



HAL
open science

Étude expérimentale de l'influence de la structure des partenaires dans la fusion de systèmes presque symétriques.

C. Stodel

► **To cite this version:**

C. Stodel. Étude expérimentale de l'influence de la structure des partenaires dans la fusion de systèmes presque symétriques.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1998. Français. NNT: . tel-00797018

HAL Id: tel-00797018

<https://theses.hal.science/tel-00797018>

Submitted on 5 Mar 2013

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

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

THESE

Présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de CAEN
pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université de CAEN
(arrêté du 30 mars 1992)

Spécialité : Physique nucléaire

Par

Christelle STODEL-LE LAY

**Etude expérimentale de l'influence de la structure des
partenaires dans la fusion de systèmes presque
symétriques.**

Soutenue le 4 décembre 1998 devant la commission d'examen composée de :

M. Louvel	Président
M^{me} Leclercq-Willain	Rapporteur
M. Armbruster	Rapporteur
M. Tamain	Examineur
M. Péter	Directeur

Thèse préparée
au Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Allemagne
et au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen.

Je tiens à exprimer mes remerciements à **P. Armbruster** et **J. Péter** dont l'expertise scientifique, la disponibilité et l'attention ont permis l'aboutissement de cette thèse germano-française ; **G. Münzenberg**, **S. Hofmann** et **F.P. Heßberger** pour leur accueil au sein du groupe SHIP ainsi que **V. Ninov** dont l'optimisme et le savoir-faire m'ont été précieux lors de mon séjour à Darmstadt ; **B. Tamain** qui m'a communiqué son goût pour la physique et pour le bon accueil que j'ai reçu dans son laboratoire ; **M. Bernas**, **J. Galin** et **M. Morjean** qui m'ont mis en contact avec le monde des super-lourds ; **Ch. Leclercq-Willain** et **M. Louvel** qui ont accepté d'être juges de ce travail ; **K.H. Schmidt** qui a su éclairer mes recherches bibliographiques ; **M. Leino**, **S. Yeremin** et leurs équipes respectives qui ont facilité ma participation aux expériences ayant eu lieu au laboratoire de Jyvaskyla et au FLNR de Dubna ; **S. Saro** avec qui j'ai travaillé sur un des détecteurs ; **N. Frascaria** et **S. Galès** qui m'ont acceptée à l'IPN.

Je ne peux pas terminer sans citer ceux qui m'ont entourée et aidée. Merci à **Marc-Hervé** pour m'avoir encouragée et avoir accepté de venir vivre à Darmstadt ; **Monique**, **Siggi** et **Victor** pour leurs qualités humaines ; mes collègues du LPC de Caen et de l'IPN d'Orsay.

Enfin Vielen Dank, muchas gracias aux **Frederics**, **Fanny**, **Lola**, **Pepe**, **Faouzy**, **Thomas**, **les italiens**.... avec qui nous avons affronté la grammaire allemande et les hivers autour d'une « Hefe » ou d'un « Glühwein ».

Table des matières

I.	Introduction	1
II.	Fusion	5
A.	Formation d'un noyau composé	5
1.	Modèle de la goutte liquide et limites statiques d'existence d'un noyau composé....	6
2.	Modèle statique de la fusion de deux noyaux	7
3.	Limitations dynamiques des modèles de fusion sous- et sur- barrière.....	15
B.	Le processus de désexcitation	19
III.	Méthode expérimentale	23
A.	Le JINR (Joint Institut for Nuclear Reactions)	23
B.	Le GSI (Gesellschaft für SchwerIonenforschung)	23
C.	Dispositif expérimental	24
D.	Les projectiles et les cibles	25
E.	Le filtre de vitesse SHIP.....	26
F.	Le système de détection	27
1.	Le système du temps de vol:	27
2.	Les détecteurs au silicium à localisation :.....	32
G.	Electronique et acquisition :	33
IV.	Analyse.....	35
A.	La transmission du filtre de vitesse	35
1.	Cas général	35
2.	Isotopes à courte durée de vie	39
B.	Efficacité de détection des particules α	41
C.	Les spectres en énergie et position	42
1.	La calibration.....	42
2.	Les spectres à « haute énergie »	43
3.	Les spectres alpha.....	45
D.	Les taux de production	48
1.	Cas général	48
2.	Cas d'empilement d'alphas	52
3.	Noyaux de même énergie et de même temps de vie	59
E.	Analyse mathématique des corrélations	62
1.	Concept général.....	62
2.	Chaîne de corrélation	63
3.	Application aux chaînes de décroissance	64
V.	Résultats	65
A.	sections efficaces.....	65
B.	Analyse des résultats	66
1.	Le système $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$	66
2.	Le noyau composé $^{220}\text{Th}^*$	69
3.	Le système $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe} \rightarrow ^{216}\text{Th}^*$	72
4.	Le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{222}\text{Th}^*$:	75
5.	Du noyau composé ^{216}Th au ^{222}Th	79
C.	Probabilité de fusion.....	83
1.	définitions.....	83
2.	Déduction des probabilités de survie et de fusion.....	84

D.	Probabilité de fusion pour les systèmes étudiés	86
E.	Code d'évaporation HIVAP	92
1.	Description du code.....	92
2.	Application du code	94
F.	Probabilité de fusion pour les systèmes $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$ et $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$	98
G.	Paramétrisation de la probabilité de fusion	103
VI.	Discussion	105
A.	Variables macroscopiques.....	105
1.	Section efficace	105
2.	Barrière effective de fusion	106
3.	Fluctuation de la barrière.....	108
4.	Discussion	109
B.	Prise en compte de la structure des noyaux.....	110
C.	Les éléments super lourds.	117
1.	De l'élément 104 au 112	117
2.	Recherche de l'élément 113	120
3.	Réaction de fusion froide et chaude	121
VII.	Conclusion.....	123
	Bibliographie.....	125
	Annexes	128
	Historique des éléments transuraniens	128
	Chaînes de décroissance.....	130

I. Introduction

La course à la production des noyaux super-lourds, jusque là jalonnée de succès, semble stopper au large des îlots de stabilité prévus aux limites extrêmes de la carte des nucléides. Il apparaît donc nécessaire de chercher à comprendre les processus mis en jeu lors de la formation de ces noyaux et notamment l'influence des partenaires de la fusion, dans le but d'augmenter la section efficace de formation des noyaux. Pour ce faire, nous avons étudié trois systèmes projectile-cible conduisant à la formation d'isotopes de thorium dont le profil en énergie potentielle surfacique est proche de celui attendu pour les noyaux à l'intérieur des îlots de stabilité ultimes.

Il y a plus d'un siècle, Dimitri Ivanovitch Mendeleïev publie son ouvrage *Système naturel des éléments* dans lequel il introduit sa classification périodique des éléments en fonction de leur masse atomique. Il classe dans ce tableau les 62 éléments connus en 1871 et s'en sert pour prédire l'existence et les propriétés d'un certain nombre d'autres éléments. Le tableau est alors complété grâce aux progrès de la chimie et aux travaux de Moseley sur les rayons X, il comporte 85 éléments en 1908. Cependant, certaines cases du tableau restent vides. Tous les éléments présents dans la nature paraissant avoir été identifiés, les scientifiques ont vu dans les réactions nucléaires une source potentielle de nouveaux éléments.

Les éléments transuraniens sont produits dans les années 40 par la capture consécutive de neutrons dans les réacteurs nucléaires (et plus tard dans les explosions nucléaires) par des isotopes de plutonium, capture suivie d'une décroissance β^- ; cette méthode est toujours utilisée pour synthétiser de plus grandes quantités d'isotopes d'éléments du neptunium ($Z=93$) à l'einsteinium ($Z=99$).

La méthode de capture de neutrons -émission β^- - n'était plus adaptée à la synthèse d'éléments au dessus de $Z=99$, car les noyaux produits étaient pauvres en neutron par rapport à la ligne de stabilité et presque tous fissionaient. La production de ces éléments n'était possible que par les réactions de fusion complète avec des projectiles plus lourds que les protons ou neutrons.

Ainsi en 1944, le curium (96 protons) est né de la fusion de noyaux d'hélium avec les noyaux d'une cible de plutonium. Depuis cette date jusqu'en 1974, les éléments plus lourds, du curium au seaborgium ($Z=106$) (sauf les éléments $Z=99$ et 100 découverts dans les débris de la première bombe thermonucléaire) furent produits en irradiant les cibles d'actinides avec des projectiles d'ions légers appropriés (^{12}C , ^{14}N , ...), disponibles et faciles à accélérer.

L'énergie d'excitation de plusieurs dizaines de MeV du noyau composé formé par ces réactions représente une limite à la formation de noyaux super-lourds. En effet, à chaque étape de la désexcitation, la probabilité de survie est réduite fortement par la compétition avec la fission car la barrière de fission est bien inférieure à l'énergie de séparation d'un nucléon.

La mesure des masses atomiques des éléments a dévoilé des particularités. Certains noyaux possédaient des énergies de liaison importantes par rapport à la tendance générale ; ces noyaux semblaient plus liés que d'autres, on introduisit alors le concept de nombres magiques (2, 8, 20, 28, ...). A la fin des années 40, M. Göppert-Mayer [Göp48] et H.Jensen ont expliqué ces nombres magiques en neutrons ou protons des noyaux par un modèle de couches nucléaires en incluant un terme de couplage spin-orbite dans le potentiel nucléaire. Ces modèles de couches ont permis de développer des approches des barrières de fission d'un

noyau sur des modèles macroscopiques-microscopiques (goutte liquide-corréction de couches) par Strutinski [Str67] ou Meldner [Mel67], Myers et Swiatecki [Mye66]. Le résultat de leur approche semi-empirique fut la présence d'un îlot de stabilité autour du nombre de protons (Z) 126 et du nombre de neutrons (N) 184. Ces noyaux sont situés dans une région où ils sont déjà instables par rapport à la fission en se fondant sur le modèle de la goutte liquide. Depuis, les calculs du modèle en couche ont été revus par Nilsson [Nil69], Mosel et Greiner [Mos69] et Fiset et Nix [Fis72] pour ne citer que les premiers. Ces calculs prédisaient des doubles couches fermées à Z=114 et N=184 et des temps de vie de ces noyaux de l'ordre de l'âge de l'univers. Depuis, les valeurs calculées des périodes partielles de fission spontanée et d'émission alpha ont baissé et sont de l'ordre de la minute pour les cas les plus favorables. Depuis 30 ans, le débat sur la position de la fin de la liste des éléments a représenté un certain intérêt et de nombreux articles expérimentaux et théoriques ont été écrits à ce sujet. Des matériaux terrestres et extraterrestres (météorites) ont été analysés afin d'observer des traces de ces éléments super-lourds. Aucun résultat n'est probant à ce jour. Dès la fin de l'année 1968, l'idée de fabriquer des noyaux super-lourds est née et la course à la production d'éléments encore plus lourds a commencé entre les laboratoires de Dubna et de Berkeley.

Une méthode nouvelle découverte par Y. Oganessian [Oga74] allait permettre de repousser les limites : la fusion de noyaux fortement liés (plus que les actinides) de ^{208}Pb et ^{209}Bi avec les projectiles adaptés. Ce type de réaction de fusion, nommée fusion froide, permet au noyau composé d'avoir une faible énergie d'excitation (10-20 MeV) et de se désexciter par l'évaporation de seulement un ou deux neutrons. La probabilité de survie du noyau composé augmente lorsqu'on diminue l'énergie d'excitation, mais celle de formation tend à diminuer. On montrera que ce phénomène est dû à une dissipation durant la phase d'approche des noyaux expliquée plus en détail dans la section suivante.

Cette stratégie permit en 1974 à Y. Oganessian et son équipe de l'Institut Unifié de Réactions Nucléaires à Dubna, Russie, de produire des isotopes de l'élément Z=106 (seaborgium). Malheureusement, l'activité de fission spontanée n'était pas correctement signée et la découverte de l'élément 106 fut attribuée au groupe de Berkeley par la réaction $^{249}\text{Cf} + ^{18}\text{O}$.

Le groupe SHIP, du Gesellschaft für SchwereIonen Forschung (GSI) de Darmstadt, Allemagne, au sein duquel j'ai préparé ce travail, a ensuite synthétisé de 1981 à 1996, par le même procédé les éléments Z=107 à Z=112, élément le plus lourd connu à ce jour. (Annexes 0)

Dans ces réactions, le taux de production des éléments les plus lourds est très petit (environ un noyau et sa décroissance enregistrés par semaine) et la section efficace diminue d'un facteur trois par proton supplémentaire. Le processus de fusion étant un des facteurs limitant, les axes de mon travail furent l'analyse de la réaction essentiellement en essayant de déterminer l'influence de la structure des partenaires sur les sections efficaces de production des éléments. La production des éléments est un phénomène complexe qui peut se décomposer en deux étapes :

- L'évolution dynamique du système fusionnant à partir de la phase d'approche jusqu'à la formation éventuelle d'un système mononucléaire.
- La compétition fission-évaporation lors de la phase de désexcitation.

Les bases expérimentales de ce travail sont les résultats de différentes expériences conduisant à la formation d'isotopes de thorium déficitaires en neutron, noyaux sphériques autour de la couche N=126 semblables aux noyaux super-lourds autour de Z=114 ou 126.

Notre équipe a choisi trois couples de partenaires menant au thorium et réalisé les expériences au GSI : d'un côté le couple (^{70}Zn , ^{150}Nd) ^{220}Th sélectionné pour le noyau déformé ^{150}Nd dont on peut espérer qu'il réagit comme les noyaux des cibles d'actinides (noyaux aussi déformés) ; de l'autre, les couples (^{86}Kr , ^{130}Xe) ^{216}Th et (^{86}Kr , ^{136}Xe) ^{222}Th dont les isotopes ^{86}Kr et ^{136}Xe , sphériques, possèdent une couche fermée en neutrons (N=50 et N=82 respectivement) tout comme les ions plomb ou bismuth utilisés dans la fusion froide.

Une systématique a pu être dégagée grâce à l'ensemble de résultats d'expériences menées au GSI dans les années 80 et conduisant à la production des mêmes isotopes.

Les décroissances obtenues sont similaires à celles des éléments super-lourds (émission α , capture électronique et fission), aussi les techniques expérimentales sont-elles les mêmes. Le chapitre 2 rappelle l'évolution de la compréhension du processus de fusion. Après avoir décrit la méthode expérimentale dans le chapitre 3, je présente les moyens d'analyse et les résultats des expériences dans les chapitres 4 et 5. Enfin une discussion sur les résultats et les études théoriques est abordée dans le chapitre 6.

II. Fusion

Le processus de fusion, mis en jeu lors de la synthèse des noyaux légers à super-lourds, est un phénomène complexe. Comme pour beaucoup d'autres problèmes physiques, sa compréhension s'est enrichie peu à peu du résultat des expériences et d'analogies avec d'autres domaines de la physique.

La réaction de fusion a été envisagée sous deux angles : la possibilité d'existence d'un noyau composé et les limitations du phénomène liées aux propriétés des partenaires, en tenant compte soit uniquement des aspects macroscopiques des noyaux soit en incluant leurs propriétés microscopiques.

Dans la première partie de ce chapitre, je rappelle le processus de formation d'un noyau composé et ensuite sa désexcitation.

A. Formation d'un noyau composé

La figure ci-dessous indique schématiquement les différents processus pouvant intervenir dans des réactions entre ions lourds.

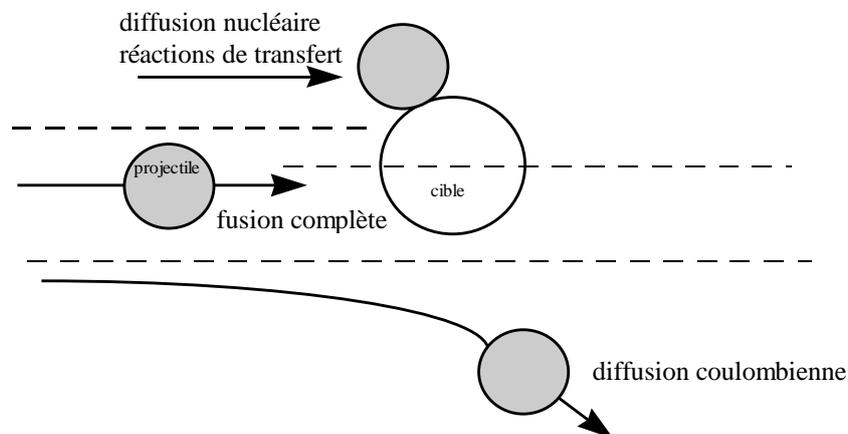


Fig. II-1 : Le paramètre d'impact définit le processus de réaction ; lorsque l'énergie du projectile est plus grande que la somme : barrière de Coulomb plus énergie de rotation, la fusion complète entre le projectile et la cible est possible.

La fusion complète entre deux noyaux est possible pour un paramètre d'impact petit et lorsque l'énergie du projectile est plus grande qu'une barrière définie comme la somme de l'énergie coulombienne et de l'énergie de rotation.

Une manière de signer la fusion complète du noyau projectile (P) avec le noyau cible (C) est d'observer des produits de réaction (PR) de masse presque égale à celle du noyau composé. Ce système composé est le résultat de la réaction :

$$P(A_p, Z_p) + C(A_c, Z_c) \rightarrow NC(A_p + A_c, Z_p + Z_c)_{E^*, J} \rightarrow PR(A_p + A_c - xn - xp - 4x\alpha, Z_p + Z_c - xp - 2x\alpha) + xn.n + xp.p + x\alpha.\alpha$$

xn , xp et $x\alpha$ sont les nombres de neutrons, protons et alphas évaporés, ils dépendent de l'énergie d'excitation (E^*) et du moment angulaire du noyau composé (J).

D'après le principe de conservation de l'énergie, l'énergie d'excitation du noyau composé, E^* , à une énergie de bombardement dans le centre de masse donnée, E_{cm} , est écrite sous la forme:

$$\text{Equation 1} \quad \boxed{E^* = E_{cm} + Q_{fus} = E_{cm} + c^2(M_p + M_c - M_{p+c})}$$

Où Q_{fus} représente la différence en énergie de liaison associée à la formation du noyau composé dans son état fondamental et les énergies de liaison respectives de la cible et du projectile (bilan de masse), M_p , M_c et M_{p+c} sont les masses à l'état fondamental du projectile, de la cible et du noyau composé respectivement.

1. Modèle de la goutte liquide et limites statiques d'existence d'un noyau composé

Une image simple du processus de fusion de deux noyaux atomiques est de le comparer à la fusion de gouttes liquides. Si deux gouttes liquides sont mises en contact, elles ont tendance à réduire leur énergie surfacique totale en ne formant qu'une sphère. L'excès d'énergie sert à évaporer quelques molécules ou à émettre des radiations.

Cohen, Plasil et Swiatecki [Coh63, Coh74] ont développé le modèle de la goutte liquide tournante dans lequel ils étudient la déformation d'un noyau sous l'influence du moment angulaire en supposant une rotation rigide et des formes symétriques axialement. Ils introduisirent les deux paramètres x (dénommé paramètre de fissilité) et y définis par :

$$\begin{cases} x = \frac{E_c}{2E_s} \cong \frac{Z^2}{50A} \\ y = \frac{E_{rot}}{E_s} \cong \frac{2L^2}{A^{7/3}} \end{cases}$$

Ces paramètres quantifient respectivement les énergies coulombienne et rotationnelle, énergies répulsives, par rapport à l'énergie surfacique, énergie attractive, d'un noyau sphérique de masse A , de charge Z et de moment angulaire L .

Pour $x=1$, le système devient instable par rapport à la fission spontanée car la barrière de fission B_f disparaît quelle que soit la valeur de L . On considère qu'en l'absence de barrière de fission, le temps de vie du système composite est de l'ordre de la période de vibration et par conséquent le noyau composé, dont le temps de vie est bien supérieur aux périodes nucléoniques caractéristiques, ne peut exister.

Pour $x < 1$, B_f diminue quand le moment angulaire L augmente et s'annule pour une valeur limite de L , interprétée comme le moment angulaire limite pour la fission.

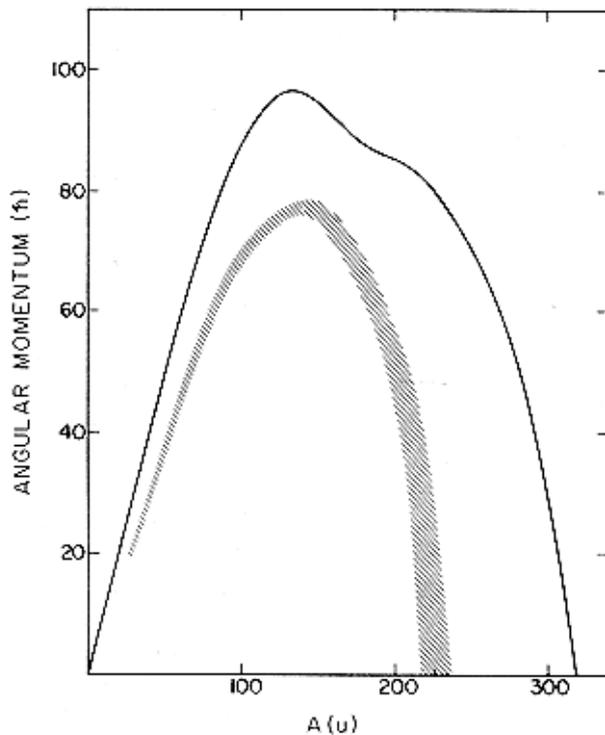


Fig. II-2 : Prédiction selon le modèle de la goutte liquide du moment angulaire pour lequel la barrière de fission des noyaux stables en beta de nombre de masse A devient nulle. Zone hachurée : moment angulaire pour lequel la barrière de fission est égale à l'énergie de séparation du neutron.

La fusion n'est donc possible que jusqu'à une valeur limite du moment angulaire, fonction de l'énergie dans le centre de masse et des masses des partenaires de fusion.

La section efficace limite de fusion déduite par cette méthode était très haute et ne permettait pas d'expliquer les sections efficaces de fusion mesurées. Il fallait donc tenir compte d'autres mécanismes expliquant la restriction de la fusion.

En effet, ce modèle classique reproduit correctement l'effet des forces nucléaires à courte portée mais il manque les aspects importants de la dynamique du processus de fusion nucléaire et les forces coulombiennes dues à la charge des noyaux. De plus, il faut considérer les propriétés quantiques qui sont responsables des effets de structure nucléaire.

2. Modèle statique de la fusion de deux noyaux

a) Modèle de Bass

Une description de la fusion par la pénétration d'une barrière de potentiel à une dimension a été proposée en 1974 par Bass [Bas74, Bas80a]. Ce potentiel est fonction seulement de la distance entre les noyaux entrant en collision alors que la forme des noyaux est supposée rester inchangée durant les premières étapes du processus.

La barrière de Bass est définie comme le maximum dans l'énergie potentielle en fonction de la distance entre les partenaires. Cette énergie potentielle est la somme des énergies de Coulomb, rotationnelle et nucléaire :

$$V(r, l) = V_c(r) + V_l(r, l) + V_n(r)$$

- $V_c(r) = \frac{Z_p Z_c e^2}{r}$ avec e la charge électrique, Z_p et Z_c les nombres de protons du projectile et de la cible respectivement.

- L'énergie rotationnelle est de la forme: $V_l(r, l) = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$, μ est la masse réduite du système : $\mu = m_p \frac{A_p \cdot A_c}{A_p + A_c}$, $\frac{\hbar^2}{m_p} = 415 \text{ [MeV} \cdot \text{fm}^2 \text{]}$

- Le potentiel nucléaire est obtenu à partir de l'énergie surfacique par unité d'aire du système: $\frac{dE_s}{ds} = 2\gamma \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{s}{d}\right) \right\}$ pour $s \geq 0$

Ce potentiel fut introduit par Swiatecki et est connu sous le terme « potentiel de proximité ».

γ est l'énergie de surface spécifique au modèle de la goutte liquide, d est le paramètre de diffusion de la surface et s est la distance de séparation des deux noyaux représentée sur la Fig. II-3.

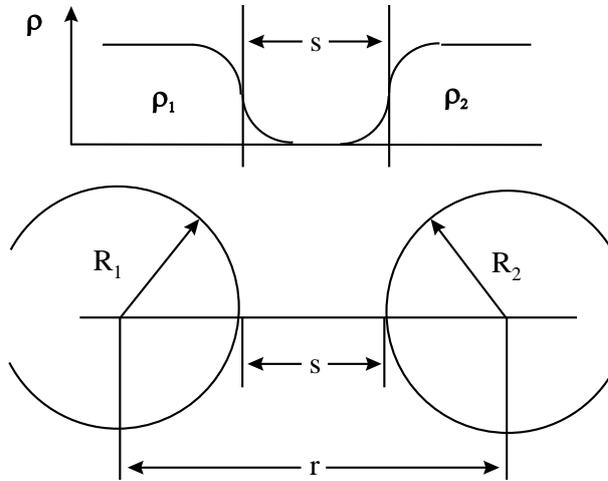


Fig. II-3 : Définition des paramètres utilisés dans l'énergie surfacique selon le modèle de la goutte liquide avec une distance finie d'interaction pour deux géométrie différentes : en haut : deux surfaces planes, parallèles avec représentation de la densité nucléaire en fonction de la séparation des noyaux, en bas : deux noyaux sphériques.

Après avoir intégré l'énergie surfacique entre les rayons de demi-densité R_p et R_c , le potentiel nucléaire est identifié avec la différence des énergies surfaciques entre une séparation s finie et infinie, on obtient:

$$V_n(r) = -4\pi\gamma \frac{d R_p R_c}{R_p + R_c} \exp\left(-\frac{s}{d}\right) = -a_s A_p^{1/3} A_c^{1/3} \frac{d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{r - R_{12}}{d}\right) = -V_0 \exp\left(-\frac{r - R_{12}}{d}\right)$$

a_s (=17 MeV) est le terme surfacique dans la formule de masse du modèle de la goutte liquide, $R_{12} = R_p + R_c = r_0(A_p^{1/3} + A_c^{1/3})$ est la somme des rayons de demi-densité. d est le paramètre de parcours ajusté afin de correspondre à des barrières d'interaction expérimentales, $d = 1,35 \text{ fm}$. Dans la région des noyaux lourds, la valeur 1,07 fm est utilisée pour le rayon unitaire r_0 .

Dans ces conditions, la barrière de fusion est de la forme :

$$\text{Equation 2} \quad B_{fus} = \frac{Z_p Z_c e^2}{R_{12}} \left\{ \frac{R_{12}}{R_{12} + d_{fus}} - \frac{d}{x R_{12}} \exp(-d_{fus}/d) \right\}$$

$$\text{avec } d_{fus}/d \approx -\ln x \left(1 - 2d/R_{12} \right)^{-1} \text{ et } x = \frac{V_{coul}}{V_{surf}} \Big|_{r=R_{pt}} = \frac{e^2}{r_0 a_s} \frac{Z_p Z_c}{A_p^{1/3} A_c^{1/3} (A_p^{1/3} + A_c^{1/3})}$$

Le potentiel nucléaire (ou potentiel de proximité) a ensuite été ajusté en le paramétrisant avec la fonction universelle $g(s)$, de la forme :

$$V_n(s) = -\frac{C_p C_c}{C_p + C_c} * g(s) \text{ avec } g(s) = \left(A \exp(s/d_1) + B \exp(s/d_2) \right)^{-1}$$

$$\text{avec } A = 0.033 \text{ fm/MeV}, \quad B = 0.007 \text{ fm/MeV}, \quad d_1 = 3.50 \text{ fm} \text{ et } d_2 = 0.65 \text{ fm}$$

A partir du modèle de la goutte liquide de Myers et Swiatecki et en prenant en considération la géométrie des noyaux, Blocki et al [Blo77] utilisent le rayon central $C = R(1 - b^2/R^2)$ avec $R = 1.28A^{1/3} - 0.76 + 0.8A^{-1/3}$, le rayon de demi-densité et $b = 1 \text{ fm}$, le paramètre de diffusion surfacique.

La distance r entre les particules chargées pour mesurer le potentiel coulombien est $r = s + (C_p + C_c)$.

La Fig. II-4 montre la position de la barrière de fusion, définie comme le maximum du potentiel noyau-noyau plus coulombien, et son évolution suivant les masses des partenaires fusionnant.

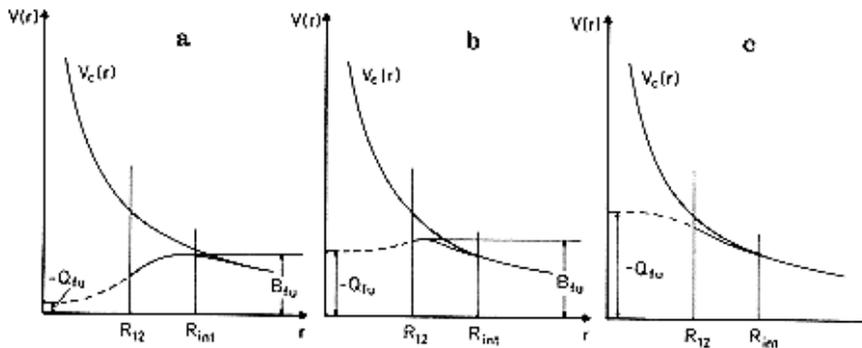


Fig. II-4 : Potentiel noyau-noyau $V(r)$ en fonction de la distance r entre les partenaires pour des systèmes légers (a), intermédiaires (b) et lourds (c). ($V_c(r)$: potentiel de Coulomb, B_{fu} : barrière de fusion, Q_{fu} : valeur Q de la fusion complète, R_{int} : distance d'interaction, R_{12} : distance de demi-densité).

On peut définir trois régions sur cette figure, si les deux noyaux interagissant ont une énergie dans le centre de masse suffisante :

- région I : $r \geq R_{int}$, correspondant à l'interaction coulombienne seule.
- région II : $R_{12} \leq r \leq R_{int}$, le système y subit une absorption, il ne perd pas d'énergie ni de moment angulaire.
- région III : $r \leq R_{12}$, correspondant à la fusion. A $r=R_{12}$, les forces de friction tangentielle et radiales agissent, le moment radial relatif devient nul et le moment angulaire relatif diminue. Le système peut soit former un noyau composé, soit subir une collision très inélastique avec séparation des fragments.

En conclusion, la fusion a lieu si la force radiale effective est attractive au point de contact sinon il y a diffusion. Au point de contact, les nucléons se déplacent librement d'un fragment à l'autre et dissipent rapidement le moment relatif. On verra dans le paragraphe 3 que ce phénomène n'a pas lieu strictement en un point mais sur une distance appelée col, définie dans la suite.

La description du processus de fusion est complétée par la dépendance en moment angulaire

du potentiel : $V = V_{n-n}(r) + V_{coul}(r) + \frac{\hbar^2 L^2}{2\mu r^2}$

La Fig. II-5 montre l'évolution de la forme du potentiel effectif avec le moment angulaire relatif en fonction de la distance entre les noyaux. La région hachurée représente la zone où la trajectoire mène à la fusion. Cette région est limitée par le potentiel à $L=0$, la ligne verticale donnée par $r = R_{12}$ et une courbe reliant les maxima des potentiels effectifs pour différents moments angulaires. On observe que la fusion n'est possible que lorsque le système est piégé dans une poche de potentiel. Cette poche n'existe plus à partir d'une valeur critique L_{crit} .

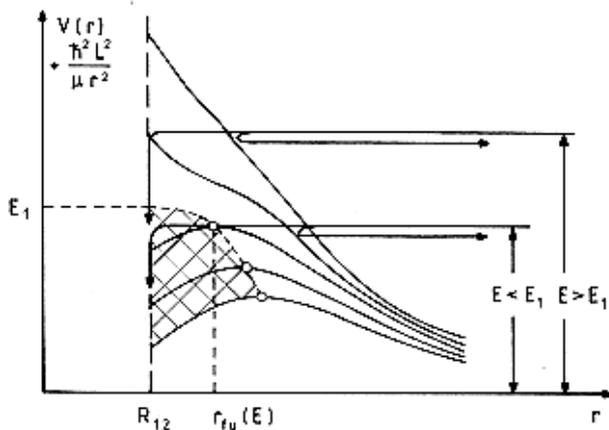


Fig. II-5 : Potentiels effectifs à deux corps pour différentes valeurs de moment angulaire L (L=0 : courbe inférieure), et trajectoires menant à la diffusion ou à la fusion.

Par cette dépendance en moment angulaire, la section efficace de fusion prend la forme :

$$\frac{d\sigma}{dL} = 2\pi\tilde{\lambda}^2 L \quad \text{et} \quad \sigma_{fus} = \pi\tilde{\lambda}^2 L_{fus}^2$$

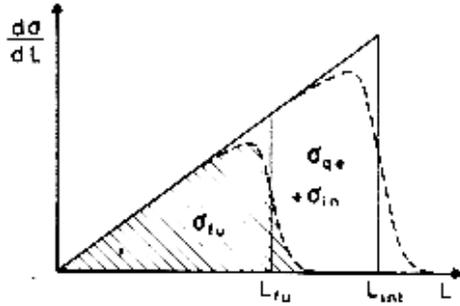


Fig. II-6 : Spectre en moment angulaire de la section efficace de réaction totale et décomposition d'après le processus de réaction : fusion complète (σ_{fus}), collision très inélastique (σ_{in}) ou quasi-élastique (σ_{qe}).

Ainsi on peut définir une probabilité de fusion qui est le rapport de la section efficace de fusion sur la section efficace totale de réaction :

$$P_{fus} = \frac{\sigma_{fus}}{\sigma_R} = \frac{L_{fus}^2}{L_{int}^2}$$

La Fig. II-7 montre schématiquement la dépendance de L_{fus} et L_{int} en fonction des énergies de bombardement pour un système moyennement lourd et les régions des différents mécanismes de réaction.

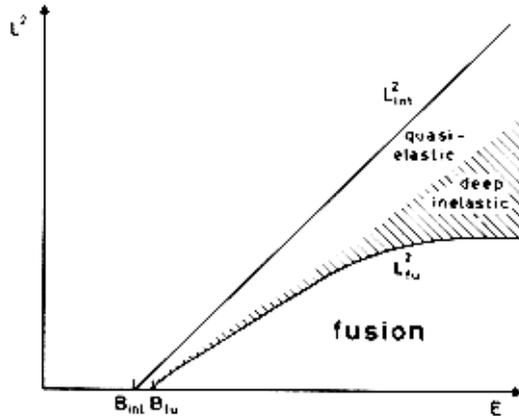


Fig. II-7 : Moment angulaire au carré en fonction de l'énergie cinétique relative dans le centre de masse avec indication des régions où les différents mécanismes de réaction dominant.

A partir de la définition de la barrière de fusion et de l'Equation 1, l'énergie d'excitation minimale du noyau composé est $E_{min}^* = B_{fus} + Q_{fus}$.

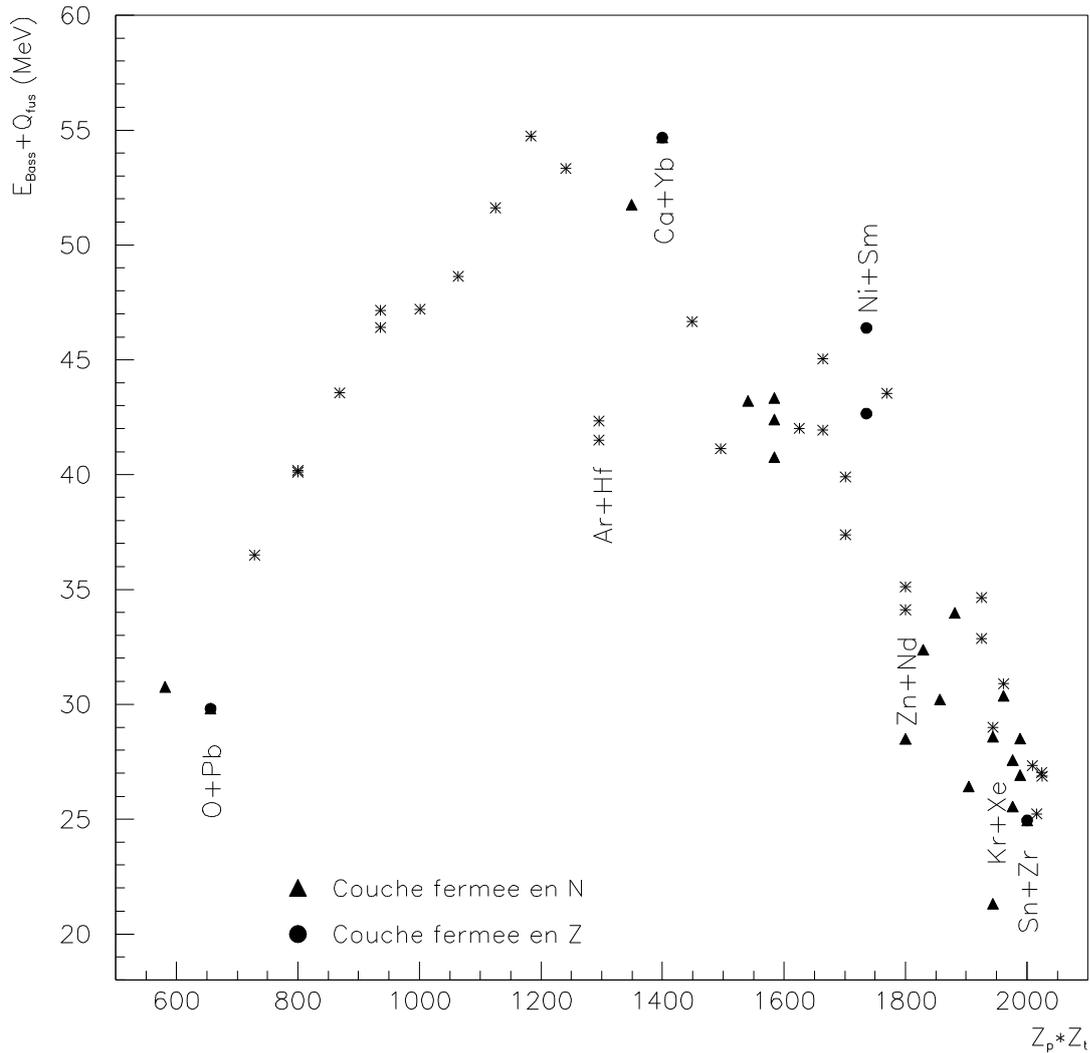


Fig. II-8 : Energie d'excitation minimale à la barrière d'interaction d'isotopes de thorium formés par fusion en fonction du système projectile-cible (isotopes de plus haute abondance dans la nature). Triangles : au moins un des partenaires a une couche fermée en neutrons. Cercles : au moins un des partenaires a une couche fermée en protons.

La Fig. II-8 montre que l'énergie d'excitation minimale E_{\min}^* du noyau composé est faible (25-30 MeV) pour des systèmes légers symétriques alors qu'elle est de l'ordre de 50 MeV pour des systèmes intermédiaires ($Z_p - Z_c \cong 20-70$).

b) Fusion sous-barrière

En décrivant la fusion de cette manière classique, cette réaction devient impossible pour une énergie dans le centre de masse inférieure à la barrière. Néanmoins, ceci est possible grâce à la pénétration de la barrière par effet tunnel, prouvée par l'équation de Schrödinger :

$$\left(\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + E - V_0(x) \right) \psi(x) = 0$$

avec $V_0(x)$ l'énergie potentielle et $\psi(x)$ la fonction d'onde.

Dans les années 60 et 70, la fusion sous-barrière a été observée pour des systèmes légers. Le modèle optique standard la décrivait correctement en identifiant la section efficace de fusion à celle de réaction totale ([Ree66], [Hig77], [Mic73]).

On définit la section efficace de fusion σ_f à partir de la somme des sections-efficaces partielles $\sigma_f(l)$:

$$\sigma_f = \sum_l \sigma_f(l)$$

Les sections-efficaces partielles $\sigma_f(l)$ sont de la forme : $\sigma_f(l) = \frac{\lambda^2 (2l+1) T_l}{4\pi}$

où $\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E_{cm}}}$ avec $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, la masse réduite du système et T_l le coefficient de transmission.

Une description de la fusion sous-barrière fut donnée par Cujec et al [Cuj76] en analysant le système $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$; ils utilisèrent un potentiel réel $V(r)$ calculé par une procédure d'itérations [Bri74] et dérivèrent le coefficient de transmission d'après la relation approximative suivante :

$$\text{où } \begin{cases} T_l(E) = \frac{1}{1 + e^{K_l}} \\ K_l(E) = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \left\{ 2\mu [V(r, l) - E_{cm}] \right\}^{1/2} dr \end{cases}$$

r_1 et r_2 sont les points intérieur et extérieur d'inflexion, respectivement et $V(r, l)$ est l'énergie potentielle plus centrifuge de la configuration projectile-cible, fonction de la séparation r entre leurs centres de masse et du moment angulaire l . Cette équation se fonde sur l'approximation JWKB (Wentzel-Kramers-Brillouin), correcte à très basse énergie pour des systèmes légers.

Pour des noyaux plus lourds et pour des énergies proches de la barrière, le potentiel est reproduit de manière approchée par une parabole inverse selon l'approche de Hill-Wheeler pour laquelle les coefficients de transmission deviennent [Hil53]:

$$T_l(E) = \left[1 + \exp\left(2\pi \frac{B_l - E}{\hbar \omega_l} \right) \right]^{-1}$$

Ici B_l est la barrière effective pour l'onde partielle de moment angulaire l .

La fréquence d'oscillation est donnée par :

$$\omega_l = \sqrt{-\frac{1}{\mu} \frac{d^2}{dr^2} \left[V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right]_{r=r_B}}$$

Si le potentiel nucléaire est de la forme : $V_n(r) = -V_0 \exp\left(-\frac{r - R_{12}}{d}\right)$ et le potentiel

coulombien de la forme : $V_c(r) = \frac{Z_p Z_c e^2}{r}$, on obtient pour $l = 0$:

$$\text{Equation 3 : } \boxed{(\hbar\omega)^2 = \frac{\hbar^2}{\mu} \frac{R_B - 2d}{dR_B(R_B - d)} B_{fus} \text{ [MeV}^2\text{]}}$$

Avec $R_B = R_{12} + d_{fus}$, les paramètres entrant dans cette équation ($d, R_{12}, d_{fus}, B_{fus}$) ont été définis dans l'Equation 2.

Ce modèle est connu sous le nom de 'modèle à pénétration de barrière', il ne contient aucun paramètre libre sauf ceux du potentiel réel.

Ces équations sont modifiées lorsqu'un noyau du projectile, supposé sphérique, entre en collision avec un noyau de la cible déformé axialement et symétrique dans la répartition de masse. Il est nécessaire d'introduire dans les équations l'angle θ entre l'axe de symétrie de la cible et la direction du faisceau :

$$\sigma_f = \int_{r_1}^{r_2} \sin \theta d\theta \sum_l \sigma_f(l, \theta)$$

$$\sigma_f(l, \theta) = \frac{\hbar^2 (2l+1) T_l(\theta)}{4\pi}$$

où

$$\begin{cases} T_l(E, \theta) = \frac{1}{1 + e^{K_l(\theta)}} \\ K_l(E) = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \left\{ 2\mu [V(r, \theta, l) - E_{cm}] \right\}^{1/2} dr \end{cases}$$

L'énergie potentielle plus centrifuge du système est toujours la somme des énergies coulombienne, nucléaire et rotationnelles :

$$V(r, \theta, l) = V_c(r, \theta) + V_n(r, \theta) + V_l(r)$$

c) Probabilité de fusion

La figure suivante représente l'allure de la probabilité de fusion d'un système en fonction de l'énergie d'excitation. A basse énergie, la pente de la probabilité est proportionnelle à $(\hbar\omega)^{-1}$:

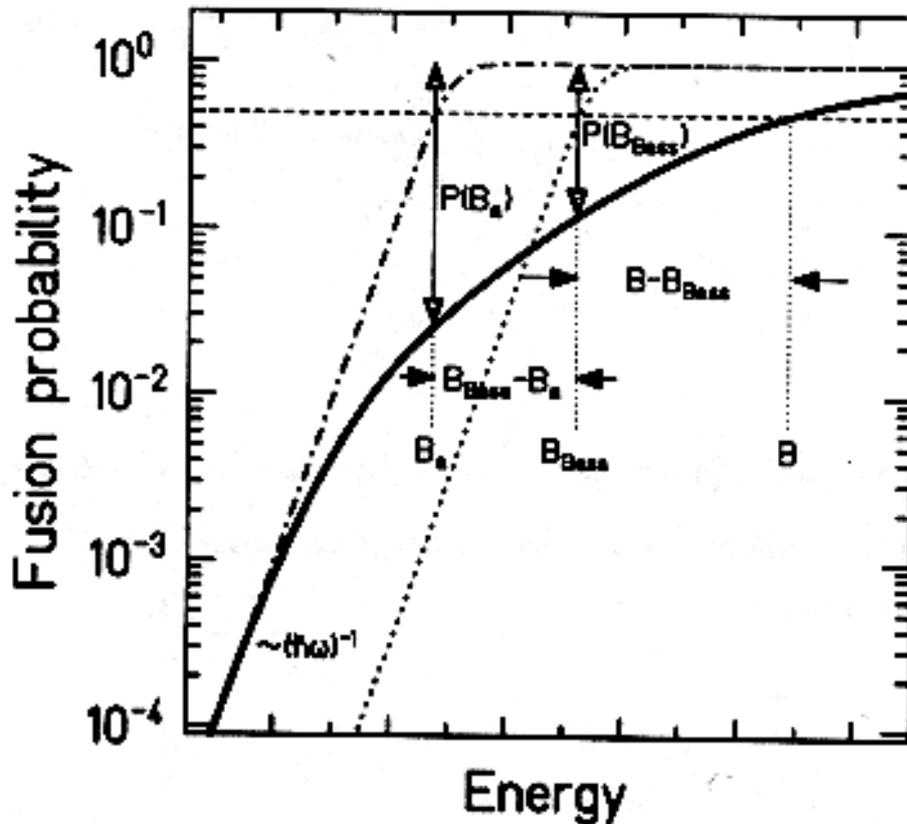


Fig. II-9 : Probabilité de fusion en fonction de l'énergie d'excitation, expérimentale (en trait plein, barrière effective : B) et selon le modèle de Bass de barrière B_{Bass} (pointillé) et de barrière adiabatique B_a (trait discontinu).

Sur la Fig. II-9, sont représentées les courbes théoriques et expérimentales de la probabilité de fusion en fonction de l'énergie. La courbe pointillée représente la probabilité de fusion calculée selon Bass. La probabilité vaut 0.5 à la barrière de Bass et la pente sous-barrière est proportionnelle à $(\hbar\omega)^{-1}$.

3. Limitations dynamiques des modèles de fusion sous- et sur- barrière

Dans les années 80, des réactions de fusion ont été menées avec différents systèmes dont le projectile ou la cible avait un nombre de nucléons supérieur à 100. Les mesures ont donné une allure de la probabilité de fusion de ces systèmes différente de celle décrite précédemment. Sur la Fig. II-9, on remarque que la probabilité de fusion vaut 0.5 à une énergie supérieure à la barrière calculée par Bass. Cette différence $(B - B_{Bass})$ est appelée extra-push ou écart dynamique en énergie. Cet excès d'énergie est une énergie radiale supplémentaire nécessaire pour compenser l'énergie dissipée perdue pour surmonter la barrière.

La courbe expérimentale est asymptotique à basse énergie à une droite de pente $(\hbar\omega)^{-1}$. La courbe en trait discontinu représente la probabilité de fusion théorique asymptotique à basse énergie à la courbe expérimentale ; elle vaut 0.5 à la barrière B_a , dénommée barrière adiabatique. La fusion sous-barrière peut être paramétrisée par $p(B_a), (B_{Bass} - B_a)$: écart sous-barrière, $p(B_{Bass})$: probabilité dynamique et $(B - B_{Bass})$: extra-push.

D'une part, on remarque que la probabilité mesurée de fusion sous-barrière est supérieure à celle calculée. Cette observation ne peut pas être expliquée par les coefficients de transmission calculés à partir de la barrière de potentiel à une dimension, car l'approximation semiclassique donne une probabilité d'effet tunnel de $2 \cdot 10^{-21}$.

D'autre part, la probabilité de fusion atteint l'unité bien au dessus de la barrière de Bass. Ceci a été particulièrement mis en évidence en produisant des isotopes fortement fissiles par différentes combinaisons projectile-cible. Pour des systèmes symétriques, l'excès d'énergie au dessus de la barrière nécessaire pour atteindre le maximum de probabilité de fusion augmente considérablement à partir de la valeur $Z^2/A \approx 38$ (ou $x \approx 0.80$ pour le paramètre de fissilité du noyau composé). Sierk et Nix [Sie74] ont calculé théoriquement en 1974 une valeur de fissilité de 0.72 pour ce seuil.

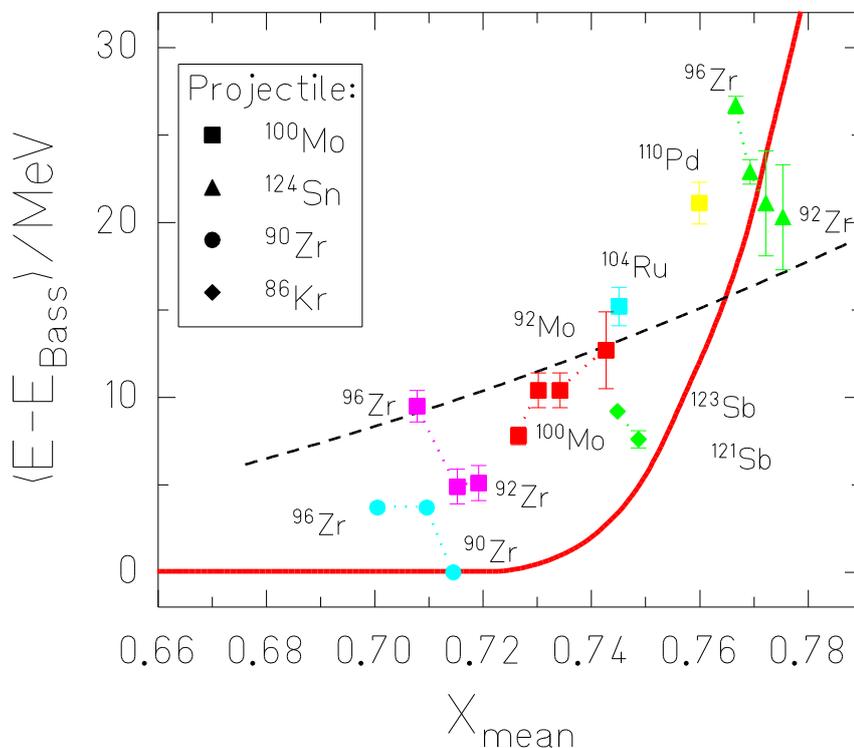


Fig. II-10 : Excédent d'énergie incidente en fonction du paramètre de fissilité x . La courbe en trait plein représente la prédiction du modèle d'extra-push selon [Blo86]. Les points sont les valeurs expérimentales pour des systèmes symétriques avec lesquels les résidus d'évaporation ont été détectés. La courbe en trait discontinu représente le modèle de friction de surface [Frö84].

On analysa dans un premier temps les effets pouvant influencer le potentiel inter-nucléaire en négligeant la structure des partenaires. Les modèles ont été améliorés en introduisant des termes de vibration, de déformation, de col, de la dynamique des partenaires de la réaction ; ainsi la structure des trajectoires dans les cartes multi-dimensionnelles représentant l'énergie potentielle surfacique peut être fortement modifiée d'un modèle à l'autre.

