



HAL
open science

Mesure de la température maximale des résidus chauds émis dans la réaction $\text{Ar} + \text{Au}$ à 60 MeV/u

F.R. Lecolley

► **To cite this version:**

F.R. Lecolley. Mesure de la température maximale des résidus chauds émis dans la réaction $\text{Ar} + \text{Au}$ à 60 MeV/u. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1996. Français. NNT : . tel-03186941

HAL Id: tel-03186941

<https://in2p3.hal.science/tel-03186941v1>

Submitted on 31 Mar 2021

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.

FR 98 10021



FR9810021

LPC CAEN

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

ISMRA - Boulevard Maréchal Juin - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Section INIS
no. carap. la : 2.9/10/97
TIT :
Destination : I,I+D,D

THESE

présentée à l'UFR de Sciences de l'Université de Caen pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université de Caen
spécialité
Physique Nucléaire
par
François - René LECOLLEY

**Mesure de la température maximale des résidus chauds
émis dans la réaction Ar + Au à 60 MeV/u**

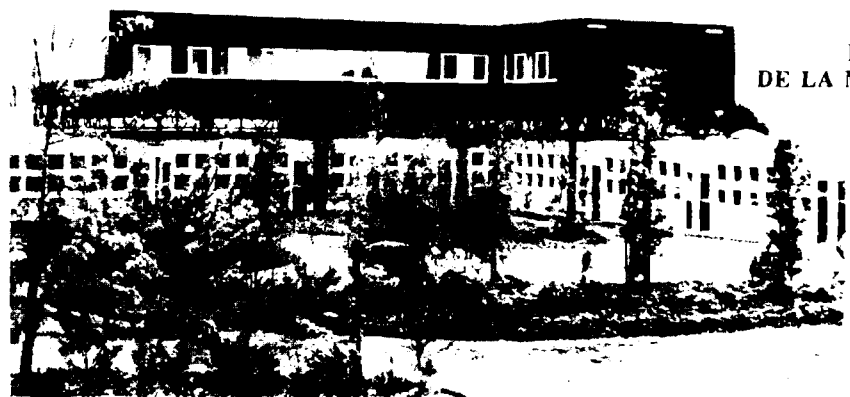
Juin 1996

LPCCT 96- 01

INSTITUT NATIONAL
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES
CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

INSTITUT DES SCIENCES
DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

UNIVERSITÉ DE CAEN



Téléphone : 31 45 25 00
Télécopie : 31 45 25 49

29 - 30

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
François-René LECOLLEY

Mesure de la température maximale
des résidus chauds
formés dans la réaction $\text{Ar} + \text{Au}$
à 60 MeV/u

Soutenue le 12 Juin 1996 devant la commission d'examen composée de

Messieurs

J.F. BRUANDET	Professeur (Université de Grenoble)	Rapporteur
F. HANAPPE	Chercheur agréé FNRS (Université Libre de Bruxelles)	Rapporteur
G. BIZARD	Directeur de Recherche CNRS (ISMRA - Caen)	
M. LOUVEL	Professeur (ISMRA - Caen)	
E. POLLACO	Physicien CEA (Centre de Recherche Nucléaire de Saclay)	
L. TASSAN-GOT	Chargé de Recherche CNRS (Université de Paris Sud - Orsay)	

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Guy BIZARD, directeur de cette thèse et membre du jury, pour sa patience et sa disponibilité durant ces trois années de travail en commun.

Je remercie Jean-François BRUANDET, Francis HANAPPE, Michel LOUVEL, Emmanuel POLLACCO et Laurent TASSAN-GOT pour leur participation au jury de cette thèse et la lecture critique qu'ils en ont fait.

Mes remerciements vont à l'ensemble des membres du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et à son directeur, Christian LE BRUN, pour leur accueil chaleureux et leur constant soutien tout au long de ces trois années de thèse.

Je remercie, bien sur, tous les membres de la collaborations DéMoN pour leur participation à l'expérience E240 et le plaisir que j'ai trouvé à participer, en leur compagnie, aux différentes campagnes DéMoN à Louvain La Neuve, à GANIL, à SARA ...

Je remercie GANIL pour la qualité de son accélérateur et de sa climatisation qui ont permis pendant les mois de Aout, Septembre et Octobre 1994 de réaliser l'expérience E240 dans les meilleures conditions possibles.

Enfin, je remercie l'ensemble des amis, amies, thésards et thésardes de France et de Navarre pour les multiples discussions que nous avons eues ces trois années que ce soit à l'Equipe, au Coffee Shop, à Maubuisson ou ailleurs.

Table des matières

Introduction	13
I Dispositif expérimental	17
A Vue générale	17
B Faisceaux et cibles	18
C Détecteurs	18
C.1 Télescopes 1 et 2	18
C.2 Plaques parallèles 1 et 2	19
C.3 DéMoN	20
C.4 SyReP	22
D Electronique et acquisition	23
D.1 Présentation du système	23
D.2 Configuration adoptée	23
II Fonctionnement et étalonnage des détecteurs	29
A Les télescopes et la détection des résidus	29
A.1 Les principes	29
A.2 L'étalonnage en temps	30
A.3 L'étalonnage en énergie	32
A.4 Bilan et remarques	36
B Les plaques parallèles et la détection des fragments de fission	37
B.1 Les principes	37
B.2 L'étalonnage en position	37
B.3 L'étalonnage en temps et/ou en énergie	37
B.4 Bilan et remarques	38
C L'ensemble DéMoN - SyReP et l'identification, détection des neutrons	38
C.1 Les principes	38
C.2 L'étalonnage en temps	40
C.3 L'identification des neutrons	41
C.4 Mesure de l'efficacité intrinsèque	46
C.5 Bilan et remarque	47

III	Analyse des données	51
A	Sélection des événements	51
A.1	Carte brute	52
A.2	La fission	52
A.3	Les résidus	54
A.4	Conclusion	56
B	Événements sélectionnés	57
B.1	Distribution en masse	58
B.2	Distribution en vitesse	58
B.3	Section efficace	60
B.4	Conclusion	62
C	DéMoN et SyReP	63
C.1	Multiplicités brutes	63
C.2	Distributions angulaires	65
C.3	Spectres en énergie	68
C.4	Conclusion	68
D	Mesure de température	69
D.1	Choix de l'expression de la température	70
D.2	Choix de la zone de mesures	71
D.3	Comment mesurer la température initiale?	71
IV	Détermination des paramètres initiaux des noyaux chauds	73
A	Le générateur SiMoN et le filtre DéMoN	73
A.1	Le générateur SiMoN	73
A.2	Le filtre DéMoN	74
B	Transfert massif et diffusion profondément inélastique	75
B.1	L'hypothèse du transfert massif	75
B.2	L'hypothèse de la diffusion profondément inélastique	75
B.3	Remarques et commentaires	76
C	Détermination de la multiplicité de neutrons évaporés	79
D	Corrélation Température-Vitesse du résidu	80
D.1	Températures apparentes	81
D.2	Températures initiales	81
E	Corrélation Température-Multiplicité de neutrons évaporés	83
F	Détermination de la masse initiale	83
V	Mode de production des résidus	87
A	Caractéristiques des résidus lourds	87
A.1	Choix des systèmes étudiés	87
A.2	Section efficace de production des résidus	88
A.3	Température, énergie d'excitation de ces résidus	90
A.4	Conclusion	92
B	Prédiction par un code de type B.N.V	92

B.1	Les modèles de type B.N.V	93
B.2	Résultats du modèle	93
C	Réponses aux questions?	95
Conclusion		97

Table des figures

I.1	Dispositif expérimental	20
I.2	Cellule DéMoN couplée à un SyReP	21
I.3	Configuration cylindrique de DéMoN au GANIL	22
I.4	Electronique logique	24
I.5	Electronique analogique synchrone	26
I.6	Electronique analogique asynchrone	27
I.7	Mise en temps de DéMoN	28
II.1	Diagramme brut $E - \Delta E$ pour la détermination de l'origine des temps	31
II.2	Droite d'étalonnage en énergie obtenue à partir de la diffusion du faisceau d'argon ralenti	33
II.3	Comparaison entre l'énergie mesurée et l'énergie théorique pour la détermination du défaut d'ionisation	34
II.4	Défaut d'ionisation pour les cibles d'argent, d'holmium et les fragments de fission du ^{252}Cf	35
II.5	Temps de vol brut dans une cellule DéMoN	40
II.6	Signal lumineux émis par le scintillateur liquide	42
II.7	Discrimination n/γ	43
II.8	Discrimination $n/p,d,t$	44
II.9	Temps de vol des neutrons, gammas et particules chargées dans DéMoN	45
II.10	Efficacité intrinsèque d'une cellule DéMoN	49
III.1	Carte masse - vitesse sans sélection pour le télescope 1	53
III.2	Carte masse - vitesse pour les coïncidences télescope 1 - plaque parallèle 1	53
III.3	Carte charge mesurée - temps de vol, pour la plaque parallèle 1	54
III.4	X vs Z pour la plaque parallèle 1	55
III.5	Carte masse - vitesse après soustraction de la fission et des quasi projectiles pour le télescope 1	56
III.6	Distribution en masse des fragments détectés dans le télescope 1	59
III.7	Distribution en masse des fragments détectés dans le télescope 2	59
III.8	Evolution de la distribution en masse en fonction de la vitesse des fragments pour le télescope 1	60
III.9	Distribution en vitesse des fragments détectés dans le télescope 1	61
III.10	Distribution en vitesse des fragments détectés dans le télescope 2	61

III.11	Section efficace de production en fonction de la vitesse du fragment lourd	62
III.12	Evolution de la multiplicité de neutrons détectés totale (cercle plein) et dans l'hémisphère avant (cercle ouvert) en fonction de la masse du fragment lourd	64
III.13	Evolution de la multiplicité de neutrons détectés dans l'hémisphère arrière en fonction de la masse du fragment lourd	64
III.14	Evolution de la multiplicité de neutrons détectés totale (cercle plein) et dans l'hémisphère avant (cercle ouvert) en fonction de la vitesse du fragment lourd	66
III.15	Evolution de la multiplicité de neutron dans l'hémisphère arrière en fonction de la vitesse du fragment lourd	66
III.16	Distribution angulaire des neutrons pour différentes vitesses de recul du résidu et pour le télescope 1	67
III.17	Distribution angulaire des neutrons pour différentes vitesses de recul du résidu, obtenue à partir d'un générateur d'événements filtrés par le dispositif expérimental	67
III.18	Spectre en énergie des neutrons en fonction de l'angle d'émission dans le référentiel du fragment lourd de vitesse moyenne 0.55 cm/ns	69
IV.1	Corrélation Energie d'excitation Vitesse de recul pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique	76
IV.2	Corrélation Température initiale Vitesse de recul pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique	77
IV.3	Corrélation Température initiale Multiplicité de neutrons évaporés pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique	78
IV.4	Corrélation Température initiale Température apparente pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique	78
IV.5	Evolution de la multiplicité initiale de neutrons en fonction de la vitesse du fragment lourd	80
IV.6	Corrélation Température apparente Vitesse de recul	82
IV.7	Corrélation Température initiale Vitesse de recul	82
IV.8	Corrélation Température apparente Multiplicité de neutrons évaporés. Comparaison avec une hypothèse de diffusion profondément inélastique et pour deux valeurs du paramètre densité de niveau	84
IV.9	Corrélation Température apparente Multiplicité de neutrons évaporés. Comparaison avec une hypothèse de transfert massif et pour deux valeurs du paramètre densité de niveau	84
IV.10	Corrélation Multiplicité de particules légères chargées évaporées Multiplicité de neutrons évaporés d'après les prédictions du générateur SiMoN . . .	86
IV.11	Corrélation Masse Vitesse de recul pour les résidus et pour les deux télescopes	86
V.1	Section efficace de production des résidus lourds formés dans les collisions Ar + Ag, Ar + Au et Ar + Th	89

V.2	Corrélation Température initiale Vitesse de recul du résidu. Comparaison entre les prédictions d'un code de type B.N.V et nos données	95
V.3	Corrélation Masse initiale Vitesse de recul du résidu. Comparaison entre les prédictions d'un code de type B.N.V et nos données	96
V.4	Evolution d'après le code B.N.V de la densité de nucléon entre 0 et 200 fm/c pour différents paramètres d'impact	98

Liste des tableaux

I.1	Caractéristiques des faisceaux utilisés dans l'expérience E240	18
I.2	Positionnement des télescopes	19
II.1	Etalonnage en temps des télescopes	31
II.2	Configuration dans l'enceinte à vide pour le faisceau ralenti	34
II.3	Efficacité mesurée au CRN	46
II.4	Efficacité mesurée à l'UCL	47
II.5	Efficacité mesurée au LPC	47
III.1	Contamination par la fission non identifiée	56
V.1	Systèmes étudiés pour la production de résidus lourds	88
V.2	Températures des résidus observés dans les systèmes étudiés	90
V.3	Résultats du code B.N.V avec b le paramètre d'impact, A et Z la masse et le numéro atomique, l le moment angulaire, V la vitesse de recul, θ l'angle d'émission en coordonnées sphériques, ϵ^* l'énergie d'excitation en MeV par nucléon, T la température en MeV calculée en supposant un paramètre densité de niveau de 12 et P la probabilité de donner un résidu en considérant une désexcitation statistique du fragment lourd produit. Pour V et θ sont données les valeurs dans le référentiel du laboratoire.	94

Introduction

L'étude des noyaux chauds constitue un chapitre important de la physique des ions lourds. Elle débouche sur de nombreuses questions concernant les propriétés de la matière nucléaire excitée, les mécanismes de réaction (comment les noyaux chauds sont-ils créés?), les modes de désexcitation des noyaux excités (quels sont les rapports de branchement de l'évaporation, de la fission, de la multifragmentation, en fonction de la masse et de l'énergie d'excitation du noyau considéré?).

Nous nous sommes intéressés dans ce travail à la production de résidus lourds dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon, système abondamment étudié par différentes collaborations [EUDES88, HAMDANI93, SOKOLOV90]. Nous avons recherché les limites d'existence des noyaux chauds émis dans cette réaction, essayant de répondre à la question : jusqu'à quelle température (ou quelle énergie d'excitation) un noyau proche de l'or peut-il survivre sans fissionner ou fragmenter? C'est une question importante pour la compréhension du comportement de la matière nucléaire car s'il n'est pas surprenant qu'un noyau puisse emmagasiner, puis restituer, une énergie d'excitation de quelques MeV ou quelques dizaines de MeV sans que cette perturbation ne menace son existence, il devient plus inattendu que l'édifice nucléaire ne se disloque pas au cours du processus de désexcitation lorsque l'énergie d'excitation devient supérieure à 8 MeV par nucléon.

Expérimentalement, la difficulté principale de ce type d'expérience consiste à déterminer l'énergie d'excitation ou la température des noyaux au moment où ils sont formés sans faire appel à des modèles incertains.

Si l'on choisit de déterminer l'énergie d'excitation, il faut pouvoir détecter tous les fragments et particules émis par le noyau lors du processus de désexcitation, les identifier comme tels et sommer leurs énergies cinétiques dans le repère du noyau chaud. On se heurte ici à plusieurs problèmes :

- même avec un multidétecteur d'excellente qualité (par exemple INDRA pour la dernière génération [MARIE95, METIVIER95] ou NAUTILUS pour la précédente [HAMDANI93, LOPEZ93, VIENT92]), tous les produits de désexcitation ne sont pas détectés : le détecteur a un seuil en énergie, des angles morts et ne détecte pas les neutrons.

- tous les produits détectés en coïncidence avec le résidu final du noyau chaud ne proviennent pas du noyau chaud initial : certains ont pu être émis aux premiers instants de la collision (émission de pré équilibre) ou peuvent provenir de la désexcitation du quasi projectile [POPESCU95].

Si l'on choisit de mesurer la température, d'autres difficultés surgissent :

- il faut être sûr que les particules utilisées pour déterminer la température proviennent bien du noyau excité. On retrouve donc le problème de l'identification des sources qui se posait dans le cas de la détermination de l'énergie d'excitation. Toutefois, on n'a pas besoin ici d'identifier toutes les particules émises par le noyau chaud mais seulement de sélectionner un domaine angulaire où les particules détectées proviennent à coup sûr de ce noyau.

- il faut tenir compte du fait que les particules évaporées sont émises tout au long de la chaîne de désexcitation, donc à des températures différentes. La température mesurée n'est donc pas la température initiale mais une température apparente, plus faible.

- la distribution d'énergie des particules chargées n'est pas une distribution thermique pure : elle est perturbée par l'interaction coulombienne entre la particule et le noyau émetteur et cette perturbation varie tout au long de chaîne de désexcitation avec la charge décroissante du noyau.

Nous avons choisi pour ce travail de mesurer la température des noyaux en détectant leurs neutrons d'évaporation ce qui évite la complication de la barrière coulombienne variable et facilite d'autre part la séparation des sources d'émission.

Le mémoire est organisé de la façon suivante :

- le premier chapitre est une vue d'ensemble de l'expérience réalisée au GANIL dans le cadre de ce travail en Octobre 1994,

- le second chapitre présente les étalonnages réalisés pour l'ensemble des détecteurs utilisés dans cette expérience,

- le troisième chapitre se focalise sur les données expérimentales et présente la méthode de sélection des événements dits résidus ainsi que leurs caractéristiques brutes,

- le quatrième chapitre est dédié à la détermination des paramètres initiaux, c'est à dire avant la cascade d'évaporation, des résidus lourds observés,

- le dernier chapitre se veut un bref récapitulatif des données obtenues sur les résidus ces dernières années et permet, au travers des résultats d'un code type B.N.V, d'apporter des éléments de réponse aux nombreuses questions posées par les caractéristiques particulières de ces résidus.

