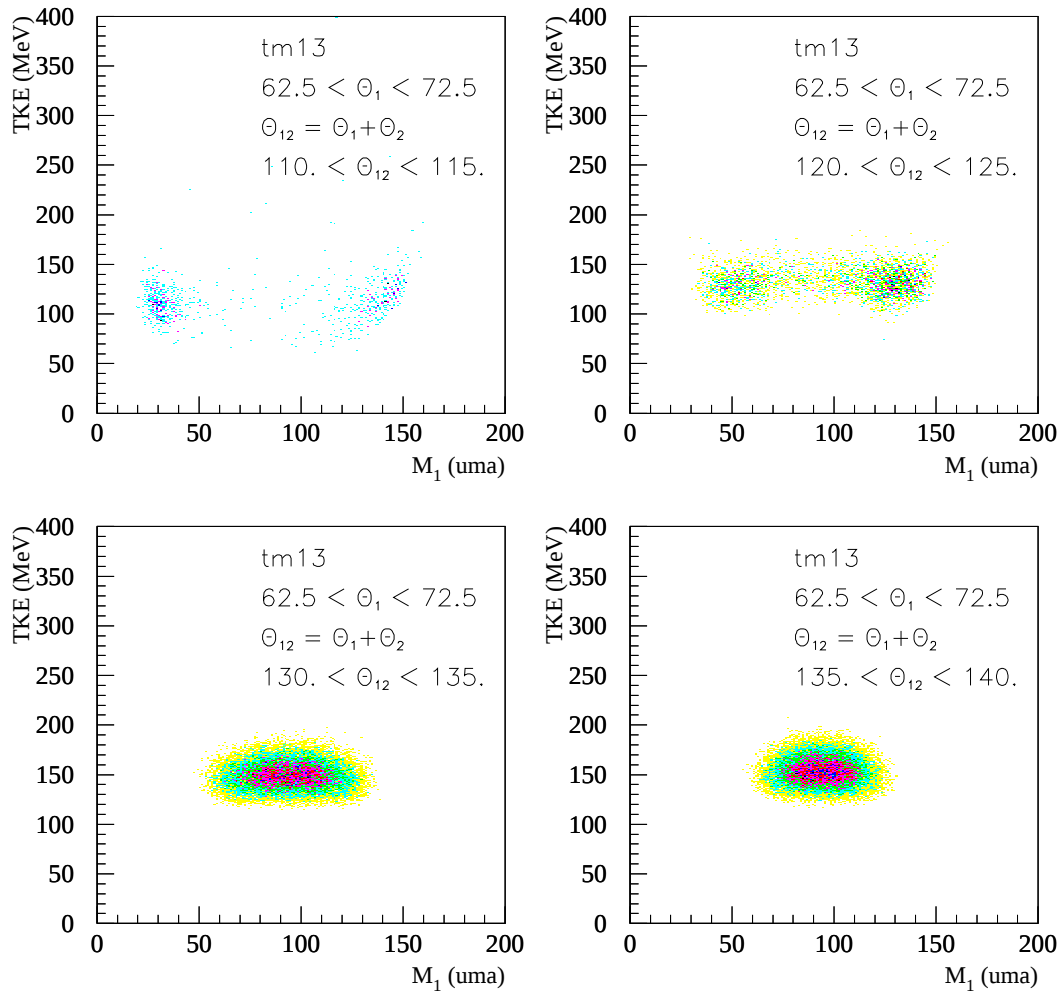


FIG. 5.2 – Spectres bidimensionnels *TKE*-masse construits pour la réaction *Tm13* pour différents domaines angulaires ou angles de corrélation $\theta_{12} = (\theta_1 + \theta_2)$ les MWPC.

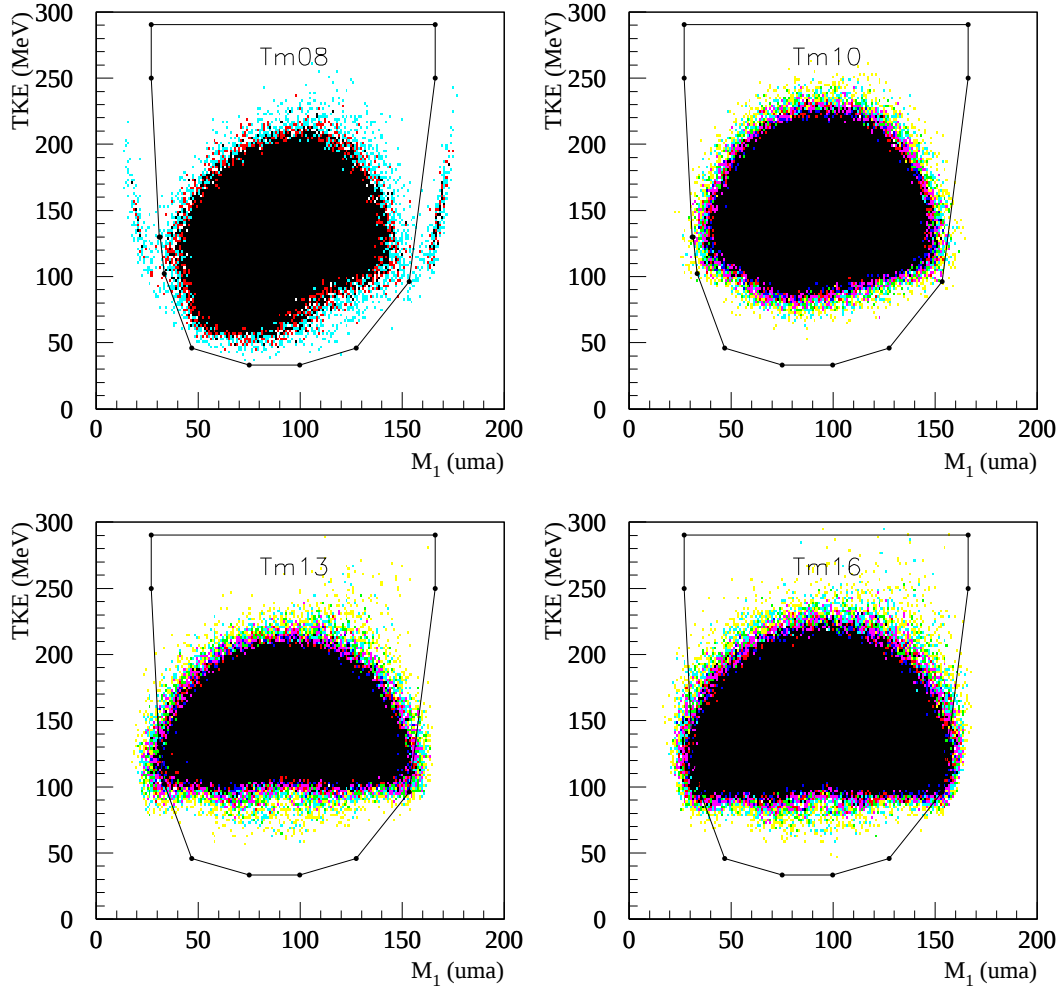


FIG. 5.3 – Régions d'intérêt (lignes continues) dessinées sur les spectres bidimensionnels TKE -masses construits pour les quatre réactions étudiées et isolant le processus de fission binaire.

5.2 Distribution en masse et en TKE des fragments de fission

La figure 5.4 présente les distributions en masse des fragments de fission telles qu'elles sont expérimentalement reconstruites dans le MWPC1 pour les quatre énergies de faisceau (voir §3.3.2). Une sélection angulaire a été effectuée sur les événements du MWPC1 afin de détecter, dans le MWPC2, l'entière de la distribution des masses, coïncidentes, correspondant à cette sélection.

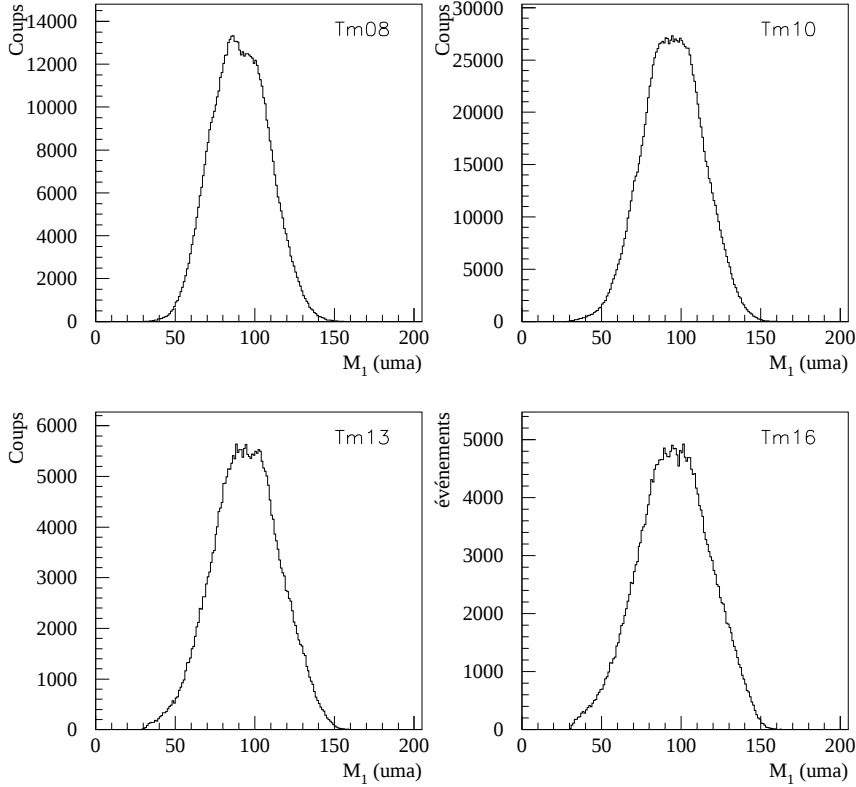


FIG. 5.4 – *Distributions en masse de fragments de fission reconstruites dans le MWPC1 pour les quatre énergies du faisceau.*

Les masses reconstruites dans le MWPC2 sont identiques à celles de la figure 5.4 sauf à 8 MeV/A où la distribution dans le MWPC1 montre un léger décalage vers les masses légères. Aucune explication indiscutable n'a pu être avancée pour mettre en évidence l'origine de ce décalage. Cependant, celui-ci ne doit nullement affecter l'analyse des multiplicités des particules légères (neutres ou chargées) associées aux fragments de fission. Cette observation ne posera donc pas de problème dans les analyses qui suivront.

Ainsi, à part le cas de la réaction à 8 MeV/A, les masses des fragments de fission présentent une distribution symétrique centrée autour de la demi-masse du noyau composé formé ($M_{NC} = 189$ uma). Les valeurs moyennes des masses et des TKE, ainsi que leur largeur à mi-hauteur respectives, sont listées au tableau 5.1. Les erreurs sur ces mesures ont été estimées à 5 % [JAD97]. On observe un élargissement de la distribution en masse des fragments de fission lorsque l'énergie du faisceau

augmente. Cet effet serait lié au fait que, aux énergies d'excitation élevées, l'émission de particules légères neutres ou chargées devient plus importante. Ce qui conduit, si l'on se réfère à la méthode itérative utilisée pour la détermination des masses des fragments de fission, à l'élargissement de leur distribution reconstruite.

réactions	$\overline{M}_1$ (uma)	$FWHM_{M_1}$ (uma)	$\overline{TKE}$ (MeV)	$FWHM_{TKE}$ (MeV)
Ne(160 MeV)+Tm	91 ± 5	46 ± 2	132 ± 7	44 ± 2
Ne(200 MeV)+Tm	95 ± 5	48 ± 2	151 ± 8	45 ± 2
Ne(260 MeV)+Tm	95 ± 5	52 ± 3	150 ± 8	42 ± 2
Ne(320 MeV)+Tm	95 ± 5	56 ± 3	149 ± 7	48 ± 2

TAB. 5.1 – Valeurs moyennes et largeurs à mi-hauteur ($FWHM$) des distributions en masse et en TKE associées aux fragments de fission, reconstruites pour les quatre énergies du faisceau.

La figure 5.5 présente, pour chaque énergie du faisceau, la distribution en TKE obtenue avec les mêmes sélections angulaires qu'à la figure 5.4. La ligne verticale indique la valeur calculée selon le formalisme semi-empirique de Viola [VIO85] pour une partition symétrique de la fission ($TKE_{Viola} = 139$ MeV). Ce formalisme utilise l'expression suivante:

$$TKE_{Viola} = 22.2 + 0.1071 \frac{Z_{NC}^2}{A_{NC}^{1/3}} \quad (5.1)$$

où Z_{NC} et A_{NC} sont respectivement la charge et la masse du noyau composé.

Les largeurs des distributions des TKE restent constantes avec l'énergie du faisceau. Toutefois, leurs valeurs moyennes, hormis à 8 MeV/A, sont un peu plus élevées que la valeur semi-empirique de Viola (indépendante de l'énergie incidente). A 8 MeV/A, la différence de masse observée entre les deux MWPC peut être à l'origine du léger décalage vers une petite valeur moyenne du TKE. En effet, une distribution en masse asymétrique conduit à des valeurs de TKE plus petites que pour une partition symétrique [HIN87]. Cette valeur augmente si l'on sélectionne les masses symétriques. Aux autres énergies de réaction, la valeur moyenne élevée du TKE provient de la procédure itérative de reconstruction en masse. En effet, dans cette analyse, on néglige l'évaporation des particules légères avant la fission. Ce qui conduit à une surestimation des masses réelles des fragments détectés. L'énergie des fragments, étant déduite de leur vitesse (non affectée par ces considérations), la surestimation des masses des fragments conduit à celle de leur énergie.

5.3 Simulation du processus des transferts très inélastiques

Les réactions de transfert très inélastiques ont été simulées à l'aide du code de Tassan-got [TAS91]. Les résultats, à chaque énergie du faisceau, ont été filtrés par les positions respectives des deux MWPC. Ceci a permis d'établir l'importance des coïncidences parasites considérées dans la fission. La figure 5.6 présente les corrélations angulaires des partenaires des T.T.I. ainsi simulées.

Dans ces simulations, pour la clarté des spectres et la facilité de la discussion, nous avons considéré que le projectile s'approche de la cible toujours du même côté, avec un paramètre d'impact qui déterminera le moment angulaire du système. Ce côté est représenté par les angles positifs sur l'axe des abscisses de la figure 5.6. C'est pourquoi les corrélations angulaires ne sont pas symétriques, comme elles devraient l'être autour de 0° , par rapport à l'axe du faisceau. Dans ces spectres, les angles d'émission des quasi-projectiles (QP) représentent l'axe des abscisses et les angles associés

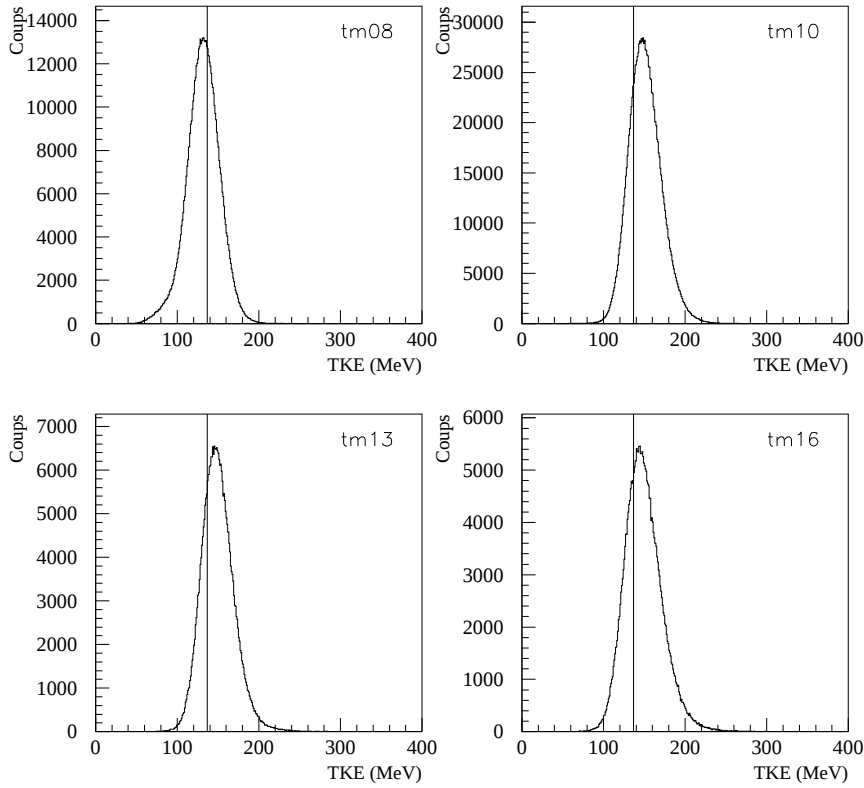


FIG. 5.5 – *Distributions en TKE des fragments de fission reconstruites pour les quatre énergies de faisceau.*

aux quasi-cibles (*QC*) l'axe des ordonnées. Les carrés représentent les domaines angulaires couverts par la coïncidence entre les deux MWPC. Le MWPC1 (angles positifs) et le MWPC2 (angles négatifs) sont désignés respectivement par 1 et 2. Par exemple, si un QP est détecté dans le MWPC1 à 58° (à 8 MeV/A), le QC sera détecté -58° par le MWPC2.

On observe en effet la focalisation vers l'avant (petits angles) des TTI aux énergies élevées du faisceau incident. C'est à 8 MeV/A que l'on observe le plus de coïncidences parasites, au vu du nombre total d'événements simulés, dans la zone angulaire couverte par les détecteurs. De plus, si des coïncidences issues des TTI sont observables dans nos MWPC, c'est surtout aux petits angles. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la sélection d'un domaine angulaire au centre du MWPC1 élimine efficacement la contribution du processus des TTI.

Les masses des partenaires des TTI simulés sont présentés à la figure 5.7 pour les quatre énergies du faisceau. Comme prévu, pour un même nombre total d'événements simulés, le nombre de coïncidences dans les MWPC, attribué aux TTI, diminue fortement avec l'énergie du faisceau. Selon cette simulation, les événements TTI sont associés à des masses *QP* et *QC* situées respectivement autour de 20 et 169 uma, ce qui affecte nullement les distributions en masses des fragments de fission.

5.4 Transfert de moment linéaire dans la fusion projectile - cible menant à la fission

L'étude des corrélations angulaires des fragments de fission permet, théoriquement, de reconstituer le type d'interaction qui a eu lieu dans la voie d'entrée. Cela est réalisé à partir de l'étude de l'angle relatif, dans le laboratoire, entre les deux fragments de fission détectés. On désignera cet angle de corrélation par $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$, sachant que $\overline{\theta_{12}}(CM) = 180^\circ$. On peut en effet distinguer les trois cas suivants (voir figure 5.8):

- 1 Lors d'une fusion complète du projectile et de la cible, la totalité de la quantité de mouvement est transférée au NC qui recule avec une vitesse constante. Pour une partition en masse des fragments de fission symétrique et des angles de détection des fragments proches l'un de l'autre, l'angle relatif θ_{12}^0 est constant. Il ne dépendra que de la quantité de mouvement transférée par le projectile.
- 2 Lors d'un transfert très inélastique, peu de quantité de mouvement est transférée à la cible qui recule avec une vitesse faible. Si le QC fissionne à cause de l'énergie d'excitation qui lui a été transmise, les deux fragments associés à cette fission seront observés avec un angle relatif θ_{12} proche de 180° . Il faut noter que dans notre cas, ce type de réaction à trois corps, c'est-à-dire où l'on ne détecte pas le quasi-projectile mais les fragments de fission de la cible, est peu probable vu la faible masse de la cible et l'importance de l'énergie d'excitation qu'il faudrait lui apporter pour fissionner. Ce mécanisme a été décrit par Viola [VIO82] qui utilisait une cible d'uranium, de grande fissilité, et qui présente donc une forte probabilité de fission même à faible énergie d'excitation. Si, par contre, on détecte, en coïncidence, le quasi-projectile et le quasi-cible (cas 2'), leur θ_{12} relatif est prédit petit par rapport à θ_{12}^0 (angle relatif attendu pour les fragments de fission issus de la fusion complète du projectile et de la cible) surtout pour des partenaires aussi asymétriques.
- 3 Dans le cas d'une fusion incomplète, on ne détecte pas la partie du projectile qui n'a pas fusionné (souvent de masse faible, de grande énergie cinétique et émise à des petits angles avant). Le noyau composite formé par une telle fusion recule avec une vitesse plus petite que dans le cas d'un transfert complet de la quantité de mouvement. La fission du noyau composite de masse à peine plus petite (quelques nucléons) que celle du NC formé par fusion complète, conduit à un angle relatif θ_{12} plus grand que θ_{12}^0 .

La différence $\Delta\theta_{12}$ entre θ_{12} mesuré et θ_{12}^0 calculé pour la réaction étudiée est donc une indication de la proportion relative entre la fusion complète et incomplète menant à la fission. La figure 5.9 présente les distributions expérimentales θ_{12} reconstruites pour les quatre réactions étudiées avec, en trait continu, la valeur calculée de θ_{12}^0 (FC), dans les conditions $\theta_1 = \theta_2$ et $M_1 = M_2$, et qui s'exprime comme [BAC80]:

$$tg(\theta_{12}^0/2) = \frac{1.39 \sqrt{\frac{TKE(MeV)}{M_{fi}(uma)}}}{V_{NC}^{FC}(cm/ns)} \quad (5.2)$$

où V_{NC}^{FC} est la vitesse de recul du centre de masse dans le cas d'une fusion complète et M_{fi} , la masse du NC au moment de la fission compte tenu de l'évaporation des particules légères dites de pré-scission. Pour ce calcul, le TKE a été estimé selon le formalisme de Viola pour la fission symétrique d'un noyau de masse M_{fi} (voir l'expression 5.1).

Il en découle que la proportion de quantité de mouvement transférée $\%P$, est calculable comme suit:

$$\%P = \frac{P_{exp}}{P_p} = \frac{M'_{NC} V_{NC}^{exp}}{M_{NC} V_{NC}^{FC}} = \frac{M'_{NC} \sqrt{M_{fi} TKE'}}{M_{NC} \sqrt{M_{fi} TKE}} \frac{tg(\theta_{12}^0/2)}{tg(\theta_{12}^{exp}/2)} \quad (5.3)$$

où P_p est la quantité de mouvement du projectile, V_{NC}^{exp} , M'_{NC} , M'_{fi} et TKE' étant respectivement les valeurs expérimentales de la vitesse de recul et de la masse initiale du NC, de la masse du NC au moment de la fission (après l'émission des particules de pré-scission) et du TKE. Les autres variables ont été définies précédemment. θ_{12}^{exp} est l'angle expérimental moyen de corrélation extrait des distributions présentées à la figure 5.9. Si on considère le premier terme proche de 1 (ce qui est valable pour des systèmes lourds comme les nôtres), on peut écrire:

$$\%P \simeq \frac{tg(\theta_{12}^0/2)}{tg(\theta_{12}^{exp}/2)} \quad (5.4)$$

L'élargissement et l'asymétrie des distributions en θ_{12} sont essentiellement dûs à deux facteurs:

- 1 L'évaporation des particules légères (essentiellement des neutrons) de pré- et post-scission cause un élargissement de type gaussien de la distribution en θ_{12} . Il est d'autant plus grand que le nombre de neutrons émis est élevé et donc, que l'énergie d'excitation du NC est grand. C'est ce qui est observé, dans ce travail, lorsqu'on augmente l'énergie incidente du faisceau.
- 2 L'asymétrie en masse et en énergie des fragments de fission conduisent également à une dispersion cinématique qui a pour effet de réduire de 0.5 à 1 degré la valeur moyenne de θ_{12} mesurée. En effet, les θ_{12} associés à la fission asymétrique sont plus petits que pour la partition symétrique. La présence des fragments associés à la fission asymétrique déforme la distribution qui, par conséquent, ne présente plus une forme gaussienne.

Ces deux facteurs diminuent la sensibilité de la méthode préconisée pour déduire les caractéristiques de la voie d'entrée induisant la réaction. Si l'on ajoute à cela, les incertitudes provenant de la caractérisation de la cible (épaisseur), de la géométrie axiale et de la stabilité du faisceau et de la résolution angulaire des détecteurs, il en résulte que la méthode ne permet pas d'évaluer le taux de quantité de mouvement transférée $\%P$ avec une précision meilleure que 2 à 5 % [VIO82].

Pour limiter le déplacement de la distribution expérimentale des θ_{12} due à la présence de la fission asymétrique, une sélection serrée autour de la partition symétrique (94.5 ± 5 uma) a été imposée. Le résultat de cette sélection est présentée à la figure 5.10.

Dans cette figure, on observe le déplacement vers la droite du centroïde de la distribution des θ_{12} par rapport à la figure 5.9. La ligne continue représente la valeur de θ_{12}^0 calculée à l'aide de la relation 5.2, pour un TKE de 139 MeV (Viola) et une masse $M_f = M_{NC}^{FC}$.

Cette valeur est une approximation qui ne tient pas compte de l'émission des particules de pré-scission. On peut se demander à juste titre si cette approximation, valable pour des systèmes très lourds, reste d'application dans ce cas-ci. Par exemple, à 8 MeV/A, où l'on s'attend à un transfert complet de la quantité de mouvement, cette valeur semble être sous-estimée (voir figure 5.10).

C'est pourquoi, pour une estimation plus réaliste de θ_{12}^0 , on a estimé la masse et la charge du NC au moment de la fission en tenant compte des multiplicités des particules légères (n, p et α) de pré-scission mesurées et discutées au chapitre suivant. Les valeurs de θ_{12}^0 ainsi obtenues sont représentées sur la figure 5.10 par des lignes en traits pointillés. Elles sont un peu plus élevées que celles calculées par l'approximation $M_{fi} = M_{NC}^{FC}$.

Dans le tableau 5.2, les centroïdes des distributions expérimentales sont comparées aux valeurs de θ_{12}^0 calculées. Ce même tableau présente le taux de quantité de mouvement transféré, calculé à l'aide de la relation 5.4 tout en étant conscient de l'approximation qu'elle suppose.

systèmes	θ_{12}^0 (degrés)	θ_{12}^{exp} (degrés)	% P (%)
Ne(160 MeV)+Tm	141.96	142.10 ± 0.5	100 ± 3
Ne(200 MeV)+Tm	137.92	139.94 ± 0.5	95 ± 3
Ne(260 MeV)+Tm	132.77	136.57 ± 0.5	91 ± 2
Ne(320 MeV)+Tm	128.39	133.97 ± 0.5	88 ± 2

TAB. 5.2 – Valeurs expérimentales de θ_{12}^{exp} moyen comparées aux valeurs θ_{12}^0 prédites dans le cadre d'une FC-fission (pour le NC après l'émission de pré-scission) et le taux de quantité de mouvement transférée par le projectile lors de la fusion (voir relation 5.4).

Sur la figure 5.11, les valeurs de % P extraites de nos mesures sont comparées à celles obtenues dans d'autres réactions étudiées par Viola et al [VIO82] et Tubbs et al [TUB85].

Cette comparaison met en évidence la difficulté avec laquelle ce paramètre peut être déterminé expérimentalement. Les barres d'erreurs données par Viola sont à peu près les mêmes que celles présentées dans ce travail (la référence de Tubbs et al [TUB85] ne mentionne pas cette information). Nos résultats sont cohérents avec ceux dérivés des systèmes proches des nôtres tels que le Ne+Ho et le Ne+Ta. Pour le Ne+U, on constate une différence importante entre les données de Viola et celles de Tubbs. Il est difficile de déduire une systématique en fonction de la masse de la cible vu les différences observées pour le Ne+U par exemple. Par contre, il semble que, pour des projectiles plus légers que le Ne, le taux de quantité de mouvement transféré est plus important à une énergie incidente égale [TSA84].

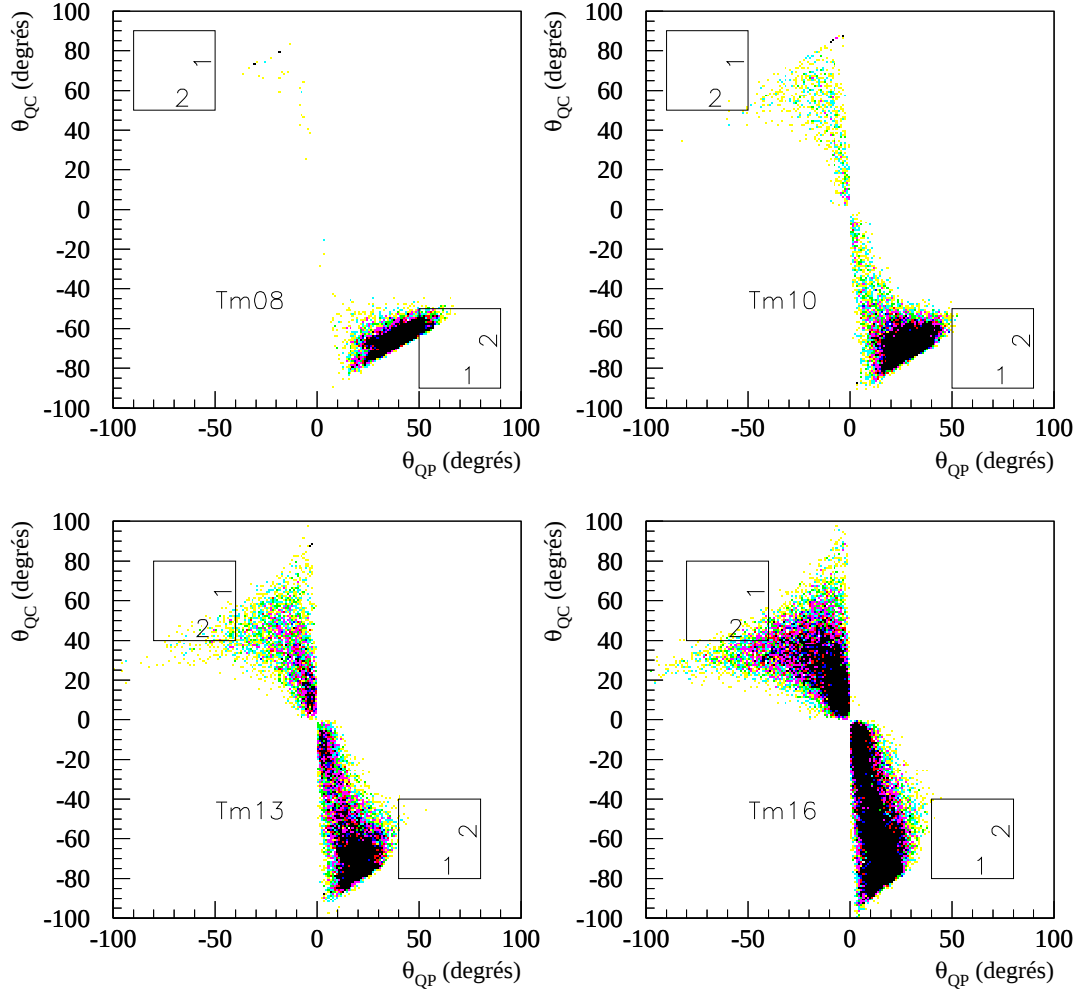


FIG. 5.6 – *Corrélations angulaires des partenaires des TTI (des quasi-projectiles QP et des quasi-cibles QC) simulées à l'aide du code de Tassan-got [TAS91] et comparées avec les ouvertures et les positions expérimentales des deux MWPC.*

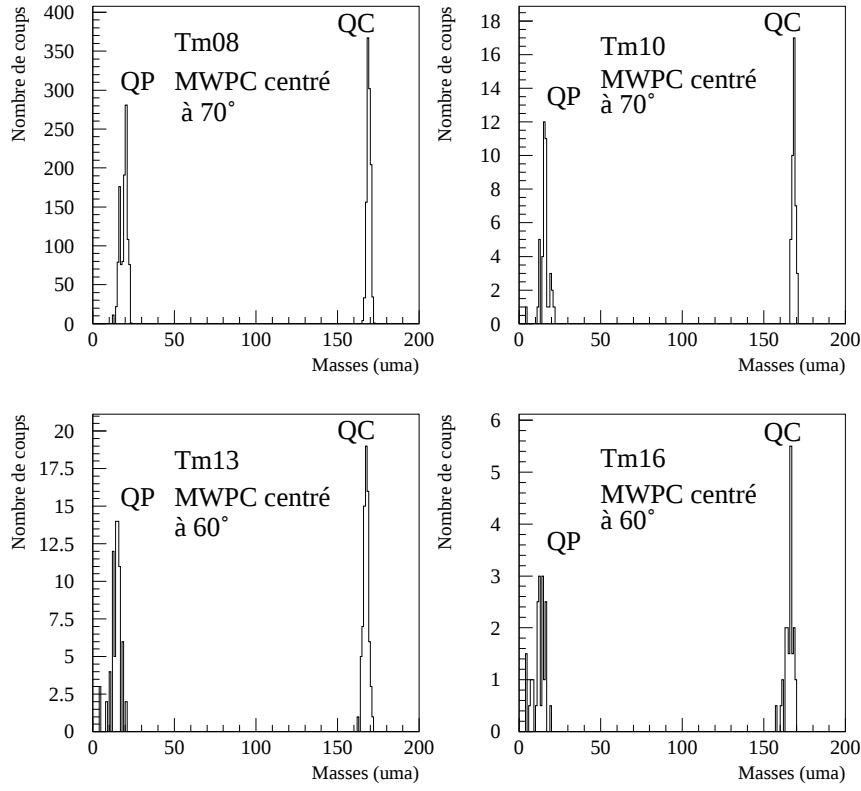


FIG. 5.7 – Masses des partenaires QP et QC du processus TTI simulé par le code de Tassan-got. Les événements sont filtrés par les MWPC et normalisés pour un même nombre total d'événements.

$Ne + Tm \rightarrow \text{fission} + x$

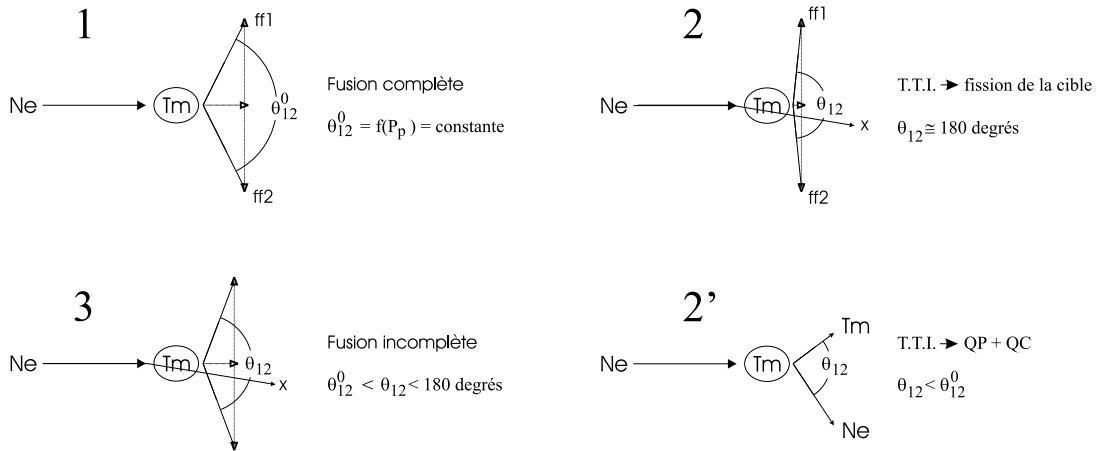


FIG. 5.8 – Illustration de la relation existante entre les conditions de la voie d'entrée et la valeur de l'angle de corrélation θ_{12} des fragments détectés en coïncidence dans les MWPC.

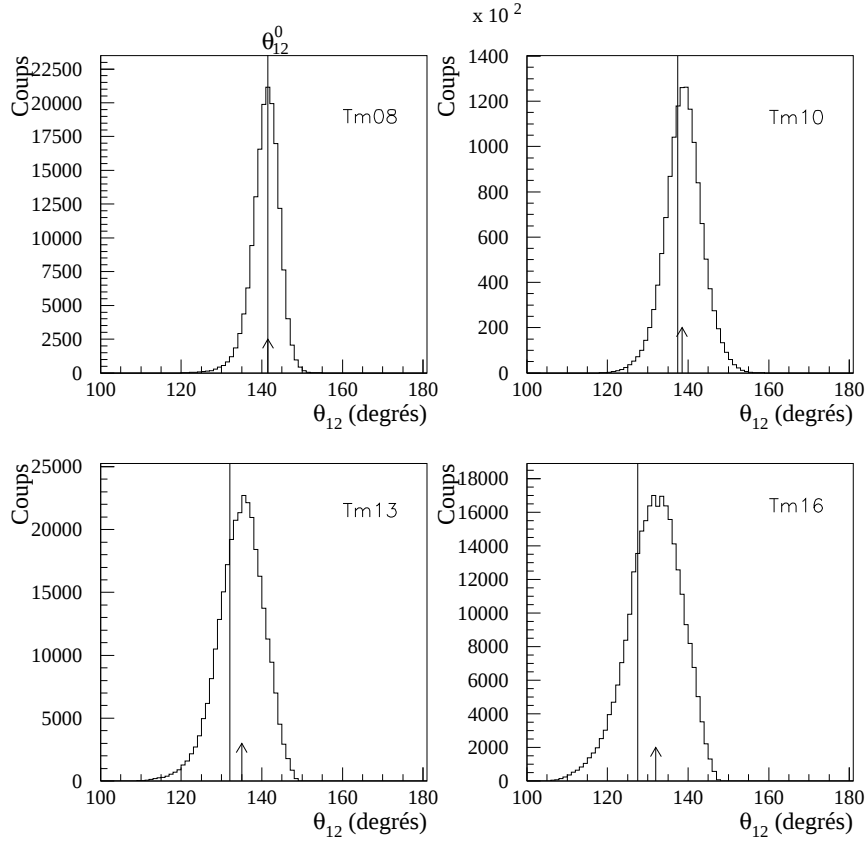


FIG. 5.9 – Distributions expérimentales de l'angle de corrélation de fission θ_{12} pour les quatre réactions étudiées. Les valeurs de θ_{12}^0 , associées à une fusion complète, sont indiquées par des lignes verticales continues pour un $TK E_{Viola}$ de 139 MeV et en considérant l'approximation $M_{fi} = M_{NC}^{FC}$ (dans la relation 5.2). Les flèches indiquent les positions respectives de θ_{12}^{exp} moyen.

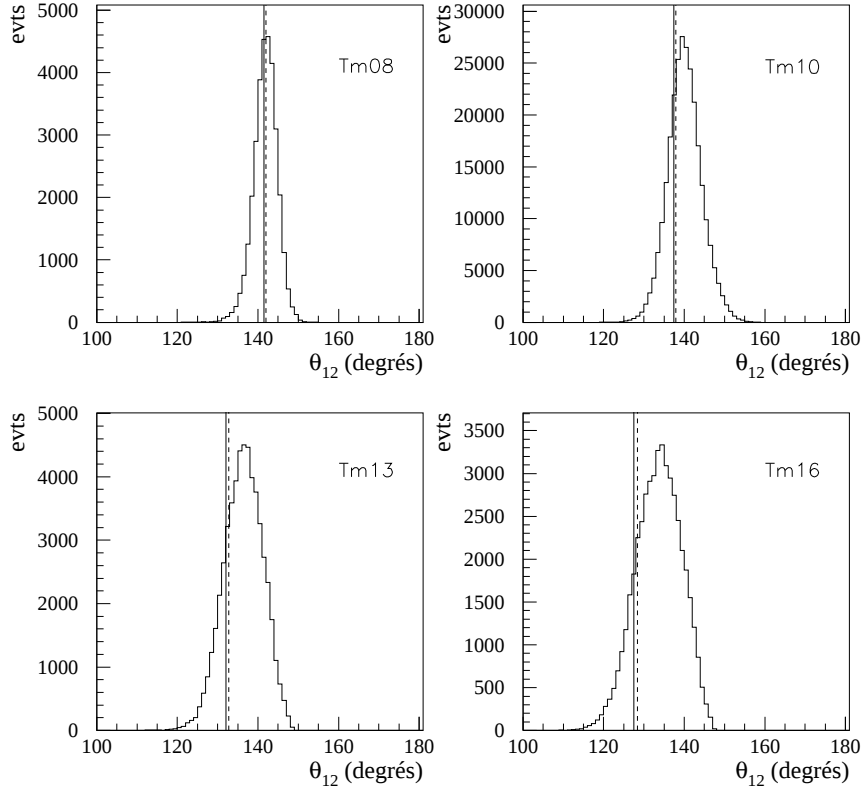


FIG. 5.10 – Distributions des angles de corrélation de fission θ_{12} pour les quatre réactions étudiées après une sélection étroite autour de la partition en masse symétrique (94.5 ± 5 uma). La valeur de θ_{12}^0 , indiquée par une ligne verticale continue, a été calculée pour un TKE_{Viola} de 139 MeV. La ligne en pointillés est le résultat du calcul de θ_{12}^0 effectuée en tenant compte de l'émission des particules légères (n , p et α) de pré-scission (voir chapitre 6).