On s'est alors intéressé à la phase d'approche des noyaux en introduisant dans le potentiel surfacique des noyaux interagissant trois paramètres :

$$\text{l'élongation relative : } \rho = r / (R_p + R_t),$$

$$\text{l'asymétrie en masse: } \Delta = (R_p - R_t) / (R_p + R_t)$$

$$\text{la taille relative du col : } \lambda = (l_p + l_t) / (R_p + R_t)$$

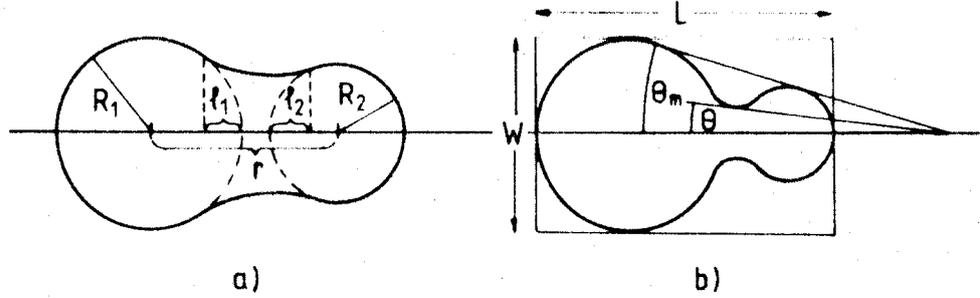


Fig. II-11 : Paramétrisation des formes nucléaires en utilisant des portions de deux sphères connectées par une surface quadratique moyenne de révolution.

Swiatecki et Bjornholm [Swi72] ont décrit les forces de friction à partir de ces trois paramètres, ils considèrent que ces forces sont plus importantes que les forces inertielles. Leurs résultats leur permirent d'introduire les concepts d'asymétrie critique' et d'écart entre les vallées de fusion et celles de fission' dans le plan ρ - λ .

Leur modèle, comme celui de Blocki [Blo86], permet de paramétriser l'énergie d'extra-push par une parabole fonction du paramètre $(x - x_{th})$:

$$\text{Equation 4} \quad \boxed{B - B_B = \overline{E_x} = E_s [18.(x - 0.723) + 120.(x - 0.723)^2]^2}$$

$$\text{avec } E_s = 7.6 * 10^{-4} . (Z^2 / A)_{crit}^2 . A_1^{1/3} . A_2^{1/3} . (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 / (A_1 + A_2)$$

$$\text{et } \begin{cases} x = (Z^2 / A) / (Z^2 / A)_{crit} \\ (Z^2 / A)_{crit} = 50.88 * [1 - 1.78 * [(N - Z) / (N + Z)]^2] \end{cases}$$

Ce modèle permettait de bien reproduire les seules réactions de fusion pour des systèmes symétriques, montrés sur la Fig. II-10, avec la valeur seuil extraite: $x_{th} = 0.72$.

Cependant, le processus est différent pour un système collisionnant asymétrique en masse. En effet, ce système est plus compact que la configuration symétrique. La distance où les forces dissipatives agissent est plus courte pour un système asymétrique et la fusion est alors favorisée.

Le paramètre de fissilité x_{UCD} décrivant le rapport des forces coulombiennes sur les forces nucléaires dans la configuration de deux sphères en contact est introduit :

$$x_{UCD}(\kappa) = 4x(\kappa^2 + \kappa + \kappa^{-1} + \kappa^{-2})^{-1}$$

avec $\kappa = (A_p / A_t)^{1/3}$ caractérisant l'asymétrie du système de collision.

Une valeur moyenne arithmétique de la fissilité est définie par : $x_{arith,\alpha} = x((1-\alpha) + \alpha x_{UCD}/x)$

Ici α est un paramètre caractérisant le recouvrement des partenaires de collision à la barrière de Coulomb. En simulant un grand nombre de collisions avec des systèmes asymétriques, Blocki et al [Blo86], déterminèrent une valeur théorique du paramètre de fissilité et obtinrent une valeur de 1/3 pour α .

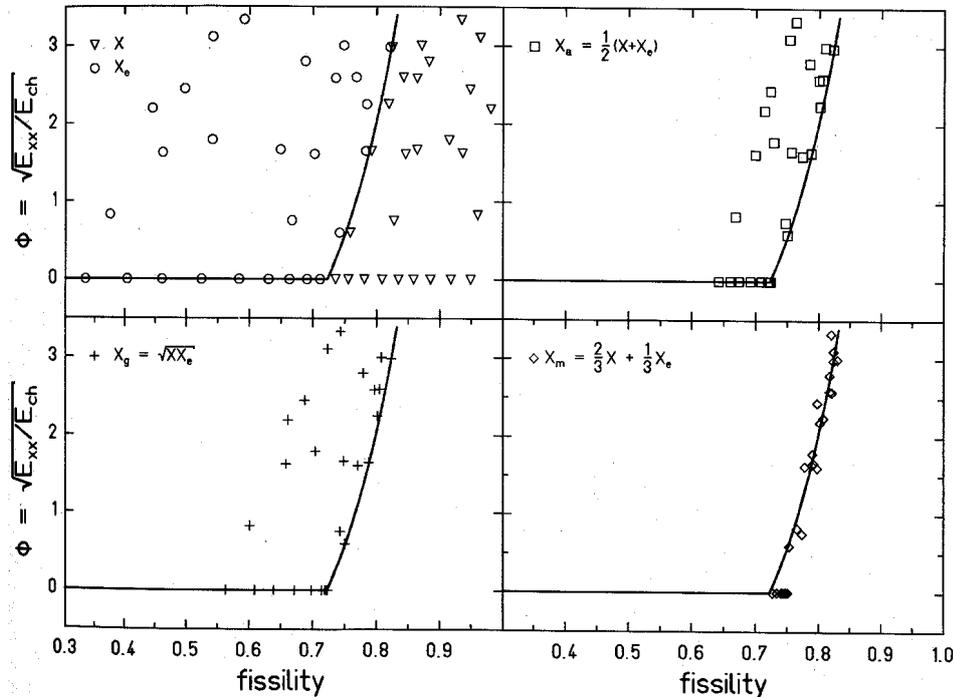


Fig. II-12 : Recherche d'une variable pour paramétriser l'énergie d'extra-push pour des systèmes symétriques et asymétriques. Les données expérimentales sont tracées en fonction de : x (∇) et x_e (O) (en haut à gauche), $1/2(x+x_e)$ (en haut à droite), $\sqrt{xx_e}$ (en bas à gauche) et $2/3x+1/3x_e$ (en bas à droite). La courbe continue est basée sur l'ajustement algébrique de l'extra-push par des systèmes symétriques. [Blo86]

Afin de comprendre les fluctuations de barrière dans la fusion, P. Fröbrich et J. Marten [Frö91] et C.E. Aguiar [Agu90] ont inclus des fluctuations thermales dans le modèle de la goutte liquide pour les collisions nucléaires en transformant les équations classiques du mouvement en équations de Langevin. Ces modèles ont permis de reproduire correctement les sections efficaces mesurées pour les systèmes Sn/Zr et Ni/Sn.

Récemment, J. Blocki et al [Blo97] ont introduit dans leur modèle le concept de distributions de barrière et fluctuations de la probabilité de fusion en simulant l'excitation d'un gaz de particules indépendantes dans un puits de potentiel fonction du temps de collision.

L'influence de la richesse en neutrons des partenaires dans la collision a aussi été analysée théoriquement par M.S. Hussein [Hus91] et C.E. Aguiar [Agu92]. Ces deux théories menaient à des conclusions différentes : la première prévoit une augmentation de la probabilité de formation de noyaux lourds à basse énergie grâce aux noyaux projectiles très riches en neutrons. Au contraire, C.E. Aguiar prévoit une augmentation de l'extra-push avec le nombre de neutrons du projectile donc une faible probabilité de fusion à basse énergie.

Jusque là, seules les considérations macroscopiques des noyaux étaient prises en compte. Mais tous les systèmes menant à la fusion ne trouvaient pas une interprétation théorique

correcte. Dans les modèles dynamiques, il fallut introduire les effets microscopiques des noyaux.

Nörenberg [Nör81] a introduit la structure nucléaire des noyaux dans un modèle de « dynamique diabatique dissipative ». Il considère que le temps de traverser la barrière ($2 \cdot 10^{-22}$ s) est petit comparé au temps de redistribution des nucléons appariés dans les orbites partiellement remplies ($2 \cdot 10^{-21}$ s). La distribution des nucléons dans leurs sous-niveaux dépend de la structure nucléaire et est supposée inchangée pendant le passage de la barrière de Coulomb. Ce modèle permet de décrire correctement la fusion pour les noyaux lourds.

Möller et al [Möl97] a aussi décrit les barrières de fusion par des approches macroscopiques-microscopiques pour différentes réactions d'ions lourds. Ce modèle conclut que l'énergie nécessaire pour atteindre le maximum de la section efficace dans la synthèse de noyaux super-lourds est de quelques MeV supérieure à l'énergie de la barrière de fusion.

A ce jour, la fusion de noyaux au-dessus de la barrière est relativement bien expliquée par des approches macroscopiques et microscopiques. Cependant, subsistent des incertitudes sur la compréhension de la formation des noyaux sous la barrière de fusion.

B. Le processus de désexcitation

Le noyau composé formé a une énergie d'excitation, un moment angulaire et une parité donnés ; il se désexcite par différentes voies : il peut soit évaporer des particules légères ou des agrégats, soit fissionner. La théorie statistique détermine la voie la plus probable de désexcitation selon les poids statistiques des différents états finaux possibles, sans tenir compte de la structure du noyau. La compétition entre les différentes voies (évaporation de particules et fission) est déterminée par le principe du bilan détaillé où les voies de sorties menant à un état quantique final sont équiprobables. L'expression suivante montre les quantités prises en compte:

$$\text{Equation 5} \quad P_p(\varepsilon)d\varepsilon = C \sum_{J_f} \varepsilon \sigma_{CP}(\varepsilon, J_f) \frac{\omega_f(E_f^*, J_f)}{\omega_i(E_i^*, J_i)} d\varepsilon$$

$P_p(\varepsilon)d\varepsilon$ est la probabilité d'émission d'une particule p, d'énergie cinétique comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$.

$\sigma_{CP}(\varepsilon, J_f)$ est la section efficace de la réaction inverse.

ω_i et ω_f sont les densités d'état des noyaux initiaux et finaux, respectivement.

$J_{i,f}$ est leur nombre quantique en moment angulaire.

$E_{i,f}^*$ est leur énergie d'excitation.

L'Equation 5 peut être simplifiée en introduisant la température nucléaire T. En premier lieu, nous considérons un choc frontal, le moment angulaire est donc nul. Selon la théorie statistique, l'énergie d'excitation E^* d'un noyau et sa température sont liés par la relation : $E^* = aT^2$ avec a le paramètre de densité de niveau.

En représentant les différentes quantités, l'Equation 5 devient:

$$P_p(\varepsilon)d\varepsilon = C' \sigma_{CP}(\varepsilon)\varepsilon \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right)d\varepsilon \text{ soit } W(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\varepsilon - \varepsilon_s}{T^2} \exp\left(-\frac{\varepsilon - \varepsilon_s}{T}\right)d\varepsilon$$

où ε_s est le seuil en énergie pour l'émission de particules ou la barrière de fission.

La théorie statistique montre aussi que la probabilité P_i d'évaporer une particule i est proportionnelle à la densité d'état $\rho(E^* - B_i)$ où B_i est l'énergie de liaison pour un neutron, la barrière coulombienne pour une particule chargée. De la même manière, la probabilité P_f de fission est proportionnelle à $\rho(E^* - B_f)$ avec B_f la barrière de fission.

La densité d'état s s'exprime en fonction de l'énergie disponible selon la relation :

$$\rho(E^* - B) \propto \exp\left(2\sqrt{a(E^* - B)}\right)$$

De ce fait, lorsque le moment angulaire n'est pas nul, on peut en tenir compte en soustrayant l'énergie rotationnelle à l'énergie d'excitation, l'énergie disponible devient : $E^* - E_{rot}^{ef}$. De même, la barrière effective pour la fission est la somme $B_f + E_{rot}^s - E_{rot}^{ef}$ ('ef' signifie configuration à l'état fondamental et 's' configuration au point selle).

La compétition entre la fission et l'évaporation de la particule i est alors donnée par le rapport suivant :

$$\text{Equation 6} \quad \frac{P_i}{P_f} \propto \frac{\Gamma_i}{\Gamma_f} \propto \frac{\exp\left[2\sqrt{a\left((E^* - E_{rot}^{ef}) - B_i\right)}\right]}{\exp\left[2\sqrt{a\left((E^* - E_{rot}^{ef}) - (B_f - E_{rot}^{ef} + E_{rot}^s)\right)}\right]} \approx \exp\left[\frac{B_f(l) - B_i}{T}\right]$$

La barrière de fission est fonction du moment angulaire selon l'expression suivante:

$$B_f(l) = B_f(l=0) - 0.5 * \hbar^2 l(l+1) \left(1/J_{ef} - 1/J_s\right)$$

où J est le moment d'inertie.

$$\text{Ainsi l'Equation 6 devient:} \quad \frac{\Gamma_i}{\Gamma_f}(l) \propto \frac{\Gamma_i}{\Gamma_f}(l=0) \exp\left[-\frac{l^2}{l_{lim}^2}\right]$$

$$l_{lim}^2 = \frac{2T/\hbar^2}{1/J_{gs} - 1/J_s}, \quad l_{lim} \text{ est typiquement égal à } 15 \text{ pour } E^* = 10 \text{ MeV. [Sch80]}$$

En pratique, pour E^* jusqu'à quelques dizaines de MeV, et pour des noyaux non déficients en neutrons, les seules particules évaporées sont des neutrons : $\Gamma_i = \Gamma_n$. La compétition entre l'évaporation et la fission se réduit à :

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4m_0 r_0^2}{\hbar^2} \cdot T \cdot A^{2/3} \exp\left[\frac{B_f(l) - B_n}{T}\right] \text{ avec } \frac{4m_0 r_0^2}{\hbar^2} = 0.14 \text{ MeV}^{-1}$$

On appelle résidu d'évaporation, un noyau composé qui s'est désexcité par évaporation de particules légères. Dans les réactions réalisées, on mesure la section efficace des résidus

d'évaporation. Les noyaux composés désexcités par fission ne peuvent être détectés qu'avec un autre dispositif expérimental.

III. Méthode expérimentale

Afin de compléter notre connaissance sur le processus de fusion, nous avons analysé trois nouveaux systèmes : $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ et $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$. L'expérience pour réaliser ce dernier système fut proposée par le groupe de Y. Oganessian du JINR de Dubna. Les expériences furent réalisées au GSI de Darmstadt en collaboration avec le groupe SHIP du GSI de Darmstadt, M. Leino du laboratoire de Jyvaskyla, Finlande et S. Saro de l'université de Bratislava, Slovaquie.

Ces groupes s'intéressent depuis plusieurs années au processus de fusion et collaborent pour mener à bien les expériences sur les super-lourds.

A. *Le JINR (Joint Institut for Nuclear Reactions)*

Le JINR est une installation de recherche en physique nucléaire installée à Dubna en Russie, elle comporte plusieurs secteurs dont le FLNR, Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, spécialisé dans la recherche en physique des ions lourds. L'équipe Vassilissa, du FLNR, étudie la fusion complète et la décroissance des noyaux chauds.

Vassilissa est un séparateur cinématique installé après le cyclotron U-400 délivrant des faisceaux d'ions légers (de ^{16}O à ^{40}Ar). Ce système est composé de trois dipôles électrostatiques permettant une séparation spatiale des trajectoires des noyaux de fusion, des produits de réaction et du faisceau direct par les différences en énergie et en charge ionique. Ce séparateur permet d'observer les résidus d'évaporation des réactions de fusion menant à la formation de noyaux déficients en neutrons avec $Z \geq 83$.

En juillet 1997, j'ai participé à une expérience réalisée par cette équipe ; il s'agissait de faire fusionner des ions ^{16}O avec les ions d'une cible de ^{206}Pb et ^{208}Pb formant les noyaux composés $^{222,224}\text{Th}$. Cette expérience complète les études menées au GSI car il s'agit d'un noyau composé identique et l'intérêt porte sur les couches fermées en proton et neutron des noyaux projectiles et cibles.

La méthode expérimentale est identique à celle de SHIP, décrite dans les paragraphes suivants. La différence vient du séparateur.

B. *Le GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung)*

Le GSI, situé à Darmstadt en Allemagne, est un centre de recherche en physique des ions lourds. Il est équipé d'une succession d'accélérateurs (accélérateur linéaire UNILAC (1.4-11 MeV/nucléons), synchrotron SIS (1-2 GeV/nucléon) et anneau de stockage à refroidissement ESR (0.5-1 GeV/nucléon)) délivrant des ions lourds dans une trentaine d'aires expérimentales.

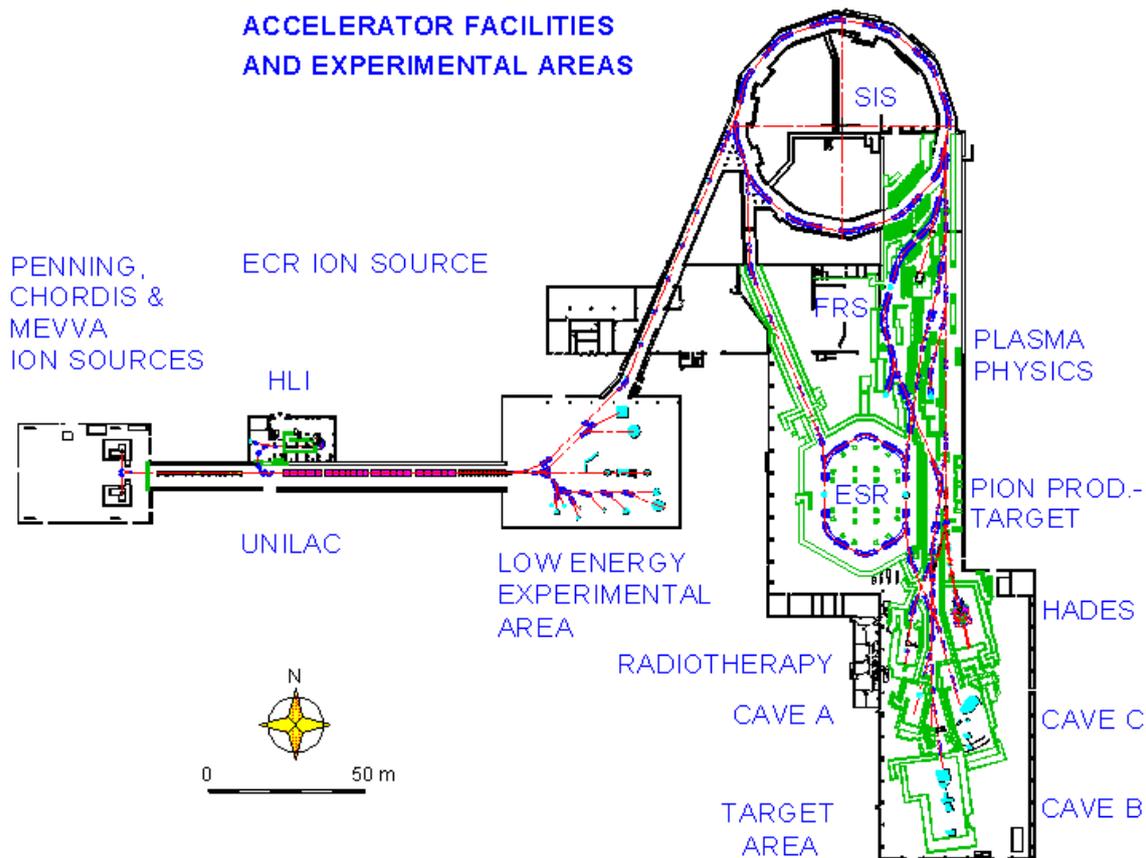


Fig. III-1 : Le complexe expérimental de GSI.

Les différentes expériences décrites ont été faites avec le filtre de vitesse SHIP situé à la sortie de l'accélérateur linéaire UNILAC.

Les faisceaux d'ions de haute charge sont délivrés par un injecteur de type ECR-CAPRICE (Electron Cyclotron Resonance), 14 GHz [Gel92]. La source est suivie par un accélérateur constitué de quadropôles radio-fréquence (RFQ) et d'une structure interdigitale mode H (IH). Cet accélérateur délivre un faisceau d'énergie 1.4 MeV/u. Ce faisceau est directement injecté dans la section Alvarez de l'accélérateur linéaire, UNILAC [Ang89] avec une impulsion d'une durée de 5ms environ à la fréquence de 50Hz. L'état de charge est maintenu pendant tout le processus d'accélération. L'énergie du faisceau est définie à partir d'un ensemble de résonateurs séparés. La précision relative des énergies du faisceau est de ± 0.003 MeV/u. Mesurée par des méthodes de temps de vol, les énergies absolues sont précises à ± 0.01 MeV/u.

C. Dispositif expérimental

Les résidus d'évaporation produits étaient séparés en vol du faisceau par le filtre de vitesse SHIP. Ensuite, passant à travers un système de temps de vol et ralentis par des feuilles plastiques, les résidus étaient implantés dans un détecteur en silicium à pistes. Puis leur décroissance radioactive alpha était mesurée.

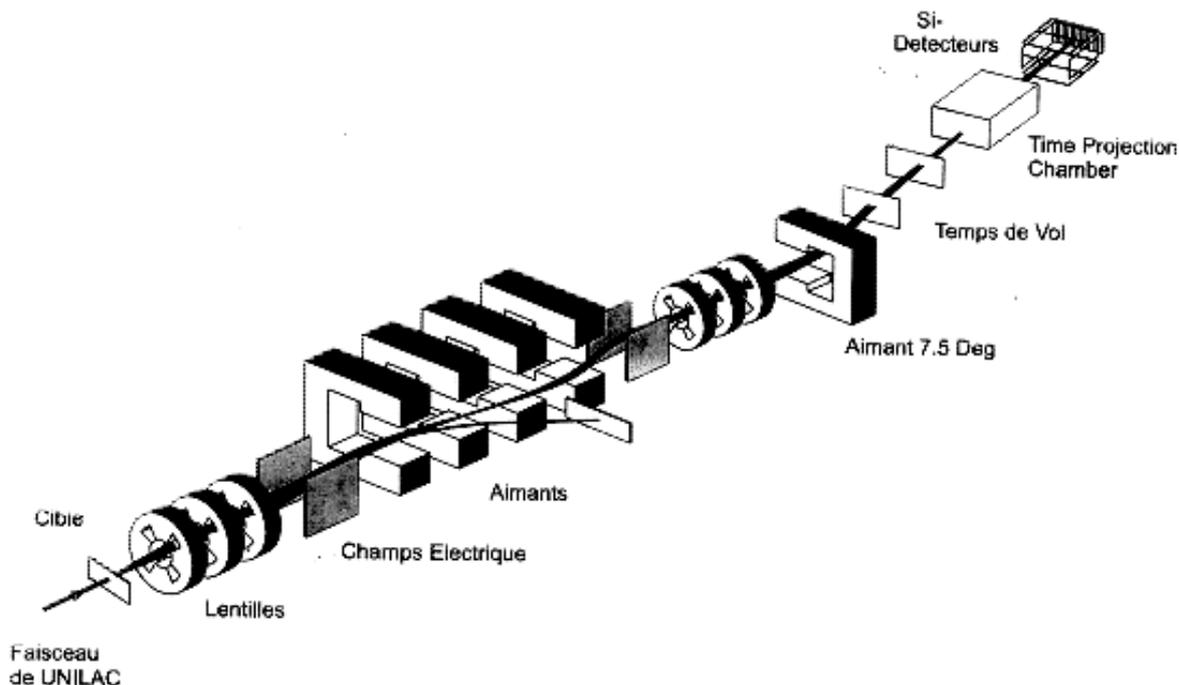


Fig. III-2 : Schéma du dispositif expérimental de SHIP.

D. Les projectiles et les cibles

Dans la première expérience, un faisceau d'ions ^{70}Zn de charge 10^+ irradiait une cible enrichie isotopiquement en ^{150}Nd , d'épaisseur $470 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Les énergies du faisceaux variaient de 3.9 à 4.9 MeV/u par pas de 0.1 MeV/u. L'intensité moyenne du faisceau sur la cible était en moyenne de 17 pA, soit 10^{11} ions/s.

Dans la seconde expérience, les ions de ^{86}Kr étaient extraits de l'injecteur ECR avec un état de charge de 12^+ , et accélérés aux énergies variant de 4.4 à 5.5 MeV/u avec un courant de 5,0 à 6,6 pA (soit 3.10^{10} ions/s à 4.10^{10} ions/s). Deux cibles différentes d'isotopes de Xénon, étaient utilisées, ^{136}Xe et ^{130}Xe , enrichies à 99.9 % et 99.6 % respectivement. Ces gaz étaient contenus dans une chambre de 5 cm de long et 2 cm de diamètre fermée par 2 feuilles de titane de $4 \mu\text{m}$ soit $1.8 \text{ mg}/\text{cm}^2$ d'épaisseur séparant ainsi le volume gazeux du vide poussé de la chambre. Le gaz était maintenu à une pression de 4 à 5 Torr, mesurée avec une précision de $\pm 1\%$.

Afin d'établir une distribution de charge ionique équilibrée, les résidus d'évaporation traversent une feuille de carbone de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ située 25 cm après la cible avant d'entrer dans SHIP. Cette distance correspond à un temps de vol des noyaux composés de ≈ 40 ns. La plupart des désintégrations par conversion interne des électrons du noyau étant plus rapides, le noyau est dans son état fondamental avant d'atteindre cette feuille de carbone.

Dans l'expérience impliquant le zinc avec la cible ^{150}Nd , l'intensité du faisceau était contrôlée en comptant les ions du projectile diffusés élastiquement de la cible ^{150}Nd avec des détecteurs

à barrière de surface situés à 30 degrés dans le laboratoire par rapport à la direction du faisceau principal. Dans la seconde expérience, l'intensité du faisceau était déduite de la mesure du courant de la cage de Faraday.

E. Le filtre de vitesse SHIP

L'objectif du filtre de vitesse SHIP (Separator for Heavy Ion reaction Products) [Mün79] est de séparer les résidus d'évaporation produits des autres particules. Ces particules sont essentiellement les ions du faisceau direct ou diffusés ou les ions de la cible ou les produits de transfert. La principale propriété différente entre les résidus d'évaporation et ces particules est leur vitesse ; En effet un projectile de masse A_p et de vitesse v_p fusionne avec un ion de la cible de masse A_c plus lourd, $A_{CN}=A_p+A_c$, la vitesse du noyau composé v_{CN} est inférieure à la moitié de celle du projectile ($v_{NC} = \left(A_p/A_{NC}\right).v_p \leq v_p/2$).

Ainsi SHIP est constitué d'une succession de dipôles électriques et magnétiques où la vitesse des ions acceptés est déterminée par le rapport des champs électriques et magnétiques appliqués. Cette dernière condition est déterminée par l'équation de mouvement d'une particule chargée (m, q) dans un champs électrique ou magnétique:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{v}}{dt} = q / m\vec{E} \\ \frac{d\vec{v}}{dt} = q / m\vec{v} \otimes \vec{B} \end{cases} \Rightarrow \vec{E} = \vec{v} \otimes \vec{B} \text{ soit } |\vec{E}| = |\vec{v}| \cdot |\vec{B}| \cdot \sin \theta \text{ or } \theta = 90^\circ \text{ donc } v = \frac{E}{B}$$

La vitesse n'est fonction que des champs appliqués et est indépendante du rapport m/q . Ce filtre est connu sous le nom de filtre de Wien (1907)

SHIP fonctionne dans un mode achromatique, avec une acceptation angulaire verticale et horizontale de ± 26 mrad et une acceptation en vitesse de ± 5 %.

Les dipôles électriques et magnétiques se succédant et à cause de la dépendance individuelle de la vitesse avec les champs \vec{E} et \vec{B} et de la charge q , les ions de différentes charges suivent des trajectoires différentes dans SHIP (Fig. III-3). L'acceptation de SHIP pour différentes charges ioniques est alors de ± 10 % de la valeur moyenne.

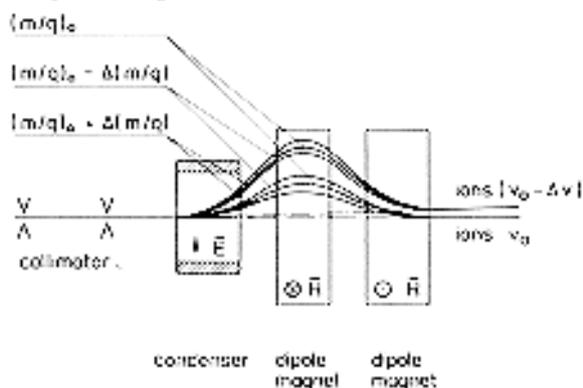


Fig. III-3 : Schéma des trajectoires des différents ions dans le filtre SHIP.

Lorsque le rapport E/B est fixé pour la vitesse des résidus d'évaporation, les particules du faisceau dont les états de charge ont augmenté en traversant la cible et la feuille de carbone et

de grande vitesse, sont déviés vers le piège à faisceau situé au milieu du séparateur par les champs électro-magnétiques.

Cependant, le faisceau direct peut subir des collisions avec les particules du gaz résiduel dans le séparateur ou les plaques des électrodes, et acquiert une distribution en charge et vitesse. Une partie de ces noyaux, que nous appelons bruit de fond, parvient donc à traverser le filtre et atteint le système de détection.

Un dipôle de 7.5 deg est placé à la sortie du filtre pour réduire ce bruit de fond dans le système de détection.

On définit le taux de rejet du faisceau primaire par le rapport entre le nombre de particules autres que les noyaux de fusion recherchés atteignant le système de détection et le nombre de particules du faisceau incident.

Ce taux de rejet vaut environ 5.10^{-10} pour l'expérience $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ et 2.10^{-9} pour $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$. Le taux de rejet est pire pour l'expérience avec le krypton car avec la cible gazeuse, beaucoup de produits de réaction sont créés contrairement à la cible solide de néodime.

F. Le système de détection

Dans l'expérience avec le zinc, le système de détection était constitué de détecteurs silicium à localisation et à pistes et de trois temps de vol alors que dans la seconde expérience (Kr,Xe), deux temps de vol étaient suivis d'une chambre d'ionisation de type « Time-Projection-Chamber » et des détecteurs au silicium.

1. Le système du temps de vol:

a) Intérêt du système

Les mesures des temps de vol répondent à deux objectifs.

Le premier est de distinguer les signaux produits par les résidus d'évaporation de ceux des ions de quasi-projectile et particules légères. Le système détermine la vitesse des différents ions. Avec le signal en énergie correspondant dans le détecteur au silicium, un spectre à 2 dimensions est créé. Pour la réaction $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$, le faisceau direct, les résidus d'évaporation et le bruit de fond (produits de réaction du faisceau diffusé avec les plaques de SHIP) occupent trois emplacements distincts sur le spectre de la Fig. III-4 (haut).

Dans l'expérience avec le projectile de ^{86}Kr , plusieurs réactions ont eu lieu : le faisceau a interagi avec la cible de Xénon et avec les fenêtres de Titane. Au niveau des détecteurs, arrivent des noyaux voisins du kripton, du xénon, du thorium, du titane et du césium (fusion Kr+Ti). Les deux zones nommées « bruit électronique » sur la Fig. III-4 (bas) correspondent à des signaux de réflexion des temps de vol liés à des problèmes de déclenchement. Les zones à haute énergie (7500 et 5000 canaux) correspondent au faisceau direct et aux ions de ^{50}Ti , fenêtre de la cible, ces ions ont été diffusés élastiquement. En tenant compte de la cinématique de la réaction de diffusion, des pertes d'énergie dans la cible et les feuilles de Mylar placées devant le détecteur collecteur pour réduire la distance d'implantation des ions lourds, on peut estimer à cette énergie du faisceau direct (4,9 A MeV) les énergies des ions atteignant le

détecteur (280 à 310 MeV pour ces ions). Cette estimation ne tient pas compte du défaut « pulse height effect » des siliciums causé par les recombinaisons des porteurs de charge, cet effet varie avec la masse des ions. Les ions de ^{50}Ti et ^{86}Kr (du faisceau direct) donnent presque le même signal de temps de vol car ils sont sélectionnés en vitesse. En effet, ce spectre a été obtenu pour une énergie du faisceau de 4,9 A MeV, en considérant les pertes d'énergie dans les fenêtres, la vitesse du ^{86}Kr au niveau des temps de vol est de l'ordre de 9% c et les ions ^{50}Ti ont une vitesse de l'ordre de 11% c. La zone basse énergie correspond à tous les ions ayant diffusés dans SHIP, en majorité des ions de ^{86}Kr .

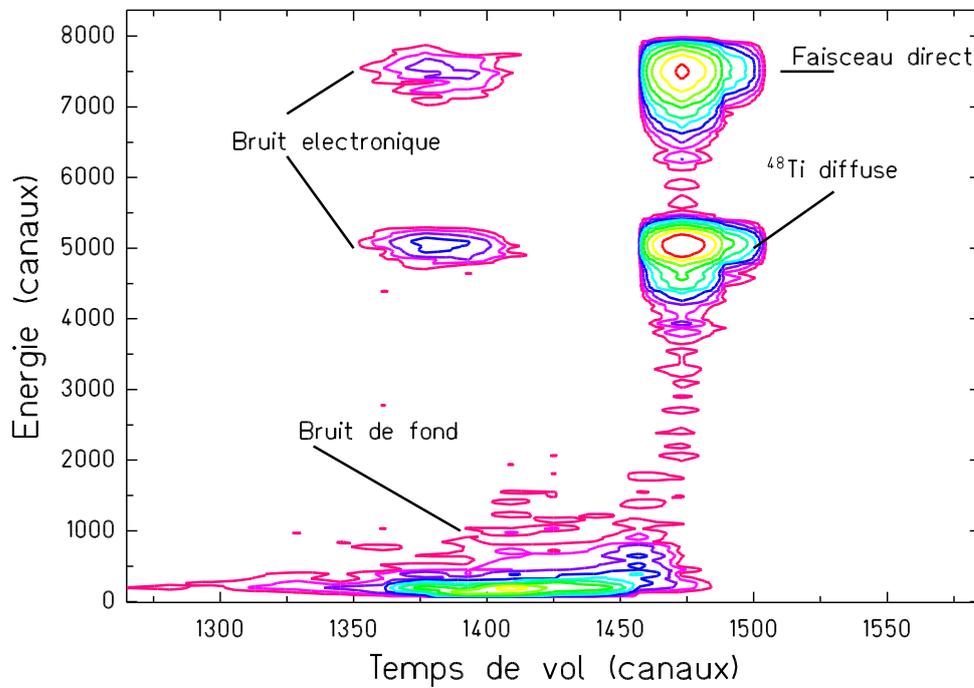
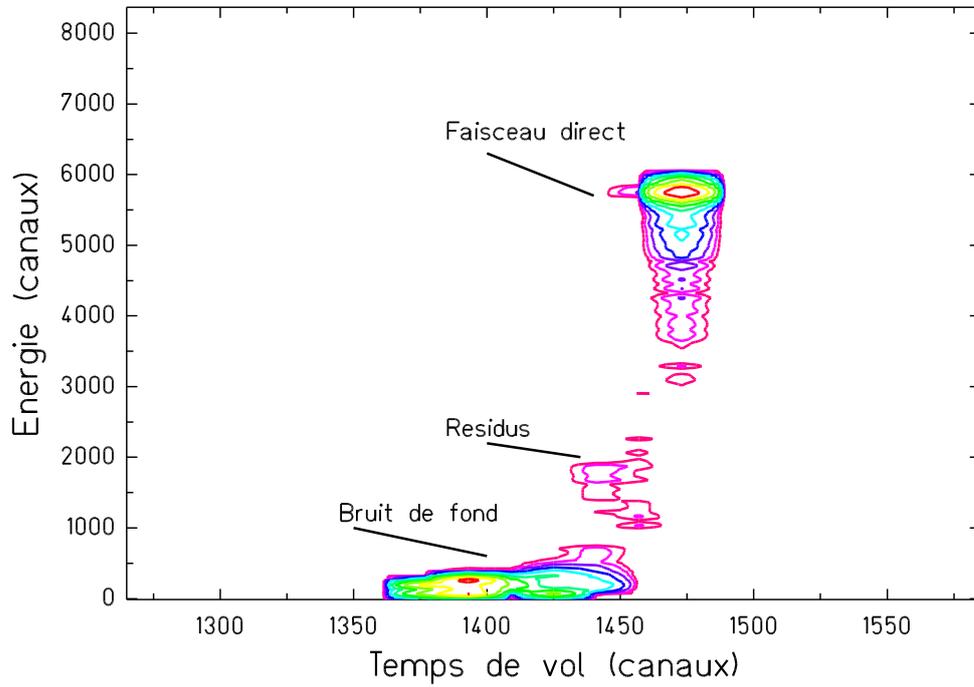


Fig. III-4 : Spectre énergie dans le détecteur collecteur-temps de vol des produits détectés pour les réactions $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ (haut) et $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ (bas).

Le second rôle du système est de distinguer les signaux issus des alphas des chaînes de décroissances de ceux dûs à l'implantation des résidus d'évaporation ou de produits d'autres réactions dans le détecteur au silicium.

En effet, pour identifier un résidu d'évaporation, deux conditions doivent être remplies :

- Le résidu s'implantant dans le détecteur collecteur doit y induire un signal en coïncidence avec un signal dans le système TOF.
- La décroissance alpha succédant à cette implantation induit des signaux dans le silicium, donnant une position équivalente à celle du noyau implanté ; aucun signal ne doit apparaître dans le système TOF. C'est pourquoi dans la suite, on identifiera les lignes alpha sur des spectres appelés « anticoïncidents obtenus dans le silicium ».

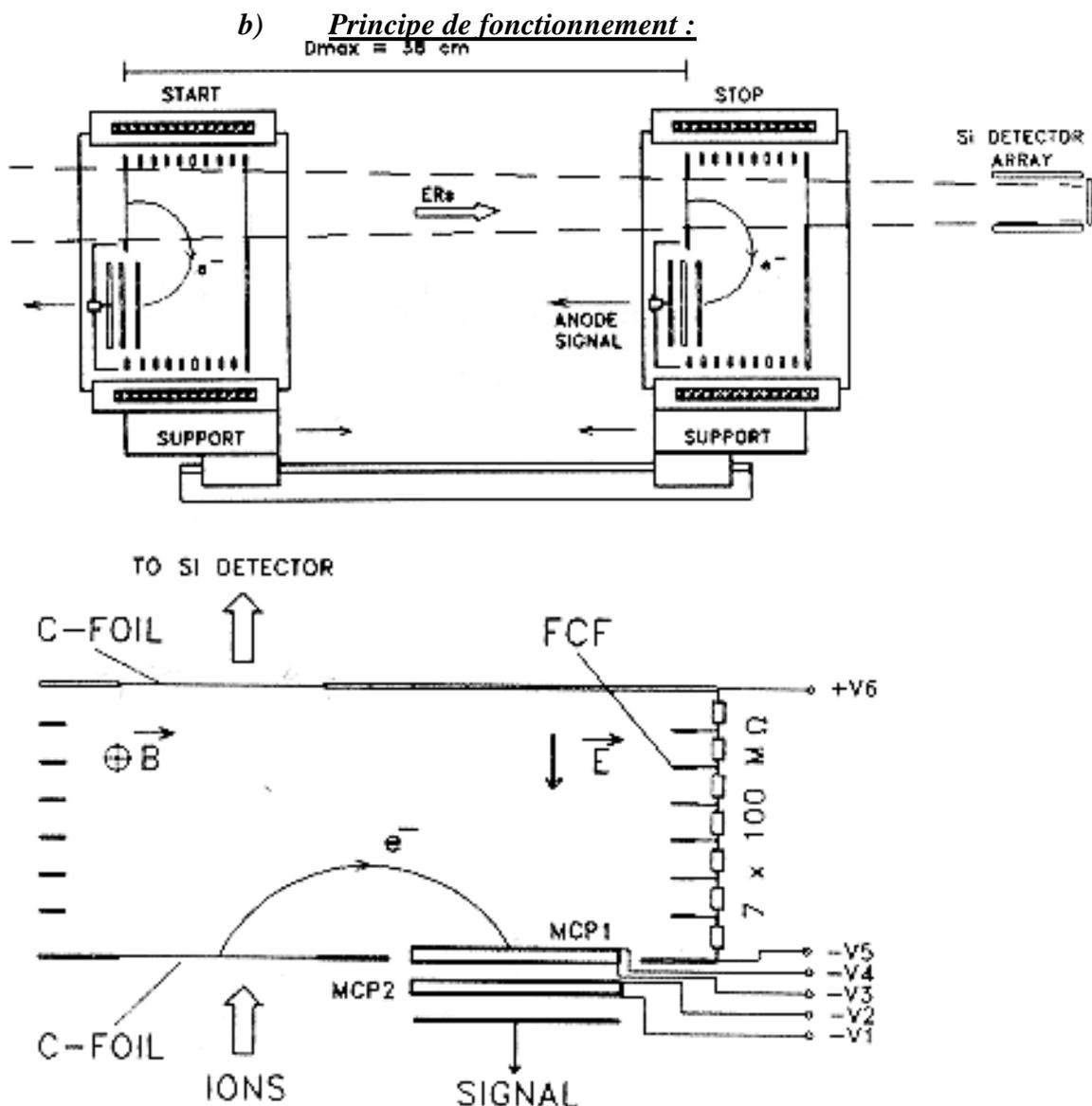


Fig. III-5 : Schéma du système de détection TOF.

Le principe du dispositif de prise de temps [Sar96] est de collecter les électrons secondaires produits par des particules ionisantes traversant une fine feuille, appelée feuille émettrice. Dans le dispositif de SHIP, les feuilles émettrices sont des feuilles de carbone de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

d'épaisseur afin de ralentir au minimum les résidus d'évaporation ayant une très faible vitesse ($\beta(Kr, Xe) \approx 2.3\%$ et $\beta(Zn, Nd) \approx 3\%$). Ensuite, les électrons sont accélérés par un champ électrique et déviés par un champ magnétique vers la surface d'une galette à micro-canaux.

Le champ électrique est créé par deux électrodes séparées de 3.5 cm. A cause de la large ouverture rectangulaire des feuilles émettrices, $94 \times 77 \text{ mm}^2$, il est difficile de maintenir le champ homogène. Ceci est accompli en fermant la région où les électrons sont accélérés par une autre feuille de carbone. Afin d'éliminer les distortions de champ sur le côté des plaques, des contours de correction de champs sont portés à des lignes équipotentielles par un pont de résistances.

Le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique et est créé par un électroaimant.

Après être multipliés dans 2 galettes, les électrons sont collectés sur une anode et le signal induit donne une information en temps. Deux ou trois dispositifs à temps de vol se succèdent, le premier donne le signal de départ et les suivants le signal de stop. De plus, comme l'efficacité est légèrement inférieure à 100%, on est certain qu'un signal induit par un alpha dans le silicium n'est pas en coïncidence avec un signal de tout TOF.

Ainsi la vitesse des ions peut être déterminée en connaissant les distances de vol qui sont de l'ordre de 15 cm

Les galettes à micro-canaux sont utilisés selon un arrangement en chevron standard. Cette configuration permet d'obtenir un grand gain dans la multiplication des électrons car un seul canal activé dans la première galette déclenche plusieurs canaux dans la seconde galette. Les galettes sont constituées de canaux de $10 \mu\text{m}$ de diamètre. La surface est $70 \times 90 \text{ mm}^2$.

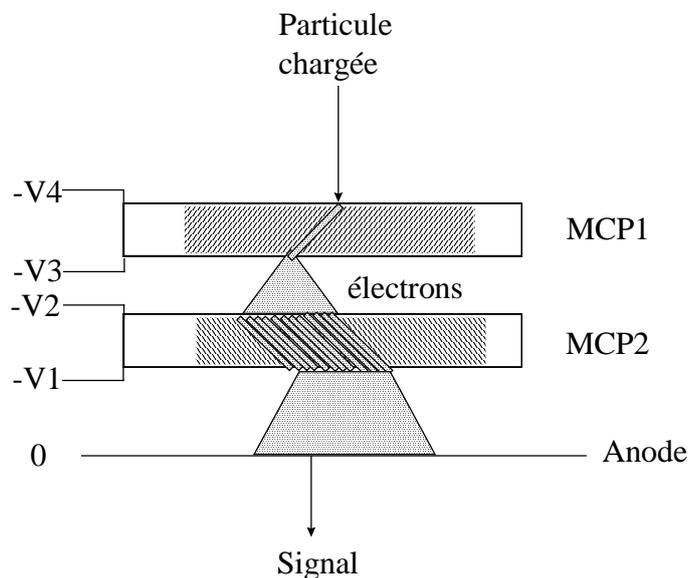


Fig. III-6 : Arrangement en chevron des galettes à micro-canaux.

2. Les détecteurs au silicium à localisation :

Le système est constitué de 7 plaques en silicium de 16 pistes identiques. L'aire effective d'un des détecteurs à piste est de $35 \times 80 \text{ mm}^2$.

Une plaque, appelée détecteur collecteur, est placée dans le plan focal de SHIP où les résidus d'évaporation sont implantés. Le numéro de piste donne la localisation selon une direction x avec une résolution de 5mm. Ces pistes au silicium sont résistives pour déterminer la position selon la direction y avec une résolution de $150 \text{ }\mu\text{m}$ pour les alphas. Le détecteur collecteur où les résidus d'évaporation sont implantés est donc équivalent à 3700 simples détecteurs de $150 \text{ }\mu\text{m} \times 5 \text{ mm} = 0.75 \text{ mm}^2$ avec 100% de surface utile. Leur résolution en énergie est de 17 keV pour des α émis par les isotopes du polonium ($^{208,210}\text{Po}$) de 5.115 et 4.881 MeV.

Sur chaque piste sont collectés deux signaux, un à chaque extrémité appelés haut et bas. Ainsi en additionnant ces signaux, on obtient l'énergie totale de la particule alpha ou de l'ion détecté. Le rapport d'un des signaux, haut ou bas, sur l'énergie totale donne la position en y de la particule détectée.

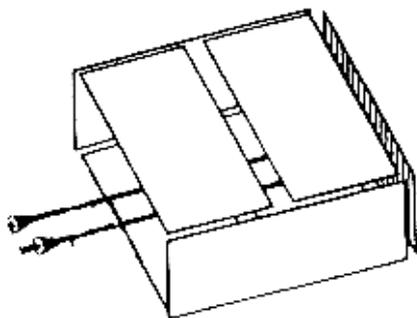


Fig. III-7 : Arrangement des détecteurs au silicium.

Six détecteurs sont montés dans l'hémisphère arrière du détecteur collecteur. Ces détecteurs mesurent les alphas s'échappant du détecteur collecteur avec un angle solide de 85 % de 2π . Chaque détecteur contient aussi 16 pistes qui sont regroupés par connexion galvanique par groupes de 4 ou 2 pistes afin de réduire le nombre de voies électroniques. La résolution en énergie obtenue en additionnant le signal de l'énergie perdue dans le détecteur collecteur et l'énergie résiduelle des détecteurs de côté est de 40 keV pour les particules α .

Tous les détecteurs au silicium sont refroidis à 263K afin de réduire le bruit de fond intrinsèque du détecteur.

Devant cet ensemble de détecteurs est monté un mécanisme pour mettre en place des sources de calibration et des feuilles de mylar d'épaisseurs variant par incrémentation de $\pm 0,5 \text{ }\mu\text{m}$. Ces feuilles diminuent le bruit de fond des particules de basse énergie et réduisent l'énergie d'implantation des noyaux afin d'éviter les traînées des signaux. En effet, lorsqu'un noyau traverse un silicium, il crée des paires électrons-trous. Ces particules sont séparés par un champ électrique et induisent un signal sur les plaques du silicium. Mais l'ion implanté ayant une vitesse très faible crée un plasma de paires électrons-trous dans une région finie du silicium. Si le champ électrique n'est pas suffisamment fort, ces paires se recombinent et

migrent lentement vers la surface du silicium. On obtient alors un signal long que l'on peut éviter en réduisant cette région où le plasma est créé.