Ce dernier chapitre est bien évidemment suivi d'une conclusion tant du point de vue expérimental que du point de vue compréhension du mécanisme de production des résidus lourds produits dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

Chapitre I

Dispositif expérimental

Introduction

Dans ce chapitre, nous faisons dans un premier temps, une description du dispositif de l'expérience E240 réalisée en octobre 1994 au GANIL¹. L'objectif principal de cette expérience est la détermination de la température des fragments lourds, les résidus, produits dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon. Pour ce faire, nous avons utilisé trois groupes de détecteurs :

- des télescopes pour la détection des fragments lourds,
- des plaques parallèles pour éliminer, par anticoincidence, les événements de fission,
- l'ensemble DéMoN² - SyReP³ pour l'analyse des neutrons émis.

Dans un deuxième temps, nous présentons de façon succincte, l'acquisition de données spécifique de DéMoN ainsi que l'électronique classique utilisée dans cette expérience.

A Vue générale

Le dispositif utilisé dans l'expérience E240 est des plus simples, comparativement à la nouvelle génération de multidétecteurs, puisqu'il ne fait intervenir qu'un nombre limité de détecteurs que l'on peut classer selon deux catégories :

- les détecteurs maîtres constitués de deux télescopes,
- les détecteurs esclaves constitués de deux plaques parallèles et de l'ensemble DéMoN - SyReP.

1. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
2. Détecteur Modulaire de Neutron
3. Système de Rejection des Particules chargées

La distinction maître esclave est basée sur le fait que les détecteurs sont ou non, partie prenante dans la définition du trigger minimum de l'acquisition.

En plus des détecteurs sus cités, nous avons utilisé un scintillateur solide, un BaF_2 , afin de s'assurer de la stabilité en temps du faisceau et de l'éventuelle dérive du signal haute fréquence délivré par le cyclotron. L'étude de cette dérive est primordiale dans la mesure où ce signal est utilisé comme référence absolue en temps aussi bien pour les télescopes et les plaques parallèles que pour l'ensemble DéMoN - SyReP. Ce détecteur était placé en bout de ligne, au niveau de la cage de Faraday.

B Faisceaux et cibles

Le faisceau délivré par GANIL était de l'argon à environ 60 Mev par nucléon, et une fréquence cyclotron de l'ordre de 11 Mhz. Pour les étalonnages, ce faisceau a été ralenti jusqu'à 4.5 Mev par nucléon pour un état de charge 16^+ . La mise en temps de l'électronique a été réalisée pour l'essentiel, avec le faisceau auxiliaire de chrome (Tableau I.1).

	Faisceaux	Energie(A.Mev)	Fréquence(Mhz)	Période(ns)	Charge
Pilote	$^{40}_{18}\text{Ar}$	60.9378	11.0538	90.467	18^+
Etalon	$^{40}_{18}\text{Ar}$	4.4986	11.0538	90.467	16^+
Parasite	$^{50}_{24}\text{Cr}$	62.9885	11.2216	89.114	24^+

TAB. I.1 - Caractéristiques des faisceaux utilisés dans l'expérience E240

L'arrêt faisceau, à environ 6 mètres de la cible, se faisait dans une cage de Faraday protégée par des blocs de béton ainsi que par un mur de paraffine boratée afin de limiter la pollution des mesures par des diffusions multiples de neutrons et/ou de protons de haute énergie au niveau des cellules DéMoN.

Les cibles utilisées étaient des cibles d'or de $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Pour les étalonnages, nous avons utilisé des cibles d'or, d'holmium et d'argent de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, supportées par du carbone de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

C Détecteurs

C.1 Télescopes 1 et 2

Ces détecteurs sont dédiés à la détection des fragments lourds et lents aux angles avants (Figure I.1). Ils sont constitués des deux étages suivants :

- un détecteur solide à barrière de surface en silicium, de section carrée de 25 cm^2 et de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur,
- un même détecteur en silicium dopé au lithium, de même section et de 3.5 mm d'épaisseur.

Le premier étage des télescopes permet, par la méthode $E - TVol$, une identification en masse et en vitesse des fragments lourds. Le temps de vol est obtenu à partir du signal haute fréquence du cyclotron, utilisé pour armer le codeur en temps, et le signal issu de la sortie temps du préamplificateur associé au premier étage du télescope, utilisé pour stopper le codeur en temps. L'énergie est obtenue par le codage en amplitude de la sortie énergie du préamplificateur. L'utilisation de préamplificateur type Passérieux a permis de mesurer ces temps de vol avec une bonne précision dans la mesure où la sortie temps de ces préamplificateur délivre des signaux dont le front de montée est de l'ordre de 25 ns pour les fragments les plus lourds.

Le deuxième étage, utilisé en veto lors du dépouillement, permet un rejet des particules ayant traversé le premier étage (quasi projectiles, particules légères chargées ...). Il suffit pour cela de coder la sortie énergie du préamplificateur associé à ce deuxième étage.

Télescope	Distance _(cm)	Angle _(deg.)	vitesse seuil _(cm/ns)
1	24.5	15	0.27
2	40.2	8	0.44

TAB. I.2 - *Positionnement des télescopes*

Pour obtenir une bonne résolution sur la mesure du temps de vol, il est nécessaire que la distance de vol soit la plus longue possible. Cependant, compte tenu de la pulsation du faisceau (Tableau I.1), la mesure du temps de vol des résidus ne peut se faire que modulo la période du faisceau. Ce modulo introduit une ambiguïté sur la mesure des vitesses des résidus.

Pour en tenir compte, nous avons dissymétrisé notre dispositif en plaçant l'un des télescopes le plus loin qu'il nous était permis dans l'enceinte à vide et le second à une distance telle que la vitesse minimale des résidus détectés soit inférieure à 0.30 cm/ns (Tableau I.2).

Pour chaque télescope, l'information recueillie contient :

- l'énergie déposée ou la perte d'énergie dans le premier étage,
- le temps de vol de la particule,
- éventuellement, la perte d'énergie dans le deuxième étage.

C.2 Plaques parallèles 1 et 2

Pour la détection du fragment partenaire dans le cas d'un événements de type fission, nous avons placé aux angles arrières (Figure I.1), des plaques parallèles à localisation à bas seuil en énergie. Chaque plaque présente une face d'entrée carrée de 159 mm de côté, est située à un angle de 139 degrés et une distance de 11.2 cm de la cible.

Dans notre analyse, les informations données par ces plaques permettront d'éliminer les événements pour lesquels le fragment détecté dans un télescope est un fragment de fission dont le partenaire est détecté dans l'une des deux plaques parallèles.

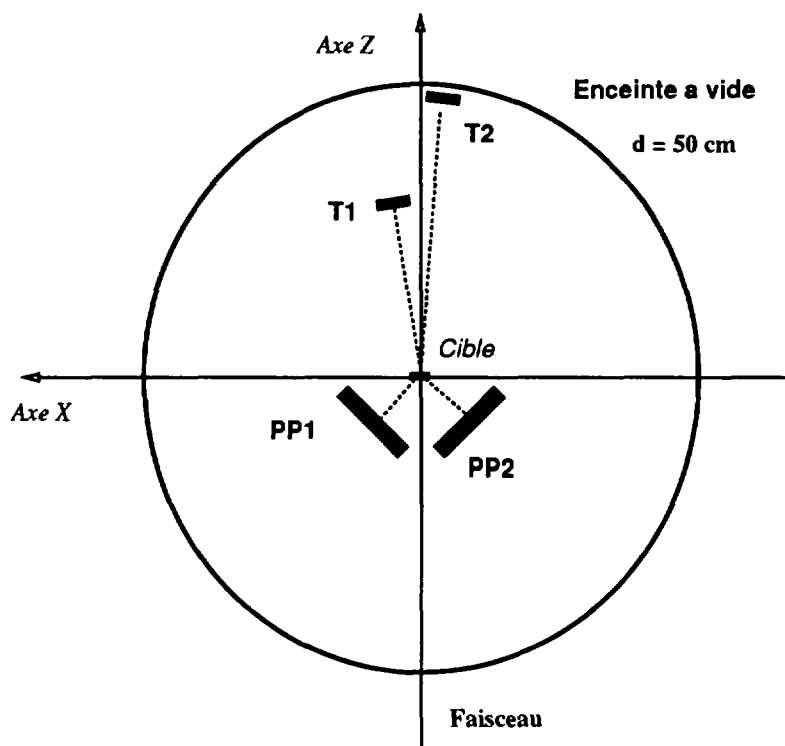


FIG. I.1 - *Dispositif expérimental*

Pour chaque plaque, l'information recueillie contient :

- la localisation par la donnée des angles θ et ϕ ,
- le temps de vol de la particule incidente et son dépôt d'énergie dans la plaque.

Le temps de vol est obtenu à partir du signal haute fréquence délivré par le cyclotron, utilisé pour armer le codeur en temps, et du signal temps issu du préamplificateur associé aux plaques parallèles, utilisé pour stopper le codeur en temps. Le dépôt d'énergie est obtenu par le codage en charge de ce signal temps.

C.3 DéMoN

DéMoN [MOUATASSIM94] est un détecteur modulaire de neutrons utilisé pour la première fois en Mai 1994 dans sa configuration sphérique à Louvain La Neuve, en Belgique. Constitué d'une centaine de cellules indépendantes, il permet, après identification, une mesure des des distributions angulaire et en énergie des neutrons à partir de la donnée du temps de vol. Chaque cellule est constituée d'un cylindre de 16 cm de diamètre, profond de 20 cm, rempli de liquide scintillant, du NE213, couplé à un photomultiplicateur (Figure I.2).

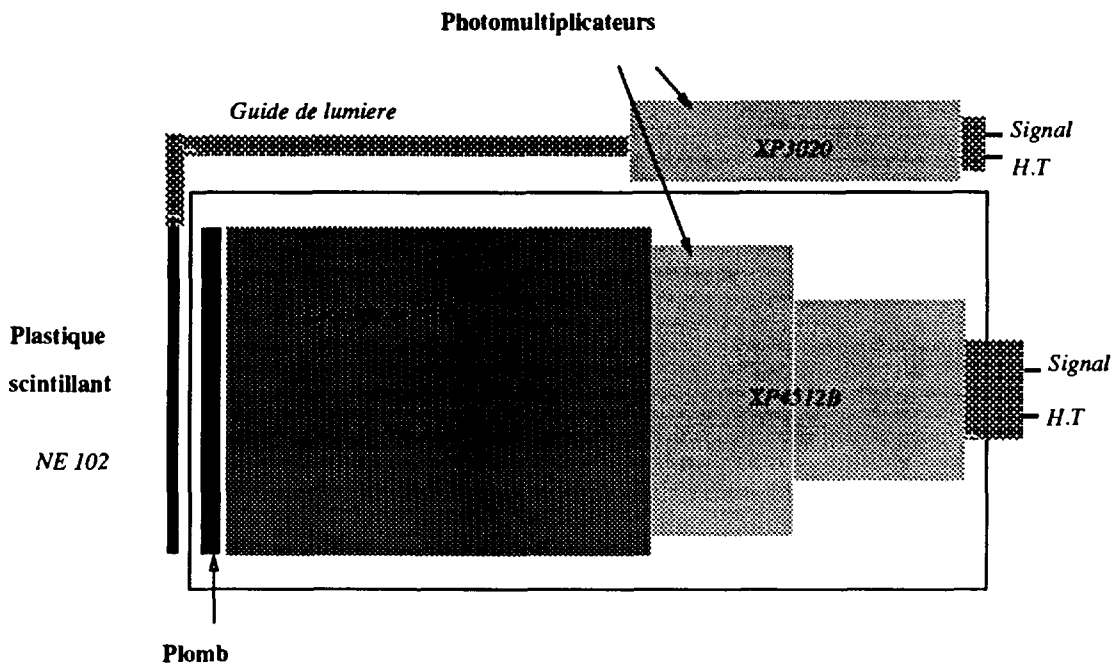


FIG. I.2 - Cellule DÉMoN couplée à un SyReP

La configuration adoptée au GANIL pour les expériences E236 et E240 est un cylindre de révolution autour de l'axe vertical perpendiculaire au faisceau, centré sur la cible. Ce cylindre était constitué de quatorze colonnes de six cellules, réparties de façon homogène dans l'espace, à environ deux mètres de la cible (Figure I.3).

En plus de ces 84 cellules, il faut noter la présence :

- de huit cellules supplémentaires sur deux colonnes avants destinées à une estimation des corrélations neutron-neutron et de la diaphonie par une équipe de Nantes,
- de cinq cellules au niveau du plafond afin de compléter la couverture angulaire du dispositif.

L'ensemble comportait donc 97 cellules et permettait une couverture de l'angle solide de l'ordre de 3%.

Pour chaque cellule, l'information recueillie contient :

- le temps de vol de la particule, donc son énergie,
- l'identification de la particule par l'analyse en forme [MOSZYŃSKI^{94a}, MOSZYŃSKI^{94b}, MOUATASSIM⁹⁵, WOLSKI⁹⁵] du signal émis par le scintillateur.

Dans le cas de DÉMoN, les codeurs en temps sont stoppés par le signal haute fréquence validé délivré par le cyclotron et armés par le signal temps issu des discriminateurs à fraction constante couplés aux photomultiplicateurs des différentes cellules touchées.

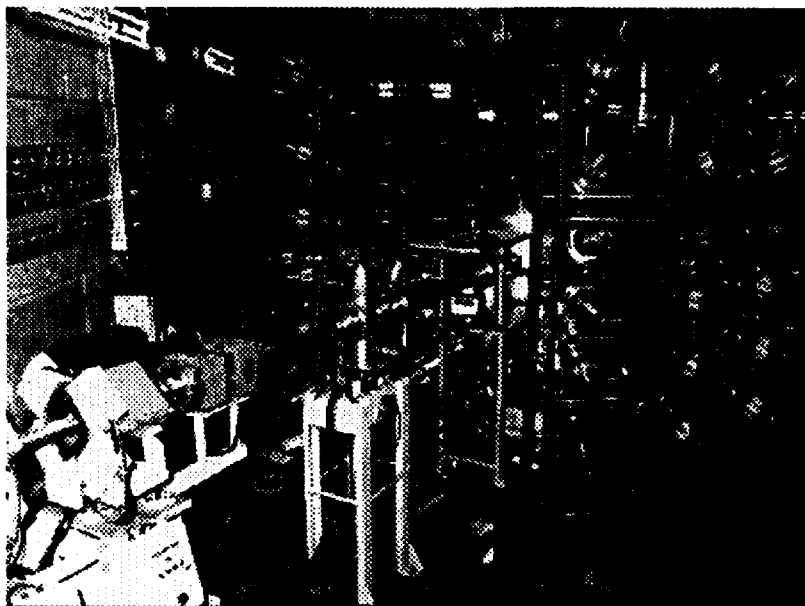


FIG. I.3 - Configuration cylindrique de DéMoN au GANIL

L'identification implique un double codage en charge du signal lumineux issu des photomultiplicateurs, le premier concernant tout le signal (charge totale), le second seulement sa composante lente (charge lente).

C.4 SyReP

SyReP [MOUATASSIM94, MOUSTAFA93] est un système de rejection des particules chargées. Il est constitué de 24 modules de scintillateurs plastiques, du NE102, de faible épaisseur : 3 mm. Placé en face avant d'une cellule DéMoN (Figure I.2), ce scintillateur permet une identification des particules chargées émises au cours de la réaction et donc leur élimination dans la mesure où l'efficacité intrinsèque de détection est de 100% pour les particules chargées et d'environ 0,5% pour les neutrons.

Afin de renforcer ce système de rejection, il a été ajouté, en face avant de toutes les cellules DéMoN, un absorbeur de plomb de 0.5 cm d'épaisseur. Ce plomb joue, en fait, un double rôle :

- il impose un seuil d'environ 80 MeV pour les protons et limite donc une contamination par les particules chargées légères pour les cellules DéMoN non équipées de SyReP,
- il diminue le flux de gammas issus de la réaction dans la cible sans affecter l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons de chaque cellule.

Dans l'expérience E240, nous avons équipé des cellules DéMoN de SyReP jusqu'à des angles θ de 90 degrés.

Pour chaque module, l'information recueillie contient uniquement l'indication sur la nature chargée ou non de la particule incidente, obtenue à partir de la mesure du dépôt d'énergie dans le scintillateur plastique.

Ce dépôt d'énergie est obtenu par le codage en charge du signal issu du photomultiplicateur couplé à chacun des SyReP.

D Electronique et acquisition

D.1 Présentation du système

Ce paragraphe se veut une présentation sommaire du système d'acquisition utilisé. Cette acquisition est spécifique de DéMoN et a été développée parallèlement au multidétecteur.

Du point de vue électronique : deux standards et deux logiques électroniques ont été utilisés :

- le standard CAMAC et une logique synchrone pour l'ensemble des détecteurs placés dans l'enceinte à vide ainsi que le BaF_2 ,
- le standard VXI et une logique asynchrone pour l'ensemble DéMoN et SyReP.

Du point de vue informatique : la synchronisation des informations provenant des détecteurs de l'enceinte, du BaF_2 et de l'ensemble DéMoN et SyReP a été réalisée par programmes. L'acquisition, totalement autonome, était pilotée par une station SUN permettant la collection et l'enregistrement de l'information sur bande EXABYTE Double Densité. Un PC, relié à l'ensemble, permettait la visualisation en ligne du bon fonctionnement de l'expérience.

D.2 Configuration adoptée

Déclenchement de l'acquisition : afin de ne stocker sur bande que des événements a priori intéressants, il est nécessaire de définir les conditions minimales que doivent remplir ces événements. En l'occurrence, notre problématique est relativement simple puisque nous ne désirons étudier que les événements pour lesquels l'un, au moins, des deux télescopes a été "touché".

Le déclenchement principal de l'acquisition se fait donc par le signal haute fréquence délivré par le cyclotron, validé par un *OU* logique des télescopes.