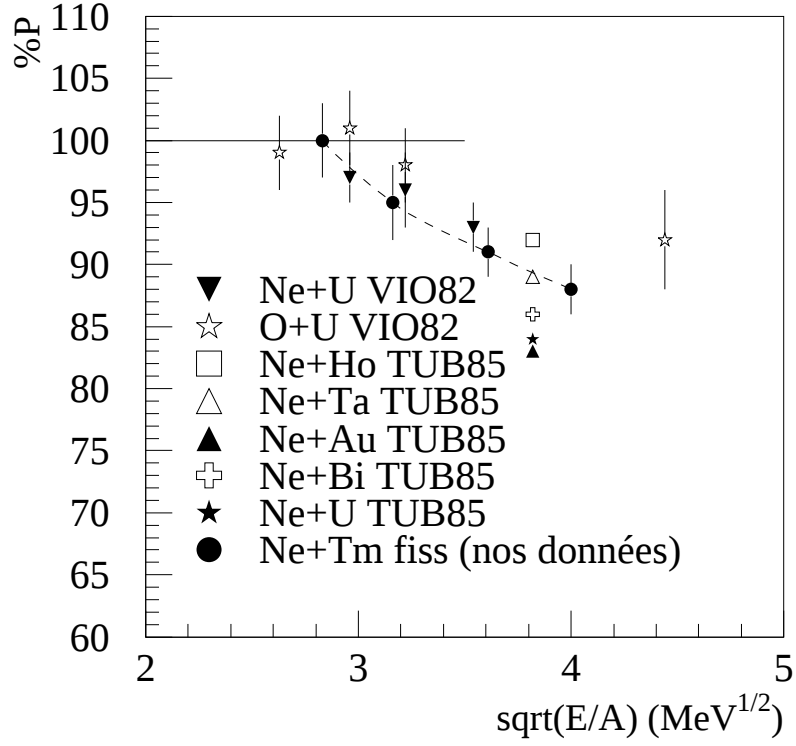


FIG. 5.11 – *Evolution des moments linéaires transférés (%P) en fonction de l'énergie par nucléon du faisceau incident. Nos résultats sont comparés aux valeurs extraites dans les références [VIO82] et [TUB85].*

5.5 Détermination du taux de fusion complète aboutissant à la fission

Afin de déterminer le taux de fusion complète associé au processus de fission, les références [VIO82] et [TUB85] proposent une méthode proche de celle utilisée lors de l'analyse des résidus d'évaporation (voir chapitre 4). Dans celle-ci, la fusion incomplète est décrite par la capture d'un ^{16}O ($^{20}\text{Ne} - 1\alpha$) par la cible de Tm (voir §4.3.4) et l'élargissement, causé par l'évaporation des particules légères de pré-scission, est supposé purement gaussien (la sélection de la partition symétrique en masse assurant la quasi-symétrisation de la distribution des θ_{12}). Dans ce cas, les distributions θ_{12} sont donc ajustées par la somme de deux gaussiennes. La première est centrée sur la valeur θ_{12}^0 associée à la fusion complète et la seconde, sur la valeur $\theta_{12}^{0'}$ associée à la fusion incomplète (capture d'un ^{16}O). Des exemples de tels ajustements sont présentés à la figure 5.12. Afin de limiter le nombre de paramètres libres lors des ajustements, les largeurs des distributions FC et FI ont été considérées égales pour les deux processus étant donné la presque égalité des énergies d'excitation des noyaux composites ainsi formés et, par conséquent, de leur mode d'évaporation de pré-scission.

Différentes remarques peuvent être faites sur cette analyse.

La forme gaussienne de la distribution θ_{12} expérimentale n'a jamais été vérifiée aux petits angles. En effet, à 8 MeV/A, où l'on ne s'attend pas à observer de la fusion incomplète, la distribution expérimentale est déformée aux petits angles. Cette déformation semble montrer que la sélection des masses des fragments de fission symétriques (94.5 ± 5) n'est pas suffisante pour obtenir une distribution θ_{12} purement gaussienne. Des partitions proches du symétriques, mais associées à un TKE moins élevé et donc, d'angles relatifs θ_{12} moins importants, sont responsables de la déformation aux petits angles. En effet, même pour la partition symétrique, la distribution en TKE est très large (voir figure 5.3).

Toutefois, à plus haute énergie d'excitation, la distribution expérimentale présente une forme plus proche d'une gaussienne. C'est l'effet du nombre plus important de particules évaporées.

D'autre part, on observe à 10 et 13 MeV/A, une insuffisance du recouvrement de la région intermédiaire aux deux processus (FC et FI). Ceci peut être expliqué par le fait qu'on néglige dans cette analyse les événements de fusion incomplète caractérisés par la non capture, dans la voie d'entrée, de un, de deux ou de trois nucléons (les masses 17, 18 et 19 du projectile). Ces événements doivent toutefois être moins importants que dans le cas de la capture de l' ^{16}O , au vu de la structure en α du projectile ^{20}Ne . Le fait que la distribution des θ_{12} n'est pas purement gaussienne peut aussi jouer un rôle dans ce non recouvrement.

Cependant, si l'on compare l'intégrale couverte par la somme des deux gaussiennes avec la surface totale de la distribution expérimentale, on observe que l'ajustement couvre plus de 98 % de la distribution expérimentale à 8 et 16 MeV/A, et entre 94 et 96 % à 10 et 13 MeV/A.

Ne disposant pas de méthode plus indiquée, on a défini le taux de fusion complète $R_{fission}$ comme le rapport de la surface de la gaussienne associée au transfert complet (FC) sur l'intégrale totale de la distribution expérimentale. L'erreur appliquée à chaque mesure de $R_{fission}$ tient compte d'une part, de la sensibilité de la méthode à l'incertitude sur la position expérimentale de θ_{12} , et d'autre part, de l'imprécision avec laquelle on calcule les valeurs attendues de θ_{12}^0 et $\theta_{12}^{0'}$. Ces deux valeurs sont considérées être connues à 0.5° près.

Le tableau 5.3 présente les valeurs de $R_{fission}$ déduites de cette analyse avec les sections efficaces de fission associées à la fusion complète ($R_{fission} = \frac{\sigma_{fission}^{FC}}{\sigma_{fission}^{FC} + \sigma_{fission}^{FI}}$). Ces dernières sont calculées par le produit de $R_{fission}$ avec les sections efficaces totales de fission établies au chapitre 4.

A nouveau, la décroissance observée de $\sigma_{fiss}^{FC}(E_x^*)$ dépend de la contribution de la FI avec

systèmes	$R_{fission}$ (%)	$\sigma_{fission}^{FC}$ (mbarns)	%P (%)
Ne(160 MeV)+Tm	98.6 ± 1.9	1055 ± 45	100
Ne(200 MeV)+Tm	66.9 ± 6.2	823 ± 84	93
Ne(260 MeV)+Tm	48.6 ± 3.5	588 ± 49	90
Ne(320 MeV)+Tm	36.0 ± 2.5	418 ± 35	87

TAB. 5.3 – Valeurs de $R_{fission}$ et des sections efficaces de fusion-fission associées au mécanisme de fusion complète. Les taux des moments linéaires transférés %P, dans le cas du processus de fusion-fission, sont extraites des valeurs de $R_{fission}$ (voir relation 5.5).

l'énergie du faisceau incident. On constate également que le mécanisme de FI (présent déjà à 10 MeV/A) est plus important que dans le processus de formation de RE (voir R_{RE} au chapitre précédent). Cet effet pourrait se justifier par le fait que le processus de fusion-fission est associé à un domaine de moment angulaire élevé ($40 \leq l_{fiss} \leq 74\hbar$; voir plus loin) où domine justement le processus de fusion incomplète.

Les %P des moments linéaires transférés dans le cadre du processus de fusion-fission, calculés à partir des valeurs de $R_{fission}$, s'expriment comme:

$$\%P = R_{fission} \%P^{FC} + (1 - R_{fission}) \%P^{FI} \text{ avec } \%P^{FC} = 1 \text{ et } \%P^{FI} = 0.8 \quad (5.5)$$

où $\%P^{FI}$ a été calculé en considérant la capture d'un ^{16}O dans la voie d'entrée. Ces résultats sont en excellent accord avec ceux du tableau 5.2. La relation 5.4, malgré l'approximation qu'elle comporte, s'avère donc suffisante pour estimer %P dans nos systèmes.

Ajoutant à ces résultats les sections efficaces de formation des RE détaillés au chapitre précédent, on peut à présent discuter le comportement des sections efficaces totales de fusion.

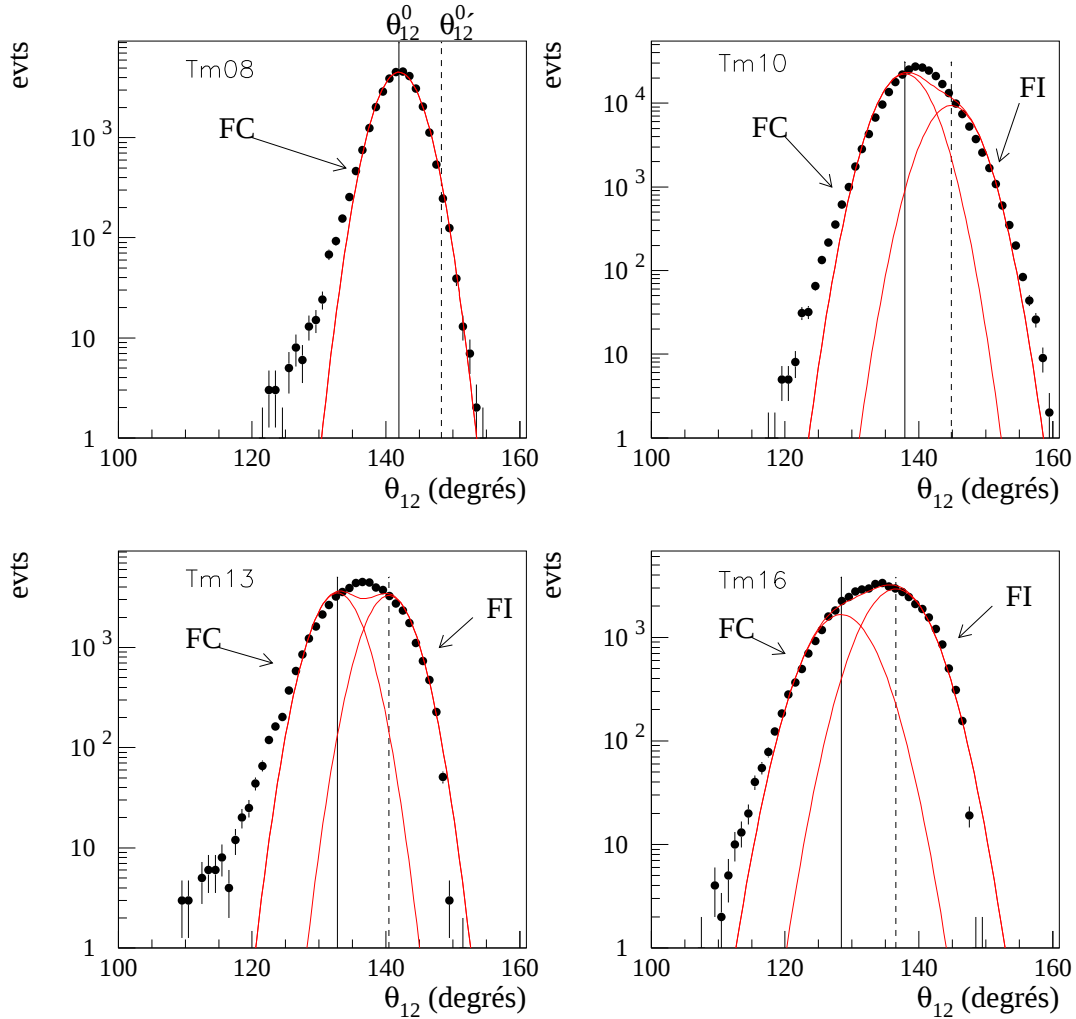


FIG. 5.12 – Ajustement des distributions θ_{12} expérimentales par la somme de deux gaussiennes comme proposé dans les références [VIO82] et [TUB85]. Les lignes en continu représentent les positions centrales associées au transfert complet de quantité de mouvement (FC) (θ_{12}^0) et en pointillés, la position associée à la fusion incomplète (FI) ($\theta_{12}^{0'}$).

5.6 Sections efficaces totales de fusion

La détermination de la section efficace totale de fusion complète (σ_{fusion}^{FC}) s'effectue en sommant σ_{RE}^{FC} et $\sigma_{fission}^{FC}$. En effet, il n'existe pas d'autres voies de désexcitation du NC formé par fusion complète dans les gammes de masse et d'énergie de nos réactions. Les sections efficaces totales de fusion complète, ainsi déduites aux quatre énergies de faisceau, sont présentées au tableau 5.4. et à la figure 5.13 en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC (E_x^*). Les moments angulaires l_{crit} associés sont obtenus dans l'hypothèse du modèle de coupure franche où $\sigma_{fusion}^{FC} \simeq \pi \lambda^2 l_{crit}^2$. Elles sont comparées aux prédictions théoriques de deux modèles.

Energie du faisceau (MeV/A)	σ_{fusion}^{FC} (mbarns)	σ_{fusion}^{FI} (mbarns)	$\frac{\sigma_{RE}^{FC}}{\sigma_{fission}^{FC}}$	l_{crit} ($\hbar$)
8	1419 ± 73	15 ± 15	0.345 ± 0.030	74 ± 1.9
10	1173 ± 110	407 ± 42	0.425 ± 0.054	76 ± 3.6
13	876 ± 69	744 ± 68	0.490 ± 0.053	75 ± 3.0
16	649 ± 51	956 ± 102	0.553 ± 0.060	71 ± 2.8

TAB. 5.4 – Sections efficaces totales de fusion complète ($\sigma_{RE}^{FC} + \sigma_{fission}^{FC}$) et de fusion incomplète ($\sigma_{RE}^{FI} + \sigma_{fission}^{FI}$) ainsi que les rapports $\sigma_{RE}^{FC}/\sigma_{fission}^{FC}$ aux quatre énergies du faisceau incident.

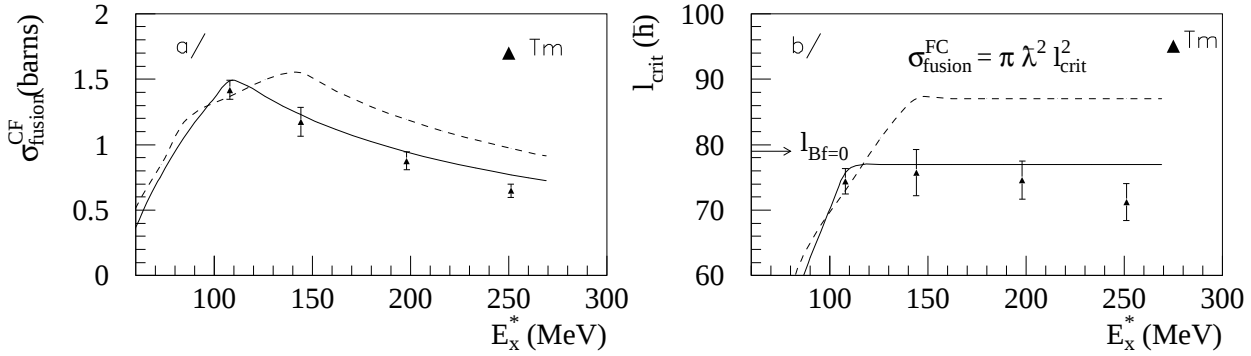


FIG. 5.13 – Evolution des sections efficaces totales de fusion complète et des moments angulaires critiques associés en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC (E_x^*). La flèche indique la valeur de $l_{Bf=0}$ (79 $\hbar$) pour le NC ^{189}Au [COH74]. Les données sont comparées à deux modèles détaillés dans le texte.

Dans la figure 5.13, les lignes continues représentent les prédictions des σ_{fusion}^{FC} et des l_{crit} associés, calculées d'après le modèle de W.W. Wilcke et al [WIL80]. Ce calcul est décrit de manière complète dans [BIR79]. Les lignes discontinues correspondent aux calculs effectués dans le cadre du modèle de Bass [BAS80]. Les prédictions de W.W. Wilcke et al, qui diffèrent du modèle de Bass dans la paramétrisation du potentiel nucléaire, semblent être en meilleur accord avec nos résultats expérimentaux. Toutefois, à 16 MeV/A, les données expérimentales sont plus petites que les prédictions correspondantes. On pouvait s'attendre à ce résultat compte tenu du fait que la section efficace de fusion complète doit finalement s'annuler à haute énergie alors que le modèle de

Wilcke, extrapolation d'un calcul appliqué à des énergies d'excitation légèrement supérieures à la barrière coulombienne, décroît en $1/Vp$ (Vp étant la vitesse du projectile) sans jamais s'annuler.

Pour comparer les processus de désexcitation du NC par fission ou par formation d'un RE sans être influencé par la voie d'entrée (fusion complète ou incomplète), une possibilité est de normaliser les sections efficaces σ_{RE}^{FC} et σ_{fiss}^{FC} par la section efficace totale de fusion complète σ_{fusion}^{FC} ou, plus simplement, d'étudier le rapport direct $\sigma_{RE}^{FC}/\sigma_{fission}^{FC}$. Les valeurs de ce rapport sont rapportées en fonction de E_x^* au tableau 5.4 et à la figure 5.14.

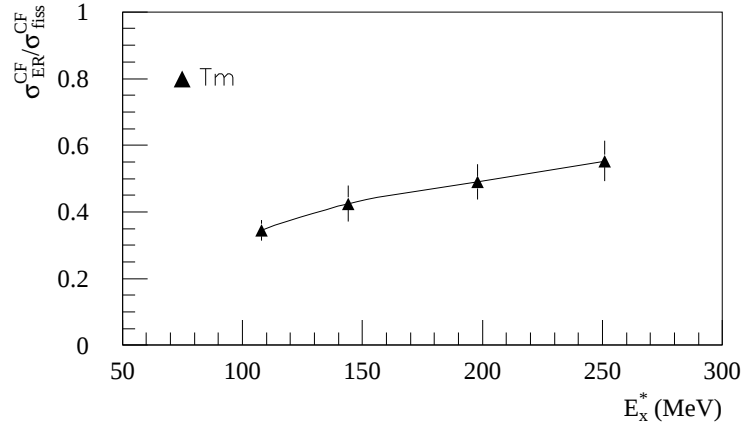


FIG. 5.14 – Evolution du rapport $\sigma_{RE}^{FC}/\sigma_{fission}^{FC}$ en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC (E_x^*).

On peut observer que même à haute énergie, **le processus de fusion-fission n'augmente pas relativement par rapport au processus de formation des RE, on observe plutôt le contraire**. On peut se demander pourquoi la fission n'est pas plus avantagee à haute énergie d'excitation alors que la probabilité de fission est supposée augmenter avec l'énergie d'excitation ou la température nucléaire. On peut y voir une raison. Celle-ci peut provenir du fait que la multiplicité des particules légères (n, p et α) de pré-scission, est en général, à haute énergie d'excitation, plus importante d'une part, que celle obtenue à basse énergie d'excitation et d'autre part, que la multiplicité prédite par le modèle statistique d'évaporation (comme nous le verrons au chapitre 7). Si l'option de la fission est prise après l'émission de pré-scission, l'énergie d'excitation, à ce moment, est suffisamment basse pour que le processus de formation de RE ne soit plus négligeable et entre en réelle compétition avec la fission ([GON89] et [RIV86]). Ce résultat important sera interprété de manière détaillée au chapitre 7.

Chapitre 6

Résultats de l'analyse des particules légères associées au processus de fission

6.1 Analyse des spectres en énergie des neutrons [JAD97]

Rappelons que l'analyse des propriétés des neutrons détectés en coïncidence avec les fragments de fission permet la détermination d'une part, de la multiplicité neutronique (nombre de neutrons émis) associée à chaque noyau émetteur (le NC et les deux fragments de fission) et, d'autre part, de la température nucléaire associées à chacun d'eux. La multiplicité et la température, associées au NC, sont dits de pré-scission (l'émission s'effectuant avant la scission du NC) alors que celles corrélées aux deux fragments de fission sont dits de post-scission.

L'analyse consiste à l'ajustement simultané, par minimisation du χ^2 , des spectres en énergie des neutrons ($\frac{d^2 M_n}{dE_n d\Omega}$) construits aux différents angles de détection. Cet ajustement est réalisé à l'aide de la fonction analytique suivante (voir chapitre 3):

$$\frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} = \sum_{i=1}^3 \frac{M_{ni} \sqrt{E_n}}{2(\pi T_i)^{3/2}} \exp \left(-\frac{E_n + \frac{E_{si}}{A_{si}} - 2\sqrt{\frac{E_n E_{si}}{A_{si}}} \cos \theta_{Ri}}{T_i} \right) \quad (6.1)$$

avec E_n , l'énergie du neutron dans le laboratoire, $\frac{E_{si}}{A_{si}}$, l'énergie par nucléon de la source i , M_{ni} et T_i la multiplicité et la température nucléaire associées à cette source. θ_{Ri} représente l'angle relatif entre la direction d'émission du neutron (θ_n, ϕ_n) (ou (θ_d, ϕ_d) du tableau 2.5) et celle de sa source émettrice i (θ_{si}, ϕ_{si}), i désignant le NC, le fragment F1 ou le fragment F2 (voir figure 6.1). Cet angle se calcule comme suit:

$$\cos(\theta_{Ri}) = \sin(\theta_n) \sin(\theta_{si}) \cos(\phi_n - \phi_{si}) + \cos(\theta_n) \cos(\theta_{si}) \quad (6.2)$$

Compte tenu des trois sources émettrices, il y a, en tout, six différents paramètres à ajuster: les trois multiplicités M_{ni} et les trois températures T_i . Les neutrons issus des différentes sources ne présentent pas la même distribution angulaire. En effet, les neutrons de post-scission sont émis essentiellement dans les directions de détection dans le laboratoire des fragments, alors que ceux de pré-scission, émis de manière quasi-isotrope, sont dominants aux angles arrière. Il est donc indispensable de tenir compte simultanément de tous les détecteurs de neutrons afin de donner

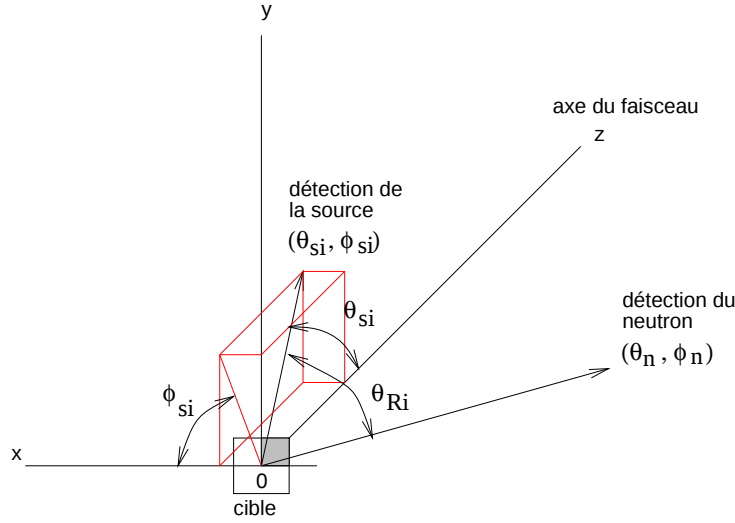


FIG. 6.1 – Illustration de l'angle relatif dans le plan formé par la direction du mouvement du noyau émetteur et celle d'un neutron qui lui est associé.

une importance équivalente à chaque source émettrice. Si l'on tient compte de tous les détecteurs DEMON disponibles, cela représente un total de 86 spectres neutrons à ajuster simultanément.

Cependant, les détecteurs se trouvant dans l'ombre d'un élément du dispositif expérimental (détecteur à l'intérieur de la chambre à réaction, un préampli, une pompe à vide ...) ont présenté, lors de l'analyse, un défaut important dans le nombre de neutrons détectés. Ces derniers n'ont donc pas été comptabilisés lors de l'ajustement des distributions en énergie.

Le nombre de détecteur à éliminer pour cette raison est important. En effet, il concerne tous les détecteurs situés à $\theta_n = 90^\circ$, perturbés par l'épaisseur de la cible et du porte-cible, tous les détecteurs se trouvant dans le plan $\phi_n = 270^\circ$, dans l'ombre d'une pièce de soutien soudée en-dessous de la chambre à réaction et certains détecteurs positionnés derrière un élément épais des compteurs situés à l'intérieur de cette chambre. En éliminant la contribution de ces scintillateurs dans l'analyse, il restait, en tout, 51 spectres à ajuster.

Le nombre de paramètres à ajuster (6) peut être réduit à 5. En effet, si l'on admet que le NC est en équilibre thermodynamique, les températures des deux fragments à la scission, peuvent être supposées égales: $T_1 = T_2$. L'application de cette hypothèse facilite grandement la convergence lors de l'ajustement des distributions en énergie des neutrons.

Dans l'expression 6.1, il faut donner une valeur à la vitesse de la source $\sqrt{\frac{E_{si}}{A_{si}}}$ et à l'angle relatif θ_{Ri} . Pour limiter la dispersion de ces valeurs, il est indispensable d'opérer une sélection sur le domaine angulaire de détection des fragments de fission. L'analyse a été réalisée avec les sélections listées au tableau 6.1.

Les sélections angulaires effectuées sur le MWPC1 ont été choisies de manière à limiter la dispersion angulaire tout en préservant un minimum de statistique. La valeur centrale de chaque sélection est telle que la coïncidence avec le MWPC2 permet l'observation de l'entière de la distribution en masse des fragments associés.

Cette restriction sur les angles des événements comptés dans le MWPC1 a pour effet de réduire aussi la distribution angulaire observée sur le MWPC2. Cependant, cette distribution est élargie à cause de l'évaporation de particules légères (neutres ou chargées) par le NC et les fragments de fission. Par

systèmes	$\theta_1 \pm \Delta\theta_1$ (degrés)	$\phi_1 \pm \Delta\phi_1$ (degrés)
Ne(160 MeV)+Tm	75 ± 6	0 ± 6
Ne(200 MeV)+Tm	70 ± 6	0 ± 6
Ne(260 MeV)+Tm	68 ± 6	0 ± 6
Ne(320 MeV)+Tm	68 ± 6	0 ± 6

TAB. 6.1 – *Sélections des domaines angulaires de détection des fragments de fission dans le détecteur MWPC1.*

exemple, pour la réaction $Tm10$, si on sélectionne une ouverture angulaire de 12° ($2*\Delta\theta_1$) dans le MWPC1, on observe une distribution gaussienne dans le MWPC2 dont la largeur à mi-hauteur est de 12° mais qui se distribue sur une ouverture angulaire totale de 32° . Cette dispersion, ne pouvant être réduite par une sélection angulaire plus étroite (pour préserver suffisamment de statistique dans les spectres), l'analyse s'est faite dans ces conditions. Les valeurs introduites dans la relation 6.1 sont les valeurs moyennes des vitesses et des angles relatifs associés à chaque source émettrice. Rappelons que les vitesses des fragments résultent de l'analyse du type événement par événement détaillée au chapitre 5.

Un seuil en énergie des neutrons, E_{ns} , a été fixé à 2 MeV. Ce seuil tient compte d'une part du seuil de détection et d'autre part, du seuil de discrimination neutron-gamma discutés au chapitre 3.

L'ajustement de la distribution en énergie $\frac{d^2 M_n}{dE_n d\Omega_n}$ a été complété par l'analyse de la distribution angulaire $\frac{dM_n}{d\Omega_n}|_{E_{ns}}$. Cette dernière analyse permet de mettre en évidence le défaut de comptage des détecteurs dans l'ombre d'un élément du dispositif expérimental et de mieux définir les paramètres de multiplicités déduits de l'ajustement de la distribution en énergie (difficile pour les neutrons de très basse énergie). Les températures T_i sont donc déterminées à partir de l'analyse des distributions en énergie, puis fixées dans l'analyse des distributions angulaires qui permettent le réajustement des multiplicités. La fonction analytique utilisée dans cette analyse est déduite de l'intégration à partir du seuil E_{ns} de la distribution en énergie [JAD97]:

$$\frac{dM_n}{d\Omega}|_{E_{ns}} = \int_{E_{ns}}^{\infty} \frac{d^2 M_n}{dE_n d\Omega} dE_n$$

$$\frac{dM_n}{d\Omega}|_{E_{ns}} = \sum_{i=1}^3 \frac{M_{ni}}{2\pi^{3/2}} \exp(\alpha_i^2 - \frac{1}{T_i} \frac{E_{si}}{A_i}) \{ \sqrt{\pi} (\alpha_i^2 + \frac{1}{2})(1 - \text{erf}(c_i)) + (2\alpha_i + c_i) \exp(-c_i^2) \} \quad (6.3)$$

où $\alpha_i = \sqrt{\frac{1}{T_i} \frac{E_{si}}{A_i}} \cos \theta_{Ri}$, $c_i = \sqrt{\frac{E_{ns}}{T_i}} - \alpha_i$ et $\text{erf}(c_i)$ la fonction d'erreur.

Il reste à signaler la présence à partir de 10 MeV/A, dans les distributions en énergie des neutrons associés aux détecteurs placés à l'avant, de neutrons de haute énergie. Ces neutrons, en faible quantité dans les spectres, sont assimilés à des neutrons dits de pré-équilibre (émis avant la thermalisation du NC), fortement focalisés vers l'avant par rapport au faisceau. Pour tenir compte de ces neutrons, qui peuvent jouer un rôle dans la détermination des multiplicités, une quatrième source (de pré-équilibre) a été ajoutée dans l'analyse. Ces événements sont ajustés par la même fonction que les trois autres sources. Dans les relations 6.1 et 6.3 la somme $\sum_{i=1}^3$ est donc simplement remplacée par $\sum_{i=1}^4$. Cette quatrième source introduit la présence de trois nouveaux paramètres à savoir: la multiplicité de ces neutrons, la vitesse de la source (souvent fixée entre la

moitié et la totalité de la vitesse du projectile) et un paramètre T_i qui, malgré le fait que cette source n'est pas thermalisée (on ne peut donc pas parler en terme de température), représente une largeur de distribution dans l'espace des impulsions des neutrons [JAD97]. Considérant ces neutrons, dans notre analyse, comme du bruit de fond, un ajustement correct du pré-équilibre nous suffisait. L'interprétation physique des paramètres associés à cette quatrième source ne sera pas faite dans ce travail.

Tenant compte de tout ce qui a été discuté plus haut et afin d'éviter l'ajustement simultané d'un grand nombre de paramètres à la fois, l'analyse globale a été effectuée en trois étapes. En premier lieu, les spectres sont analysés sans tenir compte de la contribution de pré-équilibre. Ensuite, on ajuste le pré-équilibre en fixant les paramètres associés aux trois autres sources résultant de la première étape. Enfin, on réajuste les paramètres associés aux trois sources principales en fixant ceux issus du pré-équilibre.

A chaque étape, les distributions en énergie des neutrons permettent la détermination des températures nucléaires de chaque source. La distribution angulaire est ensuite ajustée pour la détermination des multiplicités, les températures étant fixées.

Cette analyse a été réalisée en fonction de différentes sélections sur des variables physiques telles que la distribution en masse des fragments, la vitesse de recul du NC et l'énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE) des fragments de fission. C'est ce qui sera discuté par la suite.

6.1.1 Multiplicités neutroniques en fonction de la distribution en masse des fragments de fission

Les tableaux 6.2 à 6.5 présentent les coupes en masses (M_1) et les sélections en angle (θ_1 et ϕ_1) effectuées sur le MWPC1 pour les différentes réactions étudiées en vue de l'étude des multiplicités neutroniques associées. Les masses moyennes, les angles et les vitesses moyennes associées à ces sélections y sont également listées. Les valeurs $L(\theta_2)$ et $L(\phi_2)$ représentent les demi-largeurs à mi-hauteur des distributions angulaires résultantes dans le *MWPC2*.

M_1 (uma)	θ_1 (degrés)	ϕ_1 (degrés)	M_1 (uma)	M_2 (uma)	$\theta_2 \pm L(\theta_2)$ (degrés)	$\phi_2 \pm L(\phi_2)$ (degrés)	$\overline{v_{f1}}$ (cm/ns)	$\overline{v_{f2}}$ (cm/ns)
< 70	75 ± 6	0 ± 6	62.8	126.3	65 ± 7	179 ± 7	1.7	0.9
75 ± 5	75 ± 6	0 ± 6	75.5	113.7	67 ± 7	180 ± 7	1.5	1.0
85 ± 5	75 ± 6	0 ± 6	85.1	104.1	67 ± 6	180 ± 6	1.3	1.2
95 ± 5	75 ± 6	0 ± 6	95.0	94.1	67 ± 6	180 ± 6	1.2	1.3
105 ± 5	75 ± 6	0 ± 6	104.6	84.5	67 ± 6	180 ± 6	1.1	1.4
> 110	75 ± 6	0 ± 6	118.2	70.9	65 ± 6	180 ± 6	0.9	1.7

TAB. 6.2 – Sélections angulaires et en masse sur le MWPC1 et les distributions résultantes sur le MWPC2 (*Tm08*).

M_1 (uma)	θ_1 (degrés)	ϕ_1 (degrés)	$\overline{M}_1$ (uma)	$\overline{M}_2$ (uma)	$\theta_2 \pm L(\theta_2)$ (degrés)	$\phi_2 \pm L(\phi_2)$ (degrés)	$\overline{v_{f1}}$ (cm/ns)	$\overline{v_{f2}}$ (cm/ns)
< 62.5	70 ± 6	0 ± 6	55.2	133.9	64 ± 7	179 ± 7	2.0	0.9
66.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	67.0	122.1	68 ± 6	179 ± 7	1.8	1.0
74.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	74.8	114.3	69 ± 6	179 ± 7	1.6	1.1
82.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	82.7	106.4	70 ± 6	179 ± 7	1.5	1.2
90.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	90.5	98.6	70 ± 6	179 ± 7	1.4	1.3
98.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	98.5	90.6	70 ± 6	179 ± 7	1.3	1.4
106.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	106.3	82.8	70 ± 6	179 ± 7	1.2	1.5
114.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	114.2	74.9	69 ± 7	179 ± 7	1.1	1.6
122.5 ± 4	70 ± 6	0 ± 6	122.1	67.0	67 ± 7	179 ± 7	1.0	1.8
> 126.5	70 ± 6	0 ± 6	133.1	56.0	64 ± 8	180 ± 7	0.8	2.0

TAB. 6.3 – *Sélections angulaires et en masse sur le MWPC1 et les distributions résultantes sur le MWPC2 (Tm10).*

M_1 (uma)	θ_1 (degrés)	ϕ_1 (degrés)	$\overline{M_1}$ (uma)	$\overline{M_2}$ (uma)	$\theta_2 \pm L(\theta_2)$ (degrés)	$\phi_2 \pm L(\phi_2)$ (degrés)	$\overline{v_{f1}}$ (cm/ns)	$\overline{v_{f2}}$ (cm/ns)
< 65	68 ± 6	0 ± 6	55.7	133.4	62 ± 8	179 ± 7	2.0	0.9
70 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	70.4	118.7	67 ± 8	180 ± 7	1.7	1.0
80 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	80.3	108.8	68 ± 8	180 ± 7	1.6	1.2
90 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	90.0	99.1	68 ± 8	180 ± 7	1.4	1.3
100 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	100.0	89.1	68 ± 8	180 ± 7	1.3	1.4
110 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	109.7	79.5	67 ± 9	180 ± 7	1.1	1.6
120 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	119.6	69.5	65 ± 8	180 ± 7	1.0	1.8
> 125	68 ± 6	0 ± 6	132.7	56.4	62 ± 9	180 ± 8	0.8	2.1

TAB. 6.4 – *Sélections angulaires et en masse sur le MWPC1 et les distributions résultantes sur le MWPC2 (Tm13).*

M_1 (uma)	θ_1 (degrés)	ϕ_1 (degrés)	$\overline{M_1}$ (uma)	$\overline{M_2}$ (uma)	$\theta_2 \pm L(\theta_2)$ (degrés)	$\phi_2 \pm L(\phi_2)$ (degrés)	$\overline{v_{f1}}$ (cm/ns)	$\overline{v_{f2}}$ (cm/ns)
< 60	68 ± 6	0 ± 6	50.8	138.3	58 ± 8	179 ± 8	2.1	0.8
65 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	65.5	123.6	63 ± 8	179 ± 8	1.8	1.0
75 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	75.3	113.8	65 ± 9	180 ± 7	1.6	1.1
85 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	85.1	104.0	66 ± 9	180 ± 8	1.5	1.2
95 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	95.0	94.1	66 ± 9	180 ± 7	1.3	1.4
105 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	104.9	84.3	65 ± 9	180 ± 8	1.2	1.5
115 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	114.7	74.4	64 ± 9	180 ± 8	1.1	1.7
125 ± 5	68 ± 6	0 ± 6	124.6	64.5	62 ± 9	180 ± 8	0.9	1.9
> 130	68 ± 6	0 ± 6	136.8	52.3	58 ± 9	180 ± 8	0.8	2.2

TAB. 6.5 – *Sélections angulaires et en masse sur le MWPC1 et les distributions résultantes sur le MWPC2 (Tm16).*

Les largeurs des coupes en masses et en angles ont été choisies pour assurer une statistique suffisante dans l'analyse des spectres en énergie des neutrons. La statistique importante accumulée à 10 MeV/A (en opposition avec 8 MeV/A) nous a permis d'appliquer des sélections plus strictes qu'aux autres énergies.

On observe que les largeurs des distributions angulaires varient peu en fonction de la partition en masse. L'augmentation des largeurs en fonction de l'énergie s'explique par l'accroissement des multiplicités des particules légères évaporées. Si on examine les sommes des angles $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$, étudiées au chapitre précédent, ces tableaux confirment que les θ_{12} sont plus petits pour les partitions asymétriques.

Les vitesses moyennes varient de manière cohérente avec les masses des fragments de fission (les fragments les plus légers sont les plus rapides).

Aux figures 6.2 et 6.3 sont présentés respectivement, un exemple d'ajustement des spectres en énergie des neutrons et des distributions angulaires avec une sélection autour des masses symétriques des fragments de fission détectés lors de la réaction $Tm10$.

Pour décrire les résultats associés à cette analyse, les conventions suivantes ont été utilisées:

- ν_n^{pre} et T_n^{pre} sont la multiplicité et la température de pré-scission, décrivant le NC avant sa scission en deux fragments.
- ν_n^{post} et T_n^{post} sont la multiplicité totale et la température de post-scission, caractérisant les fragments de fission. Pour dissocier chacun des fragments, on utilisera les multiplicités et températures ν_n^{f1} et T_n^{f1} pour le premier et ν_n^{f2} et T_n^{f2} pour le second tout en rappelant que $\nu_n^{f1} + \nu_n^{f2} = \nu_n^{post}$ et que $T_n^{f1} = T_n^{f2} = T_n^{post}$.

La figure 6.2 présente le résultat de l'ajustement des distributions en énergie des neutrons ($Tm10$) sur 9 détecteurs positionnés à des angles θ_n de 30, 70 et 110°, et des angles ϕ_n de 0 et 180° (dans le plan de réaction) et de 90° (perpendiculairement à ce plan). Les lignes en tirets représente la contribution du NC (pré-scission), en pointillés et tirets-pointillés, les contributions des deux fragments de fission (f_1 et f_2), en pointillés fins, la contribution du pré-équilibre et, en continu, la somme des quatre contributions à comparer avec les points expérimentaux.

A $\phi_n = 90^\circ$, hors du plan de réaction, c'est clairement la contribution du NC qui domine. En effet, les neutrons de post-scission, emportés par la vitesse importante de leur noyau émetteur, sont focalisés dans la direction des fragments, détectés dans le plan de la réaction. Leur contribution relative à $\phi_n = 90^\circ$ est identique car on a sélectionné la partition symétrique en masse de la fission. Dans le plan de réaction ($\phi_n = 0$ et 180°), les contributions de post-scission se comportent de manière distinctes. En effet, le MWPC1 détectant le fragment f_1 aux angles $\theta_n = 70^\circ$ et $\phi_n = 0^\circ$, la contribution des neutrons associés au fragment f_1 doit être la plus importante dans cette direction. A l'inverse, à $\phi_n = 180^\circ$, à l'angle de détection du fragment f_2 , c'est la contribution associée à ce fragment qui est dominante.

Le pré-équilibre, fortement focalisé vers l'avant, n'apparaît qu'aux petits angles de détection ($\theta_n = 30^\circ$). Vu la petite vitesse de recul du NC à 0° , la composante du NC est peu focalisée vers l'avant et son importance en fonction de l'angle d'émission varie peu.

La figure 6.3 présente les résultats de l'ajustement des distributions angulaires ($Tm10$) sur certains plans de détecteurs (ϕ_n constant). A nouveau, la contribution du NC est en tirets et celle des deux fragments, en pointillés et tirets-pointillés. En pointillés fins, est représentée la contribution du pré-équilibre et en continu, la contribution totale (somme des quatre contributions). Les détecteurs rejetés de cette analyse sont notés en points noirs sur la figure 6.3. On y observe l'important défaut de comptage de ces détecteurs (voir ce qui a été discuté précédemment).