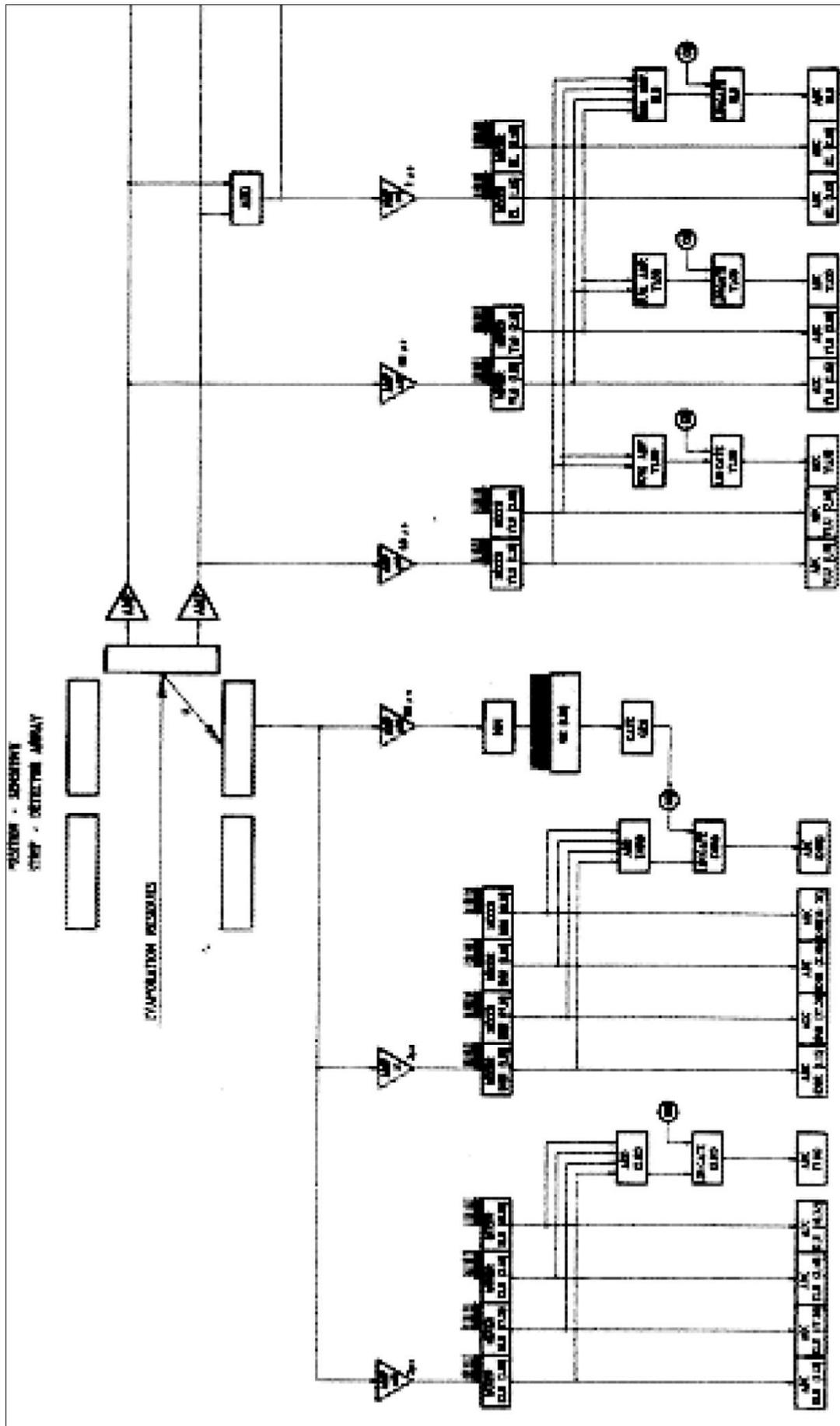
G. Electronique et acquisition :

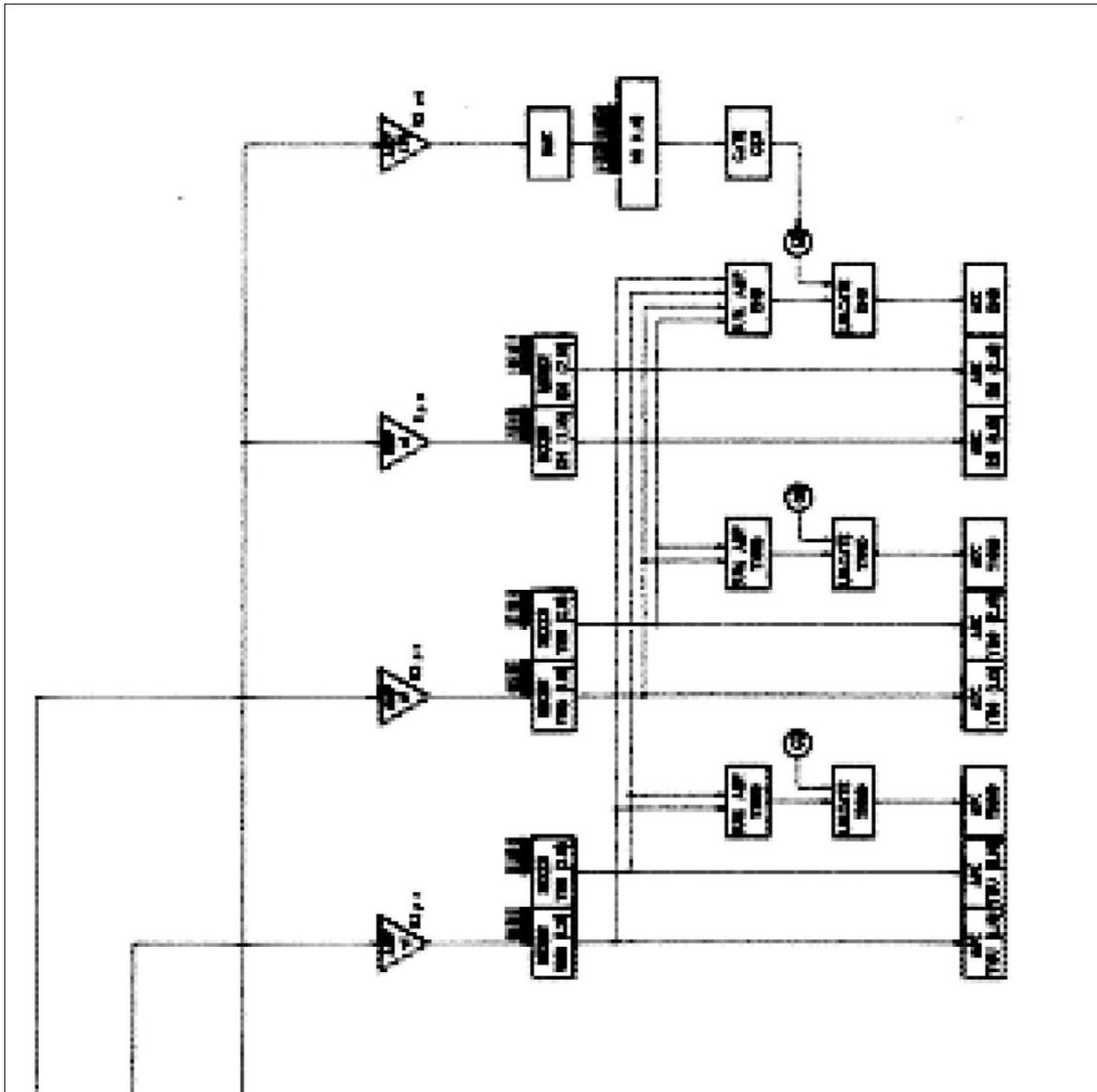
Chaque voie de sortie des détecteurs au silicium donne des signaux dont les largeurs sont déterminés par les constantes de temps d'échantillonnage et sont de 0.3 μs pour les signaux en position et 2.0 μs pour les signaux en énergie. Ceux-ci sont obtenus en sommant les signaux des deux pré-amplificateurs de chaque piste individuelle.

Chaque voie de sortie, signaux hauts et bas, entre dans 2 amplificateurs différents. Un amplificateur a un gain voisin de l'unité pour obtenir l'énergie des résidus et l'autre, un gain d'environ 10 pour obtenir l'énergie des alphas.

Les signaux en position et en énergie sont convertis dans des convertisseurs analogiques-numériques rapides (3.5 μs de temps de conversion) et des mémoires tampons de type files de 128 mots pour chaque voie de sortie.

Fig. III-8 : Schéma de l'électronique du dispositif de SHIP.





IV. Analyse

Dans ce chapitre, je décris comment ont été extraites les sections efficaces de fusion-évaporation de particules. On a vu dans le chapitre précédent que les noyaux créés après avoir évaporé des particules traversaient le filtre de vitesse et s'implantaient dans le détecteur collecteur. Interviennent donc dans le calcul des sections efficaces, la transmission du filtre et l'efficacité de détection décrits dans les deux premières parties. Après avoir explicité les spectres obtenus, j'expliquerai l'évaluation effectuée pour obtenir les taux de production des noyaux en incluant les problèmes de corrélation.

A. La transmission du filtre de vitesse

1. Cas général

Après être créés, les noyaux composés évaporent des particules et les résidus d'évaporation subissent des interactions avec les atomes de la cible et des fenêtres qu'ils traversent. Par ces deux phénomènes, les noyaux perdent de l'énergie et leurs distributions en énergie et en position sont de forme gaussienne (énergie ou position moyenne, fluctuation autour de cette moyenne).

L'efficacité de transmission de SHIP est principalement limitée par l'évaporation de particules. Les neutrons émis ont une distribution angulaire isotropique dans le référentiel du noyau émetteur. Leur distribution en vitesse suit la statistique de Maxwell et est déterminée par la température nucléaire.

La vitesse des résidus est modifiée à chaque étape de l'évaporation à cause du transfert de moment. Le résidu d'évaporation désexcité obtient une vitesse élevée au carré moyenne de la forme :

$$\text{Equation 7} \quad \overline{V^2} = 2 \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{m_{E_i}^2} \overline{E_i}$$

avec n le nombre de particules évaporées de masse m_i et énergie cinétique moyenne $\overline{E_i}$, m_{E_i} est la masse du résidu d'évaporation après la $i^{\text{ème}}$ étape d'évaporation.

Si un noyau de masse m_p et de vitesse v_p fusionne avec un noyau de masse m_c , le

noyau composé a la masse $m_{NC} = m_p + m_c$ et la vitesse $v_{NC} = \frac{m_p}{m_{NC}} v_p$. En négligeant

la variation de masse du résidu d'évaporation, soit $m_{RE} = m_{NC}$, on obtient :

$$\frac{\sqrt{\overline{V^2}}}{v_p} = \frac{1}{M_p} \sqrt{\frac{E_K}{\varepsilon_p}} \approx \frac{\sqrt{x}}{M_p} \quad \text{avec} \quad E_K = x \overline{E_n} : \text{énergie cinétique totale des}$$

neutrons évaporés, M_p est le nombre de masse du noyau projectile et ε_p est l'énergie par nucléon du projectile.

En raison de sa distribution maxwellienne, la distribution en vitesse des résidus d'évaporation est de la forme :

$$H(V)dV = \frac{4\pi}{K_1} V^2 \left(1 - K \frac{V^2}{V_{\max}^2} \right) dV$$

Cette équation décrit une sphère de vitesse avec une distribution de densité $\left(1 - K \frac{V^2}{V_{\max}^2} \right)$. V_{\max} décrit le rayon de cette sphère. K_1 est un facteur de normalisation :

$$1 = \int_0^{V_{\max}} H(V)dV \quad (0 \leq K_1 \leq 1).$$

La vitesse de coupure V_{\max} est calculée d'après l'Equation 7 et $\overline{V^2} = \int_0^{V_{\max}} V^2 H(V)dV$.

On obtient :

$$V_{\max} = \left(2 \frac{5/3 - K}{1 - 5K/7} \sum_{i=1}^n \frac{m_1}{m_{E_i}^2} \overline{E_i} \right)^{1/2}.$$

K prend les valeurs 1, 0.5 et 0 pour l'émission de neutrons, de protons et de particules alpha.

Lorsque des ions lourds énergétiques pénètrent la matière, ils dissipent leur énergie par interactions entre la charge nucléaire du projectile (ou de la cible) et les électrons de la cible (ou du projectile). Ce processus suit des lois statistiques et est décrit par une distribution de l'énergie perdue. Pour les ions lourds, contrairement aux particules légères perdant complètement leur cortège électronique, leur état de charge fluctue au cours des interactions avec les électrons de la cible. Les fluctuations d'état de charge influencent les statistiques de l'énergie perdue et de la largeur de la distribution de cette énergie dissipée.

L'énergie perdue des projectiles et des résidus dans la cible et les fenêtres est calculée selon [Bra77]. On utilise les formules de [Sch78] pour obtenir la largeur de la distribution en énergie. Ces deux paramètres, pertes d'énergie et largeur de la distribution sont fonction de la charge effective de l'ion incident, du nombre de processus de changement de charge par unité de longueur traversée et du pouvoir d'arrêt des protons. Des formules semi-empiriques pour calculer ces quantités ont été déduites permettant de bien reproduire des données mesurées.

La distribution angulaire est calculée selon [Eas75] grâce à des calculs Monte-Carlo de diffusions multiples. La forme de diffusion des ions est évaluée en utilisant un potentiel de forme Thomas-Fermi.

La Fig. IV-1 suivante représente pour une même vitesse de faisceau au milieu de la cible ($E_p=4.1 * A \text{ MeV}$), les distributions calculées en énergie et en angle du noyau composé après la cible sans tenir compte de l'évaporation de particules. On observe une large distribution de l'énergie et de la position pour l'expérience avec la cible gazeuse ce qui entraîne une coupure physique due à l'acceptance de SHIP et donc une diminution de la transmission.

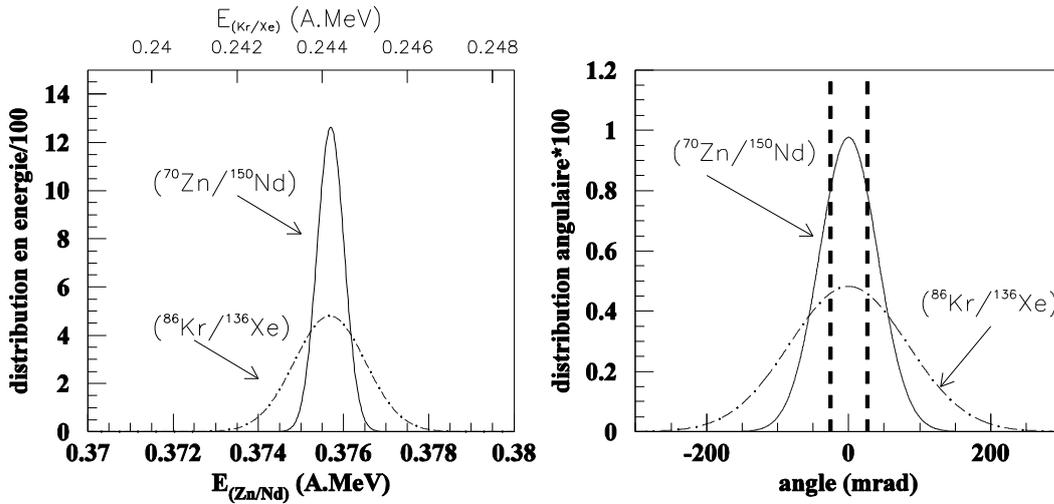


Fig. IV-1 : Représentation de la distribution en énergie (à gauche) et en position (à droite) pour une même énergie par nucléon du projectile pour les systèmes $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ (courbe pleine) et $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$ (courbe pointillée). Les droites verticales en pointillés représentent l'ouverture angulaire de SHIP.

Pour établir une distribution de charge ionique des résidus équilibrée et aussi étroite que possible, on place une feuille de carbone après la cible et avant SHIP. En effet, la charge moyenne est plus élevée et sa distribution plus étroite lorsque la cible est constituée de noyaux légers. Cette distribution en charge est calculée d'après la paramétrisation de Nikolaev [Nik68] :

$$\text{Pour } Z \geq 20: \quad \bar{q}/Z = \left\{ 1 + \left[v/(v'Z^\alpha) \right]^{-1/k} \right\}^{-k} \text{ avec}$$

$$\alpha = 0.45, k = 0.6 \text{ et } v' = 3.6 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}$$

\bar{q} est la charge moyenne de l'ion, de numéro atomique Z , après avoir traversé un matériau avec la vitesse v .

La largeur d de la distribution en charge à l'équilibre est proportionnelle à $\sqrt{d\bar{q}/d \ln v}$

$$d = d_0 \left\{ \bar{q} \left[1 - (\bar{q}/Z)^{1/k} \right] \right\}^{1/2} \text{ avec } d_0 = 0.5$$

Avec ces paramètres et en tenant compte des caractéristiques de SHIP, ouverture angulaire ($\pm 1.5 \text{ deg.}$), acceptation en vitesse ($\pm 5\%$) et charge ($\pm 10\%$), la transmission d'un noyau dans le filtre de vitesse est déduite [Mün79]. Cette transmission est calculée à partir des équations d'une particule chargées traversant un champ électro-magnétique.

Une particule de masse m , vitesse v et charge eq traversant un champ magnétique d'intensité B ou un champ électrique F acquiert une rigidité magnétique de valeur :

$$B\rho = \frac{mv}{eq} \text{ ou électrique de valeur : } F\rho = \frac{mv^2}{eq} \text{ avec } \rho \text{ le rayon de courbure de la}$$

trajectoire de la particule.

Toutes les coordonnées x , angles x' et déviations de la rigidité du faisceau

$$\delta(B\rho) = \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho_0} \text{ sont rapportés à un faisceau origine de rigidité } B\rho_0.$$

Les coordonnées, angles de sortie d'une particule de faible déviation de rigidité $\delta(B\rho)$ passant un champ de dipôles magnétiques sont décrits au premier ordre par :

$$\begin{cases} x_M = \langle x | \delta(B\rho) \rangle_M \delta(B\rho) \\ x'_M = \langle x' | \delta(B\rho) \rangle_M \delta(B\rho) \end{cases} \text{ avec } \langle x | \delta(B\rho) \rangle_M \text{ et } \langle x' | \delta(B\rho) \rangle_M \text{ les coefficients}$$

de dispersion couplant les coordonnées de sortie aux paramètres d'entrée d'un faisceau.

De même, dans un champ de dipôles électriques :

$$\begin{cases} x_E = \langle x | \delta(F\rho) \rangle_E \delta(F\rho) = \langle x | \delta(F\rho) \rangle_E [\delta(B\rho) + \delta v] \\ x'_E = \langle x' | \delta(F\rho) \rangle_E \delta(F\rho) = \langle x' | \delta(F\rho) \rangle_E [\delta(B\rho) + \delta v] \end{cases} \text{ avec } \delta v = \frac{\Delta v}{v_0}.$$

Les coordonnées d'un faisceau de paramètres d'entrée : x_0 (position), x'_0 (angle),

$$\delta v = \frac{\Delta v}{v_0} \text{ (déviation en vitesse) et } \delta q = \frac{\Delta(m/q)}{(m/q)_0} \text{ (déviation en masse sur charge) après}$$

avoir traversé le filtre sont calculées en appliquant au vecteur $(x_0, x'_0, \delta v, \delta q)$ les matrices de transfert de l'optique ionique :

$$(x_2, x'_2, \delta v, \delta q)^t = M_E M_B M_B M_E (x_0, x'_0, \delta v, \delta q)^t.$$

En général avec une cible solide, la transmission des résidus issus d'une désexcitation xn est de l'ordre de 70% ($T(pxn) = 55\%$, $T(\alpha xn) = 20\%$) alors qu'avec la cible gazeuse, à cause des fenêtres d'entrée et de sortie épaisses, la transmission est réduite à 25% ($T(pxn) = 25\%$, $T(\alpha xn) = 10\%$).

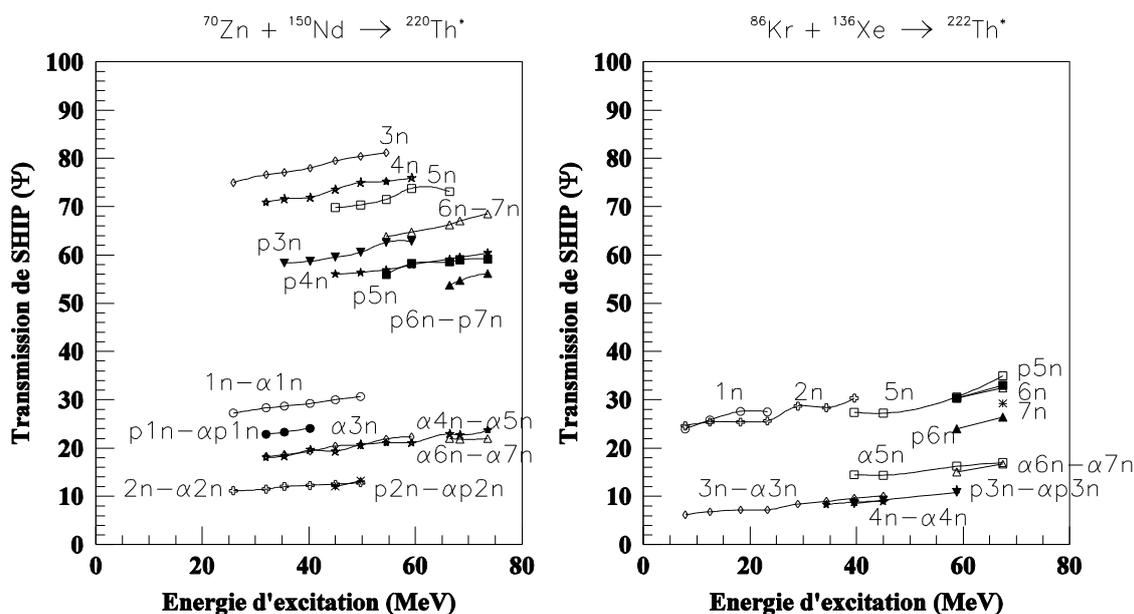


Fig. IV-2 : Transmission de SHIP calculée pour les différentes voies d'évaporation en fonction de l'énergie d'excitation des systèmes $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ à gauche et $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ à droite.

2. Isotopes à courte durée de vie

Cette section détaille les calculs de la transmission des noyaux à courte durée de vie (méthode utilisée par [Sah84b]).

Les isotopes ^{218}Th ($T_{1/2}=109\text{ns}$ [Nuc95]), ^{219}Th ($T_{1/2}=1.05\pm 0.03\mu\text{s}$ [Häu73]) et ^{218}Ac ($T_{1/2}=1.12\pm 0.11\mu\text{s}$ [Sch83]) se désintègrent pendant le temps de vol (T_f) dans SHIP, qui est environ de $1.3\mu\text{s}$ dans l'expérience avec le zinc et de $1.6\mu\text{s}$ dans celle avec le krypton. Pour ces isotopes éphémères, le taux de production est déterminé d'après le taux collecté de leur descendants ayant une plus longue vie. On considère que la production directe de ces descendants dans le processus d'évaporation peut être négligée ; ceci est justifié aux basses énergies où ces expériences sont réalisées.

L'isotope ^{218}Th a un temps de vie bien inférieur au temps de vol, il décroît principalement au niveau de la cible, avant d'entrer dans SHIP. La transmission de cet isotope est inférieure à celle de la voie α -xn correspondante ($x=2$ pour le système $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ et $x=4$ pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$). Sur la Fig. IV-2, on note xn-αxn (ou pxn-αpxn) les transmissions résultantes des isotopes de courte durée de vie.

Dans le cas du ^{219}Th et de ^{218}Ac , $T_{1/2}\cong T_f$, une partie de ces isotopes produits est implantée dans le détecteur collecteur ; ceux-ci ont la transmission dans SHIP des canaux xn et pxn, ($x=1$ pour $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ et $x=3$ pour $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$). Par contre l'autre partie de ces isotopes décroît pendant leur vol dans SHIP et leur transmission est fonction de l'endroit dans SHIP où la décroissance s'effectue car à cet endroit, en évaporant un alpha, le noyau subit un recul

et est dévié de la direction d'implantation. Ces transmission sont notées $1n-\alpha 1n$ et $p1n-\alpha p1n$ pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ et $3n-\alpha 3n$ et $p3n-\alpha p 3n$ pour le système $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$.

SHIP est équivalent à un système optique où la cible est l'objet et le détecteur est dans le plan focal. Ce système fonctionne selon le mode achromatique,

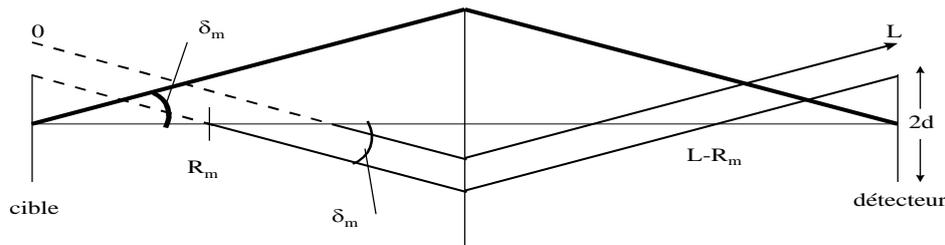


Fig. IV-3 : Equivalent optique du filtre de vitesse SHIP. Les lignes brisées représentent les trajectoires possibles des noyaux. R_m est la distance à laquelle le noyau décroît. L est la distance entre la cible et le détecteur.

Lorsque le noyau décroît, il est dévié à un angle δ fonction de la vitesse du résidu d'évaporation et de l'énergie de recul.

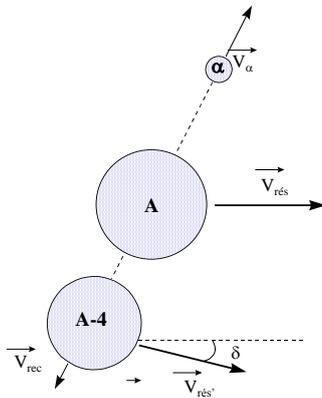


Fig. IV-4 : Représentation des noyaux avant (A) et après (A-4) la décroissance d'un hélium

La valeur maximale de déviation, notée δ_m , est obtenue lorsque le résidu évapore un alpha dans le plan perpendiculaire à la trajectoire initiale du résidu d'évaporation, soit :

$$\delta_m = \arctg(v_{rec} / v_{rés}) \approx v_{rec} / v_{rés} \text{ avec } v_{rec} = \frac{4}{A_{rés} - 4} v_{\alpha}$$

$\delta_m \approx 45 \text{ à } 60 \text{ mrad}$ soit $2.6 \text{ à } 3.4 \text{ deg}$ pour des noyaux de masse voisine de 220.

On voit sur la Fig. IV-3 que lorsqu'un noyau se désintègre après la distance R_m avec la déviation maximale δ_m , il n'a aucune chance d'atteindre le détecteur collecteur. Si le noyau est moins dévié, il peut atteindre le détecteur collecteur. La distance R_m est calculée selon l'équation :

$$\text{tg}(\delta_m) = d / R_m \text{ où } d \text{ est le rayon du détecteur.}$$

Ainsi si un noyau décroît entre la cible et la distance R_m , son descendant est implanté dans le détecteur collecteur et est transmise avec la probabilité du canal α -xn ; entre R_m et $L-R_m$, avec L la distance entre la cible et le détecteur, une partie des noyaux est perdue et au delà de $L-R_m$, le résidu d'évaporation est transmis avec la probabilité du canal xn.

La transmission complète est de la forme:

$$T_D = T_{\alpha-xn} (1 - e^{-R_m/v_{cn}\tau}) + T_{xn} e^{-(L-R_m)/v_{cn}\tau}$$

avec τ la vie moyenne du résidu d'évaporation et v_{cn} sa vitesse.

Avec $d=1.75 \text{ cm}$, dans l'expérience avec le zinc à une énergie du projectile de 4.195 MeV/u , pour le canal 1n, soit le ^{219}Th avec $\tau = T_{1/2}/\ln 2 = 15 \mu\text{s}$, on obtient $\delta_m = 46 \text{ mrad}$ et $R_m = 77 \text{ cm}$; avec $T_{1n} = 85\%$ et $T_{\alpha 1n} = 19\%$, la transmission devient 40%.

B. Efficacité de détection des particules α

L'efficacité de détection représente la probabilité d'observer l'énergie totale d'un alpha issu de la décroissance d'un résidu dans le détecteur au silicium final. Comme en général le parcours d'une particule alpha est plus grand que le parcours d'un résidu, l'alpha a une forte probabilité de s'échapper du détecteur collecteur. Dans ce cas, il dépose seulement une partie de son énergie dans le détecteur collecteur.

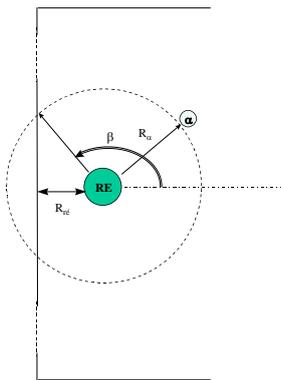


Fig. IV-5 : Représentation du détecteur au silicium final avec implantation d'un noyau et décroissance alpha.

La probabilité ϵ_{obs} d'observer l'énergie totale dans le détecteur collecteur est donnée par :

$$\epsilon_{obs} = 2\pi(1 - \cos \beta) / 4\pi = 0.5(1 + R_{er} / R_{\alpha})$$

avec R_{er} ($\cong 1 \text{ mg/cm}^2$ soit $4.3 \text{ }\mu\text{m}$ pour le cas $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$) et R_{α} (de 8 à 16 mg/cm^2 soit 34.3 à 68.6 μm) la profondeur d'implantation du résidu et le parcours des particules α respectivement dans le silicium.

Dans les réactions étudiées, ε_{obs} varie de 54% à 60% pour l'expérience $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ et vaut en moyenne 51% pour l'autre expérience.

Les détecteurs placés latéralement dans l'hémisphère arrière du détecteur collecteur sont montés de manière à accroître cette probabilité (voir Fig. III-7).

Les alphas s'échappant du détecteur collecteur ont une probabilité $\varepsilon_{coté}$ de s'arrêter dans un de ces détecteurs en y déposant leur énergie résiduelle.

A cause de l'ouverture d'arrivée des résidus, il reste une probabilité ε_{perdue} que les alphas déposent une partie de leur énergie dans le détecteur collecteur et ne soient pas détectés dans les détecteurs latéraux. Cette probabilité est de la forme :

$$2\pi(1 - \cos \delta_{int}) / 4\pi \leq \varepsilon_{perdue} \leq 2\pi(1 - \cos \delta_{ext}) / 4\pi$$

$$\text{avec } \tan \delta_{int} = \frac{h/2}{p} \quad \text{et} \quad \tan \delta_{ext} = \frac{\sqrt{\left(\frac{h}{2}\right)^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}}{p}$$

Avec $h = 35 \text{ mm}$ et $l = p = 80 \text{ mm}$

Avec cette disposition, l'efficacité géométrique de détection $\varepsilon_{coté}$ est :

$$\text{avec } \begin{cases} 1 = \varepsilon_{perdue} + \varepsilon_{coté} + \varepsilon_{obs} \\ \text{et } \varepsilon_{obs} \approx 0.5 \end{cases} : 0.5 \cos \delta_{ext} \leq \varepsilon_{coté} \leq 0.5 \cos \delta_{int} \text{ soit } 0.44 \leq \varepsilon_{coté} \leq 0.49$$

L'efficacité réelle de détection dans ces détecteurs est calculée à partir des spectres des alphas mesurées dans le détecteur collecteur et les détecteurs frontaux, décrits en C.3. On a :

$$\varepsilon_{coté} = \frac{N_{coté}}{N_{esc} + N_{stop}} \quad \text{avec } N_{coté} \text{ le nombre de coups total dans le spectre}$$

représentant les signaux complètement reconstitués ; dans le spectre représentant les signaux basse énergie dans le détecteur collecteur : N_{esc} est le nombre de coups d'énergie inférieure à 5 MeV, les particules alpha ont laissé une partie de leur énergie dans le détecteur collecteur et N_{stop} est le nombre de coups dans les lignes alphas complètes du détecteur collecteur. On obtient: $\varepsilon_{coté} \cong 22\%$. Cette valeur est inférieure à la valeur géométrique ($\cong 45\%$) à cause des pertes de détection dans les détecteurs latéraux : seuils, surface utile.

C. Les spectres en énergie et position

1. La calibration

a) en position

Afin de corrélérer en position les alphas avec les résidus d'évaporation, il est nécessaire de connaître les positions données par les deux chaînes d'amplification.

Pour chaque piste :

Avec l'amplification de gain 1 (haute énergie) : $y_H = YHO/EH$

Avec l'amplification de gain 10 (basse énergie, appelé spectre alpha dans ce mémoire) :
 $y_B = YLO/EL$

YHO et YLO sont les signaux aux extrémités supérieures pour chaque piste après les amplifications de gain 1 et 10. EH et EL sont les sommes des signaux supérieures plus inférieures selon le schéma de la Fig. III-8.

Pour chaque piste, on trace la position basse donnée par un signal en fonction de sa position haute et on corrige y_H par les coefficients a et b de manière à avoir :

$$y_H^{cor} = y_B = ay_H + b$$

b) en énergie

La calibration en énergie consiste à implanter des noyaux émetteur alpha par réaction de fusion de section efficace importante.

Le signal obtenu dans le silicium représente la somme de l'énergie de l'alpha plus l'énergie de recul du noyau radioactif :

$$E = E_\alpha + E_{rec} \quad \text{avec} \quad E_{rec} = \frac{4}{A-4} E_\alpha \quad \text{donc} \quad E = \frac{A}{A-4} E_\alpha \cong 1.02 E_\alpha \quad \text{pour}$$

$A=220$

Connaissant l'énergie des lignes alpha, pour chaque piste i l'énergie en keV est :
 $E = \alpha_i \cdot canal + \beta_i$

2. Les spectres à « haute énergie »

La Fig. IV-6 représente les spectres en haute énergie des noyaux implantés dans le détecteur collecteur. Le pic à haute énergie représente le faisceau direct de ^{70}Zn , à basse énergie, les signaux proviennent du faisceau diffusé et des résidus d'implantation.

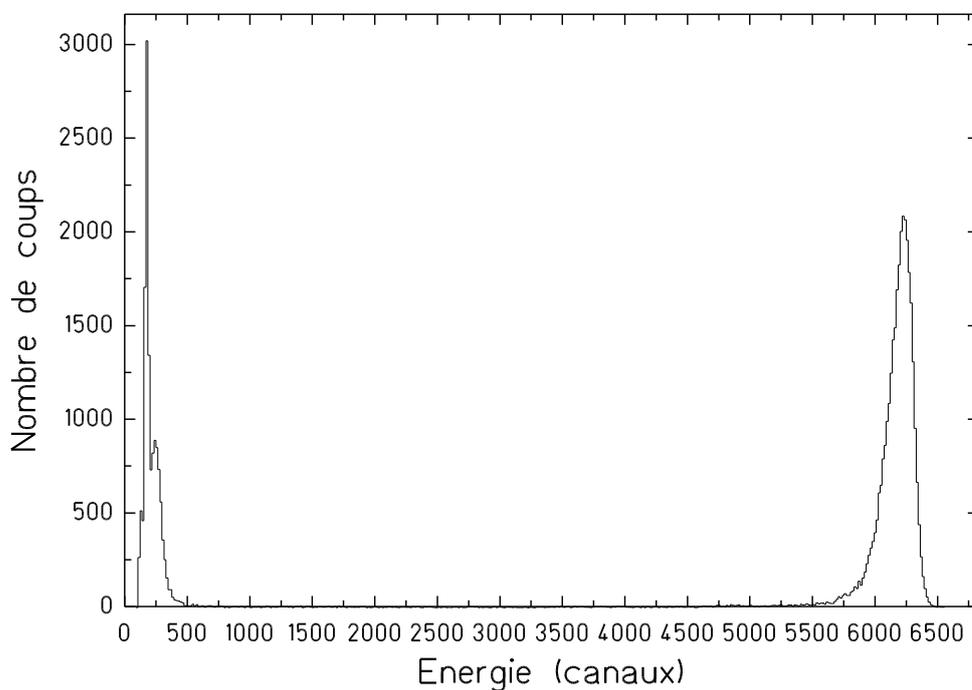


Fig. IV-6 : Spectre à haute énergie obtenu dans le détecteur collecteur pour la réaction $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ à une énergie du projectile de 4.75 MeV/u.

On peut observer sur la Fig. IV-7 la répartition des différents ions implantés dans le détecteur collecteur en fonction de leur énergie. Les projectiles à haute énergie sont de l'ordre de 6 ions par seconde pour un faisceau de 20 pA (soit 1.3×10^{11} ions/s) et leur distribution décroît de la droite vers le centre du détecteur. Les produits basse énergie, issus des réactions sur les parois du filtre, ont une rigidité magnétique inférieure à celle des produits de réaction et sont déviés vers le côté gauche du détecteur à pistes avec un taux de 2 ion/s.

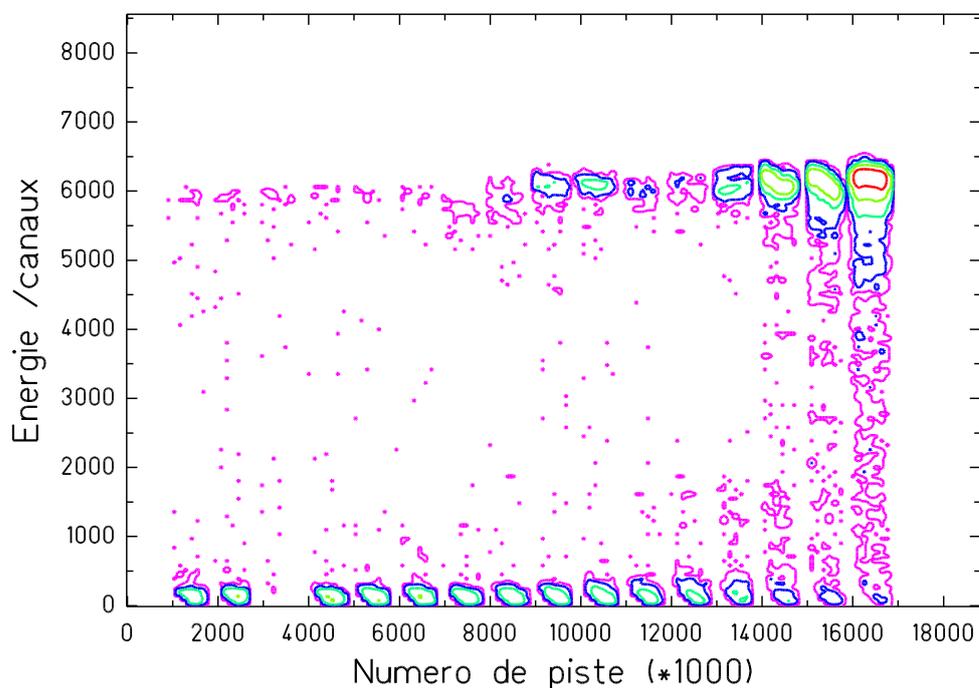


Fig. IV-7 : Spectre à deux dimensions représentant la répartition des ions énergétiques sur les pistes du détecteur collecteur en fonction de l'énergie d'implantation.

3. Les spectres alpha

Le spectre de la Fig. IV-8 représente la répartition de tous les signaux collectés sur le silicium collecteur basse énergie (amplification de gain 10) en fonction de l'énergie. Le bruit de fond, très basse énergie, issu des produits de transfert est focalisé au centre du détecteur avec un taux de comptage de 13 ion/s pour un courant de 20 pA. On remarque la répartition des ions alphas (autour de 7 MeV) issus des décroissances, ces événements sont localisés au centre du détecteur.

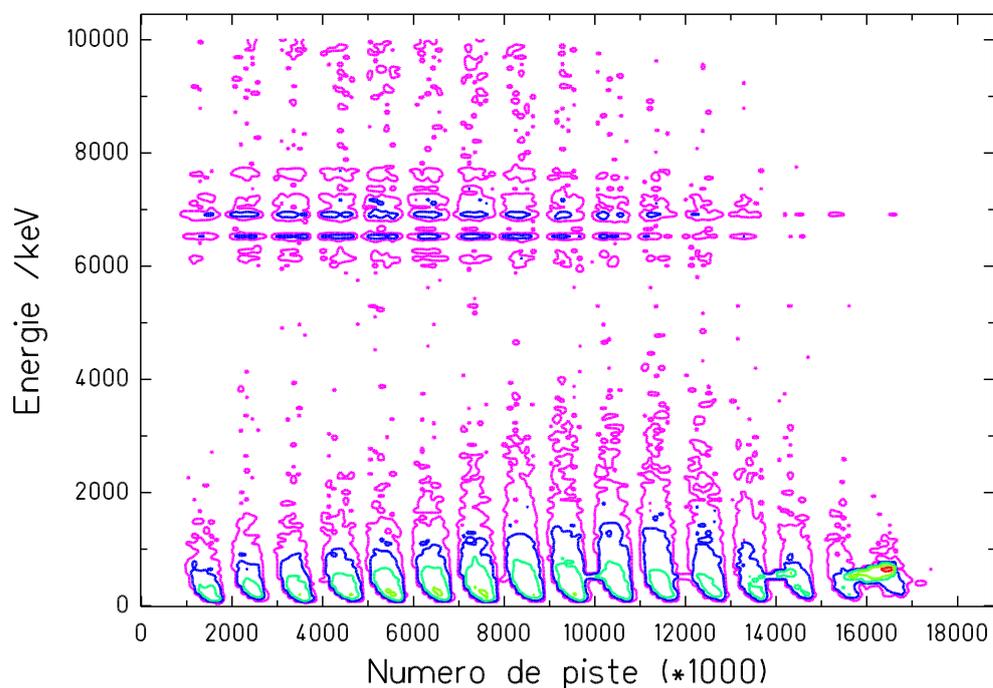


Fig. IV-8 : Spectre représentant la répartition des ions sur les pistes du détecteur collecteur en fonction de l'énergie (basse énergie).

La Fig. IV-9 montre 3 spectres en énergie, de 0 à 12 MeV, obtenus dans le détecteur collecteur. Le premier représente tous les événements détectés dans le détecteur collecteur sans condition. Le second est obtenu pendant la pause du faisceau. Le troisième spectre représente les événements collectés dans le détecteur collecteur lorsqu'il n'y a aucun signal donné par le système de temps de vol ; ce spectre représente les événements (α , β^-) en anticoincidence avec les produits du faisceau.

Ce dernier spectre peut être divisé en trois parties :

La première partie, où les énergies sont inférieures à 200 keV, correspond à l'énergie des électrons de conversion dans le détecteur au silicium.

La seconde partie, de $\cong 200$ keV à 5 MeV, correspond aux α s'échappant et ne déposant qu'une partie de leur énergie. Leur énergie résiduelle est collectée dans les détecteurs latéraux. La résolution en énergie est de 40keV.

Sur la Fig. IV-10 est représenté le spectre reconstitué, la résolution en énergie est moins bonne car les détecteurs latéraux sont regroupés par 2 ou 4 pistes, la résolution est une convolution des résolutions de chaque piste prise individuellement.

La dernière partie du spectre, entre 5 MeV et 12 MeV, correspond à l'arrêt complet des alphas dans le détecteur collecteur.

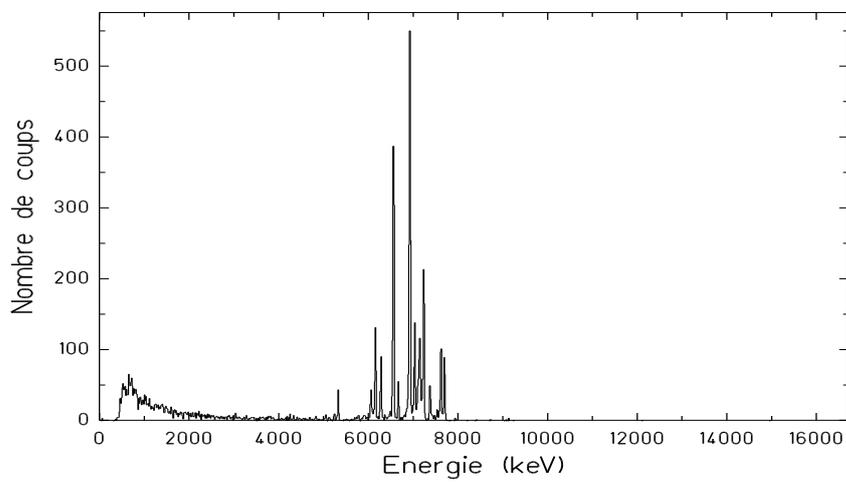
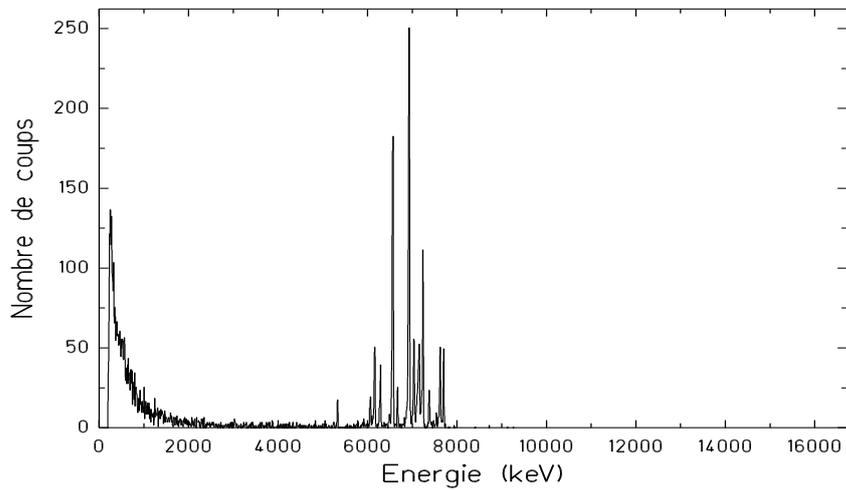
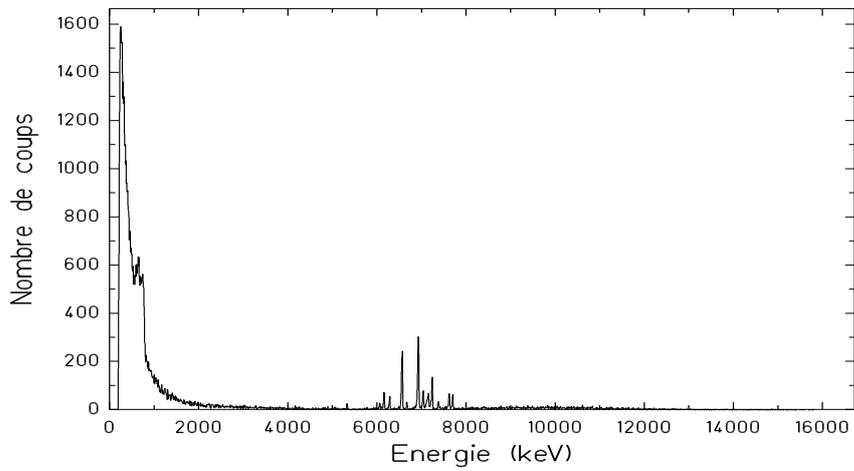


Fig. IV-9 : Spectres basse énergie : sans condition (haut), pendant la pause du faisceau (milieu) et en anticoincidence (bas) avec les temps de vol.

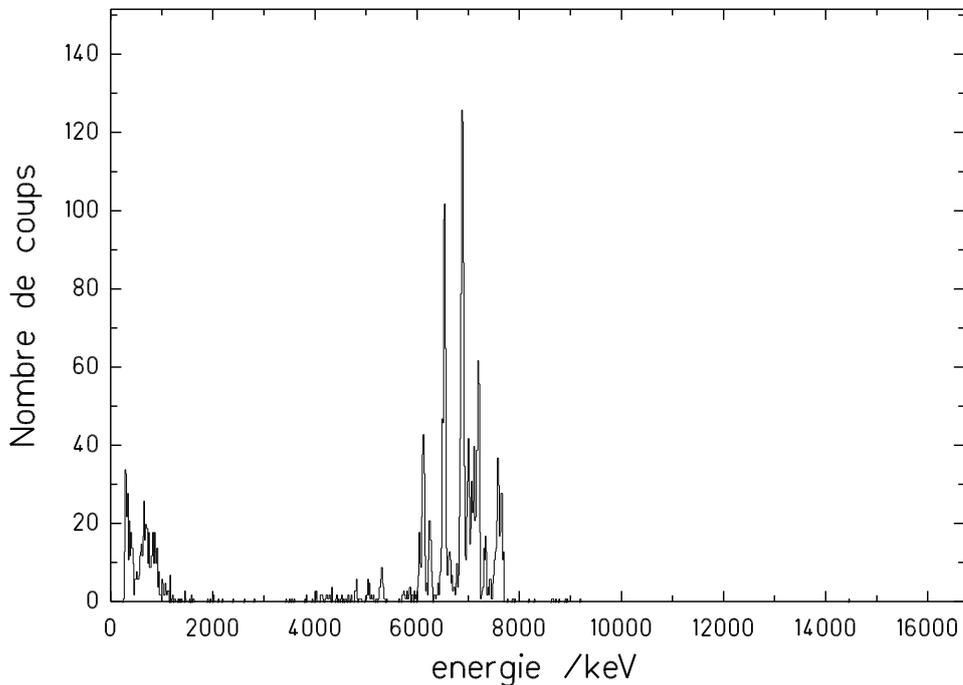


Fig. IV-10 : Spectre représentant l'énergie reconstituée d'une particule alpha s'échappant du détecteur collecteur avec arrêt dans un détecteur latéral.

D. Les taux de production

Les résidus sont identifiés par leur décroissance alpha subséquente. Ainsi il est possible de reconstruire les chaînes de décroissance des produits de fusion. Dans plusieurs situations, le noyau individuel peut être identifié par sa (ou ses) propre(s) ligne(s) alpha. La première condition à remplir est que le noyau ait le temps d'atteindre le détecteur collecteur, pour ceci il doit vivre plus de 1.3 - 2 μ s. Par exemple, quand le ^{218}Th ($T_{1/2}=0.1 \mu\text{s}$) est produit comme un résidu d'évaporation, il n'a pas le temps de traverser SHIP, il décroît pendant le vol et son descendant, ^{214}Ra est alors implanté.

La seconde condition pour caractériser une ligne alpha est remplie quand le noyau descendant a une période supérieure à 5 μ s. Cette dernière condition est due aux préamplificateurs et amplificateurs de charges. En général, le signal a un temps de montée de 2 μ s ; si le descendant a une période de l'ordre de la microseconde, le signal obtenu est la somme de ces deux énergies.

1. Cas général

Quand il n'y a pas d'empilement, le taux de production des résidus d'évaporation est déduit du nombre de corrélations entre un signal d'implantation et un signal d'une ligne α . Ce taux doit être corrigé par ε_{obs} (calculé en IV-B) si on ne considère que les signaux des alphas du

détecteur collecteur ou par $\varepsilon_{obs} + \varepsilon_{coté}$ si on considère les signaux obtenus par ce détecteur collecteur en coïncidence avec un détecteur latéral plus ceux obtenus seulement dans le détecteur collecteur.

La Fig. IV-11 représente le spectre des particules alphas en antioïncidence avec les temps de vol dans la réaction $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ à une énergie du projectile de 4.3 MeV/u, équivalente à une énergie d'excitation du noyau composé de 45 MeV. On observe sur ce spectre les lignes alpha des différents noyaux produits et leur décroissance radioactives.

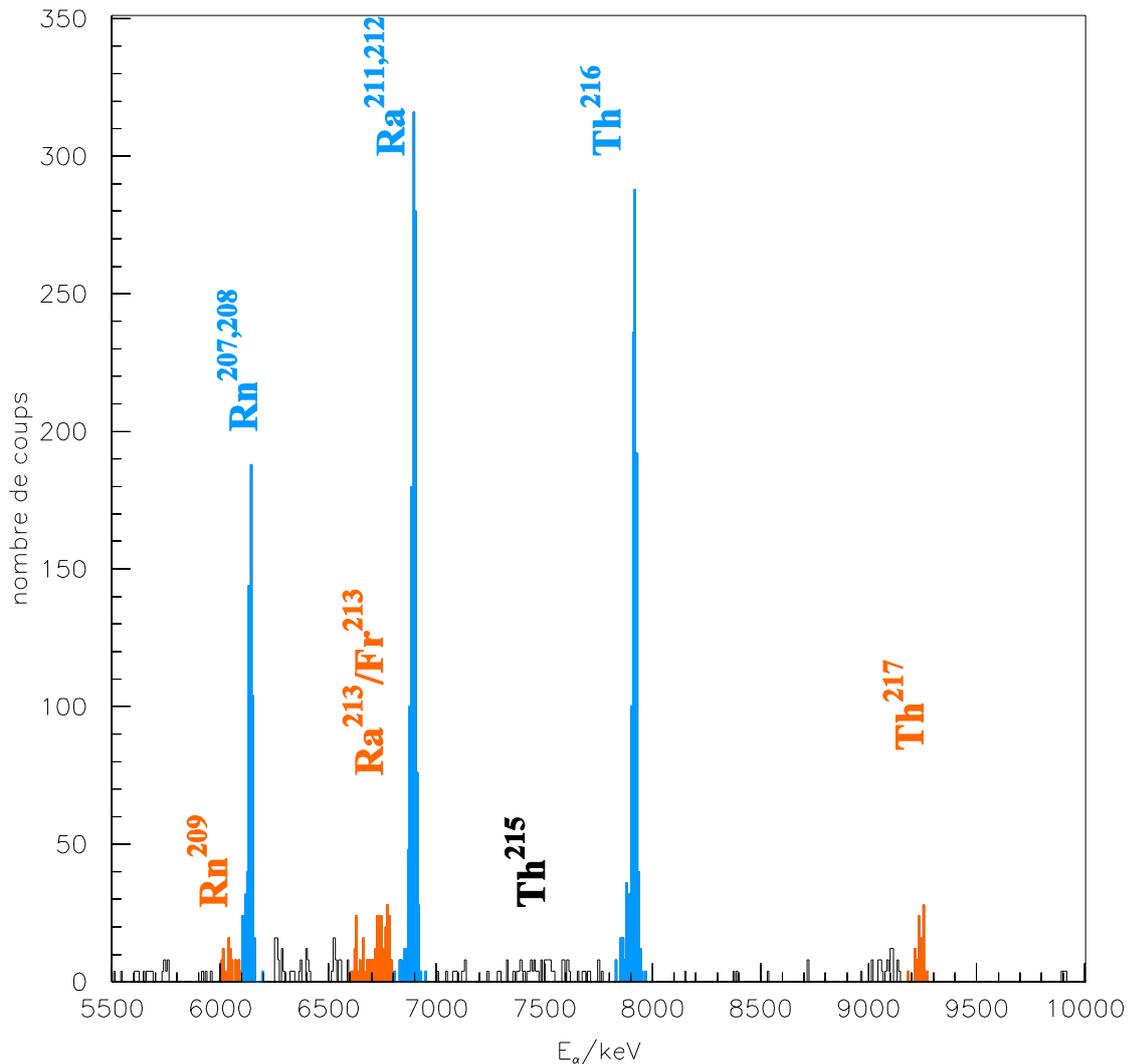


Fig. IV-11 : Spectre basse énergie antioïncident pour la réaction $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ à une énergie du projectile de 4.3 MeV/u.