Trigger DéMoN : ce tiroir VXI joue le rôle de module de décision rapide. Il comporte :

- en entrée, 12 voies de décision déclenchantes (voies maitres) et/ou présentes (voies esclaves) générant deux mots de marquage permettant, hors ligne, une caractérisation rapide de l'événement,
- en sortie, plusieurs signaux rapides générés lorsqu'une voie déclenchante est touchée et utilisés d'une part, pour armer l'ensemble des codeurs CAMAC

associés aux détecteurs contenus dans l'enceinte à vide ainsi qu'au BaF_2 et, d'autre part pour stopper les codeurs VXI de l'ensemble DéMoN - SyReP.

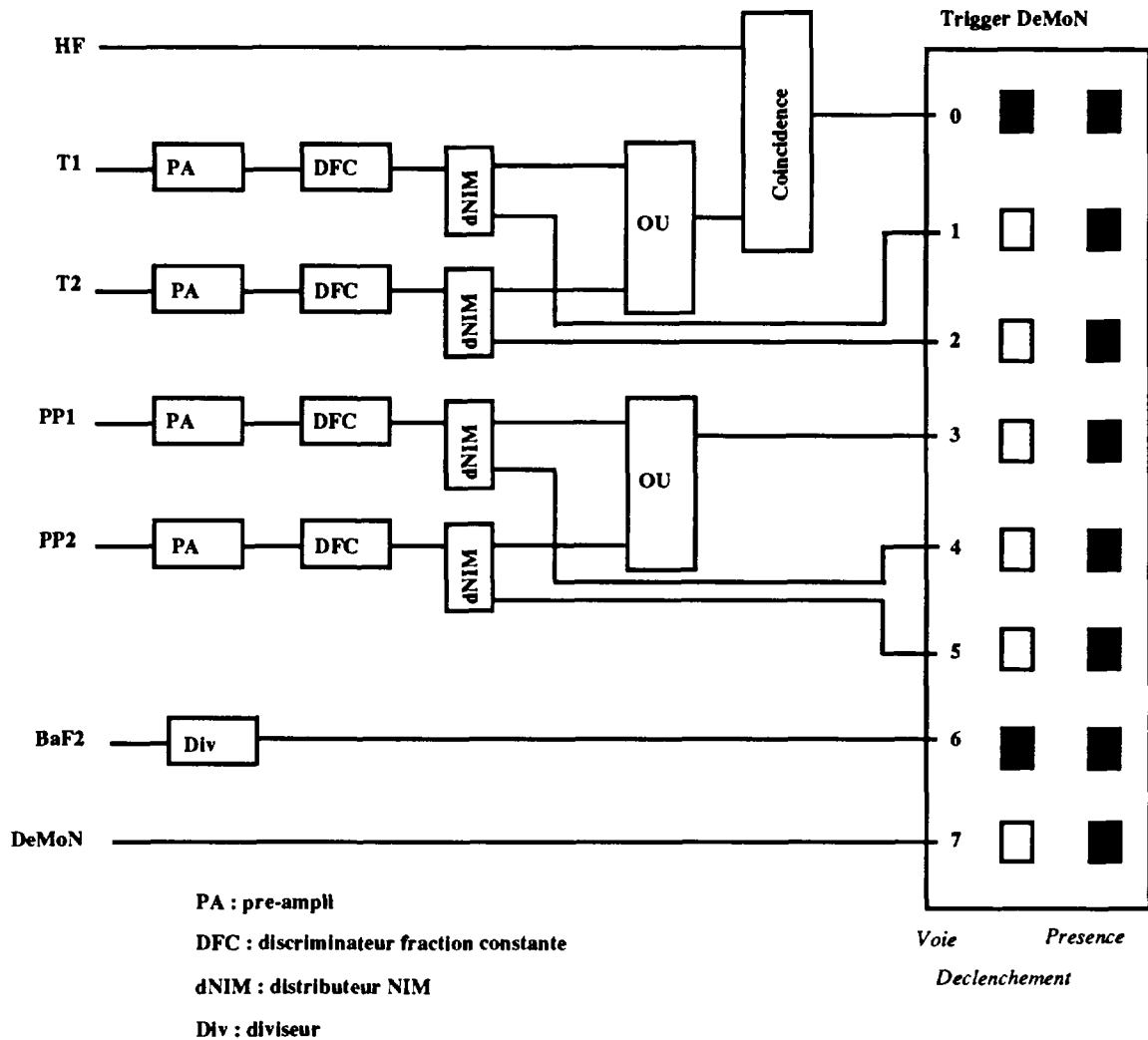


FIG. I.4 - *Electronique logique*

Sur la figure I.4 est présentée l'électronique logique associée au Trigger DéMoN. Deux voies sont déclenchantes et présentes :

- la voie 0 qui correspond au déclenchement principal de l'acquisition, soit le signal haute fréquence délivré par le cyclotron et validé par le OU logique des télescopes,

- la voie 6 associée au BaF_2 échantillonné afin de s'assurer de la stabilité du faisceau au cours du temps et prévenir une éventuelle dérive du signal haute fréquence du cyclotron. En l'absence de dérive, la validation du signal haute fréquence par le OU des télescopes assure une référence absolue en temps.

Les six autres voies sont présentes et jouent le rôle d'échelles de comptage pour les télescopes 1 et 2 (voies 1 et 2), les plaques parallèles 1 et 2 (voies 4 et 5), les coïncidences plaque 1 / plaque 2 (voie 3) et l'ensemble DéMoN (voie 7). L'utilisation d'autres échelles de comptage pendant l'expérience a permis de vérifier l'information issue du Trigger DéMoN et de la compléter en comptabilisant les coïncidences télescope1 / télescope 2, le BaF_2 non divisé, la haute fréquence validée et non validée.

Nous présentons sur la figure I.5 l'électronique analogique synchrone associée aux détecteurs de l'enceinte à vide. Le schéma de cette électronique synchrone est standard.

L'ensemble des codeurs est armé par le signal de déclenchement issu du Trigger DéMoN ("start" pour les codeurs en temps ou "porte" pour les codeurs en charge et en amplitude). Le "stop" des codeurs en temps est réalisé par le signal logique généré par les discriminateurs à fraction constante à partir des sorties temps préamplifiées des détecteurs considérés (une sortie par télescope et par plaque parallèle pour la mesure des temps de vol, quatre sorties par plaque parallèle pour la localisation). Pour les télescopes, le codage en amplitude est réalisé, après préamplification et amplification, à partir de la sortie énergie de chacun des deux étages du télescope. Pour les plaques parallèles, le codage en charge est obtenu à partir de la sortie temps préamplifiée.

La mise en temps de cette électronique synchrone, c'est à dire le réglage des retards intervenant sur les différentes voies, a été réalisée avec le faisceau parasite de ^{50}Cr .

Sur la figure I.6 est présentée l'électronique analogique asynchrone associée à l'un des détecteurs DéMoN couplé avec un détecteur SyReP.

Dans ce cas, le signal de déclenchement issu du Trigger DéMoN est utilisé pour stopper le codeur en temps associé à une cellule DéMoN, le "start" étant donné par le signal logique généré par le discriminateur à fraction constante à partir du signal analogique issu du photomultiplicateur de la cellule DéMoN. La génération des portes pour le codage en charge des composantes lente et totale du signal issu du photomultiplicateur DéMoN et de la composante totale du signal issu du photomultiplicateur SyReP est réalisée par le signal logique obtenu, comme précédemment, à partir du photomultiplicateur de la cellule DéMoN.

Les retards 1 et 2 (Figure I.6) dans le codage des composantes totale et lente sont ajustés (Figure I.7) de façon à optimiser la discrimination neutron / gamma [MOUATASSIM94]. Dans notre cas, la porte totale était de 300 ns, la porte lente de 230 ns, ce qui implique une retard 2 de 70 ns. Le retard 1 était choisi de telle manière que l'intervalle de temps δt soit de 15 ns (Figure I.7).

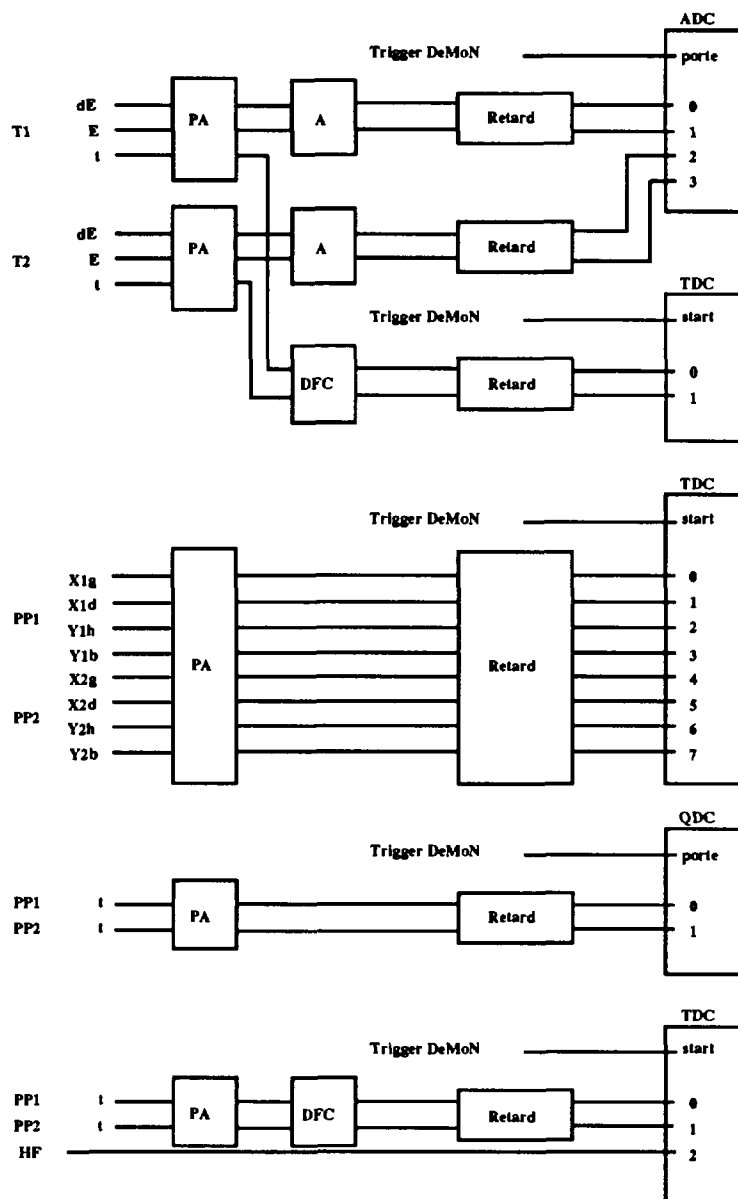


FIG. I.5 - *Electronique analogique synchrone*

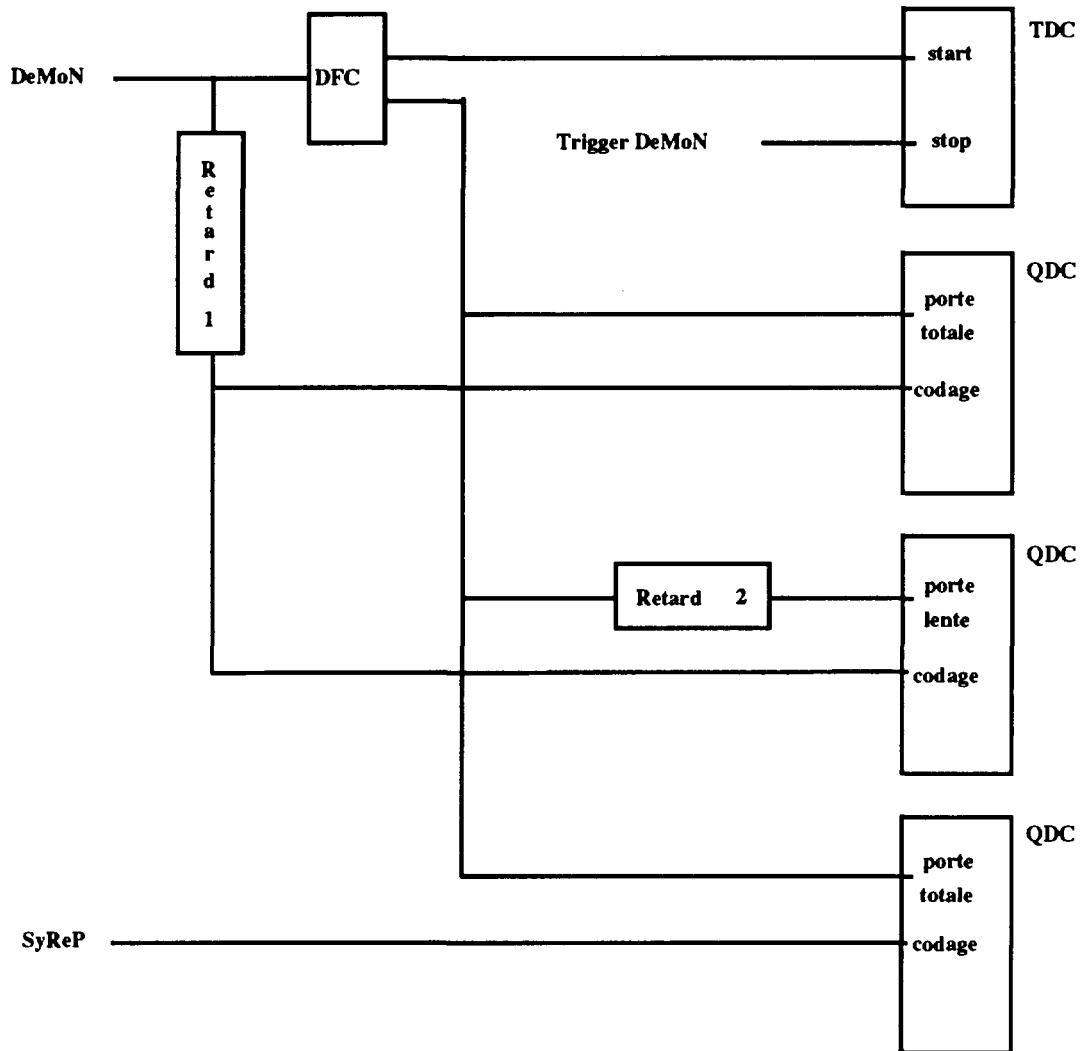


FIG. I.6 - *Electronique analogique asynchrone*

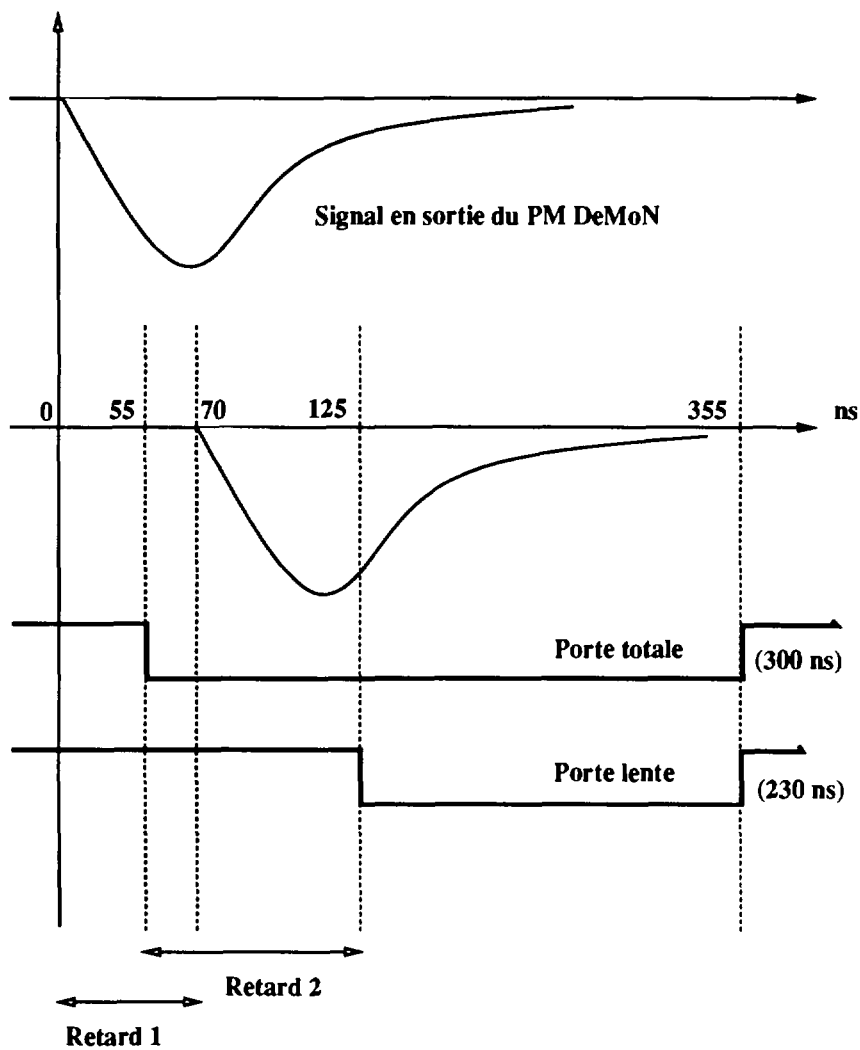


FIG. I.7 - Mise en temps de DeMoN

Chapitre II

Fonctionnement et étalonnage des détecteurs

Introduction

Dans ce second chapitre, nous présentons de façon plus détaillée, les principes de fonctionnement des différents détecteurs, les méthodes d'identification utilisées ainsi que les étalonnages en temps et en énergie réalisés.

Pour chaque catégorie de détecteurs, selon leur fonctionnalité, sont données des observations critiques de leurs performances et de la qualité des mesures effectuées.