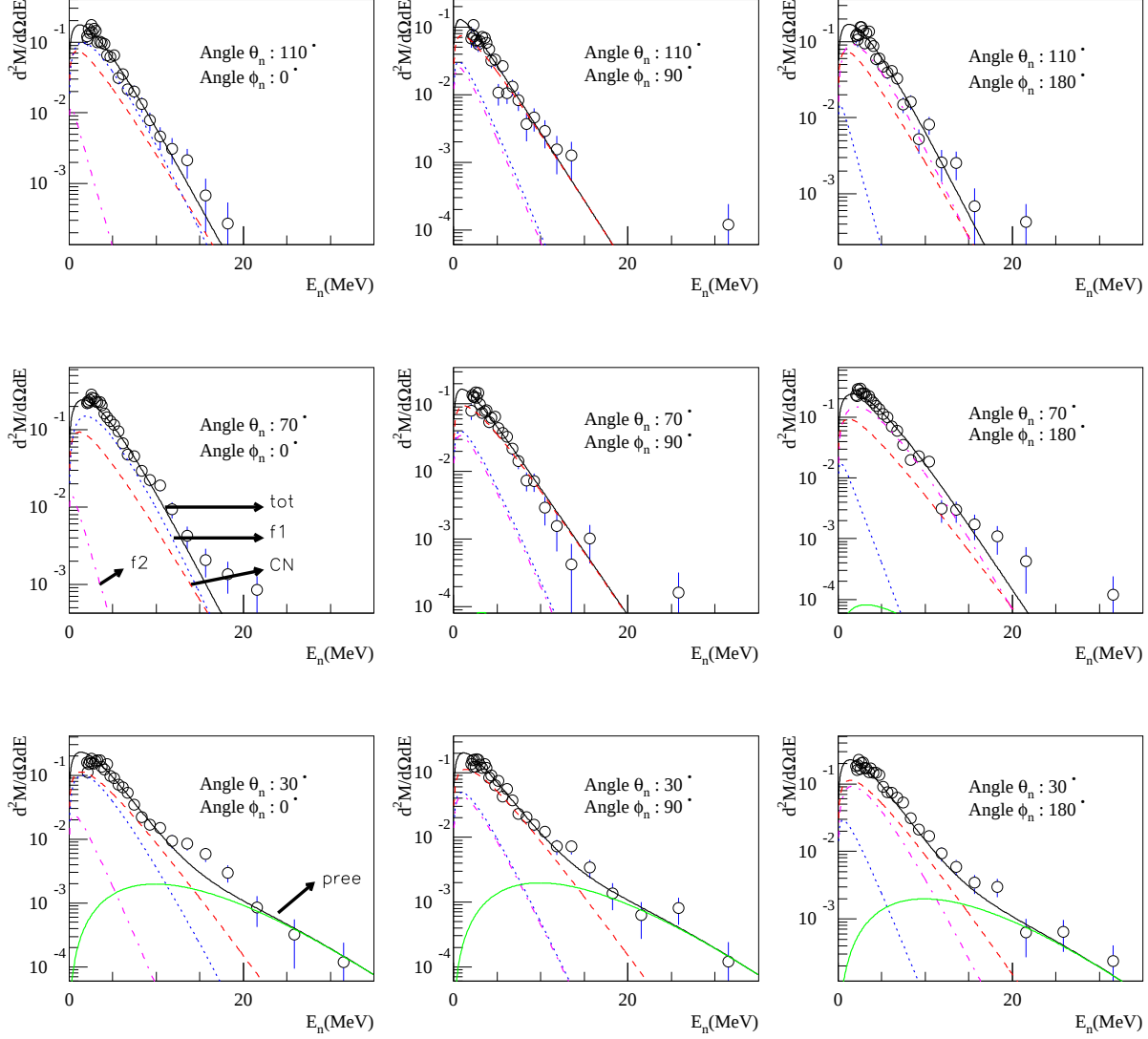


FIG. 6.2 – Ajustement des distributions en énergie des neutrons, par la relation 6.1, pour une coupe en masse autour de la partition symétrique des fragments de fission ($Tm10$). Les angles θ_n et ϕ_n désignent les positions angulaires du détecteur DEMON correspondant. Les lignes indiquent, comme mentionné, les contributions individuelles des différentes sources émettrices (CN, f1, f2 et pree) et leur somme (tot) à comparer aux points expérimentaux.

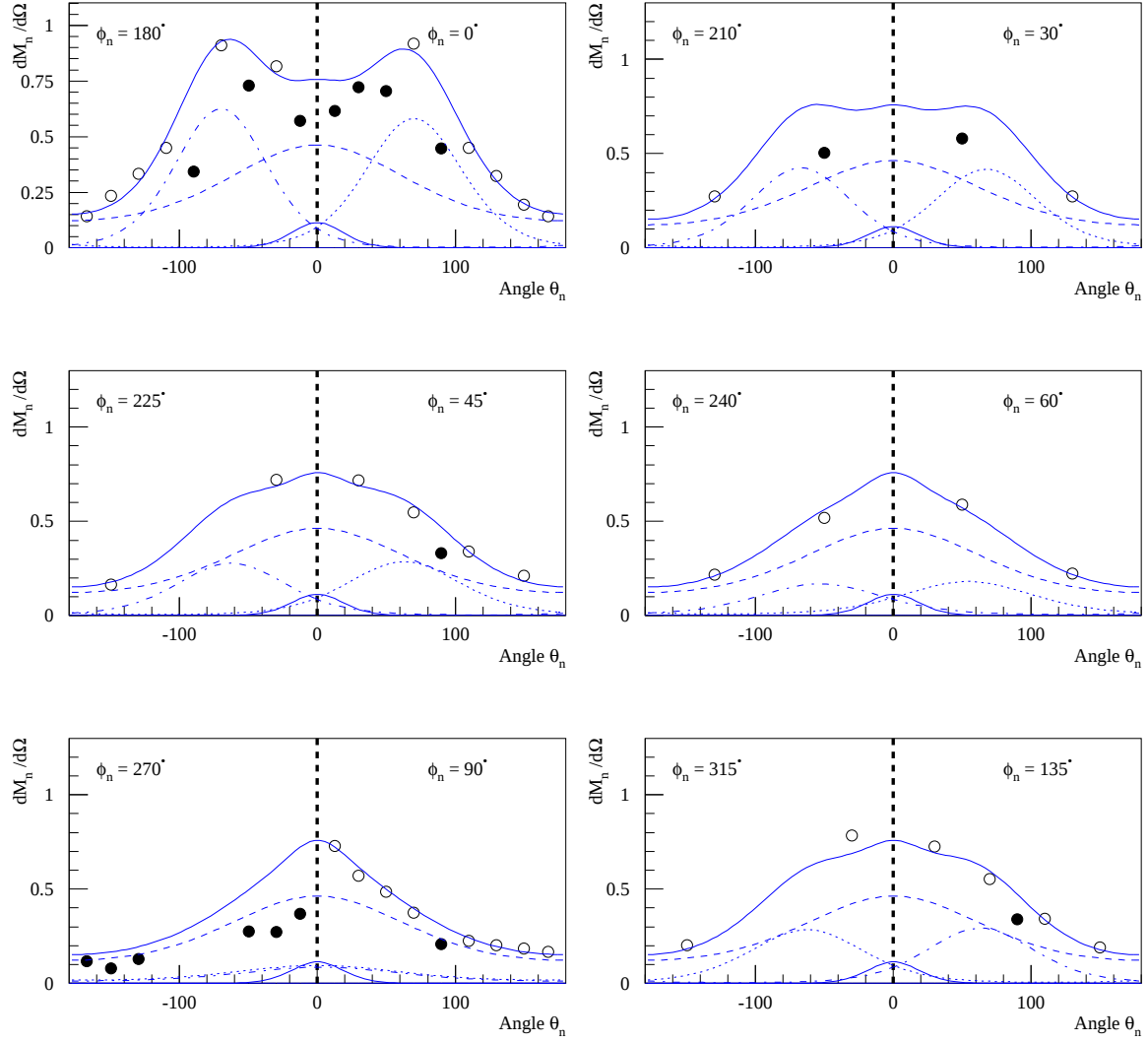


FIG. 6.3 – Ajustement des distributions angulaires des neutrons, par la relation 6.3, pour une partition symétrique en masse des fragments de fission (Tm10). ϕ_n désigne les angles des plans de détecteurs DEMON (de ϕ_n constant) où l'intégrale $\int \frac{d^2 M_n}{d\Omega dE_n} dE_n$ a été calculée pour un ϕ_n donné. La signification des lignes est la même qu'à la figure 6.2. Les points en noir correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage (voir texte).

On remarque, comme lors de l'analyse en énergie, i/ la faible focalisation des neutrons de pré-scission vu la faible vitesse du NC et ii/ les focalisations plus marquantes du pré-équilibre, à $\theta_n = 0^\circ$, et des deux fragments de fission, à $\theta_n = 70^\circ$ de part et d'autre du faisceau, où les fragments sont détectés. Dans le plan $\phi_n = 90^\circ$, les deux composantes de post-scission sont identiques alors que celle de pré-scission domine.

Le tableau 6.6 liste les valeurs obtenues pour les propriétés neutroniques, aux quatre énergies de faisceau, des cinq paramètres ajustés pour la partition symétrique en masse des fragments de fission.

	neutron (Ne+Tm)					
énergies (MeV/A)	ajustement ($M_1 = M_2$)	ν_n^{pre}	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	T_n^{pre} (MeV)	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
8	$0^\circ \leq \phi_n < 360^\circ$					
	énergie	3.13 ± 0.17	2.11 ± 0.10	2.24 ± 0.10	2.14 ± 0.05	1.13 ± 0.03
	distr. ang.	3.95 ± 0.13	2.29 ± 0.11	2.26 ± 0.11	"	"
	$\phi_n = 0^\circ$ ou 180°					
	énergie	2.76 ± 0.35	2.30 ± 0.15	2.36 ± 0.15	2.38 ± 0.16	1.09 ± 0.04
	distr. ang.	3.79 ± 0.28	2.32 ± 0.15	2.37 ± 0.15	"	"
10	$0^\circ \leq \phi_n < 360^\circ$					
	énergie	5.01 ± 0.11	2.03 ± 0.07	2.15 ± 0.06	2.08 ± 0.02	1.36 ± 0.03
	distr. ang.	5.43 ± 0.09	2.11 ± 0.07	2.24 ± 0.07	"	"
	$\phi_n = 0^\circ$ ou 180°					
	énergie	4.81 ± 0.26	2.08 ± 0.10	2.25 ± 0.10	2.16 ± 0.06	1.28 ± 0.04
	distr. ang.	5.58 ± 0.21	2.06 ± 0.10	2.21 ± 0.10	"	"
13	$0^\circ \leq \phi_n < 360^\circ$					
	énergie	6.19 ± 0.18	2.25 ± 0.10	2.29 ± 0.11	2.57 ± 0.04	1.42 ± 0.04
	distr. ang.	7.21 ± 0.16	2.13 ± 0.11	2.22 ± 0.11	"	"
	$\phi_n = 0^\circ$ ou 180°					
	énergie	5.69 ± 0.42	2.37 ± 0.16	2.35 ± 0.16	2.79 ± 0.10	1.34 ± 0.05
	distr. ang.	6.95 ± 0.32	2.13 ± 0.13	2.19 ± 0.16	"	"
16	$0^\circ \leq \phi_n < 360^\circ$					
	énergie	6.98 ± 0.21	2.34 ± 0.12	2.41 ± 0.12	2.81 ± 0.04	1.47 ± 0.04
	distr. ang.	7.93 ± 0.17	2.35 ± 0.13	2.44 ± 0.13	"	"
	$\phi_n = 0^\circ$ ou 180°					
	énergie	7.03 ± 0.47	2.14 ± 0.18	2.46 ± 0.19	2.97 ± 0.09	1.44 ± 0.06
	distr. ang.	7.75 ± 0.37	2.18 ± 0.18	2.63 ± 0.19	"	"

TAB. 6.6 – Valeurs des paramètres, associés aux trois sources principales, résultant de l'analyse en multi-sources des spectres en énergie et des distributions angulaires des neutrons aux quatre énergies du faisceau incident. Les ajustements ont été réalisés d'une part, avec tous les détecteurs de DEMON ($0^\circ \leq \phi_n < 360^\circ$) et d'autre part, utilisant seulement les compteurs se trouvant dans le plan de réaction ($\phi_n = 0$ ou 180°). Dans cette analyse, on a sélectionné la partition symétrique en masse des fragments de fission.

Dans ce tableau, les résultats de deux types d'ajustements sont mentionnés. En effet, pour étudier l'isotropie de l'émission neutronique dans le plan et hors plan (plan de réaction), l'analyse de tous les détecteurs validés de DEMON ($0^\circ \leq \phi_n < 360^\circ$) est comparée avec une analyse où seuls les détecteurs du plan de réaction ont été utilisés ($\phi_n = 0^\circ$ ou 180°). Ces deux analyses montrent

peu de différences significatives entre elles. **Ce qui valide l'hypothèse que les neutrons sont essentiellement émis isotropiquement dans le centre de masse du noyau émetteur.** Ceci sera étudié plus en détail par la suite.

Pour chaque type d'ajustement, on peut remarquer l'importance de la différence entre la multiplicité de pré-scission ajustée sur les spectres en énergie et celle provenant de l'analyse des distributions angulaires. Cette différence met en évidence la difficulté de l'ajustement des distributions en énergie des neutrons, surtout dans la région des faibles énergies. C'est pourquoi, considérant les températures correctement déterminées par l'analyse des spectres en énergie (elles dépendent directement de la pente de ces distributions), on a décidé d'extraire les multiplicités de l'analyse des distributions angulaires en fixant les températures déduites de la première analyse.

Une autre incohérence concerne les températures déterminées à 8 MeV/A. En effet, les valeurs de pré-scission, plus grandes que celles déterminées à 10 MeV/A, n'ont pas beaucoup de sens. On s'attend, en effet, à une température de pré-scission qui augmente avec l'énergie d'excitation initiale du NC. Cette incohérence provient de la difficulté qu'on a rencontré pour extraire avec précision les paramètres associés au NC à 8 MeV/A. Ce problème sera rediscuté dans ce qui suit.

L'ensemble des résultats des analyses en sources des neutrons associés à la fission sont présentés, pour les différentes énergies de faisceau et les différentes partitions en masse, aux figures 6.4 à 6.7, et tabulées aux tableaux 6.7 à 6.10.

	neutron (Tm08)				
M_1 (uma)	ν_n^{pre}	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	T_n^{pre} (MeV)	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
< 70	3.33 ± 0.18	1.20 ± 0.09	3.58 ± 0.24	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03
75 ± 5	3.93 ± 0.15	1.27 ± 0.09	2.80 ± 0.16	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03
85 ± 5	4.39 ± 0.13	1.61 ± 0.09	2.21 ± 0.12	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03
95 ± 5	4.09 ± 0.13	2.28 ± 0.11	2.24 ± 0.11	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03
105 ± 5	4.52 ± 0.13	2.00 ± 0.12	1.30 ± 0.10	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03
> 110	3.83 ± 0.15	2.75 ± 0.15	1.30 ± 0.09	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03

TAB. 6.7 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, pour la réaction Tm08, en fonction des différentes coupes en masses des fragments de fission détectés dans le MWPC1. L'ajustement a été réalisé avec tous les détecteurs validés de DEMON ($0^\circ \leq \phi < 360^\circ$). Les températures ont été fixées aux valeurs moyennes extraites autour de la partition symétrique en masse des fragments.

	neutron (Tm10)				
M_1 (uma)	ν_n^{pre}	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	T_n^{pre} (MeV)	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
< 62.5	4.15 ± 0.18	0.97 ± 0.07	3.87 ± 0.20	2.24 ± 0.07	1.39 ± 0.06
66.5 ± 4	4.75 ± 0.16	1.31 ± 0.07	3.29 ± 0.15	2.15 ± 0.05	1.40 ± 0.05
74.5 ± 4	4.99 ± 0.12	1.31 ± 0.06	2.96 ± 0.10	2.10 ± 0.03	1.42 ± 0.04
82.5 ± 4	5.36 ± 0.10	1.52 ± 0.06	2.66 ± 0.08	2.11 ± 0.02	1.34 ± 0.03
90.5 ± 4	5.59 ± 0.09	1.86 ± 0.06	2.27 ± 0.07	2.05 ± 0.02	1.36 ± 0.03
98.5 ± 4	5.27 ± 0.09	2.35 ± 0.07	2.20 ± 0.06	2.10 ± 0.02	1.35 ± 0.03
106.5 ± 4	5.57 ± 0.09	2.28 ± 0.08	1.64 ± 0.06	2.10 ± 0.02	1.34 ± 0.03
114.5 ± 4	5.21 ± 0.11	2.57 ± 0.10	1.40 ± 0.06	2.13 ± 0.03	1.36 ± 0.04
122.5 ± 4	5.28 ± 0.13	2.84 ± 0.14	1.32 ± 0.07	2.21 ± 0.04	1.19 ± 0.04
> 126.5	4.67 ± 0.19	3.43 ± 0.18	1.17 ± 0.08	2.07 ± 0.06	1.42 ± 0.06

TAB. 6.8 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, pour la réaction Tm10, en fonction des différentes coupes en masses des fragments de fission détectés dans le MWPC1. L'ajustement s'est opéré avec tous les détecteurs validés de DEMON ($0^\circ \leq \phi < 360^\circ$).

	neutron (Tm13)				
M_1 (uma)	ν_n^{pre}	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	T_n^{pre} (MeV)	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
< 65	5.53 ± 0.26	1.25 ± 0.11	4.46 ± 0.27	2.54 ± 0.08	1.57 ± 0.06
70 ± 5	6.78 ± 0.21	1.27 ± 0.11	3.14 ± 0.20	2.70 ± 0.06	1.48 ± 0.05
80 ± 5	7.04 ± 0.16	1.59 ± 0.10	2.90 ± 0.15	2.58 ± 0.04	1.42 ± 0.04
90 ± 5	6.94 ± 0.15	1.96 ± 0.10	2.65 ± 0.12	2.58 ± 0.04	1.42 ± 0.04
100 ± 5	7.48 ± 0.15	2.30 ± 0.12	1.78 ± 0.10	2.55 ± 0.03	1.42 ± 0.04
110 ± 5	7.41 ± 0.16	2.35 ± 0.14	1.48 ± 0.10	2.53 ± 0.04	1.35 ± 0.04
120 ± 5	6.65 ± 0.21	3.36 ± 0.21	1.45 ± 0.12	2.60 ± 0.05	1.44 ± 0.05
> 125	6.60 ± 0.25	3.32 ± 0.27	1.34 ± 0.11	2.64 ± 0.07	1.45 ± 0.07

TAB. 6.9 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, pour la réaction Tm13, en fonction des différentes coupes en masses des fragments de fission détectés dans le MWPC1. L'ajustement a été réalisé avec tous les détecteurs validés de DEMON ($0^\circ \leq \phi < 360^\circ$).

Ne(8 MeV/A)+Tm

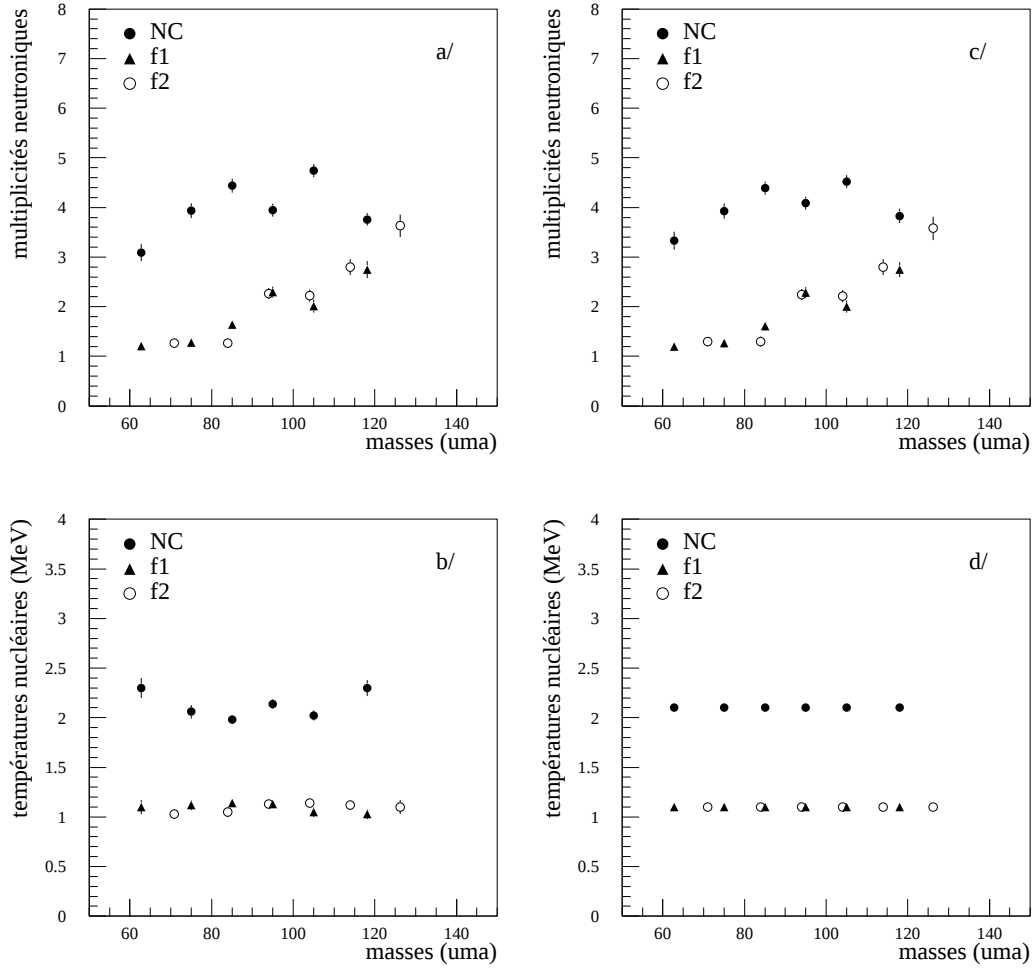


FIG. 6.4 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction Tm08, en fonction de la masse des fragments de fission. ν_n^{pre} , ν_n^{f1} , T_n^{pre} et T_n^{f1} sont présentées en fonction de la masse M_1 alors que ν_n^{f2} et T_n^{f2} sont fonction de la masse M_2 . Dans les figures de gauche (a/ et b/), les températures des sources ont été laissées libres lors de l'ajustement tandis que, dans les figures de droite (c/ et d/), ces températures ont été fixées aux valeurs moyennes obtenues autour de la partition en masse symétrique (voir tableau 6.7).

Ne(10 MeV/A)+Tm

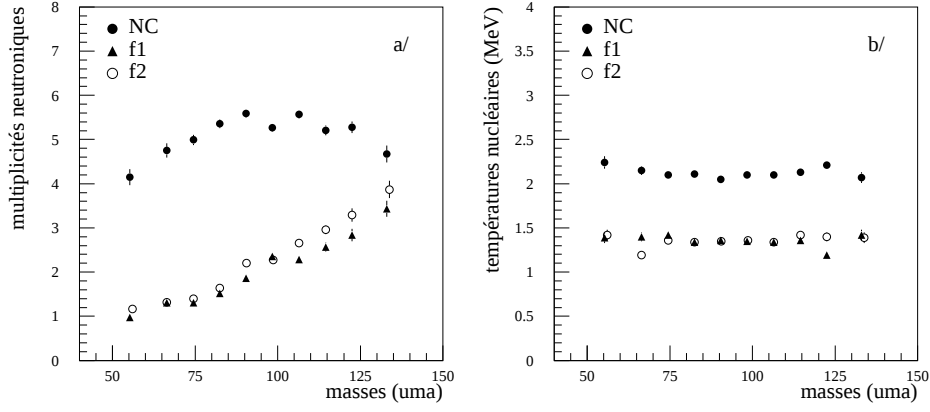


FIG. 6.5 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction *Tm10*, en fonction de la masse d'un des fragments de fission. Les températures de la sources sont laissées libres dans les ajustements.

Ne(13 MeV/A)+Tm

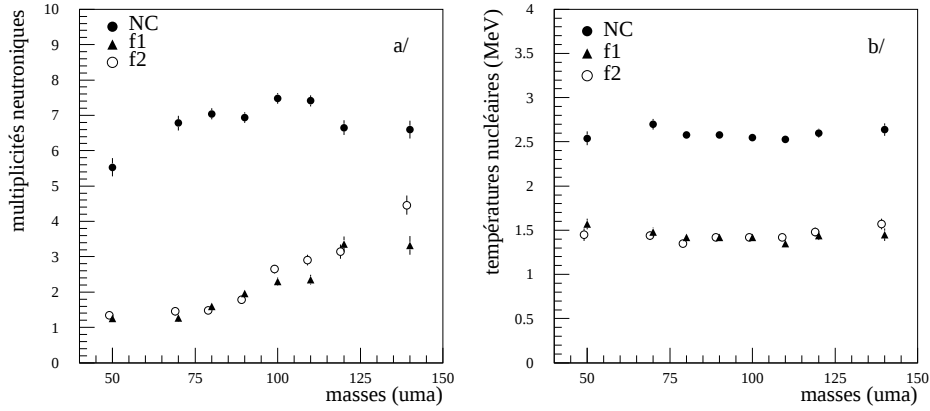


FIG. 6.6 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction *Tm13*, en fonction de la masse d'un des fragments de fission. Les températures des sources ont été laissées libres dans l'ajustement.

Ne(16 MeV/A)+Tm

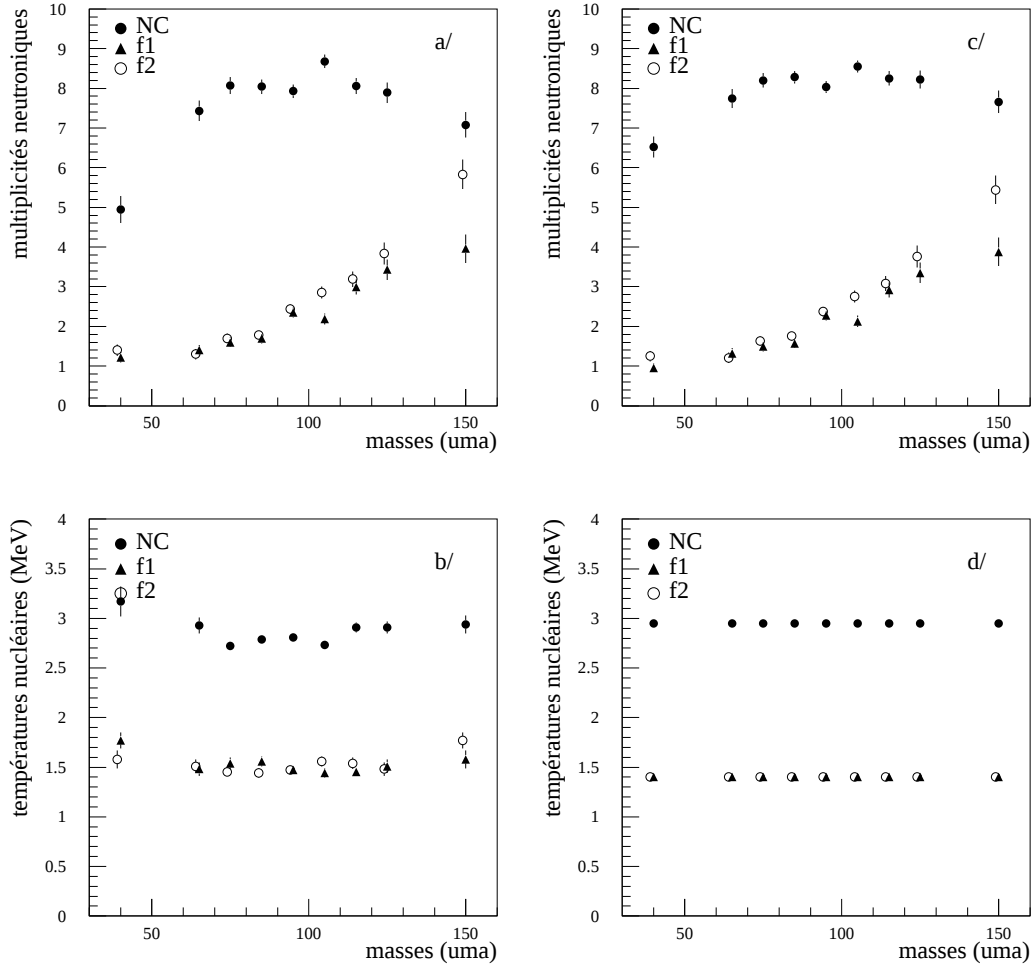


FIG. 6.7 – Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, obtenues pour la réaction $Tm16$, en fonction de la masse des fragments de fission. Dans les figures de gauche (a/ et b/), les températures des sources ont été laissées libres tandis que dans les figures de droite (c/ et d/), les températures ont été fixées lors de l'ajustement aux valeurs moyennes extraites autour de la partition symétrique en masse des fragments.

	neutron (Tm16)				
M_1 (uma)	ν_n^{pre}	ν_n^{f1}	ν_n^{f2}	T_n^{pre} (MeV)	$T_n^{f1} = T_n^{f2}$ (MeV)
< 60	6.52 ± 0.27	0.95 ± 0.11	5.44 ± 0.36	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
65 ± 5	7.74 ± 0.24	1.32 ± 0.13	3.76 ± 0.28	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
75 ± 5	8.20 ± 0.18	1.49 ± 0.12	3.08 ± 0.19	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
85 ± 5	8.28 ± 0.16	1.57 ± 0.11	2.75 ± 0.15	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
95 ± 5	8.03 ± 0.15	2.27 ± 0.12	2.37 ± 0.12	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
105 ± 5	8.55 ± 0.15	2.13 ± 0.14	1.76 ± 0.11	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
115 ± 5	8.25 ± 0.18	2.92 ± 0.19	1.63 ± 0.12	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
125 ± 5	8.22 ± 0.23	3.35 ± 0.26	1.21 ± 0.13	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05
> 130	7.66 ± 0.28	3.88 ± 0.36	1.25 ± 0.13	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05

TAB. 6.10 – *Multiplicités neutroniques et températures nucléaires associées, pour la réaction Tm16, en fonction des différentes coupes en masses des fragments de fission détectés dans le MWPC1. L'ajustement s'est opéré avec tous les détecteurs validés de DEMON ($0^\circ \leq \phi < 360^\circ$).*

Les températures de pré-scission, observées à 10 et 13 MeV/A, semblent être indépendantes de la partition en masse des fragments. Ceci est en accord avec l'idée que le NC est en équilibre thermodynamique au moment de l'évaporation du premier neutron. Si la multiplicité de pré-scission varie peu avec la partition en masse, on peut s'attendre à une température constante pour une énergie donnée du faisceau incident. La température T_n^{fi} des fragments de fission suit la même logique. Au moment de la scission, le système est équilibré thermiquement et la température est la même pour les deux fragments. Cette indépendance de la température avec la partition en masse des fragments a été observée avec une bien meilleure statistique par Isabelle Jadin [JAD97]. Ce qui veut dire que les petites variations observées à 8 et 16 MeV/A sont probablement dues à des effets statistiques. En effet, à ces deux énergies, les températures des partitions les plus asymétriques sont difficiles à ajuster. Ceci nous a amené à fixer les températures, lors de l'ajustement des multiplicités à ces deux énergies, à leurs valeurs moyennes extraites des partitions proches du symétrique (bonne statistique).

Les multiplicités de pré-scission, même si cette dispersion est un peu corrigée lorsque l'on fixe la température, semblent plus petites pour les partitions les plus asymétriques. Cette variation peut provenir du manque de statistique caractérisant ces partitions en masse très asymétriques. Elle n'est d'ailleurs pas observée de manière aussi évidente dans le travail de Isabelle Jadin [JAD97]. Cependant, d'autres travaux l'ont observée ([HIN92] et [MDE97]). On peut en effet lui trouver deux origines physiques:

- i/ le mélange éventuel des masses asymétriques de fission avec des événements associés à des transferts très inélastiques, ce qui, comme on l'a vu, est peu probable dans nos réactions au vu de la forte asymétrie de notre voie d'entrée;
- ii/ l'attribution d'un temps de fission plus petit pour ce type de partition.

Si on considère cette dernière hypothèse, cette différence de temps ne peut pas être incluse avant le point de selle, car cela favoriserait la partition asymétrique en masse, ce qui est incohérent avec les observations expérimentales dans lesquelles la partition symétrique est la plus probable [CHA95]. La différence de multiplicités est donc à considérer entre le point de selle et le point de scission. Ceci dit, vu l'écart relatif de cette différence, on doit considérer que l'essentiel de l'évaporation de pré-scission se produit avant le point de selle ou que le nombre de neutrons émis entre le point de selle et le point de scission varie peu avec l'asymétrie en masse des fragments. On reviendra sur ce point au chapitre 7.

Les multiplicités ν_n^{f1} et ν_n^{f2} sont par contre fortement dépendantes de la masse des fragments de fission. Cela est directement lié à l'équilibre thermique du NC à la scission. En effet, si la température nucléaire est la même pour les deux fragments de fission, leur énergie d'excitation, et donc leur multiplicité associée, ne le sont pas et vont dépendre directement de leur masse. Ceci est confirmé par la relation 6.4 qui lie la température et l'énergie d'excitation thermique (U) du noyau émetteur, à savoir:

$$U = aT^2 \quad \text{et} \quad E_x^* = aT_{max}^2 \quad (6.4)$$

où $a = A/a_0$ est le paramètre de densité de niveau avec A , la masse du noyau émetteur et a_0 , un paramètre qui peut varier de 8.5 à 13 en fonction de T . Les différences observées pour les masses les plus lourdes (dans les figures 6.4 à 6.7) sont probablement liées à la difficulté de reconstruire leur masse et leur vitesse au centre de la cible. Les paramètres associés aux fragments légers sont souvent mieux définis.

A la figure 6.8, sont répertoriés les multiplicités totales ($\nu_n^{tot} = \nu_n^{pre} + \nu_n^{f1} + \nu_n^{f2}$). Leur indépendance par rapport à la masse des fragments est à interpréter par un bilan énergétique à la scission $Q_f = M_f - (M_{f1} + M_{f2}) - TKE$ (M_f représente la masse du NC juste avant sa

scission en deux fragments) peu sensible à la partition. Ceci peut se comprendre par le fait que le terme $M_f - (M_{f1} + M_{f2})$ varie de la même manière que le TKE en fonction de l'asymétrie en masse des fragments. Il y a donc une compensation des deux termes.

La variation de la multiplicité totale de post-scission (quasi-constante également) compense celle de pré-scission. Ce qui peut suggérer, pour un bilan énergétique global identique, une légère dépendance de l'énergie au point de scission, la scission symétrique se produisant à une énergie un peu plus faible que la scission asymétrique.

En admettant que les multiplicités varient peu autour de la partition symétrique en masse, et tenant compte de la distribution des points, les multiplicités et températures nucléaires associées à la masse symétrique sont calculées comme la moyenne des trois partitions centrales à 8 MeV/A et 16 MeV/A, et des quatre partitions centrales à 10 et 13 MeV/A. Ces résultats sont présentés au tableau 6.11 et à la figure 6.9.

systèmes	neutron (partition symétrique)				
	ν_n^{tot}	ν_n^{pre}	ν_n^{post}	T_n^{pre} (MeV)	T_n^{post} (MeV)
Ne(160 MeV)+Tm	8.21 ± 0.25	4.27 ± 0.13	3.88 ± 0.21	2.10 ± 0.05	1.10 ± 0.03
Ne(200 MeV)+Tm	9.65 ± 0.17	5.45 ± 0.09	4.20 ± 0.14	2.09 ± 0.02	1.35 ± 0.03
Ne(260 MeV)+Tm	11.47 ± 0.28	7.22 ± 0.16	4.25 ± 0.23	2.56 ± 0.04	1.40 ± 0.04
Ne(320 MeV)+Tm	12.57 ± 0.29	8.29 ± 0.15	4.28 ± 0.25	2.95 ± 0.04	1.40 ± 0.05

TAB. 6.11 – *Moyennes des multiplicités neutroniques et des températures nucléaires calculées pour les partitions en masse entourant la fission symétrique.*

L'augmentation de la multiplicité totale en fonction de l'énergie d'excitation initial du NC (le calcul de cette énergie est effectué en négligeant la fusion incomplète) n'est sûrement pas une surprise, vu que cette énergie représente l'énergie maximale disponible (si l'on néglige l'effet du moment angulaire) pour l'émission de particules. **Par contre, ce qui est plus intéressant, c'est que le nombre de neutrons supplémentaires observés, lorsque l'énergie d'excitation augmente, est principalement émis avant la scission. La multiplicité de post-scission sature à partir de 150 MeV.** Ce qui semble indiquer que la fission se produit à une énergie d'excitation à peu près la même et cela, indépendamment de l'énergie d'excitation initial. Ceci doit être confirmé par une étude du bilan énergétique global qui sera traité plus tard. Il ne faut pas perdre de vue non plus, que les analyses en multiplicités n'ont pas tenu compte, pour le moment, de la fusion incomplète présente au-dessus de 10 MeV/A.

Remarquons également que les températures évoluent globalement dans le même sens que les multiplicités.

A la figure 6.10, les multiplicités neutroniques totales ont été ajoutées à la systématique extraite de la référence [HIN89]. Celle-ci présente la multiplicité neutronique totale en fonction de l'énergie d'excitation initial du NC pour plusieurs réactions. La courbe calculée a été obtenue en supposant que la formation du NC s'est effectuée par fusion complète et que la désexcitation est assurée uniquement par l'émission de neutrons ou de gamma. Les points expérimentaux s'écartent de la courbe, à partir d'une certaine énergie (~ 150 MeV), à cause de la présence de plusieurs phénomènes non inclus dans le calcul, à savoir: les contributions des processus de fusion incomplète, de l'émission de particules chargées légères et de l'émission de pré-équilibre

Les positions de nos données (triangles vides) suggèrent que, si pour 8 et 10 MeV/A, l'énergie d'excitation du NC est essentiellement évacuée par l'émission neutronique, à 13 et 16 MeV/A, par

contre, d'une part la fusion incomplète devient importante et surtout, l'évacuation de l'énergie d'excitation par émission de particules chargées ne peut plus être négligée.

neutron (Ne+Tm)

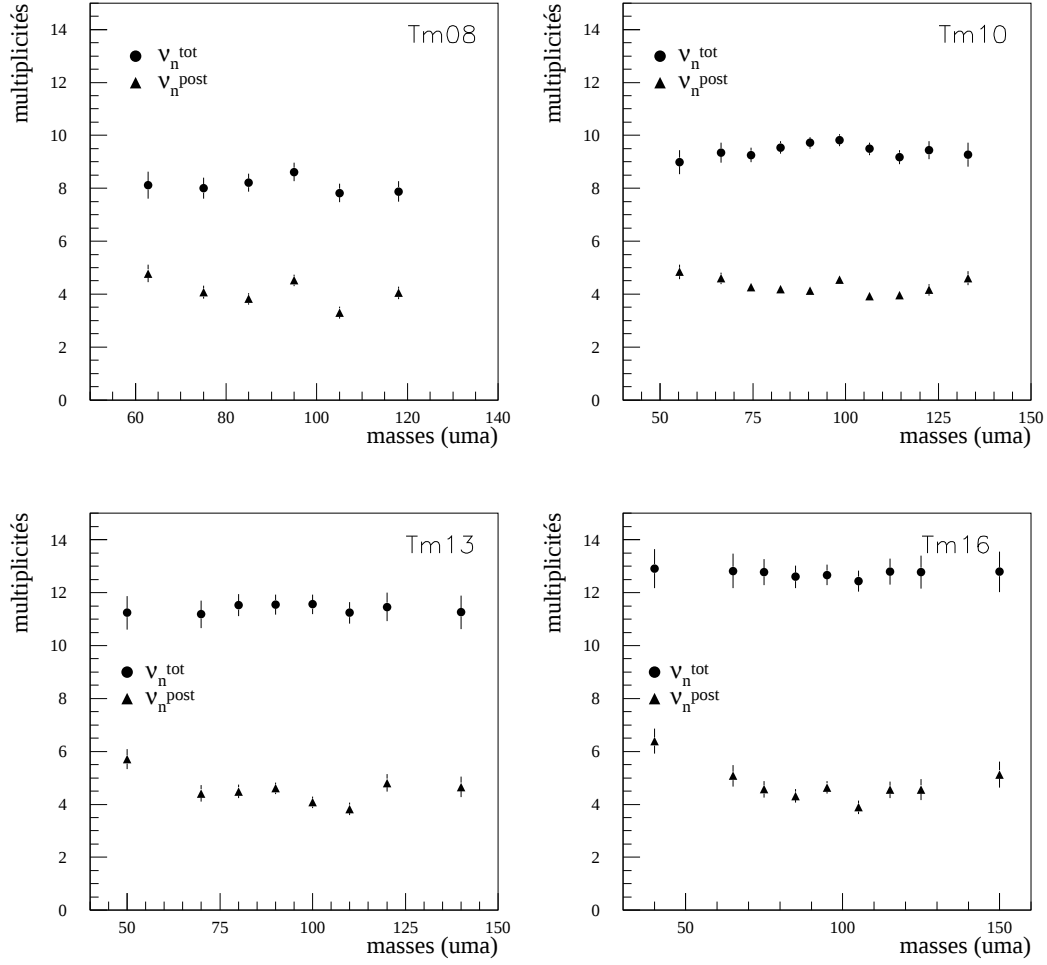


FIG. 6.8 – Evolution des multiplicités totales ($\nu_n^{\text{tot}} = \nu_n^{\text{pre}} + \nu_n^{f1} + \nu_n^{f2}$) et de post-scission totale ($\nu_n^{\text{post}} = \nu_n^{f1} + \nu_n^{f2}$) en fonction de la masse d'un des fragments de fission aux quatre énergies du faisceau.