On a cherché à corréliser les résidus implantés avant un temps inférieur à 5 ms avec la ligne alpha de 7.92 MeV correspondant au ^{216}Th sur le spectre ci-dessus (fenêtre sur ce spectre placée entre 7.75 et 8.0 MeV). On obtient le spectre en énergie des résidus implantés à la même position représenté sur la Fig. IV-12 a) et un temps de corrélation de 25.6 ± 1.2 ms (Fig. IV-12 ab)). L'écart en position entre un résidu implanté et cet alpha est représenté sur la Fig. IV-13 e).

Cette ligne alpha du ^{216}Th est corrélée avec les autres lignes du spectre (fenêtre en énergie de 6.0 à 8.0 MeV) de la Fig. IV-12 c) dans une fenêtre en temps de 500 secondes. On obtient un spectre en énergie ($E_{\alpha\text{-fils}}/\text{keV}$) où la ligne du $^{211,212}\text{Ra}$ est reconnaissable par sa position et son intensité. L'attribution de cette ligne aux isotopes $^{211,212}\text{Ra}$ est confirmée par le spectre en temps obtenu (Fig. IV-12 bc)) qui donne une période de l'ordre de la dizaine de secondes. La corrélation en position entre ces deux lignes alphas est représentée sur le spectre de la Fig. IV-13 f).

De même, la ligne alpha du $^{211,212}\text{Ra}$ est corrélée avec le spectre Fig. IV-12 d), la ligne correspondant aux isotopes $^{207,208}\text{Rn}$ domine en intensité. Les corrélations en temps et en position sont représentées sur les Fig. IV-12 cd) et Fig. IV-13 g).

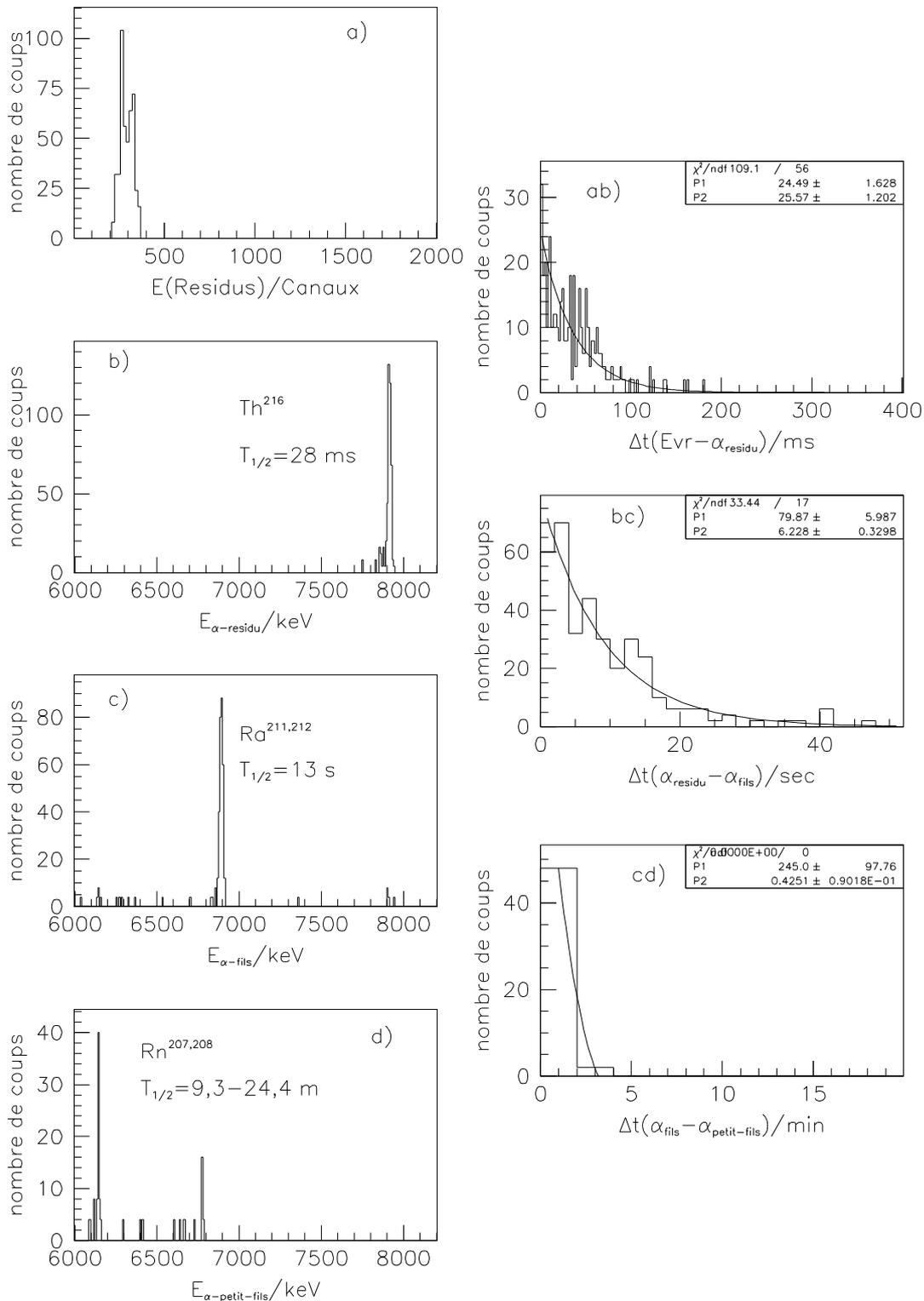


Fig. IV-12 : Spectres de corrélation entre la ligne alpha du ^{216}Th et son implantation et ses descendant. A gauche : spectres en énergie, à droite : spectres en temps.

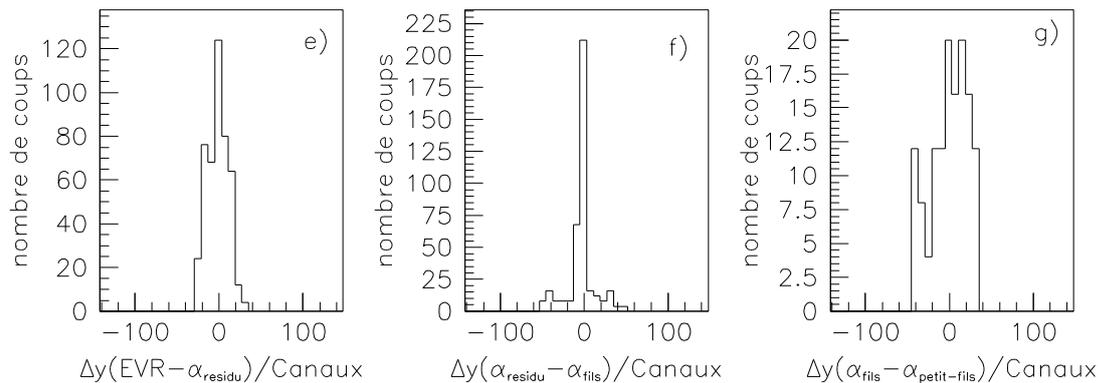


Fig. IV-13 : Spectres en différence de position entre la ligne alpha du ^{216}Th avec un résidu d'implantation, son fils et petit-fils (1 canal $\cong 40\mu\text{m}$).

On constate que la largeur du spectre en position entre un résidu et la ligne alpha (e) est de 13 canaux, soit $500\mu\text{m}$. Cette largeur est plus grande que celle de la corrélation entre les lignes alpha du résidu et de son descendant (f), $150\mu\text{m}$. Deux raisons peuvent expliquer cette mauvaise résolution en position. Tout d'abord, on a vu qu'on calibre la position donnée par l'énergie haute en fonction de celle de l'énergie basse. La distribution résultante est une convolution de ces deux distributions en position. Ensuite, la résolution en position de la branche haute énergie est moins bonne que celle de la branche basse énergie. En effet, celle-ci est liée à la résolution en énergie. A cause de l'effet de plasma lors de l'implantation d'un ion lourd (résidu d'évaporation) dans le silicium, les charges collectées sont diminuées par les recombinaisons de paires électrons - trous. Ceci résulte pour les résidus en un poids de l'impulsion plus faible comparée à celui des alphas de même énergie, donc une pire résolution en énergie.

La largeur du spectre de la Fig. IV-13 g) est dûe aux corrélations fortuites entre un alpha de $^{211,212}\text{Ra}$ et un alpha de $^{207,208}\text{Rn}$.

2. Cas d'empilement d'alphas

L'empilement se fait par exemple dans les réactions $^{86}\text{Kr}(^{136}\text{Xe},1n)^{221}\text{Th}$ et $^{86}\text{Kr}(^{136}\text{Xe},2n)^{220}\text{Th}$ où le ^{221}Th a une demi-vie de 1.68ms et son fils, ^{217}Ra , une demi-vie de $1.6\mu\text{s}$, de même le ^{220}Th vit $9.7\mu\text{s}$ et son fils, ^{217}Ra , $0.18\mu\text{s}$.

On observe un empilement car un signal dans le détecteur au silicium a une mise en forme d'environ $5\mu\text{s}$ donc si deux événements sont émis pendant cette période, le silicium n'enregistre qu'un seul signal qui est la somme de ces deux énergies. De plus, lorsqu'un événement déclenche un détecteur, une porte de $15\mu\text{s}$ permet d'enregistrer les signaux sur les différents détecteurs et d'acquérir les données.

Tableau 1 : Valeurs théoriques et expérimentales des empilements en énergie (MeV) et en temps.

$E_{\alpha}(^{221}\text{Th})$	$T_{1/2}(^{221}\text{Th})$	$E_{\alpha}(^{217}\text{Ra})$	$T_{1/2}(^{217}\text{Ra})$	$E_{\text{empil.}}$	E_{exp}	$T_{1/2}^{\text{exp}}$
8,146	1,68 ms	8,992	1,6 μs	17,138	17,25 \pm 0,05	2,7 \pm 0,6 ms
8,472				17,464	17,55 \pm 0,05	1,5 \pm 0,5 ms
$E_{\alpha}(^{220}\text{Th})$	$T_{1/2}(^{220}\text{Th})$	$E_{\alpha}(^{216}\text{Ra})$	$T_{1/2}(^{216}\text{Ra})$	$E_{\text{empil.}}$	E_{exp}	$T_{1/2}^{\text{exp}}$
8,79	9,7 μs	9,349	0,18 μs	18,139	18,30 \pm 0,05	10,0 \pm 0,5 μs

On obtient alors dans un spectre la somme des énergies des deux alphas et l'énergie correcte du petit-fils ^{213}Rn avec une demi-vie de 25 ms, ou ^{212}Rn , 24 min.

Sur le spectre de la Fig. IV-14, sont représentées les lignes alphas reconstituées, on observe un empilement aux énergies 17250 \pm 0,05 keV, 17550 \pm 0,05 keV et 18300 \pm 0,05 keV. Le Tableau 1 indique les valeurs attendues et observées. Les écarts de 90 keV à 160 keV avec les valeurs théorique attendues s'expliquent par la non linéarité de la calibration à haute énergie.

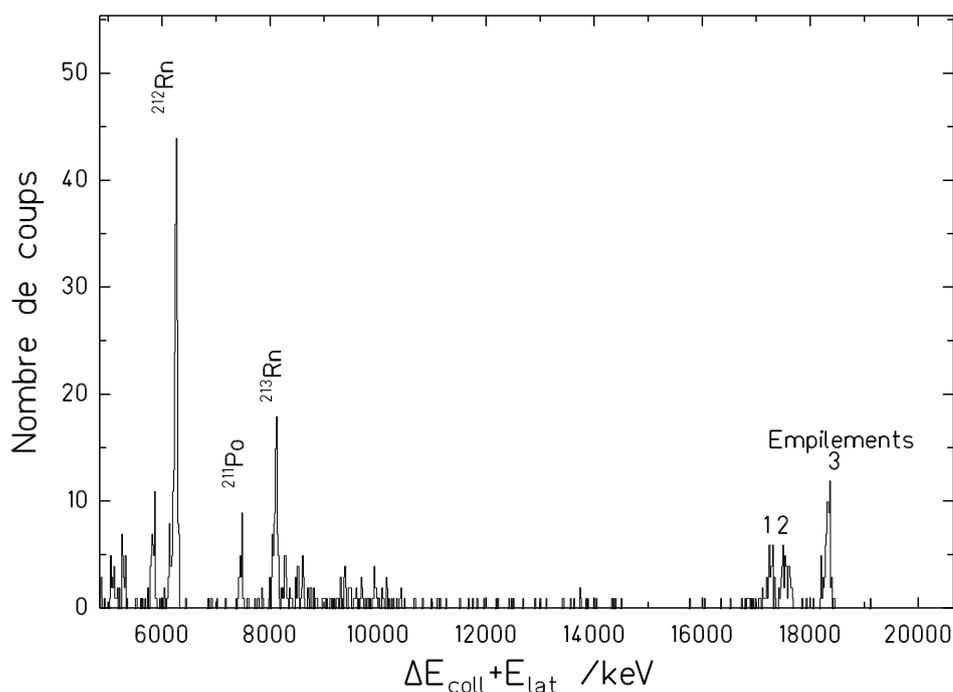


Fig. IV-14 : Spectre en énergie reconstitué des particules alpha s'échappant du détecteur collecteur et s'arrêtant dans un détecteur latéral, à une énergie d'excitation du noyau composé de 18.25 MeV. 1, 2 et 3 représentent les trois énergies où deux alphas ont été émis simultanément.

On a cherché à corréliser les empilements identifiés 1 et 2 à l'énergie d'excitation du noyau composé de 18.25 MeV. On obtient les spectres de corrélation des Fig. IV-15 et Fig. IV-16. Les fenêtres en énergies ont été positionnées respectivement sur les empilements 1 et 2 (17,0-17,4 MeV et 17,4-17,7 MeV). La corrélation entre l'implantation et la ligne d'empilement a été obtenues sur une fenêtre en temps de 50 ms. On obtient les spectres en temps ab). En ajustant ces spectres avec une courbe logarithme décroissante, on obtient des temps de corrélation de 2,7 \pm 0,6 ms et 1,5 \pm 0,5 ms. Cette période correspond à celle du noyau résiduel ^{221}Th . Les spectres c) représentent l'énergie déposée dans le détecteur collecteur des

empilements corrélés. Sur ces spectres, on peut identifier deux lignes aux énergies autour de 8800 keV et 9500 keV. Ces énergies correspondent à l'énergie complète d'un alpha (^{221}Th ou ^{217}Ra) plus l'énergie résiduelle de l'autre alpha s'échappant du détecteur.

La corrélation entre la ligne d'empilement et le descendant a été obtenue sur une fenêtre en temps de 500 ms. On obtient les spectres en temps bc) et en énergie d), la ligne obtenue correspond à celle du ^{213}Rn .

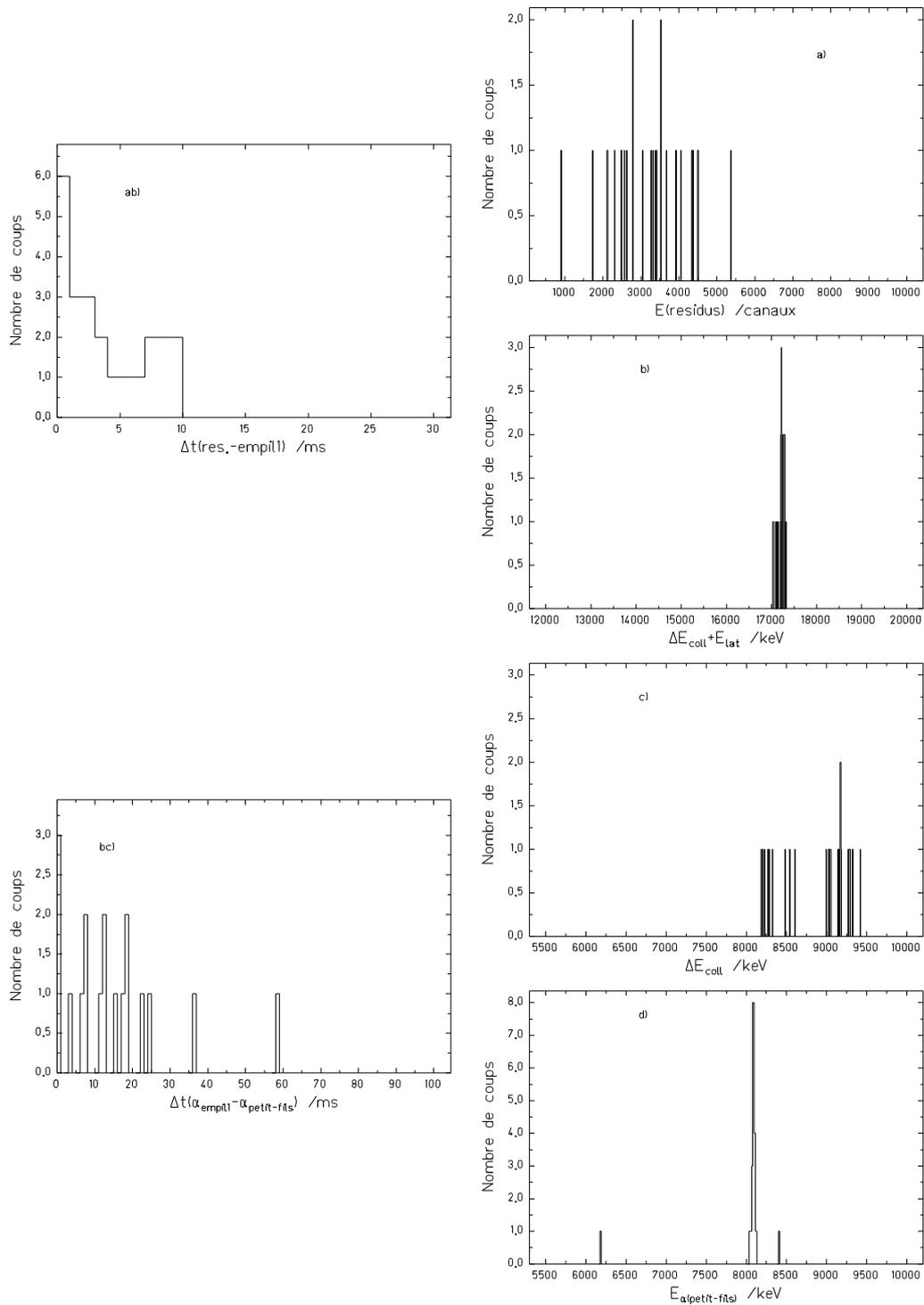


Fig. IV-15 : Spectres de corrélation entre la ligne d'empilement en énergie 1 de la Fig. IV-14 ($\cong 17250$ keV) de deux alphas et son implantation et ses descendants pour l'énergie d'excitation du noyau composé de 18.25 MeV. A droite : spectres en énergie, à gauche : spectres en temps.

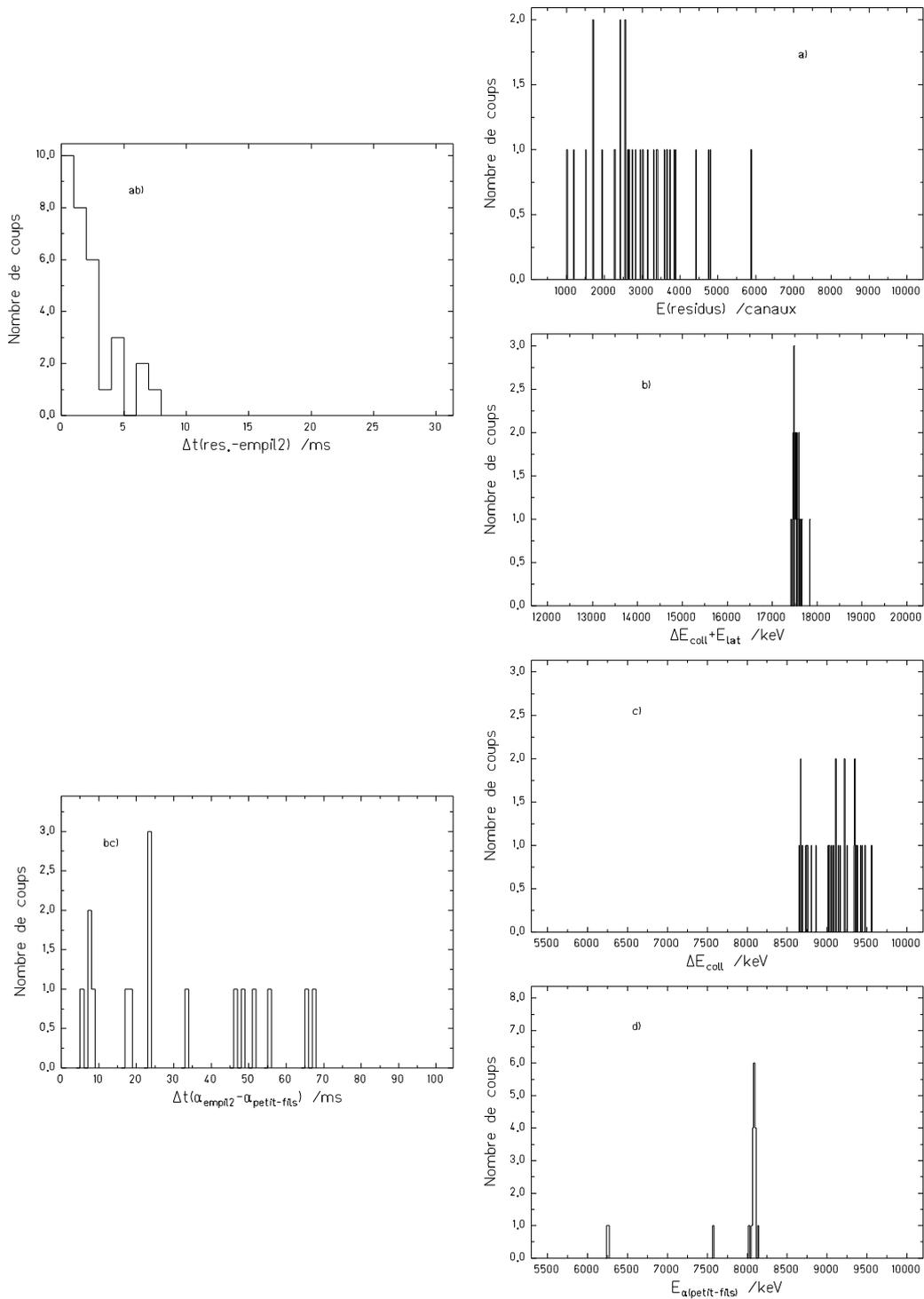


Fig. IV-16 : Spectres de corrélation entre la ligne d'empilement en énergie 2 de la Fig. IV-14 ($\cong 17550$ keV) de deux alphas et son implantation et ses descendants pour l'énergie d'excitation du noyau composé de 18.25 MeV. A droite : spectres en énergie, à gauche : spectres en temps.

Sur la Fig. IV-17 est représenté le spectre en énergie reconstitué des particules alpha s'échappant du détecteur collecteur et s'arrêtant dans un détecteur latéral, à l'énergie d'excitation du noyau composé de 23.2 MeV. On observe aussi un empilement à une énergie de 18300 keV, les deux empilements du spectre précédent n'existent plus car à cette énergie, la voie 1n n'est plus la voie principale de réaction. Cette empilement correspond à la somme en énergie des alphas de ^{220}Th et eu ^{216}Ra , on a analysé les mêmes corrélations où les taux de comptage étaient plus importants. Les spectres obtenus sont décrits sur la Fig. IV-18.

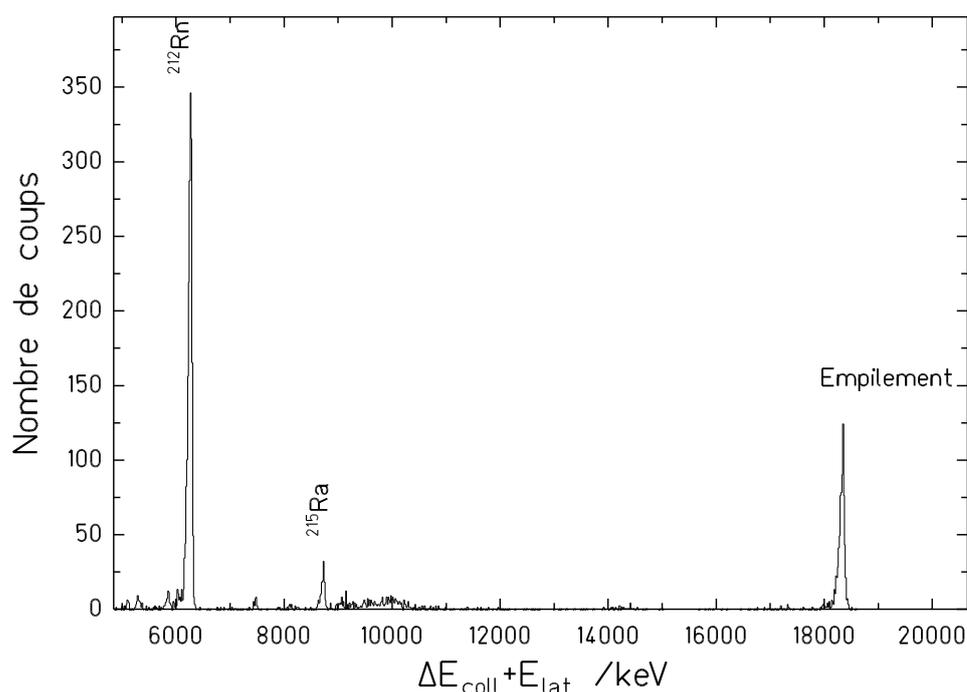


Fig. IV-17 : Spectre en énergie reconstitué des particules alpha s'échappant du détecteur collecteur et s'arrêtant dans un détecteur latéral, à l'énergie d'excitation du noyau composé de 23.2 MeV..

On observe sur la Fig. IV-18 c) représentant l'énergie laissée dans le détecteur collecteur deux pics à 9500 keV et 10300 keV correspondant à la somme entre l'énergie complète d'un alpha et une partie de l'énergie de l'autre alpha (^{220}Th et ^{216}Ra).

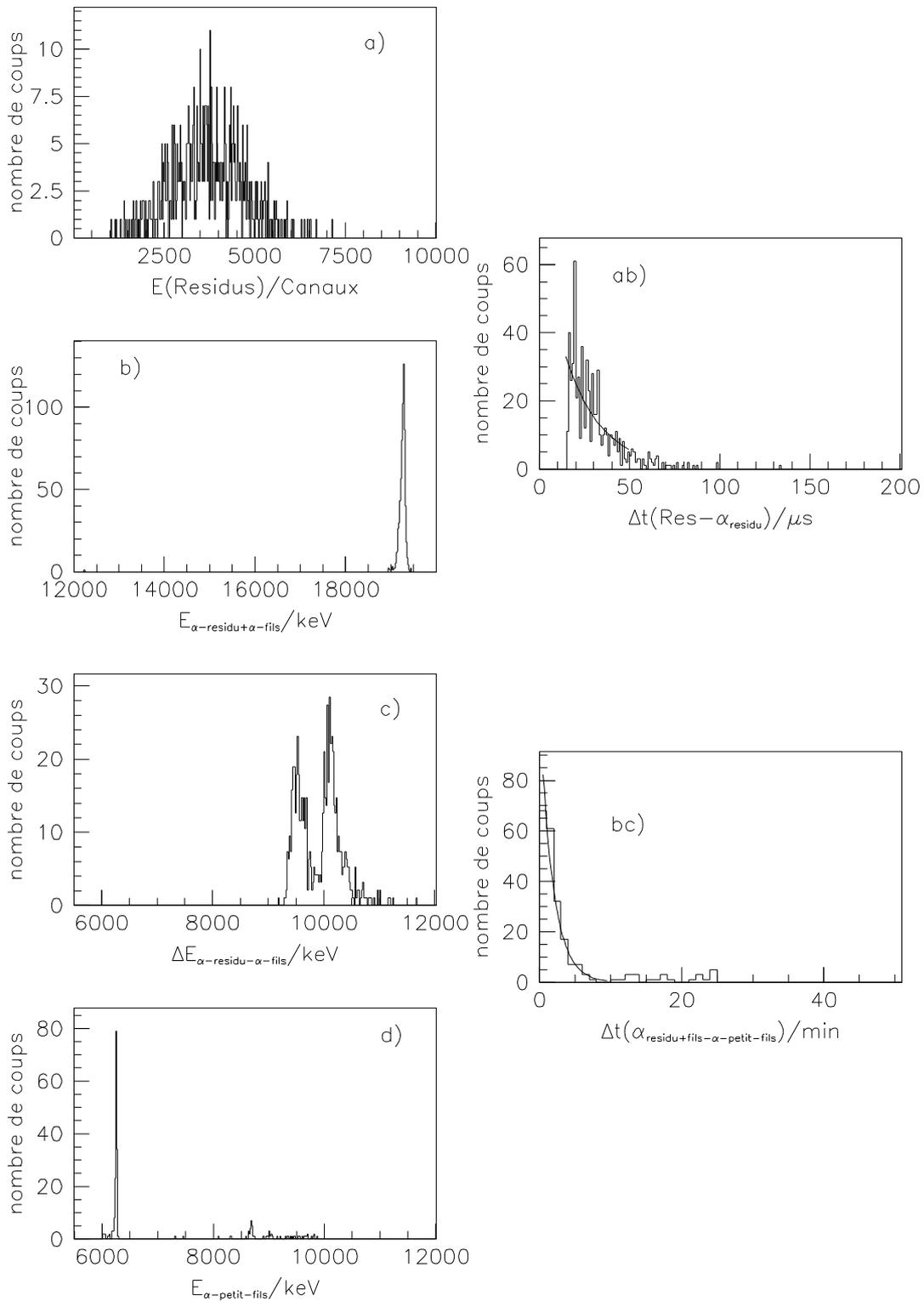


Fig. IV-18 : Spectres de corrélation entre la ligne d'empilement en énergie de deux alphas ($de^{220}\text{Th}$ et $de^{216}\text{Ra}$) et son implantation et ses descendant pour l'énergie d'excitation du noyau composé de 23.2 MeV. A gauche : spectres en énergie, à droite : spectres en temps.

Sur la Fig. IV-18 ab), le spectre de corrélation en temps entre un résidu d'implantation et un empilement commence à 15 μ s. Ce manque d'information est due au temps mort d'acquisition des signaux. Cependant, on obtient une courbe logarithmique décroissante, équivalente à une décroissance radioactive, donnant un temps de $10,0 \pm 0,5$ μ s correspondant au ^{220}Th , une période de 9.7 μ s est donnée dans les tables. Pour cet isotope, le taux de production initial est :

$$N_{ori} = \frac{N_{correl}}{\exp(-\lambda t_0)} \text{ avec } N_{correl} \text{ le nombre de particules alpha corrélées avec}$$

une implantation à un temps supérieur à t_0 , $\lambda = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}}$, $\tau_{1/2} = 9.7 \mu\text{s}$ et $t_0 = 15 \mu\text{s}$.

3. Noyaux de même énergie et de même temps de vie

Des difficultés pour caractériser des noyaux subsistent quand une même énergie d'alpha correspond à plusieurs noyaux et que leurs périodes sont semblables. Ceci est le cas des noyaux ^{214}Th et ^{213}Th , 7680 et 7690 KeV et $T_{1/2} = 0.10$ et 0.14 s et leurs descendants ^{210}Ra et ^{209}Ra , 7019 et 7010 KeV, $T_{1/2} = 3.7$ et 4.6 s. Dans ces cas, où deux voies de réaction sont complètement indistinctes, seulement la somme des taux de production des deux voies est déterminée.

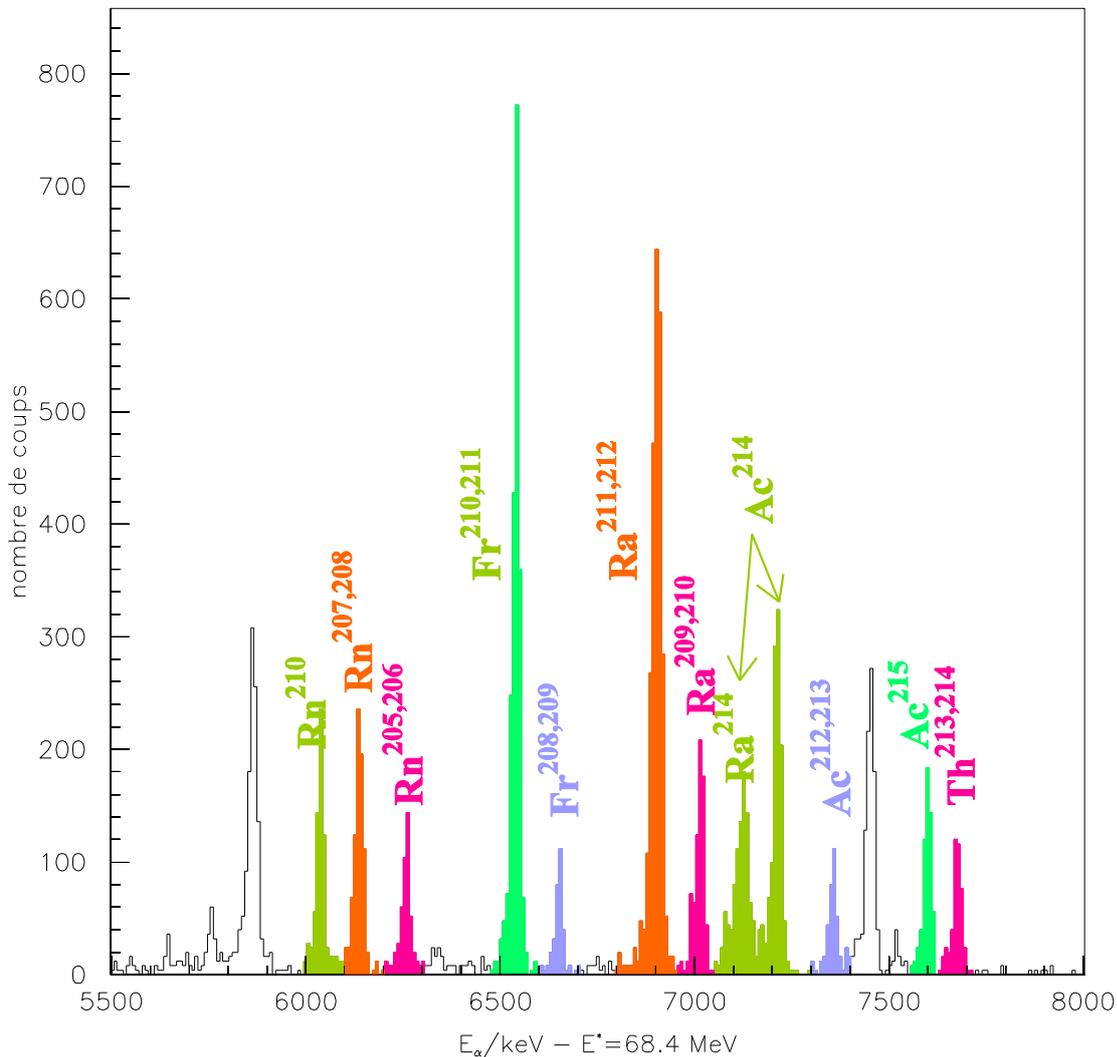


Fig. IV-19 : Spectre basse énergie anticoincident pour la réaction $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ à une énergie du projectile de 4.8 MeV/u ($E^=68.4$ MeV).*

Sur le spectre de la Fig. IV-19 sont représentées les lignes alpha des différents noyaux produits lors de la réaction $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ une énergie d'excitation du noyau composé de 68.4 MeV. De même, on a cherché à corréliser la ligne correspondant au $^{213,214}\text{Th}$ avec le résidu correspondant implanté (Fig. IV-20 a)) dans une fenêtre en temps de 3 sec. La corrélation en temps entre l'implantation des noyaux $^{213,214}\text{Th}$ et leur ligne alpha est de forme exponentielle décroissante et donne une période de 109.3 ± 6.1 ms. Ce temps correspond à la période des deux isotopes de thorium.

En corrélant cette ligne alpha du $^{213,214}\text{Th}$ avec les autres lignes présentes sur la Fig. IV-19 sur une fenêtre en énergie de 6.0 à 8.0 MeV et en temps de 100 sec, on obtient le spectre de la Fig. IV-20 c) où la ligne alpha du $^{209,210}\text{Ra}$ est prépondérante. La corrélation en temps donne une période de 3.6 ± 0.2 sec.

La corrélation de la ligne obtenue de $^{209,210}\text{Ra}$ avec une fenêtre en énergie autour de la ligne du $^{205,206}\text{Rn}$ sur un temps infini donne un spectre de corrélation en temps représenté sur la Fig. IV-20 cd).

La période de ces noyaux étant de l'ordre de la minute, des corrélations accidentelles ont lieu et sont examinées dans la partie suivante.

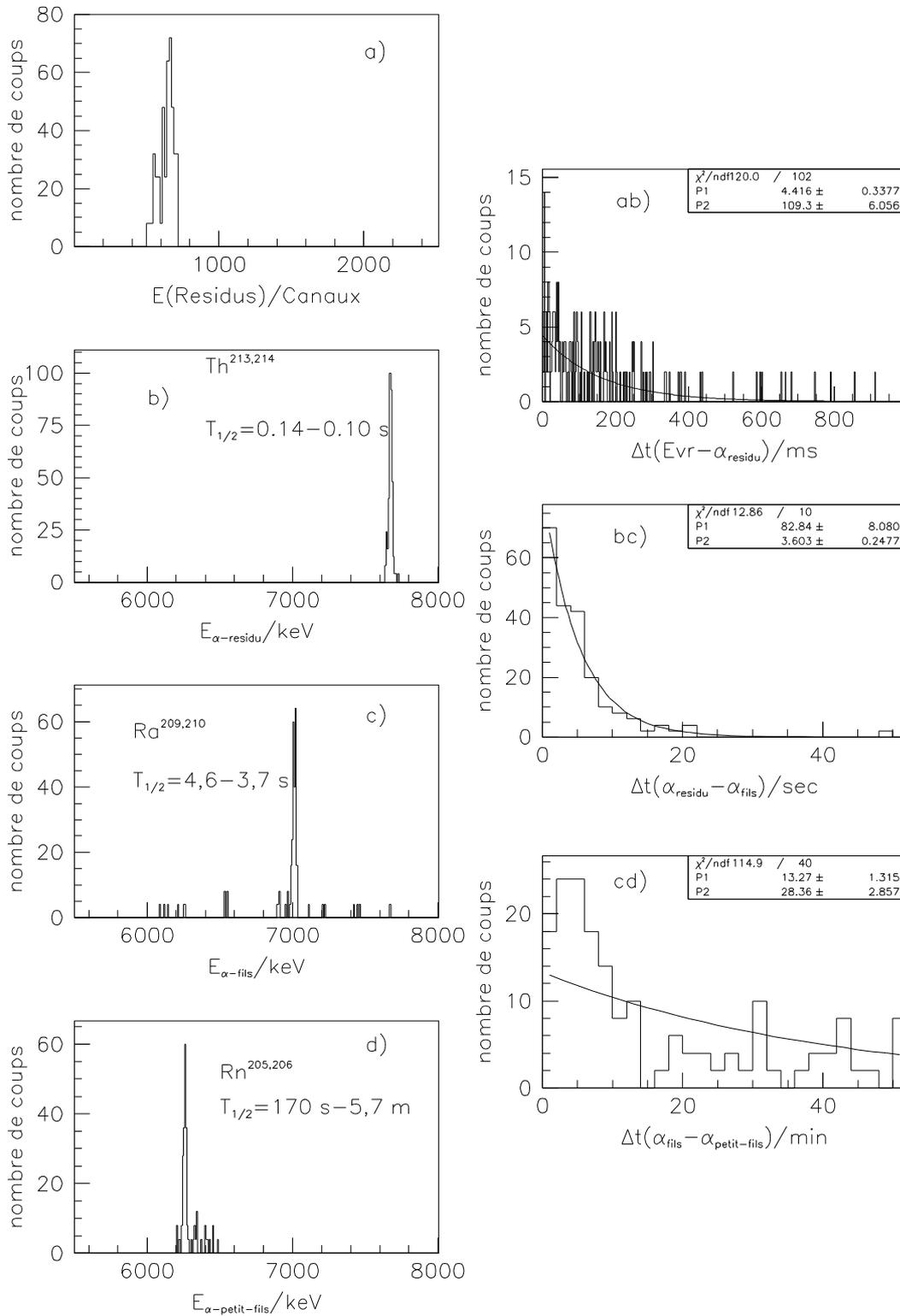


Fig. IV-20 : Spectres de corrélation entre la ligne alpha du $^{213,214}\text{Th}$ et son implantation et ses descendants. A gauche : spectres en énergie, à droite : spectres en temps.

E. Analyse mathématique des corrélations

Dans la technique d'analyse décrite précédemment, nous utilisons des coïncidences retardées pour trouver des corrélations en temps et en position entre des signaux de différents groupes. Le problème est d'évaluer des cascades produites par hasard à cause du bruit de fond stochastique. Ici, je décrirai les principales idées utilisées pour trouver la probabilité d'erreur en corrélant des résidus d'évaporation avec une ou deux décroissances alpha successives [Sch84].

1. Concept général

Probabilité d'erreur dans le cas d'un bruit de fond stochastique

On considère une mesure dans laquelle la valeur x d'une quantité physique X est déterminée pour des événements isolés. Le spectre mesuré dn/dx est montré schématiquement sur la Fig. IV-21 Une partie du spectre est similaire à la distribution $f(x)$ des événements de bruit de fond qui est supposée connue. Cependant un groupe de n_m événements avec $x \geq x_{\min}$ peut avoir une origine différente. La probabilité que n_m événements soient produits de manière stochastique à partir d'une distribution de bruit de fond est identique à la probabilité d'erreur d'une interprétation différente de ces événements. x_{\min} est la valeur de la variable x des événements à rechercher qui est la plus proche de la valeur moyenne du bruit de fond.

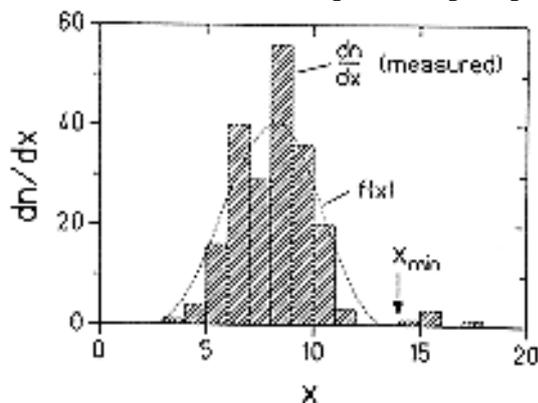


Fig. IV-21 : Représentation schématique du spectre mesuré de la variable x . La distribution attendue des événements de bruit de fond $f(x)$ est indiquée. La probabilité que le groupe d'événements avec $x \geq x_{\min}$ peut être une fluctuation stochastique de la distribution de bruit de fond donne l'erreur de probabilité d'une interprétation différente de ces événements. [Sch84].

n_b est le nombre d'événements qui s'écartent de la valeur moyenne de la distribution de fréquence statistique au moins autant que chaque événement à étudier. L'espérance mathématique de n_b est obtenue par intégration de la distribution en fréquence du bruit de fond.

$$n_b(x \geq x_{\min}) = \int_{x_{\min}}^{\infty} f(x) dx$$

La probabilité que la fluctuation de la distribution du bruit de fond produise le nombre observé d'événements n_m ou plus dans l'intervalle de x_{\min} à l'infini est donnée par la somme sur la distribution de Poisson :

$$\text{Equation 8 } P_{err} = \sum_{n=n_m}^{\infty} \frac{n_b^n}{n!} e^{-n_b}$$

Ceci est la probabilité d'erreur recherchée.

2. Chaîne de corrélation

On suppose dans une expérience, au moins K groupes d'événements différents définis. On fait l'hypothèse que n_m chaînes d'événement, constituées d'un événement E_1 du premier groupe suivi par un événement E_2 du second groupe etc, finalement un événement E_K du $K^{\text{ème}}$ groupe, sont observées. La densité de probabilité que stochastiquement un événement E_i est suivi par un événement E_{i+1} après un temps t , est donnée par la distribution de l'intervalle de temps pris au hasard d'événement E_{i+1} fois la probabilité de ne pas observer un événement de n'importe quel autre groupe entre temps :

$$\text{Equation 9 } dp_{i,i+1} / dt = \lambda_{i+1} e^{-\lambda_{i+1}t} \prod_{j \neq i+1} e^{-\lambda_j t} = \lambda_{i+1} e^{-\sum_{j=1}^K \lambda_j t}$$

où λ_i est le taux de comptage moyen du groupe d'événement E_i .

La probabilité d'observer la séquence E_i, E_{i+1} dans l'intervalle de temps $\Delta t_{i,i+1}$ est donnée en intégrant l'Equation 9 de zéro à $\Delta t_{i,i+1}$. Comme les événements des groupes différents sont indépendants les uns des autres, la valeur attendue pour les séquences complètes définies ci-dessus dans le temps T est donnée par le produit de toutes les probabilités pour les séquences E_i, E_{i+1} (avec $i=1$ à $K-1$) fois le nombre n_1 d'événements du type 1 ($n_1 = \lambda_1 T$) :

$$n_b = \lambda_1 T \prod_{i=1}^{K-1} \left\{ \int_0^{\Delta t_{i,i+1}} dp_{i,i+1} / dt dt \right\}$$

$$\text{Equation 10 } n_b = T \frac{\prod_{i=1}^K \lambda_i}{\left(\sum_{i=1}^K \lambda_i \right)^{K-1}} \prod_{j=1}^{K-1} \left\{ 1 - e^{-\sum_{i=1}^K \lambda_i \Delta t_{j,j+1}} \right\}$$

$\Delta t_{i,i+1}$ sont les limites en temps maximum données par les séquences E_i, E_{i+1} .

Si la condition $\sum_{i=1}^K \lambda_i \Delta t_{j,j+1} \ll 1$ est remplie pour toutes les valeurs possibles j , n_b peut être approximé par :

Equation 11
$$n_b \approx T \prod_{i=1}^K \lambda_i \prod_{i=1}^{K-1} \Delta t_{i,i+1}$$

3. Application aux chaînes de décroissance

Dans la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ à une énergie d'excitation du noyau composé de 18.25 MeV, le spectre des alphas en anticoincidence reconstitué est représenté sur la Fig. IV-14 pour un temps d'acquisition de $T = 28800$ sec. Les lignes d'empilement 1 et 2 ont été corrélées en temps et en position avec les noyaux implantés avec une fenêtre en temps de 50 ms et la décroissance alpha consécutive avec une fenêtre en temps de 500 ms (Fig. IV-15 et Fig. IV-16).

Pour la corrélation entre l'implantation et l'empilement, d'après l'Equation 9, on s'attend à une distribution de bruit de fond à $\frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2} = 45\text{ms}$ avec un taux de $n \approx \frac{n_1 n_2}{n_1 + n_2} = 93\text{coups}$

(Equation 10). Or sur les spectres ab) des Fig. IV-15 et Fig. IV-16 aucune corrélation n'a été observée avec un temps supérieure à 10 ms. Lorsqu'on choisit tous les événements corrélés ($\Delta t_{1,2} = 50\text{ms}$), la probabilité d'erreur est donnée par l'Equation 8 :

$P_{err} < 0,1$, avec $\Delta t_{1,2} = 5\text{ms}$, la probabilité d'erreur devient $P_{err} < 10^{-17}$. On peut donc considérer que toutes les corrélations sont de vrais corrélations.

De même, lorsqu'on corrèle les deux lignes d'empilement avec le descendant, on observe un spectre en énergie où seule la ligne de ^{213}Rn apparaît, alors que la fenêtre en énergie était positionnée sur la gamme d'énergie : 6.0-10.0 MeV. On s'attend à une distribution de bruit de fond à 13.4 s avec un taux de 90 coups ; or toutes les corrélations étaient observées à un temps inférieur à 100 ms. La probabilité d'erreur pour les spectres en temps obtenus devient ($\Delta t_{2,3} = 500\text{ms}$), $P_{err} < 10^{-30}$.

V. Résultats

Afin de rechercher l'influence de la voie d'entrée dans la réaction de fusion, il est nécessaire de comparer les fonctions d'excitation de différentes réactions menant au même noyau composé. Lorsque l'on ne produit pas le même noyau composé, les fonctions d'excitation ne peuvent être comparées car le noyau composé a des propriétés intrinsèques. En particulier, il possède une barrière de fission qui varie rapidement avec sa masse et sa charge. On a vu en II-B, l'influence de cette barrière sur la désexcitation du noyau composé. Si les noyaux composés ne sont pas tout à fait les mêmes, on peut contourner cette difficulté en calculant la probabilité de fusion.

Dans une première partie, je comparerai les sections efficaces mesurées pour un même noyau composé et les noyaux voisins. Après avoir défini la probabilité de fusion, j'analyserai cette fonction pour différents systèmes et comparerai les valeurs expérimentales avec un code.

A. sections efficaces

Les taux de production initiaux des résidus d'évaporation sont déterminés à partir des propriétés intrinsèques des noyaux : rapports d'embranchement et périodes (en Annexes 0 sont décrites les différentes chaînes de décroissance avec les propriétés des noyaux), de l'efficacité de détection ϵ_{det} et de la transmission de SHIP ϵ_{SHIP} .

Les sections efficaces absolues sont déterminées en normalisant les taux de production par les sections efficaces de réaction élastique (produit du nombre de particules de projectile par celui de la cible). La section efficace $\sigma(E_0)$ mesurée pour une énergie du faisceau E_0 est corrigée par l'énergie perdue dans la cible et correspond à l'énergie du faisceau au milieu de la cible.

Les sections efficaces des réactions étudiées sont récapitulées dans les Tableau 2, Tableau 4 et Tableau 5.

Les erreurs données sont des erreurs statistiques, correspondant à un niveau de confiance de 68%.

L'incertitude absolue sur les résultats est dominée par l'incertitude sur la transmission de SHIP. Elle est estimée à 30% pour les voies xn et pxn . A cause du grand moment de recul lors de l'évaporation alpha, l'incertitude de la section efficace pour les voies αxn est un facteur 2.

B. Analyse des résultats

1. Le système $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{220}\text{Th}^*$

Le système $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ a été analysé sur la gamme d'énergie d'excitation du noyau composé de 25.8 à 73.5 MeV. Les mesures des voies d'évaporation 1n à 7n, p1n à p7n et α 1n à α 7n ont pu être effectuées.