A Les télescopes et la détection des résidus

A.1 Les principes

Les télescopes sont des détecteurs à semiconducteur en silicium, ou silicium dopé lithium pour le deuxième étage. Les charges, ou paires électron-trou, créées par le rayonnement ionisant incident, les résidus ou les fragments de fissions, sont séparées sous l'action d'un champ électrique et la mesure du courant induit permet de quantifier le dépôt d'énergie dans le détecteur.

Cette perte d'énergie dans le silicium se calcule à partir de l'interaction coulombienne entre la particule incidente et les électrons du milieu et aboutit à la formule de Bethe. Dans une approche non relativiste, cette formule nous donne :

$$\Delta E \propto Z^2 M/E \quad (\text{II.1})$$

soit, la perte d'énergie ΔE dans le détecteur est proportionnelle au produit du carré de la charge par la masse $Z^2 M$, et à l'inverse de l'énergie E de la particule incidente.

Deux cas de figures sont possibles :

- soit un fonctionnement en $E - \Delta E$,
- soit un fonctionnement en $E - TVol$.

Fonctionnement en $E - \Delta E$

Lorsque l'énergie de la particule incidente est suffisante pour traverser le premier étage du télescope, celui-ci fonctionne en $E - \Delta E$, le premier étage mesurant ΔE , le second E .

Dans un diagramme biparamétrique de ΔE en fonction de E , cela se traduit par des branches d'hyperbole permettant une identification en charge des particules incidentes.

Fonctionnement en $E - TVol$

Dans ce cas, la particule incidente n'a pas suffisamment d'énergie pour traverser le premier étage du télescope. Celui-ci mesure, dans ces conditions, l'énergie E de la particule.

La donnée du temps de vol, donc de la vitesse, permet alors une identification en masse des particules incidentes par la simple application de la formule non relativiste $M = 2E/V^2$.

Dans ce mode de fonctionnement, le deuxième étage du télescope n'est pas utilisé.

A.2 L'étalonnage en temps

L'étalonnage en temps des télescopes est réalisé en deux temps :

- dans un premier temps, sont établies l'origine des temps à partir des points de rebroussements des particules légères et la pente des codeurs TDC,
- dans un second temps, est estimée une correction de cette origine des temps afin de prendre en compte les différences observées dans le temps de montée du signal temps selon que la particule incidente est plus ou moins lourde.

Détermination de l'origine des temps et pente des codeurs

L'absence de pic élastique pendant l'expérience, compte tenu des positions angulaires adoptées, nous a contraint à utiliser les points de rebroussements (Figure II.1) obtenus pour les particules légères. Ces points de rebroussement correspondent aux particules s'arrêtant en fin du second étage du télescope.

Connaissant l'épaisseur de silicium traversé, il est aisé de calculer, à l'aide de tables de parcours, l'énergie de ces particules et d'en déduire leur temps de vol en nanosecondes.

L'identification des particules se fait par la méthode $E - \Delta E$, la détermination de la charge associée aux différentes hyperboles grâce au trou du 8Be dans le diagramme $E - \Delta E$.

La pente des codeurs TDC déterminée au moyen d'un générateur temps nous permet d'estimer l'origine des temps pour les deux télescopes.

Correction pour les particules massives

A l'aide d'une source de californium 252, nous avons pu observer, hors faisceau, que le temps moyen de montée du signal temps était de 15 ns pour les particules alphas et d'environ 25 ns pour les fragments de fission. Il est donc nécessaire de corriger l'origine des temps mesurée précédemment afin de tenir compte de cet effet. Sans cette correction, la mesure du temps de vol pour les particules massives est surestimée.

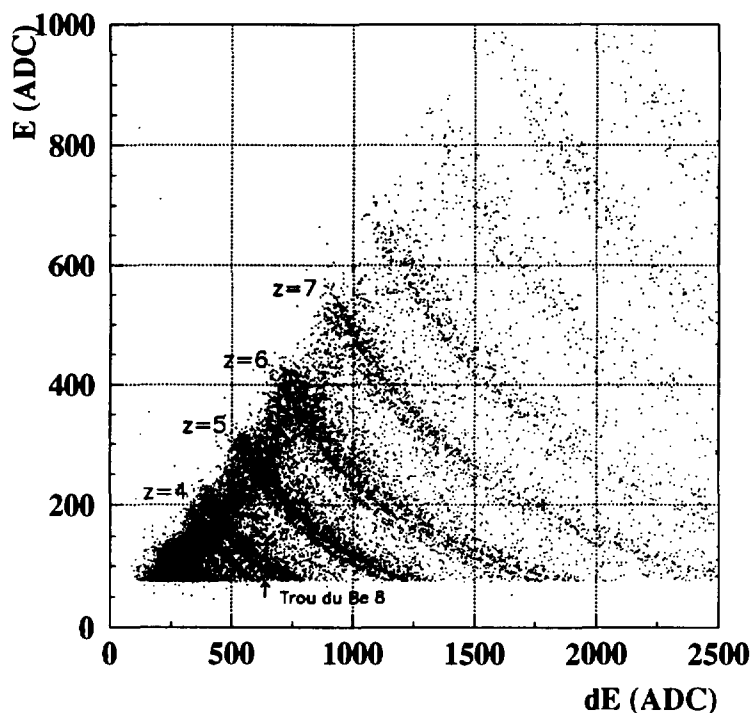


FIG. II.1 - *Diagramme brut $E - \Delta E$ pour la détermination de l'origine des temps*

H.O. NEIDEL et H. HENSCHEL ont déterminé empiriquement une formule permettant d'estimer cette correction selon les spécificités du détecteur Silicium utilisé [NEIDEL⁺80]. Les corrections déterminées par cette formule sont au plus de 2 ns et ne permettent pas d'expliquer l'écart de 10 ns observé entre les particules alphas et les fragments de fission.

C'est pourquoi, plutôt que de fixer arbitrairement cette correction à 10 ns, nous l'avons choisi de façon à observer une distribution en masse des fragments de fission centrée sur 95 uma en accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour ce même système, à cette même énergie et par diverses collaborations [EUDES88, SOKOLOV90]. Il est clair que ce faisant, on suppose implicitement que la correction est la même pour les fragments de fission et les résidus lourds.

	Pente TDC _(ns/canal)	Origine de temps _(ns)	Correction _(ns)
Télescope 1	0.265	-66.9	-8.6
Télescope 2	0.268	-63.0	-7.0

TAB. II.1 - *Etalonnage en temps des télescopes*

Les résultats obtenus sont résumés, pour les deux télescopes, dans le tableau II.1. Les

corrections apportées vont bien dans le sens d'une diminution du temps de vol effectif.

A.3 L'étalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie s'avère plus délicat que l'étalonnage en temps. En effet, à la mesure directe du dépôt d'énergie par intégration en charge du signal énergie issu du préamplificateur couplé au détecteur silicium, il convient d'ajouter trois contributions plus ou moins importantes et surtout, plus ou moins difficiles à établir :

- la perte d'énergie dans la cible,
- la perte d'énergie dans la feuille d'aluminium placée, durant l'expérience E240 et uniquement avec le faisceau principal d'argon à 60 MeV par nucléon, en face avant des télescopes,
- le défaut d'ionisation dans le détecteur.

Si les deux premières contributions sont bien déterminées à partir des tables de perte d'énergie, le défaut d'ionisation dont l'origine principale est une saturation dans la collection du courant induit due à un effet plasma - les paires électron-trou se recombinent et ne sont donc pas intégralement collectées - a pour sa part, nécessité une expérience particulière réalisée avec un faisceau d'argon ralenti.

Du fait de l'existence de ces contributions, l'étalonnage en énergie des télescopes se réalise en trois temps :

- dans un premier temps, est établie une droite d'étalonnage à partir de points expérimentaux d'énergie connue,
- dans un deuxième temps est estimé le défaut d'ionisation dans le détecteur silicium pour les noyaux les plus lourds,
- enfin, il faut tenir compte des corrections dues aux pertes d'énergie dans la cible et dans la feuille d'aluminium placée en face avant des détecteurs.

Détermination de la droite d'étalonnage

La droite d'étalonnage (Figure II.2) est établie à partir de la diffusion du faisceau d'argon ralenti, obtenu en fin d'expérience, sur des cibles d'argent, d'holmium et d'or de faible épaisseur. L'existence de trois états de charge dans ce faisceau et l'utilisation de trois configurations cinématiques ont permis d'obtenir un nombre de points suffisant à la bonne détermination de cette droite. Le point à zéro MeV a été déterminé, hors faisceau, au moyen d'un générateur linéaire d'amplitude.

Sur cette droite (Figure II.2), on retrouve le point correspondant aux particules alpha émises par une source de ^{252}Cf . On peut en déduire, d'une part que notre droite est un bon étalon, d'autre part que le défaut d'ionisation est négligeable pour des noyaux ayant un numéro atomique de l'ordre de celui de l'argon.

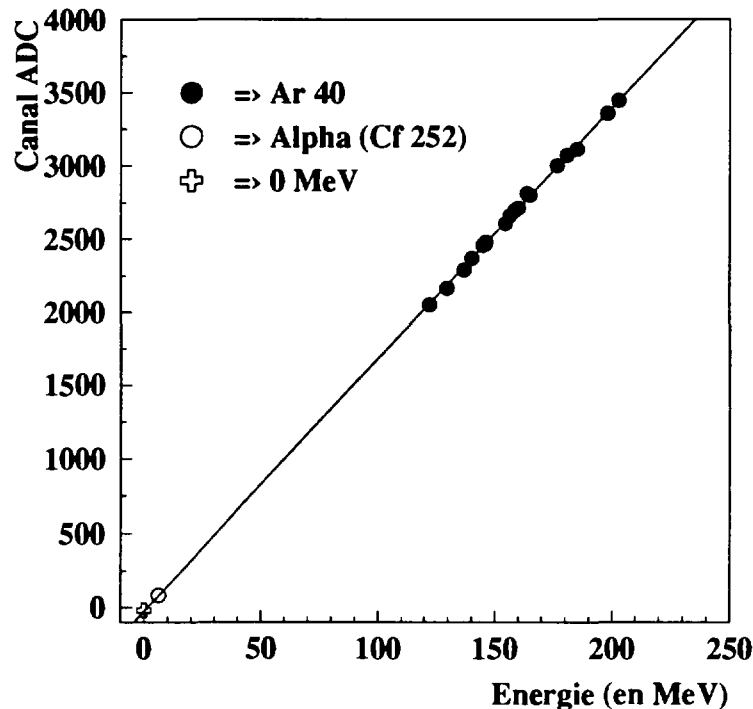


FIG. II.2 - Droite d'étalonnage en énergie obtenue à partir de la diffusion du faisceau d'argon ralenti

Détermination du défaut d'ionisation

Le défaut d'ionisation sera d'autant plus important que la particule incidente sera lourde et lente. Il est donc à prendre en considération. Il introduit des corrections pouvant atteindre 50% sur la mesure des énergies des fragments les plus lourds.

De nombreuses études [KAUFMAN⁷⁴, MOULTON⁷⁸, OGIHARA⁸⁶] ont été réalisées visant à déterminer une paramétrisation de ce défaut d'ionisation pour des détecteurs silicium de géométries et de résistivités variées. Cependant, dans l'ensemble, ces études se sont focalisées sur le défaut d'ionisation associés aux fragments de fission notamment d'une source de ^{252}Cf .

C'est pourquoi il a été demandé, en fin d'expérience, un faisceau ralenti d'argon afin d'en étudier la diffusion élastique sur des cibles lourdes d'argent, d'holmium et d'or. L'objectif était de détecter la quasi cible de recul dans le télescope et, en coïncidence, le quasi projectile dans la plaque parallèle afin de simuler la détection de résidus lourds et lents dans les télescopes.

La donnée de θ et ϕ dans les plaques parallèles permet de déterminer la cinématique complète de la diffusion et donc de calculer l'énergie théorique de la quasi cible détectée dans le télescope. La comparaison (Figure II.3) entre énergie mesurée, compte tenu de la droite d'étalonnage (Figure II.2), et énergie théorique nous informe directement sur le

défaut d'ionisation.

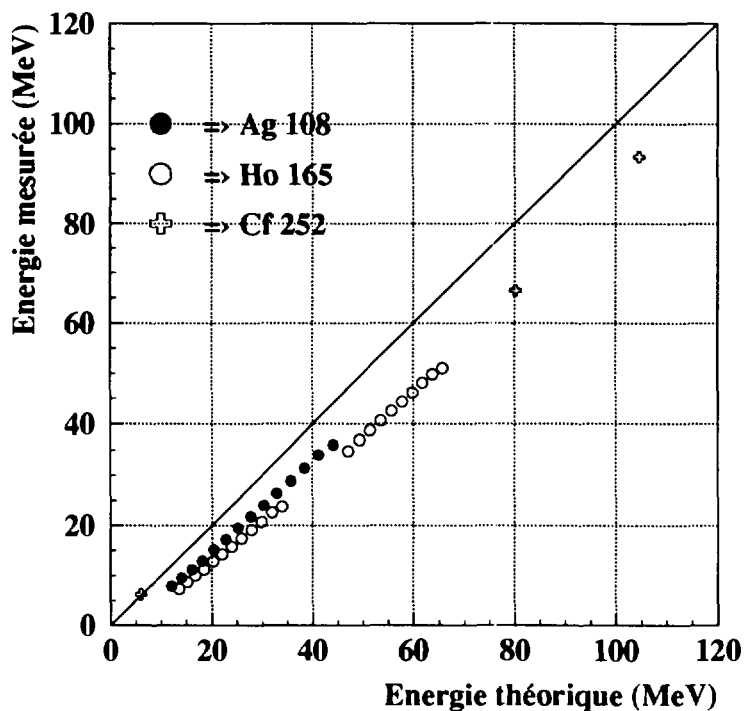


FIG. II.3 - Comparaison énergie mesurée versus énergie théorique pour la détermination du défaut d'ionisation

Trois configurations cinématiques (Tableau II.2) ont été étudiées. Elles ont permis de déterminer, pour chaque télescope, une relation du second degré

$$PHD = (a_1 + a_2 \times A) + (b_1 + b_2 \times A) \times E + (c_1 + c_2 \times A) \times E^2 \quad (II.2)$$

liant le défaut d'ionisation PHD à l'énergie E et la masse A de la particule incidente. Expérimentalement, ce défaut d'ionisation est défini comme la différence entre l'énergie théorique et l'énergie mesurée.

Configuration	$\theta_{Silicium}$	θ_{Plaque}
1	70.5	32.0
2	60.5	44.0
3	44.5	76.5

TAB. II.2 - Configuration dans l'enceinte à vide pour le faisceau ralenti

Sur la figure II.4, en plus des points obtenus avec les cibles d'argent et d'holmium, sont reportés les points obtenus avec les fragments de fission du ^{252}Cf . Ces deux points supplémentaires permettent de tester la qualité du polynôme du second degré (Equation II.2) pour deux masses différentes : la première très proche de celle de l'argent et correspondant aux fragments légers, la seconde intermédiaire entre l'argent et l'holmium, de 142 uma et correspondant aux fragments lourds produits lors de la fission du ^{252}Cf . Il n'a pas été possible d'exploiter les résultats obtenus avec la cible d'or.

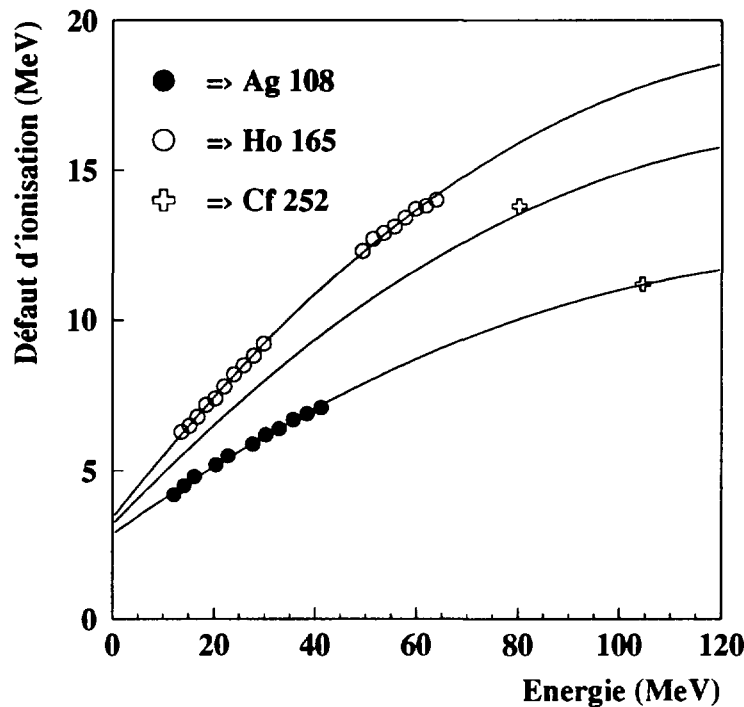


FIG. II.4 - Défaut d'ionisation pour les cibles d'argent, d'holmium et les fragments de fission du ^{252}Cf

Correction des pertes d'énergie dans la cible et dans la feuille d'aluminium

Pour le calcul des pertes d'énergie dans la cible d'or, nous avons considéré une épaisseur moitié de $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, et un calcul à partir des tables de pertes d'énergie par unité de longueur.

Pour la feuille d'aluminium, d'une épaisseur de $243 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, soit $0.9 \mu\text{m}$, les pertes d'énergie étant importantes, il a fallu considérer un calcul à partir des tables de parcours.

Encore une fois, ces corrections seront d'autant plus importantes que la particule incidente sera lourde et lente.

A.4 Bilan et remarques

Dans cet étalonnage des télescopes, il n'est jamais question du deuxième étage constitué d'un détecteur silicium dopé au lithium. En effet, l'information recueillie au niveau de ce détecteurs est uniquement utilisée en veto des particules légères rapides ayant traversé le premier étage et à la détermination des points de rebroussement dans la calibration en temps des télescopes. Elle ne nécessite donc pas d'étalonnage particulier. Ceci étant précisé, intéressons-nous aux étalonnages du premier étage de ces télescopes.