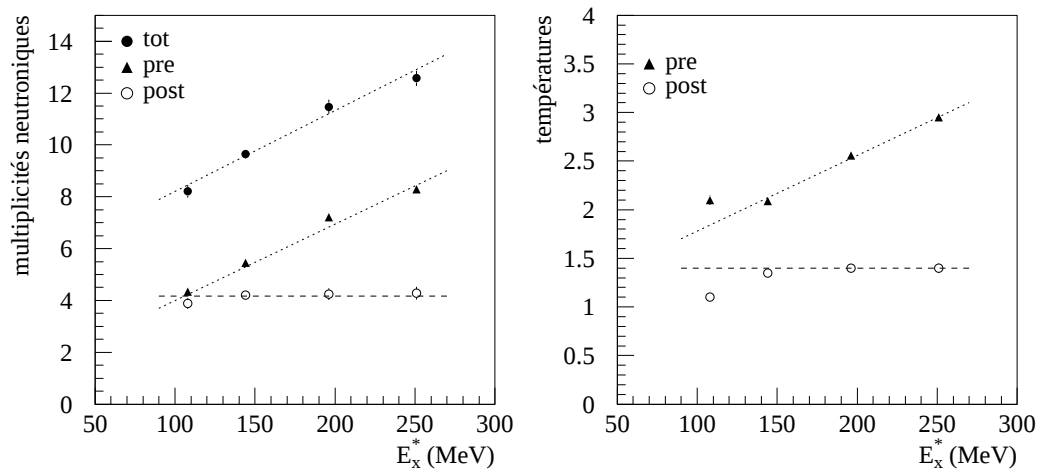


FIG. 6.9 – Moyennes des multiplicités neutroniques et des températures nucléaires calculées pour les partitions en masse entourant la fission symétrique en fonction de l'énergie d'excitation initiale de NC. Des lignes ont été tracées pour guider l'oeil.

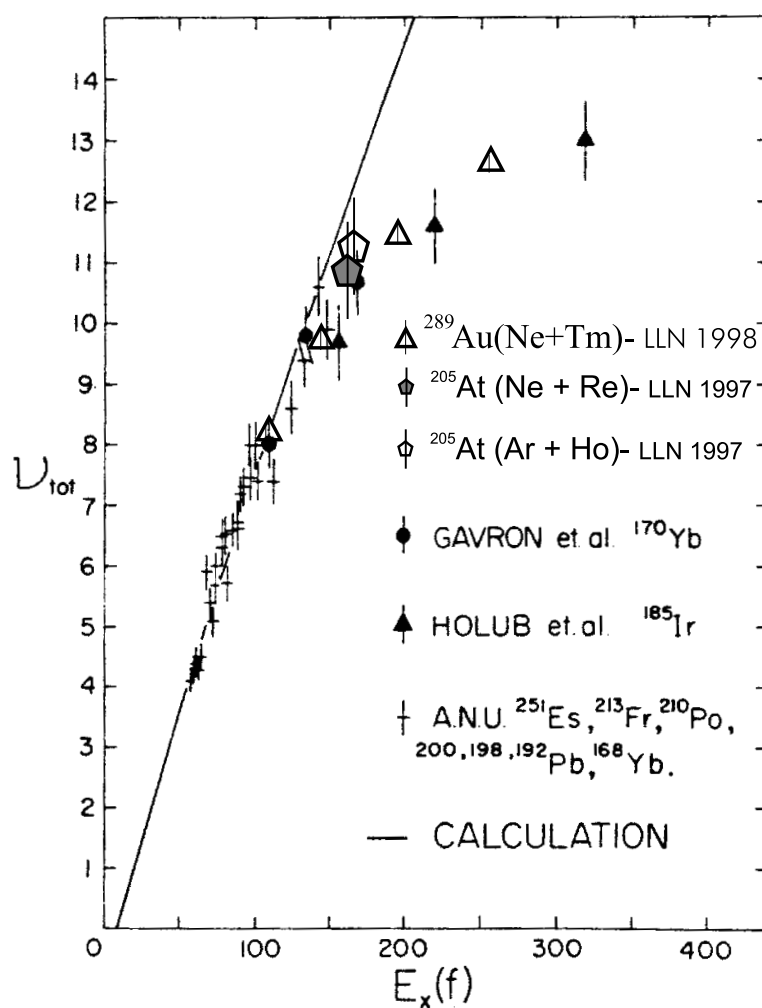


FIG. 6.10 – *Systématique des multiplicités neutroniques totales associées au processus de fission en fonction de l'énergie d'excitation initiale de différents NC [HIN89] (voir texte).*

6.1.2 Problématique de la vitesse de recul du centre de masse

Dans différentes publications ([HOL83] et [HIL87] par exemple), la fusion incomplète est prise en compte par une sélection sur la vitesse de recul du NC. En effet, partant du principe que la fusion incomplète est caractérisée par un transfert incomplet de quantité de mouvement, la vitesse de recul du NC est plus petite que celle associée à un transfert complet. Ainsi, pour déterminer les multiplicités et les températures associées à la fusion complète, une sélection sur les grandes vitesses de recul du NC devrait être suffisante.

Nous allons montrer dans ce paragraphe que cela doit être nuancé.

La vitesse de recul du NC peut se calculer à partir des vitesses (V_{fi}) et des angles (θ_i) d'émission des deux fragments de fission à l'aide de la relation:

$$V_{NC} = \frac{V_{f1} V_{f2} \sin(\theta_1 + \theta_2)}{V_{f1} \sin(\theta_1) + V_{f2} \sin(\theta_2)} \quad (6.5)$$

Différentes coupes ont été opérées sur la distribution de la vitesse de recul du NC à 8 MeV/A. Ces coupes sont numérotées de 1 à 6 sur la figure 6.11. La figure 6.12 présente, pour chaque coupe, la multiplicité neutronique différentielle $\frac{dM_n}{d\Omega}(\theta_n)$ observée dans le plan de réaction.

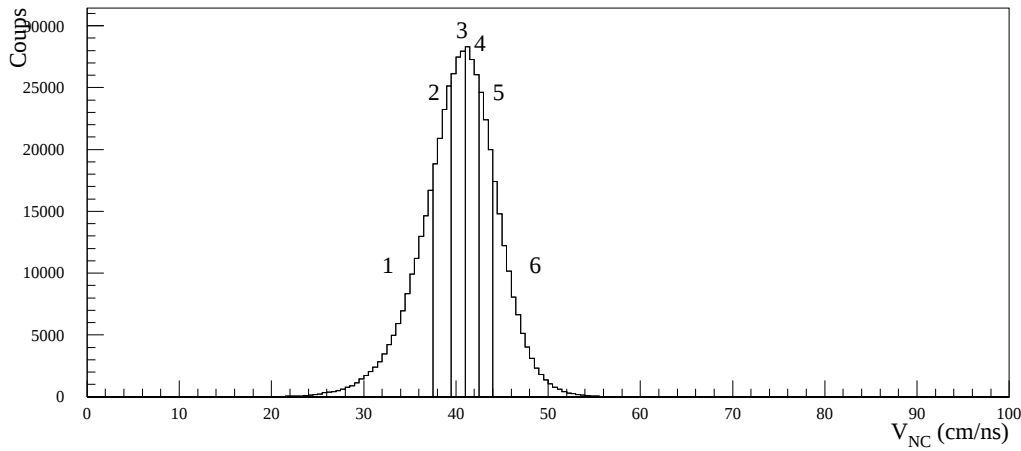


FIG. 6.11 – *Distribution de la vitesse de recul du NC reconstruite pour la réaction Tm08. Différentes coupes, numérotées de 1 à 5, y sont présentées.*

Sur la coupe numéro 4, la plus proche avec le numéro 3 de la vitesse moyenne de recul V_{NC} , le résultat de l'ajustement des multiplicités neutroniques moyennes autour de la partition en masse symétrique (discutée plus haut) a été ajouté. Comme défini précédemment, la ligne en tirets représente la contribution du NC, les lignes en pointillés et tirets-pointillés, celle des deux fragments de fission, et la ligne continue est la somme de toute les contributions à comparer avec les points expérimentaux.

Aux autres coupes, seule la somme de toute les contributions, extraite de l'ajustement opéré sur la coupe 4, est présente à titre indicatif.

Alors qu'à 8 MeV/A, on ne doit pas observer le processus de fusion incomplète, la distribution angulaire présente une évolution en fonction de la vitesse de recul du centre de masse. Cette évolution est due à l'effet de recul causé par l'émission des particules. En effet, si on sélectionne

les vitesses les plus grandes (coupe 6), on accentue la contribution des événements dans lesquels la majorité des neutrons a été émise vers l'arrière par rapport à l'axe du faisceau ($|\theta_n| > 90^\circ$). Ceci contribue à accélérer le centre de masse des fragments de fission.

Par contre, une sélection des vitesses de recul les plus petites (coupe 1) favorise les événements où l'émission de particules s'est produite essentiellement vers l'avant ($|\theta_n| < 90^\circ$) en contribuant au ralentissement du centre de masse reconstruit. Ce qui veut dire qu'en dehors de la vitesse moyenne de V_{NC} , la distribution angulaire dans le centre de masse n'est plus isotrope et, par conséquent, la méthode d'analyse [HIL87] permettant la détermination des multiplicités n'est plus adaptée dans ce cas.

Si l'on fait abstraction de ceci et qu'on applique (malgré tout pour les vitesses extrêmes 1 et 6) cette analyse, on observe une diminution des multiplicités de post-scission et, au contraire, une augmentation de la multiplicité de pré-scission en fonction de la vitesse de recul du NC. En effet, la contribution la plus importante aux angles arrière ($|\theta_n| > 90^\circ$) étant l'émission de pré-scission, la multiplicité de pré-scission, associée aux faibles vitesses du NC, doit être basse pour ajuster les angles arrière et cela est compensé par une augmentation des multiplicités de post-scission pour reproduire le nombre important de neutrons observés à l'avant. La situation est inversée pour les vitesses du NC les plus grandes.

Ceci peut dépendre des positions angulaires des détecteurs de neutrons. Si on élimine les détecteurs aux grands angles ($|\theta| > 90^\circ$), le poids de la contribution de pré-scission sera moins important et l'évolution des multiplicités en fonction de la vitesse de recul du NC peut varier sensiblement. Ceci dit, il est clair que sélectionner les grandes vitesses pour se préserver de la fusion incomplète, sans tenir compte des effets de recul, peut conduire à une mauvaise détermination des multiplicités car, par cette sélection, on détruit l'isotropie moyenne dans le centre de masse des neutrons émis.

Nous n'avons donc pas utilisé cette méthode d'analyse pour tenir compte de la fusion incomplète. Aussi, pour toute autre sélection (coupe en masse et coupe en TKE), il faut vérifier qu'elle n'affecte pas la vitesse de recul du NC.

Cet effet de recul affecte peu les coupes en masse mais joue, au contraire, un rôle important si l'on décide d'étudier l'évolution de la multiplicité en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments (TKE). Pour s'en convaincre, la figure 6.13 montre l'effet sur la vitesse de recul du NC de certaines sélections sur les masses (à droite, coupes 1 à 6) et sur le RTKE (à gauche, coupes 1 à 5). RTKE est une variable permettant une sélection sur l'énergie cinétique TKE en préservant presque la même distribution en masse des fragments de fission [HIN92]. On évite ainsi de faire varier deux paramètres en même temps. Elle est définie comme suit:

$$RTKE = \frac{TKE_{exp}}{0.755Z_1Z_2/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 7.3} \quad (6.6)$$

Le dénominateur de la relation 6.6 est l'expression semi-empirique de Viola ([VIO85] et [HIN87]) adaptée à la fission asymétrique en masse (en supposant le rapport Z/A constant). $RTKE = 1$ correspond donc à une évolution de TKE en fonction de la masse M_1 ($M_1 = A_1$) identique à celle de Viola (figure 6.13a). Par exemple, la coupe 3 est associée à des valeurs de RTKE comprises entre 0.93 et 1.07.

On remarque en effet que si la distribution des vitesses de recul du NC est peu affectée par les coupes en masses (d/ sur la figure 6.13), elle l'est fortement lors des sélections en RTKE (b/ sur la figure 6.13).

La figure 6.14 présente le résultat des multiplicités en fonction de RTKE pour la réaction $Tm08$, si on néglige les effets de reculs. On obtient une multiplicité de pré-scission qui augmente en fonction

du TKE, ce qui n'a pas de sens physique. Selon la référence [ROS91], ce comportement particulier est causé par ces effets de recul et, si on les corrige, la multiplicité de pré-scission ne dépend plus du TKE.

La décroissance des multiplicités de post-scission, par contre, a un sens physique. En effet, l'énergie d'excitation dépensée sous forme cinétique n'est plus disponible pour l'évaporation de particules légères. L'augmentation de l'énergie cinétique totale a donc pour effet de diminuer la multiplicité totale de post-scission ($\nu_n^{f1} + \nu_n^{f2}$). Il en est de même pour la multiplicité neutronique totale (ν_n^{tot}). La différence $\nu_n^{f1} < \nu_n^{f2}$ est spécifique à 8 MeV/A. En effet, comme on l'a vu au chapitre précédent, la distribution en masse des fragments à cette énergie semble être tronquée. Les masses détectées dans le MWPC1 sont plus petites que celles détectées dans le MWPC2. La multiplicité de post-scission variant de manière importante avec la masse du fragment, la multiplicité associée au fragment le plus lourd est la plus importante.

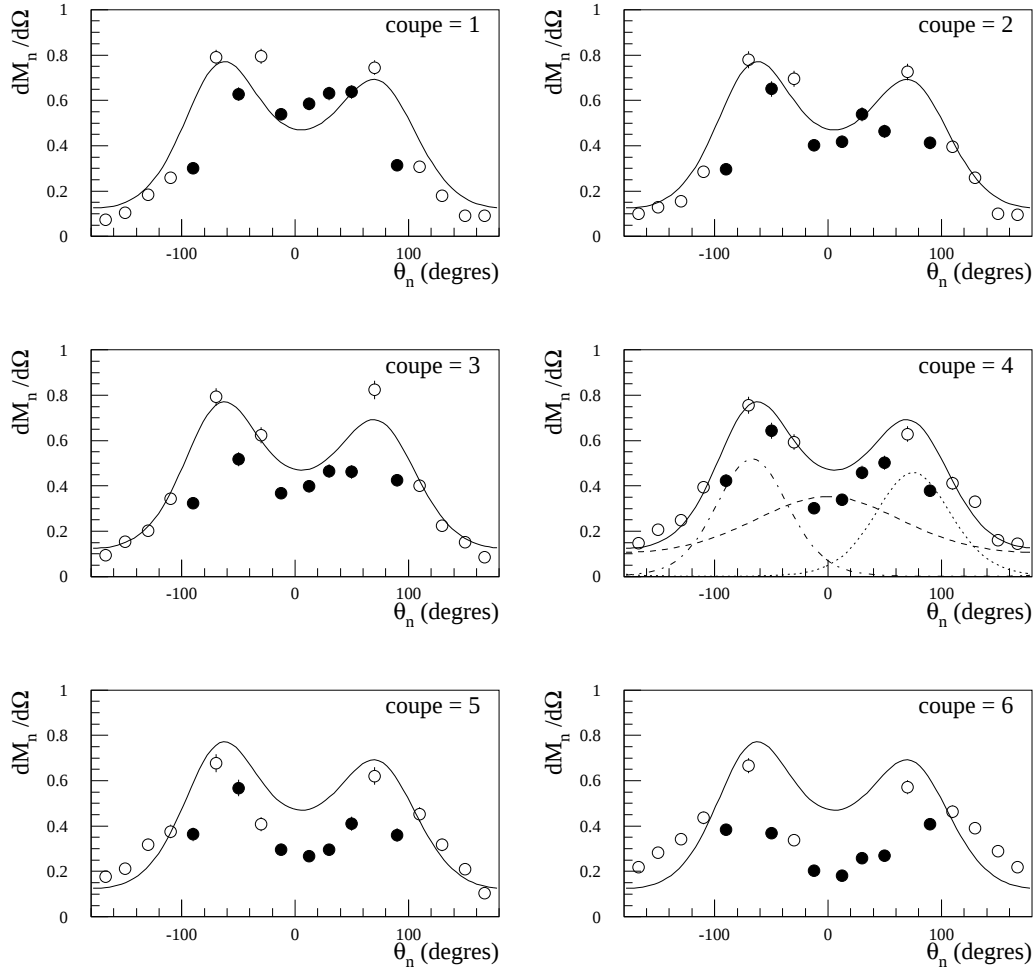


FIG. 6.12 – Distributions différentielles des multiplicités neutroniques observées dans le plan de la réaction et associées aux différentes coupes effectuées sur la vitesse de recul du NC (Tm08). Ces différentes coupes correspondent à celles présentées à la figure 6.11. La ligne continue représente le résultat de l'ajustement opéré précédemment sur les données Tm08 pour la partition en masse symétrique (voir texte). Les points en noir correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage.

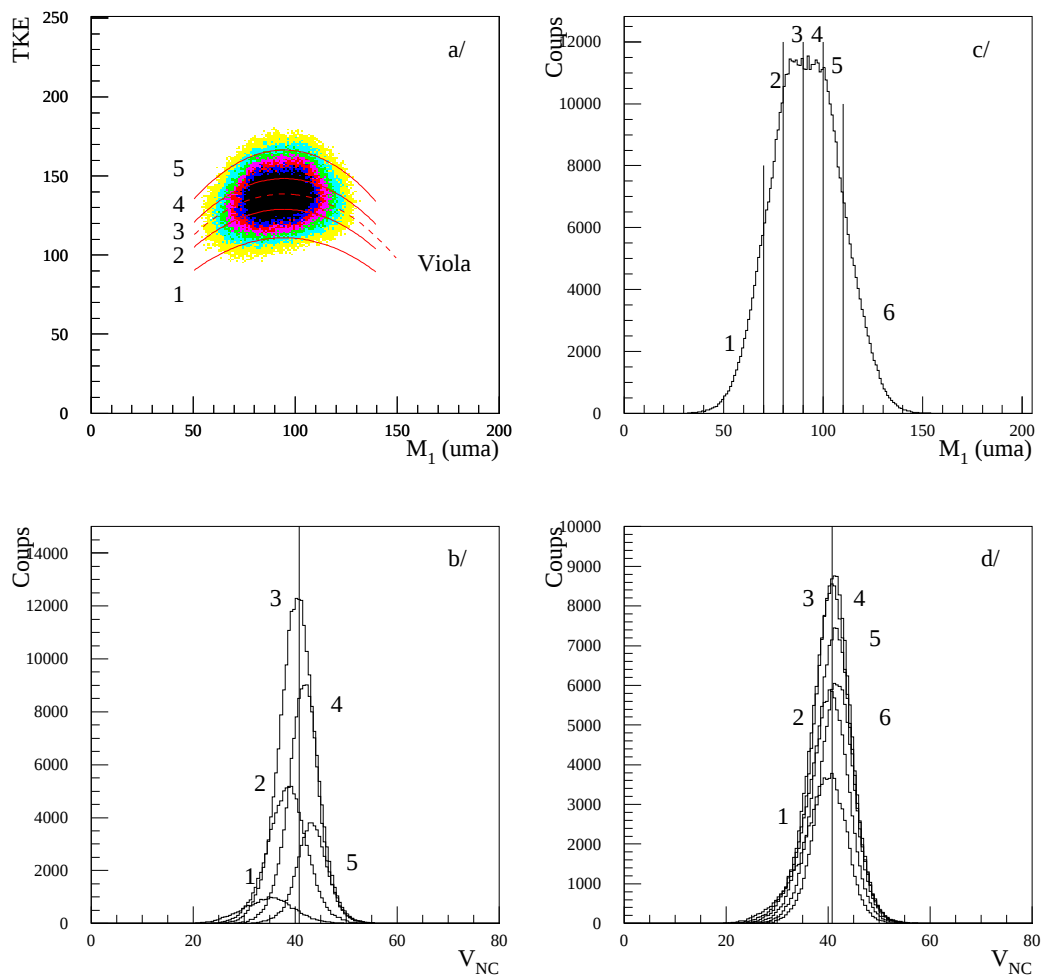


FIG. 6.13 – Coupes en RTKE (à gauche, a/) et en masses (à droite, c/) des fragments de fission, et leurs effets respectifs (b/ et d/) sur la vitesse de recul du centre de masse V_{NC} (Tm08).

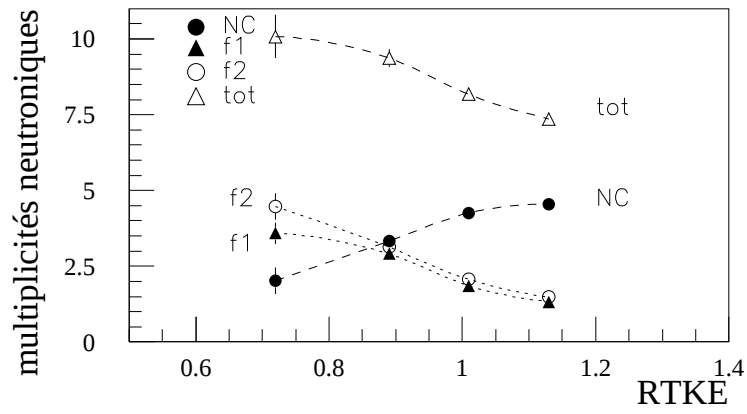


FIG. 6.14 – *Multiplicités neutroniques de pré-scission, de post-scission et totale en fonction des coupes en RTKE (Tm08). Des lignes sont tracées pour guider l'œil.*

6.1.3 Isotropie de l'émission neutronique dans le plan et hors plan de la réaction

On a vu que les multiplicités extraites de l'analyse simultanée de tous les détecteurs de DEMON ($0 \leq \phi_n < 360^\circ$) ne présentaient pas une différence significative avec celles déduites d'une analyse utilisant seulement les détecteurs du plan de réaction ($\phi_n = 0^\circ$ et $\phi_n = 180^\circ$). Suite à cette comparaison, les multiplicités ont été traitées sans distinguer les différents plans ϕ_n de DEMON, considérant que le moment angulaire du NC, perpendiculaire au plan de la réaction, ne joue pas un rôle important dans l'émission neutronique.

Dans le but d'étudier cet effet, un ajustement de la distribution angulaire $\frac{dM_n}{d\Omega}$ (Tm16) a été réalisé pour les cellules DEMON situées dans le plan de la réaction ($\phi_n = 0^\circ$ ou $\phi_n = 180^\circ$). Les paramètres du fit ainsi déterminés ont été ensuite utilisés dans la fonction prédisant les distributions angulaires dans les autres plans ϕ_n . C'est ce qui est représenté par une ligne continue à la figure 6.15. La ligne en traits pointillés est le résultat de l'application d'un facteur de normalisation pour lisser chaque plan individuellement. On peut remarquer que la correction à appliquer pour ajuster le plan $\phi_n = 90^\circ$ n'est pas très importante et le résultat sans correction semble déjà très satisfaisant.

Cette étude a été prolongée d'une façon quantitative en intégrant numériquement les deux fonctions (sans et avec facteur de correction) sur les angles θ_n , à chaque énergie du faisceau et pour chaque plan ϕ_n , à savoir:

$$\frac{dM_n}{d\phi}(\phi) = \int_0^\pi \frac{dM_n}{d\Omega}(\theta, \phi) d\theta$$

C'est ce qui est présenté à la figure 6.16.

Dans cette figure, les points noirs représentent l'intégrale sur θ_n , pour un ϕ_n donné, de la distribution angulaire $\frac{dM_n}{d\Omega}$ sans correction. Les points ouverts rendent compte de la même intégration mais avec la correction appliquée à chaque plan ϕ_n individuellement. La ligne continue est le résultat d'un ajustement de $\frac{dM_n}{d\phi}$ des points noirs par la fonction empirique suivante:

$$\frac{dM_n}{d\phi} = A + B \exp(C \sin(\phi)) \quad (6.7)$$

où A , B et C sont trois paramètres à ajuster. La fonction en traits pointillés résulte de l'ajustement des points ouverts, tenant compte de la petite correction appliquée à chaque plan ϕ_n . Cette correction étant du type $\exp(\sin^2(\phi))$, nous avons utilisé la fonction:

$$\frac{dM_n}{d\phi} = A + B \exp(C \sin(\phi) + D \sin^2(\phi)) \quad (6.8)$$

D étant un paramètre supplémentaire à ajuster, A , B et C ayant été fixés suite au premier lissage. Le tableau 6.12 reprend les valeurs des paramètres A , B , C et D résultant de ces deux ajustements successifs aux quatre énergies du faisceau.

systèmes	A	B	C	D
Tm08	76.5	-13.2	1.28	0.059
Tm10	86.3	-15.6	1.11	0.044
Tm13	103.	-14.0	1.22	0.088
Tm16	111.	-12.1	1.34	0.088

TAB. 6.12 – Paramètres extraits de l'ajustement de la distribution $dM_n/d\phi$ par les expressions 6.7 et 6.8.

Une légère anisotropie est observée autour de $\phi_n = 90^\circ$. Elle est toutefois très faible et ne justifie pas l'utilisation, pour l'émission des neutrons, d'une description anisotrope.

Plus intéressant est de revenir au problème posé par des sélections effectuées sur la distribution des vitesses de recul du NC. En effet, si, comme on l'a avancé, l'effet de ce type de sélection est la destruction de l'isotropie de l'émission neutronique, on doit l'observer dans ce type d'analyse. C'est pourquoi, on a appliqué cette analyse au cas de la réaction étudiée à 16 MeV/A avec une sélection sur les vitesses de recul du NC au-delà de 80 % de la vitesse associée à un transfert complet (fusion complète). Les résultats de cette étude sont présentés aux figures 6.17 et 6.18.

Ces figures montrent clairement que toute sélection opérée sur la distribution des vitesses de recul du NC change radicalement la distribution angulaire des neutrons émis et ce, surtout pour les neutrons de pré-scission dominant aux alentours de $\phi_n = 90^\circ$. Dans ces conditions, le formalisme utilisé pour extraire les multiplicités neutroniques et les températures nucléaires associées (équation 6.1) devient complètement inadéquat.

Ne(16 MeV/A)+Tm

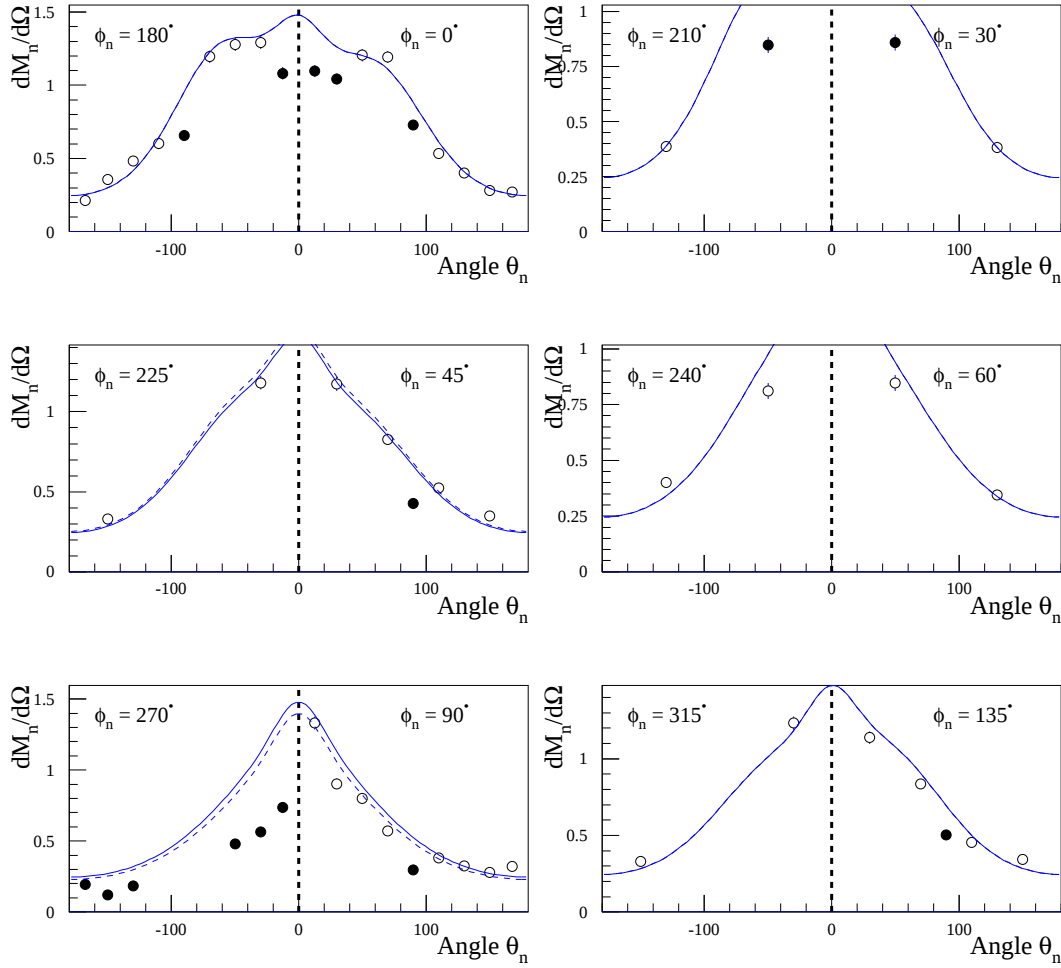


FIG. 6.15 – Résultats de l'ajustement de la distribution angulaire $\frac{dM_n}{d\Omega}$ dans le plan de réaction extrapolés à tous les plans ϕ_n (ligne continue). La ligne en traits pointillés est le résultat de l'application d'un facteur de normalisation pour le meilleur ajustement de chaque plan individuellement (Tm16). Les points en noir correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage.

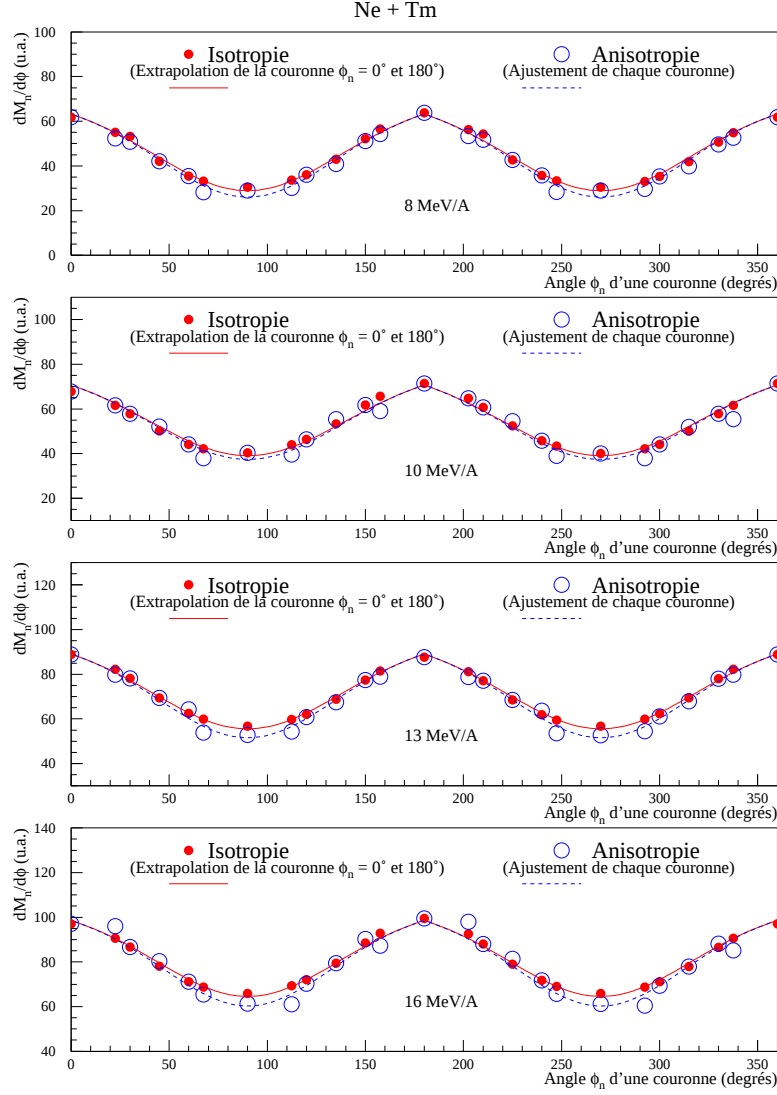


FIG. 6.16 – Comparaison des intégrales $dM_n/d\phi$ extraites de l'extrapolation des résultats de l'ajustement de la distribution $dM_n/d\Omega$ dans le plan de réaction sur les autres plans, avec celles où chaque plan a été étudié séparément. Les points pleins représentent le résultat de l'ajustement du plan de réaction seul. Les points creux proviennent du meilleur ajustement des plans considérés séparément (Voir texte pour les lignes).

Ne(16 MeV/A)+Tm

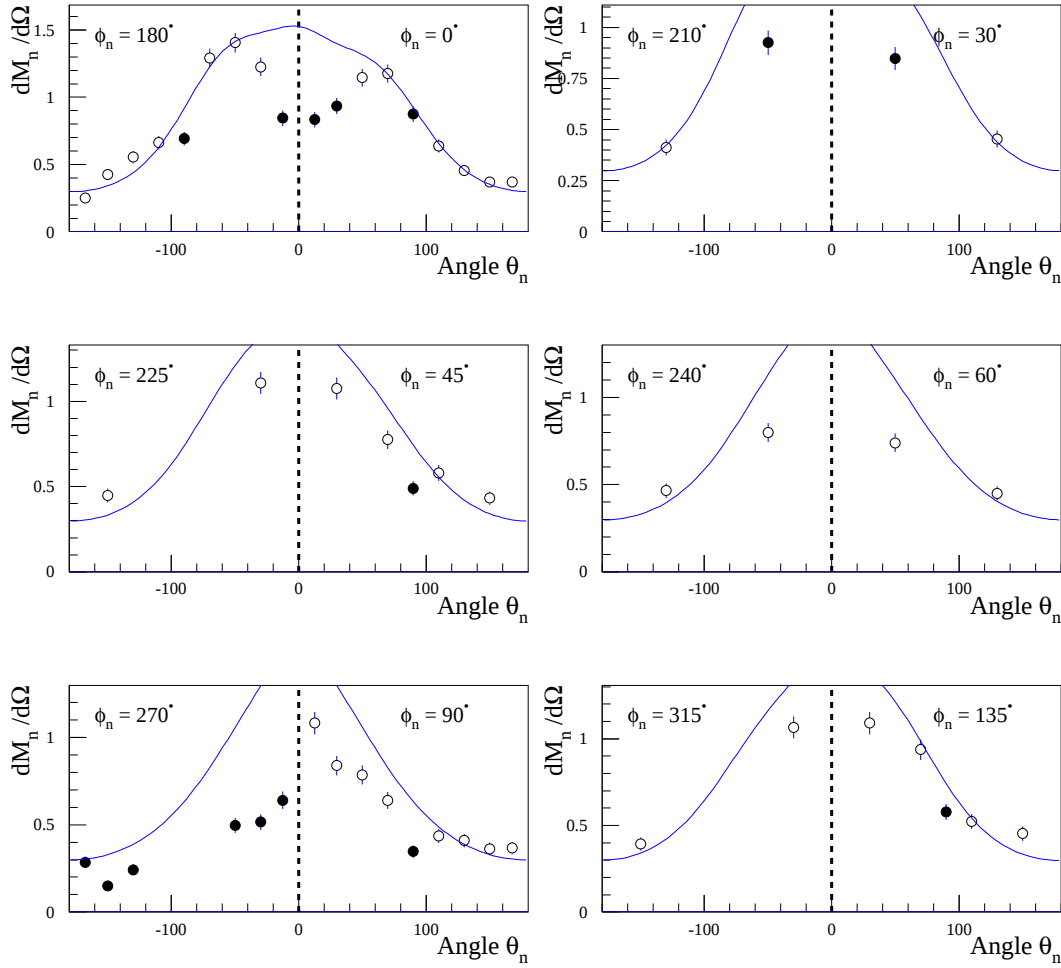


FIG. 6.17 – Résultats de l'ajustement de la distribution angulaire $\frac{dM_n}{d\Omega}$ dans le plan de réaction extrapolés à tous les plans ϕ_n , pour des données expérimentales associées à une sélection sur les vitesses de recul du NC au-delà de 80 % de la vitesse associée à la fusion complète. Les points en noir correspondent aux données des détecteurs exclus de l'ajustement car entachés d'un défaut de comptage.

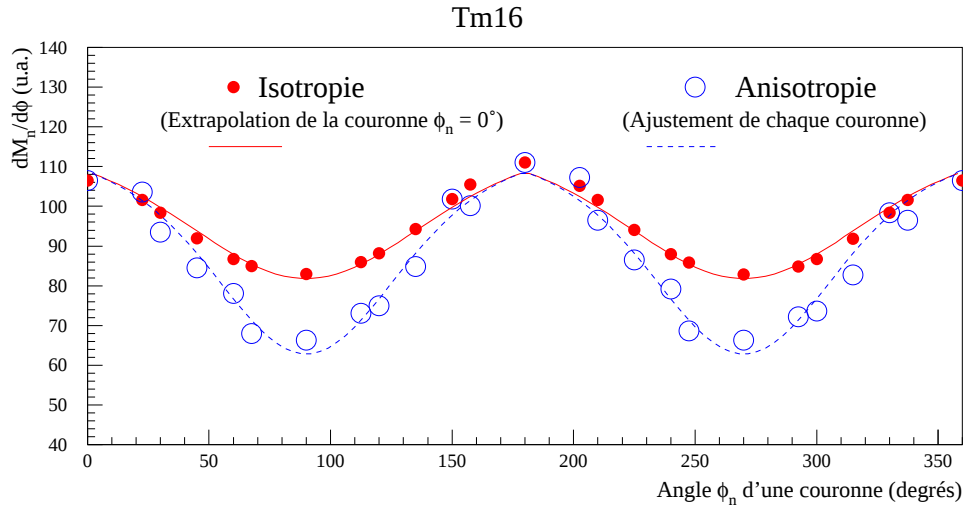


FIG. 6.18 – Comparaison des distributions $dM_n/d\phi$ calculées avec une sélection sur la vitesse de recul du NC (voir texte). Les points noirs représentent le résultat de l'ajustement du plan de réaction seul. Les points ouverts proviennent de l'ajustement des plans considérés séparément. Les lignes résultent de l'ajustement des points avec les fonctions 6.7 et 6.8. Une anisotropie supplémentaire par rapport à la figure 6.16 apparaît clairement.

6.2 Analyse des spectres en énergie des particules chargées (p et α)

Pour compléter l'étude des multiplicités neutroniques, les spectres en énergie des particules chargées légères ont aussi été analysés. En effet, avec l'augmentation de l'énergie d'excitation et du moment angulaire il était intéressant de voir comment se comportaient les paramètres (multiplicités et températures) associés à l'évaporation des particules chargées pour les mêmes sources émettrices que les neutrons.

Rappelons que 6 triple-télescopes, placés aux angles arrière, étaient dédiés à la détection et à l'identification des particules chargées légères. Cependant, les particules chargées sont émises en beaucoup plus faible quantité que les neutrons (leurs multiplicités sont au moins 10 fois plus petites que celles des neutrons), essentiellement à cause de la barrière coulombienne qu'ils ont à traverser. Ce qui pose des problèmes importants de statistique. Si l'on se réfère à ce qui a été discuté au chapitre 3, l'ajustement des spectres en énergie des particules chargées est effectué à l'aide de la fonction:

$$\frac{d^2 M_{pl}}{dE_{pl} d\Omega} = \sum_{i=1}^3 \frac{M_{pli} (\overline{E_{pl}} - B_{ci})}{4\pi T_{pli}^2} \sqrt{\frac{E_{pl}}{E_{pl}}} \exp\left(-\frac{\overline{E_{pl}} - B_{ci}}{T_{pli}}\right) \quad (6.9)$$

$$\text{avec } \overline{E_{pl}} = E_{pl} + m_{pl} \frac{E_{si}}{A_i} - 2\sqrt{m_{pl} \frac{E_{pl} E_{si}}{A_i}} \cos(\theta_{Ri})$$

où m_{pl} est la masse de la particule analysée, E_{pl} ($\overline{E_{pl}}$) son énergie cinétique dans le laboratoire (dans le référentiel de l'émetteur), B_{ci} la barrière effective d'émission (dominée par la barrière coulombienne) à franchir par la particule et θ_{Ri} l'angle relatif d'émission de la particule par rapport à la trajectoire de sa source émettrice. Les paramètres libres M_{pli} et T_{pli} (multiplicités et températures nucléaires associées) seront extraits de l'ajustement des spectres en énergie uniquement.

La faible statistique avec laquelle on observe ces événements impose certaines limitations dans leur analyse spectrale. Tout d'abord, la fonction de lissage (fonction 6.9) a été réduite à trois termes (associés respectivement au NC et aux deux fragments de fission). La contribution du pré-équilibre, étant peu importante aux angles arrière, a été négligée.