Tableau 2 : Sections efficaces de fusion-résidu d'évaporation pour la réaction $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$ ($\delta\sigma+$ et $\delta\sigma-$ sont les erreurs statistiques).

E*	Voie	σ	$\delta\sigma+$	$\delta\sigma-$	E*	Voie	σ	$\delta\sigma+$	$\delta\sigma-$	E*	Voie	σ	$\delta\sigma+$	$\delta\sigma-$
[MeV]		[μb]	[μb]	[μb]	[MeV]		[μb]	[μb]	[μb]	[MeV]		[μb]	[μb]	[μb]
25,8	1n	0,002	0,004	0,001	32	p1n	0,058	0,028	0,014	35,4	α 1n	0,0648	0,023	0,013
32		0,058	0,025	0,013	35,4		0,159	0,035	0,025	40,2		0,0531	0,026	0,013
35,4		0,065	0,023	0,013	40,2		0,071	0,032	0,017	44,9		0,0426	0,023	0,011
										49,7		0,0478	0,031	0,014
25,8	2n	0,036	0,013	0,008	44,9	p2n	0,226	0,072	0,044					
32		0,113	0,055	0,028	49,7		0,093	0,071	0,028	40,2	α 2n	0,1264	0,042	0,025
35,4		0,130	0,050	0,028						44,9		0,2093	0,048	0,033
										49,7		0,1514	0,055	0,032
32	3n	0,367	0,029	0,025	35,4	p3n	0,023	0,010	0,005					
35,4		0,785	0,037	0,034	40,2		0,085	0,019	0,013	32	α 3n	0,5746	0,044	0,038
40,2		0,705	0,042	0,037	44,9		0,250	0,029	0,024	35,4		0,6817	0,032	0,029
44,9		0,241	0,024	0,020	49,7		0,340	0,042	0,033	40,2		0,847	0,048	0,043
49,7		0,058	0,017	0,011	54,5		0,211	0,038	0,028	44,9		1,3147	0,091	0,08
54,5		0,012	0,014	0,004	59,3		0,102	0,021	0,015	49,7		1,5905	0,155	0,13
										54,5		1,266	0,164	0,13
32	4n	0,041	0,012	0,008	44,9	p4n	0,098	0,020	0,014	59,3		0,7632	0,1	0,08
35,4		0,289	0,024	0,021	49,7		0,511	0,051	0,043					
40,2		1,437	0,061	0,056	54,5		1,217	0,087	0,076	44,9	α 4n+ α 5n	0,3584	0,011	0,011
44,9		2,106	0,070	0,065	59,3		1,349	0,069	0,063	49,7		1,5836	0,058	0,054
49,7		1,445	0,072	0,065	66,4		0,617	0,041	0,036	54,5		3,2241	0,141	0,13
54,5		0,576	0,053	0,045	68,4		0,560	0,024	0,022	59,3		4,4507	0,165	0,153
59,3		0,169	0,023	0,018	73,55		0,148	0,005	0,005	66,4		7,5852	0,224	0,211
										68,4		7,0876	0,138	0,133
44,9	5n	0,269	0,027	0,023	54,5	p5n	0,153	0,038	0,026	73,55		4,0126	0,041	0,04
49,7		0,880	0,058	0,051	59,3		0,843	0,058	0,051					
54,5		1,030	0,071	0,062	66,4		2,459	0,084	0,078	59,3	α 6n+ α 7n	0,1292	0,014	0,011
59,3		0,635	0,043	0,037	68,4		2,288	0,050	0,048	66,4		0,6617	0,04	0,036
66,4		0,096	0,016	0,012	73,55		1,627	0,017	0,017	68,4		0,6142	0,023	0,022
										73,55		1,4137	0,021	0,02
54,5	6n+7n	0,073	0,025	0,015	66,4	p6n+p7n	0,315	0,031	0,026					
59,3		0,270	0,031	0,025	68,4		0,401	0,021	0,019					
66,4		0,426	0,032	0,028	73,55		0,631	0,010	0,010					
68,4		0,407	0,019	0,018										
73,55		0,192	0,005	0,005										

Sur la Fig. V-1, on observe que l'écart en énergie entre les maxima de deux voies d'évaporation de neutrons successives correspond à l'énergie de séparation d'un neutron ($\cong 6$ à 8MeV) et une section efficace d'évaporation de neutrons maximale pour la voie 4n correspondant au résidu d'évaporation ^{216}Th .

Au dessus de 45 MeV d'énergie d'excitation, la section efficace des voies xn diminue car selon le principe expliqué en II-B, le noyau peut se désexciter suivant différentes voies. Les voies d'évaporation de particules chargées accompagnées de neutrons et de fission sont favorisées par rapport à celle d'évaporation uniquement de neutrons. En effet, à ces énergies d'excitation le noyau commencera par évaporer des neutrons puis il devient déficient en neutrons, l'énergie de liaison du neutron augmente alors que celle des particules chargées (protons et alpha) diminue et les largeurs partielles d'évaporation de protons et alphas augmentent comme l'indique le Tableau 3.

Tableau 3 : Energies de liaison de neutron, proton et alpha pour les noyaux de thorium, actinium et radium (MeV).

	²¹³ Th	²¹⁴ Th	²¹⁵ Th	²¹⁶ Th	²¹⁷ Th	²¹⁸ Th	²¹⁹ Th	²²⁰ Th	²²¹ Th	²²² Th
B_n	8.19	9.44	8.07	8.85	6.02	7,85	5,96	7,88	5,80	7,81
B_p	2,23	2,59	2,56	3,15	3,13	3,63	3,66	4,19	4,10	4,61
B_α	-7,85	-7,84	-7,67	-8,08	-9,43	-9,85	-9,51	-8,95	-8,63	-8,13

	²¹² Ac	²¹³ Ac	²¹⁴ Ac	²¹⁵ Ac	²¹⁶ Ac	²¹⁷ Ac	²¹⁸ Ac	²¹⁹ Ac	²²⁰ Ac	²²¹ Ac
B_n	8,29	9,08	8,10	8,26	6,04	7,35	5,94	7,35	5,88	7,30
B_p	0,89	0,71	1,44	1,43	1,84	1,87	2,33	2,37	2,92	3,03
B_α	-7,53	-7,51	-7,36	-7,75	-9,25	-9,83	-9,38	-8,83	-8,35	-7,79

	²¹¹ Ra	²¹² Ra	²¹³ Ra	²¹⁴ Ra	²¹⁵ Ra	²¹⁶ Ra	²¹⁷ Ra	²¹⁸ Ra	²¹⁹ Ra	²²⁰ Ra
B_n	7,90	9,26	7,37	8,27	5,63	7,32	5,48	7,31	5,34	7,19
B_p	2,87	3,48	3,31	3,64	3,79	4,31	4,38	4,95	4,96	5,64
B_α	-7,05	-6,73	-6,86	-7,27	-8,87	-9,53	-9,16	-8,55	-8,13	-7,59

La fusion autour et sous la barrière de Bass (36.9 MeV) est possible grâce aux couplages à d'autres états d'excitation collectifs ou intrinsèques mais diminue fortement lorsque l'énergie diminue.

Dans ce domaine d'énergie, $E^*=25-50$ MeV, le processus de fusion-évaporation de neutrons domine par rapport à l'évaporation de particules chargées, la section efficace augmente jusqu'à 2 μb . Aux énergies supérieures, la fusion suivie de l'évaporation de particules alphas avec des neutrons ($\alpha 4n$ et $\alpha 5n$) atteint une section efficace d'environ 8 μb .

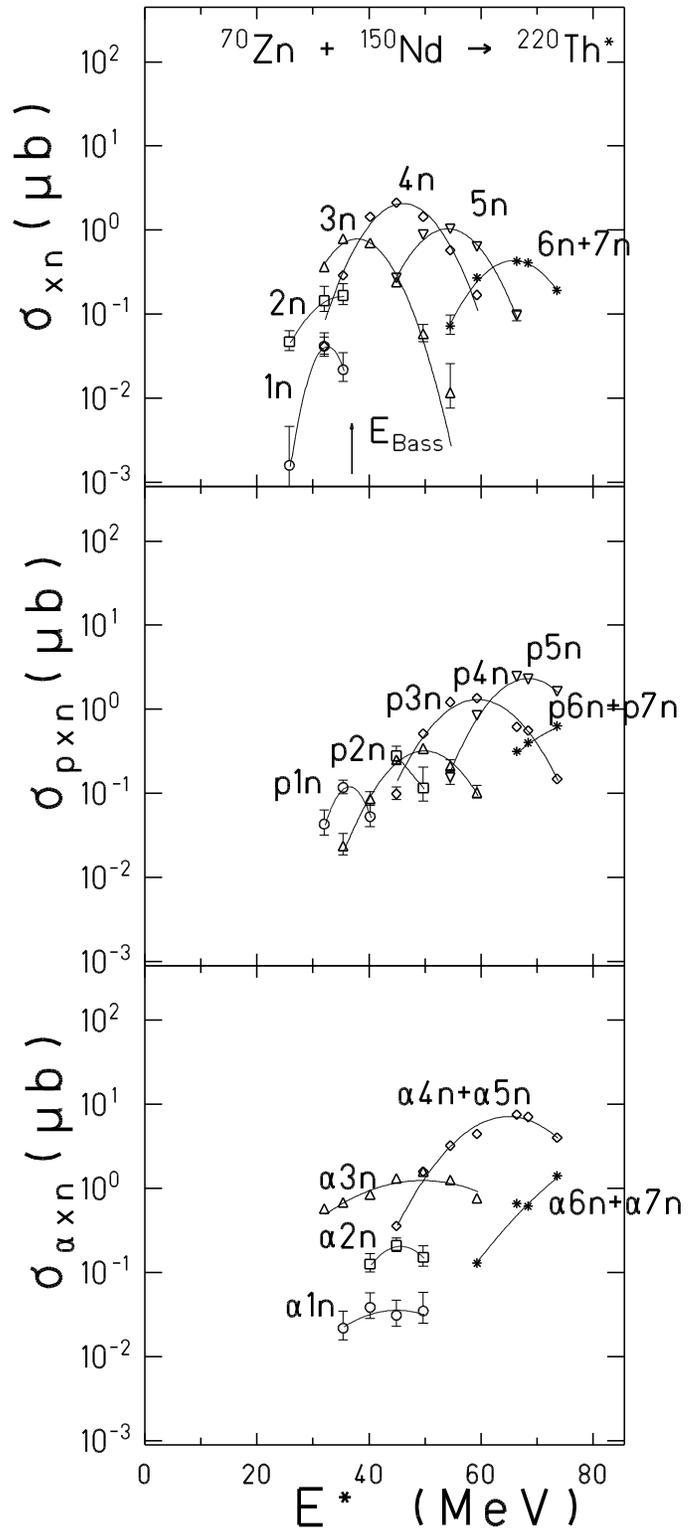


Fig. V-1 : Sections efficaces des différentes voies d'évaporation (xn , pxn , αxn) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{220}Th pour le système $^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$.

2. Le noyau composé $^{220}\text{Th}^*$

Nous pouvons comparer les résultats du système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ à d'autres systèmes car des mesures de la section efficace de fusion suivie de l'évaporation de particules avaient été faites avec les systèmes menant au même noyau composé $^{220}\text{Th}^*$: $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ [Sah84a,b], $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ [Sah84a,b] et $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ [Ver84].

Sur la Fig. V-2 sont récapitulées les différentes voies analysées pour les systèmes cités ci-dessus. Les sections efficaces des voies xn, pxn et α xn sont représentées en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé, du système le plus symétrique ($^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$) au moins symétrique ($^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$).

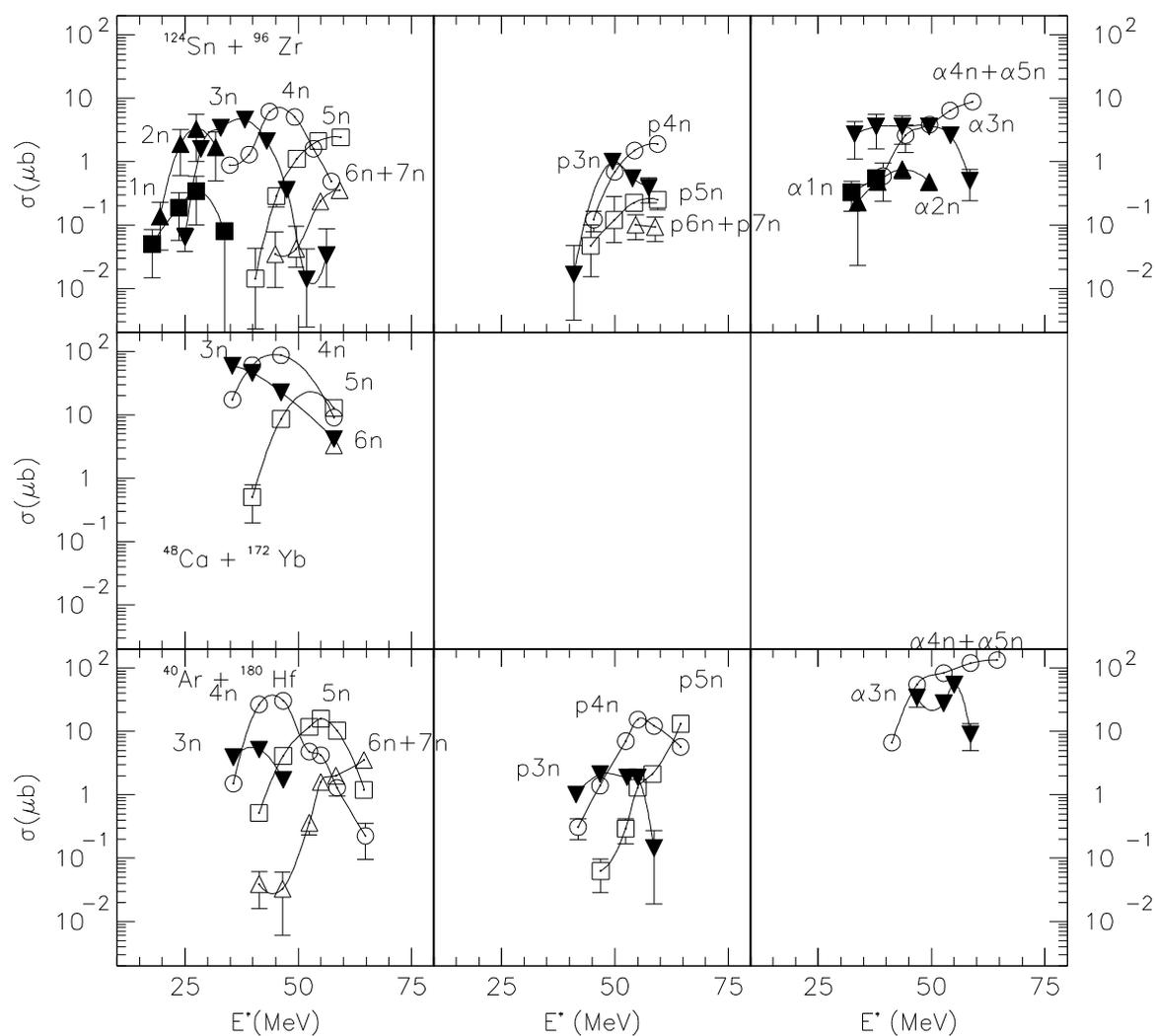


Fig. V-2 : Sections efficaces des différentes voies d'évaporation (xn, pxn, α xn) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{220}Th pour les systèmes $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ [Sah84a,b], $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ [Sah84a,b] et $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ [Ver84].

On observe sur la Fig. V-2 que quelque soit le système de fusion, la position en énergie d'excitation des maxima des voies d'évaporation (xn, pxn et alphaxn) est la même. En effet, si on considère que le processus de fusion-évaporation de particules est un processus en deux étapes indépendantes (fusion puis évaporation) alors le noyau composé à une énergie d'excitation donnée évaporerait la même proportion de particules quelque soient les systèmes l'ayant formé.

Dans l'évaporation de neutrons seuls, on observe que la section efficace de la voie 4n est maximale pour tous les systèmes à une énergie d'excitation d'environ 45 MeV.

Les courbes σ_{xn} et $\sigma_{ré} = \sum \sigma_{xn} + \sigma_{pxn} + \sigma_{\alpha xn}$ sont présentées sur la Fig. V-3 (haut) ¹.

Leurs allures sont équivalentes pour tous les systèmes. Le maximum des sections efficaces varie d'un système à l'autre ($\cong 100 \mu b$ pour le système $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ et $\cong 3 \mu b$ pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$). Ce maximum dans la section efficace de fusion-évaporation de particules ne semble pas suivre seulement une systématique par rapport à l'asymétrie du système mais ce maximum est prononcé pour les systèmes possédant un partenaire ayant une couche fermée.

En effet, le système $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ a des sections efficaces deux à trois fois plus grandes que le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$. Ce rapport dans les sections efficaces correspond au rapport des asymétries :

$$I = \frac{\min(A_p, A_c)}{\max(A_p, A_c)} = 0.774 \text{ et } 0.467 .$$

De même, les systèmes $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ et $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ ont des asymétries de 0.279 et 0.222 et la section efficace du premier système est plus grande que celle du second.

Néanmoins, en raisonnant sur des systèmes avec des couches fermées dans au moins un des partenaires ($^{124}\text{Sn}(Z=50)+^{96}\text{Zr}$ et $^{48}\text{Ca}(Z=20 \text{ et } N=28) + ^{172}\text{Yb}$), le système $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ a une section efficace plus grande que celle du système $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ alors que son asymétrie est plus faible.

La fusion semble favorisée pour les systèmes possédant des couches fermées dans un des partenaires.

¹ La section efficace de fusion-évaporation de particules totale et la fonction $R_{fus-evap}$ ne sont pas tracées pour le système ($^{48}\text{Ca}/^{172}\text{Yb}$) car seules les sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons ont été mesurées.

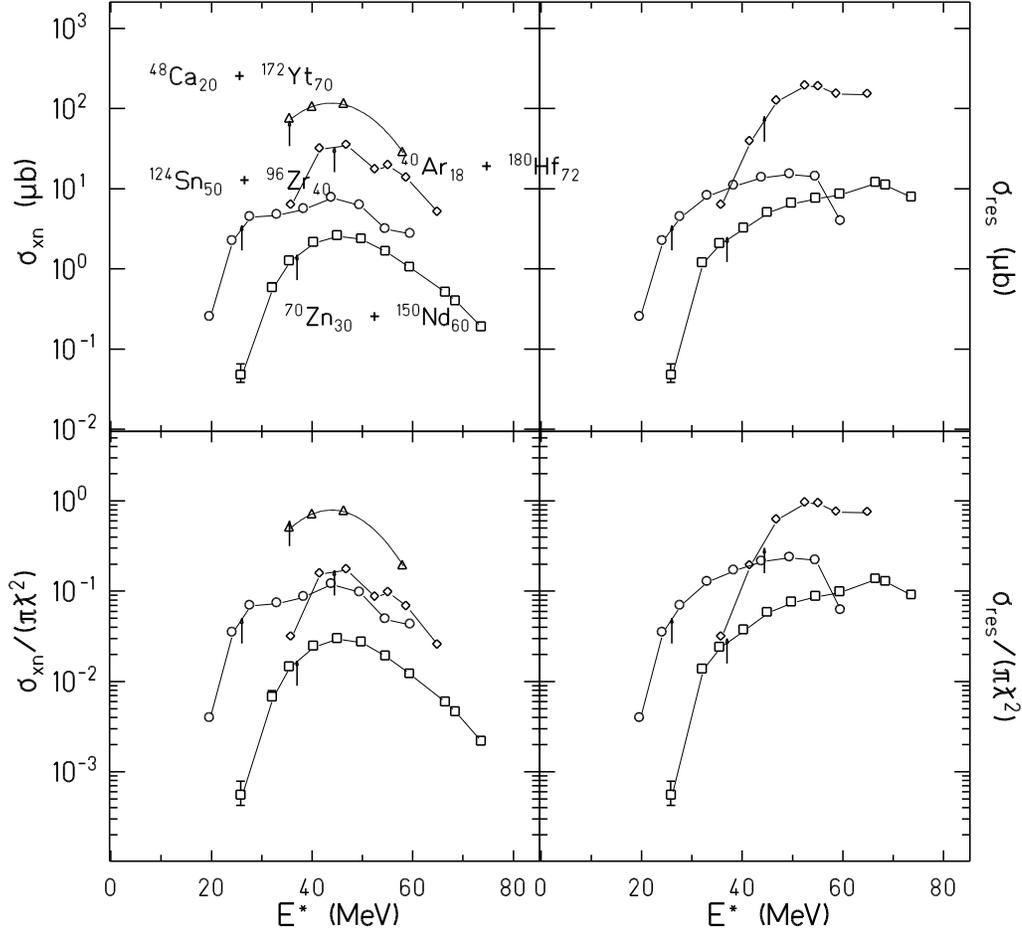


Fig. V-3 : En haut : sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons (à gauche) et de fusion-évaporation de particules totale (à droite) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour les systèmes $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ [ce travail](carrés), $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ [Sah84a,b](ronds), $^{48}\text{Ca}+^{172}\text{Yb}$ [Sah84a,b](triangles) et $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ [Ver84](losanges). En bas : Rapport de ces sections efficaces par $\pi\tilde{\lambda}^2$. Les flèches indiquent la barrière de Bass pour chaque système.

Afin de s'affranchir de l'asymétrie des systèmes, nous avons tracé les rapports des sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons ou totale par $\pi\tilde{\lambda}^2$ en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé : $R_{xn} = \frac{\sigma_{xn}}{\pi\tilde{\lambda}^2}$ et $R_{ré} = \frac{\sigma_{ré}}{\pi\tilde{\lambda}^2}$. $\tilde{\lambda}$ représente la longueur d'onde de de Broglie. La position relative des courbes R_{xn} et $R_{ré}$ reste inchangée et à haute énergie, ces courbes ne saturent pas à la même valeur. Cette observation avait été faite pour d'autres noyaux composés par [Mor91].

Dans le chapitre II-Fusion, on décrivait le processus de fusion suivie de l'évaporation de particules en deux étapes indépendantes. La première étape de fusion de deux noyaux supposait

qu'à haute énergie, la seule réaction nucléaire était la fusion, la probabilité de fusion valait donc 1. La seconde étape, évaporation de particules, était indépendante des systèmes fusionnant et dépendait seulement du noyau composé ; cette étape était décrite par un modèle statistique permettant d'estimer les voies de sorties (évaporation de neutrons, de particules chargées ou fission du noyau composé).

L'observation de la différence des courbes R_{xn} et $R_{ré}$ pour chaque énergie d'excitation montre qu'au moins une hypothèse n'est pas confirmée.

D'une part, on peut supposer que le processus ne se fait pas en deux étapes indépendantes. La désexcitation du noyau composé est fonction de la voie d'entrée de fusion, particulièrement avec le moment angulaire apporté lors de la réaction.

D'autre part, comme on le verra dans la section C-Probabilité de fusion, ces quantités représentent la probabilité de survie du noyau composé (à l'évaporation de particules chargées et à la fission pour la fonction R_{xn} et à la fission seule pour $R_{ré}$) à chaque énergie d'excitation du noyau composé. Le moment angulaire dont dépend la probabilité de survie du noyau composé n'est pas le même selon les systèmes fusionnant. Cette dernière hypothèse a été étudiée par Kühn [Küh89]. Il a montré que le moment angulaire de fusion diffère avec les systèmes selon la déformation des partenaires.

3. Le système $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe} \rightarrow ^{216}\text{Th}^*$

Le système $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ a été analysé à deux énergies d'excitation ($E^* = 28.7$ et 33.9 MeV).

Les sections efficaces de fusion suivie de l'évaporation de $2n+3n$, $p2n+p3n$ et $\alpha2n+\alpha3n$ ont été mesurées.

Tableau 4 : Sections efficaces de fusion-résidu d'évaporation pour la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ ($\delta\sigma+$ et $\delta\sigma-$ sont les erreurs statistiques).

E^* [MeV]	voie	σ [μb]	$\delta\sigma+$ [μb]	$\delta\sigma-$ [μb]
28,7	2n/3n	0,019	0,022	0,007
33,9		0,021	0,016	0,006
28,7	p2n/p3n	0,022	0,026	0,008
33,9		0,119	0,029	0,020
33,9	$\alpha2n/\alpha3n$	0,288	0,057	0,041

Deux autres systèmes ($^{124}\text{Sn} + ^{92}\text{Zr}$ [Sah84a,b] et $^{40}\text{Ar} + ^{176}\text{Hf}$ [Ver84]) avaient été analysés. Ces systèmes fusionnant mènent au même noyau composé $^{216}\text{Th}^*$. Les sections efficaces de fusion suivie de l'évaporation de particules sont du même ordre aux mêmes énergies d'excitation.

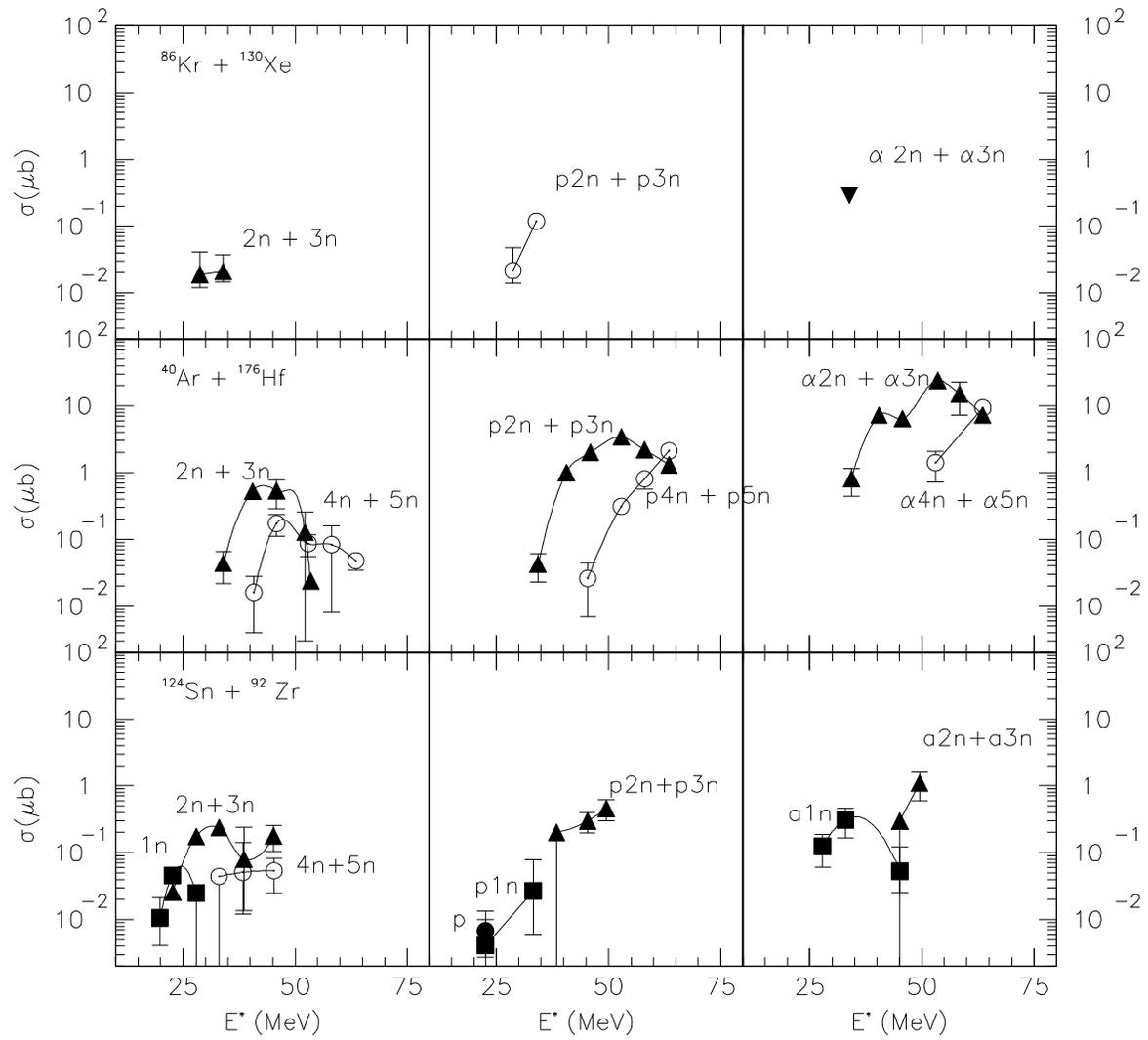


Fig. V-4 : Sections efficaces des différentes voies d'évaporation (xn , pxn , αxn) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{216}Th pour les systèmes $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$ [ce travail], $^{124}\text{Sn} + ^{92}\text{Zr}$ [Sah84a,b] et $^{40}\text{Ar} + ^{176}\text{Hf}$ [Ver84].

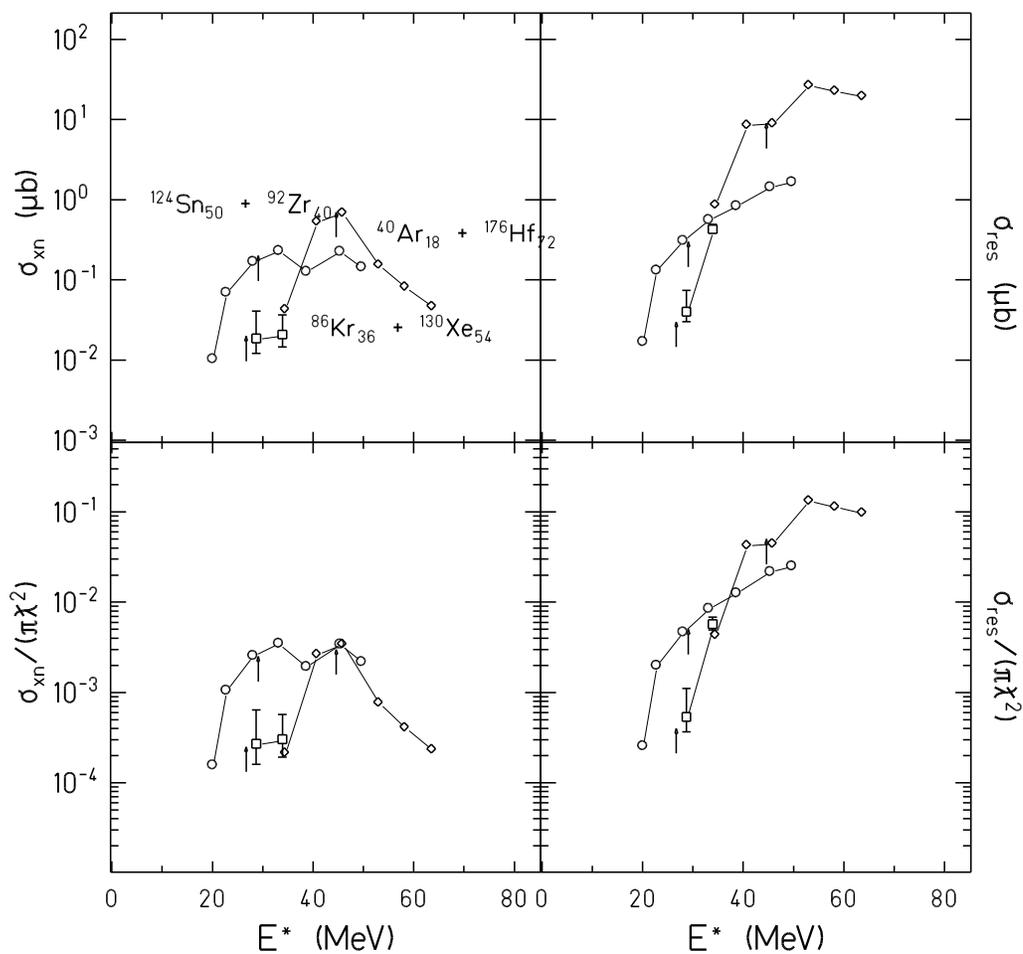


Fig. V-5 : En haut : sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons et de fusion-évaporation de particules totale en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{216}Th pour les systèmes $^{86}\text{Kr}+^{130}\text{Xe}$ [ce travail](carrés), $^{124}\text{Sn}+^{92}\text{Zr}$ [Sah84a,b](ronds) et $^{40}\text{Ar}+^{176}\text{Hf}$ [Ver84](losanges) . En bas : Rapport de ces sections efficaces par $\pi\lambda^2$.

Les observations sont identiques à celles faites précédemment à propos de la fusion sous barrière, du maximum des sections efficaces et des rapports R_{xn} et $R_{ré}$.

4. Le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{222}\text{Th}^*$:

Pour ce système, les sections efficaces de fusion suivie de l'évaporation de neutrons (1n à 7n), de protons (p3n à p6n) et de particules alphas (α 3n à α 7n) ont été mesurées aux énergies d'excitation du noyau composé ($^{222}\text{Th}^*$) variant de 7.8 à 67.5 MeV.

Tableau 5 : Sections efficaces de fusion-résidu d'évaporation pour la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ ($\delta\sigma+$ et $\delta\sigma-$ sont les erreurs statistiques).

E*	Voie	σ	$\delta\sigma+$	$\delta\sigma-$	E*	Voie	σ	$\delta\sigma+$	$\delta\sigma-$	E*	Voie	σ	$\delta\sigma+$	$\delta\sigma-$
[MeV]		[μb]	[μb]	[μb]	[MeV]		[μb]	[μb]	[μb]	[MeV]		[μb]	[μb]	[μb]
7,8	1n	0,1256	0,042	0,025	39,55	p3n	0,374	0,162	0,087	45	α 3n	0,7273	0,253	0,149
12,5		2,6576	0,192	0,168	45		0,543	0,264	0,134	58,85		0,3424	0,2	0,092
18,25		3,5455	0,207	0,185	58,85		0,296	0,225	0,089					
23,2		0,5475	0,059	0,048						58,85	α 4n	3,329	0,467	0,365
					58,85	p4n	0,8663	0,154	0,113	67,5		1,1005	0,228	0,161
7,8	2n	0,0839	0,153	0,033										
12,5		0,8149	0,331	0,183	58,85	p5n	0,5977	0,167	0,107	39,55	α 5n	0,3857	0,051	0,04
18,25		5,0126	0,645	0,513	67,5		0,7524	0,135	0,1	45		3,4026	0,24	0,21
23,2		23,643	0,886	0,824						58,85		4,938	0,475	0,398
29		7,716	1,166	0,896	58,85	p6n	0,1804	0,137	0,054	67,5		5,8	0,451	0,39
34,35		1,6036	0,779	0,396	67,5		0,8045	0,158	0,114					
39,55		0,5926	0,313	0,152						58,85	α 6n+ α 7n	0,6279	0,069	0,057
										67,5		1,5398	0,127	0,109
7,8	3n	0,417	0,12	0,076										
12,5		0,879	0,205	0,14										
18,25		1,429	0,338	0,179										
23,2		6,558	0,317	0,289										
29		18,968	1,119	1,001										
34,35		16,165	1,169	1,021										
39,55		6,919	0,484	0,425										
45		0,809	0,282	0,166										
34,35	4n	10,397	1,378	1,089										
39,55		15,432	1,01	0,893										
45		7,362	0,968	0,767										
39,55	5n	0,8529	0,129	0,099										
45		4,5716	0,39	0,33										
58,85		1,9136	0,266	0,208										
67,5		0,3135	0,093	0,059										
58,85	6n	2,7403	0,292	0,241										
67,5		1,3491	0,175	0,139										
67,5	7n	1,2247	0,175	0,136										

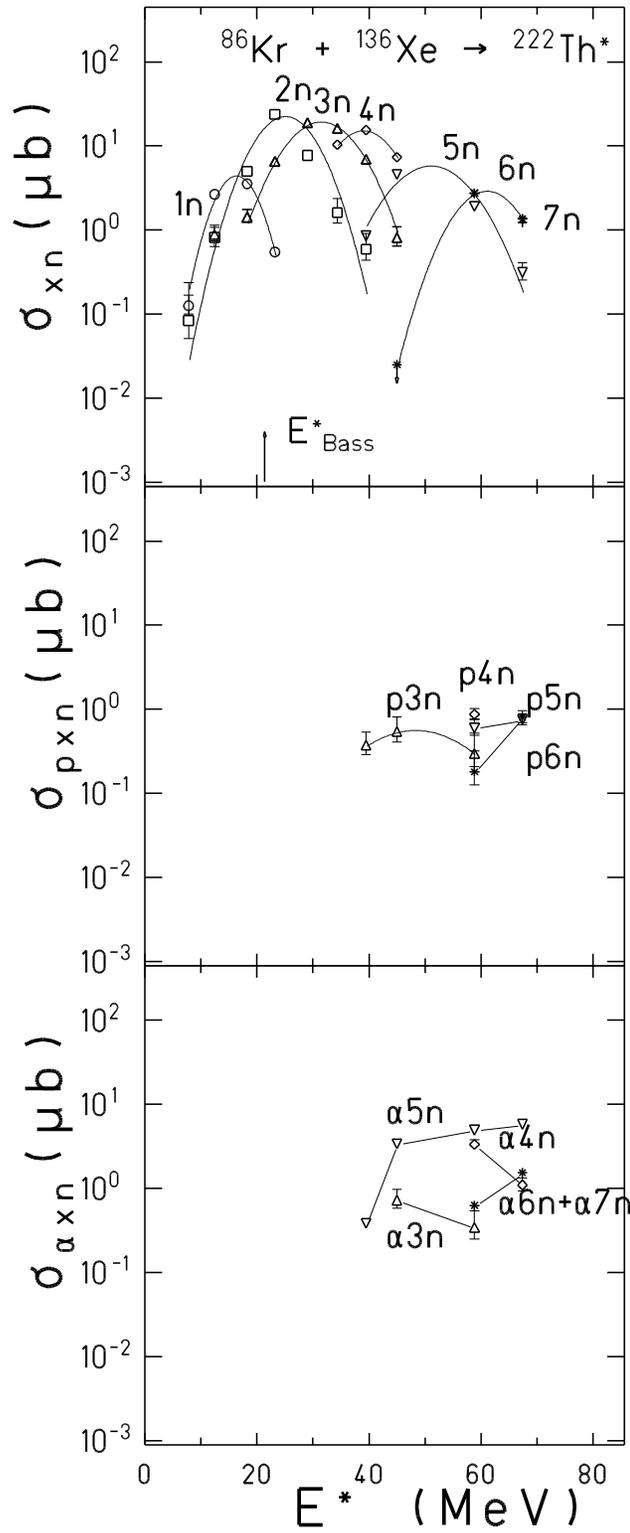


Fig. V-6 : Sections efficaces des différentes voies d'évaporation (xn , pxn , αxn) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{222}Th pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$.

La section efficace de fusion-évaporation de neutrons a une allure équivalente à celle pour les noyaux composés de ^{220}Th avec un décalage en énergie de 15-20 MeV. Elle est maximale à $E^* = 25 - 30\text{MeV}$ pour le canal 2n-3n. On observe une section efficace de l'ordre du microbarn à très basse énergie d'excitation (7MeV).

Comme il est expliqué pour le noyau composé ^{220}Th , la décroissance de la courbe σ_{xn} au delà de 25 MeV est due à la compétition entre les différentes voies d'évaporation du noyau composé.

Sur la Fig. V-7 (droite), la section efficace de fusion suivie de l'évaporation de particules ($\sigma_{ré} = \sigma_{xn} + \sigma_{pxn} + \sigma_{\alpha xn}$) augmente jusqu'à 25 MeV environ et décroît au delà de cette énergie.

Cette diminution de la section efficace de fusion-évaporation avec l'énergie d'excitation du noyau composé s'explique par la fissilité du noyau composé $^{222}\text{Th}^*$ ($B_f = 6.92\text{MeV}$). Ce noyau composé, à haute énergie, évapore des particules dans une certaine proportion puis fissionne. A ces énergies, la réaction privilégiée est la fusion suivie de la fission. Elle a lieu à une énergie inférieure à celle pour les systèmes menant au noyau composé $^{220}\text{Th}^*$ car la barrière de fission de ce noyau est supérieure à celle du $^{222}\text{Th}^*$.

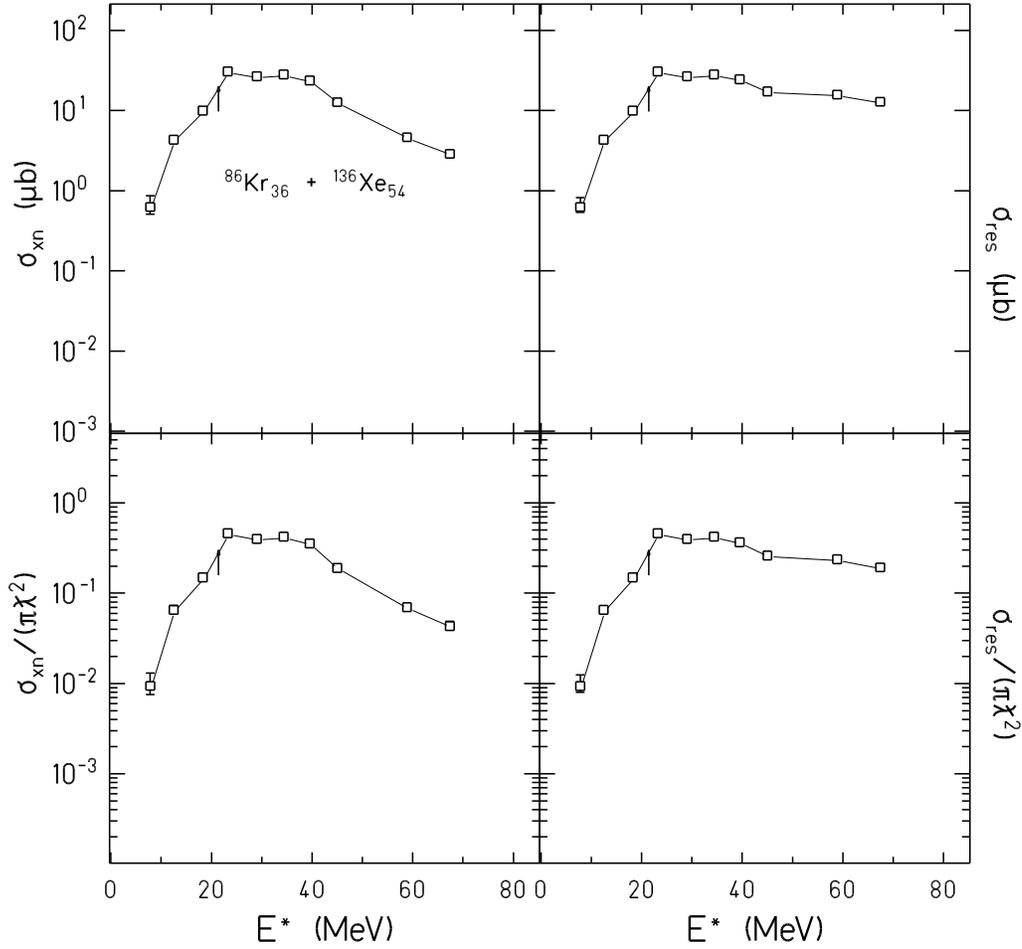


Fig. V-7 : En haut : sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons (gauche) et de fusion-évaporation de particules totale (droite) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$. En bas : Rapport de ces sections efficaces par $\pi\chi^2$.

5. Du noyau composé ^{216}Th au ^{222}Th

Le noyau composé ^{216}Th est intéressant car il possède une couche fermée en neutrons ($N=126$). La Fig. V-8 montre que ces effets de couche influencent fortement la barrière de fission. Ce noyau possède une barrière de fission supérieure à celle des isotopes plus ou moins riches en neutrons ($B_f(^{216}\text{Th})=9.7\text{ MeV}$ et $B_f(^{220}\text{Th})=7.4\text{ MeV}$).

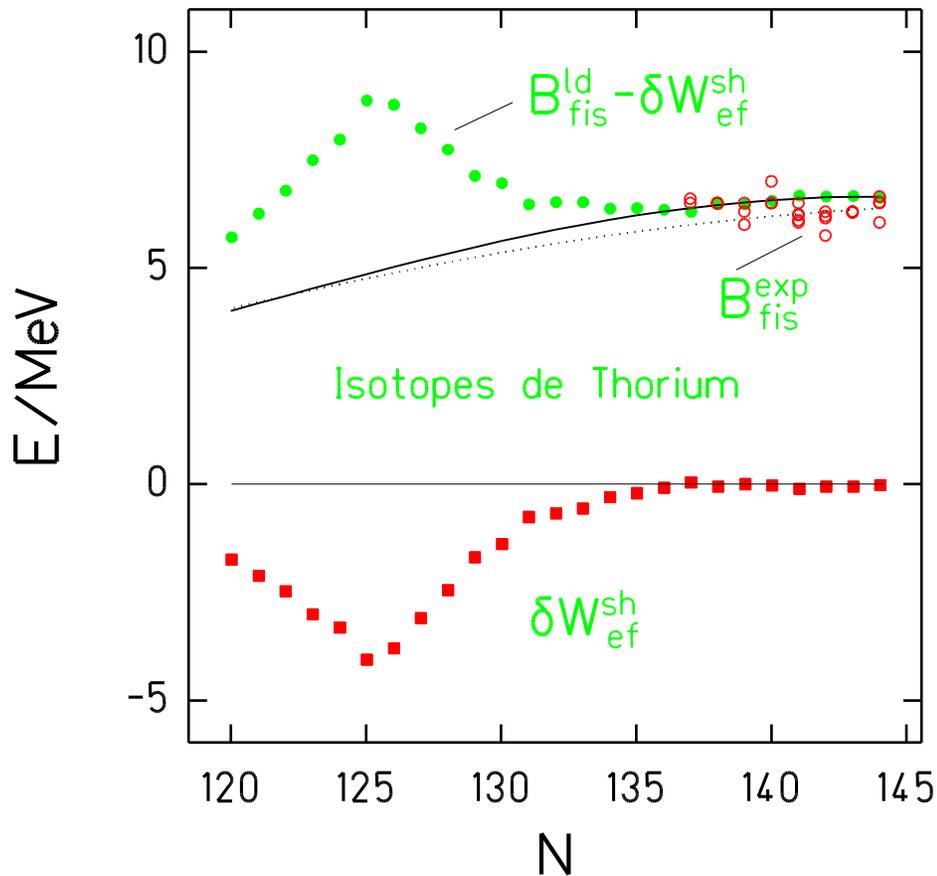


Fig. V-8 : En bas : effets de couche à l'état fondamental δW_{ef} des isotopes de thorium calculés par la différence entre les masses expérimentales [Wap88] ou semi-empiriques [Lir76] et les masses calculées selon la goutte liquide [Möl81]. En haut : barrière de fission des isotopes de thorium en fonction de leur nombre de neutrons donnée par la barrière de fission calculée selon le modèle de la goutte liquide $B_{\text{fis}}^{\text{LD}}$ (courbe pleine : [Dah82]) augmentée par les effets de couche à l'état fondamental δW_{ef} . La courbe pointillée montre les barrières de fission prédites par Sierk [Sie86] selon le modèle de la goutte liquide de portée finie. Les cercles vides représentent des barrières de fission mesurées par [Dah82].

On pourrait avancer que la probabilité de survie du noyau composé ^{216}Th à la fission devrait être supérieure à celle des autres isotopes et donc si la section efficace de fusion est similaire pour produire différents isotopes autour de $N=126$, on devrait observer une section efficace de fusion suivie de l'évaporation de particules maximale pour produire le noyau composé ^{216}Th .

Or les résultats des expériences avec les partenaires (^{86}Kr , $^{130,136}\text{Xe}$), (^{124}Sn , $^{90,92,94,96}\text{Zr}$) et (^{40}Ar , $^{176,178,180}\text{Hf}$) montrent qu'il n'existe pas d'influence de la couche fermée en $N=126$ dans la production de cet isotope (voir Fig. V-9 où sont reportées les sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour les différents systèmes menant aux noyaux composés $^{214,216,218,220,222}\text{Th}$).

En effet, lorsqu'un isotope riche en neutrons est produit, par exemple ^{220}Th , pour atteindre le ^{216}Th , il doit évaporer plusieurs neutrons et cette évaporation est facilitée dans une gamme d'énergie d'excitation précise, pour $4n$, $E^* \approx 40\text{MeV}$. Or à ces énergies d'excitation la barrière de fission n'est plus la barrière de fission représentée sur la figure Fig. V-8 mais la correction de couche est diminuée de sa dépendance en énergie d'excitation. La barrière effective de fission se rapproche de celle calculée par le modèle de la goutte liquide.

Afin de profiter du maximum de la barrière de fission autour de $N=126$, il est nécessaire de produire soit des noyaux composés avec une basse énergie d'excitation, au voisinage de cette couche ($N=125$ et $N=127$) (la barrière de fission de ce noyau composé est celle représentée sur la Fig. V-8) soit des noyaux composés plus excités et plus lourds tels qu'après évaporation de neutrons, les noyaux atteignant la couche $N=126$ soient très peu excités.

Par exemple pour le noyau composé ^{222}Th à une énergie d'excitation de 50MeV , on peut considérer que sa barrière de fission est celle de la goutte liquide ; en évaporant un neutron, l'énergie d'excitation du noyau résiduel est diminuée d'environ 8MeV . La barrière de fission du noyau résiduel s'approche de la courbe $B_{fis}^{LD} - \delta W_{ef}$ à chaque étape d'évaporation. Après avoir évaporé 6 neutrons, le noyau résiduel est un ^{216}Th avec une barrière de fission où les corrections de couche existent.

Au contraire, si on obtient un noyau composé de ^{216}Th avec une forte énergie d'excitation, sa barrière de fission est celle pratiquement de la goutte liquide. En évaporant des neutrons, la barrière de fission des noyaux résiduels atteint celle de la courbe de la Fig. V-8.

A basse énergie d'excitation, la barrière de fission du noyau composé est celle de la goutte liquide augmentée de la dépendance en couche. L'énergie d'excitation n'est pas suffisante pour fissionner et le noyau évaporer des neutrons principalement.

Cette observation permet de conclure que lorsqu'on voudra synthétiser des éléments proches des îlots de stabilité ($Z=114$ ou 126), il sera nécessaire de les produire à très basse énergie d'excitation. En effet, ces éléments sont supposés exister grâce aux corrections de couche et donc pour que ces noyaux survivent à la fission, et soient observables, par évaporation de neutrons, ces corrections doivent subsister.