Sur l'étalonnage en énergie et la détermination de la masse

Pour une particule donnée, la détermination de l'énergie et de la masse se fait par itérations successives, le plus souvent trois.

Compte tenu des problèmes liés à l'estimation de la perte d'énergie dans la cible et dans la feuille d'aluminium, à l'importance du défaut d'ionisation pour les noyaux les plus lents et les plus lourds, il est évident que ces deux grandeurs ne sont pas mesurées avec une précision inférieure à 10%.

Cependant, la détermination de la masse devrait être suffisante pour distinguer d'une part les fragments de fission des résidus, d'autre part les résidus entre eux selon qu'ils soient plus ou moins lourds.

Sur l'étalonnage en temps

Bien que l'origine des temps soit sujette à caution - il est en effet regrettable d'ajuster ce paramètre en fonction de résultats déjà établis [EUDES88, SOKOLOV90] - la donnée du temps de vol et donc de la vitesse de la particule sont des grandeurs relativement bien mesurées, ce d'autant plus que, pour les noyaux qui nous intéressent, le temps de vol est long.

L'erreur sur l'origine des temps introduit une erreur systématique sur la vitesse mais l'erreur statistique reste faible.

En supposant une erreur statistique d'environ 1.5 ns, on obtient une résolution de 6% pour le silicium le plus proche et les résidus les plus rapides, soit les cas les plus défavorables. Pour les résidus les plus lents, cette résolution est inférieure à 2%.

En conclusion, la variable principale que nous retiendrons ultérieurement dans l'analyse sera la vitesse du résidu plutôt que sa masse ou son énergie. Cela est justifié dans la mesure où la vitesse est mesurée directement et avec une bonne résolution alors que pour obtenir la masse et l'énergie, on utilise la vitesse, l'énergie mesurée par la droite d'étalonnage, le défaut d'ionisation, les pertes d'énergie dans la cible et dans la feuille d'aluminium ce qui entraîne une mauvaise résolution en masse et en énergie.

B Les plaques parallèles et la détection des fragments de fission

B.1 Les principes

Les plaques parallèles à localisation sont des détecteurs gazeux constitués d'une succession de feuilles de mylar et de plans de fils croisés. La feuille de mylar située entre les deux plans de fils joue le rôle de cathode, les plans de fils jouant celui d'anode. Le gaz utilisé est de l'isobutane sous une pression de quelques mbar.

Au passage d'une particule chargée, il y a, comme pour les télescopes, ionisation du milieu et donc, création de paires électron-ion. L'application d'un champ électrique permet la collection d'un courant induit directement proportionnel au dépôt d'énergie dans le gaz.

L'utilisation de plans de fils croisés permet une localisation du point d'impact dans la mesure où le passage d'une particule chargée au voisinage d'un fil donne naissance à une impulsion qui va se propager de part et d'autre du fil touché. L'analyse en temps de cette propagation et l'utilisation de plans de fils croisés permet de déterminer avec une grande précision les coordonnées du point d'impact.

En résumé, l'utilisation de plaques parallèles permet de déterminer la position, le temps de vol et d'estimer¹ la perte d'énergie du fragment de fission partenaire de celui détecté dans l'un des deux télescopes.

B.2 L'étalonnage en position

L'étalonnage en position a été réalisé pendant l'expérience E236 qui s'est déroulée pendant les mois d'Aout et Septembre 1994 au GANIL, avec un dispositif expérimental identique mais des objectifs différents.

Le principe en est des plus simples : on place en face d'entrée des détecteurs, des plaques métalliques percées de façon régulière mais assymétrique par rapport au centre des plaques parallèles. L'analyse des données permet alors de relier les données brutes aux positions des trous et d'établir une relation univoque entre les temps de propagation des signaux du point d'impact aux extrémités des fils croisés et les coordonnées (r, θ, ϕ) du point d'impact.

B.3 L'étalonnage en temps et/ou en énergie

Compte tenu des faibles pertes d'énergie pour une particule chargée dans un milieu gazeux, la mesure du courant induit n'est reliée qu'à la perte d'énergie ΔE dans la plaque parallèle. Cette information, incomplète, n'est pas exploitable et n'a donc pas été étalonnée.

L'étalonnage en temps est généralement réalisé à partir de l'étude cinématique de la diffusion élastique. Les noyaux cible et projectile sont détectés en coincidence dans l'un des télescope et l'une des plaques parallèles. Comme précisé plus avant, le choix des angles

1. Ce ne peut être qu'une estimation dans la mesure où la plus grande partie de l'énergie est perdue dans les feuilles de mylar

dans notre dispositif ne permet pas d'observer cette diffusion pour un faisceau d'argon à 60 MeV par nucléon sur une cible d'or.

L'estimation de l'origine des temps n'a donc pu se faire qu'en étudiant les vitesses relatives des fragments de fissions détectés en coïncidence dans un télescope et une plaque parallèle et en supposant cette vitesse relative centrée sur 2.34 cm/ns, en accord avec la systématique de Viola [VIOLA66].

B.4 Bilan et remarques

Dans l'optique d'une étude de la voie fission, une bonne détermination du temps dans les plaques parallèles s'avèrerait indispensable.

Dans l'étude de la voie résidu, ce temps importe peu dans la mesure où le rôle des plaques parallèles est celui de veto. Ce veto étant réalisé à partir de la charge brute mesurée par intégration du signal temps, la résolution sur l'étalonnage en temps n'est pas essentielle.

Ce qui compte, c'est savoir si oui ou non, tous les événements fissions ont bien été identifiés. Il faudra donc, dans l'analyse, s'assurer que :

- la couverture angulaire de ces plaques, tant en θ qu'en ϕ , couvre toutes les corrélations cinématiques possibles,
- les effets de seuils n'entraînent pas une perte dans l'identification des événements fission, notamment lorsque le fragment lourd et lent est émis à l'arrière et détecté dans les plaques parallèles.

C L'ensemble DéMoN - SyReP et l'identification, détection des neutrons

C.1 Les principes

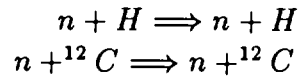
La détection des neutrons met en jeu l'interaction de particules neutres avec la matière. Cette interaction, les effets coulombiens n'existant pas, n'a pas un caractère obligatoire mais probabiliste. Elle introduit donc la notion d'efficacité intrinsèque de détection des neutrons et nécessite un travail supplémentaire quand à la détermination de l'évolution de cette efficacité en fonction de l'énergie des neutrons.

A propos de DéMoN [BENOIT95, MOUATASSIM94]

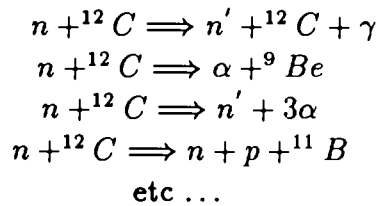
Dans le cas de cet ensemble de détection [MOUATASSIM94], le scintillateur liquide utilisé était le NE213², un composé riche en hydrogène et, dans une moindre proportion, en carbone.

Le choix du NE213 privilégie la détection des neutrons par diffusion élastique sur l'hydrogène et permet ainsi, en moyenne, un transfert d'énergie maximum. Profonde de 20 cm, chaque cellule DéMoN possède une grande efficacité intrinsèque de détection des neutrons.

Les interactions possibles des neutrons dans ce composé sont les suivantes



pour les diffusions élastiques classiques, mais aussi



Dans tous les cas de figure envisagés, le neutron incident met en mouvement une particule chargée dans le liquide scintillant. C'est ce recul de l'hydrogène, du carbone ou des particules alphas qui est mesuré.

En fait, ce recul ou ce dépôt d'énergie dans le scintillateur s'accompagne soit d'une ionisation, soit d'une excitation des molécules et atomes du milieu.

Dans le cas des scintillateurs, on utilise l'excitation et l'émission de lumière qui s'ensuit, pour signaler la détection d'une particule dans le détecteur dans la mesure où le rendement lumineux de ce type de détecteur est important, c'est-à-dire qu'une fraction importante de l'énergie déposée est convertie en photons lumineux.

Cette émission de lumière, ou scintillation, est analysée au moyen d'un photomultiplicateur sous forme d'un signal électrique aisément exploitable.

A propos de SyReP

Malgré la présence de 0.5 cm de plomb en face avant de chacune des cellules DéMoN, le phénomène de scintillation dans le NE213 peut être la conséquence non seulement de l'interaction des neutrons, mais aussi de l'interaction de particules chargées directes avec le liquide.

Pour distinguer l'une de l'autre, il est nécessaire d'ajouter en face avant des cellules DéMoN, un scintillateur plastique de faible épaisseur, peu sensible aux neutrons, afin de discriminer particules chargées et neutrons.

Ces scintillateurs plastiques en NE102, au nombre de 24, constituent le SyReP. Détecteurs veto, ils ne nécessitent pas d'étalonnage en temps ou en énergie.

Le principe de fonctionnement de SyRep est analogue à celui des scintillateurs liquides. L'analyse de la scintillation se fait par l'intermédiaire d'un photomultiplicateur.

C.2 L'étalonnage en temps

L'étalonnage en temps des cellules DéMoN est réalisé en deux temps :

- dans un premier temps, sont établies l'origine des temps à partir des pics gammas et la pente des codeurs TDC,
- dans un second temps, est estimée une correction du temps de vol des neutrons afin de prendre en compte leur parcours moyen dans la cellule avant interaction et détection.

Détermination de l'origine des temps et pente des codeurs

L'origine des temps est déterminée par la position, dans le spectre brut (Figure II.5), du pic gamma. Sa largeur à mi hauteur permet d'estimer la résolution en temps des cellules DéMoN, soit, dans l'ensemble, un Δt de l'ordre de 1.5 ns.

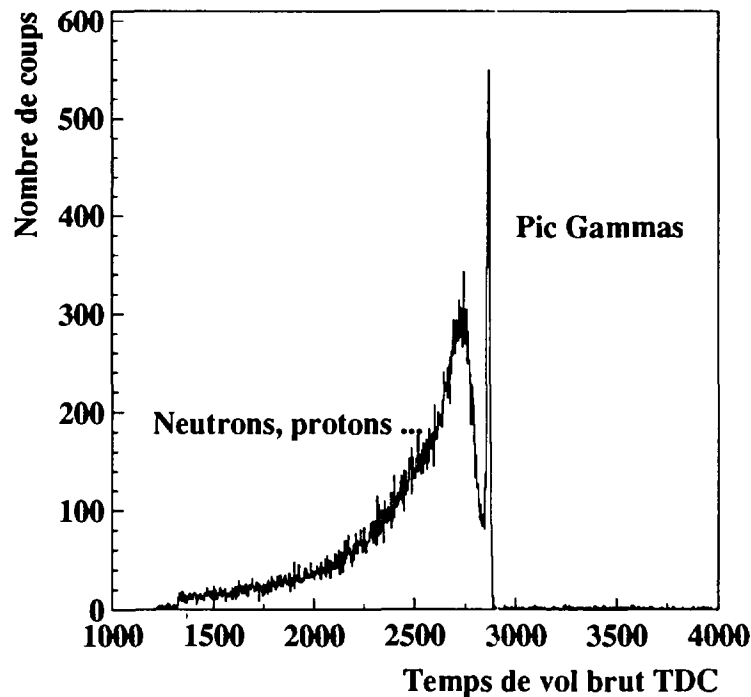


FIG. II.5 - Temps de vol brut dans une cellule DéMoN

La pente des codeurs est obtenue au moyen d'un générateur temps et, en moyenne, est de 110 ps/canal.

Correction du temps de vol des neutrons

Dans le cas des neutrons, le temps de vol mesuré correspond au temps de vol jusqu'au point d'interaction dans le NE213 plus le temps de propagation de la lumière du point d'interaction au photomultiplicateur. La distance de la face d'entrée au point d'interaction n'est pas connue expérimentalement mais une estimation est possible pour peu que l'on connaisse l'efficacité associée au neutron incident.

La donnée de la distance parcourue par le neutron de la face d'entrée du détecteur au point d'interaction est indispensable pour déterminer la vitesse effective et donc l'énergie des neutrons. La correction sur la distance de vol sera d'autant plus importante que le neutron sera peu énergétique, c'est à dire que son temps de vol sera grand.

La dispersion \bar{l} dans la cellule est donnée par la relation suivante :

$$\bar{l} = \lambda - l_0 \frac{\exp(-l_0/\lambda)}{1 - \exp(-l_0/\lambda)} \quad (\text{II.3})$$

ou l_0 est la profondeur de la cellule, λ est le libre parcours moyen des neutrons dans la cellule. Ce libre parcours moyen est relié à l'efficacité ε par la relation

$$\varepsilon = 1 - \exp(-l_0/\lambda) \quad (\text{II.4})$$

Des deux équations II.3 et II.4, on déduit la relation entre dispersion et efficacité, soit

$$\bar{l} = l_0 \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} - \frac{1}{\ln(1 - \varepsilon)} \right) \quad (\text{II.5})$$

L'équation II.5 introduit, par l'intermédiaire de l'efficacité, non seulement une dépendance en énergie mais aussi une dépendance en fonction du seuil équivalent électron adopté. En fait, il s'avère que cette dépendance en fonction du seuil est négligeable à 300 et 500 keV équivalent électron.

La détermination du temps de vol effectif se fait par un calcul itératif utilisant la relation II.5. Le calcul s'arrête lorsque la correction est inférieure au pourcent.

C.3 L'identification des neutrons

Cette identification se fait en deux temps :

- tout d'abord, par l'étude de la séparation neutron/gamma,
- enfin, par l'étude de la séparation neutron/particule légère chargée.

Séparation n/ γ

La première des contaminations au niveau des cellules DéMoN est l'émission de gammas associée soit aux premiers instants de la réaction, ce sont les gammas directs, soit à la désexcitation des fragments produits dans cette réaction, ce sont les gammas retardés.

L'interaction de ces gammas avec le NE213 se fait par effet Compton et implique la mise en mouvement d'électrons dans la cellule.

Dans le cas des neutrons, on a vu que l'interaction implique principalement la mise en mouvement de protons.

La seule donnée du temps de vol ne suffit pas à discriminer neutrons et gammas dans la mesure où si l'on obtient un pic pour les gammas directs, cela n'est pas le cas pour les gammas retardés qui vont contaminer le spectre en temps de vol dans la zone neutron. En outre, l'existence de réaction $(n, n'\gamma)$ détectée par l'intermédiaire du gamma simulant un temps de vol neutron accroît cette contamination.

Seule l'analyse en forme du signal lumineux émis par le scintillateur permet de discriminer proton de recul et électron de recul dans le NE213, donc neutron et gamma [MOSZYŃSKI⁺94a, MOSZYŃSKI⁺94b, MOUATASSIM⁺95, WOLSKI⁺95]. En effet, ce signal (Figure II.6) présente deux composantes :

- l'une rapide, de quelques nanosecondes, dont l'amplitude est indépendante de la nature de la particule incidente,
- l'une lente, de plusieurs dizaines de nanosecondes, dont l'amplitude dépend fortement du pouvoir d'ionisation de la particule incidente.

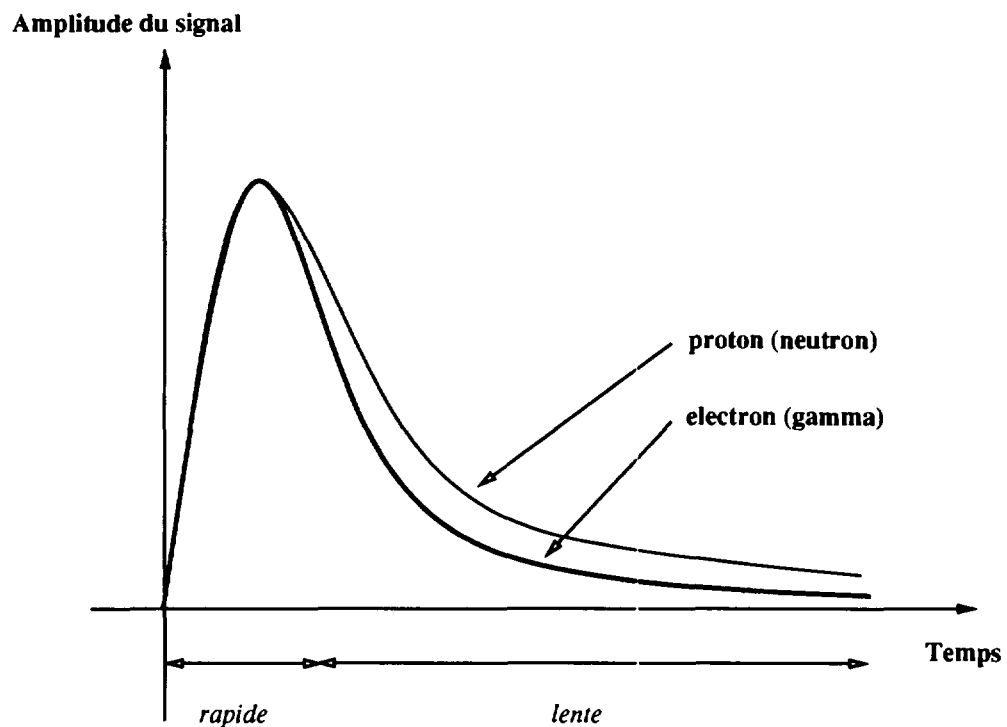


FIG. II.6 - Signal lumineux émis par le scintillateur liquide

La représentation dans un spectre biparamétrique (Figure II.7), de l'intégrale de cette composante lente en fonction de l'intégrale de la composante rapide ou ce qui revient au

même, de la composante totale, fait apparaître deux zones distinctes, l'une correspondant au recul des électrons donc aux gammas incidents, l'autre aux recul des protons donc aux neutrons incidents.