Le nombre de paramètres à ajuster a dû être limité. Les températures associées aux deux fragments de fission ont été fixées ($T_{f1} = T_{f2}$) à la valeur donnant le meilleur accord dans l'ajustement des autres paramètres. Les multiplicités des fragments ont été ajustées par un seul paramètre ($\nu_{f1} = \nu_{f2}$), sauf à 8 MeV/A où la distribution en masse des deux fragments n'est pas superposable. Les données sur les deutons et les tritons, détectés en trop faible quantité, n'ont pas pu être analysées.

Enfin, si les coupes en angle des fragments ont été préservées, afin de s'assurer d'une bonne définition de ces paramètres, aucune sélection en masse n'a pu être faite. Les multiplicités extraites de cette analyse représentent donc le résultat moyen associé à toute la distribution en masse des fragments.

Dans l'expression 6.9, les barrières effectives B_{ci} ont été calculées à l'aide du formalisme de L.C. Vaz [VAZ84]:

$$\begin{aligned} \text{pour les protons : } B_{ci} &= \frac{1.44 Z_R}{1.18 A_R^{1/3} + 3.928} \quad (MeV) \\ \text{pour les alpha : } B_{ci} &= \frac{2.88 Z_R}{1.18 A_R^{1/3} + 4.642} \quad (MeV) \end{aligned}$$

où Z_R et A_R sont la charge et la masse du noyau résiduel (après évaporation de la particule).

Malgré les limitations que nous nous sommes imposées pour l'ajustement des spectres en énergies des protons et alpha, cette analyse s'est avérée délicate vu la faible statistique et le nombre réduit de détecteurs. Un exemple est présenté pour le triple-télescope situé à $\theta_{pl} = 165^\circ$ et $\phi_{pl} = 180^\circ$ à la figure 6.19.

Les contributions des trois sources sont présentées par les lignes en tirets, pour le NC, en pointillés et tirets-pointillés pour les deux fragments de fission. La ligne continue représente la contribution totale de ces trois sources.

Les barrières calculées par L.C. Vaz et al ont dû être modifiées (le plus souvent diminuées) de 1 à 3 MeV pour permettre un ajustement cohérent. La nécessité de cette modification a déjà été mise en évidence dans divers travaux antérieurs et serait justifiée par la déformation et les oscillations de la forme du noyau chaud et de moment angulaire élevé ([GON89] et [SIW93]). Le tableau 6.13 présente les valeurs des barrières calculées par L.C. Vaz ainsi que la modification ($\Delta B_{ci} = B_{ci}^{ajust} - B_{ci}^{Vaz}$) appliquée pour le meilleur ajustement en fonction de la masse moyenne des fragments de fission et aux quatre énergies de faisceau.

alpha (Ne+Tm)					
systèmes	M_1 (uma)	B_{cNC}^{Vaz} (MeV)	B_{cf1}^{Vaz} (MeV)	B_{cf2}^{Vaz} (MeV)	ΔB_{ci} (MeV)
Ne(160 MeV)+Tm	91.5	19.3	10.3	10.9	-3 0 0
Ne(200 MeV)+Tm	94.5	19.3	10.6	10.6	-3 -1 0
Ne(260 MeV)+Tm	94.5	19.3	10.6	10.6	-2 -1 -1
Ne(320 MeV)+Tm	94.5	19.3	10.6	10.6	-2 0 0
protons (Ne+Tm)					
systèmes	M_1 (uma)	B_{cNC}^{Vaz} (MeV)	B_{cf1}^{Vaz} (MeV)	B_{cf2}^{Vaz} (MeV)	ΔB_{ci} (MeV)
Ne(160 MeV)+Tm	91.5	10.5	5.7	6.1	-3 -1 -1
Ne(200 MeV)+Tm	94.5	10.5	5.9	5.9	-3 -1 -1
Ne(260 MeV)+Tm	94.5	10.5	5.9	5.9	-3 -1 -1
Ne(320 MeV)+Tm	94.5	10.5	5.9	5.9	-2 -1 -1

TAB. 6.13 – Barrières d'émission effectives des particules chargées légères (protons et alpha) associées au NC et aux fragments de fission. ΔB_{ci} est la correction appliquée à la valeur B_{ci}^{Vaz} de Vaz pour obtenir le meilleur ajustement.

A 8 MeV/A, le manque de statistique est évident. Il faut donc considérer avec prudence les multiplicités extraites de cette analyse. Aux autres énergies, on peut remarquer le surplus d'événements dans les distributions (indiqué par une flèche à la figure 6.19), surtout pour les alpha, juste avant la contribution de pré-scission (NC). Ce surplus proviendrait de l'impossibilité d'associer certains alpha à une des trois sources émettrices. En effet, près du point de scission, les alpha émis par des fragments en cours d'accélération ne peuvent être associés ni au NC, ni aux fragments de fission complètement accélérés. Pour améliorer l'ajustement, il faut ajouter une quatrième source composée de fragments en cours d'accélération [SIW93]. Dans notre analyse, ces événements n'ont pas été pris en compte. Ils ne sont donc associés à aucune des trois sources considérées.

Le tableau 6.14 répertorie les multiplicités et les températures associées aux trois sources émettrices pour les quatre énergies de faisceau. Ces mêmes multiplicités sont présentées en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC à la figure 6.20.

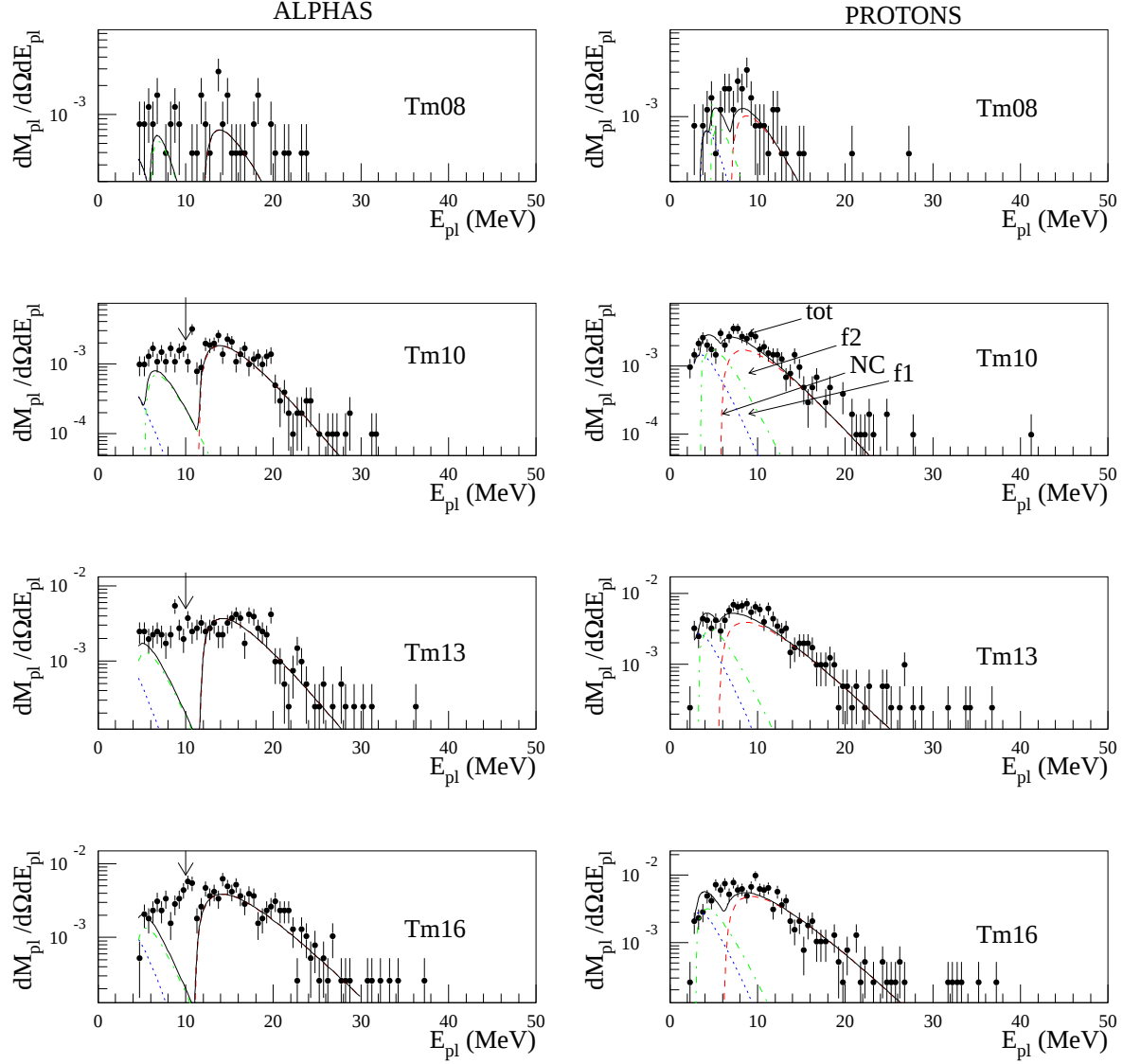


FIG. 6.19 – Type d'ajustement des spectres en énergie des protons et alpha relevé à l'aide du télescope situé à $\theta_{pl} = 165^\circ$ et $\phi_{pl} = 180^\circ$ pour les quatre énergies du faisceau incident. Les contributions des trois sources sont indiquées en tirets, pour le NC, en tirets-pointillés et pointillés pour les deux fragments de fission. La ligne continue représente la somme de ces trois contributions.

	alpha (Ne+Tm)					
systèmes	M_1 (uma)	ν_α^{pre}	ν_α^{f1}	ν_α^{f2}	T_α^{pre} (MeV)	$T_\alpha^{f1} = T_\alpha^{f2}$ (MeV)
Ne(160 MeV)+Tm	91.5	0.060 ± 0.008	0.021 ± 0.005	0.026 ± 0.005	2.2	1.1
Ne(200 MeV)+Tm	94.5	0.204 ± 0.006	0.049 ± 0.003	0.049 ± 0.003	2.82 ± 0.06	1.50 ± 0.01
Ne(260 MeV)+Tm	94.5	0.449 ± 0.015	0.097 ± 0.007	0.097 ± 0.007	3.40 ± 0.09	1.50 ± 0.01
Ne(320 MeV)+Tm	94.5	0.591 ± 0.020	0.103 ± 0.009	0.103 ± 0.009	3.68 ± 0.10	1.50 ± 0.01
	protons (Ne+Tm)					
systèmes	M_1 (uma)	ν_p^{pre}	ν_p^{f1}	ν_p^{f2}	T_p^{pre} (MeV)	$T_p^{f1} = T_p^{f2}$ (MeV)
Ne(160 MeV)+Tm	91.5	0.080 ± 0.009	0.034 ± 0.007	0.033 ± 0.007	2.1	1.1
Ne(200 MeV)+Tm	94.5	0.188 ± 0.008	0.105 ± 0.004	0.105 ± 0.004	2.85 ± 0.08	1.50 ± 0.01
Ne(260 MeV)+Tm	94.5	0.508 ± 0.018	0.191 ± 0.009	0.191 ± 0.009	3.38 ± 0.10	1.50 ± 0.02
Ne(320 MeV)+Tm	94.5	0.640 ± 0.020	0.200 ± 0.009	0.200 ± 0.009	3.39 ± 0.09	1.50 ± 0.01

TAB. 6.14 – *Multiplicités des protons et des alpha extraites de l’analyse en sources avec leurs températures nucléaires associées pour la totalité de la distribution en masse des fragments de fission.*

Comme pour les neutrons, on retrouve une augmentation importante des multiplicités et des températures de pré-scission en fonction de l’énergie d’excitation initiale du NC. De plus, il apparaît que l’émission des particules chargées n’est pas négligeable. L’émission neutronique reste cependant plus de 10 fois plus importante que celle des particules chargées. Cela confirme l’hypothèse selon laquelle l’émission des neutrons est favorisée par l’absence de barrière à traverser.

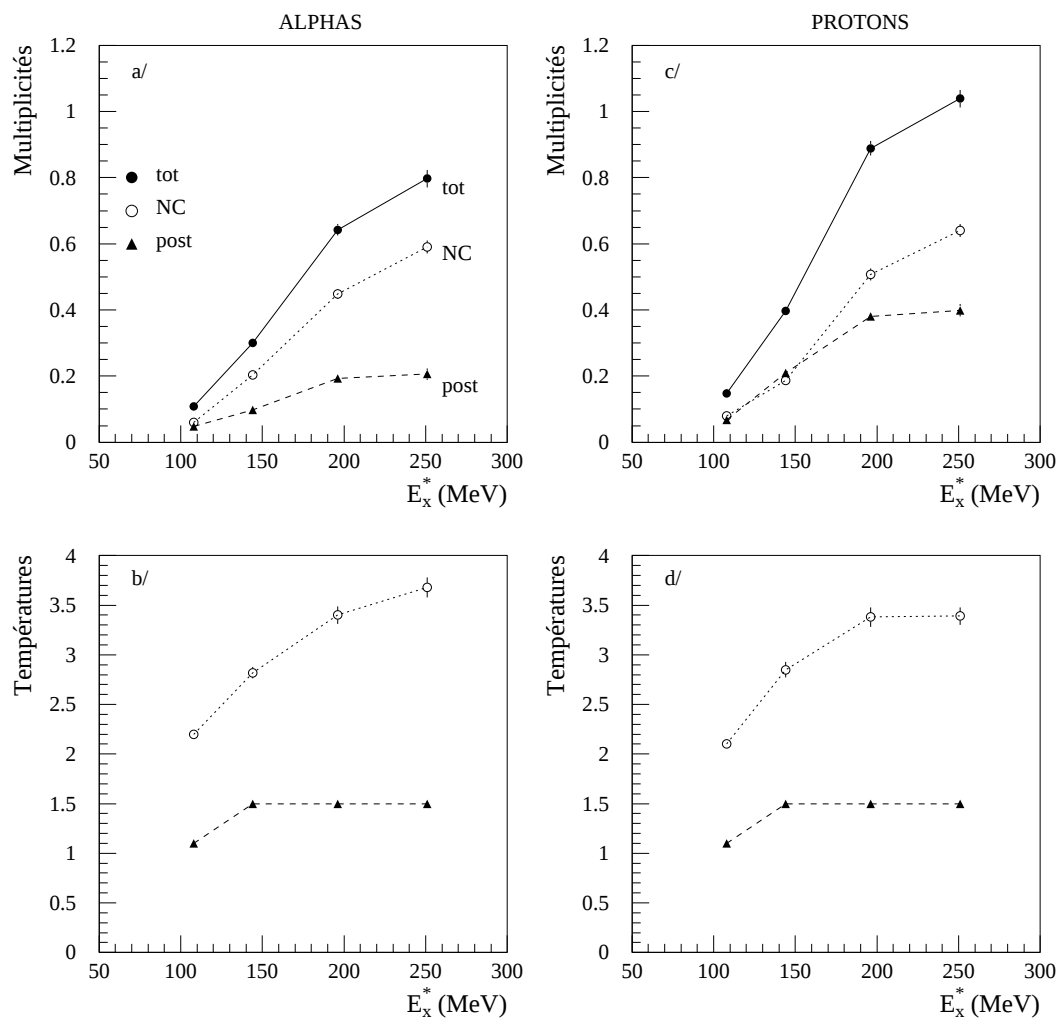


FIG. 6.20 – *Multiplicités de pré- et de post-scission et températures nucléaires associées aux particules alpha (a/ et b/) et protons (c/ et d/) en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC.*

6.3 Bilan énergétique global

La connaissance des multiplicités et températures associées à l'essentiel des particules émises (si on excepte les gamma émis à la fin de la chaîne de désexcitation) nous permet d'estimer d'une part, l'énergie dissipée avant la scission du NC, par les particules de pré-scission, et d'autre part, de prédire l'énergie résiduelle des fragments de fission après l'évaporation totale.

Cependant, pour étudier le cas de la désexcitation de ^{189}Au , formé par le système $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ aux 4 énergies du faisceau, il faut pouvoir déduire les multiplicités associées à la fusion complète du projectile et de la cible. Comme on l'a vu dans ce chapitre, ne pouvant compter sur une sélection appropriée des vitesses de recul du centre de masse, il faut recourir à une autre méthode.

Hilscher et Rossner [HIL92] ont montré, en comparant un grand nombre de résultats expérimentaux, que la multiplicité neutronique de pré-scission augmentait linéairement en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC, selon la relation:

$$\nu_n^{pre} = 0.8 \mu_n(E_x^* + \langle Q_{eff} \rangle_{|Z_{NC}}) - M_0 \quad (6.10)$$

où $\langle Q_{eff} \rangle_{|Z_{NC}} = Q_{fiss} - TKE$ est la valeur du Q effectif de fission et M_0 , une constante représentant la multiplicité neutronique totale minimale à partir de laquelle on observe des neutrons de pré-scission. Dans cette référence, les valeurs de $\langle Q_{eff} \rangle_{|Z_{NC}}$ et M_0 sont tabulées en fonction de Z_{NC} . Pour Z_{NC} compris entre 76 et 80, leurs valeurs respectives sont: $\langle Q_{eff} \rangle_{|Z_{NC}} = -5 \text{ MeV}$ et $M_0 = 2.5$. La valeur de μ_n dépend de l'énergie d'excitation initiale, mais elle est indépendante de la masse et de la charge du NC. Dans la référence [HIL92], deux régions d'énergie sont considérées dans lesquelles $\mu_n = 0.075 \text{ MeV}^{-1}$ pour $E^* < 200 \text{ MeV}$ et $\mu_n = 0.045 \text{ MeV}^{-1}$ pour $E^* > 200 \text{ MeV}$.

Dans notre cas, la multiplicité neutronique de pré-scission mesurée ν_n^{pre} représente la moyenne des multiplicités associées à un ensemble d'événements issus des processus de fusion complète et incomplète. En effet, on n'a considéré que deux processus possibles dans la voie d'entrée: La fusion complète (FC) du projectile (^{20}Ne) et de la cible (^{169}Tm) aboutissant à la formation d'un NC d'énergie d'excitation maximale (E_{FC}^*), et la fusion incomplète (FI), définie comme la capture d'un ^{16}O ($^{20}\text{Ne} - 1\alpha$) avec la cible de Tm qui conduit à une énergie d'excitation plus basse (E_{FI}^*). L'énergie d'excitation moyenne associée à ν_n^{pre} peut donc être déterminée à partir des taux du fusion complète R_{fiss}^{FC} calculés au chapitre précédent, à savoir:

$$\langle E^* \rangle = R_{fiss}^{FC} E_{FC}^* + (1 - R_{fiss}^{FC}) E_{FI}^* \quad (6.11)$$

où les énergies d'excitation E_{FC}^* et E_{FI}^* sont calculées pour chacune des deux voies d'entrée considérées. Les valeurs de ν_n^{pre} et $\langle E^* \rangle$ introduites dans la relation 6.10 permettent d'extraire la valeur de μ_n pour les quatre réactions étudiées. Enfin, si on considère que la valeur de μ_n varie peu autour de la valeur moyenne $\langle E^* \rangle$, la multiplicité neutronique de pré-scission associée à la fusion complète $\nu_n^{pre}(FC)$ est alors déduite de la relation 6.10 où E_x^* prend la valeur de E_{FC}^* . Ces différents termes sont listés dans le tableau 6.15.

Les valeurs de μ_n listées au tableau 6.15 sont cohérentes avec celles données dans la référence [HIL92]. Les multiplicités $\nu_n^{pre}(FC)$, ainsi déterminées, seront comparées, au chapitre 7, aux prédictions théoriques du modèle statistique réalisées à l'aide du code GEMINI.

Pour le bilan énergétique global, ne disposant pas du même type de relation pour déduire les multiplicités des particules chargées (p et α) de pré-scission associées à la fusion complète, on a considéré qu'au début de la désexcitation, l'énergie d'excitation moyenne des noyaux composites formés est égale à $\langle E^* \rangle$. Ce qui permet d'utiliser les multiplicités expérimentales mesurées pour extraire les énergies d'excitation à la scission et après l'émission des particules de post-scission.

systèmes	E_{FC}^* (MeV)	E_{FI}^* (MeV)	R_{fiss}^{FC}	$\langle E^* \rangle$ (MeV)	ν_n^{pre}	μ_n (MeV ⁻¹)	$\nu_n^{pre}(FC)$
Tm08	108	91	0.99	108	4.27	0.076	4.27
Tm10	144	120	0.67	136	5.45	0.071	5.90
Tm13	197	164	0.49	180	7.22	0.066	8.14
Tm16	251	208	0.36	224	8.29	0.059	9.61

TAB. 6.15 – Paramètres utilisés dans la relation 6.10 [HIL92] pour extraire $\nu_n^{pre}(FC)$ associés aux quatre réactions étudiées.

Dans cette hypothèse, l'énergie d'excitation à la fission s'exprime comme suit:

$$E_f^* = \langle E^* \rangle - \nu_n^{pre} \overline{\epsilon_n^{pre}} - \nu_p^{pre} \overline{\epsilon_p^{pre}} - \nu_\alpha^{pre} \overline{\epsilon_\alpha^{pre}} + Q_{evap}^{pre} \quad (6.12)$$

où ν_i^{pre} est la multiplicité de pré-scission de la particule i , Q_{evap}^{pre} , l'équivalent énergétique de la différence en masse entre le NC avant et après l'évaporation des particules légères de pré-scission (lié à l'énergie de liaison des particules) et $\overline{\epsilon_i^{pre}}$, l'énergie moyenne emportée par chaque particule i évaporée. Ce dernier terme est déduit de l'analyse des distributions en énergie des particules émises (expressions 6.1 et 6.9) et s'exprime comme:

$$\begin{aligned} \overline{\epsilon_n^{pre}} &= \frac{3}{2} T_n^{pre} \quad (\text{pour les neutrons}) \\ \overline{\epsilon_{PCL}^{pre}} &= 2 T_{PCL}^{pre} + B_c \quad (\text{pour les PCL}) \end{aligned}$$

Pour déterminer l'énergie d'excitation résiduelle (E_{res}^*) des fragments de fission après l'évaporation totale des particules légères et la fission, il faut encore retirer, pour chaque partition en masse, l'énergie cinétique totale des fragments (TKE), le défaut de masse pour la fission ($Q_{fission}$) et l'énergie emportée par les particules de post-scission de multiplicité ν_i^{post} et d'énergie cinétique moyenne $\overline{\epsilon_i^{post}}$. Ainsi:

$$E_{res}^* = E_f^* - TKE + Q_{fission} - \nu_n^{post} \overline{\epsilon_n^{post}} - \nu_p^{post} \overline{\epsilon_p^{post}} - \nu_\alpha^{post} \overline{\epsilon_\alpha^{post}} + Q_{evap}^{post} \quad (6.13)$$

La figure 6.21 présente l'évolution de E_f^* (en lignes continues) et celle de E_{res}^* (en lignes discontinues) en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC (E_x^*) pour la partition symétrique en masse des fragments de fission.

On y observe que, aux énergies d'excitation initiale élevées, les particules chargées (p et α) ont une contribution importante à la désexcitation du noyau. Ceci confirme l'importance de la détection de ce type de particule pour effectuer ce bilan. En effet, en moins grande quantité que les neutrons, les particules chargées, devant vaincre leur barrière effective d'émission du noyau émetteur, ont la particularité d'emporter beaucoup d'énergie cinétique.

L'énergie d'excitation à la fission (entre 50 et 90 MeV) est relativement basse comparée à $\langle E^* \rangle$ (comprise entre 100 et 200 MeV).

Comme nous le verrons au chapitre suivant, les multiplicités de pré-scission prédites par le modèle statistique, sont plus petites que celles observées expérimentalement. Ceci indique que l'énergie d'excitation à laquelle se produit la fission est relativement basse comparée à ce que prédit un tel modèle. Le fait que cette énergie évolue lentement avec l'énergie d'excitation a conduit certains auteurs [GON89] à définir une limite dynamique E_D ($\sim E_f^*$) au-dessus duquel la fission est inhibée

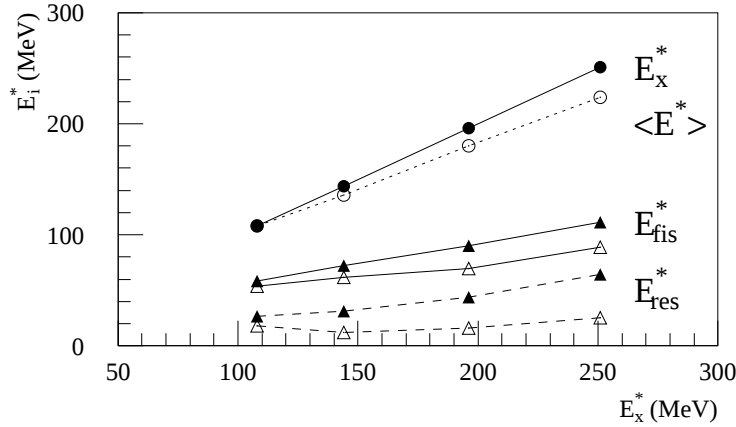


FIG. 6.21 – Variations des énergies d'excitation $\langle E^* \rangle$, E_f^* et E_{res}^* , calculées à l'aide des expressions 6.11, 6.12 et 6.13, en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC (E_x^*). Les points noirs correspondent aux résultats des calculs ne tenant compte que de l'émission des neutrons. Les points ouverts tiennent compte de l'ensemble des particules légères (n , p et α).

alors qu'en-dessous de cette limite, la fission entre en compétition avec la formation de RE.

D'autre part, l'énergie d'excitation initiale du NC n'est pas complètement évacuée par le processus d'évaporation et de fission. En effet, une quantité importante de cette énergie est dissipée (entre 20 et 30 MeV) par l'émission (par les deux fragments de fission) de rayonnements électromagnétiques γ qui ne sont pas traités dans le cadre de ce travail. Il est à noter que la valeur de l'énergie résiduelle peut être altérée par la difficulté avec laquelle les multiplicités des particules chargées de post-scission ont été déterminées expérimentalement.

6.4 Récapitulatif des résultats importants

L'analyse des multiplicités neutroniques de pré-scission a montré une légère dépendance en fonction de l'asymétrie en masse des fragments de fission. La différence de 1 neutron observée pour la partition la plus asymétrique des fragments n'exclut pas la possibilité que cette partition puisse être associée à un temps de fission plus court, malgré les difficultés d'ordre statistique rencontrées lors de son ajustement.

La distribution en masse des fragments, maximale pour la partition symétrique (partition la plus probable), indique que cette variation de multiplicité doit être attribuée au passage du NC entre le point de selle et le point de scission.

Nous avons vu aussi que ν_n^{pre} augmente fortement en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC, alors que ν_n^{post} sature à partir de $E_x^* \sim 150$ MeV. Cette observation indique que le NC évacue beaucoup d'énergie avant de fissionner à une énergie d'excitation quasi-constante (entre 50 et 90 MeV).

Dans l'estimation de $E_f^*(E_x^*)$, l'importance de la mesure des particules chargées légères (p et α), complétant les mesures de multiplicités neutroniques, a été mise en évidence. En effet, elles contri-

buent, pour la réaction $Tm16$, à 18 % de l'énergie d'excitation évacuée avant la fission du NC.

Enfin, les multiplicités neutroniques de pré-scission associées à la FC ont été déterminées à l'aide des observations empiriques de Hilscher et Rossner [HIL92]. Ces multiplicités, sensiblement plus grandes que les multiplicités expérimentales à 13 et 16 MeV/A, seront comparées, au chapitre 7, aux résultats des prédictions du modèle statistique du code GEMINI.

Chapitre 7

Simulation des résultats expérimentaux à l'aide du code GEMINI

A défaut d'une théorie exacte pour décrire tous les processus et les types d'interactions induites dans les mécanismes de réactions entre ions lourds, les physiciens travaillant dans ce domaine se réfèrent souvent à des modèles. A ceux-ci sont associés plusieurs paramètres à prédire ou à ajuster pour décrire avec plus ou moins de succès les données expérimentales. Comme les phénomènes étudiés (désexcitation du noyau chaud par évaporation ou fission) sont souvent de type statistique, à ces modèles sont associés des codes informatiques, de type Monte Carlo.

Déjà mentionné dans le premier chapitre, l'utilisation d'un code statistique pour simuler les différents paramètres physiques mesurés est indispensable pour une interprétation globale des phénomènes physiques qui se produisent dans ce type de réaction. En effet, la variation de certains paramètres du modèle, permettant la reproduction des résultats expérimentaux, fournit des informations sur les différentes étapes qui conduisent à la dissipation de l'énergie d'excitation du NC et de son moment angulaire. Le paramètre de densité de niveau (a_n), par exemple, qui relie l'énergie d'excitation thermique du noyau chaud à sa température nucléaire, donne une indication sur l'état de déformation dans lequel se trouve ce noyau [CHA96]. D'ailleurs, cet état peut naturellement évoluer lorsque le noyau se rapproche du point de selle, lors d'un processus de fission. Par conséquent, le rapport entre le paramètre de densité de niveau au point de selle (a_f) et celui au point d'équilibre (a_n), à savoir a_f/a_n , est aussi une quantité physique importante à déterminer. Enfin, certains de ces codes permettent d'inhiber la fission pendant un certain temps τ_d et de "prolonger" ainsi artificiellement le temps de fission afin de pouvoir reproduire les multiplicités des particules légères de pré-scission évaporées. Ce temps est bien sûr associé au temps dynamique nécessaire au noyau pour atteindre son point de scission, c'est-à-dire l'instant où les deux fragments de fission sont réellement formés.

Un récapitulatif des temps associés aux différentes étapes du processus de fission, qui seront discutées dans ce chapitre, est présenté à la figure 7.1.

Suivant la figure 7.1, le temps τ_{pre} peut être exprimé comme la somme $\tau_d + \tau_{sm}$ où τ_{sm} est le temps associé à l'émission statistique, avant le point de selle, des particules légères et τ_d , un temps supplémentaire variable, durant lequel la fission est inhibée.

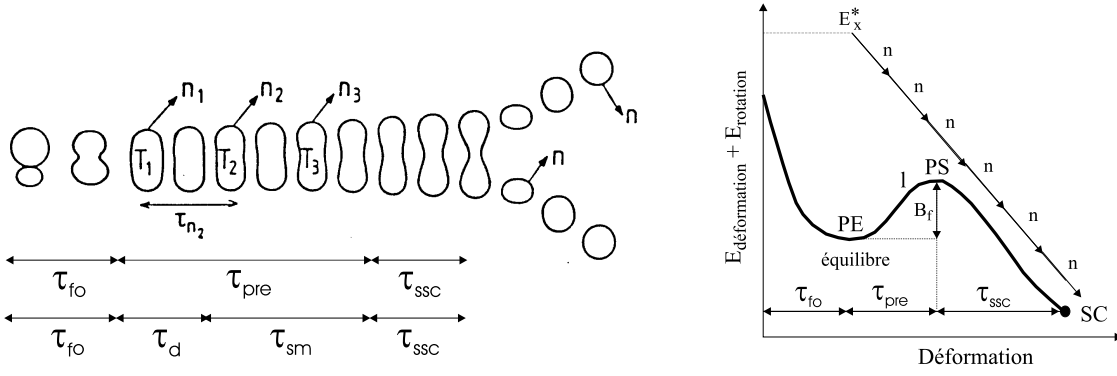


FIG. 7.1 – Récapitulatif des temps associés au processus de fission. τ_{fo} est le temps de formation du noyau composé à partir de la voie d'entrée de la réaction. Le temps s'écoulant entre le point d'équilibre (PE) et le point de selle (PS) est τ_{pre} ("presaddle"). τ_{SSC} est le temps qui s'écoule entre le point de selle et le point de scission (SC). La différence d'énergie entre l'équilibre et le point de selle représente la barrière de fission B_f correspondant au moment angulaire l .

7.1 Présentation du code GEMINI

Le code de simulation de la désexcitation statistique du NC, utilisé dans ce travail pour confronter nos résultats expérimentaux, est une version largement modifiée du code GEMINI écrit par R. Charity ([CHA88] et [CHA98]). R. Charity a bien voulu mettre, aimablement, à notre disposition la dernière version de ce code, avec toutes les explications nécessaires. GEMINI est un code Monte Carlo qui se base sur la théorie statistique de Hauser et Feshbach [CHA88] (développement de la théorie de Weiskopf [WEI37]) pour décrire, sans se soucier de sa formation, la désexcitation d'un NC (de moment angulaire et d'énergie d'excitation initiale donnés). Cette désexcitation peut se faire soit par évaporation de neutrons ou de particules chargées légères menant à un noyau résiduel lourd, soit par fission avec émission de particules de pré- et de post-scission jusqu'à la formation de produits résiduels froids (souvent deux) qui ne peuvent plus émettre de particules. GEMINI est donc capable de prédire, en plus des multiplicités des particules émises, les sections efficaces de fission et de formation de RE. Le formalisme mathématique de ce modèle a été largement développé dans la thèse de Mme Isabelle Tilquin-Jadin [JAD97].

Un temps dynamique τ_d peut être ajouté à τ_{sm} , pendant lequel l'utilisateur peut inhiber artificiellement le processus de fission. Dans GEMINI, ce temps dynamique est tel que la probabilité de fission Γ_f augmente progressivement de 0 (au moment de la formation du NC) à sa valeur maximale au temps τ_d (voir appendice B pour plus de détails). La valeur maximale de Γ_f est calculée selon le modèle de Moretto [MOR75], à partir du principe de l'état transitoire (principe introduit par Bohr et Wheeler [BOH39]). Γ_f peut cependant être réduite par un facteur, introduit par Kramers [KRA40], pour tenir compte de la friction nucléaire.

Différentes modifications ont été introduites dans le code depuis 1988. Dans la dernière version [CHA98], deux modifications sont particulièrement intéressantes pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux.

- Un traitement quantique a été introduit pour décrire la distribution angulaire des particules légères émises. Cette modification améliore considérablement l'allure de ces distributions. Cette modification sera exploitée pour ajuster les corrélations angulaires des particules

légères émises (neutres ou chargées) mesurées en coïncidence avec les RE et pour déduire leurs multiplicités associées (voir §7.4.3).

- Le rapport des paramètres de densité de niveaux a_f/a_n peut prendre des valeurs différentes de l'unité. Cette possibilité sera prise en compte dans l'ajustement des sections efficaces expérimentales de fission et de RE, et des multiplicités des particules légères associées au processus de fission (voir §7.2 et §7.3).

Les deux paramètres a_f/a_n et τ_d seront ajustés pour simuler, avec le meilleur accord possible, les données expérimentales.

Il est important de signaler que la description statistique, proposée par le code GEMINI, du processus de désexcitation du NC par évaporation de particules légères de pré-scission s'arrête dès que la fission a été décidée. Les particules émises après sont associées aux fragments de fission (particules de post-scission). GEMINI ne simule donc pas le passage du point de selle au point de scission.

La simulation des partitions asymétriques en masse des fragments de fission suppose une connaissance approfondie de la déformation du système et du paramètre de densité de niveaux associés à chaque partition. Par conséquent, pour éviter de multiplier les paramètres à étudier, nous avons choisi de ne traiter qu'un seul type de partition: la partition symétrique en masse de la fission. Afin de rester cohérent, les multiplicités expérimentales, qui seront comparées aux prédictions de GEMINI, sont celles qui ont été obtenues pour la partition symétrique des fragments de fission.

7.2 Sections efficaces de fission et de formation des résidus d'évaporation

Le tableau 7.1 reprend les valeurs expérimentales des sections efficaces de fission et de formation de RE associées à la fusion complète (discutées aux chapitres 4 et 5) ainsi que les moments angulaires l_{crit}^{exp} extraits de la section efficace totale de fusion aux quatre énergies du faisceau. Pour chaque énergie, la valeur de l_{crit} introduite dans le fichier d'entrée du code GEMINI correspond à la valeur expérimentale correspondante.

systèmes	$\sigma_{fission}^{FC}$ (mbarns)	σ_{RE}^{FC} (mbarns)	σ_{fusion}^{FC} (mbarns)	l_{crit}^{exp} ($\hbar$)
Ne(160 MeV)+Tm	1055 ± 45	364 ± 28	1419 ± 73	74
Ne(200 MeV)+Tm	823 ± 84	350 ± 26	1173 ± 110	76
Ne(260 MeV)+Tm	588 ± 49	288 ± 20	876 ± 69	75
Ne(320 MeV)+Tm	418 ± 35	231 ± 16	649 ± 51	71

TAB. 7.1 – Valeurs expérimentales des sections efficaces de fission et de RE à simuler ainsi que les moments angulaires l_{crit}^{exp} introduits dans le code GEMINI pour la simulation.

Pour chaque moment angulaire l associé au NC entre 0 à l_{crit}^{exp} , GEMINI traite $(2l+1)$ événements comme le montre l'exemple de la figure 7.2.

Dans la figure 7.2, décrivant l'évolution des sections efficaces partielles de fusion (formation d'un NC), calculées par GEMINI, en fonction du moment angulaire l , on constate que, aux grands moments angulaires, la fission domine largement les RE. Ceci est directement lié à la diminution de la barrière de fission avec le moment angulaire. Le nombre total d'événements traités correspond à $N_{tot} = (l_{crit} + 1)^2$, sachant que la section efficace totale de fusion complète s'écrit: $\sigma_{fusion}^{FC} =$

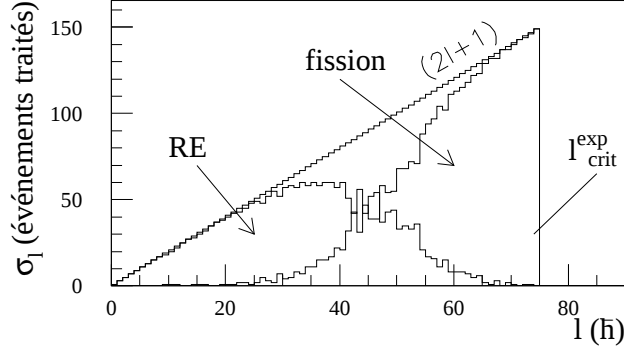


FIG. 7.2 – Sections efficaces partielles dans l'espace du moment angulaire l telles qu'elles sont prédites par GEMINI pour un NC formé lors de la réaction Tm08. Les domaines en l prédits par GEMINI pour les RE et la fission sont indiqués par des lignes brisées.

$\pi \lambda^2 (l_{crit} + 1)^2$.

Pour déterminer la section efficace simulée (σ_i^{gem}) pour chaque processus, le nombre d'événements N_i associés (i représente le processus d'évaporation ou de fission) est normalisé comme suit:

$$\sigma_i^{gem} = \frac{N_i}{N_{tot}} \sigma_{fusion}^{exp} \quad (7.1)$$

où σ_{fusion}^{exp} est la section efficace totale de fusion complète expérimentale (voir chapitre 5) et à partir de laquelle on a déduit la valeur de l_{crit}^{exp} . Suivant cette relation, la section efficace totale de fusion simulée par GEMINI reproduira toujours exactement sa valeur expérimentale. Par contre, et c'est ce qui nous intéresse ici, les sections efficaces de fusion-fission et fusion-évaporation sont prédites par le code et pourront être comparées à leurs valeurs expérimentales respectives.

Pour entamer cette simulation, pour les quatre énergies de faisceau, les paramètres de densité de niveaux ont été choisis tels que $a_n = A_{NC}/k$ avec $k = 9$ et $a_f/a_n = 1$. Dans ces conditions, les résultats de GEMINI sont comparés à l'expérience à la figure 7.3 (ligne continue).

Ce premier résultat de GEMINI reproduit assez bien les valeurs expérimentales. Il faut souligner que ce résultat est obtenu sans dépendance en température de la barrière de fission et surtout, sans introduire de temps de délai dynamique associé au processus de fission ($\tau_d = 0$).

Un temps de délai, introduit avant le passage par le point de selle du noyau fissionnant, aura pour effet d'augmenter la probabilité de formation de RE et, à l'inverse, de diminuer la probabilité de fission. Ce qui n'est pas nécessaire pour le moment, au vu du bon accord observé à la figure 7.3 entre les prédictions et l'expérience. Cela veut dire que si, dans ce cas ($a_f/a_n = 1$), il faut ajouter un temps dynamique dans le processus de fission afin de reproduire les multiplicités des particules de pré-scission, ce temps doit être appliqué uniquement entre le point de selle et le point de scission et ce, pour ne pas affecter l'accord observé entre les sections efficaces (rappelons que l'option de la fission est prise au point de selle).