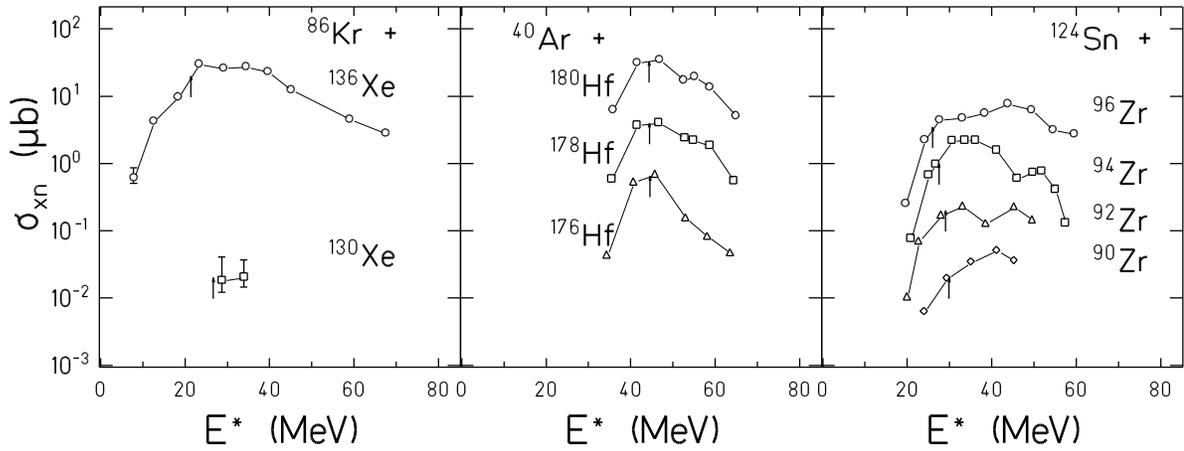


Fig. V-9 : Sections efficaces de fusion suivie de l'évaporation de neutrons pour les systèmes $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$, $^{124}\text{Sn} + ^{90,92,94,96}\text{Zr}$ et $^{40}\text{Ar} + ^{176,178,180}\text{Hf}$ en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé.

La Fig. V-10 représente le gain de la section efficace de fusion-évaporation en fonction du nombre de neutrons du noyau composé à la barrière de Bass et à une énergie d'excitation de 35 MeV. On observe que quelque soient les systèmes, cette section efficace augmente d'un facteur 4 par neutron supplémentaire et qu'il n'existe aucune influence de la couche fermée en $N=126$.

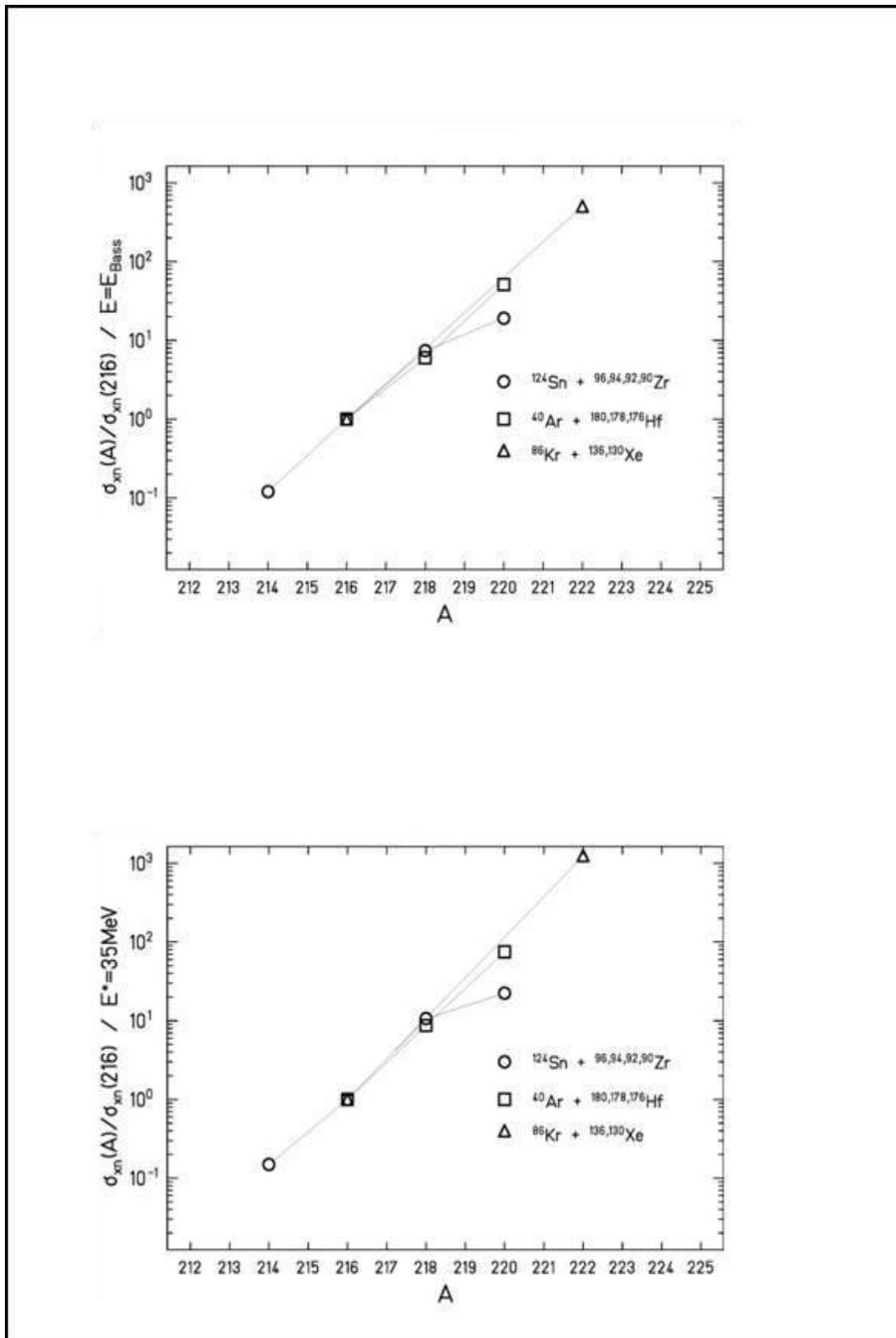


Fig. V-10: Rapport de la section efficace fusion-évaporation de neutrons à la section efficace de fusion-évaporation de neutrons pour le noyau composé avec $N=126$ ($A=216$), en fonction du nombre de neutrons du noyau composé, à la barrière de Bass (haut) et à l'énergie d'excitation du noyau composé de 35 MeV (bas).

On peut aussi conclure que la production de noyaux résiduels est favorisée pour les noyaux composés plus riches en neutrons.

C. Probabilité de fusion

Jusque là seules les sections efficaces de fusion-évaporation de particules étaient comparées pour le même noyau composé. Afin d'élargir notre connaissance sur le processus de fusion, il est intéressant de comparer les probabilité de fusion pour différents systèmes.

1. définitions

La section-efficace $\sigma_{ré}$ de formation d'un résidu d'évaporation à l'énergie cinétique E s'écrit sous la forme d'une somme sur toutes les ondes partielles :

$$\sigma_{ré}(E) = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{l=0}^{l_{crit}} (2l+1) q(E, l)$$

où $\tilde{\lambda}$ est la longueur d'onde de Broglie correspondant à la voie d'entrée. $\pi \tilde{\lambda}^2 (2l+1)$ représente la section-efficace géométrique de fusion pour l'onde partielle l .

On peut factoriser la quantité $q(E, l)$ par :

$$q(E, l) = P_{fus}(E, l) w(E + Q, l)$$

$P_{fus}(E, l)$ décrit la probabilité de formation du noyau composé et $w(E^*, l)$ la probabilité que le noyau composé d'énergie d'excitation $E^* = E + Q$ devienne un résidu d'évaporation au lieu de fissionner.

On dénommera $P_{fus}(E, l)$ la probabilité de fusion et $w(E^*, l)$, la probabilité de survie. Dans ce modèle, la probabilité de survie ne dépend pas de la voie d'entrée mais elle est fonction du noyau composé. A partir de cette notation, on peut définir une moyenne de la probabilité de fusion pondérée sur le moment angulaire :

Equation 12

$$\langle P_{fus}(E) \rangle_l = \frac{\pi \tilde{\lambda}^2 \sum (2l+1) P(E, l) w(E^*, l)}{\pi \tilde{\lambda}^2 \sum (2l+1) w(E^*, l)} = \frac{\sigma_{ré}(E)}{\pi \tilde{\lambda}^2 \sum (2l+1) w(E^*, l)}$$

La fonction pondérée est déterminée par la dépendance en moment angulaire de la probabilité de survie $w(E^*, l)$ du noyau composé.

On notera par la suite $\sigma_{ré}^0(E^*)$ l'expression $\pi \tilde{\lambda}^2 \sum (2l+1) w(E + Q, l)$. Cette expression représente la section efficace de fusion- évaporation d'un système où la barrière de fusion est nulle, ceci signifie que la probabilité de fusion vaut 1 quelle que soit l'énergie d'excitation du noyau composé. Ainsi la probabilité de fusion est de la forme :

Equation 13

$$\langle P_{fus}(E^*) \rangle_l = \frac{\sigma_{ré}(E^*)}{\sigma_{ré}^0(E^*)}$$

Si on peut déterminer la probabilité de survie par une mesure indépendante, la probabilité de fusion moyenne $\langle P_{fus}(E) \rangle_l$ est obtenue à partir des sections efficaces de formation de résidus d'évaporation expérimentales, même si la formation de résidus d'évaporation n'est pas la voie de sortie principale de la réaction de fusion.

On observe que si deux systèmes a et b mènent au même noyau composé, la probabilité de fusion du système b peut être calculée à partir de celle du système a à la même énergie d'excitation par la relation :

$$\langle P_{fus}(E^*) \rangle_{lb} = \frac{\sigma_{ré}(E^*)_b}{\lambda_b^2} * \frac{\lambda_a^2}{\sigma_{ré}(E^*)_a} * \langle P_{fus}(E^*) \rangle_{la} = \frac{\sigma_{ré}(E^*)_b}{\lambda_b^2} * \frac{\lambda_a^2}{\sigma_{ré}^0(E^*)_a}$$

2. Déduction des probabilités de survie et de fusion

L'Equation 12 montre qu'il est nécessaire de connaître la probabilité de survie d'un noyau d'énergie d'excitation E^* donnée et spécialement sa dépendance en moment angulaire afin de déduire la probabilité de fusion. Cette mesure de la probabilité de survie se fait en mesurant les sections efficaces de fusion suivie de l'évaporation de particules et celles de fusion suivie de la fission du noyau. Ces mesures ont été faites pour le noyau ^{220}Th dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$, les sections efficaces de fusion suivie de l'évaporation de particules ont été analysées par [Ver84] et celle de fusion suivie de la fission du noyau composé par [Cle84].

En ajustant un modèle de calcul statistique aux données mesurées pour les systèmes asymétriques, on obtient une paramétrisation de la probabilité de fusion.

a) Distribution en spin du noyau composé

La dépendance angulaire de la probabilité de fusion est liée à l'énergie rotationnelle E_{rot} à la barrière selon la relation : $p(E, l) \approx p(E - E_{rot}, l = 0)$ avec $E_{rot} = \frac{l(l+1)}{2\mu R_f^2} \hbar^2$ R_f est la distance

entre les centres des partenaires de réaction à la barrière.

A partir de cette définition et de celle de la section efficace de fusion, on obtient :

$$p(E, l) = \frac{1}{\pi R_f^2} \left[(E - E_{rot}) \frac{d\sigma_{fus}(E)}{dE} \Big|_{E=E_{rot}} + \sigma_{fus}(E - E_{rot}) \right]$$

A partir de données expérimentales ([Gil85], [Küh89], [Sto89]), une relation entre la dépendance en énergie des sections efficaces et la distribution en spin dans la fusion a été décrite. Il a aussi été discuté qu'une augmentation de la probabilité de pénétration sous barrière élargit la distribution en spin du noyau composé [Sch81] et [Van83].

On voit d'après l'équation ci dessus que la distribution en spin d'un noyau composé peut directement être déduite des fonctions d'excitation mesurées. Néanmoins, elles doivent être mesurées avec suffisamment de précision sous la barrière.

Il est donc nécessaire d'utiliser un code pour reproduire ces fonctions d'excitation mesurées et en déduire la dépendance en moment angulaire de la probabilité de fusion.

Pour des systèmes lourds symétriques, la probabilité de survie w , calculée avec le modèle statistique décroît plus rapidement avec l que la probabilité de fusion. Ceci signifie que l'observation des résidus d'évaporation mène à une probabilité de fusion pondérée sur le moment angulaire principalement représentative pour les collisions centrales [Sch80], [Sah84a] et [Rei85]. Dans l'analyse, la probabilité de fusion pour $l=0$ peut être déterminée en ajustant les fonctions d'excitation d'évaporation de résidus mesurées avec un calcul de fusion suivi d'un code de modèle statistique. Les incertitudes sur le calcul d'évaporation auront des conséquences sur les incertitudes des probabilités de fusion déduites par cette méthode. Particulièrement pour les très basses énergies où les fonctions d'excitation ne sont mesurées que pour des systèmes symétriques, le calcul d'évaporation est utile pour prédire la probabilité de survie w afin d'en déduire la probabilité de fusion.

Dans les calculs suivants, les sections efficaces ($\sigma_{re}(E^*)$) sont celles de la fusion suivie de l'évaporation de neutrons, car celles-ci ont été mesurées avec la meilleure précision. La probabilité de survie correspond à la probabilité de survie du noyau à l'évaporation de neutrons par rapport à l'évaporation de particules chargées et à la fission.

Le modèle de fusion et les calculs d'évaporation ont été faits par le code HIVAP décrit par la suite.

Le système $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ est choisi comme référence pour le calcul des probabilités de fusion. En effet, grâce à la faible répulsion coulombienne, on peut considérer que le système fusionne avec une section efficace géométrique à faible moment angulaire aux énergies juste au-dessus de la barrière. Ceci signifie qu'aux énergies au-dessus de la barrière, la probabilité de fusion vaut 1, il est donc possible pour ce système d'en déduire la fonction $\sigma_{re}^0(E^*)$ avec le code.

On justifie le terme de probabilité de fusion pour les collisions centrales par le fait que la fonction $(2l+1)w(E^*,l)$ utilisée est une fonction étroite et maximale à toutes les énergies aux faibles valeurs de l ($\approx 15\hbar$); le terme $\langle P_{fus}(E) \rangle_l$ devient donc $P_{fus}(E, l=0)$.

D. Probabilité de fusion pour les systèmes étudiés

D'après l'Equation 14, on peut déduire la probabilité de fusion pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ avec les sections efficaces et la probabilité de fusion calculés pour les systèmes $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ [Sah84a] et $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ [Ver84].

Tableau 6 : Probabilité de fusion pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$, ΔP_{fus}^+ et ΔP_{fus}^- sont les erreurs statistiques.

E^*	P_{fus}	$\Delta P_{\text{fus}}^+(\%)$	$\Delta P_{\text{fus}}^-(\%)$
25,8	3,19E-05	45	24
32	1,16E-03	20	13
35,4	4,59E-03	11	8
40,2	1,81E-02	5	4
44,9	5,04E-02	5	4
49,7	0,11	6	5
54,4	0,175	10	8
59,3	0,26	9	8
66,4	0,443	9	8
68,4	0,492	5	5
73,55	0,577	3	3

Sur la Fig. V-11 sont représentées en haut les sections efficaces des voies xn des réactions ainsi que la section efficace $\sigma_{re}^0(E^*)$ correspondante et en bas la probabilité de fusion en fonction de l'énergie d'excitation pour les trois systèmes menant au noyau composé ^{220}Th . La probabilité de fusion pour le système $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ sature à haute énergie à une valeur légèrement supérieure à 1 à cause de l'erreur faite sur $\sigma_{re}^0(E^*)$.

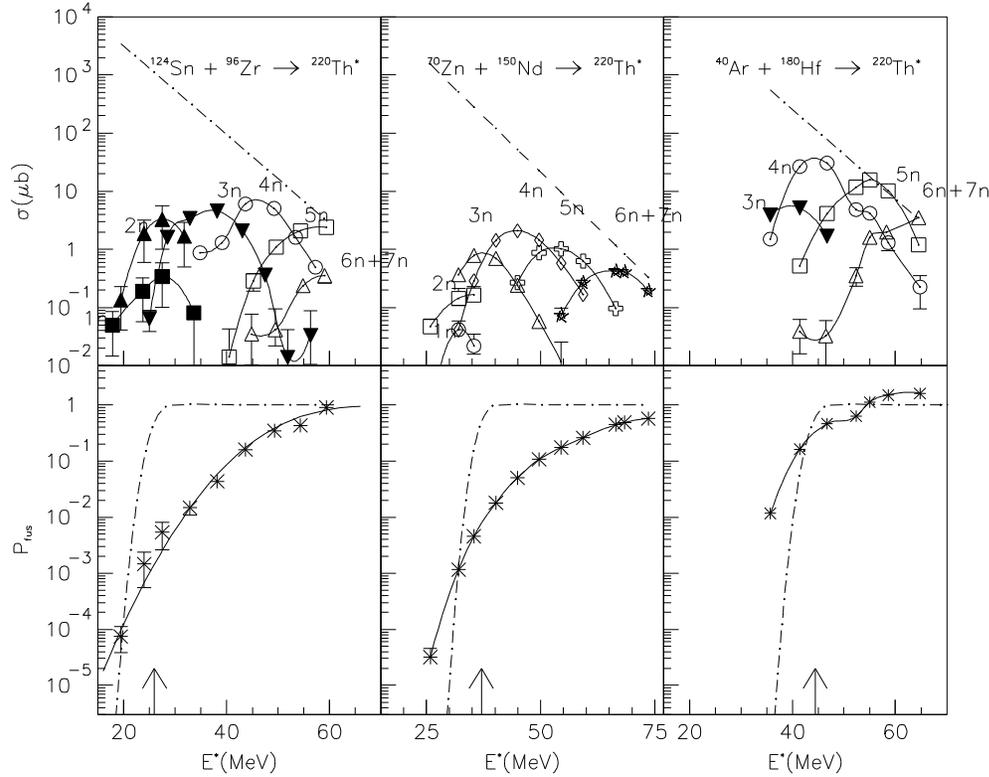


Fig. V-11 : En haut : Sections efficaces des voies xn et $\sigma_{re}^0(E^)$ (courbe discontinue) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. En bas : Probabilité de fusion.*

Sur la Fig. V-12(gauche) sont reportées ces probabilités en fonction de l'énergie dans le centre de masse correspondant au système $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$. L'énergie dans le centre de masse des deux autres systèmes est décalée de la différence entre leur énergie à la barrière de Bass avec l'énergie à la barrière de Bass du système $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$. La courbe en pointillés représente la probabilité de fusion calculée selon la méthode décrite dans le chapitre II-A-2-a) et b). Ceci signifie que la probabilité de fusion sature à 1 à haute énergie, elle vaut 0.5 à la barrière de Bass et possède une pente proportionnelle à $(\hbar\omega)^{-1}$ sous la barrière (cf le Tableau 10).

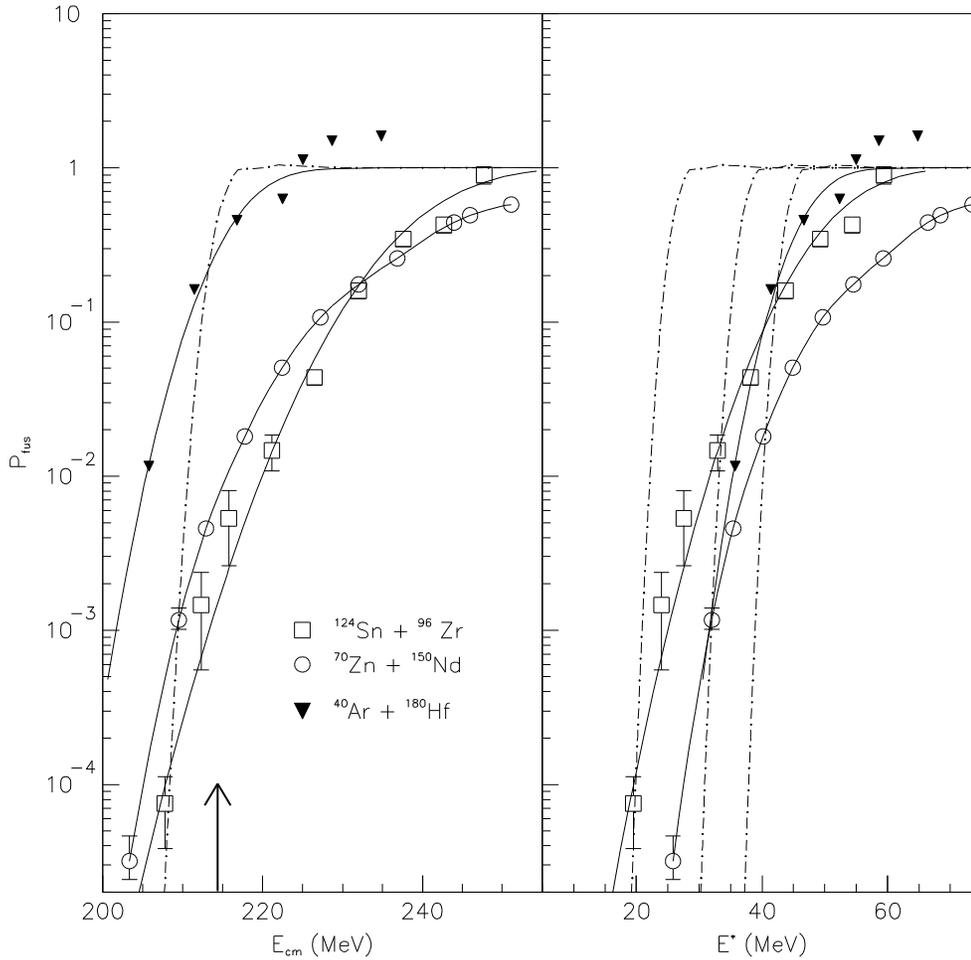


Fig. V-12 : Probabilité de fusion des systèmes $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$, $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ et $^{40}\text{Ar}+^{180}\text{Hf}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse du systèmes $^{124}\text{Sn}+^{96}\text{Zr}$ (à gauche) et en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé (à droite). En courbe pointillée sont représentées les probabilités de fusion calculées d'après Bass (formules en II-A-2-a) et b)).

On remarque que par cette méthode, la probabilité de fusion du système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ ne sature pas à 1 mais à 0.58. Cette différence peut provenir de la dépendance en moment angulaire de la probabilité de survie du noyau composé. Ce moment angulaire est fonction du système fusionnant et surtout des masses réduites des deux systèmes : à une même section efficace de formation, correspond une même distribution de paramètres d'impact, mais pour chaque valeur de b le moment angulaire du noyau composé est différent : plus grand pour le système le plus symétrique. Ceci ne correspond pas à l'hypothèse faite sur une même distribution $\sum (2l+1)w(E^*,l)$ pour tous les systèmes.

Pour le système $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$, on ne peut déduire par cette méthode la probabilité de fusion car aucune mesure de la section efficace de fusion totale (fusion-fission et fusion-évaporation de particules) n'a été faite avec d'autres systèmes menant au même noyau composé.

Cependant ont été déduites les probabilités de fusion des systèmes $^{124}\text{Sn}+^{92,94,96}\text{Zr} \rightarrow ^{216,218,220}\text{Th}$ [Sah85]. A partir de ces résultats, on peut connaître pour chaque système la fonction $\sigma_{er}^0(E^*)_{A_{NC}}$ et en déduire par extrapolation $\sigma_{er}^0(E^*)_{A_{NC}=222}$.

Sur la Fig. V-13, sont représentées pour chaque système cité ci-dessus les sections efficaces totales des voies xn et la fonction $\sigma_{er}^0(E^*)_{A_{NC}}$ correspondante en haut et les probabilités de fusion en bas. On remarque que la pente de la fonction $\sigma_{er}^0(E^*)_{A_{NC}}$ diminue avec le nombre de neutrons du noyau composé. Ceci reflète le comportement de la barrière de fission avec le nombre de neutrons. En effet, la barrière de fission selon le modèle de la goutte liquide augmente avec le nombre de neutrons, l'évaporation de neutrons est favorisée par rapport à la fission à une même énergie d'excitation du noyau composé, c'est à dire que la probabilité de survie d'un noyau composé augmente avec le nombre de neutrons.

Avec l'équation 3, est déduite la probabilité de fusion du système $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{222}\text{Th}$ (indice

$$b): \langle P_{fus} \rangle_b = \frac{\sigma_{xn}}{\sigma_{rés_b}^0(A_{NC} = 222)} \text{ avec } \sigma_{rés_b}^0(A_{NC} = 222) = \sigma_{rés_a}^0(A_{NC} = 222) \frac{\lambda_b^2}{\lambda_a^2}$$

a est l'indice pour le système $^{124}\text{Sn}+^{98}\text{Zr} \rightarrow ^{222}\text{Th}$. Cette représentation nous permet d'obtenir la variation de $\sigma_{rés_b}^0(A_{NC} = 222)$ en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. On ajuste cette fonction de manière à atteindre une probabilité de fusion de 1 à haute énergie : $\sigma_{rés_b}^0 = \sigma_{rés_b}^0(A_{NC} = 222)(E^*) + \Delta\sigma$, $\Delta\sigma$ est indépendant de l'énergie d'excitation.

Tableau 7 : Probabilité de fusion pour le système $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$, ΔP_{fus}^+ et ΔP_{fus}^- sont les erreurs statistiques.

E*	P _{fus}	ΔP_{fus}^+ (%)	ΔP_{fus}^- (%)
7,8	2,02E-04	50	21
12,5	2,80E-03	17	11
18,25	1,50E-02	12	9
23,2	9,60E-02	4	4
29	0,193	9	7
34,35	0,456	12	9
39,55	0,825	8	7
45	1	13	10

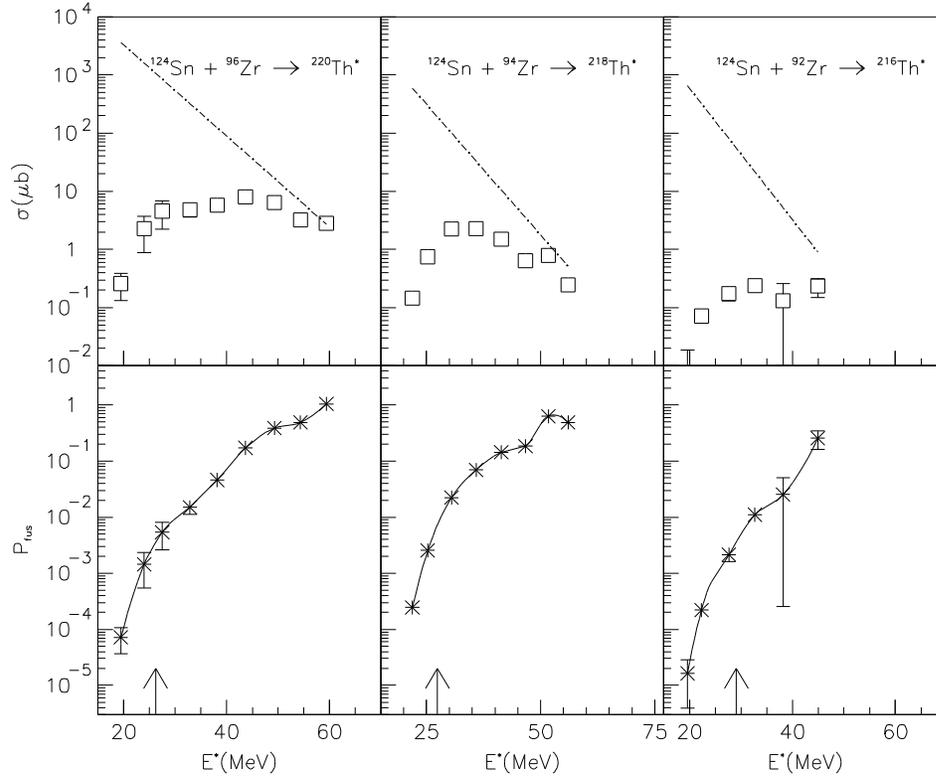


Fig. V-13: En haut : Section efficace totale des voies xn et $\sigma_{re}^0(E^)$ (courbe discontinue) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour les systèmes $^{124}\text{Sn} + ^{92,94,96}\text{Zr} \rightarrow ^{216,218,220}\text{Th}$ [Sah85]. En bas : Probabilité de fusion de ces systèmes.*

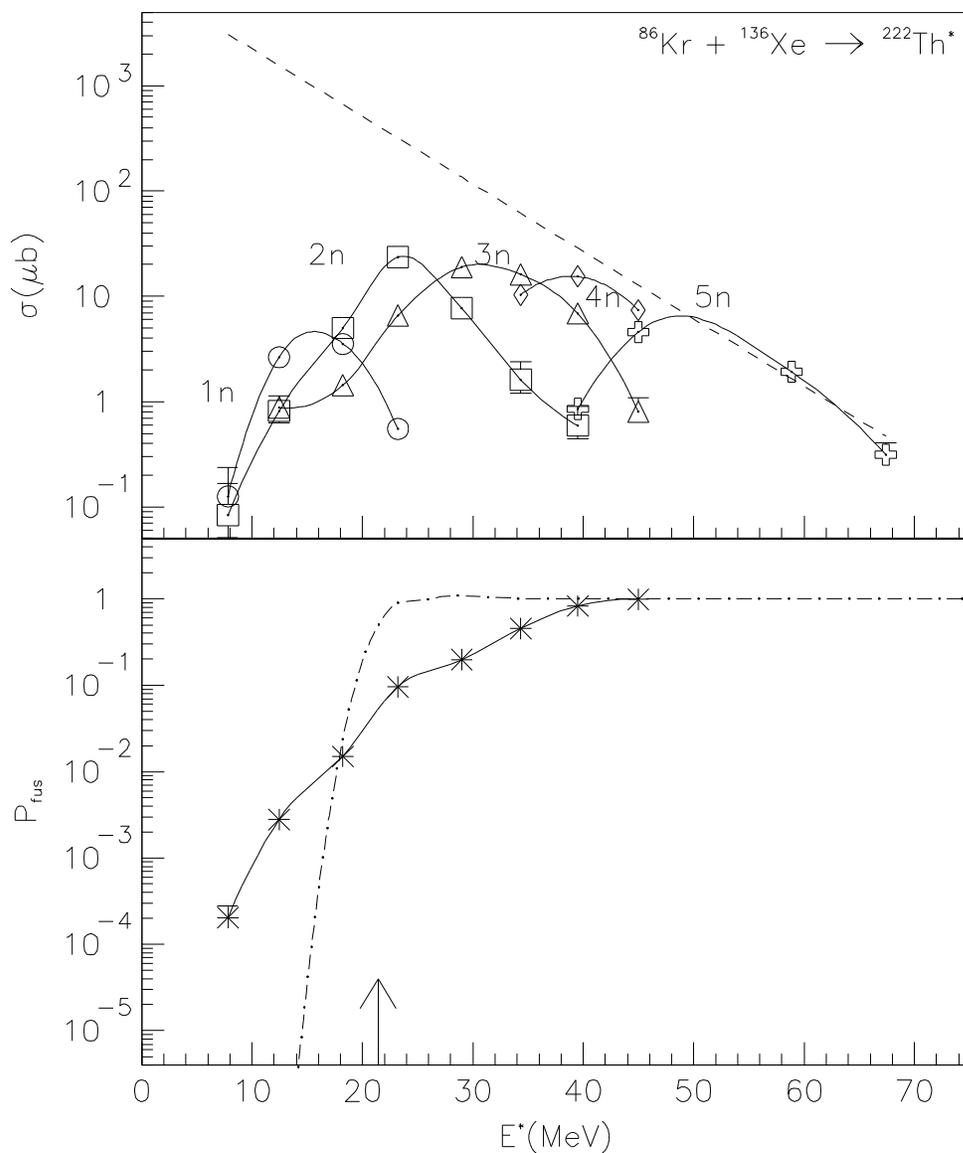


Fig. V-14 : En haut : Sections efficaces des voies xn et $\sigma_{re}^0(E^)$ (courbe discontinue) en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour les systèmes $^{96}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{222}\text{Th}$. En bas : Probabilité de fusion.*

E. Code d'évaporation HIVAP

1. Description du code

Le chapitre II expliquait comment un noyau composé est formé et sa désexcitation.

HIVAP est un code d'évaporation standard, développé en 1981 par W. Reisdorf [Re81a, Re81b] avec lequel nous avons essayé de reproduire les fonctions d'excitation des réactions en ajustant quelques paramètres.

a) Sections efficaces de fusion

Le code HIVAP reproduit un modèle de fusion statique avec un potentiel similaire à celui de Bass. La déformation du noyau cible est prise en compte en moyennant sur toutes les directions. Dans le calcul, on utilise la valeur β_2 de la déformation quadrupolaire de la table de [Mö195].

Le potentiel nucléaire est de la forme : $V_n(r) = -V_0 C \exp\left(-\frac{1.333(r - C_p - C_t)}{b}\right)$

avec $C = \frac{C_p C_t}{C_p + C_t}$, $C_i = R_i(1 - b^2 / R_i^2)$, $R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.75 + 0.8A_i^{-1/3}$ [Blo86]

C_p et C_t sont les rayons centraux du projectile et de la cible.

b est le paramètre de diffusion surfacique, pris égal à 1 fm.

Pour une onde partielle l donnée, la probabilité de fusion est donnée par :

$$P_{fus}(E, l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \int_{E_{Bmin}}^{E_{Bmax}} T_l(E, E') f_B(E', E_B, \sigma_B, t) dE'$$

$T_l(E, E')$ est le coefficient de transmission calculé par la méthode WKB, décrite en II-A-2-b).

On représente la pénétration sous-barrière sous la forme d'une gaussienne. On suppose que la probabilité de fusion est une distribution $f_B(E, E_B, \sigma_B, t)$ de l'énergie E fluctuant autour de la valeur moyenne (ou plus probable) E_B , de variance σ_B . t représente un paramètre de troncature :

$$f_B(E, E_B, \sigma_B, t) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(E - E_B)^2}{2\sigma_B^2}\right) & \text{pour } E_{Bmin} = E_B - t\sigma_B \leq E \leq E_{Bmax} = E_B + t\sigma_B \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

$$\text{soit } \int_{E_{Bmin}}^{E_{Bmax}} f_B(E', E_B, \sigma_B, t) dE' = 1.$$

Dans le programme HIVAP, on cherche à ajuster les sections efficaces de fusion avec les paramètres E_B , σ_B et t .

b) Le processus d'évaporation

On a vu que le processus de désexcitation est principalement régi par le rapport entre l'énergie de séparation de particules légères (neutrons, protons et alphas) et la barrière de fission.

Les masses à l'état fondamental et les énergies de séparation des particules sont dans tous les cas connus expérimentalement avec suffisamment de précision. Elles sont tirées des tables de masse de [Wap77]

Les effets de couche à l'état fondamental influencent la densité de niveau nucléaire et la barrière de fission. Ils sont calculés à partir de la différence entre les masses expérimentales [Wap77] et les masses calculées selon les modèles soit de la goutte liquide [Mye67] soit de la goutte de force de portée finie, FRDM [Mö195]

$$\delta W_{ef}^{sh} = M_{exp} - M_{LD}$$

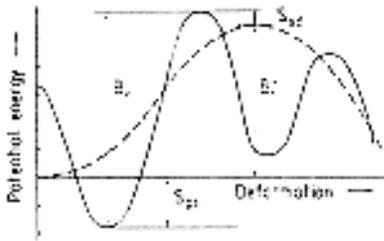


Fig. V-15 : Définition des barrières de fission et des corrections de couche. Courbe discontinue : potentiel de goutte liquide.

Ces corrections des couches à l'état fondamental sont connues avec une précision meilleure que 2 MeV.

Les barrières de fission sont celles de la goutte liquide corrigées par les effets de couches à l'état fondamental et au point selle [Mye73].

La partie goutte liquide de la barrière de fission est déduite des tables de [Sie86].

Les corrections de couche au point selle par rapport à l'état fondamental modifient la hauteur de la barrière de fission. Cet effet est prédit de valeur faible [St77] à cause de la cassure de symétrie à la barrière. Ne pouvant être estimées avec précision, ces corrections sont négligées. Dans le code, sont donc introduites seulement les corrections de couche à l'état fondamental.

La barrière de fission à l'état fondamental s'écrit :

Equation 15
$$B_f(l) = k_f B_f^{LD}(l) - \delta W_{ef}^{sh}$$

k_f est un paramètre libre qu'on ajustera et qui doit prendre des valeurs proches de l'unité.

Le paramètre de densités de niveau a , lié à la densité de niveau d'une particule libre g proche de la surface de Fermi, par la relation $\bar{a} = \frac{1}{6} \pi^2 g$ [Boh69], est donné par [Ign75]:

$$\text{Equation 16} \quad \boxed{a = \bar{a} [1 + f(E^*) S / E^*] \text{ avec } f(E^*) = 1 - \exp(-E^*/E_D)}$$

S représente l'entropie du système.

Reisdorf [Rei81a] exprime la densité macroscopique \bar{a} en fonction de la masse A du noyau selon la forme (équivalente à la formule de Töke et Swiatecki [Tök81]) :

$$\bar{a} = 0.0454 r_0^3 A + 0.1344 r_0^2 A^{2/3} F_S + 0.1426 r_0 A^{1/3} F_K$$

Les quantités F_S et F_K sont l'aire surfacique et la courbure intégrée de la surface ; pour des noyaux sphériques, ces quantités valent 1.

Il a été montré que la diminution des effets microscopiques dans la densité de niveau [Bha73] avec la température est équivalente aux procédures calculatoires d'évanescence des approches macroscopiques-microscopiques [Str67] utilisées pour diminuer les effets microscopiques dans les énergies de liaison nucléaires.

L'expression entre crochets de l'Equation 16 décrit ainsi l'influence évanescence des corrections de couche à l'état fondamental avec l'énergie d'excitation du système sur la densité de niveau.

En effet, l'Equation 15 est vraie pour un noyau composé à son état fondamental. Lorsqu'il est excité, la répartition des nucléons sur les différentes couches n'est plus la même. Ceci signifie qu'à l'état excité, un noyau sphérique à l'état fondamental peut devenir déformé, les corrections de couches ne sont donc plus les mêmes et ont tendance à disparaître avec l'énergie d'excitation du noyau.

La barrière de fission d'un noyau excité devient : $B_f(l) = k_f B_f^{LD}(l) - \delta W_{ef}^{sh}(1 - f(E))$

E_D est une constante représentant cette énergie d'évanescence, estimée à 18.5 MeV [Ign75]. Dans l'analyse cette constante est fixée à 6 MeV (les corrections de couches sont diminuées de moitié à partir de 4 MeV d'énergie d'excitation) en accord avec des études systématiques de production de différents isotopes de thorium autour de la couche fermée en neutron 126 [Ver84, Sah84, Sch91] et confirmée par les études menées dans les références [Jun98] et [Hei98].

Ces derniers ont étudié la fission de noyaux actinides déficients en neutrons induite par fragmentation ($E^* \approx 40 - 50 \text{ MeV}$) ou par résonance géante ($E^* \approx 10 \text{ MeV}$) afin d'analyser la stabilisation contre la fission des noyaux autour de la couche $N=126$. Pour décrire les données expérimentales, [Jun98] propose un modèle « d'augmentation collective dans la densité de niveau nucléaire ». Dans ce modèle la densité de niveaux nucléaires intrinsèque est multipliée par un facteur « collectif » équivalent à la fonction $f(E)$. Il semble difficile dans ces deux études d'en déduire une valeur appropriée et exacte de l'énergie d'évanescence selon les noyaux étudiés et la gamme d'énergie utilisée. Néanmoins, cette énergie doit être très inférieure à 20 MeV.

2. Application du code

Afin de reproduire les sections efficaces de fusion-évaporation expérimentales, il est nécessaire d'ajuster quelques paramètres du code HIVAP :

Dans un premier temps, le paramètre relatif au noyau composé, k_f , ajustant la barrière de fission, est déterminé pour les noyaux ^{220}Th et ^{216}Th à partir de réactions de fusion menant aux

mêmes noyaux composés. Ce paramètre est ajusté en reproduisant les sections efficaces de fusion des voies 5n, 6n et 7n. En effet, à ces énergies d'excitation, les corrections de couche sont détruites par le facteur d'évanescence et donc la barrière de fission est celle de la goutte liquide corrigée par k_f . On obtient $k_f = 0.94$, la barrière de fission de ces noyaux à l'état fondamental vaut alors 7.12 et 9.41 MeV ($k_f = 1 : B_f = 7.45 \text{ et } 9.7 \text{ MeV}$).

Les paramètres relatifs à la fusion (E_B , σ_B et t) sont déterminés en ajustant les fonctions d'excitation des voies xn , ($x=1, 2, 3$) à basse énergie d'excitation avec le code.

Lorsqu'on applique le même paramètre $k_f=0.94$ au système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ la section efficace de fusion-évaporation de neutrons est sur-estimée par le code d'un facteur 3. Afin de reproduire les sections efficaces de ce système (voie 5n), le paramètre k_f prend la valeur 0.88 ± 0.01 . Ceci signifie que la barrière de fission du noyau ^{220}Th passe de 7.12 MeV ($k_f=0.94$) à 6.81 MeV ($k_f=0.88$) (voir Fig. V-17).

Avec ces paramètres, les sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons sont reproduites correctement alors que celles de fusion-évaporation de protons et neutrons sont sur-estimées (jusqu'à 50 MeV d'énergie d'excitation) et celles de fusion-évaporation de particules alphas et neutrons sont mal reproduites par le code. La mauvaise simulation des sections efficaces de fusion-évaporation de particules chargées par le code peut s'expliquer par l'application du même paramètre k_f à toutes les barrières de fission. En effet, on constate qu'une faible variation de ce paramètre (6%) entraîne une grande variation des sections efficaces calculées (300%).

Le facteur k_f permet de reproduire des sections efficaces de manière empirique, il reste cependant difficile d'expliquer sa signification physique. Nous avons vu que la correction due aux effets de couche est fonction de la température et cette dépendance est mal connue. La variation de la goutte liquide par k_f est probablement une manière de compenser l'erreur commise sur δW_{ef}^{sh} .

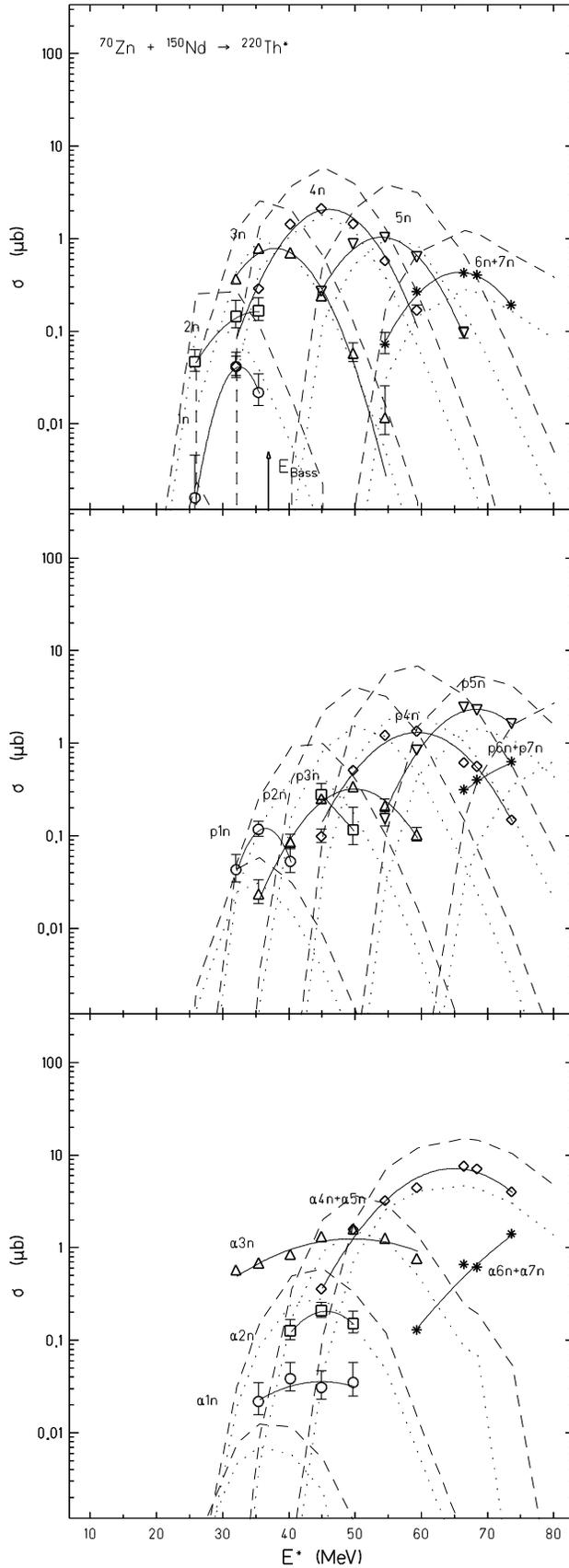


Fig. V-16 : Sections efficaces expérimentales des différentes voies d'évaporation pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ (courbe pleine) comparées aux sections efficaces calculées par le code d'évaporation HIVAP avec $k_f=0.94$ (courbe discontinue) et $k_f=0.88$ (courbe pointillée).

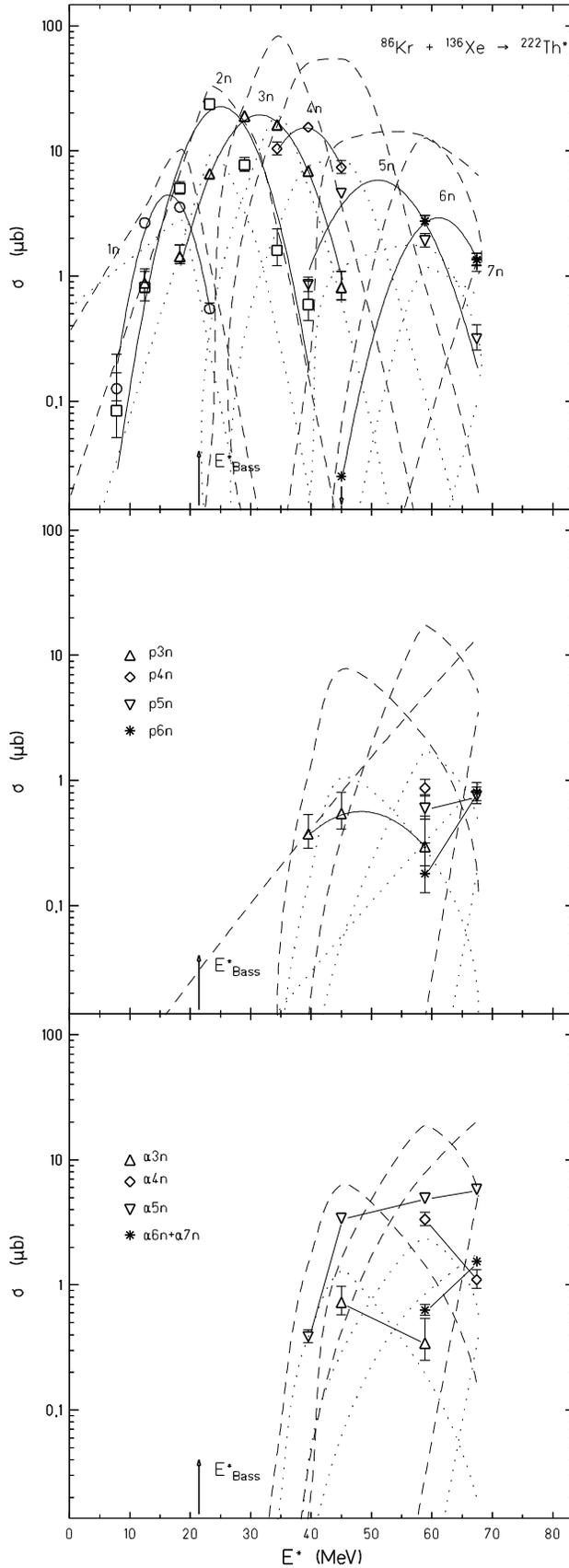


Fig. V-17 : Sections efficaces expérimentales des différentes voies d'évaporation pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ (courbe pleine) comparées aux sections efficaces calculées par le code d'évaporation HIVAP avec $k_f=0.94$ (courbe discontinue) et $k_f=0.82$ (courbe pointillée).

Afin de reproduire les sections efficaces de fusion-évaporation de neutrons (5n) pour le système $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$, le paramètre k_f prend la valeur 0.82 ± 0.01 correspondant à une barrière de fission du ^{222}Th à l'état fondamental de 5.92 MeV ($k_f = 1 : B_f = 6.92\text{MeV}$). Avec ce paramètre, les sections efficaces des voies 6n et 7n sont surestimées, ce qui donnera une probabilité de fusion supérieure à l'unité.

A partir de cette simulation des sections efficaces de fusion-évaporation, on peut en déduire la section efficace de fusion notée $\sigma_{re}^0(E^*)$. Rappelons que cette expression représente une section efficace de fusion-évaporation d'un système où la barrière de fusion est nulle, ceci signifie que la probabilité de fusion vaut 1 quelle que soit l'énergie d'excitation du noyau composé. Avec le code, $\sigma_{re}^0(E^*)$ est calculée en appliquant le paramètre k_f trouvé et une barrière de fusion très basse. A partir de cette définition, on trouvera une probabilité de fusion égale à 1 à haute énergie, particulièrement dans les domaines d'énergie où les sections efficaces de fusion sont exactement reproduites.

F. Probabilité de fusion pour les systèmes $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$ et $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$

En appliquant l'Equation 13 on obtient la probabilité de fusion pour les deux systèmes étudiés :

Tableau 8 : Probabilité de fusion pour le système $^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$

E^*	P_{fus}	$\Delta P_{\text{fus}}^+(\%)$	$\Delta P_{\text{fus}}^-(\%)$
7,8	2,50E-04	50	21
12,5	3,40E-03	17	11
18,25	1,80E-02	12	9
23,2	0,11	4	4
29	0,22	9	7
34,35	0,505	12	9
39,55	0,9	8	7
45	1,046	13	10
58,85	2,8	12	10
67,5	6	15	12

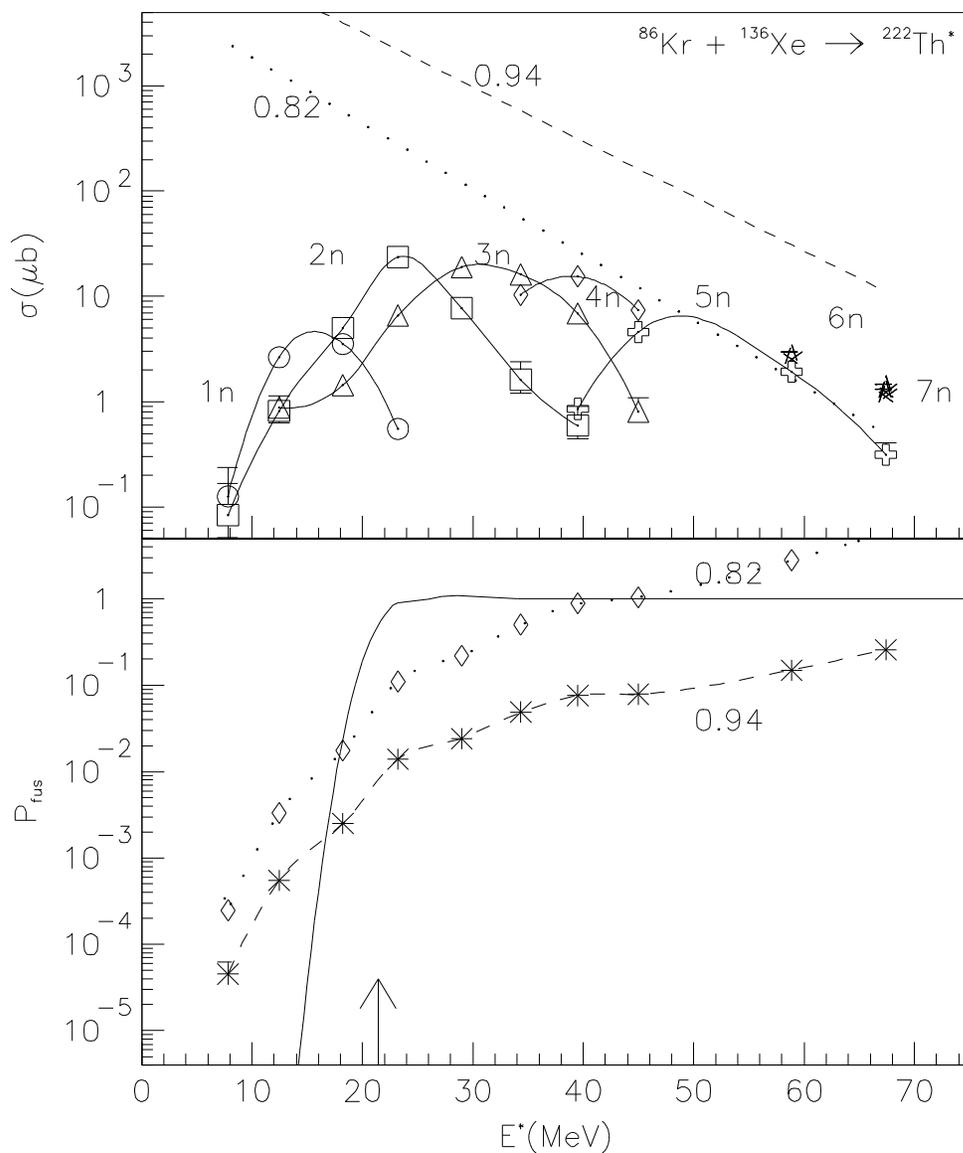


Fig. V-18 : En haut : Sections efficaces des voies xn et en courbe pointillé $\sigma_{re}^0(E^*)$ en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour deux valeurs de k_f (0.82 et 0.94) . En bas : Probabilité de fusion pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$.