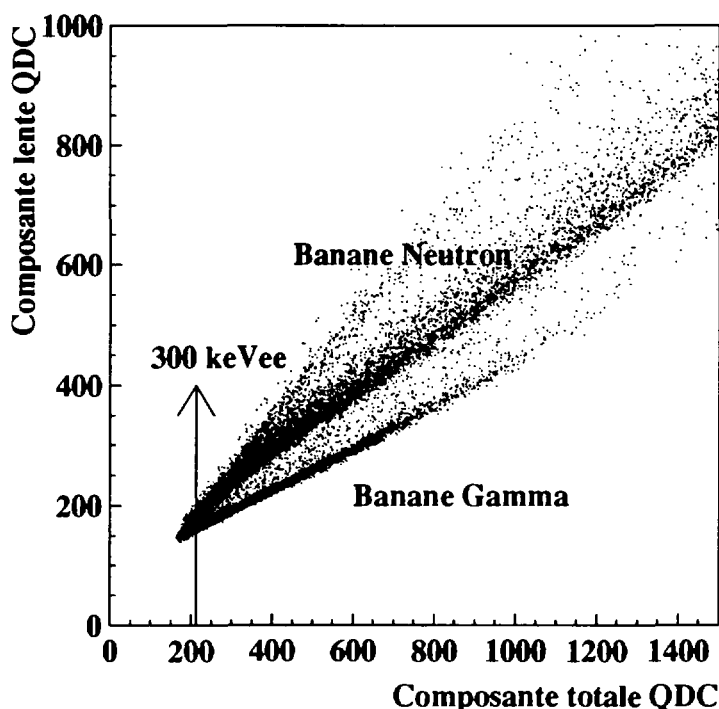


FIG. II.7 - Discrimination n/γ

Pour chaque cellule DéMoN, il est alors possible de déterminer un polynôme du troisième degré permettant de distinguer ces deux zones et donc, dans l'analyse de discriminer neutrons et gammas. Ces polynômes ont été établis pour des seuils de détection correspondant à 300 keV équivalent électron, déterminés à l'aide d'une source de ^{22}Na . Ce choix de 300 keV est tel qu'il permet une discrimination complète en éliminant la région où les deux zones sont confondues.

A titre d'exemple, le polynôme déterminé pour l'un des détecteurs situé dans l'une des colonnes avants est le suivant :

$$Q_{lente} \geq 62. + 0.5229 \times Q_{totale} - 1.048E^{-4} \times Q_{totale}^2 + 0.4048E^{-7} \times Q_{totale}^3 \quad (\text{II.6})$$

où Q_{lente} et Q_{totale} sont respectivement l'intégrale des composantes lentes et totales.

Séparation n/p,d,t...

La seconde contamination possible au niveau des cellules DéMoN, est l'émission de particules chargées légères suffisamment énergétiques pour traverser l'aluminium de la gamelle,

environ deux mètres d'air et la face d'entrée des cellules DéMoN constituée entre autre, de 0.5 cm de plomb. Cela implique, pour les protons, une énergie d'au moins 80 MeV.

L'élimination de cette contamination se fait à l'aide de SyReP. Ainsi, lorsque l'on trace la charge déposée, mesurée dans SyReP, en fonction du temps de vol de la particule incidente, mesuré dans DéMoN, (Figure II.8), deux zones apparaissent clairement :

- l'une correspondant au piedestal du SyReP et donc aux particules n'ayant pas marqué le scintillateur plastique,
- l'autre correspondant aux particules chargées pour lesquelles l'effet de seuil apparaît nettement dans la fenêtre en temps de vol.

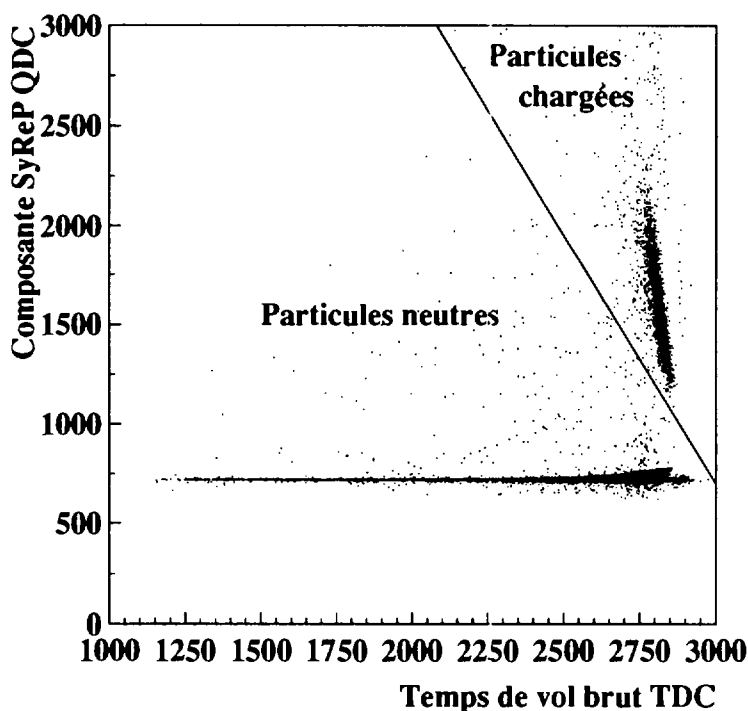


FIG. II.8 - *Discrimination n/p,d,t...*

La prise en compte de ces deux zones permet de discriminer neutrons et particules chargées pour les cellules DéMoN équipées de SyReP.

Grâce à ces cellules équipées de SyReP, nous avons pu observer que, pour des angles θ dans le laboratoire, allant jusqu'à 90° , le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de particules chargées détectées ne dépend que de l'énergie de la particule incidente. Cette constatation nous permet d'estimer la contribution des particules chargées dans les spectres de neutrons pour les cellules non équipées de SyReP et donc de soustraire cette contribution dans l'analyse en température de la voie résidu.

Temps de vol des différentes particules

L'application de ces deux séparations permet d'obtenir à partir d'un spectre quelconque, la contribution des neutrons, des particules chargées et des gammas (Figure II.9).

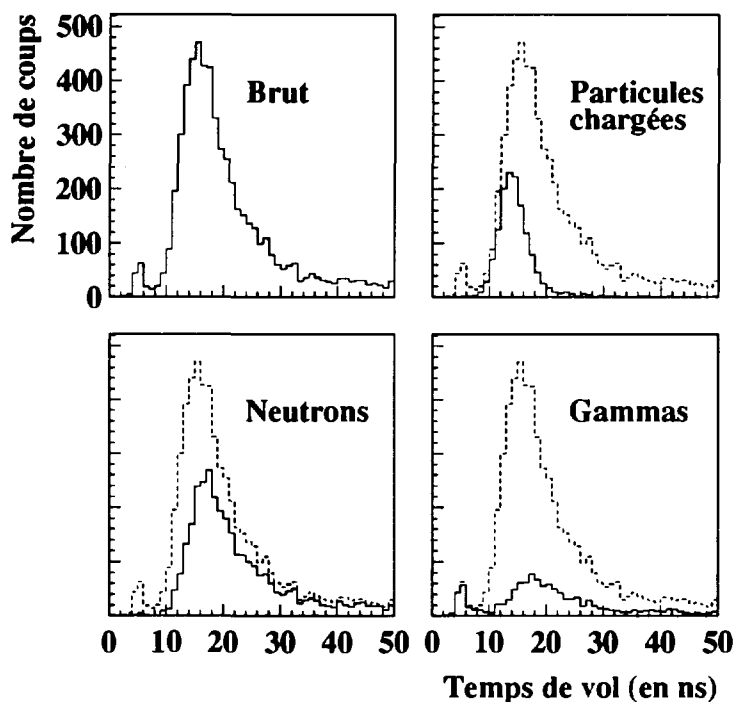


FIG. II.9 - Temps de vol des neutrons, gammas et particules chargées dans DéMoN

Plusieurs remarques s'imposent :

- il y a bien un effet de seuil sur les particules chargées directes,
- le spectre des neutrons est bien "nettoyé" dans la zone de temps de vol les plus courts,
- enfin, le spectre des gammas présentent deux contributions :
 - l'une, le pic^(a), correspondant aux γ directs dont l'émission est isotrope dans le laboratoire,
 - l'autre^(b) correspondant aux γ issus de la réaction $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$, donc à des temps de vol type "neutron". Cette contribution, attendue, est cependant nettement plus importante que prévue puisque de l'ordre de 20% du taux de neutrons détectés, et ce quelle que soit la cellule DéMoN considérée.

C.4 Mesure de l'efficacité intrinsèque

Afin de déterminer de façon précise l'évolution de l'efficacité intrinsèque d'une cellule DéMoN, trois séries de mesures ont été réalisées conjointement par les trois laboratoires membres de la collaboration DéMoN.

Deux laboratoires ont utilisé la méthode dite de neutron étiqueté au travers de l'étude de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ pour le CRN³ et de la diffusion élastique neutron-proton pour l'UCL⁴. Le troisième laboratoire, le LPC⁵, a pour sa part étudié l'émission de neutrons lors de la fission spontanée du ${}^{252}\text{Cf}$.

L'ensemble de ces résultats est comparé avec le modèle de cascade [CECIL⁺79, MOUATASSIM94] que nous avons adopté, dans la suite du traitement, pour le calcul de l'efficacité.

Les mesures du CRN au Tandem

Le principe de mesure adopté par le CRN, au Tandem d'Orsay, est l'étude de l'échange de charge élastique dans la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ [MOUATASSIM94].

La détection du recul du ${}^7\text{Be}$ se fait par un télescope, fonctionnant en mode $E - \Delta E$, situé à un angle avant de 15° . Les neutrons sont détectés, en coïncidence, à un angle arrière de 144° . L'étude des corrélations cinématiques, compte tenu du dispositif expérimental choisi, implique pour des énergies incidentes des protons variant de 16 à 24 MeV, la détection de neutrons d'énergie comprise entre 8 et 13 MeV.

Les efficacités ε ont été estimées pour des seuils de 150, 300 et 500 keV équivalent électron après élimination de la voie ${}^{12}\text{C}(n, n'\gamma){}^{12}\text{C}$. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau II.3.

Energie Proton $en\text{MeV}$	16	18	20	22	24
Energie Neutron $en\text{MeV}$	8.20	9.35	10.55	11.70	12.90
ε (s=150 keVee ⁻) $en\%$	51.2	44.3	38.8	47.5	34.3
ε (s=300 keVee ⁻) $en\%$	48.9	41.3	35.2	42.6	31.7
ε (s=500 keVee ⁻) $en\%$	45.5	38.7	32.3	38.0	27.4

TAB. II.3 - Efficacité mesurée au CRN

Les mesures de l'UCL au Cyclone

Le principe de mesure adopté par l'UCL au Cyclone de Louvain La Neuve est l'étude de la diffusion élastique de neutron sur des noyaux d'hydrogène [TILQUIN⁺95].

3. Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg, France

4. Université Catholique de Louvain La Neuve, Belgique

5. Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, France

La détection du proton de recul se fait par un télescope, fonctionnant en mode $E - \Delta E$, constitué de deux étages de scintillateur plastique NE102. L'ensemble télescope et cellule DéMoN est placé de part et d'autre du faisceau incident de neutrons, à un angle de 45° .

Cinq énergies ont été étudiées. L'ensemble des résultats, après élimination de la voie $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$, est résumé dans le tableau II.4.

Energie Neutron $enMeV$	9.4	10.9	13.6	16.0	21.0
ε (s=150 keVee ⁻) $en\%$	53.8	50.3	49.6	49.1	45.7
ε (s=300 keVee ⁻) $en\%$	50.0	43.4	44.1	44.9	43.4
ε (s=500 keVee ⁻) $en\%$	47.7	39.8	38.4	38.4	40.8

TAB. II.4 - *Efficacité mesurée à l'UCL*

Les mesures du LPC dans la salle Ino

Le principe de mesure adopté par le LPC est l'étude de la fission du ^{252}Cf qui s'accompagne de l'émission de neutrons dont la multiplicité moyenne et la distribution en énergie sont connues [BOWMAN⁺62, BUDTZ-JØRGENSEN⁺88].

Le dispositif utilisé est des plus simples :

- un détecteur silicium collé à la source de ^{252}Cf afin de détecter, dans l'air, les fragments de fission avec une efficacité de 100% puisque couvrant un angle solide de 2π assurant la détection d'un fragment pour chaque fission,
- une cellule DéMoN placée à 175 cm de la source pour la détection, en coïncidence, des neutrons.

Les résultats obtenus, pour les différents seuils et encore une fois, en ne tenant pas compte de la réaction $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$, sont résumés dans le tableau II.5.

Energie Neutron $enMeV$	1.	2.	3.	4.	5.	6.
ε (s=150 keVee ⁻) $en\%$	29.1	71.3	71.9	71.6	68.4	60.1
ε (s=300 keVee ⁻) $en\%$	6.9	35.7	58.0	62.2	60.7	53.7
ε (s=500 keVee ⁻) $en\%$	3.4	9.4	39.6	52.3	57.7	48.8

TAB. II.5 - *Efficacité mesurée au LPC*

C.5 Bilan et remarque

La première des observations, et non des moindres, est une satisfaction vis à vis du comportement de DéMoN qui pour la première fois, était couplé au SyReP. La très bonne stabilité de l'ensemble au cours du temps nous a facilité grandement la tâche dans le dépouillement et l'étalonnage des données.

Sur l'étalonnage en temps et la mesure de l'énergie

La résolution de 1.5 ns sur la mesure du temps de vol et la correction sur la distance de vol dans le liquide scintillant entraînent une mesure de l'énergie du neutron avec une résolution inférieure à 10% à 20 MeV, compte tenu de la base de vol.

DéMoN est donc bien adapté pour des mesures de relativement basse énergie. Au delà de 20 MeV, il devient nécessaire d'augmenter la base de vol si l'on désire conserver une résolution inférieure à 10%.

La conséquence immédiate de cette contre performance de DéMoN est qu'il va être nécessaire d'introduire ces effets de résolution pour en mesurer les influences sur la détermination des températures à partir des spectres en énergie.

Sur l'identification des neutrons

La méthode d'analyse en forme du signal lumineux issu du scintillateur liquide s'avère indispensable pour discriminer complètement neutrons et gammas. La seule donnée du temps de vol n'est pas suffisante, loin s'en faut, dans la mesure où des réactions du type $(n, n'\gamma)$, dont l'importance n'a pu être expliquée, contamine le spectre en temps de vol des neutrons.

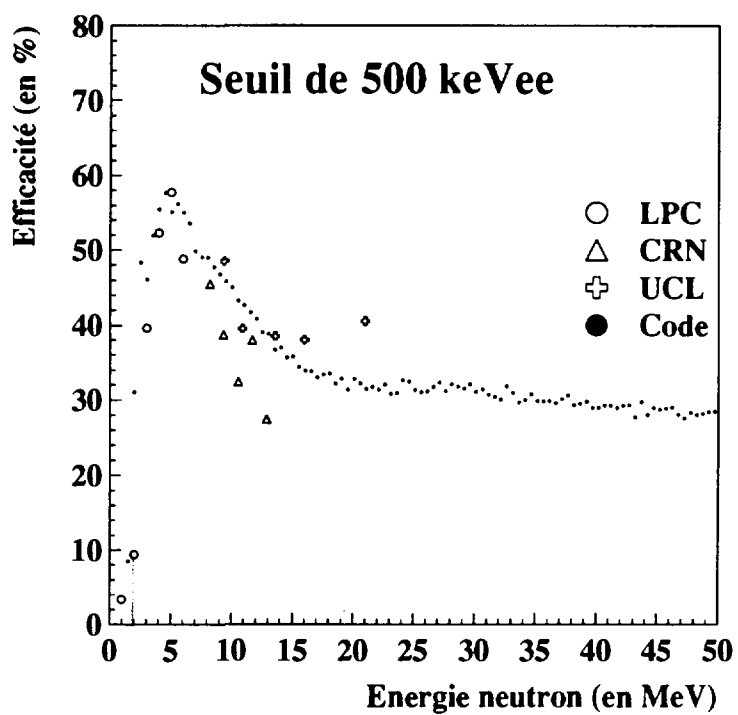
L'utilisation des SyReP a permis d'éliminer de façon convenable la contribution des particules chargées légères dans les spectres en énergie. Cependant, une généralisation de cette utilisation, au moins jusqu'à 90° dans le laboratoire, serait préférable.

Sur les mesures d'efficacité

L'ensemble des mesures réalisées permet de déterminer l'efficacité intrinsèque d'une cellule DéMoN pour des seuils variant de 150 à 500 keV équivalent électron et des énergies neutrons allant jusqu'à une vingtaine de MeV.

La comparaison de ces résultats (Figure II.10) avec un code de simulation type Monte Carlo [CECIL⁺79, MOUATASSIM94] montre un comportement satisfaisant jusqu'à des énergies d'environ 20 MeV. Au delà de 20 MeV, l'absence de points expérimentaux ne permet pas de tester la validité des prédictions du code. Néanmoins, compte tenu de bon accord à basse énergie, nous avons choisi, par la suite, de paramétrer l'efficacité intrinsèque des détecteurs DéMoN à partir de la courbe issue du code.

Des mesures supplémentaires, à plus haute énergie neutron, ont eu lieu en Septembre 1995 à Orsay, auprès du synchrotron Saturne, avec un faisceau de deuton d'énergie incidente variant de 0.4 à 1.2 GeV, soit des énergies neutrons de 200 à 600 MeV. Les résultats de ces mesures, en cours d'analyse, permettront de tester la validité du code au-delà de 100 MeV.

FIG. II.10 - *Efficacité intrinsèque d'une cellule DéMoN*

Chapitre III

Analyse des données

Introduction

Ce troisième chapitre est consacré à l'analyse des données expérimentales obtenues dans l'expérience E240.