La diminution de la barrière de fission en fonction de la température a pour effet, contrairement à l'introduction d'un temps de délai dynamique, d'augmenter la probabilité de fission par rapport à celle de formation de RE. Cette dépendance n'est pas directement prévue dans le code GEMINI comme c'est le cas dans d'autres programmes de simulation (PACE2 par exemple [NEW90]). Cepen-

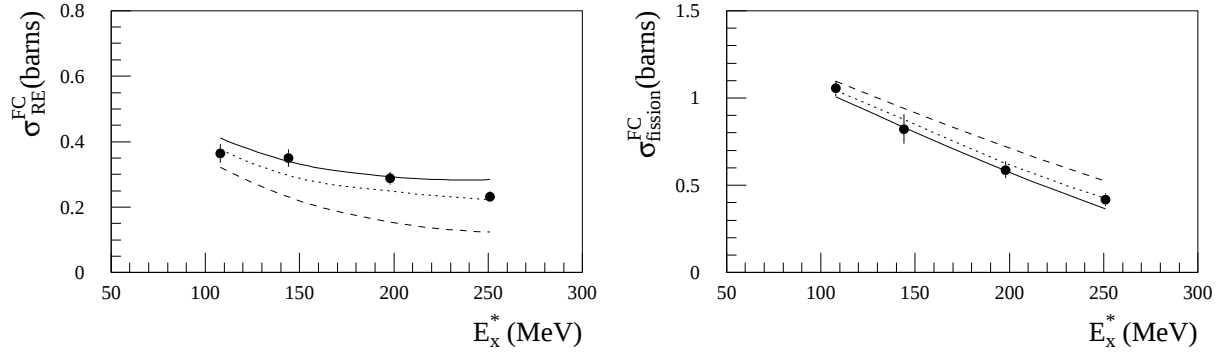


FIG. 7.3 – Sections efficaces de fission et de RE prédites par le code GEMINI en fonction de E_x^* , pour $a_n = A_{NC}/9$ et $a_f/a_n = 1$ (lignes continues), comparées aux valeurs expérimentales correspondantes (points noirs). Les lignes en tirets correspondent aux prédictions de GEMINI avec $a_f/a_n = 1.03$. Les lignes en pointillés sont les prédictions de GEMINI avec $a_f/a_n = 1.01$.

dant, l'augmentation du paramètre de densité de niveau au point de selle (c'est-à-dire $a_f/a_n > 1$) a pour effet de baisser, de manière indirecte, la barrière de fission [CHA96]. Par exemple, la ligne en tirets, dans la figure 7.3, représente les prédictions de GEMINI avec $a_f/a_n = 1.03$. Ainsi, utilisant un code n'appliquant pas directement la dépendance en température de la barrière de fission, on doit s'attendre à une importante variation du rapport a_f/a_n [NEW90]. Dans notre cas, la correction est relativement faible. Elle est de l'ordre de 1 % au vu du meilleur ajustement des données expérimentales obtenu avec $a_f/a_n = 1.01$ (lignes en pointillés à la figure 7.3).

7.3 Multiplicités de pré-scission des neutrons

Dans les mêmes conditions initiales que celles utilisées pour simuler les sections efficaces, les multiplicités de pré-scission prédites par GEMINI sont trop petites par rapport à celles obtenues expérimentalement. C'est un résultat auquel on pouvait s'attendre (voir chapitre 1). Ce désaccord a été interprété par le fait que le noyau fissionnant met un temps supplémentaire, lié à la viscosité de la matière nucléaire, pour se déformer jusqu'au point de scission, temps que le modèle statistique ne prend pas en compte.

Les valeurs des multiplicités neutroniques de pré-scission ν_n^{gem} calculées par GEMINI, avec $a_n = A_{NC}/9$, $a_f/a_n = 1, 1.01$ ou 1.03 , et une valeur de temps dynamique $\tau_d = 0$, sont comparées au tableau 7.2 et à la figure 7.4 aux résultats expérimentaux ν_n^{exp} .

systèmes	$\nu_n^{gem}(a_f/a_n = 1)$	$\nu_n^{gem}(a_f/a_n = 1.01)$	$\nu_n^{gem}(a_f/a_n = 1.03)$	ν_n^{exp}
Ne(160 MeV)+Tm	2.26	1.95	1.42	4.27
Ne(200 MeV)+Tm	2.75	2.29	1.51	5.90
Ne(260 MeV)+Tm	3.76	2.90	1.69	8.14
Ne(320 MeV)+Tm	4.71	3.56	1.74	9.61

TAB. 7.2 – Multiplicités neutroniques de pré-scission expérimentales et prédites par GEMINI avec $a_n = A_{NC}/9$, $a_f/a_n = 1, 1.01$ ou 1.03 , et $\tau_d = 0$.

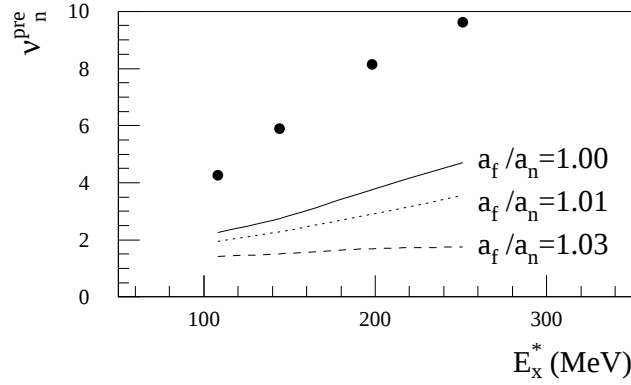


FIG. 7.4 – Multiplicités des neutrons de pré-scission simulées par GEMINI avec $\tau_d = 0$, comparées aux valeurs expérimentales (points noirs). Les courbes représentent les simulations avec $a_n = A_{NC}/9$ et pour $a_f/a_n = 1$ (en continu), $a_f/a_n = 1.01$ (en pointillés) et $a_f/a_n = 1.03$ (en tirets).

Les valeurs calculées par GEMINI sont systématiquement plus petites que celles mesurées. A la figure 7.4, la ligne continue représente les multiplicités prédites par le code GEMINI pour $a_f/a_n = 1$. La diminution de la barrière de fission augmente la probabilité du processus de fission et, par conséquent, limite le nombre de neutrons de pré-scission que le NC pourra émettre. En effet, avec $a_f/a_n = 1.03$, les multiplicités prédites par GEMINI sont encore plus petites (ligne en tirets). L'écart entre les multiplicités calculées et celles mesurées doit être comblé, sinon justifié. Ceci sera réalisé en introduisant le délai dynamique τ_d afin de prolonger la durée du processus de fission et simuler correctement les données expérimentales. **Pour ce faire, τ_d sera traité selon deux interprétations très différentes, à savoir:**

- A) Les sections efficaces de fission et de formation des RE sont correctement prédites par le code (avec une valeur $1 \leq a_f/a_n \leq 1.01$). Ce qui voudrait dire que l'étape de la fission avant le point de selle est correctement simulée ($\tau_{sm} = \tau_{pre}$) et ne doit subir aucune modification temporelle. L'excès des multiplicités neutroniques expérimentales de pré-scission (au-delà de ν_n^{gem}) peut alors être associé à la transition entre le point de selle et le point de scission qui ne peut pas être traitée par le code GEMINI. Dans ce cas, τ_d doit être assimilé à τ_{ssc} et le temps de fission s'écrit: $\tau_f = \tau_{sm} + \tau_{ssc} \simeq \tau_{sm} + \tau_d$.
- B) Dans la seconde interprétation, on suppose que τ_{ssc} est négligeable et que tous les neutrons sont émis durant τ_{pre} ($\tau_f = \tau_{pre}$). Dans ce cas, il faut allonger phénoménologiquement τ_{pre} en introduisant le délai dynamique τ_d avant le point de selle. Ceci est réalisé en mettant volontairement la probabilité de fission à zéro durant le temps τ_d , dès le début du processus de désexcitation. Après τ_d , le calcul statistique pourra se dérouler normalement (mettant en compétition l'évaporation et la fission). Le temps de fission sera donc assimilé à la somme: $\tau_f = \tau_{pre} = \tau_d + \tau_{sm}$.

La particularité de ce second cas est que le temps dynamique introduit (τ_d) influence la probabilité de fission et, par conséquent, affecte la simulation des sections efficaces. Il faudra donc rechercher la paramétrisation du code GEMINI (τ_d et a_f/a_n) qui permet (si possible) une reproduction cohérente de l'ensemble des données expérimentales (sections efficaces et

multiplicités neutroniques de pré-scission).

Avant d'entamer cette étude, il est important, à ce stade de la discussion, de signaler l'approche toute récente de J.P. Lestone [LES97].

7.3.1 Approche de J.P. Lestone

Récemment, Lestone [LES97] a proposé de réduire la largeur de probabilité de fission afin de reproduire les multiplicités expérimentales sans devoir introduire un temps dynamique important. Cette réduction serait naturellement introduite dans la description statistique du processus de fission si on tient compte des limitations de l'espace de phase des moments angulaires associés à la fission. Par exemple, pour les systèmes $^{18}\text{O} + ^{192}\text{Os}$, $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ et $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, Lestone obtient ainsi une excellente reproduction des sections efficaces de fission et de RE, ainsi que des multiplicités neutroniques de pré-scission et ce, jusqu'à une énergie du projectile de 7 MeV/A. Dans le code qu'il a utilisé (Joanne4), il faut signaler que la réduction de la probabilité de fission, ainsi introduite, est compensée par la réduction de la barrière de fission avec l'augmentation de la température.

La dernière version de GEMINI offre la possibilité de tenir compte des corrections de Lestone, à la différence près que la barrière B_f , calculée dans le code GEMINI, est indépendante de la température (comme cela a été signalé précédemment). On peut donc s'attendre à devoir augmenter significativement la valeur de a_f/a_n pour reproduire les données expérimentales lorsque la correction de Lestone est introduite.

La figure 7.5a présente la comparaison des sections efficaces de formation de RE en fonction de E_x^* prédite par GEMINI sans (ligne continue) et avec la correction de Lestone, pour $a_n = A_{NC}/k = A_{NC}/9$, $a_f/a_n = 1$ et $\tau_d = 0$ (ligne en tirets).

Comme attendu, la section efficace de formation de RE est plus grande avec la correction de Lestone qu'avant (sans correction: ligne continue). Cette augmentation impose, pour reproduire les sections efficaces expérimentales d'utiliser une valeur de $a_f/a_n = 1.03$ (ligne en traits pointillés) qui donnerait apparemment un très bon accord, à partir de $E_x^* \simeq 140$ MeV, avec l'expérience.

De même, sur la figure 7.5b, les multiplicités neutroniques de pré-scission sont plus grandes avec la correction de Lestone (ligne en tirets) que sans (ligne continue). Malheureusement, si on applique une valeur de $a_f/a_n = 1.03$, simulant correctement les sections efficaces de la figure 7.5a, les multiplicités calculées diminuent fortement. Elles sont même plus petites que les valeurs simulées sans la correction de Lestone.

L'approche de Lestone, telle qu'elle est appliquée dans le code GEMINI à nos réactions, n'améliore pas la simulation des données expérimentales. Elle n'a donc pas été approfondie.

Les analyses qui suivront ont donc été réalisées sans la correction de Lestone.

7.3.2 Premier type d'interprétation ($\tau_f \simeq \tau_{ssc}$)

Si on accepte les conditions avec lesquelles les sections efficaces ont été les mieux reproduites ($a_f/a_n = 1.01$ et $\tau_d = 0$), le défaut de neutrons simulés doit être associé à des neutrons émis uniquement entre le point de selle et le point de scission. En effet, si on introduit un délai dynamique de fission τ_d pour reproduire les multiplicités expérimentales, il ne faut pas que cette action altère

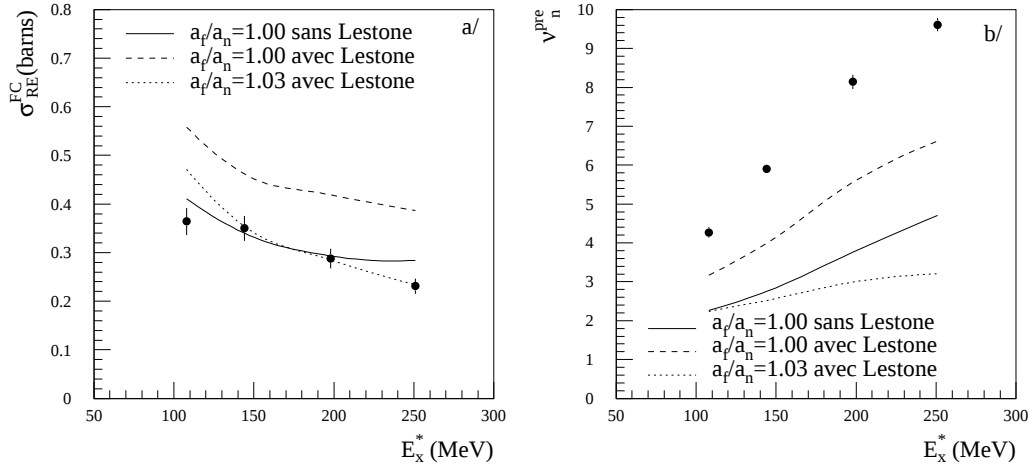


FIG. 7.5 – a/ Sections efficaces de formation des RE simulées par le code GEMINI, avec et sans la correction de Lestone [LES97], en fonction de E_x^* , avec $\tau_d = 0$, comparées aux valeurs expérimentales (points noirs). La courbe en continu représente les résultats de la simulation sans la correction de Lestone, avec $k = 9$ et $a_f/a_n = 1$. Les courbes en traits discontinus sont les résultats de la simulation par le code GEMINI avec la correction de Lestone et pour les valeurs de $a_f/a_n = 1$ (en tirets) et $a_f/a_n = 1.03$ (en pointillés). b/ Multiplicités neutroniques de pré-scission simulées par le code GEMINI en fonction de E_x^* , avec $\tau_d = 0$, comparées aux valeurs expérimentales (points noirs). La signification des courbes sont les mêmes que dans la figure 7.5a.

les valeurs des sections efficaces calculées précédemment. Ce qui conduit à deux conclusions:

- Plus de la moitié des neutrons de pré-scission mesurés serait émise entre le point de selle et le point de scission (voir tableau 7.2).
- Le temps qui s'écoule entre le point de selle et le point de scission τ_{ssc} serait très long. Il représenterait la partie la plus importante du temps total associé à la fission $\tau_f \simeq \tau_{ssc}$.

GEMINI ne permettant pas d'ajouter un temps τ_d après que le NC ait décidé de fissionner (décision prise au point de selle), le temps qu'il faut ajouter (entre le point de selle et le point de scission) dans le processus de fission pour simuler les multiplicités expérimentales de pré-scission ne peut pas être introduit dans le code comme paramètre d'entrée. Cependant, lors d'une simulation, le code traite un grand nombre de processus de désexcitation du NC. L'ensemble des multiplicités de pré-scission simulées représente une large distribution dont la moyenne vaut ν_n^{gem} . Un exemple est présenté à la figure 7.6a. Cet exemple est extrait de la simulation par le code GEMINI du processus de fission lors de la réaction $Tm10$.

Si on regroupe les événements de multiplicité 2, par exemple, on peut construire la distribution des temps τ_i associés à l'émission du $i^{ème}$ neutron. Les figures 7.6b et 7.6c présentent les distributions des temps τ_i associés respectivement à l'émission du premier et du second neutron pour les événements dont la multiplicité calculée des neutrons émis avant le point de selle, est égale à 2. La figure 7.6d présente la distribution des temps associés à la dernière étape de la désexcitation de pré-scission: la fission du NC. Chaque distribution est une fonction exponentielle du temps $Cste \exp(-t/\tau_i)$, de moyenne τ_i (voir appendice B pour plus de détails sur le calcul du temps par

le code GEMINI). Pour chacune d'elles, la moyenne τ_i est extraite par l'ajustement représenté par une ligne continue. Le temps total de fission associé aux événements de multiplicité $\nu_n = 2$ est obtenue par la somme:

$$\tau_f(\nu_n = 2) = \sum_i \tau_i = \tau_1^n + \tau_2^n + \tau_3^f = \underline{4.67 \ 10^{-21} \ sec}$$

Ainsi, pour émettre le nombre moyen de neutrons $\nu_n^{gem} = 2.29$ (voir tableau 7.3), le temps moyen écoulé prédit par le code GEMINI ($\tau_{sm} = \tau_f^{gem}$) vaut $5.9 \ 10^{-21} \ sec$. Ce résultat a été obtenu en deux étapes:

Les temps de fission associés aux multiplicités neutroniques $\nu_n = 2$ et $\nu_n = 3$ ont été calculés. Ensuite, le temps associé à $\nu_n^{gem} = 2.29$ a été déduit par interpolation linéaire entre les valeurs $\tau_f(\nu_n = 2)$ et $\tau_f(\nu_n = 3)$. **Il est important de souligner que la valeur moyenne de tous les temps calculés par GEMINI ne correspond pas au temps associé à l'émission moyenne de ν_n^{gem} neutrons.** Il faut déterminer le temps associé à une multiplicité donnée.

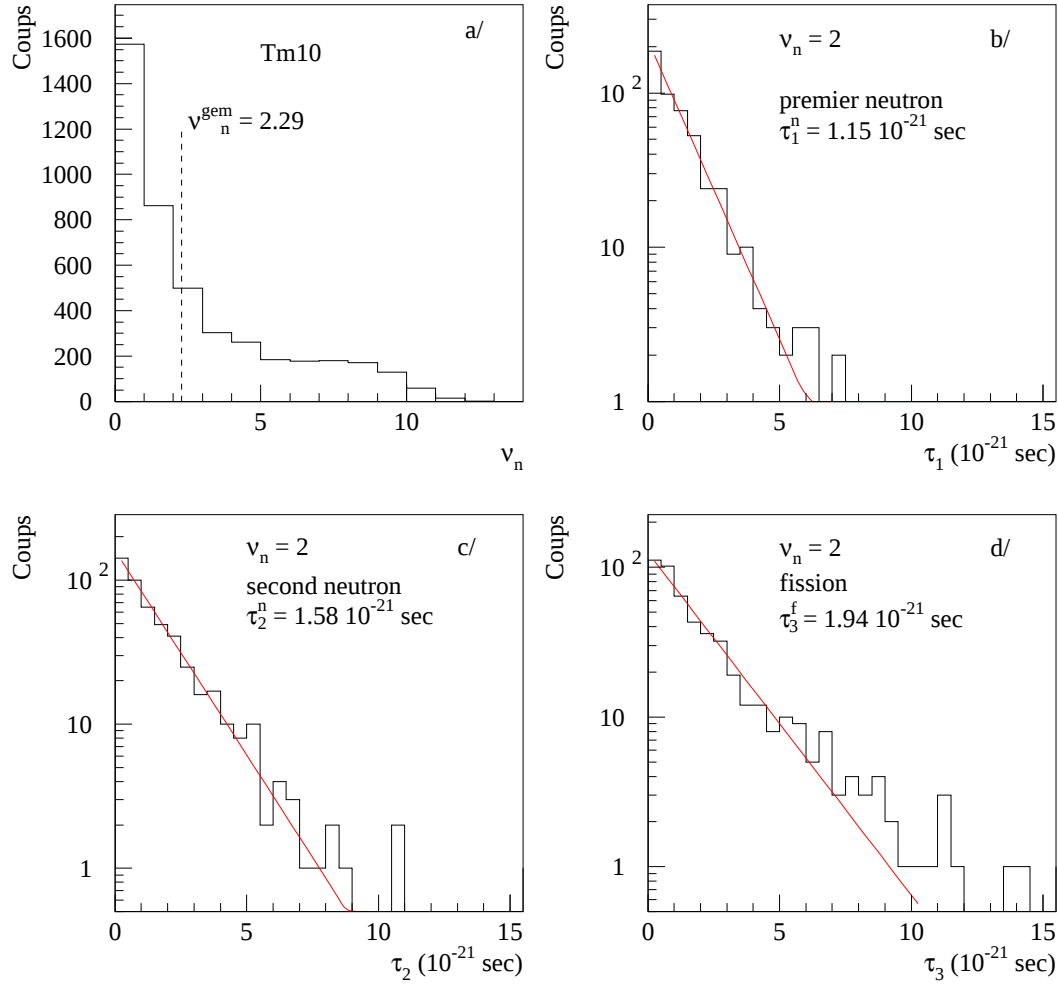


FIG. 7.6 – a/ Distributions des multiplicités de pré-scission calculées par le code GEMINI pour la réaction Tm10. La simulation a été effectuée pour les valeurs $a_f/a_n = 1.01$ et $\tau_d = 0$. La valeur moyenne de cette distribution vaut $\nu_n^{\text{gem}} = 2.29$. Pour l'ensemble des événements simulés avec une valeur de multiplicité $\nu_n = 2$, les figures b/ et c/ présentent les distributions des temps τ_i associés à chaque étape de la désexcitation (premier et second neutrons). Les valeurs moyennes de ces distributions ont été déterminées par leur ajustement (ligne continue) et sont notées τ_1^n et τ_2^n . La troisième et dernière étape, associée aux événements qui ont émis deux neutrons avant le point de selle, est la fission du NC. La distribution des temps associés à cette dernière étape est présentée à la figure d/ avec sa valeur moyenne τ_3^f . Le temps total de fission est déterminé par la somme de chaque étape τ_i : $\tau_f = \sum_i \tau_i$. Dans cet exemple, le temps de fission associé à l'émission de deux neutrons avant le point de selle vaut: $\tau_f(\nu_n = 2) = \tau_1^n + \tau_2^n + \tau_3^f = 4.67 \cdot 10^{-21}$ sec.

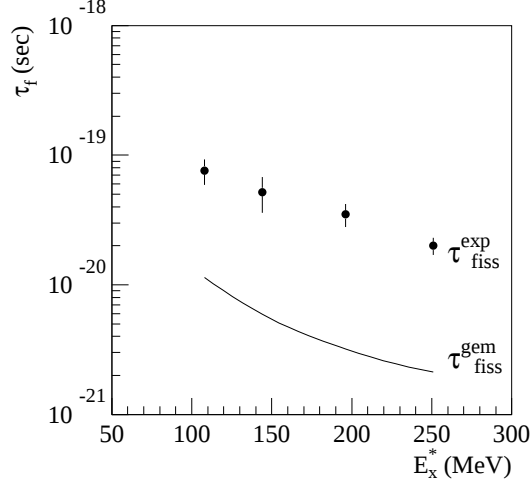


FIG. 7.7 – Temps de fission τ_{fiss}^{gem} , prédits par le code, associés au nombre moyen de neutrons émis avant le point de selle ν_n^{gem} (courbe continue). Ces temps sont comparés à ceux τ_{fiss}^{exp} qui ont été extraits des mesures expérimentales ν_n^{exp} en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC E_x^* . Les différences entre τ_{fiss}^{exp} et τ_{fiss}^{gem} correspondraient, dans cette interprétation, au temps de transition du NC entre le point de selle et le point de scission.

Les événements simulés dans lesquels le NC a émis plus de neutrons (comparés à $\nu_n^{gem} = 2.29$) offrent la possibilité d'estimer le temps réel qu'il faut au NC pour émettre le nombre de neutrons de pré-scission mesuré expérimentalement ν_n^{exp} . Dans cet exemple (Tm10), ce temps, extrait de l'interpolation linéaire entre les temps moyens associés à l'émission de 5 et de 6 neutrons, vaut $5.2 \cdot 10^{-20}$ sec. Ce dernier sera interprété comme le temps total de fission τ_{fiss}^{exp} . Les temps τ_{fiss}^{exp} associés aux multiplicités expérimentales ν_n^{exp} , mesurées aux quatre énergies du faisceau, sont comparés, à la figure 7.6b, aux temps prédits par le code GEMINI τ_f^{gem} . Ces temps sont repris au tableau 7.7.

systèmes	ν_n^{gem}	ν_n^{exp}	$\tau_{fiss}^{gem} = \tau_{sm}$ (10^{-21} sec)	τ_{fiss}^{exp} (10^{-21} sec)	$\tau_{ssc} = \tau_{fiss}^{exp} - \tau_{sm}$ (10^{-21} sec)
Tm08	1.95	4.27 ± 0.13	11.4	76 ± 17	65 ± 17
Tm10	2.29	5.90 ± 0.10	5.93	52 ± 16	46 ± 16
Tm13	2.90	8.14 ± 0.18	3.20	35 ± 7	32 ± 7
Tm16	3.56	9.61 ± 0.17	2.12	20 ± 3	18 ± 3

TAB. 7.3 – Multiplicités des neutrons émis avant le point de selle (ν_n^{gem}), simulées par le code GEMINI avec $a_f/a_n = 1.01$ et $\tau_d = 0$, comparées aux valeurs expérimentales (ν_n^{exp}). Les trois dernières colonnes présentent respectivement les temps de fission associés aux multiplicités simulées (τ_{fiss}^{gem}), mesurées (τ_{fiss}^{exp}), ainsi que leurs différences qui représentent, selon cette interprétation, le temps écoulé entre le point de selle et le point de scission (τ_{ssc}).

Rappelons que dans cette interprétation, la différence entre le temps de fission τ_{fiss}^{exp} et celui prédit par le code τ_{sm} est associée à τ_{ssc} (temps écoulé entre le point de selle et le point de scission). Ce temps couvre presque la totalité du temps total de fission ($\tau_{ssc} \simeq \tau_f$).

Cette interprétation permet une approche globale du processus de fission. En effet, lors de la fission, la région entre le point d'équilibre et le point de selle est sondée par la mesure des sections efficaces de fission et de formation des RE. A la partie de transition, entre le point de selle et le point de scission, est associé le nombre de neutrons de pré-scission expérimental résiduel, non prédit par le modèle statistique (paramétrisé en fonction des sections efficaces).

Cette approche est faite pour la première fois dans le cadre de cette problématique. Elle a été permise car nous avons mesuré avec précision à la fois les sections efficaces σ_{RE}^{FC} et $\sigma_{fission}^{FC}$, ainsi que les multiplicités neutroniques de pré-scission pour un même système et plusieurs énergies d'excitations initiales. Si cette interprétation est confirmée, nos mesures constitueront une première pour les multiplicités et les temps caractéristiques de la fission, entre le point de selle et le point de scission.

7.3.3 Second type d'interprétation ($\tau_f \simeq \tau_{pre}$)

Dans cette seconde interprétation, on néglige τ_{ssc} . Ainsi, on considère que l'essentiel du processus de fission se produit entre le point d'équilibre et le point de selle. Par conséquent, pour simuler les multiplicités expérimentales, on introduit un temps dynamique τ_d , dès l'instant où le NC est formé et durant lequel la fission est volontairement inhibée. Après le temps τ_d , le calcul statistique peut s'effectuer normalement (fission incluse) jusqu'au moment où le processus de fission est décidé (au point de selle). Le temps de fission représente dans ce cas, la somme du temps τ_d et celui durant lequel le calcul statistique s'effectue normalement: $\tau_f = \tau_d + \tau_{sm}$.

Au moment où le calcul statistique normal débute (après τ_d), les caractéristiques du NC ont été modifiées par rapport aux conditions initiales (E_x^* et l plus faibles). Les largeurs de probabilité Γ_i sont donc plus petites qu'au début du processus. **Ce qui signifie que l'augmentation de τ_d a pour effet d'accroître la valeur de τ_{sm} .** Nous verrons d'ailleurs que les valeurs de τ_{sm} associées à un temps τ_d de l'ordre de 10^{-20} sec sont beaucoup plus grandes (2 à 3 fois) que celles extraites dans la première interprétation.

De même, les conditions du NC au point de selle ayant été modifiées par la présence de τ_d , on peut s'attendre à une modification des sections efficaces (fission et RE) en fonction de τ_d . En fait, à l'augmentation des multiplicités neutroniques de pré-scission simulées avec $\tau_d \neq 0$, est associé un accroissement de la section efficace de formation de RE et, au contraire, une diminution de la section efficace de fission. Pour une simulation cohérente des données expérimentales, il sera donc nécessaire de choisir une valeur de $a_f/a_n > 1$ afin de compenser les effets de τ_d sur les sections efficaces.

A la figure 7.8, les multiplicités neutroniques de pré-scission simulées par le code GEMINI en fonction de τ_d sont comparées aux ν_n^{exp} (valeurs mesurées), pour trois valeurs de a_f/a_n . Les ν_n^{exp} sont représentées par une ligne horizontale continue. Les lignes horizontales en traits pointillés indiquent les incertitudes liées à la mesure de ν_n^{exp} . Les courbes représentent les évolutions des multiplicités prédites par le code en fonction de τ_d , pour $a_f/a_n = 1$ (en trait continu), pour $a_f/a_n = 1.03$ (en trait discontinu) et pour $a_f/a_n = 1.05$ (en tirets-pointillés).

Comme attendu, on observe à la figure 7.8 que l'augmentation de la valeur de a_f/a_n (favorisant la probabilité de fission par rapport à celle de formation de RE) conduit, pour un même temps τ_d , à des multiplicités neutroniques de pré-scission ν_n^{gem} plus petites. Pour chaque valeur de a_f/a_n , le temps τ_d permettant la prédiction correcte de ν_n^{exp} correspond à la valeur pour laquelle $\nu_n^{gem} = \nu_n^{exp}$. Par exemple, pour la réaction $Tm08$, $\tau_d(a_f/a_n = 1) = 37 \cdot 10^{-21}$ sec, $\tau_d(a_f/a_n = 1.03) = 48 \cdot 10^{-21}$ sec et $\tau_d(a_f/a_n = 1.05) = 53 \cdot 10^{-21}$ sec. Pour faciliter la notation, on désignera par $\tau_d(1)$, la valeur de τ_d permettant la reproduction de ν_n^{exp} avec $a_f/a_n = 1$, par $\tau_d(2)$, avec $a_f/a_n = 1.03$ et par $\tau_d(3)$, avec

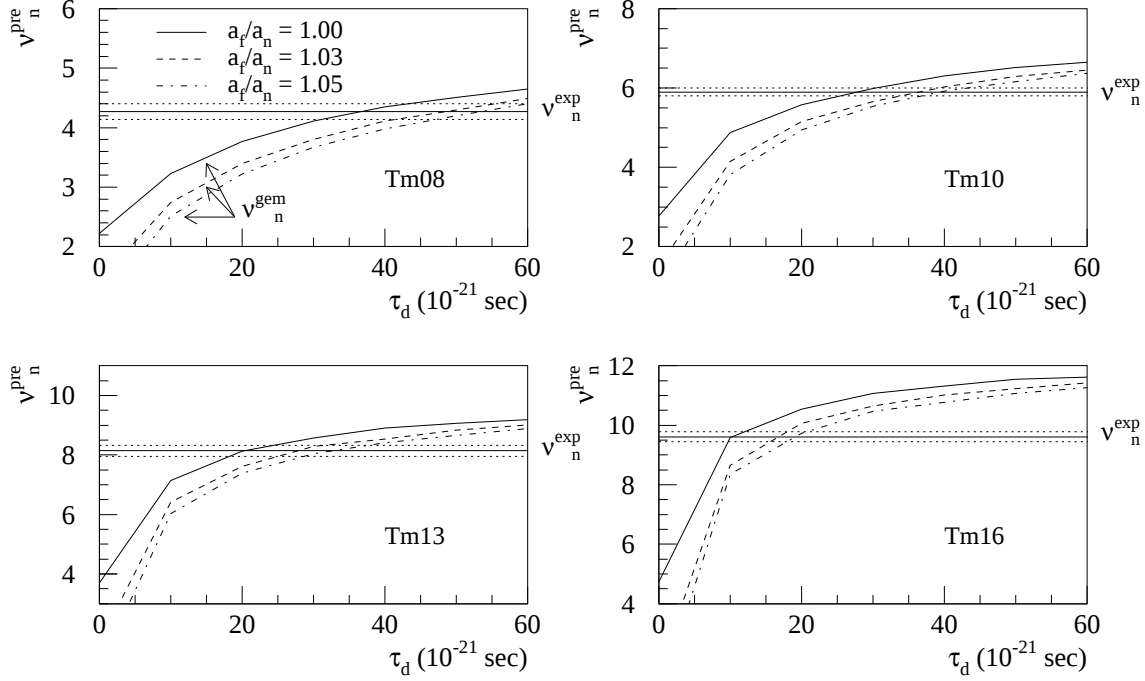


FIG. 7.8 – Multiplicités neutroniques de pré-scission calculées par GEMINI, pour différentes valeurs de a_f/a_n , comparées aux valeurs expérimentales (lignes horizontales), aux quatre énergies de faisceau, en fonction de τ_d (voir texte pour la signification des courbes).

$a_f/a_n = 1.05$. **Pour une même valeur de a_f/a_n , $\tau_d(i)$ sera différent pour chaque réaction.** Par exemple, pour $a_f/a_n = 1$, $\tau_d(1) = 37 \cdot 10^{-21}$ sec pour la réaction *Tm08*, $\tau_d(1) = 29 \cdot 10^{-21}$ sec pour la réaction *Tm10*, $\tau_d(1) = 20 \cdot 10^{-21}$ sec pour la réaction *Tm13* et $\tau_d(1) = 10 \cdot 10^{-21}$ sec pour la réaction *Tm16* (voir figure 7.8).

Pour chacune des valeurs de τ_d permettant la simulation correcte de ν_n^{exp} , associées aux trois valeurs différentes de a_f/a_n , la figure 7.9 présente les sections efficaces de fission et de formation de RE prédites à chaque énergie du faisceau incident.

L'introduction de τ_d affecte fortement les sections efficaces, surtout à haute énergie d'excitation où les premiers neutrons emportent beaucoup d'énergie (température du NC élevée). Pour s'en convaincre, il suffit de comparer la courbe en traits continus de la figure 7.9, obtenue avec $a_f/a_n = 1$ et $\tau_d(1)$, avec celle de la figure 7.3 qui a été déterminée avec le même rapport a_f/a_n , mais avec un temps dynamique $\tau_d = 0$.

Il est donc indispensable de compenser cet effet en augmentant la valeur de a_f/a_n jusqu'à 1.05 pour les trois premières énergies, et même plus (1.07) pour $E_x^* > 200$ MeV. Cette valeur élevée de a_f/a_n est liée, d'une part, à la déformation du système au point de selle et, d'autre part, à l'éventuelle diminution de la barrière de fission à haute température. Ces deux causes sont probablement indissociables vu que la température nucléaire du noyau affecte sa forme et que sa déformation influence la valeur de la barrière de fission. Dans certains travaux, incluant une dépendance en température explicite de la barrière de fission dans un code de simulation statistique (PACE2 [NEW90] par exemple), les valeurs de a_f/a_n trouvées sont plus proches de l'unité (≤ 1.03).

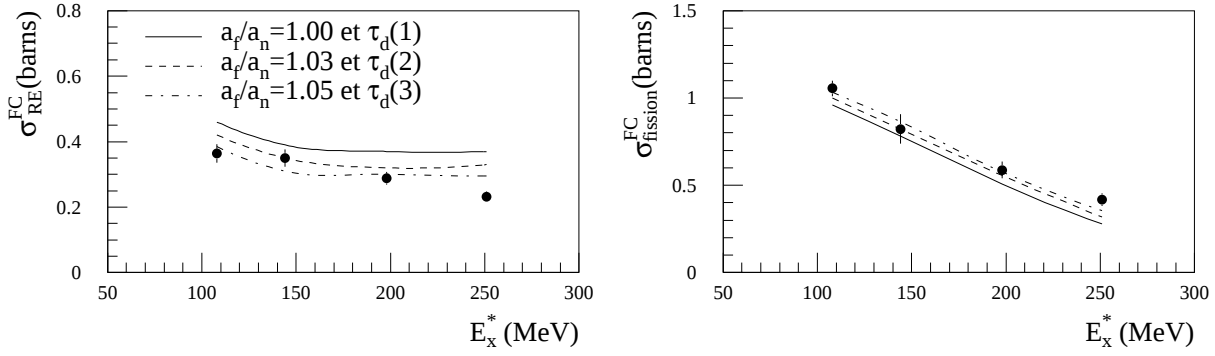


FIG. 7.9 – Sections efficaces de fission et de RE simulées (lignes continues pour $a_f/a_n = 1$ et $\tau_d(1)$), en fonction de E_x^* , comparées aux valeurs expérimentales correspondantes (points noirs). Les lignes en tirets correspondent aux prédictions de GEMINI avec $a_f/a_n = 1.03$ et $\tau_d(2)$; et celles en tirets-pointillés pour $a_f/a_n = 1.05$ et $\tau_d(3)$.

Ainsi, l'introduction de τ_d , associé à la valeur de $a_f/a_n = 1.05$, conduit à une simulation cohérente, d'une part, des multiplicités neutroniques de pré-scission ($\nu_n^{gem} = \nu_n^{exp}$) et, d'autre part, des sections efficaces de fission et de formation de RE. Les temps de fission τ_f , calculés suivant le même principe qu'au §7.3.2, sont présentés au tableau 7.4.

systèmes	$\tau_d(3)$ (10^{-21} sec)	τ_f (10^{-21} sec)	$\tau_{sm} = \tau_f - \tau_d(3)$ (10^{-21} sec)
Tm08	53 ± 6	70 ± 35	17
Tm10	39 ± 3	56 ± 28	17
Tm13	33 ± 4	44 ± 22	11
Tm16	19 ± 2	28 ± 14	9

TAB. 7.4 – Temps de fission τ_f simulés aux quatre énergies du faisceau avec le rapport $a_f/a_n = 1.05$ et les temps dynamiques $\tau_d(3)$ qui leur sont associés et correspondant au meilleur accord avec les données expérimentales σ_{RE}^{FC} , $\sigma_{fission}^{FC}$ et ν_n^{pre} .

A l'examen du tableau 7.4, il apparaît clairement que i/ les temps $\tau_d(3)$ représentent plus de la moitié du temps total de fission τ_f , ii/ que $\tau_d(3)$ et τ_f diminuent lorsque l'énergie du faisceau augmente. En raison des erreurs importantes qui affectent le calcul de τ_f , les valeurs de τ_{sm} , extraites de la différence $\tau_f - \tau_d(3)$, sont estimées avec une imprécision relative atteignant 100 %. On peut donc difficilement tirer profit de ces valeurs. Cependant, si on considère que la fission est décidée aux alentours du point de selle (après τ_d), τ_{sm} ne doit pas varier beaucoup en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC. Ce qui est apparemment le cas.

Soulignons également que les valeurs de τ_f dépendent peu du type d'interprétation. En effet, si on compare les résultats présentés dans les tableaux 7.3 et 7.4, les valeurs de τ_f sont très proches ($\tau_f \simeq \tau_{fiss}^{exp}$).

7.3.4 Multiplicités de pré-scission des particules chargées légères

Les particules chargées de pré-scission étant principalement émises au début du processus de désexcitation du noyau composé, le fait d'attribuer le nombre de particules mesurées, dépassant la prédiction du code, à des particules émises entre le point de selle et le point de scission n'a plus de sens. Le traitement des particules chargées s'est donc limité à la seconde interprétation (introduction d'un temps dynamique τ_d en début de processus). Ce traitement est effectué pour les protons et les alpha, à la figure 7.10, pour trois valeurs considérées de a_f/a_n (1, 1.03 et 1.05), aux quatre énergies du faisceau.

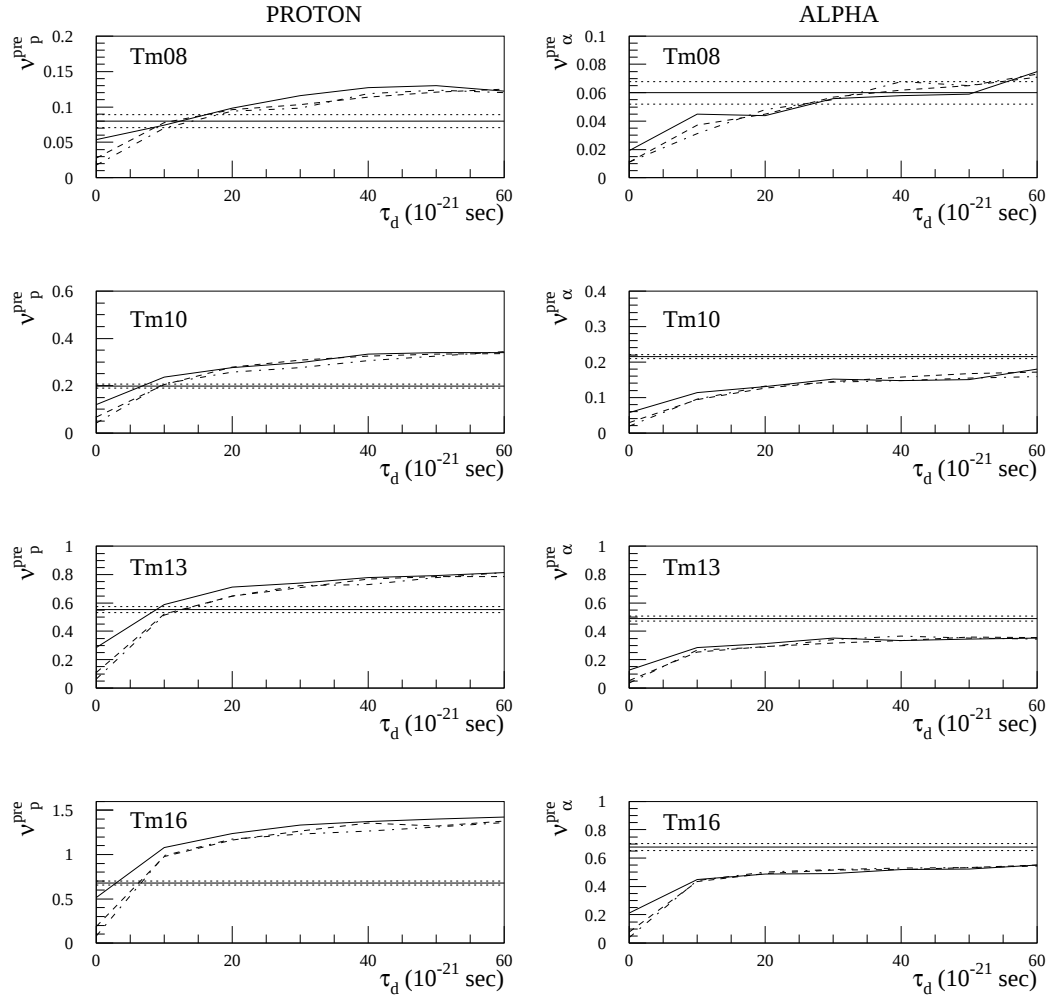


FIG. 7.10 – Multiplicités des particules chargées (p et α) de pré-scission calculées par *GEMINI*, pour trois valeurs de a_f/a_n , en fonction de τ_d et ce, aux quatre énergies du faisceau incident. Les courbes représentent les prédictions de *GEMINI* en fonction de τ_d pour $a_f/a_n = 1$ (en continu), pour $a_f/a_n = 1.03$ (en tirets) et $a_f/a_n = 1.05$ (en tirets-pointillés).