Tableau 9 : Probabilité de fusion pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$.

E^*	P_{fus}	$\Delta P^+_{\text{fus}}(\%)$	$\Delta P^-_{\text{fus}}(\%)$
25,8	3,70E-03	45	
32	0,018	21	24
35,4	0,039	11	13
40,2	0,098	5	8
44,9	0,203	5	4
49,7	0,364	6	4
54,5	0,562	10	5
59,3	0,763	9	8
66,4	0,989	9	8
68,4	1,031	5	4
73,55	1,1	3	3

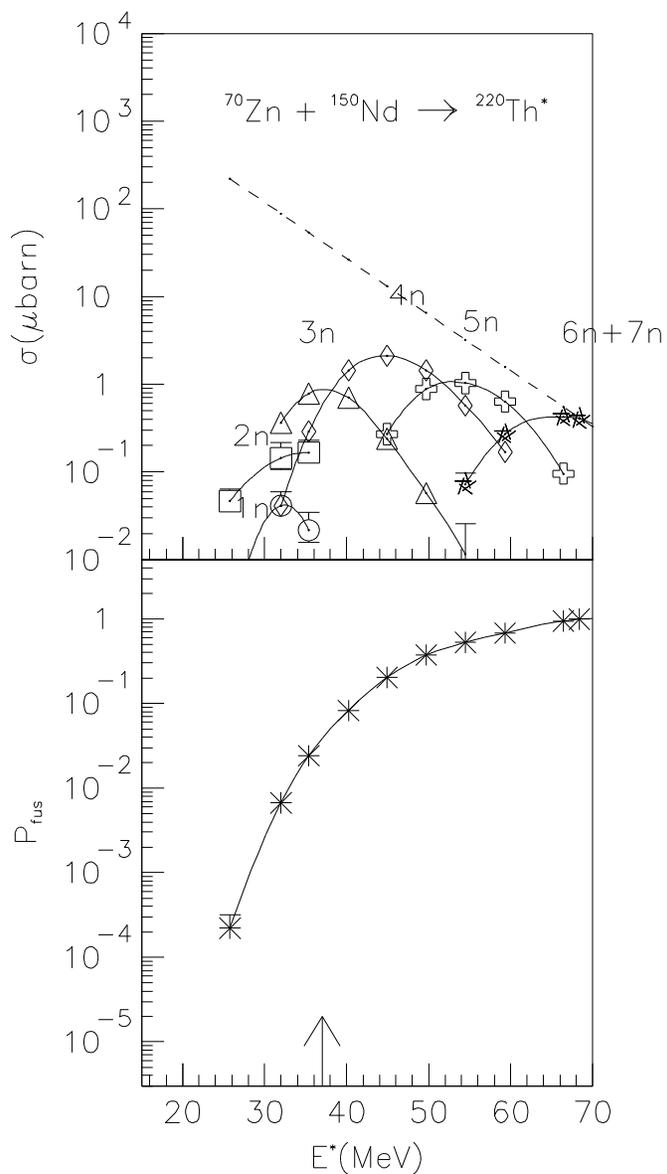


Fig. V-19 : En haut : Sections efficaces des voies xn et en courbe pointillé $\sigma_{re}^0(E^*)$ en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. En bas : Probabilité de fusion pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$.

Sur la Fig. V-20, la section efficace de la voie 4n divisée par $\pi\tilde{\lambda}^2 15^2$ est reportée en fonction du nombre de neutrons du noyau composé pour différents systèmes étudiés. Sont aussi représentées les courbes théoriques, en particulier celles calculées avec le code HIVAP, avec l'énergie d'évanescence de 18.5 MeV et sans tenir compte des effets de couches dans la barrière de fission. L'ordonnée correspond approximativement à la probabilité de survie w pour les collisions centrales [Sch80]. On remarque que les points expérimentaux se situent sous la courbe calculée en négligeant les effets de couche. Ceci signifie que l'énergie d'évanescence à appliquer doit être très faible (inférieure à 18.5 MeV) ou que la partie goutte liquide serait plus faible que celle utilisée dans le calcul.

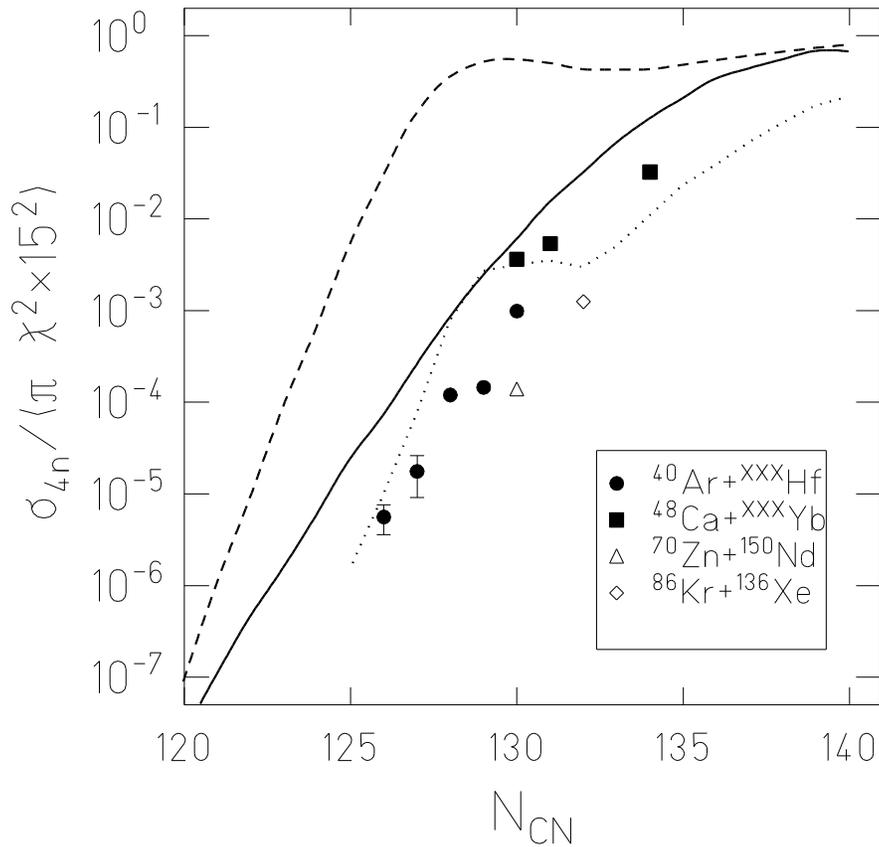


Fig. V-20 : Sections efficaces maximales de la voie 4n mesurée pour différentes réactions asymétriques en fonction du nombre de neutrons du noyau composé. Les sections efficaces sont divisées par $\pi\tilde{\lambda}^2 15^2$. Courbe discontinue : calculs d'évaporation en utilisant les paramètres standards ($E_D=18.5$ MeV). Courbe continue : calcul d'évaporation en utilisant les propriétés de la goutte liquide nucléaire seulement. Courbe pointillée : calcul d'évaporation en incluant les niveaux rotationnels. Les points expérimentaux sont tirés des références : [Ver84] (Ar/Hf), [Sah84] (Ca/Yb).

G. Paramétrisation de la probabilité de fusion

La probabilité de fusion peut être paramétrisée sous la forme :

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \int_{-\infty}^E \exp\left(-\frac{(E'-B_{eff}^*)^2}{2\sigma_B^2}\right) dE'$$

Il est alors intéressant de comparer pour différents systèmes les valeurs de la barrière moyenne (B_{eff}^*) et de sa variance (σ_B) avec des modèles théoriques.

Pour le système $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$, la probabilité de fusion sature à la valeur 0.577 à haute énergie. La barrière effective représente l'énergie à laquelle la probabilité de fusion vaut $P_{sat}/2$, on obtient alors les valeurs pour B_{eff}^* et σ_B récapitulées dans le Tableau 10.

Tableau 10 : Paramètres de la probabilité de fusion des systèmes étudiés.

Système	x_{eff}	x_{mean}	B_{Bass}^* [MeV]	$\hbar\omega$ [MeV]	B_{eff}^* [MeV]	σ_B [MeV]	$P(B_{Bass})$	$\sigma_{xn}(B_{Bass})$ [μb]
$^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$	0,728	0,749	36,9	3,3	55+-2	7,2	1,60E-02	1,4
$^{86}\text{Kr}+^{136}\text{Xe}$	0,753	0,759	21,4	3,2	29+-2	5,5	4,90E-02	20,4

$$\text{Paramètres de fissilité : } x_{eff} = \frac{Z^2/A|_{eff}}{Z^2/A|_{crit}} \text{ avec } Z^2/A|_{eff} = \frac{4Z_p Z_c}{A_p^{1/3} A_c^{1/3} (A_p^{1/3} + A_c^{1/3})},$$

$$Z^2/A|_{crit} = 50.883(1 - 1.7826I^2) \text{ et } I = \frac{A - 2Z}{A}$$

x_{mean} est le paramètre décrit en II-A-3 égal à $x_{arith,1/3}$

E_{Bass}^* Barrière de Bass (II-A-2-a))

$\hbar\omega$ paramètre de Hill-Wheeler (Equation 3 II-A-2-b))

B_{eff}^* et σ_B : paramètre décrivant la probabilité de fusion.

Les valeurs d'extra push des systèmes ($^{70}_{30}\text{Zn}, ^{150}_{60}\text{Nd}$) et ($^{86}_{36}\text{Kr}, ^{136}_{54}\text{Xe}$) sont alors de 19+-2 MeV et 7.6+-2 MeV. Or le système ($^{86}_{36}\text{Kr}, ^{136}_{54}\text{Xe}$) est le plus symétrique (avec un plus grand produit $Z_p \cdot Z_c$ et de plus grandes valeurs de x_{mean} et x_{eff}), il devrait avoir une valeur d'extra-push supérieure à celle du système ($^{70}_{30}\text{Zn}, ^{150}_{60}\text{Nd}$). On observe le contraire, une discussion dans le chapitre suivant permet d'expliquer ce phénomène.

VI. Discussion

Afin de comprendre l'influence des partenaires dans la fusion, nous avons cherché les éventuelles corrélations entre les différentes variables déduites expérimentalement (probabilité de fusion, sections efficaces de fusion, barrière effective, fluctuation de barrière) et les paramètres macroscopiques ou microscopiques des noyaux.

A. Variables macroscopiques

1. Section efficace

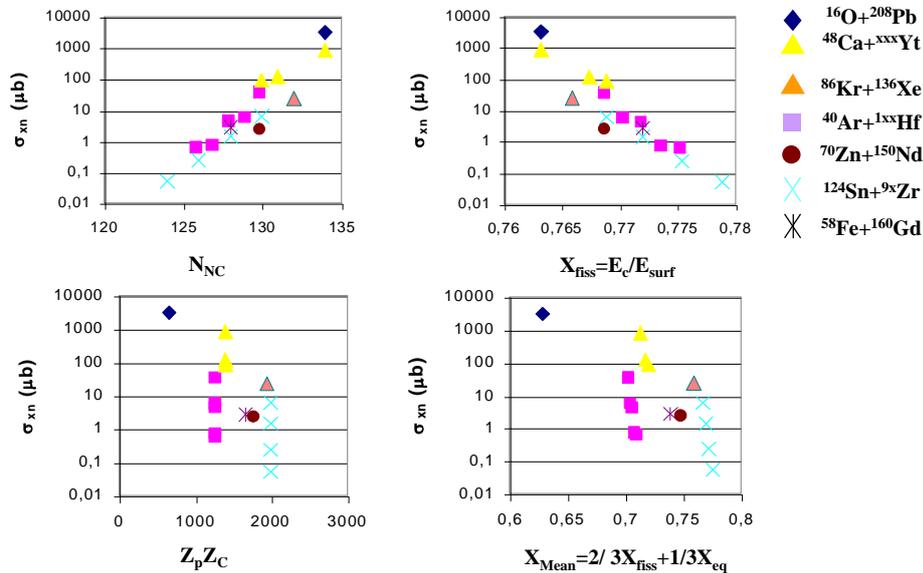


Fig.VI-1: Corrélations entre la section efficace maximale des voies xn en fonction du nombre de neutrons du noyau composé (haut-gauche), du paramètre de fissilité x_{fiss} (haut-droite), du produit des charges des partenaires (bas-gauche) et du paramètre X_{mean} (bas-droite) [Blo86] pour différents systèmes étudiés menant à des isotopes de thorium.

Sur la Fig.VI-1, on observe une bonne corrélation entre la section efficace maximale des voies xn et les propriétés intrinsèques soit du noyau composé, soit du système fusionnant.

Comme il a été vu en V-B-5, la richesse en neutron du noyau composé influence la section efficace de fusion. La corrélation est plus importante en portant la section efficace en fonction du paramètre de fissilité x_{fiss} qui représente le rapport des forces coulombienne (répulsives) sur les forces surfaciques (attractives). Les figures haut-gauche et haut-droite représentent en fait le même phénomène : la diminution de la barrière de fission et l'augmentation corrélée de x_{fiss} quand N décroît à Z constant. On note aussi une augmentation de la section efficace avec l'asymétrie en charge des systèmes (bas-gauche). Ceci s'explique par les forces coulombiennes qui diminuent avec le produit $Z_p \cdot Z_c$. La figure bas-droite

montre la dépendance de la réaction avec le paramètre X_{mean} introduit par Blocki. x_{eq} est un paramètre décrivant le rapport des forces coulombiennes sur les forces nucléaires dans la configuration de deux sphères en contact. x_{fiss} ne tient compte que des nombres de masse et de la charge du noyau composé, X_{mean} introduit l'asymétrie du système fusionnant (voir II-**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**-II.A.3). On retrouve l'augmentation de la section efficace due à l'asymétrie du système et à la diminution de la barrière de fission.

2. Barrière effective de fusion

Dans le chapitre précédent, nous avons défini la barrière effective de fusion B_{eff} , pour laquelle la probabilité de fusion vaut la moitié de la probabilité de fusion à haute énergie. La valeur d'extra-push est la différence entre la barrière définie par Bass [Bas80] et cette barrière effective. La barrière de potentiel à une dimension B_{Bass} est calculée avec un potentiel nucléaire donné par Bass [Bas80]. Sur la Fig. VI-2, est représentée la dépendance de l'extra-push en fonction du paramètre de fissilité $X_{mean} = \frac{1}{3}x_{eq} + \frac{2}{3}x_{fiss}$ introduit par Blocki [Blo86] pour les systèmes étudiés dans ce mémoire et d'autres systèmes presque symétriques [Sah84a,b].

Le paramètre macroscopique X_{mean} ne semble pas approprié pour décrire l'écart à la barrière car la plupart des points expérimentaux dévient de la courbe théorique proposée par Blocki [Blo86]. Cependant les systèmes de noyaux sphériques sont sur la courbe. Ceci est sans doute dû à ce que Blocki a utilisé des formes sphériques pour décrire les noyaux en interaction. Nous remarquons que pour un même projectile, l'extra-push augmente avec la déformation du noyau cible. Ceci s'observe pour les projectiles ^{90}Zr , ^{100}Mo et ^{124}Sn avec les cibles d'isotopes de zirconium ($^{96...92}\text{Zr}$) et de molybdène. En effet, les noyaux ^{90}Zr et ^{124}Sn sont sphériques alors que les noyaux ^{100}Mo et ^{96}Zr sont allongés (prolates). De même les noyaux ^{110}Pd et ^{104}Ru sont très déformés et présentent un extra-push supérieur à celui proposé par Blocki. Le couple (^{70}Zn , ^{150}Nd), avec le noyau de néodyme très déformé ($\beta=0.243$) suit cette tendance alors que le couple de noyaux sphériques (^{86}Kr , ^{136}Xe) satisfait à la théorie de Blocki comme les systèmes (^{90}Zr , ^{90}Zr), (^{86}Kr , ^{121}Sb) et (^{124}Sn , ^{90}Zr) possédant des couches fermées dans les partenaires. Blocki explique les valeurs d'extra-push par la friction des deux noyaux lors de la phase d'approche. Cette friction est décrite par un mécanisme de dissipation à un corps. Les valeurs expérimentales supérieures aux valeurs théoriques peuvent s'expliquer qualitativement ainsi : la surface des noyaux déformés présente différents rayons de courbure, ceux-ci sont supérieurs au rayon de courbure du même noyau s'il était sphérique, la répulsion coulombienne est plus forte dès la phase d'approche et pendant tout le processus de fusion. Inversement, pour les rayons de courbure inférieurs, la barrière coulombienne est plus faible, mais la friction a lieu sur une plus grande distance les pertes d'énergie sont alors plus fortes.

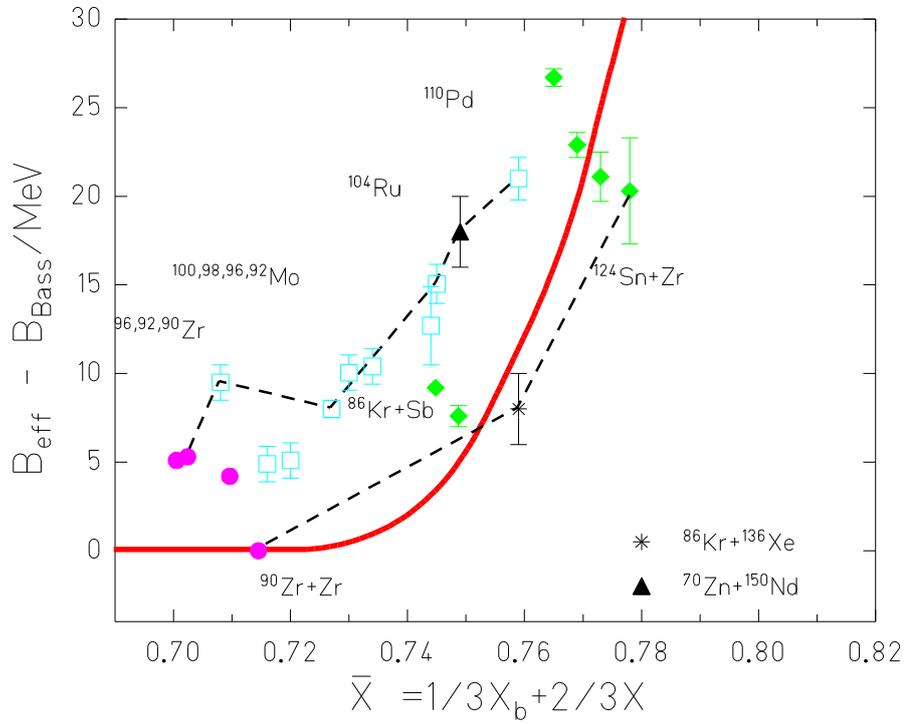


Fig. VI-2 : Ecarts à la barrière de Bass mesurées en fonction du paramètre de fissilité de Blocki X_{mean} ($=x_{\text{arith},1/3}$ cf chap II-A-3). Courbe en trait plein : extra-push selon le modèle de Blocki [Blo86].

3. Fluctuation de la barrière

Ecart a la barriere et fluctuation

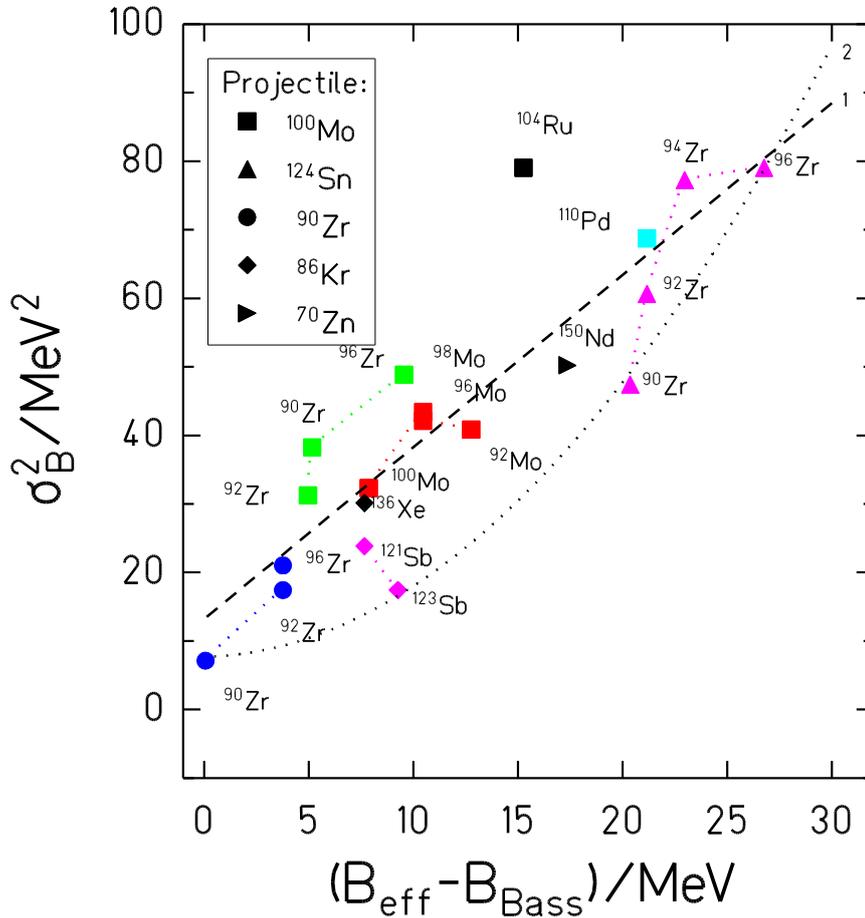


Fig. VI-3 : carré de la fluctuation de la barrière effective en fonction des écarts à la barrière de Bass mesurées. Les noms des cibles sont inscrits auprès de chaque point ; les projectiles correspondant aux symboles sont indiqués dans le cadre.

La Fig. VI-3 représente la corrélation entre l'extra-push ($B_{\text{eff}} - B_{\text{Bass}}$) et la variance σ_B^2 de la distribution de la barrière de fusion effective ajustée par la fonction explicitée en V-G. On observe que les points expérimentaux sont dans une zone délimitée par la courbe inférieure (2) obtenue empiriquement. Cette courbe a été obtenue en paramétrisant les points expérimentaux par la fonction $\sigma_B^2 = A(E_{\text{eff}} - E_{\text{Bass}})^k$. On obtient $k=2$ pour la courbe inférieure. A $E_{\text{eff}} - E_{\text{Bass}} = 0$, la variance n'est pas zéro mais s'approche de

$\hbar\omega \approx 3.3 \text{ MeV}$ (équation 3, p.14). La droite en trait discontinu est la droite passant au mieux parmi les points expérimentaux.

4. Discussion

Sur les Fig. VI-3 et Fig. VI-3, on observe une forte influence de la structure des partenaires sur les paramètres décrivant la fusion (B_{eff} et σ_B). Comme introduit dans le chapitre II- Fusion, différentes théories ([Swi81], [Blo86], [Frö91], [Agu90]) décrivaient la fusion avec seulement des paramètres macroscopiques des noyaux. Les modèles étudiaient la phase d'approche et la formation d'un col entre les deux partenaires. Pour reproduire les sections efficaces ou la probabilité de fusion, il s'agit d'évaluer quelles trajectoires permettront à deux noyaux se touchant d'évoluer vers un système mononucléaire.

L'introduction des corrections microscopiques dans les modèles dynamiques est difficile à cause du grand nombre de variables dans les calculs. Néanmoins, on peut citer [Nör81] qui introduit le concept de « Dynamiques diabatiques dissipatives ». Il considère que le temps de traverser la barrière (2.10^{-22} s) est petit comparé au temps de redistribution des nucléons appariés dans les orbites partiellement remplies (2.10^{-21} s). La distribution des nucléons dans leurs sous-niveaux dépend de la structure nucléaire et est supposée inchangée pendant le passage de la barrière de Coulomb. Ce modèle permet de décrire correctement la fusion pour les noyaux lourds lorsque le produit $Z_{\text{projectile}} \times Z_{\text{cible}}$ est inférieur à environ 1600 et que la probabilité de fusion ne dépend que de la barrière de Bass.

B. Prise en compte de la structure des noyaux

Afin de voir plus en détail les effets de la structure nucléaire des partenaires de la collision, nous utilisons les paramètres v_{min} et P_{mean} [Qui93].

Le paramètre v_{min} est la somme du nombre minimum de nucléons de valence (ou trous) du projectile et de la cible : $v_{min} = \min(Nn, Np)|_{proj} + \min(Nn, Np)|_{cible}$. N_n et N_p représentent les distances à la couche fermée en neutrons et à la couche fermée en protons les plus proches sur la carte des nucléides.

Pour le système ($^{70}_{30}\text{Zn}$, $^{150}_{60}\text{Nd}$), les couches fermées les plus proches du $^{70}_{30}\text{Zn}$ sont 50 en neutrons et 28 en protons, pour le $^{150}_{60}\text{Nd}$ ce sont les couches N=82 et Z=50, on a donc : $v_{min} = \min(10, 2)|_{proj} + \min(8, 10)|_{cible} = 10$.

Le paramètre P_{mean} est une combinaison des variables N_n et N_p des noyaux projectiles et cibles selon la relation suivante :

$$P_{mean} = \frac{\sqrt{P_p^2 + P_c^2}}{2} \text{ avec } P_p = \frac{N_n N_{np}}{N_n + N_p} \Big|_{projectile} \text{ et } P_c = \frac{N_n N_{np}}{N_n + N_p} \Big|_{cible} \quad [Cas87]$$

Système	v_{min}	P_{Moyen}
$^{70}\text{Zn} + ^{150}\text{Nd}$	10	2,37
$^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$	0	0

Sur les Fig. VI-6 et Fig. VI-7, les écarts à la barrière et les fluctuations de cette barrière expérimentaux sont représentés en fonction d'une combinaison des paramètres microscopiques v_{min} et P_{mean} des partenaires de fusion avec le produit des nombres de protons du projectile et de la cible (qui mesure la répulsion coulombienne entre les partenaires), $Z_p \cdot Z_c + c v_{min}$ ou $Z_p \cdot Z_c + c' P_{mean}$, c et c' sont des paramètres choisis pour obtenir le meilleur regroupement des points sur une courbe régulière.

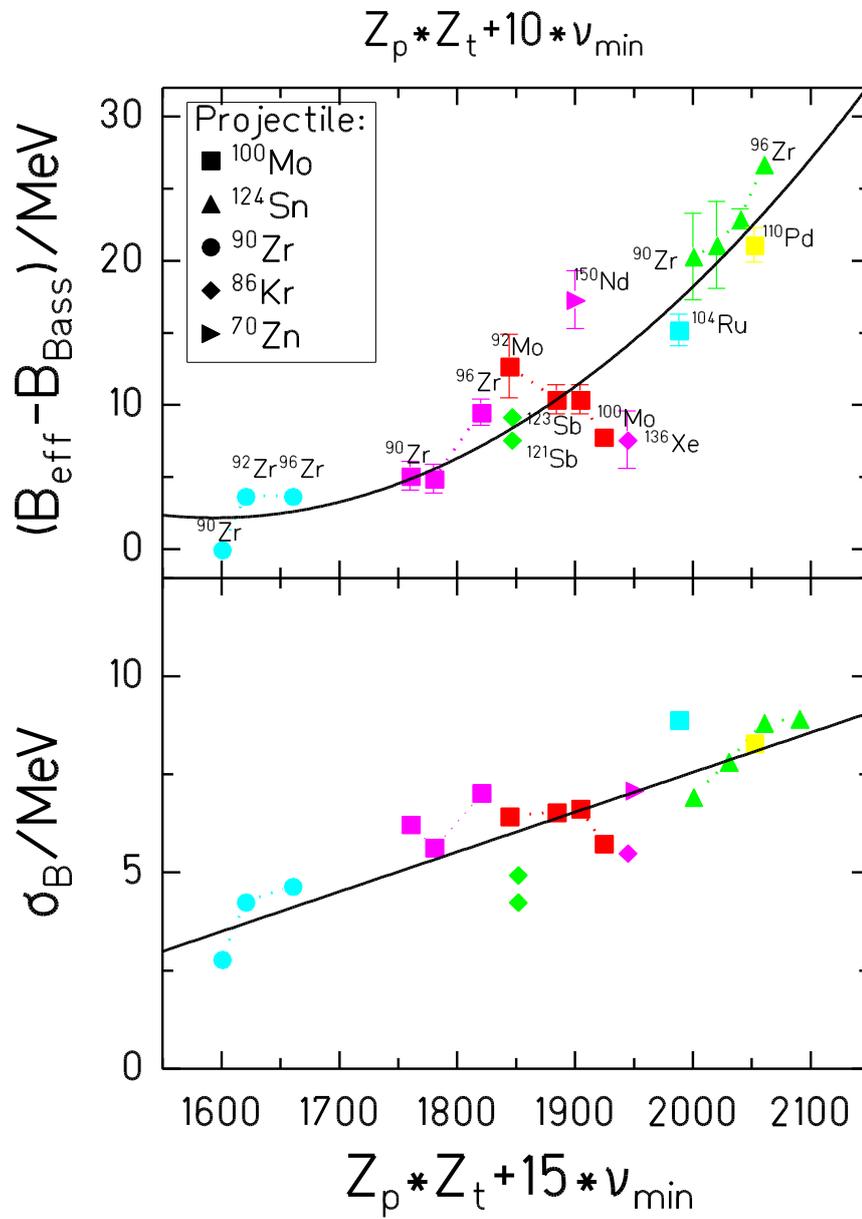


Fig. VI-4 :Ecart à la barrière de Bass fluctuations de la barrière mesurées en fonction d'un paramètre tenant compte des numéros atomiques des partenaires (Z_p et Z_c) et de leur écart aux couches fermées (ν_{\min}).

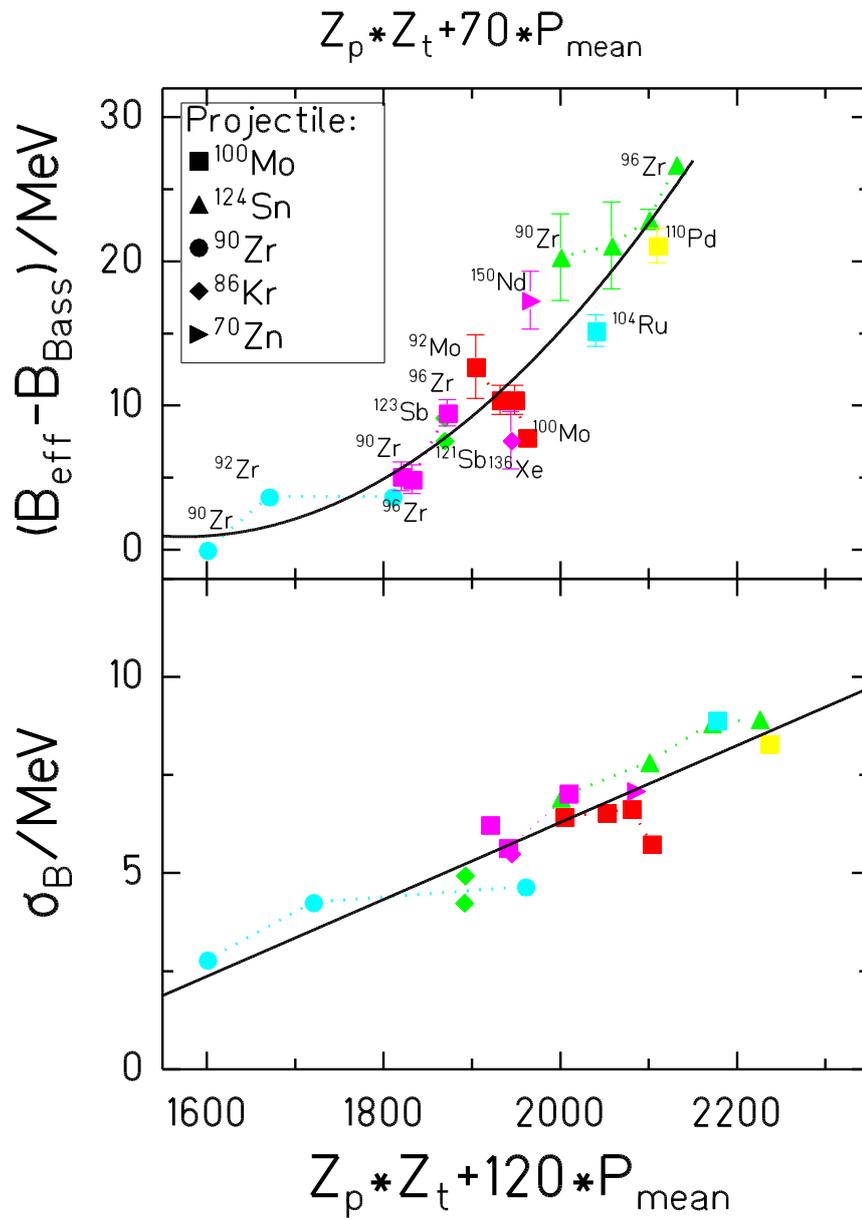


Fig. VI-5: Ecart à la barrière de Bass et fluctuations de la barrière effective mesurées en fonction d'un paramètre tenant compte des numéros atomiques des partenaires (Z_p et Z_c) et de leur écart aux couches fermées (P_{mean}).

On obtient ainsi une bonne corrélation entre l'écart à la barrière de Bass (extra-push) ou les fluctuations de la barrière effective en fonction de ces combinaisons qui prennent en compte empiriquement les propriétés macroscopiques et la structure des noyaux fusionnants. Pour un même système projectile (Z_p)-cible (Z_c), plus un partenaire a des nucléons de valence en dehors des couches fermées, plus les pertes dissipatives augmentent et la probabilité de fusion diminue.

Comme ci-dessous, on peut expliquer ceci en considérant que l'énergie dissipée dépend du nombre de niveaux traversés, c'est-à-dire le nombre de nucléons en dehors des couches fermées.

Les systèmes à couches fermées semblent mieux supportés les pertes dissipatives que les systèmes déformés pour lesquels ces pertes agissent plus tôt dans la phase d'approche des noyaux.

Les systèmes étudiés dans cette thèse suivent ces systématiques. On peut en conclure qu'il est préférable de fusionner des noyaux avec des partenaires à couche(s) fermée(s) afin d'augmenter la probabilité de fusion à basse énergie. L'utilité des combinaisons de paramètres utilisés en abscisse des Fig. VI-6 et Fig. VI-7 est donc de permettre de faire des estimations de l'énergie d'extra-push et de la variance σ_B pour des systèmes non encore étudiés expérimentalement.

P. Möller [Möl97a], dans son modèle dynamique de fusion et fission, analyse le comportement des nucléons et leur échange d'énergie dans la phase d'approche des noyaux partenaires. Il calcule la distance d'approche à laquelle les noyaux fusionnant perdent leur identité, leur structure. C'est la distance à partir de laquelle les noyaux échangent les nucléons des couches extérieurs. Le système mènera à la fusion ou se séparera. Comme Swiatecki ou Blocki, il considère qu'une condition nécessaire pour former un noyau composé est que la trajectoire dynamique évolue vers l'intérieur du point selle de fission, c'est-à-dire que la forme de l'ensemble formé par les deux noyaux s'interpénétrant soit entre la forme du point selle et la forme à l'état fondamental (qui peut être sphérique ou déformé).

Un peu d'énergie est perdue lors du passage d'un nucléon d'un niveau vers un niveau plus bas. L'énergie dissipée totale du système fusionnant est alors proportionnelle au nombre de changements de niveau des nucléons. Les frictions, ou changement de niveau des nucléons, seront d'autant plus importantes que la distance à partir de laquelle la structure des partenaires n'est plus conservée est plus grande. Ceci explique que les noyaux à couches fermées dans la voie d'entrée aient une section efficace de fusion plus importante que les autres. En effet, ils sont plus rigides, leurs niveaux sont plus séparés et les sauts de niveaux se font seulement lorsque les deux noyaux se sont fortement interpénétrés.

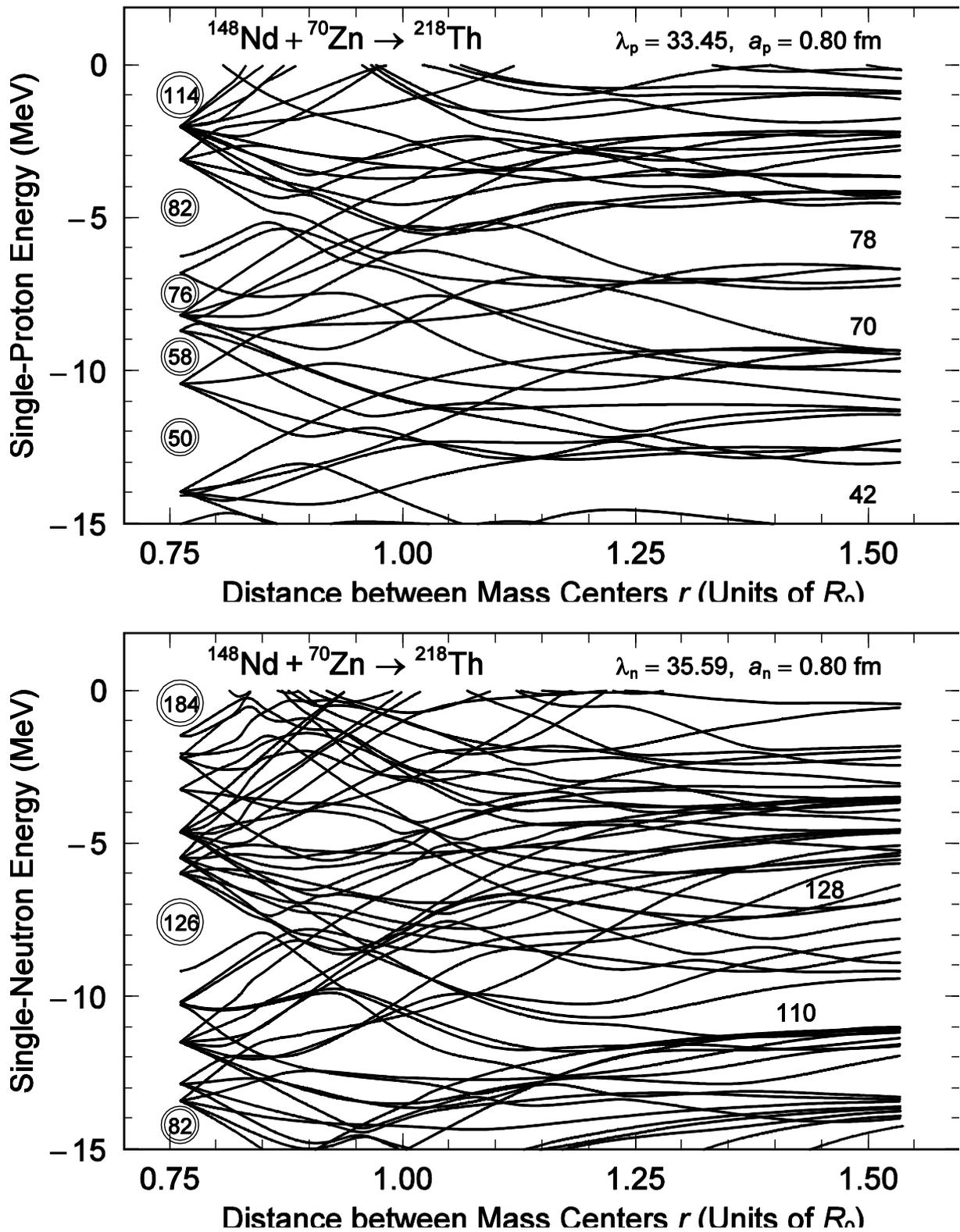


Fig. VI-6 : Diagramme de niveau de particules indépendantes pour les protons et les neutrons en fonction de la distance entre les centres de masse des deux noyaux fusionnant pour le système ($^{70}\text{Zn}, ^{148}\text{Nd}$). Cette distance est normalisée à R_0 représentant le rayon du système composé sphérique. Les flèches indiquent les niveaux des voies d'entrée et de sortie ($Z=90$ et $N=128$) [Möl197b].

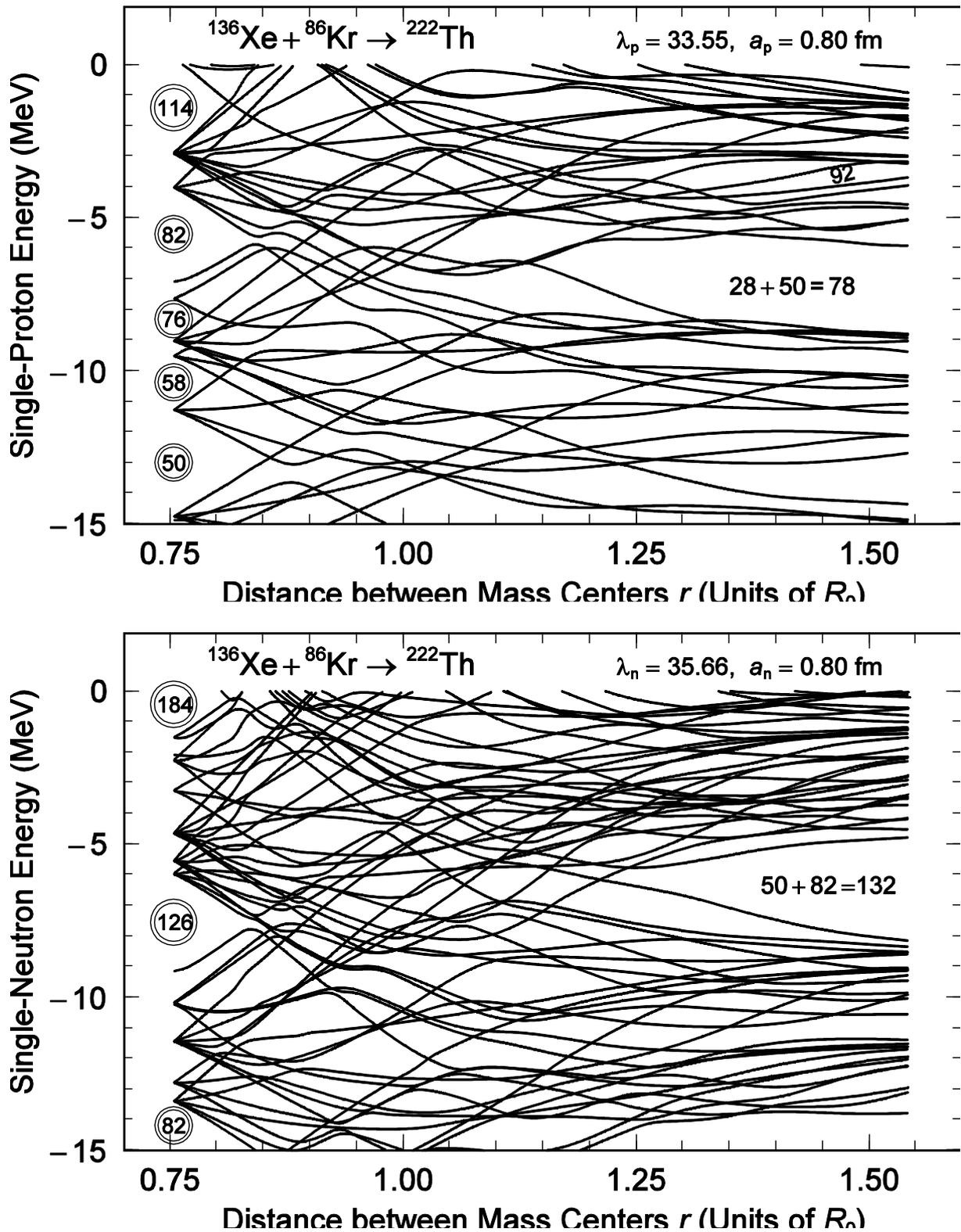


Fig. VI-7 : Diagramme de niveau de particules indépendantes pour les protons et les neutrons en fonction de la distance entre les centres de masse des deux noyaux fusionnant pour le système (^{86}Kr , ^{136}Xe). Cette distance est normalisée à R_0 représentant le rayon du système composé sphérique. Les flèches indiquent les niveaux des voies d'entrée et de sortie ($Z=90$ et $N=132$) [Möl197b]

Sur les Fig. VI-6 et Fig. VI-7 sont représentées les diagrammes des niveaux des particules indépendantes (protons et neutrons) pour les systèmes ($^{70}\text{Zn}, ^{148}\text{Nd}$) et ($^{86}\text{Kr}, ^{136}\text{Xe}$) en fonction de la distance entre les centres de masse des partenaires. Ces centres de masse coïncident avec les centres des sphères seulement dans la configuration où elles se touchent.

Pour le premier système, la structure de la voie d'entrée est conservée jusqu'à $r = 1.35R_0$ pour les neutrons et $r > 1.35R_0$ pour les protons, les niveaux de 90 et 92 protons se confondent au delà ; pour le second système, $r \approx 1.3R_0$ pour les neutrons et $r \approx 1.15R_0$ pour les protons. Le premier système dissipe de l'énergie sur une plus large distance que le second système, sa probabilité de fusion est alors diminuée, à chaque échange de niveaux des nucléons, le système est ralenti et ceci facilite son évolution vers la reséparation.

Pour le second système, le système conserve la configuration en neutrons sur une large distance à partir du contact des deux noyaux. Le système dissipe donc moins d'énergie lors de l'interpénétration et la formation du noyau composé a lieu tardivement, le point selle peut être déjà atteint.

D'après la définition de la probabilité de fusion en V-G, cette variable vaut à la barrière de Bass :

$$\text{Equation 17 : } \boxed{P(E_{Bass}) = 0.5 \exp\left(-\frac{(E_{eff} - E_{Bass})^2}{2\sigma_B^2}\right)} \quad [\text{Arm87}]$$

L'écart $(E_{eff} - E_{Bass})$ mesuré est l'énergie dissipée sur la trajectoire moyenne menant à la fusion du système. On peut définir la fonction $F(E')$ de passer vers la fusion à l'énergie de bombardement $E' > E_{Bass}$ avec la perte d'énergie dissipative $E_x = E' - E_{Bass}$.

On notera : $\overline{E_x} = E_{eff} - E_{Bass}$:

$$F(E') = \exp\left(-\frac{(E' - E_{eff})^2}{2\sigma_B^2}\right) = \exp\left(-\frac{(\overline{E_x} - E_x)^2}{2\sigma_B^2}\right)$$

$$\text{à } E' = E_{Bass} : F(E_{Bass}) = \exp\left(-\frac{(E_{Bass} - E_{eff})^2}{2\sigma_B^2}\right) = \exp\left(-\frac{(\overline{E_x})^2}{2\sigma_B^2}\right)$$

$F(E_{Bass})$ est donc la probabilité de passer la barrière E_{Bass} , ou de fusionner, sans avoir dissipé d'énergie.

D'après Equation 17 : $P(E_{Bass}) = T(E_{Bass}) \cdot F(E_{Bass})$, $T(E_{Bass}) = 0.5$ le coefficient de transmission à la barrière de Bass. Dans la fonction $F(E')$, σ_B^2 , le carré de la variance de la distribution des barrières, est lié aux nombres des événements microscopiques qui dissipent l'énergie dans les croisements de niveaux. D'après cette définition, σ_B^2 devrait être proportionnel au nombre n d'échanges de nucléons nécessaire pour atteindre la perte d'énergie $\overline{E_x}$. Ce nombre n est égal au rapport entre $\overline{E_x}$ et la perte d'énergie moyenne ε pour chaque étape. La dépendance de ε avec $\overline{E_x}$ implique directement une dépendance de σ_B^2 avec $\overline{E_x}$. Sur la Fig. VI-3, on a paramétrisé σ_B^2 en fonction de $\overline{E_x}$ pour tous les systèmes dont les valeurs expérimentales de ces paramètres ont été mesurées. k ne semble pouvoir prendre que certaines valeurs comprises entre 1 et 2 [Arm98].

Avec $n \propto \sigma_B^2 \propto E_x/\varepsilon$, on obtient avec $E_x \propto (\bar{x} - x_0)^2$ (équation 4 p. 17), pour $(E_x/\sigma_B)^2$ dans l'équation 17, une dépendance proportionnelle à $(\bar{x} - x_0)^2$, donc $P(E_{Bass}) = 0.5 \exp(-c(\bar{x} - x_0)^2)$. Si ε diminue avec E_x augmentant, le nombre n ne dépend pas linéairement de E_x mais plus fortement. Avec $n \propto \sigma_B^2 \propto E_x^{3/2}$, on obtient $(E_x/\sigma_B)^2 \propto (\bar{x} - x_0)$, donc $P(E_{Bass}) = 0.5 \exp(-c'(\bar{x} - x_0))$. Une dépendance $n \propto \sigma_B^2 \propto E_x^2$ donne $(E_x/\sigma_B)^2 = const$, soit $P(E_{Bass}) = const$. La marge de l'exponentielle k dans $\sigma_B^2 \propto E_x^k$, figure VI-3, est restreinte dans la gamme $k=1$ et $k=2$. Avec $x \propto Z$, la valeur $k=1$ donne une dépendance de la probabilité de fusion E_{Bass} , qui fait descendre la section efficace de production avec $\exp(-\alpha Z^2)$. $k=2$ avec $P=const$ est contradictoire avec les observations. Avec $\sigma_B^2 \propto E_x^{3/2}$ et $P \propto \exp(-c'(\bar{x} - x_0))$ la dépendance de la section efficace en $\exp(-\alpha Z)$ est dérivée, en accord avec les observations expérimentales, fig VI-10. L'analyse des figures VI-4 et VI-5 montre que E_x dépend certainement plus fortement de Z_p, Z_c que σ_B . Notre conclusion $\sigma_B^2 \propto (\bar{x} - x_0)^3$ moins fort que $E_x^2 \propto (\bar{x} - x_0)^4$, est soutenue par cette analyse. La dépendance $\sigma_B \propto E_x^{3/4}$, comme résultat expérimental, nous fait comprendre qu'un extra-push avec une variance comparable à la valeur de E_x perd sa signification conceptuelle. C'est la probabilité faible de fusionner à la barrière de fusion E_{Bass} sans perdre d'énergie par dissipation qui compte. La barrière E_{eff} n'est jamais atteinte car le système ne supporte pas l'échauffement dissipatif.