Après avoir présenté la méthode de sélection des événements jugés intéressants compte tenu de nos objectifs, nous présentons en détail d'une part les résultats obtenus pour les deux télescopes et les sections efficaces associées, d'autre part les résultats obtenus avec l'ensemble DéMoN - SyReP.

Les résultats présentés dans ce chapitre ne sont qu'un reflet lointain et déformé des propriétés des noyaux chauds émis dans les réactions étudiées : la distribution angulaire des neutrons et leur multiplicité sont fortement altérées par l'acceptance du détecteur DéMoN, la masse mesurée du noyau est celle du résidu froid, la température mesurée est une température apparente moyennée sur la chaîne de désexcitation . . . Pour remonter aux paramètres des noyaux chauds initiaux, nous devons faire appel à des simulations. C'est ce qui sera fait dans le chapitre suivant.

A Sélection des événements

La question est la suivante : pouvons nous séparer de façon satisfaisante, dans les zones de recouvrements en masse et en vitesse, les fragments de fission des résidus ? Ou, plus simplement, pouvons-nous faire en sorte que, dans ces zones, la contribution de la fission soit négligeable ou quantifiable par rapport à celle des résidus ?

Pour tenter de répondre à ces questions, nous allons utiliser les informations délivrées par les télescopes et les plaques parallèles et étudier plus particulièrement les cartes masse - vitesse pour lesquelles on s'attend à observer des zones distinctes pour les résidus, les fragments de fission, les quasi projectiles ...

A.1 Carte brute

Pour l'ensemble des données et pour les deux télescopes, les cartes masse - vitesse obtenues (Figure III.1) présentent bien les caractéristiques attendues, soit trois contributions que sont :

- les quasi projectiles de masses inférieures à 40 u.m.a et de vitesses supérieures à 2.5 cm/ns,
- les fragments de fission dont le spectre en masse, large, s'étend de 50 à 150 u.m.a pour une vitesse moyenne de 1.4 cm/ns,
- les résidus lourds et lents dont le spectre en masse est centré sur 150 u.m.a pour le télescope 1, 140 u.m.a pour le télescope 2, et pour lesquels on observe des vitesses supérieures à 1.0 cm/ns.

L'élimination des quasi projectiles se fait par une simple coupure à 40 u.m.a. Pour les fragments de fission, il est nécessaire d'utiliser l'information délivrée par les plaques parallèles.

A.2 La fission

Bien que nous ne possédions pas un étalonnage complet des plaques parallèles, il nous est possible de distinguer dans les cartes brutes charge mesurée - temps de vol (Figure III.3), les fragments de fission des particules légères chargées et/ou fragments de masse intermédiaire.

Cette simple condition sur les plaques parallèles et une coupure à 40 u.m.a devraient nous permettre de sélectionner soit les événements de type fission, soit les événements de type résidu. Avant de nous avancer plus avant dans l'étude des résidus, regardons de plus près la fission.

La carte masse vitesse pour les coïncidences télescope 1 - plaque parallèle 1, après sélection des fragments par la plaque parallèle selon le critère décrit sur la figure III.3, est présentée sur la figure III.2. On constate que les coïncidences télescope - plaque parallèle correspondent bien à l'ilot baptisé "fragments de fission" sur la figure III.1.

Mais pouvons nous identifier ainsi toutes les fissions ayant donné lieu à un fragment lourd dans les télescopes? Plus précisément, les plaques parallèles couvrent-elles toutes les corrélations possibles? Doit-on prendre en compte un effet de seuil dans la détection des fragments les plus lourds, donc les plus lents, lorsqu'ils sont émis à l'arrière dans le laboratoire?

Concernant la couverture des corrélations par les plaques parallèles, la figure III.4 où l'on présente l'abscisse x en fonction de l'azimut z pour les fragments de fission détectés dans la plaque parallèle 1 nous montre d'une part que les fragments de fission sont distribués sur toute la surface de la plaque parallèle et d'autre part qu'il y a effectivement des corrélations non couvertes dans la mesure où l'on retrouve sur cette figure l'image de la plaque parallèle.

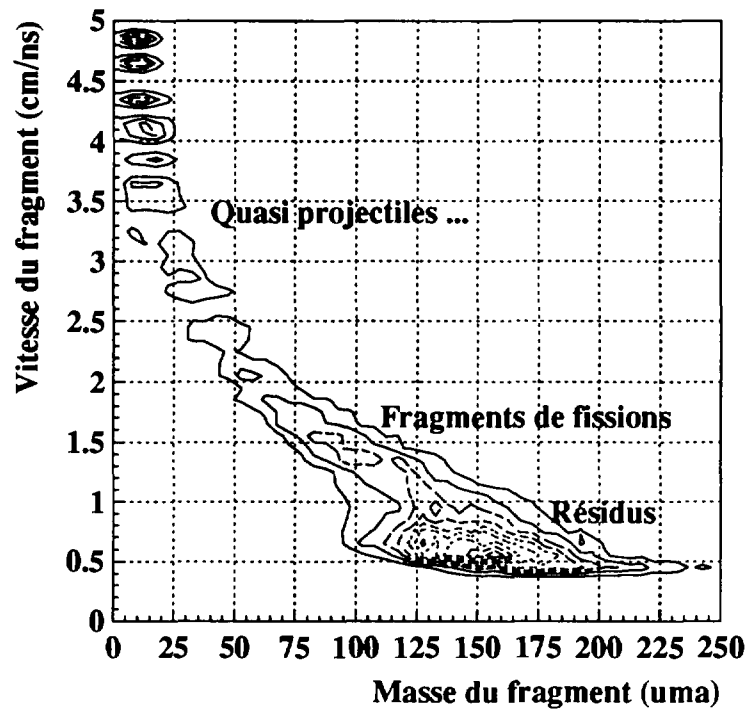
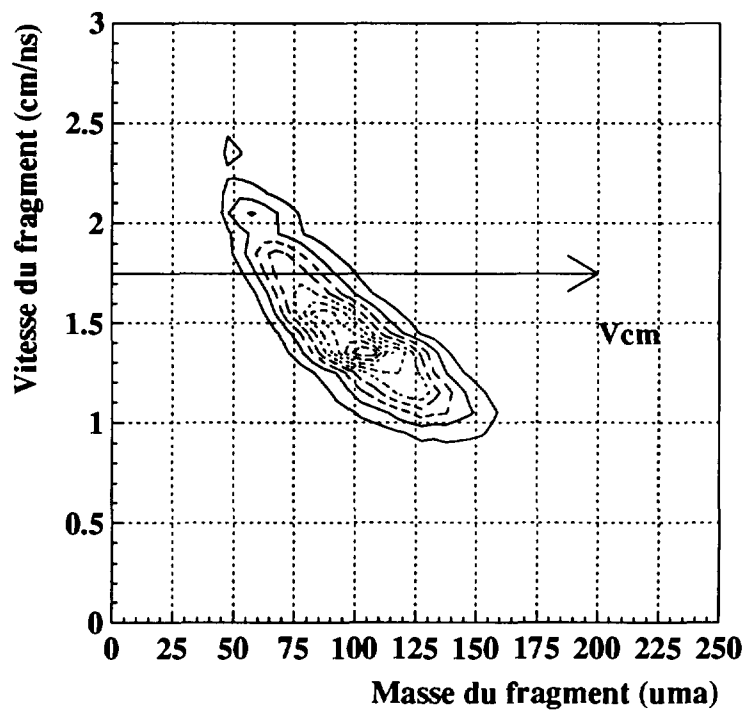


FIG. III.1 - Carte masse - vitesse sans sélection pour le télescope 1

FIG. III.2 - Carte masse - vitesse pour les coïncidences télescope 1
- plaque parallèle 1

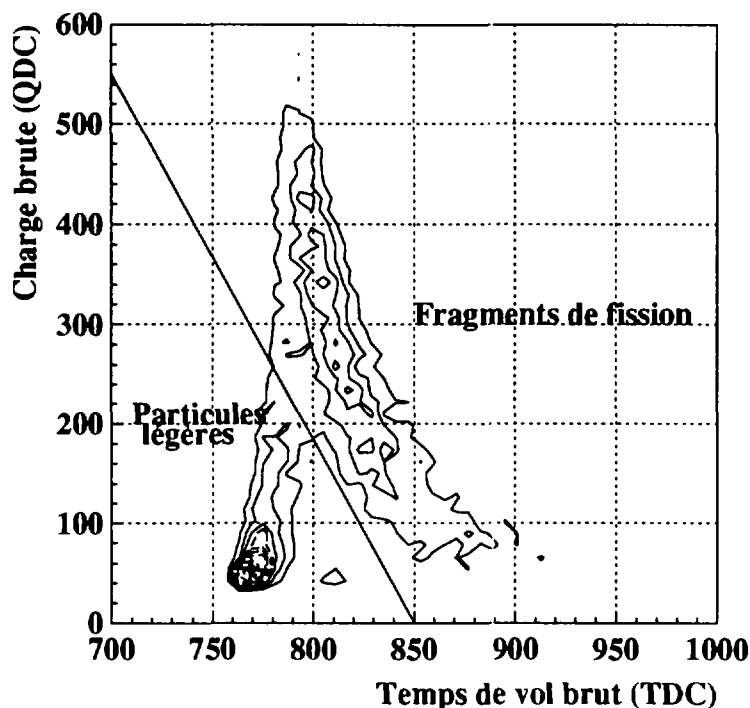


FIG. III.3 - Carte charge mesurée - temps de vol, pour la plaque parallèle 1

Ces éventuels effets de seuils et cette non couverture de l'ensemble des corrélations introduisent, de facto, la notion d'efficacité pour les plaques parallèles. La donnée de cette efficacité pour les deux plaques nous permettra de quantifier l'influence des événements fissions non identifiés dans les zones de recouvrement.

A.3 Les résidus

La soustraction des composantes quasi projectile et fission dans le spectre brut (Figure III.1) des événements détectés par le télescope 1 conduit à la carte masse vitesse présentée sur la figure III.5 : à l'évidence, la composante de fission a été atténuée mais pas totalement éliminée.

Nous avons donc été amenés à modifier la procédure de sélection des résidus : plutôt que d'utiliser l'information des plaques parallèles en veto comme cela avait été prévu, nous nous servons des coïncidences télescope - plaque parallèle pour délimiter la zone des produits de fission dans la carte masse vitesse et définir dans cette carte la meilleure séparatrice entre résidus et fragments de fission.

La séparatrice que nous avons adoptée III.5 minimise dans la zone de recouvrement entre événements de type fission et événements de type résidu la contamination par la

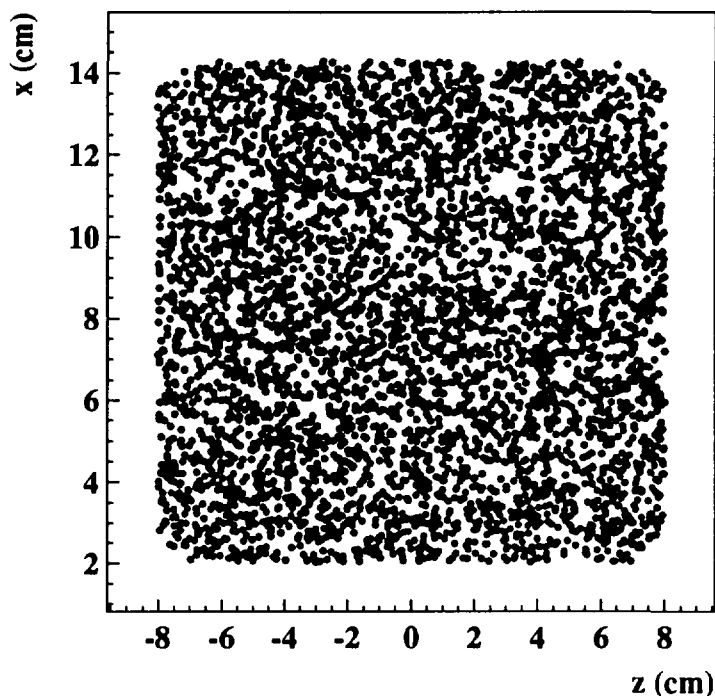


FIG. III.4 - X vs Z pour la plaque parallèle 1

fission. Elle est valable pour les deux télescopes.

Nous appelons donc résidus les événements ne donnant pas de signal dans les plaques parallèles et satisfaisant à

$$v \leq 1.2 \times (A/110.) \quad (\text{III.1})$$

où v est la vitesse du résidu en cm/ns et A sa masse en u.m.a.

Il est clair que cette sélection présente deux défauts :

- les vrais résidus qui se trouvent dans la zone de fission sont ignorés,
- par contre, une contamination en fragments de fission subsiste dans la zone résidu, près de la séparatrice.

Le premier effet conduit à sous estimer les sections efficaces de production des résidus, nous verrons de combien plus loin.

Pour évaluer le second effet nous avons estimé les efficacités de rejection de la fission des deux plaques parallèles en cherchant par quels facteurs doivent être multipliées les coïncidences télescope - plaque parallèle pour expliquer la totalité les ilots de fission des cartes brutes masse vitesse. Nous avons calculé des efficacités respectives de 63 et 47% pour les deux plaques parallèles et déduit une estimation de la contamination des résidus en produits de fission en fonction de leur vitesse (Tableau III.1).

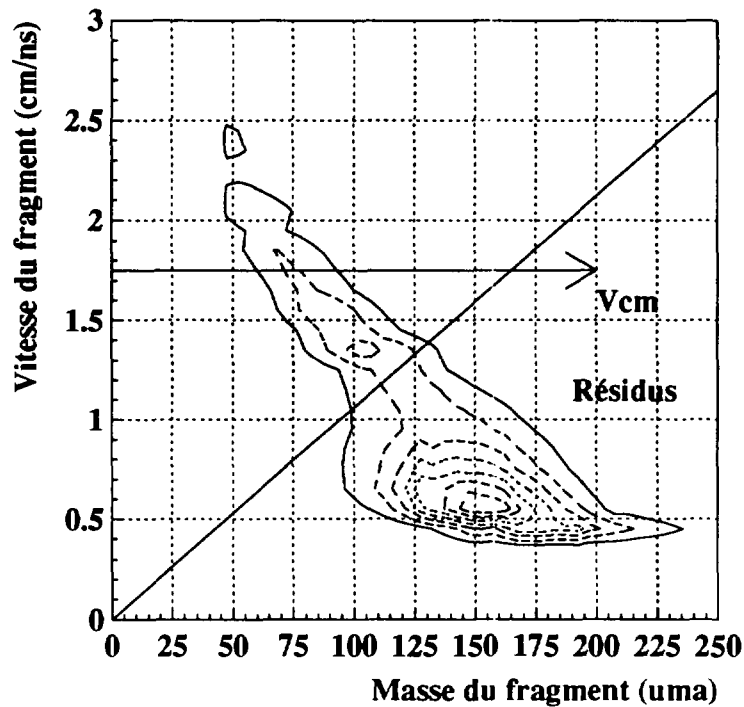


FIG. III.5 - Carte masse - vitesse après soustraction de la fission et des quasi projectiles pour le télescope 1

vitesse _(cm/ns)	≤ 1.0	1.0 à 1.1	1.1 à 1.2	1.2 à 1.3	≥ 1.3
télescope 1 (%)	≤ 0.5	3.	8.	18.	23.
télescope 2 (%)	≤ 0.8	4.	7.	17.	18.

TAB. III.1 - Contamination par la fission non identifiée

Nous verrons, par la suite, l'influence de cette contamination sur les mesures de multiplicités moyennes de neutrons, leurs spectres en énergie et les températures que l'on peut en extraire.

A.4 Conclusion

La conclusion essentielle est que l'identification d'un résidu est une chose d'autant moins facile que celui ci est, toute proportion gardée, léger et rapide, ou plus simplement que sa vitesse et sa masse sont telles qu'on le confond avec des fragments de fissions.

Cela signifie que pour les résidus qui, a priori, compte tenu de nos objectifs, étaient les plus intéressants, c'est à dire ceux qui résultent des collisions les plus violentes, notre analyse se trouve limitée aux contraintes du dispositif expérimental et nécessitera de notre part un travail supplémentaire visant à estimer dans les zones de contaminations les plus

fortes, l'influence sur nos observables des événements de fission non identifiés.

B Événements sélectionnés

Dans ce paragraphe, nous présentons l'ensemble des données issues des télescopes pour différentes catégories d'événements. Nous en considérerons, en tout et pour tout, quatre :

- la première catégorie, que nous appellerons *brut*, comprend tous les événements hormis ceux dont la masse est inférieure à 40 u.m.a et correspondant, nous l'avons déjà dit, aux quasi projectiles.
- la seconde, que nous appellerons *fission*, comprend les événements de type fission sélectionnés par les plaques parallèles.
- la troisième, que nous appellerons *brut - fission*, (*brut moins fission*), est la simple soustraction de *fission* à *brut*.
- la dernière enfin, que nous appellerons *résidu*, comprend les événements de la troisième catégorie conditionnés par la relation III.1.

De façon évidente, nous insisterons sur la quatrième catégorie qui concerne les événements jugés intéressants dans ce travail.

Qualitativement, on s'attend à ce que les résidus les plus chauds soient ceux qui évaporent le plus de particules et conduisent donc aux masses finales les plus faibles. On s'attend aussi à ce qu'ils correspondent aux transferts de moment linéaire les plus importants entre projectile et cible, et qu'ils possèdent de ce fait les plus grandes vitesses dans le laboratoire.

On dispose donc de deux paramètres caractéristiques de la température des résidus :

- leur masse mesurée, plus cette masse est faible et plus le noyau est chaud,
- leur vitesse, plus cette vitesse est grande et plus le noyau est chaud.