Les temps dynamiques τ_d nécessaires pour ajuster les multiplicités des protons sont deux fois plus courts ($< 10^{-20}$ sec) que pour les neutrons. Par contre, pour les alpha la valeur expérimentale n'est même jamais atteinte à partir de la réaction $Tm10$. Les particules chargées légères n'ont donc pas pu être traitées de manière cohérente avec les neutrons. Cette impossibilité pour le code GEMINI de déterminer de manière cohérente les multiplicités neutroniques et celles des particules chargées légères a déjà été observée dans la référence [JAD97]. Les temps caractéristiques du processus de fission seront, dès lors, déterminés par le seul ajustement des multiplicités neutroniques.

D'autre part, nous avons constaté, comme le montre la figure 7.10, que les multiplicités des particules chargées sont peu affectées par l'augmentation de a_f/a_n dès que τ_d dépasse 10^{-20} sec. Ce qui suggère que les particules chargées sont émises au début du processus d'évaporation et sont, par conséquent, très peu sensibles à ce qui se passe autour du point de selle. En effet, si τ_d est suffisamment grand pour que tous les protons et les alpha soient émis durant le temps où la probabilité de fission est volontairement mise à zéro (τ_d), la valeur de a_f n'influencera pas leur multiplicité.

7.3.5 Conclusions

Le code GEMINI a donc permis de reproduire de manière cohérente les multiplicités neutroniques de pré-scission et les sections efficaces σ_{RE}^{FC} et σ_{fiss}^{FC} expérimentales, suivant deux interprétations différentes de τ_d .

- Dans la première, le temps dynamique τ_d a été attribué à la durée du passage entre le point de selle et le point de scission (τ_{ssc}). Avant τ_d , la fission a donc déjà été décidée et, par conséquent, la valeur de τ_d n'influence pas les valeurs prédites des sections efficaces de fission et de formation de RE. On en a déduit une valeur importante de τ_{ssc} (2 à 7 10^{-20} sec) vu le nombre important de neutrons manquant au modèle pour reproduire les mesures expérimentales. Dans ce cas, τ_{ssc} représenterait l'essentiel de la durée du processus de fission.
- Dans une seconde interprétation, τ_d a été inséré au tout début du processus de désexcitation. Les valeurs de τ_d , permettant l'ajustement des multiplicités neutroniques, représentent (entre 1 et 5 10^{-20} sec) plus de la moitié de la durée totale de la fission. L'ajustement des sections efficaces de fusion-fission et fusion-évaporation conduit à une réduction de la barrière de fission, caractérisée par l'augmentation du rapport des paramètres de densité de niveau a_f/a_n d'au moins 5 %.

Une remarque importante doit être faite sur ces différents résultats extraits du code GEMINI. Un défaut majeur des modèles dits statiques (comme GEMINI) réside dans l'estimation incorrecte de l'énergie d'excitation thermique du noyau le long de son processus de désexcitation, entre le point d'équilibre et le point de scission. En effet, lors de la fission du NC, le noyau évolue le long de la surface d'énergie potentielle, schématisée à la figure 7.11 (extraite de la référence [HIN92]).

En un point x de cette surface de potentiel, une fraction ΔE_x de l'énergie potentielle disponible (Q'_{eff}), incluant l'énergie de rotation, peut (si elle est positive) être dissipée sous forme d'énergie d'excitation thermique:

$$U_x = E_x^{CN} + \Delta E_x \quad (7.2)$$

où U est l'énergie d'excitation thermique du NC au point x et E_x^{CN} , l'énergie d'excitation thermique du NC au point d'équilibre (EQ). **ΔE_x est négatif entre le point d'équilibre et le point de selle, mais peut être positif entre le point de selle et le point de scission.** Pour les noyaux très lourds (figure de droite), où la barrière de fission est petite, ΔE_x est essentiellement positif et une grande partie de l'énergie potentielle sera récupérée sous forme d'énergie d'excitation

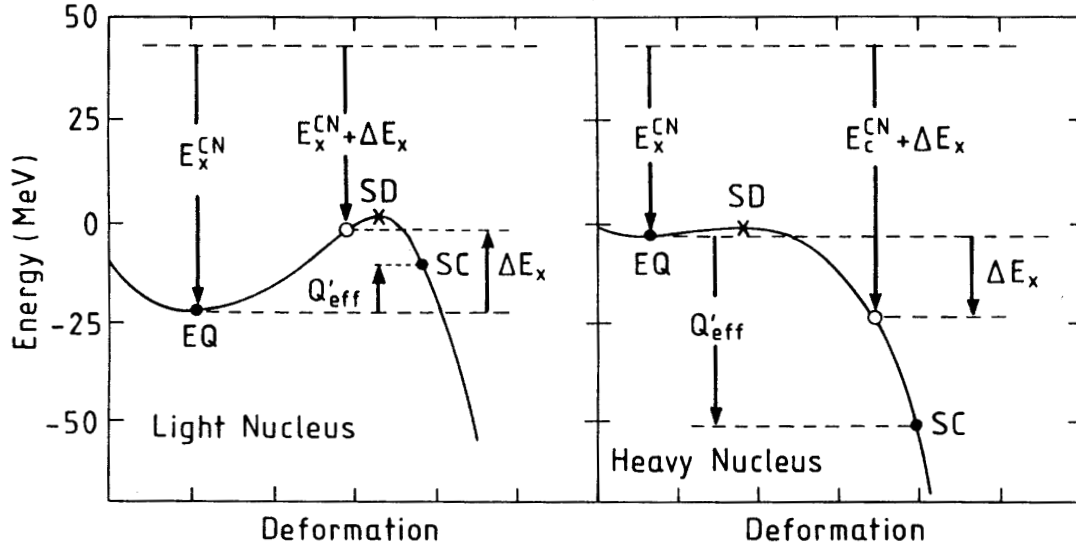


FIG. 7.11 – *Energie potentielle de rotation et de déformation d'un noyau lourd en fonction de sa déformation. La différence en énergie potentielle entre le point d'équilibre (EQ) et le point de scission (SC) est noté Q'_{eff} . Lorsqu'une particule est émise à la déformation x , la fraction ΔE_x de Q'_{eff} est la correction qu'il faut apporter à l'énergie d'excitation thermique E_x^{CN} due au changement de l'énergie potentielle en ce point. Cette figure a été extraite de la référence [HIN92].*

thermique entre le point de selle et le point de scission. Cette augmentation d'énergie thermique, qui est l'énergie disponible pour l'émission de particules, peut conduire à une augmentation des multiplicités des particules de pré-scission et de la durée du processus de fission.

Pour tenir compte de cet effet, Hinde et al [HIN92], utilisant un code statique (JULIAN), ont ajusté leurs mesures des multiplicités neutroniques de pré-scission ainsi que les énergies moyennes de ces neutrons en faisant varier le délai dynamique τ_d (seconde interprétation dans ce travail) et l'énergie d'excitation initiale du NC (avec un ajout d'un ΔE_x moyen à l'énergie d'excitation initiale du NC). Le ΔE_x moyen, ainsi ajusté, permet, par son signe, de déterminer l'endroit où la majorité des neutrons de pré-scission ont été émis (avant ou après le point de selle). Les valeurs de ΔE_x moyen extraites de l'analyse de Hinde et al étaient de l'ordre de -5 MeV pour des NC de masses proches de 190 uma, et positives pour des NC de masses au-dessus de 200 uma. Au-dessus de 200 uma, l'énergie potentielle correspond à celle présentée à droite, dans la figure 7.11. Les temps de délai τ_d , ainsi déterminés, oscillaient entre 2 et 5 10^{-20} sec. Ces dernières valeurs sont cohérentes avec les temps dynamiques τ_d que nous avons déterminés au §7.3.3. Hinde et al, dans la référence [HIN92], ont attribué au temps de fission, la valeur de τ_d ($\tau_f = \tau_d$).

Siwek et al [SIW93] ont critiqué la méthode qui ajouterait à l'énergie d'excitation initiale du NC un ΔE_x fixe. D'après ces auteurs, il est nécessaire d'insérer un ΔE_x variant avec l'évolution dynamique du NC vers sa scission. C'est-à-dire qu'à chaque étape de la désexcitation (chaque fois qu'une particule est émise), l'énergie potentielle doit être calculée afin de prédire la valeur de ΔE_x qu'il faut ajouter à cet endroit. Ainsi, ΔE_x varie graduellement du point d'équilibre jusqu'au point de selle, puis du point de selle au point de scission. Pour ce faire, Siwek et al ont utilisé le programme de simulation statistique DYNSEQ, couplé au code dynamique HICOL [FEL87]

calculant les énergies d'excitation à chaque étape de la désexcitation. En simulant l'évolution de la déformation du NC du point d'équilibre jusqu'au point de scission, Siwek et al ont trouvé un moyen d'étudier l'intégralité du processus de fission. C'est un autre avantage important de cette approche. Après avoir réanalysé les données expérimentales de la référence [HIN92], Siwek et al ont extrait des temps de fission ($3 \text{ à } 6 \cdot 10^{-19} \text{ sec}$) 10 fois plus longs que ceux trouvés par Hinde et al, pour les mêmes résultats expérimentaux.

En conséquence, l'utilisation d'un modèle statique, ne tenant pas compte de cette dissipation d'énergie potentielle à chaque étape de la désexcitation, conduit à des temps de fission, extraits de l'ajustement des multiplicités neutroniques de pré-scission, qui seraient fortement sous-estimés. Pour les grands moments angulaires, où la barrière de fission devient proche de zéro, le noyau reste toujours dans un état entre le point de selle et le point de scission (il n'y a plus de poche ou de minimum dans l'énergie potentielle et donc, plus de point d'équilibre). Dans cette région, l'énergie dissipée est très importante. L'utilisation, dans ce cas, d'un modèle dynamique serait donc plus approprié.

Ceci dit, les sections efficaces prédites, par notre approche, dans cette région restent cohérentes étant donné que tous les événements traités aboutissent nécessairement à une fission. Par contre, il faut faire plus attention en ce qui concerne l'interprétation des multiplicités expérimentales des particules évaporées.

7.4 Multiplicités des particules légères associées aux RE

7.4.1 Asymétrie de la corrélation angulaire des particules légères avec les RE

En opposition avec l'analyse des fragments de fission, la corrélation angulaire des particules légères associées aux RE n'est pas symétrique autour de leur angle de détection. Cette asymétrie est due au fait qu'on ne détecte, à un angle différent de l'axe du faisceau, qu'une partie de la distribution angulaire totale des RE. En effet, les RE reculent en principe dans la direction de l'axe du faisceau (certainement en cas de FC) avant l'évaporation de la première particule. Ils présenteront une distribution angulaire autour de cet axe, élargie par l'évaporation des particules légères et ce, dû à leur recul lors de chaque émission. C'est ce qui permet d'ailleurs de détecter les RE à des angles relativement grands (jusqu'à 20 degrés par rapport à l'axe du faisceau).

Cependant, en détectant les RE à un angle différent de 0° , d'un côté (ou de l'autre) de l'axe du faisceau, on sélectionne particulièrement les événements dans lesquels les particules légères ont été essentiellement émises (en coïncidence) de l'autre côté de l'axe du faisceau. On observe ainsi une corrélation angulaire asymétrique des particules légères, dont le maximum est situé du côté opposé de l'axe du faisceau par rapport à l'angle de détection des RE. Un exemple est présenté à la figure 7.12 pour la réaction $Tm10$.

Dans ces conditions expérimentales, on ne peut plus associer ces particules, comme on l'a déjà fait lors du traitement des fragments de fission, à une source évaporant isotropiquement dans son référentiel et se déplaçant dans la direction de son angle de détection (voir chapitre 6). En effet, contrairement aux fragments de fission, l'angle de détection des RE ne correspond pas à la direction initiale que les RE avaient avant l'évaporation des particules légères (0°). L'effet de recul des RE ne peut donc plus être négligé lors de l'analyse en source.

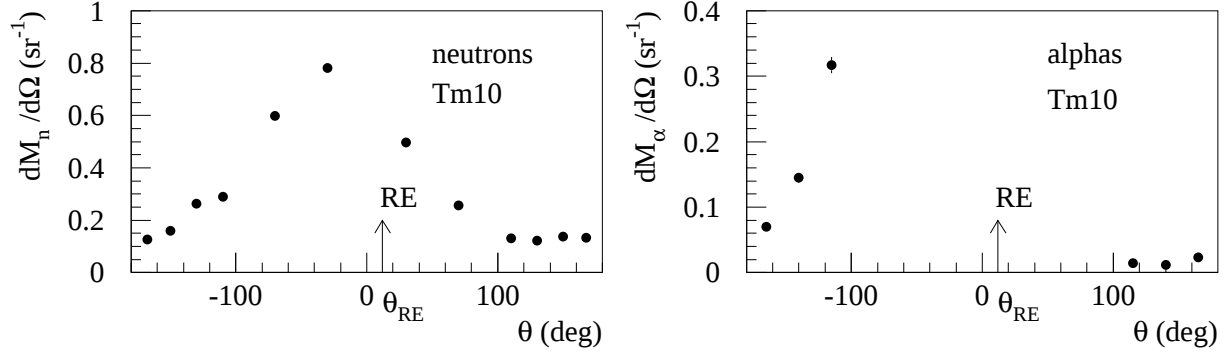


FIG. 7.12 – *Corrélations angulaires des neutrons et alpha observées dans le plan de réaction en coïncidence avec des RE détectés à $\theta_{RE} = 12^\circ$ pour la réaction Tm10.*

7.4.2 Essais d'analyse en source

Une proposition d'analyse en source des neutrons, où l'effet de recul est moins important que pour les particules chargées, a été proposée par Holub et al [HOL83]. Dans cette analyse, on symétrise la distribution angulaire des neutrons autour de l'axe du faisceau en moyennant les spectres en énergie des neutrons des détecteurs situés aux mêmes angles θ à gauche et à droite de l'axe du faisceau. Ce qui permettrait de considérer le RE comme une source émettrice se déplaçant dans la direction de l'axe du faisceau. L'analyse des spectres en énergie des neutrons, après symétrisation, est alors identique à celle appliquée aux neutrons associés au NC dans la fission.

La symétrisation peut encore se faire en détectant les RE à deux angles proches l'un de l'autre mais de part et d'autre de l'axe du faisceau (θ_{RE} et $-\theta_{RE}$). Ainsi, en sommant les spectres associés aux RE, détectés à droite ou à gauche du faisceau, la corrélation angulaire des neutrons devient symétrique. Ce type d'analyse a été appliqué à nos données expérimentales (Tm10). Le résultat est présenté à la figure 7.13. L'ajustement a été réalisé à l'aide de la relation 6.3 où seules les contributions du NC et du pré-équilibre ont été maintenues (voir chapitre 6).

Au vu de la figure 7.13, ce type d'analyse donne apparemment de bons résultats pour les neutrons. Cependant, le fait d'associer une distribution symétrisée au produit d'une source en mouvement dans la direction du faisceau nous semble un peu abusif. En effet, en détectant les RE à un angle différent de zéro, on tronque **définitivement** leur distribution angulaire et, par conséquent, leur distribution en vitesse. Même après symétrisation, la direction moyenne de la source en mouvement (NC) ne correspond toujours pas à des RE reculant à $\theta = 0^\circ$ mais à un angle situé entre 0 et θ_{RE} . De même, comme on l'a vu au chapitre 4, sa vitesse moyenne est plus faible que la vitesse de recul V_{NC} du centre de masse ($V_{RE} \simeq V_{NC} * \cos(\theta)$). Ainsi, la corrélation angulaire $dM/d\Omega$ des particules évaporées est aussi définitivement tronquée et ne peut plus être associée à une émission isotrope dans le repère du noyau émetteur même si on a pu déterminer sa direction moyenne. La symétrisation des corrélations angulaires des particules légères ne garantit nullement la correction de tous ces défauts.

Pour les neutrons, où l'effet de recul est petit, cette analyse doit permettre, malgré tout, une estimation valable des multiplicités associées aux RE. Par contre, pour les particules chargées et surtout pour les alpha, cette méthode ne peut certainement pas être appliquée. Les multiplicités

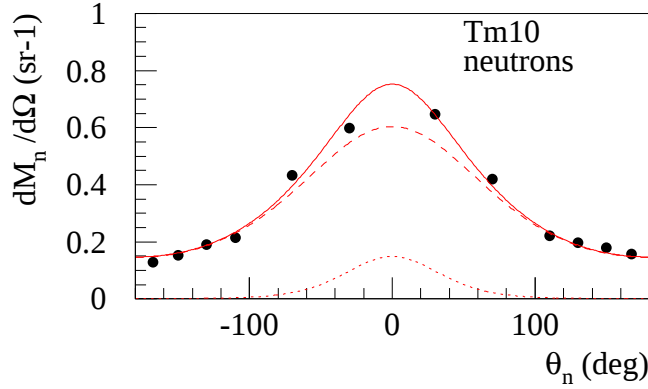


FIG. 7.13 – *Distribution angulaire des neutrons $dM_n/d\Omega$ obtenues à 10 MeV/A après la symétrisation proposée par Holub et al [HOL83]. Elle a été construite pour les neutrons associés aux RE détectés à -10° et 12° de part et d'autre du faisceau. La multiplicité neutronique moyenne, déduite de cette analyse, est égale à 7 (voir tableau 7.5). La contribution des neutrons de pré-équilibre est représentée par la ligne en pointillés, celle du NC (RE) par une courbe en tirets et leur somme, par la courbe continue.*

neutroniques obtenues selon cette méthode aux quatres énergies du faisceau sont reprises à la colonne 6 du tableau 7.5.

Une autre méthode, proposée par Wada et al ([WAD89] et [WAD92]) pour analyser la corrélation des particules légères associées aux RE, a également été explorée. Elle consiste à ajouter dans la fonction d'ajustement des spectres en énergie des particules (dans ces publications, les auteurs n'ont traité que le cas particulier des particules chargées) $\frac{d^2M}{dEd\Omega}$, un terme F_{kin} qui tient compte de l'effet de recul. Cette expression, proche de la relation 6.9, devient, pour des particules détectées dans le plan de la réaction ($\phi_{pl} = 0^\circ$ et 180°):

$$\frac{d^2M}{dEd\Omega} = \frac{M}{4\pi T^2} F_{kin}(\bar{E} - B)\sqrt{E/\bar{E}} \exp\left[-(\bar{E} - B)/T\right] \quad (7.3)$$

$$\text{avec } \bar{E} = E + E'_s - 2\sqrt{EE'_s}\cos(\theta - \theta') \quad (7.4)$$

$$\text{et } F_{kin} = \exp\left[-\frac{1}{2}(V' - V^{obs})^2/V_0^2\right] \exp\left[-\frac{1}{2}(\theta' - \theta^{obs})^2/\theta_0^2\right] \quad (7.5)$$

où M et T sont respectivement la multiplicité et la température nucléaire associées aux RE détectés à l'angle θ^{obs} avec une vitesse V^{obs} . E et θ sont respectivement l'énergie et l'angle d'émission dans le système du laboratoire de la particule légère. $\bar{E}$ est l'énergie de la particule dans le centre de masse de la source émettrice. B est la valeur de la barrière Coulombienne associée à la particule légère et E' , l'énergie par nucléon de la source se déplaçant avec une vitesse V' dans la direction θ' . V_0 et θ_0 sont des paramètres à déterminer à partir des distributions des vitesses et des angles d'émission des résidus, approximées par des formes gaussiennes. Ces deux derniers termes peuvent être modifiés dans l'ajustement, mais doivent rester proches des distributions des RE observées. Pour le même exemple ($Tm10$), traité avec la méthode d'Holub, la multiplicité neutronique extraite de cette nouvelle analyse est sensiblement plus basse (6.10). Les valeurs associées aux protons et alpha (pour la réaction $Tm10$) sont $M_p = 0.33$ et $M_\alpha = 0.22$.

Cette méthode, permettant l'ajustement des spectres en énergie de particules légères, pose cependant un problème de normalisation. En effet, l'introduction du terme F_{kin} rend difficile l'intégration de $\frac{d^2M}{dE d\Omega}$ sur l'énergie et l'angle solide. Il est donc difficile de vérifier si le terme M ainsi ajusté représente réellement la multiplicité des particules. Il n'est pas exclu qu'un terme de normalisation doit être associé à l'introduction de F_{kin} pour que M garde la même signification que précédemment.

7.4.3 Analyse à l'aide du code GEMINI

L'effet de recul du RE peut, enfin, être traité par Monte Carlo à l'aide du code GEMINI. La corrélation angulaire des particules légères émises par le RE, prédite par le code, peut être comparée aux données expérimentales pour le même angle de détection θ_{RE} . Un exemple de cette corrélation est présenté à la figure 7.14, pour la réaction $Tm10$, avec $a_n = A_{NC}/9$.

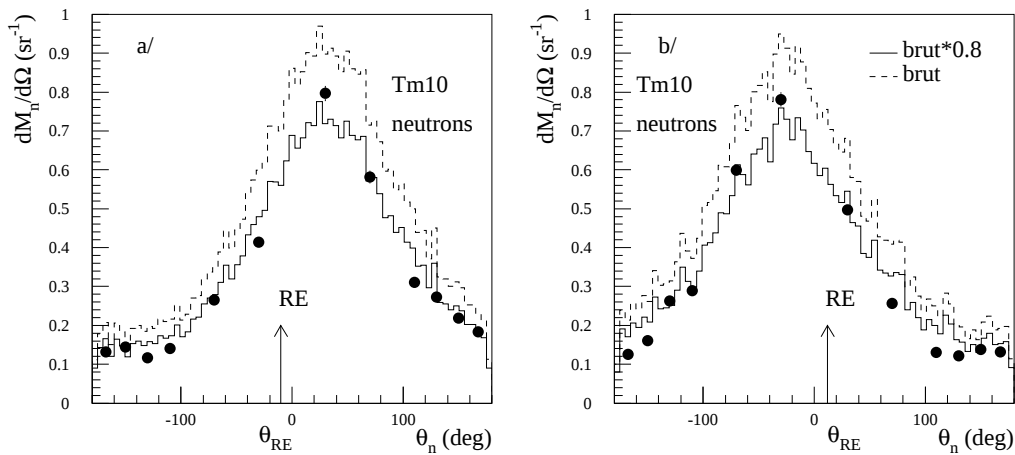


FIG. 7.14 – Corrélations angulaires expérimentales des neutrons de la réaction $Tm10$, comparées aux prédictions de GEMINI pour des RE détectés a/ à -10° et b/ à 12° par rapport à l'axe du faisceau. La ligne en tirets représente le résultat brut de GEMINI. La ligne continue représente ces mêmes corrélations multipliées par un facteur $KM_n = 0.8$. Cette dernière ajuste assez bien les données expérimentales.

On observe que ces calculs ne reproduisent pas les intensités des multiplicités différentielles expérimentales (ils les surestiment), mais, par contre, semblent reproduire l'allure générale de celles-ci. En effet, les corrélations expérimentales peuvent être ajustées en multipliant les distributions calculées par un facteur KM_n . La multiplicité neutronique déduite de cet ajustement serait alors égale au produit de la multiplicité calculée par le code et du facteur KM_n : $\nu_n^{RE} = \nu_n^{gem} KM_n$. Ce type d'analyse serait le mieux adapté pour extraire les multiplicités des particules légères associées aux RE. Les résultats ainsi obtenus sont listés au tableau 7.5 pour les quatre énergies du faisceau.

Cette même méthode a été appliquée aux particules chargées (p et α). Le résultat est plus délicat à interpréter en raison, d'une part, de la difficulté d'obtenir des statistiques suffisantes (expérimentales et calculées) pour cette comparaison dans le cas des protons et des alpha, et d'autre part, étant donné l'évidente sous-estimation des particules α par le code. La figure 7.15 présente les résultats d'une telle comparaison pour les protons et les alpha associés aux RE détectés à -10° pour la réaction $Tm10$. A nouveau, on observe que les allures des corrélations expérimentales et

théoriques semblent coïncider, mais pas leurs intensités, surtout pour les particules alpha. Par conséquent, d'importants facteurs $K M_p$ et $K M_\alpha$ ont dû être appliqués.

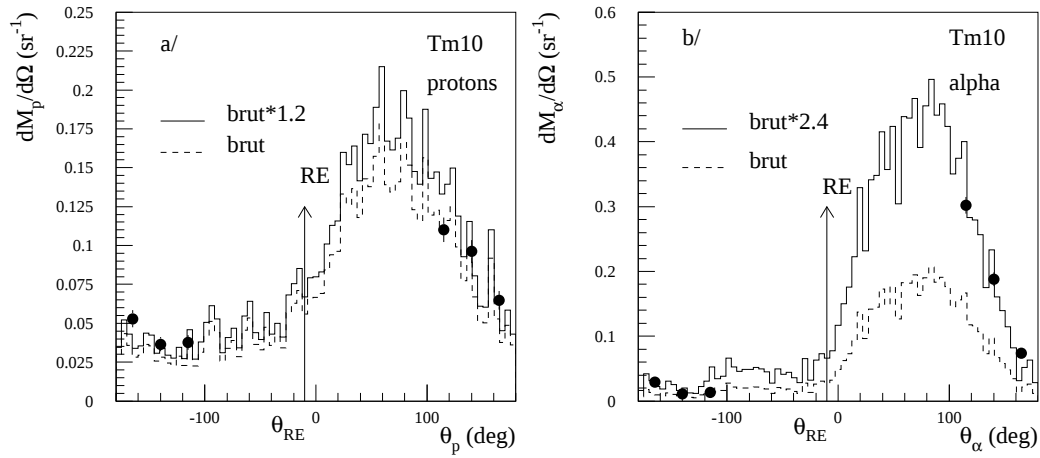


FIG. 7.15 – *Corrélations angulaires expérimentales a/ des protons et b/ des alpha comparées aux prédictions de GEMINI pour des RE détectés à -10° par rapport à l'axe du faisceau (réaction Tm10). Les lignes en tirets présentent les prédictions brutes de GEMINI. Les lignes continues représentent ces mêmes corrélations multipliées par un facteur $K M_p = 1.2$ pour les protons et $K M_\alpha = 2.4$ pour les alpha.*

Le tableau 7.5 présente les multiplicités des particules (n, p et α) associées aux RE ainsi déduites.

On observe que les neutrons sont systématiquement surestimés de 20 % par le code. Après correction, les multiplicités neutroniques sont proches de celles obtenues par la méthode de Holub. Ce qui semble suggérer que, malgré les réserves présentées au §7.4.2 sur cette méthode, la symétrisation proposée par Holub peut être faite si l'angle de détection des RE n'est pas trop grand.

Les particules chargées prédites sont presque toujours sous-estimées, sauf pour les protons associés aux RE relevés dans la réaction Tm16. Cette sous-estimation par le code est très importante pour les alpha, comme cela a été observé lors de la simulation du processus de fission. Les multiplicités α expérimentales sont entre 1.5 et 2.4 fois plus grandes que celles prédites par le code GEMINI. Ceci nous a conduit à préconiser une autre méthode d'analyse permettant l'extraction de ces multiplicités. Celle-ci se base sur la distribution angulaire des RE.

Le désaccord en intensité, observé pour les particules chargées légères, est probablement dû à une mauvaise paramétrisation des barrières effectives d'émission de ces particules. Les valeurs fort élevées de ces barrières, pour les particules α , peuvent expliquer le mauvais accord observé pour ces particules en particulier.

	neutron				
systèmes	E_x^* (MeV)	ν_n^{gem}	$K M_n$	ν_n^{RE}	$\nu_n^{RE}(Holub)$
Ne(160 MeV)+Tm	108	7.34	0.8	5.87	6.05 ± 0.15
Ne(200 MeV)+Tm	144	9.05	0.8	7.24	7.05 ± 0.09
Ne(260 MeV)+Tm	196	11.16	0.8	8.93	8.92 ± 0.13
Ne(320 MeV)+Tm	251	13.07	0.75	9.80	9.56 ± 0.11
	proton				
systèmes	E_x^* (MeV)	ν_p^{gem}	$K M_p$	ν_p^{RE}	
Ne(160 MeV)+Tm	108	0.507	1.5	0.761	
Ne(200 MeV)+Tm	144	0.908	1.2	1.08	
Ne(260 MeV)+Tm	196	1.503	1.0	1.503	
Ne(320 MeV)+Tm	251	2.150	0.85	1.83	
	alpha				
systèmes	E_x^* (MeV)	ν_α^{gem}	$K M_\alpha$	ν_α^{RE}	
Ne(160 MeV)+Tm	108	0.249	1.5	0.374	
Ne(200 MeV)+Tm	144	0.443	2.4	1.063	
Ne(260 MeV)+Tm	196	0.748	1.8	1.346	
Ne(320 MeV)+Tm	251	1.040	1.5	1.560	

TAB. 7.5 – Multiplicités ν_i^{gem} des particules i , associées aux RE, telles qu'elles sont simulées par le code GEMINI aux quatre énergies du faisceaux. Les multiplicités des particules ν_i^{RE} sont les résultats de la multiplication de ν_i^{gem} par le facteur $K M_i$ permettant de reproduire au mieux les corrélations angulaires expérimentales de ces particules légères, pour des angles de détection des RE égales à -10° et 12° . $\nu_n^{RE}(Holub)$ sont les multiplicités neutroniques extraites de la méthode proposée par Holub et al (voir §7.4.2).

7.4.4 Analyse des distributions angulaires des RE

La masse importante et l'énergie cinétique élevée (à cause de leurs barrières d'émission) des particules α en font le principal responsable de l'élargissement de la distribution angulaire des RE. Par conséquent, la multiplicité alpha peut être extraite des sections efficaces différentielles des RE (distribution angulaire des résidus $d\sigma_{RE}/d\Omega$). Cette méthode nous a été proposée par R.J. Charity [CHA98].

L'idée est de calculer, à l'aide du code GEMINI, les distributions angulaires des RE, caractérisées par un nombre donné d'alpha émis (soit $\nu_\alpha = 0, 1, 2 \dots$), et ce, en laissant libre les multiplicités des autres particules émises. La somme de ces distributions pondérée par un poids associé à chacune d'elles (a_i) permet le meilleur ajustement de la distribution angulaire expérimentale. En effet, on peut écrire:

$$\frac{d\sigma_{RE}^{FC}}{d\Omega} = a_0 * \frac{d\sigma_{RE}^{gem}}{d\Omega}(\nu_\alpha = 0) + a_1 * \frac{d\sigma_{RE}^{gem}}{d\Omega}(\nu_\alpha = 1) + a_2 * \frac{d\sigma_{RE}^{gem}}{d\Omega}(\nu_\alpha = 2) + \dots \quad (7.6)$$

$$\text{avec } \nu_\alpha^{exp} = 0 * a_0 + 1 * a_1 + 2 * a_2 + \dots \quad (7.7)$$

Du groupe de paramètres a_i donnant le meilleur accord selon la méthode de minimisation du χ^2 , on extrait la multiplicité alpha et la section efficace de formation des RE. La figure 7.16 présente le résultat de cette analyse appliquée aux distributions angulaires des RE observées dans l'expérience "distrang".

Dans cette analyse, les distributions angulaires calculées ont été corrigées par les diffusions multiples du RE dans la cible. Ces corrections ont été appliquées de la même manière que celles discutées au chapitre 4. Cette figure met en évidence le fait que plus l'angle de détection par rapport à l'axe du faisceau est grand, plus le poids (a_i) à donner aux multiplicités élevées devient important.

Au tableau 7.6, les multiplicités alpha et les sections efficaces associées aux RE extraites de cette analyse sont répertoriées. Les sections efficaces y sont aussi comparées à celles obtenues lors de l'analyse des distributions expérimentales discutée au chapitre 4.

systèmes	ν_α^{RE}	σ_{RE}^{gem} (barns)	σ_{RE}^{FC} (barns)
Ne(160 MeV)+Tm	0.232	0.427	0.364 ± 0.028
Ne(200 MeV)+Tm	0.550	0.414	0.350 ± 0.026
Ne(260 MeV)+Tm	0.705	0.325	0.288 ± 0.020
Ne(320 MeV)+Tm	1.550	0.239	0.231 ± 0.016

TAB. 7.6 – *Multiplicités alpha et sections efficaces de formation des RE aux quatre énergies du faisceau. La troisième colonne présente les sections efficaces prédites par le code GEMINI associées aux meilleurs ajustements des distributions angulaires expérimentales des RE par la relation 7.6. La dernière colonne présente les sections efficaces expérimentales de formation de RE associée à la fusion complète, discutées au chapitre 4.*

Les sections efficaces totales σ_{RE}^{gem} sont déduites de la même paramétrisation (a_i) appliquée, par la relation 7.8, aux sections efficaces associées:

$$\sigma_{RE}^{FC} = a_0 * \sigma_{RE}^{gem}(\nu_\alpha = 0) + a_1 * \sigma_{RE}^{gem}(\nu_\alpha = 1) + a_2 * \sigma_{RE}^{gem}(\nu_\alpha = 2) + \dots \quad (7.8)$$

Les multiplicités α ainsi déduites sont, en général, plus petites que celles obtenues au paragraphe précédent sauf à 16 MeV/A. Il faut souligner que la démarche est totalement différente. Dans cette dernière analyse, on utilise GEMINI exclusivement pour calculer l'effet de recul des particules légères sur la distribution angulaire des RE. Les probabilités d'émission ne sont plus prises en compte puisque l'intensité relative entre chaque type d'événements (émission de 0 α , 1 α , 2 α ...) est déterminée par un ajustement à l'aide de la relation 7.6.

Or, les probabilités théoriques d'émission des alpha, ne nous ayant pas permis de reproduire correctement les multiplicités expérimentales dans les deux processus (fission et RE), il n'y a pas de raisons évidentes de fixer les intensités relatives de ces événements aux valeurs prédites par le code. Les résultats du tableau 7.6 seront donc choisis comme valeurs finales. Pour cette même raison, les sections efficaces obtenues par cette méthode σ_{RE}^{gem} sont sensiblement plus grandes que celles calculées à l'origine par le code GEMINI (ligne continue à la figure 7.3). Elles sont 3 à 18 % plus grandes que celles mesurées lors de l'expérience "distrang" (σ_{RE}^{FC}). Toutefois, l'ensemble des résultats reste cohérent.

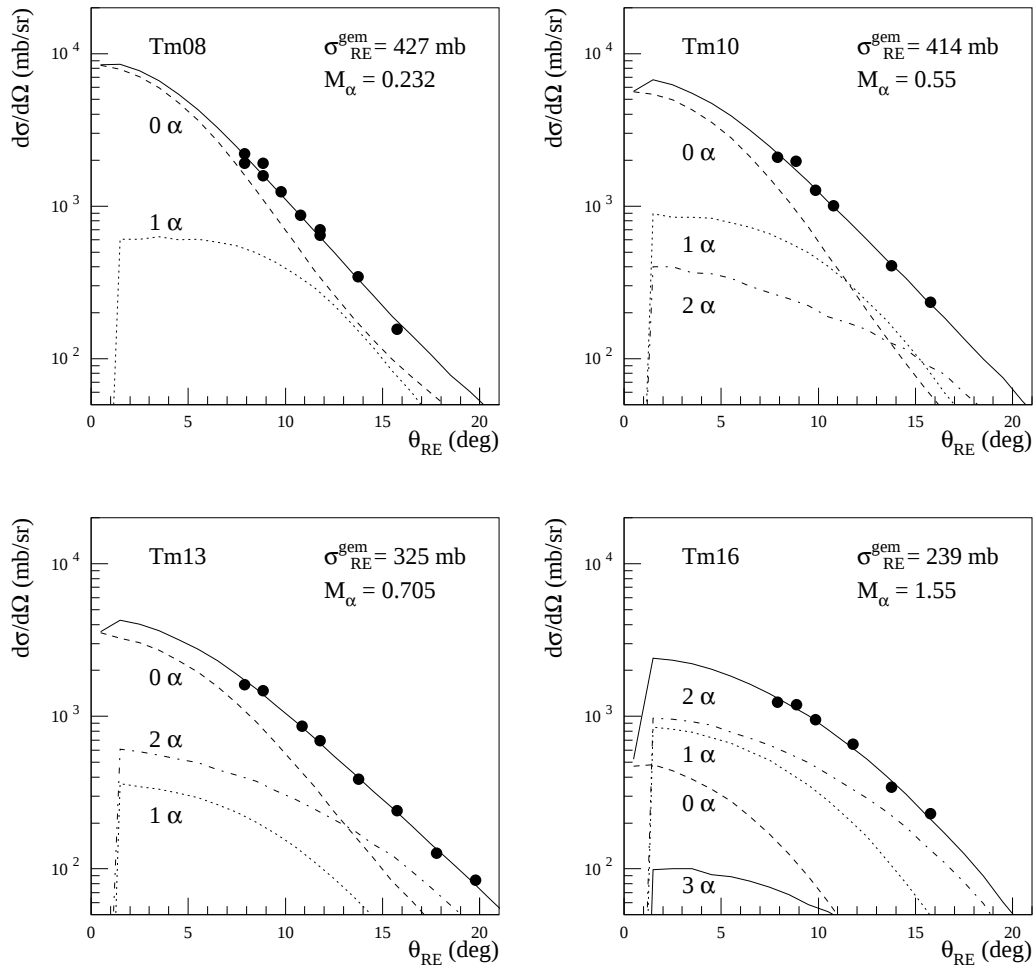


FIG. 7.16 – Distributions angulaires expérimentales des RE étudiés aux quatre énergies du faisceau et comparées aux résultats de GEMINI après l'ajustement des paramètres a_i de la formule 7.6. Les lignes continues représentent la somme de toutes les contributions (lignes discontinues) associées au meilleur ajustement des données expérimentales (points noirs). Les multiplicités alpha et les sections efficaces de formation des RE, extraites de cette analyse sont reportées, pour les quatre réactions, au tableau 7.6.

Conclusions générales

Les résultats expérimentaux issus de l'étude de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{169}\text{Tm}$ à 8, 10, 13 et 16 MeV/A se révèlent très satisfaisants. Ils ont permis d'étudier la désexcitation du NC d' ^{189}Au à quatre énergies d'excitation initiales différentes à savoir: 108, 144, 197 et 251 MeV respectivement. La bonne qualité du dispositif expérimental et des données a permis d'isoler les deux principales voies de désexcitation du NC: la fission et la formation de RE issues d'une fusion complète ou incomplète dans la voie d'entrée, d'identifier et de séparer, jusqu'à un seuil très bas, l'ensemble des particules légères (n, p, d, t et α) qui sont émises lors de ces deux processus.

Les principaux atouts de ce travail sont les suivants:

- La détection simultanée des fragments de fission et des résidus d'évaporation à quatre énergies du projectile permettant l'étude, dans des conditions expérimentales identiques, de la compétition entre les processus de fission et de formation de RE en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC.
- La détermination en une seule mesure des multiplicités des neutrons et des particules chargées (p et α) associées aux deux processus de désexcitation du NC (fission et RE).
- L'identification, dans le processus de fission, des particules (n, p et α) de pré- et de post-scission.

Les sections efficaces de fusion-fission et fusion-évaporation (RE) ont été déterminées, à chaque énergie du projectile, par la mesure des distributions angulaires des fragments de fission et des RE pour des angles de détection compris entre 8 et 20 degrés par rapport à l'axe du faisceau incident. Nous avons réussi, dans l'analyse de ces distributions angulaires, à tenir compte d'une façon cohérente des diffusions multiples des RE dans la cible. Rappelons que ces diffusions jouent un rôle important dans la détermination des sections efficaces de fusion-évaporation particulièrement à basse énergie, c'est-à-dire à 8 et 10 MeV/A. De même, cette analyse a permis de mettre en évidence la présence, à haute énergie du projectile, du processus de fusion incomplète (FI) conduisant à un noyau composite plus léger et d'énergie d'excitation plus faible que le noyau composé (^{189}Au), formé par fusion complète (FC) du projectile et de la cible.

Pour les RE, le processus de fusion incomplète a été identifié grâce aux spectres de distribution en vitesse des RE et a été observé dans les réactions à 13 et 16 MeV/A. Pour la fission, la FI a été identifiée dans l'analyse de l'angle de corrélation relatif entre les deux fragments de fission. Ce processus apparaît déjà à 10 MeV/A. Le taux de FI a pu être quantifié en l'identifiant à la fusion avec la cible d'un projectile d' ^{16}O ($^{20}\text{Ne} - 1\alpha$). Cette identification a permis d'extraire de manière très satisfaisante la FI dans chacun de ces processus. En règle générale, le processus de fusion incomplète s'est avéré être plus important dans la réaction de fusion-fission, en accord avec le fait qu'il est associé à des grands paramètres d'impact et donc, dans la région des grands moments angulaires où la fission domine. Le rapport des sections efficaces fusion complète-RE et fusion complète-fission

présente une légère progression en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC. Le processus de fusion-évaporation reste donc important à haute énergie d'excitation, contrairement à ce que certaines prédictions théoriques prétendaient.