C. Les éléments super lourds.

1. De l'élément 104 au 112

D'après certaines théories ([Nix77], [Swi82], [Blo86], [Frö88] et [Ber89]), la formation de noyaux super lourds devient impossible à cause de la forte valeur d'énergie d'extra-push dans les systèmes peu symétriques ou dans les réactions avec des cibles de plomb. Ceci menait à des sections efficaces de réaction en forte chute avec X_{mean} . A partir d'une extrapolation des sections efficaces expérimentales connues jusqu'à l'élément 109 (10 pb en 1988), on observa que la voie d'évaporation 1n des réactions de fusion froide avec des cibles de ^{208}Pb est favorisée et a une section efficace supérieure à celle de la voie 2n ou des réactions de fusion « chaude ».

Le dispositif fut amélioré afin de mesurer des sections efficaces de l'ordre de 0.3 pb.

Ainsi, il fut possible de synthétiser les éléments de numéro atomique 110, 111 et 112 à partir des réactions $^{62}\text{Ni}(^{208}\text{Pb},n)^{269}110$, $^{64}\text{Ni}(^{209}\text{Bi},n)^{272}111$ et $^{70}\text{Zn}(^{208}\text{Pb},n)^{277}112$ ([Hof95a,b], [Hof96]) avec des sections efficaces de $3.5_{-1.8}^{+2.7}$ pb, $3.5_{-2.3}^{+4.6}$ pb et $1.0_{-0.7}^{+1.3}$ pb respectivement.

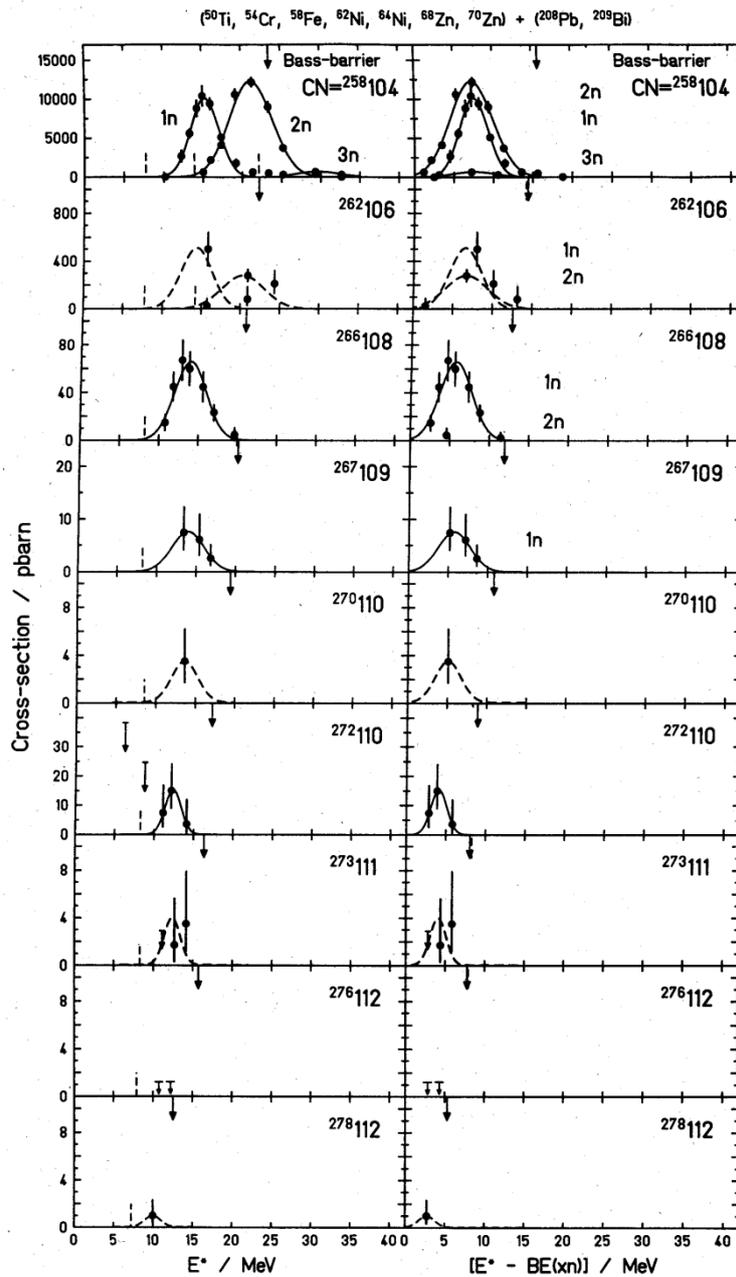


Fig. VI-8 : Fonctions efficaces mesurées pour la production du rutherfordium au 112 par les réactions de fusion froide. A gauche, les sections efficaces sont représentées en fonction de l'énergie dissipée E^ , calculée à partir des énergies dans le centre de masse au milieu de la cible et des chaleurs de réaction obtenues à partir des tables de masse de Audi et Wapstra [Aud93] pour le projectile et la cible. Les prédictions de masse de Myers et Swiatecki [Mye96] sont utilisées pour le noyau composé. Les flèches indiquent les barrières d'interaction de la réaction d'après le modèle de fusion de Bass [Bas74]. A droite, les énergies de liaison des neutrons [Mye96] sont soustraites. Les valeurs des énergies de liaison des neutrons sont indiquées avec des lignes discontinues à gauche. Les courbes continues sont des gaussiennes ajustant les données, les courbes discontinues sont des interpolations. [Hof98b]*

La Fig. VI-8 représente les fonction d'excitation des noyaux composés $^{258}_{104}$ à $^{277}_{112}$, formés à partir de la fusion des noyaux Ti à Zn avec les noyaux cibles $^{208}_{82}\text{Pb}$ ou $^{209}_{83}\text{Bi}$. Ces derniers noyaux possèdent une couche fermée en neutrons ($N=126$). De plus, le plomb à une couche fermée en protons (82) et est parfaitement sphérique. Le bismuth est très proche de la couche fermée et est très peu déformé. A partir de l'élément hassium ($Z=108$), seule la voie 1n est mesurée. Pour $Z=104$ et $Z=106$, la voie 3n disparaît et la voie 2n diminue. La fusion n'est possible que sous la barrière de Bass et l'énergie d'excitation correspondant à cette barrière diminue lorsque le système devient moins asymétrique.

On peut lier cette disparition des voies d'excitation 2n ou 3n avec l'évanescence des couches fermées avec l'énergie d'excitation du noyau composé, observée et expliquée en V-B-5. En effet, les noyaux super-lourds ont une barrière de fission définie uniquement par les corrections microscopiques, puisque la barrière de fission calculée par le modèle de la goutte liquide est nulle. Pour les voies d'évaporation supérieures à 2 neutrons, l'énergie d'excitation est supérieure à environ 20 MeV et fait atténuer considérablement ces corrections de couches. Si un noyau chaud est formé par fusion, il fissionne immédiatement puisque la barrière de fission est nulle ou très faible.

Pour former des noyaux super-lourds, d'après les fonctions d'excitation mesurées (cf Fig. VI-8), il est nécessaire que le noyau composé ait très peu d'énergie d'excitation, inférieure à la barrière calculée selon Bass et que la voie d'évaporation d'un neutron soit mesurable à cette gamme d'énergie. De ce point de vue, le système ($^{86}_{36}\text{Kr}, ^{136}_{54}\text{Xe}$) représente bien les systèmes utilisés pour synthétiser les noyaux super-lourds au GSI (projectile + $^{208}_{82}\text{Pb}$ ou $^{209}_{83}\text{Bi}$) par la fusion froide, car la voie 1n a été mesurée à très basse énergie d'excitation ($\cong 7\text{MeV}$).

En mars-avril 1997, nous avons voulu créer un nouvel isotope de l'élément 112 par la réaction $^{68}_{30}\text{Zn}(^{208}_{82}\text{Pb}, n)^{275}_{112}$. Un faisceau de $^{68}_{30}\text{Zn}$ d'énergie 339 et 341 MeV irradiait une cible de $^{208}_{82}\text{Pb}$, la dose totale était de $2.5 \cdot 10^{18}$ projectiles à chaque irradiation. L'isotope $^{275}_{112}$ n'a pu être détecté. Ceci permet de calculer la limite supérieure de la section efficace de production de la voie d'évaporation 1n : 1.2 pb. [Hof98b]

La recherche de cet isotope fut proposée afin d'évaluer l'influence de la fermeture de couche en neutron ($N=162$) du noyau composé. En effet, pour les isotopes de $Z=110$, la section efficace augmente d'un facteur $4.3^{+9.8}_{-2.8}$ lorsque le projectile est passé du $^{62}_{28}\text{Ni}$ au $^{64}_{28}\text{Ni}$ (noyau composé avec $N=162$) (cf Fig. VI-9). On se demandait si cet accroissement était dû à l'augmentation de N du noyau composé comme pour la production des isotopes de thorium (chapitre V.B.5) ou si cela était dû à ce que le noyau composé formé avec $^{64}_{28}\text{Ni}$ atteignait la couche calculée $N=162$. Dans le second cas, la section efficace de $^{68}_{30}\text{Zn} + ^{208}_{82}\text{Pb}$ devrait être supérieure à celle de $^{70}_{30}\text{Zn} + ^{208}_{82}\text{Pb}$, car le noyau composé formé est plus proche de la couche fermée en neutrons. La limite supérieure de production de 1.2 pb du noyau composé de $^{276}_{112}$ comparée à la section efficace de 1 pb pour l'isotope $^{277}_{112}$, exclut la croissance d'un facteur 3 ou 4 en section efficace due à l'approche de la couche fermée en $N=162$.

Avec le nickel comme projectile, on a atteint la couche fermée $Z=28$. L'augmentation de la section efficace pour le nickel est liée à cette fermeture de couche et à l'isospin élevé du $^{64}_{28}\text{Ni}$. La faible section efficace pour les réactions avec le projectile de zinc montre que l'accroissement de l'isospin par une autre unité n'a pas donné l'augmentation attendue.

Comme il a été vu dans ce mémoire, la section efficace de formation d'un noyau composé sphérique ne profite pas de la stabilisation par sa fermeture de couche dans son état fondamentale. Seuls les corrections de couche dans le projectile et la cible et le gain de neutrons dans la voie d'entrée (et donc par la barrière de fission macroscopique du noyau composé) influencent les sections efficaces.

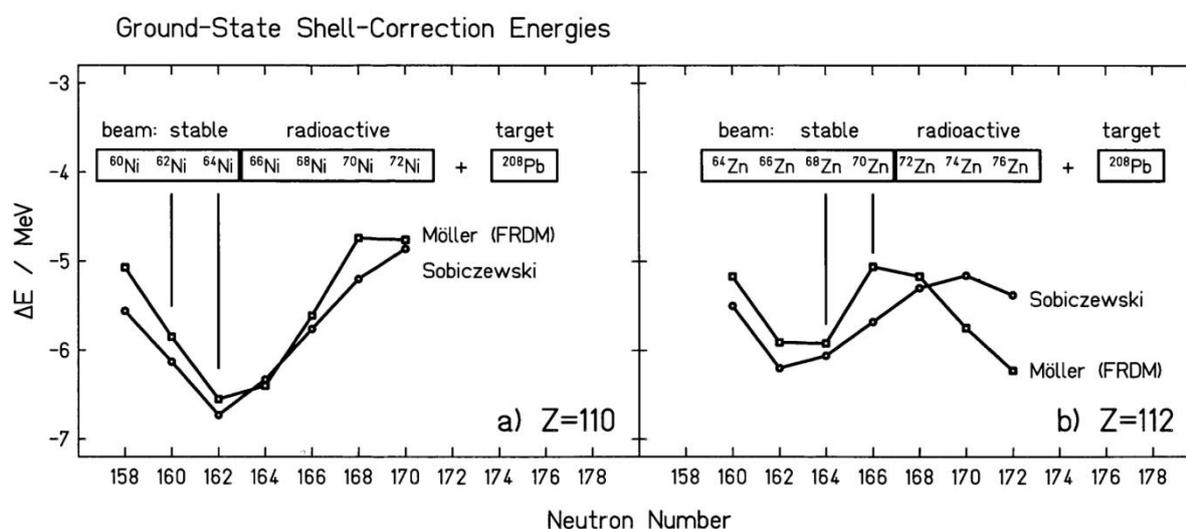


Fig. VI-9 : Energies de corrections de couche calculées ([Sob94], [Möl94]) pour les isotopes 110 (a) et 112 (b) et noyaux composés formés avec 2 isotopes de Ni et Zn sur une cible de ^{208}Pb [Hof98b]

2. Recherche de l'élément 113

En mars-avril 1998, l'élément 113 fut recherché par la réaction $^{70}\text{Zn}(^{209}\text{Bi},n)^{278}113$ aux énergies du faisceau de 348 et 350 MeV avec des doses de $4.5 \cdot 10^{18}$ et $3.0 \cdot 10^{18}$ projectiles de ^{70}Zn . Aucune chaîne de décroissance n'a été observée à ce jour. Ceci donne une section efficace limite de production de cet élément de 0.7 pb [Hof98a] (la dispersion en énergie dans la cible est plus grande que 2 MeV=(350-348)MeV, cette section efficace correspond à la limite de deux fois la variance σ pour une énergie de 349 MeV).

La recherche des éléments de numéro atomique impair est difficile car il est nécessaire de connaître avec précision les fonctions d'excitation des éléments précédents (107-109 et 111) afin d'extrapoler le maximum en section efficace de la voie $1n$ et d'en déduire une énergie de bombardement précise éventuelle à laquelle serait mesurable la voie $1n$ du 113.

Une recherche menée en 1997 a permis de mesurer plus précisément la fonction d'excitation de la réaction $^{58}\text{Fe}(^{209}\text{Bi},n)^{266}109$ [Hof97]. La position et la largeur de cette fonction ($E^*=13.9$ MeV, FWHM=4.8 MeV) ont les mêmes valeurs que pour l'élément $^{265}108$ produit par la réaction $^{58}\text{Fe}(^{208}\text{Pb},n)^{265}108$. Cependant la section efficace maximale de la voie $1n$ est de 7.5 ± 2.7 pb. Comparée à celle du $^{265}108$, cette valeur est réduite d'un facteur 8.8 ± 3.3 . Ce facteur est plus grand que celui mesuré (3.7) par élément lorsqu'on utilise la cible de plomb. Cette perte élevée peut être due au proton apparié du ^{209}Pb placé sur l'orbitale $h_{9/2}$.

En appliquant un facteur 5 de réduction sur la section efficace des noyaux de Z pairs mesurés à l'élément impair suivant, on obtient une estimation qui est en accord avec les limites de mesure de section efficace : $\sigma_{max}^{estim}(Z = 113) = 0.20 \pm_{0.16}^{0.46} pb$.

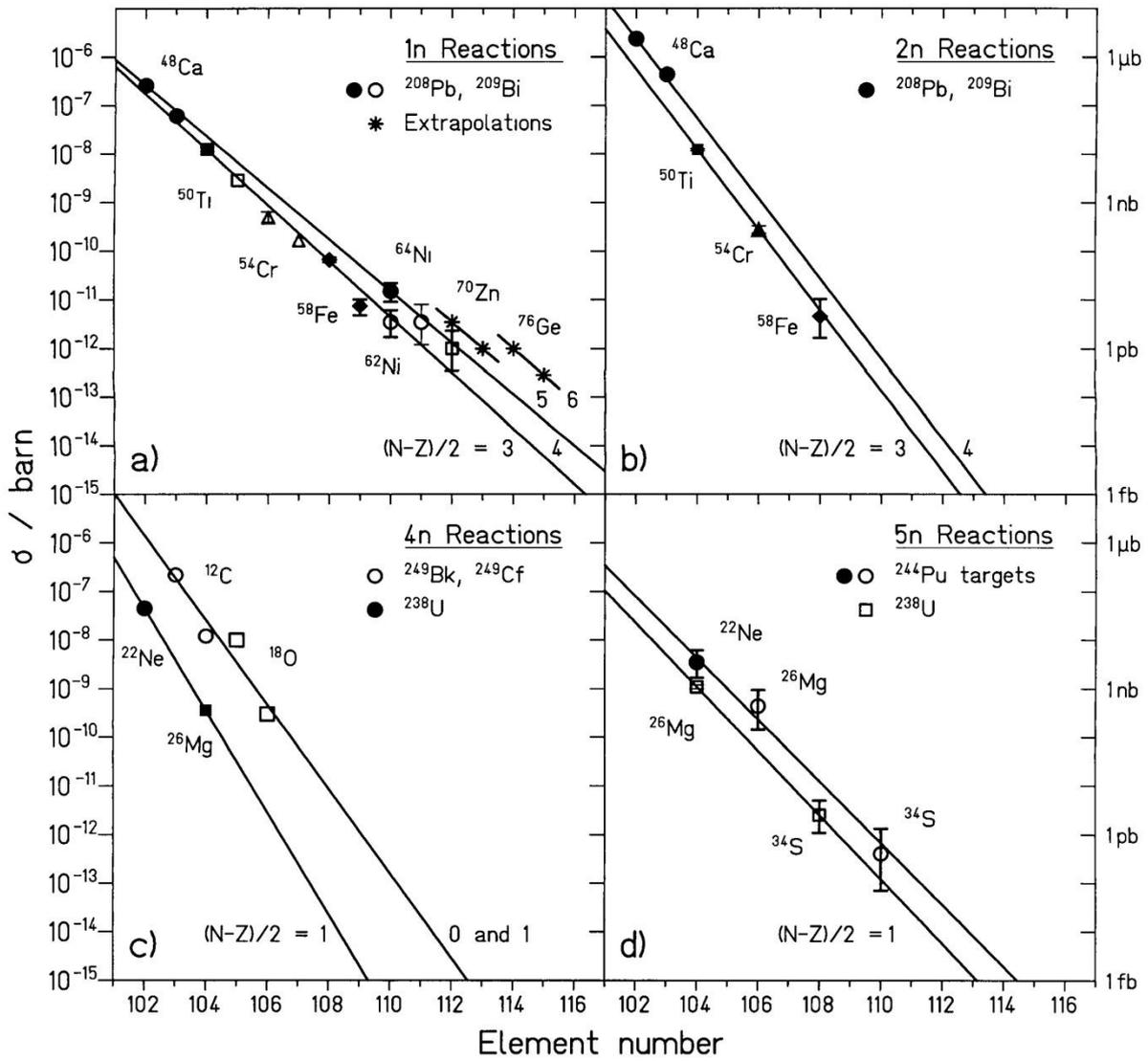
3. Réaction de fusion froide et chaude

Sur la Fig. VI-10, sont récapitulées les sections efficaces de production de différentes voies d'évaporation des éléments super-lourds. On observe que d'après les systématiques, la section efficace de production d'un élément super-lourd est favorisée dans la fusion froide, le gain est de deux ordres de grandeur par rapport à la fusion chaude. L'utilisation de cibles déformées ne favorise donc pas la production des éléments, car les noyaux créés sont plus excités et les voies d'évaporation 1n ou 2n ne sont pas observables.

Le choix des couples ($^{70}\text{Zn}, ^{150}\text{Nd}$) et ($^{86}\text{Kr}, ^{136}\text{Xe}$) fut intéressant car ils représentaient les réactions mises en jeu lors de la synthèse des éléments super-lourds dans les différents laboratoires : fusion chaude et froide

En effet la barrière de Bass du couple ($^{70}\text{Zn}, ^{150}\text{Nd}$) est de 36.9 MeV. On a mesuré la voie 1n à 25 MeV et les voies prépondérantes sont 3n et 4n à plus haute énergie. En synthétisant les éléments super-lourds par fusion chaude, par exemple $^{34}\text{S}(^{238}\text{U}, 5n)^{267}108$, les résidus sont issus de l'évaporation de 5 neutrons à des énergies de quelques dizaines de MeV.

Les couples mis en jeu dans la fusion froide ont une énergie d'excitation correspondant à la barrière de Bass faible comparée à celle des couples de fusion chaude grâce à la grande valeur (en absolu) de Q_{fusion} , due à la forte valeur des défauts de masse à l'état fondamental des noyaux sphériques. On a mesuré la voie 1n de la réaction ($^{86}\text{Kr}, ^{136}\text{Xe}$) à très basse énergie d'excitation ($\cong 7$ MeV) équivalent au domaine en énergie où sont mesurés les éléments super-lourds par les réactions (Proj, ^{208}Pb) ou (Proj, ^{209}Bi).



a,b) Darmstadt
 c,d) Berkeley, Dubna-Livermore

Fig. VI-10 : Sections efficaces pour les réactions de fusion froide a), b) et chaude c) d). Les données sont extraites des expériences de SHIP en a) et b), de Berkeley ([Ghi74] et [Kra92]) et de Oak Ridge ([Bem73] et [Oga89]) en c) et d), de Dubna ([Oga95], [Laz95] et [Laz96]) en d). Les symboles pleins indiquent les données prises comme les maxima dans les fonctions d'excitation, les symboles vides représentent des mesures à seulement une énergie du faisceau (elles ne sont pas nécessairement les valeurs maximales). Les barres d'erreurs sont les erreurs statistiques seulement. Les erreurs systématiques sont approximativement d'un facteur 2 dans les cas a) et b) et d'un facteur 2-3 dans les cas c) et d). [Hof98b]

VII. Conclusion

Dans l'objectif de production d'éléments de plus en plus lourds, ce travail apporte deux types de conclusions : une confirmation d'un postulat existant et une perspective d'avenir.

Il semble qu'on peut répondre à la question du choix des partenaires pour produire des éléments plus lourds. Les noyaux à couches fermées favorisent la fusion des éléments super-lourds. Seul l'avènement des faisceaux radioactifs permettra de contourner l'obstacle que constitue la limitation des isotopes naturels existants.

L'utilisation des données expérimentales et du code HIVAP a permis d'obtenir pour chaque système deux observables, barrière effective et fluctuation de cette barrière. Ces deux observables s'inscrivent à chaque fois dans la systématique dégagée lors des précédentes expériences.

On confirme ainsi l'importance d'utiliser des partenaires de fusion à couche fermée dans les systèmes presque symétriques.

Par ailleurs, l'analyse des sections efficaces expérimentales montre que la structure du noyau composé n'a aucune influence sur la production de noyaux lourds. Dans la voie de sortie vers le fondamental du noyau composé, la barrière de fission macroscopique, qui augmente avec le nombre de neutrons dans le noyau composé, est responsable de l'augmentation d'un facteur 9 par paire de neutrons supplémentaires dans la section efficace, comme trouvé pour le thorium. La barrière de fission macroscopique disparaît vers l'élément 106. Au-delà, le facteur de gain pour deux neutrons n'est pas connu, mais comme le montre les résultats de la production des éléments 110 à 112, il sera très probablement plus petit, un facteur 2 pour 2 neutrons.

On pourra tirer parti de cette caractéristique des sections efficaces de fusion en réalisant des expériences dont un partenaire sera issu d'un faisceau radioactif, donc plus riche en neutrons en considérant par exemple les réactions :

- 1) ${}^{72,74,76}\text{Zn} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{280,282,284}\text{112}$
- 2) ${}^{66,68,70}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{274,276,278}\text{110}$
- 3) ${}^{60,62,64}\text{Fe} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{268,270,272}\text{108}$

Ces réactions mènent à des éléments super lourds déjà synthétiser avec des projectiles plus légers. Leur étude permettrait de confirmer cette tendance de gain avec le nombre de neutrons dans le projectile avec une statistique plus importante.

Une approche complémentaire permettrait de quantifier l'effet de l'apport d'un proton, en exploitant la voie d'entrée avec des couches fermées, en utilisant des réactions menant aux mêmes isotones $N=132$:

- 1) ${}^{86}\text{Kr} + {}^{138}\text{Ba} \rightarrow {}^{224}\text{U}$
- 2) ${}^{87}\text{Rb} + {}^{136}\text{Xe} \rightarrow {}^{223}\text{Pa}$
- 3) ${}^{88}\text{Sr} + {}^{136}\text{Xe} \rightarrow {}^{224}\text{U}$
- 4) ${}^{89}\text{Y} + {}^{136}\text{Xe} \rightarrow {}^{225}\text{Np}$

Ces réactions dont les partenaires ont des couches fermées sont potentiellement réalisables dans les mêmes conditions expérimentales que celles décrites dans cette thèse. Elles devraient conduire à montrer que l'apport d'un proton est équivalente à la perte de 4 à 6 neutrons en terme de section efficaces.

Bibliographie

- [Agu90] Aguiar C.E. et al, *Nucl. Phys.* A517 (1990) 205-220
- [Agu92] Aguiar C.E. et Barbosa V.C., *Phys. Lett.* B289 (1992) 12-16
- [Ang89] Angert N. et al, *GSI Rep.* 89-1 (1989) 372
- [Arm87] Armbruster P., *1987 Proc. Int. School of Phys. « Enrico Fermi », Course 103* ; North Holland 103 (1989) 282-320
- [Arm98] Armbruster P., *Rep. Prog. Phys. to be published.*
- [Aud93] Audi G. et Wapstra A.H., *Nucl. Phys.* A565 (1993) 1-65
- [Bas74] Bass R., *Nucl. Phys.* A231 (1974) 45-63
- [Bas80a] Bass R., *Nuclear Reactions with Heavy Ions*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New-York 1980
- [Bas80b] Bass R., *Proc. Conf. On Deep-Inelastic and Fusion Reactions with Heavy ions*, Berlin 1979 - Berlin : Springer, 281-93
- [Bem73] Bemis C.E. et al, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 647-650
- [Ber89] Berdichevsky D. et al, *Nucl. Phys.* A502 (1989) 395c
- [Bha73] Bhaduri R.K. et Das Gupta, *Phys. Rev. Lett.* 47B (1973) 129-32
- [Blo77] Blocki J.P. et al, *Ann. Phys.* 105 (1977) 427
- [Blo86] Blocki J.P., Feldmeier H. et Swiatecki W.J., *Nucl. Phys.* A459 (1986) 145
- [Blo97] Blocki J., Skalski J. et Swiatecki W.J., *Nucl. Phys.* A618 (1997) 1-19
- [Boh69] Bohr A. et Mottelson B.R., *Nuclear Structure Vol. I*, New-York, Benjamin Press, 1969
- [Bra77] Braune K. et Schwalm D., *GSI Annual Report GSI-J-1-77* (1977) 117
- [Bri74] Brink D.M. et Rowley N., *Nucl. Phys.* A219 (1974) 79
- [Cas87] Casten R.F. et al, *Phys. Rev. Lett.* 58, N7 (1987) 658-661
- [Cle84] Clerc H.G. et al, *Nucl. Phys.* A419 (1984) 571-588
- [Coh63] Cohen S., Plasil F. et Swiatecki W.J., *AS* 63 p.325
- [Coh74] Cohen S., Plasil F. et Swiatecki W.J., *Ann. Phys. (N.Y.)* 82 (1974) 557
- [Cuj76] Cujec B. et Barnes C.A., *Nucl. Phys.* A266 (1976) 461
- [Dah82] Dahlinger M. et al, *Nucl. Phys.* A376 (1982) 94-130
- [Eas75] Eastham D.A., *Nucl. Instr. And Method* 125 (1975) 277
- [Fis72] Fiset E.O. et Nix J.R., *Nucl. Phys.* A193 (1972) 647-671
- [Frö84] Fröbrich P., *Phys. Rep.* 116 (1984) 337-400
- [Frö88] Fröbrich P., *Phys. Lett.* B215 (1988) 36-40
- [Frö91] Fröbrich P. et Marten J., *Zeit. Phys.* A339 (1991) 171-175
- [Gel92] Geller R. et al, *Re. Sci. Instrum.* 63 (1992) 2795-2800
- [Ghi74] Ghiorso A., et al, *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 1490-1493
- [Gil85] Gil S. et al, *Phys. Rev.* C31 (1985) 1752-62
- [Göp48] Göppert-Mayer M. et al, *Phys. Rev.* 74 (1948) 235-239
- [Häu73] Häusser O. Et al, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 323
- [Hau73] Hausser O. et al, *Phys. Rev. Lett.* A31 (1973) 323-6
- [Hei98] Heinz A., *Thesis TU Darmstadt* (1998)
- [Hig77] High M.D. et Cujec B., *Nucl. Phys.* A278 (1977) 149
- [Hil53] Hill D.L. et Wheeler J.A., *Phys. Rev.* 89 (1953) 1102
- [Hof95a] Hofmann S. et al, *Zeit. Phys.* A350 (1995) 277-280
- [Hof95b] Hofmann S. et al, *Zeit. Phys.* A350 (1995) 281-282

- [Hof96] Hofmann S. et al, *Zeit. Phys.* A354 (1996) 229
- [Hof97] Hofmann S. et al, *Zeit. Phys.* A358 (1997) 377-378
- [Hof98a] Hofmann S., *XXXIII Zakopane School of Physics*, 1-9 Sept. 1998
- [Hof98b] Hofmann S., *Rep. Prog. Phys.* 61 (1998) 639-689
- [Hus91] Hussein M.S., *Nucl. Phys.* A531 (1991) 192-204
- [Ign75] Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N. et Tishin A.S., *Yad. Fiz.* 21 (1975) 485 transl. *Sov. J. Nucl. Phys.* 21 (1975) 255
- [Jun98] Junghans A.R. et al, *Nucl. Phys.* A629 (1998) 635-655
- [Kra92] Kratz J.V. et al, *Phys. Rev.* C45 (1992) 1064-1069
- [Küh89] Kühn W. et al, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 1103-5
- [Laz95] Lazarev Yu. A. et al, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1903-1906
- [Laz96] Lazarev Yu. A., *Proceedings of the International Workshop XXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations « Extremes of Nuclear Structure »* Feldmeier H., Knoll J. and Nörenberg, Eds, Hirschegg, Austria, January 15-20 1996.
- [Lir76] Liran S. et Zeldes N., *At. Data Nucl. Data Tables* 17 (1976) 431-41
- [Mel67] Meldner H. et al, *Ark. Fys.* 36 (1967) 593-8
- [Mic73] Michaud G.J., *Phys. Rev.* C8 (1973) 525
- [Möl81] Möller P. et Nix J.R., *At. Data Nucl. Data Tables* 26 (1981) 165-96
- [Möl94] Möller P. et Nix J.R., *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 20 (1994) 1681-1747
- [Möl95] Möller P. et al, *At. Data and Nucl. Data Tables* 59 (1995) 185
- [Möl97] Möller P. et al, *Zeit. Phys.* A359 (1997) 251-255
- [Möl97a] Möller P. et al, *Zeit. Phys.* A359 (1997) 251-255
- [Möl97b] Möller P., *Private communication*
- [Mor91] Morawek W., *PhD Thesis Inst. Kernphysik, TH Darmstadt* (1991) et *Zeit. Phys.* A341 (1991) 75-78
- [Mos69] Mosel V. et al, *Zeit. Phys.* 222 (1969) 261-82
- [Mün79] Münzenberg G. et al, *Nucl. Instr. And Meth.* 161 (1979) 65-82
- [Mye66] Myers W.D. et al, *Nucl. Phys.* 81 (1966) 1-60
- [Mye67] Myers W.D. et Swiatecki W.J., *Ark. Fys.* 36 (1967) 343
- [Mye73] Myers W.D., *Droplet model of atomic nuclei*, New-York : IFI/Plenum 1973
- [Mye96] Myers W.D. et Swiatecki W.J., *Nucl. Phys.* A601 (1996) 141-167
- [Nik68] Nikolaev V.S. et Dmitriev I.S., *Phys. Letters A* 28 (1968) 277-278
- [Nil69] Nilsson S.G. et al, *Nucl. Phys.* A131 (1969) 1-66
- [Nix77] Nix R. et Sierk A.J., *Phys. Rev.* C15 (1977) 2072-2082
- [Nör81] Nörenberg W., *Phys. Lett.* B104 (1981) 107
- [Nuc95] *Nuclear Data Sheets* 76 (1995) 484
- [Oga74] Oganessian Yu. Ts., *Lecture Notes in Physics* 33 (Berlin: Springer) (1974) 221-52
- [Oga89] Oganessian Y. T., *Private communication*
- [Oga95] Oganessian Y. T., *Nucl. Phys.* A583 (1995) 823-836
- [Pla74] Plasil F., *NA 74 Vol.2* p.107
- [Qui93] Quint A.B. et al, *Zeit. Phys.* A346 (1993) 119-131
- [Ree66] Reeves H., *Astrophys. J.* 146 (1976) 447
- [Rei81a] Reisdorf W., *Zeit. Phys.* A300 (1981) 227-238
- [Rei81b] Reisdorf W., *Annual Report GSI-81-2* (1981) 73
- [Rei85] Reisdorf W. et al, *Nucl. Phys.* A444 (1985) 154-88
- [Sah84a] Sahm C.C. et al, *Zeit. Phys.* A319 (1984) 113-8 et *Nucl. Phys.* A441 (1985) 316-43
- [Sah84b] Sahm C.C., *Dissertation April 1984, Darmstadt D17.*

Bibliographie

- [Sar96] Saro S. et al, *Nucl. Instr. and Meth. A* 381 (1996) 520-526
- [Sch78] Schmidt-Böcking H. et Hornung H., *Zeit. Phys. A* 286 (1978) 253
- [Sch80] Schmidt K.H. et Vermeulen D., *Atomic Masses and Fundamental Constants 6 ed. J.A. Nolen and W. Benenson (New-York : Plenum) (1980) 119-128*
- [Sch81] Schmidt K.H. et al, *Zeit. Phys. A*301 (1981) 21
- [Sch83] Schulz N. et al, *Phys. Rev. C*28 (1983) 435
- [Sch84] Schmidt K.H. et al, *Zeit. Phys. A*316 (1984) 19-26
- [Sch91] Schmidt K.H. et Morawek W., *Rep. Prog. Phys.* 54 (1991) 949-1003
- [Sie74] Sierk A.J. et Nix J.R., *Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, Vol. II (IAEA Vienna 1974) 273*
- [Sie86] Sierk A.J., *Phys. Rev. C*33 (1986) 2039
- [Sob94] Sobiczewski A., *Physics of Particles and Nuclei* 25 (1994) 295-311
- [Sto89] Stokstad R.G. et al, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 399-402
- [Str67] Strutinski V., *Nucl. Phys. A*95 (1967) 420-442
- [Str67] Strutinsky V.M., *Nucl. Phys. A*95 (1967) 420-42
- [Swi72] Swiatecki W.J. et Björnholm S., *Phys. Rep.* 4 (1972) 325
- [Swi82] Swiatecki W.J., *Nucl. Phys. A*376 (1982) 275-291
- [Tök81] Töke J. et Swiatecki W.J., *Nucl. Phys. A*372 (1981) 141
- [Van58] Vandenbosh R. and Seaborg G.T., *Phys. Rev.* 110 (1958) 507-13
- [Van83] Vandenbosch R. et al, *Phys. Rev. C*28 (1983) 1161
- [Ver84] Vermeulen D. et al, *Zeit. Phys. A*318 (1984) 157-69
- [Wap77] Wapstra A.H., Bos K., *At. Data and Nucl. Data Tables* 19 (1977) 185
- [Wap88] Wapstra A.H. et al, *At. Data Nucl. Data Tables* 39 (1988) 281-7

Annexes

Historique des éléments transuraniens

Z	Nom	Découvreurs	Laboratoire	Date	Réaction	Ref
93	Np	E. M. McMillan, P.H. Abelson	Berkeley	1940	$^{238}\text{U} + \text{n} \rightarrow ^{239}\text{U} + \gamma \rightarrow ^{239}\text{Np}$	(1)
94	Pu	G. T. Seaborg, J. W. Kennedy, E. M. McMillan, A. C. Wahl.	Berkeley	1940	$^{238}\text{U} + ^2\text{H} \rightarrow ^{238}\text{Np} (+ 2\text{n}) \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	(2)
95	Am	G. T. Seaborg, R. James, L. Morgan, A. Ghiorso	Berkeley	1944	$^{240}\text{Pu} + \text{n} \rightarrow ^{241}\text{Pu} + \gamma \rightarrow ^{241}\text{Am}$	(3)
96	Cm	G. T. Seaborg, R. James, A. Ghiorso	Berkeley	1944	$^{239}\text{Pu} + ^4\text{He} \rightarrow ^{242}\text{Cm} + \text{n}$	(4)
97	Bk	G. T. Seaborg, S. G. Thompson, A. Ghiorso	Berkeley	1949	$^{241}\text{Am} + ^4\text{He} \rightarrow ^{243}\text{Bk} + 2\text{n}$	(5)
98	Cf	G. T. Seaborg, S. G. Thompson, A. Ghiorso, K. Street	Berkeley	1950	$^{242}\text{Cm} + ^4\text{He} \rightarrow ^{245}\text{Cf} + \text{n}$	(6)
99	Es		Argonne, Los Alamos,	1952	Débris radioactifs de l'explosion de la première bombe thermonucléaire. $^{238}\text{U} + 17\text{n}$	
100	Fm		Berkeley			
101	Md	G. T. Seaborg, A. Ghiorso, B. Harvey, G. Choppin, S. G. Thompson	Berkeley	1955	$^{253}\text{Es} + ^4\text{He} \rightarrow ^{256}\text{Md} + \text{n}$	(7)
102	No	A. Ghiorso, T. Sikkeland	Nobel institute	1957	$^{244}\text{Cm} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{253}\text{No} + 4\text{n}$	(8)
			Berkeley	1958	$^{244}\text{Cm} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{254}\text{No} + 4\text{n}$	(9)
103	Lr	A. Ghiorso, T. Sikkeland, A. Larsh, R. M. Latimer	Berkeley	1961	$^{249,250,251,252}\text{Cf} + ^{10,11}\text{B} \quad (\cong 2 \mu\text{g})$	(10)
104	Ku Rf	Flerov et al Ghiorso et al	JINR, Dubna	1964	$^{242}\text{Pu} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{260}\text{Ku} + 4\text{n}$	(11)
			Berkeley	1969	$^{249}\text{Cf} + ^{12,13}\text{C} \rightarrow ^{257,259}\text{Rf} + 4,3\text{n}$	(12)
105	Db	Flerov et al Ghiorso et al	JINR, Dubna	1967	$^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$	
			Berkeley	1970	$^{249}\text{Cf} + ^{15}\text{N}$	
106	Sg	A. Ghiorso et al	JINR, Dubna	1974	$^{208}\text{Pb} + ^{54}\text{Cr}$	(13)
			Berkeley	1974	$^{249}\text{Cf} + ^{18}\text{O} \rightarrow ^{263}\text{Sg} + 4\text{n}$	(14)
107	Bh	G. Muenzenberg, P. Armbruster, et al	JINR, Dubna GSI	1976 1981	$^{209}\text{Bi} + ^{54}\text{Cr} \rightarrow ^{262}\text{Bh} + \text{n}$	(15)
108	Hs	G. Muenzenberg, P. Armbruster, et al	GSI	1984	$^{208}\text{Pb} + ^{58}\text{Fe} \rightarrow ^{265}\text{Hs} + \text{n}$	(16)
109	Mt	G. Muenzenberg, P. Armbruster,	GSI	1982	$^{209}\text{Bi} + ^{58}\text{Fe} \rightarrow ^{266}\text{Mt} + \text{n}$	(17)

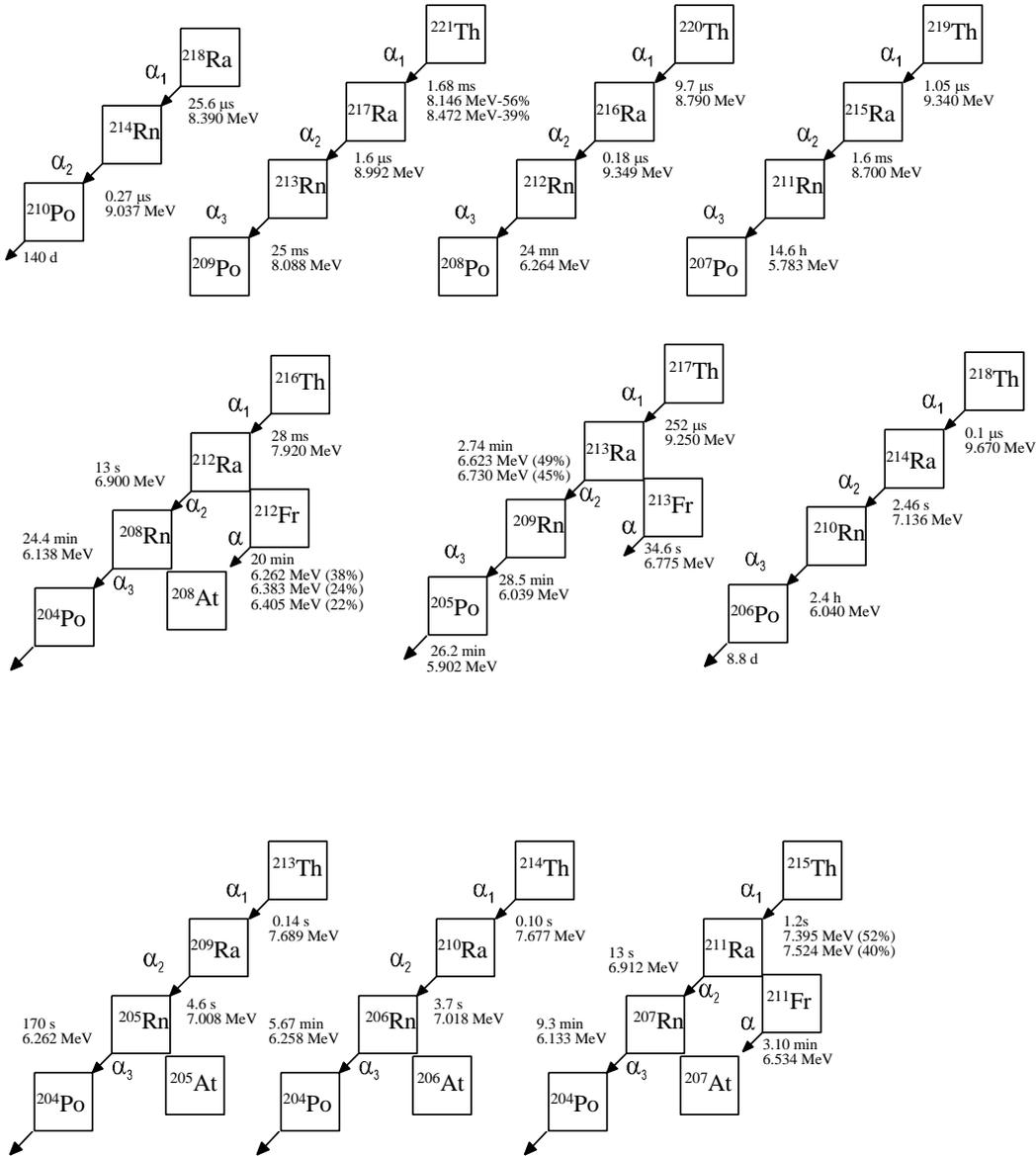
et al

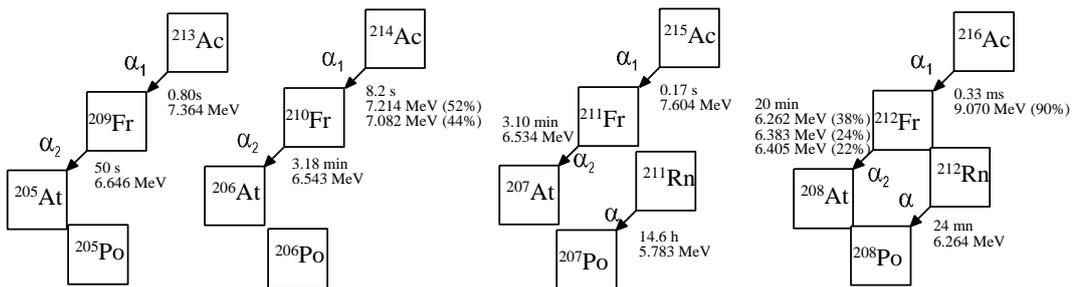
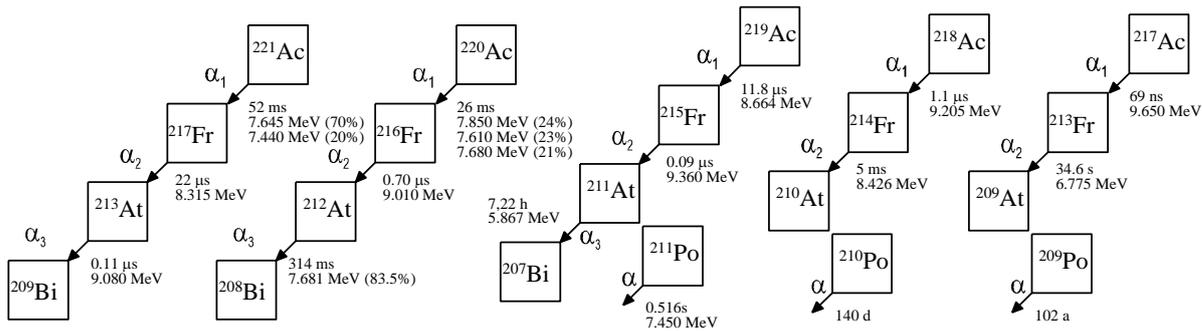


-
1. Mc Millan et al : Radioactive element 93. Phys. Rev. 57, 1185-1186 (1940)
 2. Seaborg et al : Radioactive element 94 from deuterons on uranium. Phys. Rev. 69, 366-367 (1946)
 3. Ghiorso et al : Preparation of Transplutonium isotopes by neutron irradiation. Phys. Rev. 78, 472 (1950)
 4. Seaborg et al : The chemical and radioactive properties of the heavy elements. Chem. Eng. News 23, 2190-2193 (1945)
 5. Thompson et al : Element 97. Phys. Rev. 77, 838-839 (1950)
 6. Thompson et al : Element 98. Phys. Rev. 78, 298-299 (1950)
 7. Ghiorso et al : New element Mendeleevium, Atomic number 101. Phys. Rev. 98, 1518-1519 (1955)
 8. Fields et al : Production of the new element 102. Phys. Rev. 107, 1460-1462 (1957)
 9. Ghiorso et al : Element 102. Phys. Rev. Lett. 1, 17-18 (1958)
 10. Ghiorso et al : New Element Lawrencium, Atomic Number 103. Phys. Rev. Lett. 6, 473-475 (1961)
 11. Flerov et al . Phys. Letters 13, 73 (1964) – At. Energ. (USSR) 17, 310 (1964)
 12. Ghiorso et al . Phys. Rev. Lett. Vol 22 – N 24, 1317-1319 (1969)
 13. Oganessian et al. JINR Preprint D7-8194, Dubna (1974)
 14. Ghiorso et al . Phys. Rev. Lett. 33, 1490 (1974)
 15. Munzenberg et al. Z. Phys. A 300, 107-108 (1981)
 16. Munzenberg et al. Z. Phys. A 317, 235 (1984)
 17. Munzenberg et al. Z. Phys. A 309, 89 (1982)
 18. Hofmann et al, Z. Phys. A 350, 277-280 (1995)
 19. Hofmann et al, Z. Phys. A 350, 281-282 (1995)
 20. Hofmann et al, Z. Phys. A 354, 229 (1996)

Seaborg : Transuranium elements : the synthetic actinides. Radiochimica Acta 70/71, 69-90 (1995)

Chaînes de décroissance





FRANCAIS

Les fonctions d'excitation de fusion-évaporation des systèmes $^{70}\text{Zn}+^{150}\text{Nd}$ et $^{86}\text{Kr}+^{130,136}\text{Xe}$ sont mesurées pour une énergie d'excitation du noyau composé ($^{216,220,222}\text{Th}$) variant de 7 MeV à 70 MeV (soit 4 à 5 MeV par nucléon d'énergie incidente), auprès de l'UNILAC du laboratoire de recherche GSI, Darmstadt (Allemagne).

Après désexcitation par évaporation (xn , pxn et αxn), les noyaux résiduels sont séparés du faisceau principal et des autres produits de réaction par le filtre de vitesse SHIP et implantés dans un détecteur à localisation. Les énergies caractéristiques des alphas de décroissance de ces noyaux permettent de les identifier et de déduire leur taux de production.

Les fonctions d'excitation expérimentales de fusion-évaporation sont comparées avec celles menant aux mêmes noyaux composés obtenus par d'autres combinaisons projectile et cible et avec celles calculées par un code développé au GSI. Ce code permet d'évaluer l'évolution des probabilités de fusion avec l'énergie incidente pour chaque système. La variation des sections efficaces et de la probabilité de fusion est étudiée en fonction des variables macroscopiques et microscopiques des noyaux projectiles et cibles.

Dans la synthèse de noyaux super-lourds, ces résultats démontrent quantitativement l'intérêt d'utiliser des partenaires de fusion riches en neutrons d'une part et à couche fermée d'autre part (la section efficace de fusion augmente d'un facteur 9 par paire de neutrons supplémentaires). Par contre, la présence d'une couche fermée dans le noyau composé n'influence pas la section efficace de fusion. Il sera moins difficile de synthétiser des noyaux de Z supérieur à 110 à partir de faisceaux secondaires de projectiles enrichis en neutrons, ce qui permettra aussi d'atteindre les isotopes des noyaux super-lourds proches des vallées de stabilité.

MOTS CLES : Réactions nucléaires - Sections efficaces – Excitation nucléaire - Détecteurs à semiconducteurs – Filtre de vitesse.

ANGLAIS

Experimental study of the influence of the structure of partners in the fusion of nearly symmetric systems.

The cross-sections for the formation of evaporation residues in ^{70}Zn and ^{86}Kr induced reactions with ^{150}Nd and $^{130,136}\text{Xe}$ isotopes were measured for excitation energies of the compound nuclei ($^{216,220,222}\text{Th}$) varied from 7 MeV to 70 MeV, at the linear accelerator UNILAC of the nuclear facility GSI, Darmstadt (Germany).

After de-excitation by evaporation (xn , pxn et αxn), the residual nuclei are separated from the primary beam and from parasitic reaction products by the velocity filter SHIP and are implanted into a silicon localisation detector. Their subsequently decay via alpha particles with characterised energies allows us to identify them and to deduce their production rate.

Experimental fusion-evaporation excitation functions are compared with those leading to the same compound nuclei obtained with other projectile and target combinations and with those calculated with a code developed at GSI. This code allows us to evaluate the evolution of the fusion probability as a function of the incident energy for each system. The variation of cross-sections and of the fusion probability is studied as a function of the macroscopic and microscopic variables of the partners.

For the synthesis of super-heavy elements, these results demonstrate quantitatively the interest in using partners of fusion with closed shell structures and rich in neutrons (the fusion cross-section increases by a factor of 9 for a complementary pair of neutrons). On the other hand, closed shell compound nuclei does not influence the fusion cross-section.

It will be worth synthesising nuclei with Z greater than 110 with neutron rich projectiles coming from secondary beams, isotopes approaching the predicted stability valley.

KEY WORDS : Nuclear reactions – Cross sections – Nuclear excitation – Semiconductor detectors - Velocity filter.