La méthode d'analyse spectrale en multisource a été utilisée pour déterminer les multiplicités expérimentales des particules neutres ou chargées ainsi que les températures nucléaires associées aux différentes sources d'émission présentes dans le processus de fission.

Dans le cas des neutrons, l'analyse a été réalisée en ajustant **simultanément** tous les spectres en énergie issus des détecteurs DEMON en tenant compte de quatre sources d'émission: le NC, les deux fragments de fission et une source d'émission de pré-équilibre. La répartition des détecteurs de DEMON, tout autour de la cible, a permis de mettre en évidence une très légère anisotropie angulaire dans l'évaporation des neutrons par les sources émettrices. Cette anisotropie est cependant suffisamment faible pour être négligée. Cette méthode d'ajustement a permis d'identifier correctement les neutrons issus de chaque source. Différentes analyses ont été effectuées en imposant des sélections sur les masses des fragments de fission, sur l'énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE) et sur la vitesse de recul du NC.

L'ajustement des spectres en énergie des particules chargées, détectées par 6 triple-télescopes au silicium, s'est avéré beaucoup plus délicat en raison du manque de statistique lié aux faibles multiplicités qui leur sont associées et à la position, aux seuls angles arrière, des détecteurs. Dans cette analyse, les températures nucléaires et les barrières d'émission associées aux trois sources (NC et les deux fragments de fission) ont dû être fixées et plusieurs fois modifiées pour réaliser un ajustement acceptable des distributions en énergie de ces particules. Bien qu'observés expérimentalement, les deutons et les tritons, émis à des taux 10 fois plus petits encore que les protons et les α , n'ont pu être traités.

Nous avons observé que les multiplicités neutroniques de pré-scission augmentent fortement en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC alors que les multiplicités de post-scission saturent à partir de 150 MeV d'énergie d'excitation. Cette évolution a été confirmée par le comportement identique des multiplicités des particules chargées légères (p et α). Les températures nucléaires mesurées présentent une progression identique aux multiplicités en fonction de l'énergie d'excitation initiale du NC. Ce comportement semble montrer que la fission se produit à une énergie d'excitation relativement basse et plus ou moins constante. Cette observation tend à confirmer la notion que la fission est un processus "froid".

L'énergie d'excitation à la fission a été estimée à partir des multiplicités des particules (n, p et α) de pré-scission et des énergies moyennes emportées par chacune d'elles. Cette énergie est située entre 50 et 90 MeV pour des énergies d'excitation initiales moyennes $\langle E^* \rangle$ variant entre 100 et 200 MeV, confirmant ainsi la notion de fission "froide". On observe cependant une légère progression de cette énergie en fonction de l'énergie d'excitation initiale. L'existence d'une énergie limite (constante) au-dessus de laquelle la fission serait inhibée n'a donc pu être mise clairement en évidence. On constate simplement que plus de la moitié de l'énergie d'excitation du NC est évacuée, par évaporation de particules de pré-scission. Il faut souligner l'importance, dans cette étude, de la contribution des particules chargées légères (p et α). En effet, même si leurs multiplicités sont faibles comparées aux neutrons, ils ont la particularité d'emporter beaucoup d'énergie d'excitation. A 16 MeV/A, par exemple, les particules chargées sont responsables de l'évacuation de 18 % de l'énergie d'excitation du NC avant sa fission.

Les multiplicités neutroniques de pré-scission présentent une légère dépendance en fonction de l'asymétrie en masse des fragments de fission. La multiplicité neutronique de pré-scission associée à la partition en masse la plus asymétrique est légèrement plus basse (maximum 1 neutron) que pour la partition symétrique. On pourrait en conclure que la fission asymétrique est un processus

temporel plus court que la fission symétrique. Cependant, la différence de multiplicité est très faible. Cette observation expérimentale (la multiplicité neutronique de pré-scission est presque indépendante de la partition en masse de la fission) suggère que l'essentiel des neutrons sont émis avant le point de selle et que le NC passe la plus grande partie de son temps dans cette région.

Les températures nucléaires associées au NC, extraites de l'analyse des neutrons, ne présentent pas de dépendance avec l'asymétrie en masse des fragments de fission. Ce qui indique que le système est en équilibre thermodynamique. Les températures du NC associées à l'analyse des particules chargées sont systématiquement plus élevées que celles issues de l'analyse des neutrons. Cette différence laisse supposer que les particules chargées sont émises préférentiellement au début du processus de désexcitation.

L'étude de l'émission neutronique en fonction de la vitesse de recul du NC s'est avéré incompatible avec la méthode d'analyse en multi-sources. En effet, notre étude a démontré que toute sélection sur la distribution des vitesses de recul du NC brise l'isotropie de l'émission des neutrons dans le centre de masse du noyau émetteur. Ce travail a mis clairement en évidence cet effet de recul. Cet effet a été également observé et critiqué lors de sélections opérées sur l'énergie cinétique totale dans le centre de masse (TKE). Contrairement à beaucoup d'autres travaux antérieurs, ces deux types d'analyse ont été écartés de toute interprétation physique.

La détermination des multiplicités des particules neutres ou chargées associées aux RE s'est avérée difficile en raison du fait qu'on ne détecte pas les RE à l'angle de 0° par rapport à l'axe du faisceau. Rappelons que le NC, issu d'une fusion complète, recule en principe dans la direction de l'axe du faisceau avant d'évaporer la première particule. Après émission, le RE est détectable à des angles relativement grands ($8 - 20^\circ$) grâce à l'effet de recul causé par l'évaporation des particules légères. A cette détection, est associée une corrélation angulaire asymétrique des particules légères et dont le maximum est situé du côté opposé à l'angle d'observation des RE par rapport à l'axe du faisceau. Plusieurs méthodes d'analyses ont été décrites dans cette dissertation permettant une estimation directe, ou faisant appel à un code de simulation (GEMINI par exemple), des multiplicités des particules légères associées aux RE; ces méthodes tiennent compte de l'effet de recul de celui-ci. Dans cette étude, les distributions angulaires des RE, mesurées au préalable lors de la détermination des sections efficaces de fusion-évaporation, nous ont été fort utiles.

Ce travail a montré que l'étude du processus de fission exigeait la connaissance simultanée d'au moins deux informations: les multiplicités de pré- et de post-scission, sondant le processus avant et après le point de scission, et le rapport des sections efficaces des processus de fission et de formation de RE qui permet d'interpréter l'évolution du NC avant le point de selle. A notre avis, la combinaison de ces deux informations est, en effet, le seul moyen de sonder la transition, dans le processus de fission, entre le point de selle et le point de scission.

Ces deux observables physiques ont été simulées simultanément à l'aide du code GEMINI, selon deux approches:

- Sans dépendance en température de la barrière de fission, les sections efficaces de fission et de RE ont pu être reproduites d'une façon très satisfaisante avec un rapport des paramètres de densité de niveaux au point de selle et au point d'équilibre très proche de l'unité à savoir $a_f/a_n = 1.01$. Le surplus de neutrons mesurés, par rapport au nombre simulé par le code dans ces conditions, a été associé à la phase de transition du NC entre le point de selle et le point de scission. On doit en conclure, selon cette interprétation, que plus de la moitié des neutrons de pré-scission seraient émis dans cette région et donc, que le NC y passerait une partie importante de son temps. Ceci paraît en contradiction avec la faible dépendance observée des neutrons de pré-scission avec la partition en masse des fragments, à moins qu'on

accepte simplement que le nombre important de neutrons émis dans cette région est peu dépendant de l'asymétrie en masse des fragments de fission.

- Si on suppose, au contraire, que le NC passe un temps négligeable entre le point de selle et le point de scission et, par conséquent, que tous les neutrons sont émis avant le point de selle, la reproduction des multiplicités neutroniques de pré-scission exige l'introduction, au début du processus de désexcitation, d'un temps de délai dynamique (τ_d) durant lequel la fission doit être inhibée. Ce temps a été estimé entre 1 et $5 \cdot 10^{-20}$ sec. L'introduction de ce temps dynamique influence de façon importante les sections efficaces de fission et de RE simulées. Toutefois, la reproduction cohérente des sections efficaces et des multiplicités neutroniques a pu être réalisée en augmentant sensiblement la valeur du rapport a_f/a_n . Ce paramètre a été évalué à $a_f/a_n = 1.05$ et semble devoir augmenter encore pour les énergies d'excitation les plus élevées ($E_x^* > 200$ MeV). Dans cette approche, la dépendance en température de la barrière de fission semble être mise indirectement en évidence par l'augmentation de a_f/a_n en fonction de l'énergie d'excitation.

Ces deux approches montrent que l'on peut ajuster de manière cohérente les sections efficaces et les multiplicités neutroniques de pré-scission en utilisant deux interprétations de sens physique totalement opposé sans pour autant mettre le doigt sur une incohérence permettant d'en rejeter une de manière indiscutable.

Pour chacune de ces deux interprétations, le temps de vie moyen du NC où le temps caractéristique de la fission a été extrait à l'aide du calcul des largeurs de probabilité assuré par le code statistique GEMINI. On en a déduit des temps fort semblables, entre 2 et $7 \cdot 10^{-20}$ sec dépendant de l'énergie du faisceau incident.

Les propriétés des particules chargées (p et α) n'ont malheureusement pas pu être analysées de manière cohérente avec les neutrons dans aucune des deux approches. En effet, les multiplicités des particules chargées, surtout les alpha, sont systématiquement sous-estimées par le code. La difficulté de simuler correctement ces particules peut provenir de la difficulté d'une évaluation exacte de leur barrière effective d'émission qui dépend fortement de la déformation de la source émettrice. La déformation du noyau émetteur est, en effet, une grande inconnue dans les modèles utilisés. De plus, ce paramètre évolue avec le temps (par exemple, la déformation du NC au point de selle n'est pas la même qu'au point d'équilibre).

La mesure simultanée des sections efficaces de fission et de formation des RE, ainsi que des multiplicités des particules légères (n, p et α) de pré- et de post-scission à quatre énergies d'excitation différentes, a permis d'étudier, dans une approche globale, l'étude du processus de fusion-fission. L'ensemble de ces informations, traité de manière cohérente, sera utile à la paramétrisation et à l'amélioration future des codes de simulation.

L'objectif principal du développement théorique qui pourrait être mené, suite à ce travail, serait d'inclure les particules chargées dans la reproduction globale des informations acquises. Il serait aussi important de posséder, dans un avenir proche, un modèle théorique tenant compte de l'évolution dynamique du noyau "fissionnant" et qui permette la prédiction de quantités physiques mesurables expérimentalement (multiplicités, sections efficaces ...).

Un autre objectif que les utilisateurs du multidétecteur DEMON devront se fixer à court terme, c'est de pouvoir tirer profit du pic gamma prompt observé dans les spectres en temps de vol issus des détecteurs DEMON. L'analyse de ce pic devrait permettre d'inclure, dans l'ensemble des informations récoltées, la multiplicité moyenne des gamma émis dans le processus de fission étudié. Ils auront alors à leur disposition, un dispositif expérimental capable de sonder le processus de fission dans sa presque intégralité.

Bibliographie

- [AUD78] **M.Audier, J.C. Delmotte et J.P. Boutot** *Revue de Physique Appliquée* 13 (1978) 188-194
- [BAC80] **B.B. Back, K.L. Wolf, A.C. Mignerey, C.K. Gelbke, T.C. Awes, H. Breuer, V.E. Viola and P. Dyer** *Phys. Rev. C*22 (1980) 1927
- [BAS80] **Reiner Bass** *Nuclear Reactions with Heavy Ions, Texts and Monographs in Physics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1980
- [BIE80] **J.P. Biersack and L. Haggmark** *Nucl. Instr. and Meth.* 174 (1980) 257
- [BIR79] **J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. DE and D. Sperber** *Phys. Rep.* 56 (1979) 107-166
- [BOH39] **N. Bohr and A. Wheeler** *Phys. Rev.* 36 (1939) 426
- [BOR81] **B. Borderie, M. Berlanger, D. Gardès, F. Hanappe, L. Nowicki, J. Péter, B. Tamain, S. Agarwal, J. Girard, C. Grégoire, J. Matuszek and C. Ngô** *Z. Phys. A*299 (1981) 263-271
- [BRA85] **M. Brack, C. Guet et H.-B. Håkansson** *Phys. Rep.* 123 (1985) 275-364
- [BRI94] **K.-T. Brinkmann, A.L. Caraley, B.J. Fineman, N. Gan, J. Velkovska and R.L. McGrath** *Phys. Rev. C*50 (1994) 309-316
- [CHA86] **R. J. Charity, J.R. Leigh, J.J.M. Bokhorst, A. Chatterjee, G.S. Foote, D.J. Hinde, J.O. Newton, S. Ogaza and D. Ward** *Nucl. Phys. A*457(1986)441
- [CHA88] **R.J. Charity, M.A. MacMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Morretto, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi and K.D. Hildenbrand** *Nucl. Phys. A*483 (1988) 371-405
- [CHA95] **R. J. Charity** *Phys. Rev. C* 51 (1995) 217-226
- [CHA96] **R. J. Charity** *Phys. Rev. C* 53 (1996) 512-514
- [CHA98] **R. J. Charity** *Communication privée*, 1998
- [COH74] **S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki** *Ann. Phys.* 82 (1974) 557-596
- [DUR93] **D. Durand et B. Tamain** *La théorie statistique: perspectives et limites, Cours donné à l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire (Maubuisson Sept. 93)*
- [FEL87] **H. Feldmeier** *Rep. Prog. Phys.* 50 (1987) 915
- [FIN73] **E.C. Finch et A.L. Rodgers** *Nucl. Instr. and Meth.* 113 (1973) 29-40
- [FINC73] **E.C. Finch** *Nucl. Instr. and Meth.* 113 (1973) 41-49
- [FIN77] **E.C. Finch, M. Asghar, M. Forte, G. Siebert, J. Grief, R. Decker and the Lohengrin collaboration** *Nucl. Instr. and Meth.* 142 (1977) 539-552
- [GAR89] **F. Garcias, M. Barranco, H.S. Wio, C. Ngô and J. Nemeth** *Phys. Rev. C*40 (1989) 1522

- [GON89] M. Gonin, L. Cooke, B. Fornal, P. Gonthier, M. Gui, Y. Lou, J.B. Natowitz, G. Nardelli, G. Nebbia, G. Prete, R.P. Schmitt, B. Srivastava, W. Turmel, D. Utley, H. Utsunomiya, G. Viesti, R. Wada, B. Wilkins and R. Zanon *Nucl. Phys. A495 (1989) 139c-154c*
- [HAI66] E.L. Haines and A.B. Whitehead *Rev. Sci. Instr.* 37 (1966) 190-194
- [HIL87] D. Hilscher, H. Rossner, A. Gamp, U. Jahnke, B. Cheynis, B. Chambon, D. Drain, C. Pastor, A. Giorni, C. Morand, A. Dauchy, P. Stassi and G. Petitt *Phys. Rev. C36 (1987) 208-219*
- [HIL92] D. Hilscher and H. Rossner *Ann. Phys. Fr.* 17 (1992) 471-552
- [HIN87] D.J. Hinde, J.R. Leigh, J.J.M. Bokhorst, J.O. Newton, R.L. Walsh, J.W. Boldeman *Nucl. Phys. A472 (1987) 318*
- [HIN89] D.J. Hinde, D. Hilscher and H. Rossner *Nucl. Phys. A502 (1989) 497c-514c*
- [HIN92] D.J. Hinde, D. Hilscher, H. Rossner, B. Gebauer, M. Lehmann and M. Wilpert *Phys. Rev. C 45 (1992) 1229-1259*
- [HIN93] D.J. Hinde *Nucl. Phys. A553 (1993) 255c-270c*
- [HOL83] E. Holub, D. Hilscher, G. Ingold, U. Jahnke, H. Orf and H. Rossner *Phys. Rev. C28 (1983) 252-270*
- [JAD97] Isabelle Tilquin-Jadin *Thèse de doctorat présentée en 1997*
- [KAU74] S.B. Kaufman, E.P. Steinberg, B.D. Wilkins, J. Unik, A.J. Gorki and M.J. Fluss *Nucl. Instr. and Meth.* 115 (1974) 47-55
- [KRA40] H.A. Kramers *Physika* 7 (1940) 284
- [KRA88] K. S. Krane *Introductory NUCLEAR PHYSICS, John Wiley & sons (1988)*
- [KEU94] T. Keutgen *Mémoire de licence présenté en 1994*
- [KNO79] G.F. Knoll *Radiation Detection and Mesurement, John Wiley & Sons (1979)*
- [KUM97] Eléonore Kumps *Mémoire de licence présenté en 1997*
- [LAU84] F. Saint-Laurent, M. Conjeaud, R. Dayras, S. Harar, H. Oeschler and C. Volant *Nucl. Phys. A422 (1984) 307*
- [LEC96] F.R. Lecollef, B. Benoit, G. Bizard, G. Costa, O. Dorvaux, D. Durand, Y. El Masri, G. Guillaume, F. Gulminelli, F. Hanappe, B. Heush, A. Huck, T. Keutgen, C. Lebrun, F. Lefebvres, M. Louvel, A. Ninane, R. Régimbart, G. Rudolf, J.C. Steckmeyer, L. Stuttgé, B. Tamain and I. Tilquin *Nucl. Phys. A620 (1997) 327-345*
- [LES95] J.P. Lestone *Phys. Rev. C52 (1995) 1118-1121*
- [LES97] J.P. Lestone *Why the standard methods of calculating fission rates are flawed at high spin, December 9, 1997*
- [LEV89] Hubert Lévêque *Thèse de doctorat de l'Université de CAEN présentée en 1989*
- [MDE97] N. Mdeiwayeh, R. Wada, K. Hagel, J. Li, Y. Lou, R. Tezkratt, D. Utley, B. Xiao, J.B. Natowitz, J. Cibor and Z. Majka *Nucl. Phys. A627 (1997) 137-161*
- [MOR75] L.G. Moretto *Nucl. Phys. A247 (1975) 211*
- [MOR82] H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabisch, D.G. Kovar and H. Lehr *Phys. Lett.* 113b (1982) 463-466
- [MOR83] H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabisch, H. Lehr and W. Stöffler *Z. Phys.* A313 (1983) 39-49

- [MOR84] H. Morgenstern, W. Bohne, W. Galster, K. Grabisch and A. Kyanowski *Phys. Rev. Let.* 52 (1984) 1104-1107
- [NAT83] J.B. Natowitz, S. Leray, R. Lucas, C. Ngô, E. Tomasi and C. Volant *Z. Phys. A* 325 (1986) 467
- [NEW90] J.O. Newton, D.G. Popescu and J.R. Leigh *Phys. Rev. C* 42 (1990) 1772-1774
- [PRI94] F. Priolo, S. Coffa and A. Battaglia *Nucl. Instr. and Meth. B* 90 (1994) 314-321
- [RIV86] M. F. Rivet, B. Borderie, H. Gauvin, D. Gardes, C. Cabot, F. Hanappe et J. Peter *Phys. Rev. C* 34 (1986) 1282-1293
- [ROS91] H. Rossner, D. Hilscher and D.J. Hinde *Phys. Rev. C* 43 (1991) 2434
- [SCH65] H.W. Schmitt, W.E. Kiker and C.W. Williams, *Phys. Rev. B* 137 (1965) 837
- [SIW93] K. Siwek-Wilczynska, J. Wilczynski, H.K.W. Leegte, R.H. Siemssen, H.W. Wilschut, K. Grotowski, A. Panasiewicz, Z. Sosin and A. Wieloch *Phys. Rev. C* 48 (1993) 228
- [SIW95] K. Siwek-Wilczynska, J. Wilczynski, R.H. Siemssen, H.W. Wilschut *Phys. Rev. C* 51 (1995) 2054
- [TAM88] B. Tamain *Physique des ions lourds, notes de cours, 1988*
- [TAS91] L. Tassan-Got and C. Stéphan *Nucl. Phys. A* 524 (1991) 121-140
- [THO93] M. Thoennessen and G.F. Bertsch *Phys. Rev. Let.* 71 (1993) 4303-4306
- [TIL95] I. Tilquin, Y. El Masri, M. Parlog, Ph. Collon, M. Hadri, T. Keutgen, J. Lehmann, P. Leleux, P. Lipnik, A. Ninane, F. Hanappe, G. Bizard, D. Durand, P. Mosrin, J. Péter, R. Régimbart, B. Tamain *Nucl. Instr. and Meth. A* 365 (1995) 446-461
- [TOK81] J. Toke and W.J. Swiatecki *Nucl. Phys. A* 472 (1981) 141-150
- [TSA84] M.B. Tsang, D.R. Klesch, C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, H. Utsunomiya, K. Kwiatkowski, V.E. Viola and M. Fatyga *Phys. Lett.* 134B (1984) 169
- [TUB85] L.E. Tubbs, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, D. Hilscher, U. Jahnke, H. Rossner and B. Gebauer *Phys. Rev. C* 32 (1985) 214-221
- [VAN95] Hein Van der ploeg γ - ray emission in the spontaneous fission of ^{252}Cf and in the induced fission of $^{229}\text{Np}^*$ (fission time scale), PhD Thesis, Rijksuniversiteit Groningen (1995)
- [VAZ84] L.C. Vaz and J.M. Alexander *Z. Phys. A Atoms and nuclei* 318 (1984) 213-237
- [VIO82] V.E. Viola, B.B. Back, K.L. Wolf, T.C. Awes, C.K. Gelpke and H. Breuer *Phys. Rev. C* 26 (1982) 178
- [VIO85] V.E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker *Phys. Rev. C* 31 (1985) 1550
- [WAD89] R. Wada, D. Fabris, K. Hagel, G. Nebbia, Y. Lou, M. Gonin, J. Natowitz, R. Billerey, B. Cheynis, A. Demeyer, D. Drain, D. Guinet, C. Pastor, L. Vageron, K. Zaid, J. Alarja, A. Giorni, D. Heuer, C. Morand, B. Viano, C. Mazur, C. Ngô, S. Leray, R. Lucas, M. Ribrag and B. Viano *Phys. Rev. C* 39 (1989) 497
- [WAD92] R. Wada, M. Gonin, M. Gui, K. Hagel, Y. Lou D. Utley and J.B. Natowitz *Nucl. Phys. A* 539 (1992) 316-350
- [WEI37] V. Weisskopf *Phys. Rev.* 52 (1937) 295

- [WIL71] **B.D. Wilkins, M.J. Fluss, S.B. Kaufman, C.E. Gross and E.P. Steinberg**
Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 381-391
- [WIL80] **W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, H.J. Wollersheim, A.D. Hoover, J.R. Huizenga, W.U. Schröder and L.E. Tubbs** *Atomic Data And Nuclear Data Tables* 25 (1980) 389-619
- [WIZ79] **J.L. Wiza** *Nucl. Instr. and Meth.* 162 (1979) 587-601
- [ZIE77] **J.F. Ziegler** *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Pergamon Press, 2-6 (77-85)

Annexe A

Calcul de la section efficace différentielle des RE

Partant de l'expression de la section efficace doublement différentielle dans le repère du laboratoire des RE.

$$\frac{d^2\sigma}{dv d\Omega} = K v^2 \exp(-\lambda V_{NC}^2 \sin^2(\theta)) \exp(-\lambda(v - \mu)^2) \quad (\text{A.1})$$

où $\lambda = \frac{1}{2S^2}$ et $\mu = V_{NC} \cos(\theta)$. K , V_{NC} et S étant, respectivement, le facteur de normalisation, la vitesse de recul du NC et l'écart type de la distribution.

Expérimentalement, cette distribution est observée au delà d'un seuil de détection à basse vitesse. La section efficace différentielle des RE au delà de ce seuil est défini comme suit:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{seuil} = K \exp(-\lambda V_{NC}^2 \sin^2(\theta)) \underbrace{\int_{seuil}^{\infty} v^2 \exp(-\lambda(v - \mu)^2) dv}_{I/} \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} \text{soit } x &= v - \mu \\ dx &= dv \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I/ &= \int_{seuil-\mu}^{\infty} (x + \mu)^2 \exp(-\lambda x^2) dx \\ &= \underbrace{\int_{seuil-\mu}^{\infty} x^2 \exp(-\lambda x^2) dx}_{1/} + \underbrace{\mu^2 \int_{seuil-\mu}^{\infty} \exp(-\lambda x^2) dx}_{2/} + \underbrace{2\mu \int_{seuil-\mu}^{\infty} x \exp(-\lambda x^2) dx}_{3/} \end{aligned}$$

Or, considérant la définition de la fonction d'erreur:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx \quad (\text{A.3})$$

et la résolution suivante:

$$\begin{aligned}
\int_{seuil-\mu}^{\infty} \exp(-\lambda x^2) dx &= \int_0^{\infty} \exp(-\lambda x^2) dx + \int_{seuil-\mu}^0 \exp(-\lambda x^2) dx \\
&= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \lambda^{-1/2} - \int_0^{seuil-\mu} \exp(-\lambda x^2) dx
\end{aligned}$$

Soit $\lambda x^2 = t^2 \Rightarrow dx = \frac{dt}{\sqrt{\lambda}}$ et donc:

$$\begin{aligned}
\int_0^{seuil-\mu} \exp(-\lambda x^2) dx &= \int_0^{\sqrt{\lambda} (seuil-\mu)} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \exp(-t^2) dt \\
&= \frac{\sqrt{\pi}}{2 \sqrt{\lambda}} \operatorname{erf}[(seuil - \mu) \sqrt{\lambda}] \\
\Rightarrow \int_{seuil-\mu}^{\infty} \exp(-\lambda x^2) dx &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \lambda^{-1/2} \left(1 + \operatorname{erf}[(\mu - seuil) \sqrt{\lambda}] \right)
\end{aligned}$$

On peut ainsi calculer les intégrales suivantes:

$$\begin{aligned}
1/ &= \int_{seuil-\mu}^{\infty} x^2 \exp(-\lambda x^2) dx \\
&= \left[-\frac{x}{2 \lambda} \exp(-\lambda x^2) \right]_{seuil-\mu}^{\infty} + \int_{seuil-\mu}^{\infty} \frac{1}{2 \lambda} \exp(-\lambda x^2) dx \\
&= \frac{seuil - \mu}{2 \lambda} \exp(-\lambda (seuil - \mu)^2) + \frac{1}{2 \lambda} \frac{\sqrt{\pi}}{2 \sqrt{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf}[(\mu - seuil) \sqrt{\lambda}] \right) \\
2/ &= \int_{seuil-\mu}^{\infty} \mu^2 \exp(-\lambda x^2) dx \\
&= \mu^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2 \sqrt{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf}[(\mu - seuil) \sqrt{\lambda}] \right) \\
3/ &= 2 \mu \int_{seuil-\mu}^{\infty} x \exp(-\lambda x^2) dx \\
&= 2 \mu \left[-\frac{1}{2 \lambda} \exp(-\lambda x^2) \right]_{seuil-\mu}^{\infty} \\
&= \frac{\mu}{\lambda} \exp(-\lambda (seuil - \mu)^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega}|_{seuil} &= K \exp(-\lambda V_{NC}^2 \sin^2(\theta)) \left\{ \frac{(seuil + \mu)}{2 \lambda} \exp(-\lambda (seuil - \mu)^2) + \right. \\
&\quad \left. \frac{\sqrt{\pi}}{2 \sqrt{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf}[(\mu - seuil) \sqrt{\lambda}] \right) \left(\frac{1}{2 \lambda} + \mu^2 \right) \right\} \\
&= K \exp\left(-\frac{V_{NC}^2 \sin^2(\theta)}{2 S^2}\right) \left\{ (seuil + V_{NC} \cos(\theta)) S^2 \exp\left(-\frac{(seuil - V_{NC} \cos(\theta))^2}{2 S^2}\right) + \right. \\
&\quad \left. \frac{\sqrt{2 \pi}}{2} S \left(1 + \operatorname{erf}\left[(V_{NC} \cos(\theta) - seuil) \sqrt{1/(2 S^2)}\right] \right) (S^2 + V_{NC}^2 \cos^2(\theta)) \right\}
\end{aligned}$$

Annexe B

Principes du calcul, par le code GEMINI, du temps associé à chaque étape de la désexcitation du NC menant à la fission

Dans cette annexe, on souhaite détailler le cheminement suivi dans le programme GEMINI pour calculer le temps écoulé lors du processus de désexcitation d'un noyau composé NC menant à la fission. Le processus est illustré à la figure B.1. A chaque étape de la désexcitation le programme évalue les probabilités des différentes voies possibles (évaporation ou fission). Un tirage aléatoire, tenant compte de ces probabilités, choisit la voie. Ensuite, le programme calcule le temps statistique t_i nécessaire pour émettre la particule ou pour entreprendre la fission. Le temps total jusqu'à la désexcitation complète est la somme de tous les temps statistiques: $t_{tot} = t_1 + t_2 + \dots + t_j$ (où j est le nombre total d'étapes). Le temps de vie du noyau compose $t_{NC} = t_1 + t_2 + \dots + t_{fission}^{stat}$ est le temps écoulé depuis la formation du NC jusqu'à sa fission (dans le texte principal de cette dissertation, t_{NC} est noté τ_f). Le temps pour une étape quelconque est noté $t = t_1 + t_2 + \dots + t_k$ (k étant le nombre de désexcitations déjà produites).

De plus GEMINI utilise un paramètre variable t_{delay} qui permet d'inhiber la fission et, par conséquent, de favoriser l'évaporation des particules légères neutres ou chargées, tant que le temps reste inférieur a celui-ci ($t < t_{delay}$).

Pour calculer la probabilité correspondante à chaque voie possible pour la $i^{ème}$ étape dans le processus de désexcitation d'un NC, le code effectue la somme récursive des largeurs de probabilités de désexcitation Γ_j^i des voies réellement ouvertes :

$$\Gamma_{light}^i = \sum_{j=1}^{j=I_{light}} \Gamma_j^i \text{ Somme des } \Gamma \text{ sur toutes les particules légères } j.$$

$$\Gamma_{fission}^i = \sum_{j=1}^{j=I_{fission}} \Gamma_j^i \text{ Somme des } \Gamma \text{ des différentes partitions en masse } j \text{ de la fission.}$$

I_{light} est le nombre de voies d'évaporations possibles (neutron, proton, deuton ...).

$I_{fission}$ est le nombre des voies de fission possibles (une pour chaque partition en masse des deux fragments de fission)

On obtient alors $\Gamma_{tot}^i = \Gamma_{light}^i + \Gamma_{fission}^i$ la largeur totale de la désexcitation du NC à l'étape i .

Si le temps t , déjà écoulé, est supérieur à t_{delay} les probabilités respectives sont proportionnelles à la largeur de désexcitation correspondante à savoir :

$$P_{light}^i = \Gamma_{light}^i / \Gamma_{tot}^i \text{ qui est la probabilité pour qu'une évaporation ait lieu et } \\ P_{fission}^i = 1 - P_{light}^i \text{ devient alors la probabilité de fission.}$$

Si le temps t est inférieur à t_{delay} , la probabilité d'évaporation augmente avec l'écart $\Delta t = t_{delay} - t$ tel que:

$$P_{light}^i = \frac{\Gamma_{light}^i + (1 - \exp(-\tau)) \Gamma_{fission}^i}{\Gamma_{tot}^i} \text{ où } \tau = \frac{\Delta t \Gamma_{light}^i}{\hbar} \text{ ce qui veut dire que la fission est inhibée quand } \Delta t \text{ est grand et elle augmente avec le temps atteignant la valeur maximale prévue par la théorie statistique } \frac{\Gamma_{fission}^i}{\Gamma_{tot}^i} \text{ quand } t = t_{delay}. \text{ La figure B.2 présente l'allure des probabilités } P_{light}^i \text{ et } P_{fission}^i \text{ en fonction du temps et de l'écart en temps } \Delta t.$$

Le programme tire aléatoirement un chiffre u entre 0 et 1 et, si $u \leq P_{light}$, on a l'évaporation d'une particule sinon on a la fission. Dans ce qui suit, u est une valeur aléatoire $u \in [0,1]$.

Une fois le choix de la désexcitation fait, le programme calcule le temps statistique t_i d'émission de la particule ou le temps spécifique à la fission $t_{fission}^{stat}$ qui sera ajouté au temps du NC précédant l'étape i .

Or, d'une façon générale, le temps associé à chaque étape suit une loi de distribution exponentielle décroissante du type: $f(t_i) = \frac{e^{-t_i/\tau_i}}{\tau_i}$ où $\tau_i = \frac{\hbar}{\Gamma_i}$ et Γ_i est la largeur de désexcitation du processus. Sa fonction cumulative devient $F(t_i) = u = 1 - e^{-t_i/\tau_i}$ où $u \in [0,1]$. Cette fonction exprime la probabilité pour qu'une désexcitation ait lieu dans l'intervalle $[0, t_i]$. La fonction inverse de $F(t_i)$, à savoir: $F^{-1}(u) = t_i = -\tau_i \ln(1 - u) = -\frac{\hbar}{\Gamma_i} \ln(1 - u)$, donne, à partir d'une valeur aléatoire $u \in [0,1]$, un temps aléatoire $t_i \in [0, \text{inf}]$ qui correspond au moment où la désexcitation s'est produite.

Ainsi le nouveau temps t depuis la formation du NC devient :

A) Dans le cas d'une évaporation

a) si $t > t_{delay}$

$$t = t - \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}} \ln(u) \text{ où le temps est augmenté du temps statistique.}$$

b) si $t < t_{delay}$ le calcul du temps devient plus complexe et le programme calcule deux temps moyens $\tau_1 = \frac{\hbar}{\Gamma_{light}}$ et $\tau_2 = \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}}$ et deux intervalles de probabilité P_1 et P_2 qui dépendent de $\Delta t = t_{delay} - t$ à savoir:

$$P_1 = \tau_1 \left(1 - \exp \left(-\frac{\Delta t}{\tau_1} \right) \right) \text{ et } P_2 = \tau_2 \exp \left(-\frac{\Delta t}{\tau_2} \right) \\ \text{avec } P_{tot} = P_1 + P_2$$

P_1 est un intervalle qui croît avec Δt tandis que P_2 décroît avec Δt .

Si la valeur aléatoire u est dans le deuxième intervalle, c'est-à-dire $u > P_1/P_{tot}$:

$$t = t_{delay} - \tau_2 \ln(u). \text{ Le temps est déplacé à } t_{delay} \text{ auquel on rajoute (car } u < 1) \text{ le temps statistique de l'évaporation.}$$

Si on est dans le premier intervalle, c'est-à-dire $u < P_1/P_{tot}$:

$$\text{En posant } x = \exp \left(-\frac{\Delta t}{\tau_1} \right) \text{ et } y = u(1 - x) + x \text{ alors } t = t - \tau_1 \ln(y).$$

B) Dans le cas d'une fission:

a) si $t > t_{delay}$

$t = t - \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}} \ln(u)$ on ajoute simplement le temps statistique.

b) si $t < t_{delay}$

$t = t_{delay} - \frac{\hbar}{\Gamma_{tot} \ln(u)}$ on déplace le temps à t_{delay} et on rajoute le temps statistique.
 $\frac{\hbar}{\Gamma_{tot}}$ correspond au temps statistique de fission présent à la figure 1.

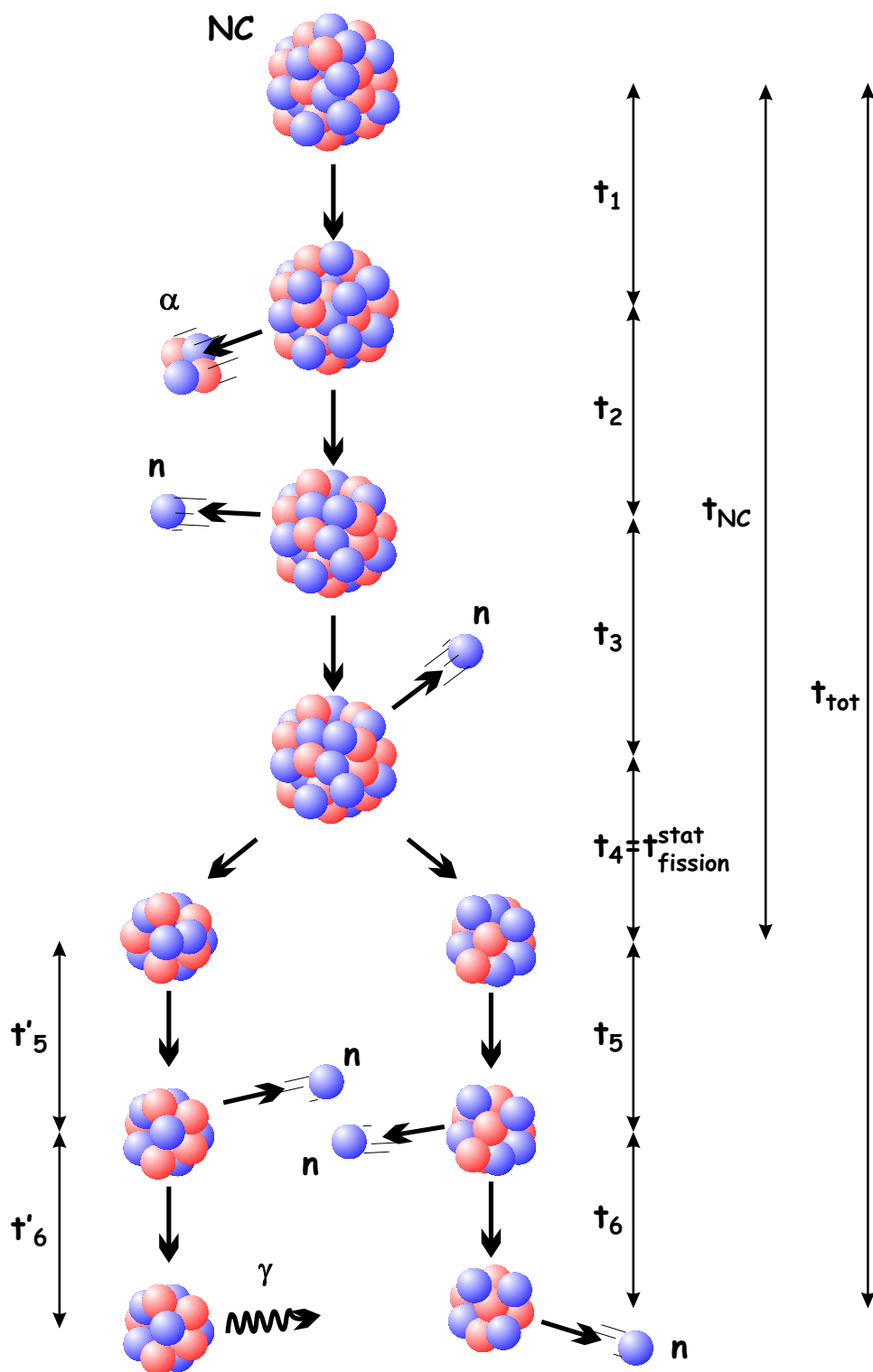


FIG. B.1 – *Processus de désexcitation d'un noyau composé.*

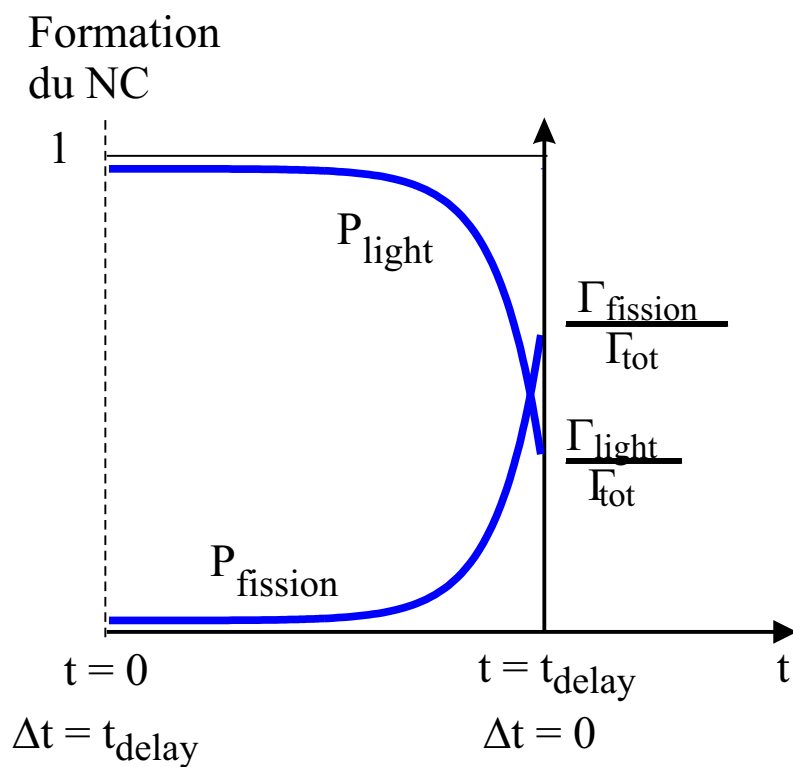


FIG. B.2 – Evolution de la probabilité d'émettre une particule légère P_{light} et celle de la fission P_{fission} en fonction t et de $\Delta t = t_{\text{delay}} - t$.