Le noyau le plus chaud que l'on puisse former dans un processus équilibré est le noyau de fusion complète. Pour le système étudié ici, ce noyau aurait une vitesse de 1.73 cm/ns (vitesse du centre de masse), et une énergie d'excitation de 8.3 MeV par nucléon correspondant à une température de l'ordre de 10 MeV. Toutefois, à l'énergie incidente de 60 MeV par nucléon, la section efficace attendue de fusion complète est nulle ou négligeable et la limite supérieure d'énergie d'excitation n'est certainement pas atteinte.

Pour les noyaux détectés avec une vitesse supérieure à la vitesse du centre de masse, on s'attend à ce que les énergies d'excitation décroissent quand leur vitesse augmente, jusqu'à s'annuler pour des noyaux de masse 40 et de vitesse 10.3 cm/ns (diffusion élastique).

La vitesse est mieux mesurée que la masse qui est déduite des mesures de vitesse et d'énergie après correction du défaut d'ionisation. D'autre part la masse mesurée est celle du résidu froid, nécessairement plus léger que le noyau chaud initial, alors que la vitesse n'est pas en moyenne affectée par le processus d'évaporation. C'est donc en fonction de leur vitesse que l'on classera ultérieurement les résidus. Toutefois, pour une première présentation des résultats, nous utiliserons successivement les deux paramètres : masse et vitesse.

B.1 Distribution en masse

Sur les figures III.6 et III.7 sont présentées les distributions en masse obtenues pour respectivement le télescope 1 et le télescope 2.

Il apparait clairement que le recouvrement entre les zones fission et résidu est trop important pour que l'on puisse s'affranchir de l'information fournie par les plaques parallèles. Il apparait tout aussi clairement que l'information fournie par ces plaques n'est pas suffisante.

L'utilisation de la condition III.1 introduit, pour les vitesses de recul les plus élevées, à partir de 1 cm/ns, une coupure sur les masses les plus faibles (Figure III.8). C'est une des limitations de notre analyse due au dispositif expérimental, limitation d'autant plus dommageable qu'elle concerne les résidus les plus intéressants.

Les distributions associées à la catégorie *résidu* sont quasi gaussiennes et centrées sur 150 et 140 uma pour respectivement le télescope 1 et le télescope 2. La statistique est plus de deux fois plus importante pour le télescope 1, ce qui s'explique par la différence d'angle solide avec respectivement 0.042 et 0.015 stéradian pour les télescopes 1 et 2.

L'élargissement de la distribution observée pour le télescope 1 et le faible écart sur la valeur moyenne mesurée peuvent être attribués

- d'une part à la moins bonne résolution en vitesse compte tenu d'une base de temps de vol réduite pour le télescope 1,
- d'autre part à la différence de couverture angulaire, les deux télescopes ayant un rôle complémentaire puisque le 2 couvre un angle θ de 4.4 à 11.6°, le 1 de 9.2 à 20.8 °, avec un $\Delta\phi$ de, respectivement 3.6 et 4.8 °.

B.2 Distribution en vitesse

Les remarques établies précédemment sur les distributions en masse s'appliquent aux distributions en vitesse (Figure III.9 et III.10).

Ainsi, notre critère de sélection des résidus entraîne une sous estimation de la section efficace de production, pour des vitesses supérieures à 1 cm/ns.

Les seuils observés sont supérieurs à ceux attendus :

- 0.40 cm/ns au lieu de 0.27 cm/ns pour le télescope 1,
- 0.50 cm/ns au lieu de 0.44 cm/ns pour le télescope 2.

Cet écart s'explique par le fait que notre estimation des seuils a été réalisée à partir d'une considération sur les distances de vol des résidus et la période du signal haute fréquence délivré par GANIL alors qu'il faut bien évidemment tenir compte, pour cette estimation, des pertes d'énergie dans la cible, dans la feuille d'aluminium présente en face avant des deux télescopes et du défaut d'ionisation important pour les fragments lourds.

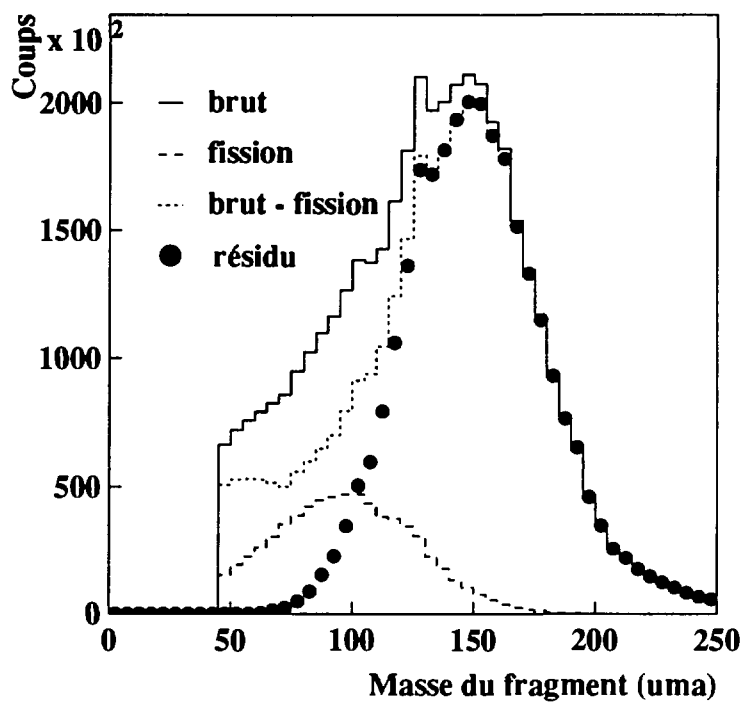


FIG. III.6 - *Distribution en masse des fragments détectés dans le télescope 1*

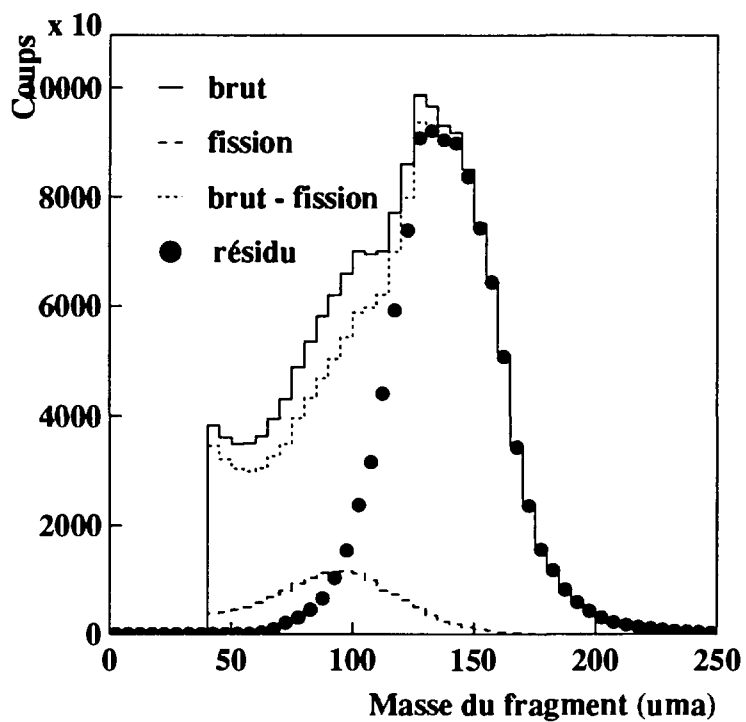


FIG. III.7 - *Distribution en masse des fragments détectés dans le télescope 2*

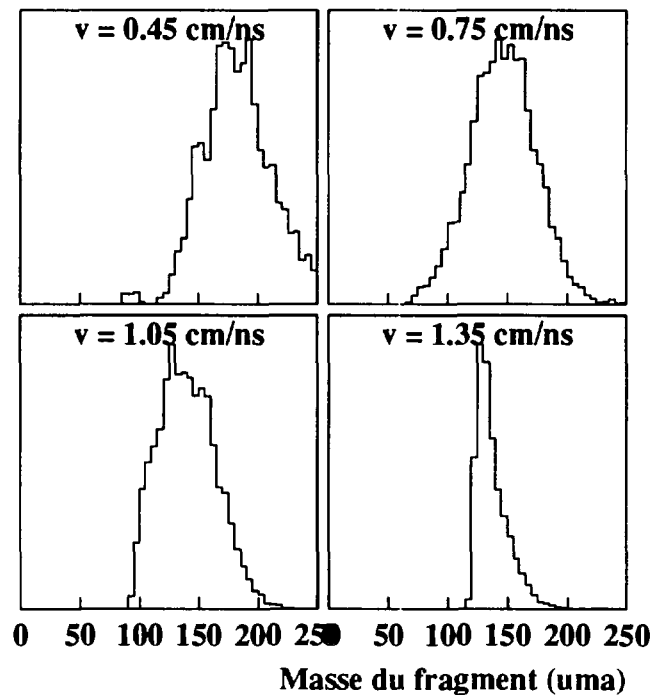


FIG. III.8 - Evolution de la distribution en masse en fonction de la vitesse des fragments pour le télescope 1

B.3 Section efficace

Pour le système ^{40}Ar sur ^{197}Au , la section efficace totale de réaction est de 3.85 barn.

La section efficace de production des résidus est d'environ 400 mb au delà du seuil du télescope 1, et est légèrement supérieure à 200 mb au delà du seuil du télescope 2. Cette section efficace a pu être déterminée à partir de nos données et en supposant une distribution angulaire des résidus identique à celle établie pour le même système par la collaboration NAUTILUS [EUDES88].

L'évolution de la section efficace de production des résidus ayant une vitesse supérieure à une vitesse donnée est représentée (Figure III.11) en fonction de cette vitesse. Pour les deux télescopes, la section efficace de production de résidus ayant une vitesse supérieure à 1 cm/ns, est de l'ordre de 50 mb.

Les sections efficaces présentées sont corrigées des effets de sous estimation par la relation III.1 et de sur estimation par le manque d'efficacité des plaques parallèles vis à vis de la fission. Ces corrections ont été estimées par comparaison des spectres en vitesse obtenus pour les événements de type *résidu* et les événements de type *brut moins fission pondérée* correspondant à la soustraction aux données brutes des événements de type fission renormalisés à une efficacité de 100% pour la détection des fragments de fission par les plaques parallèles.

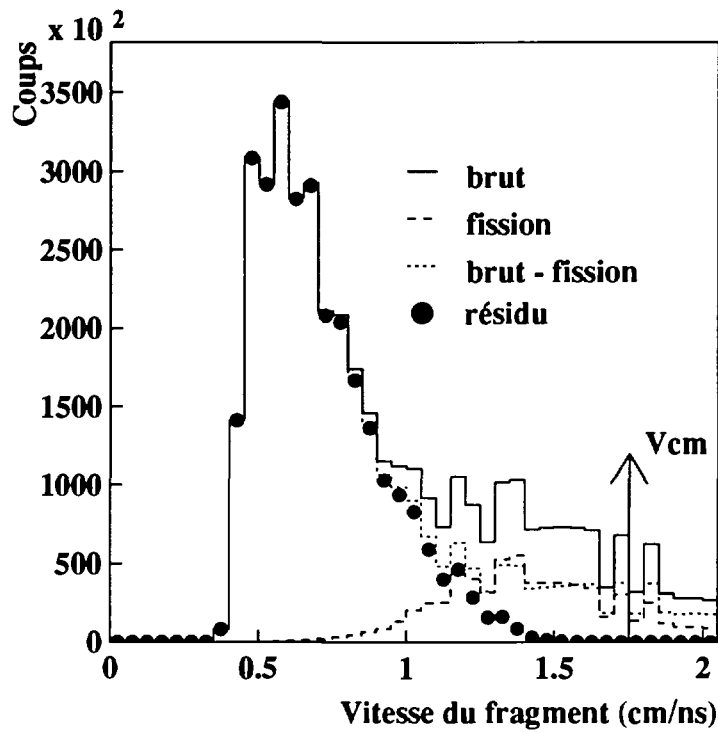


FIG. III.9 - *Distribution en vitesse des fragments détectés dans le télescope 1*

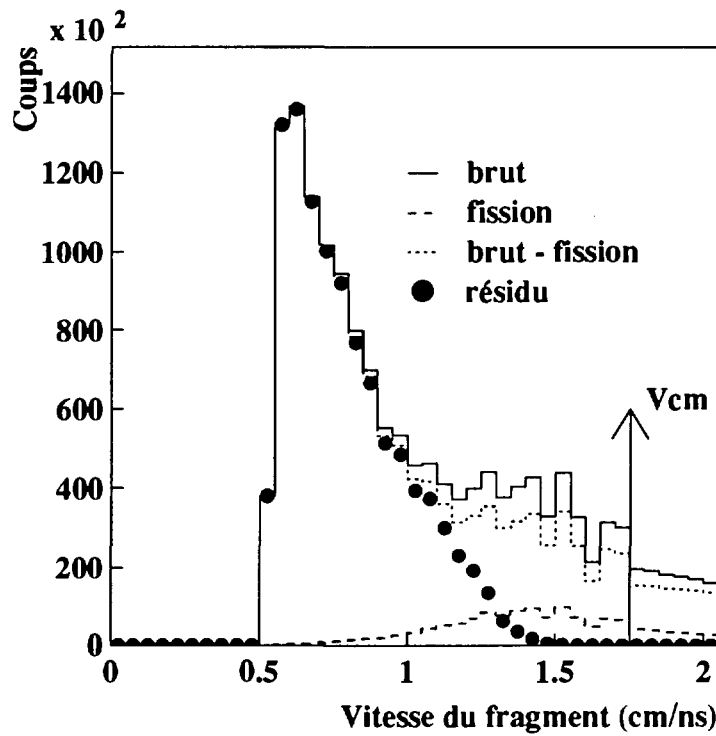


FIG. III.10 - *Distribution en vitesse des fragments détectés dans le télescope 2*

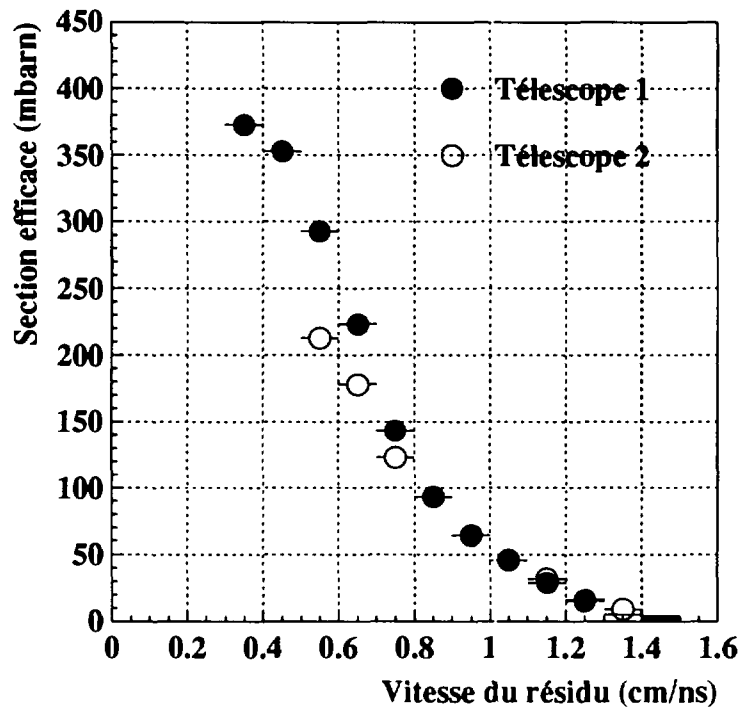


FIG. III.11 - *Section efficace de production en fonction de la vitesse du fragment lourd*

En tout état de cause, ces corrections restent faibles, avec un maximum de 10% pour le télescope 2 et une vitesse de recul des fragments de l'ordre de 1.2 cm/ns, dans la gamme de vitesse qui nous intéressent. La coupure introduite sur la figure III.5 n'élimine donc qu'un nombre limité de résidus.

B.4 Conclusion

Une première conclusion est purement expérimentale. Le dispositif utilisé dans l'expérience E240 n'est pas optimisé par rapport aux objectifs fixés.

Cependant, compte tenu des sections efficaces mesurées pour les résidus les plus rapides, il semble peu réaliste de parler de résidus au delà de 1.2 cm/ns.

En conséquence de quoi, nous voyons que l'analyse portant sur des résidus ayant des vitesses inférieures à 1.2 cm/ns sera réalisée dans de bonnes conditions, la pollution par la fission non identifiée étant faible voire négligeable pour cette catégorie d'événements.

C DéMoN et SyReP

Les caractéristiques générales des différentes catégories d'événements ayant été présentées, nous nous intéressons maintenant aux informations délivrées par DéMoN.

Après avoir présenté l'évolution en fonction de la masse ou de la vitesse du fragment lourd détecté dans un des deux télescopes, des multiplicités brutes de neutrons ainsi que de leurs distributions angulaires, nous nous intéressons plus particulièrement aux spectres en énergie des neutrons et à leur comportement en fonction de l'angle d'émission des neutrons.

Dans l'ensemble de ce qui suit, nous appelons "centre de masse" le référentiel associé au noyau émetteur détecté dans un télescope. Il n'est donc bien défini que dans le cas d'un résidu.

C.1 Multiplicités brutes

Bien que DéMoN ait une faible efficacité de détection, les multiplicités brutes mesurées reflètent le caractère violent ou non de la collision. Elles permettent d'autre part de déterminer le nombre moyen de neutrons évaporés au cours de la désexcitation d'un résidu et d'estimer de façon qualitative l'importance de la composante de pré équilibre.

en fonction de la masse du résidu

L'évolution de la multiplicité de neutrons détectés en fonction de la masse du fragment lourd (Figure III.12) présente pour les données brutes, deux contributions :

- l'une, associée pour l'essentiel aux résidus, s'étend de la masse 120 aux masses les plus élevées. Dans cette zone, la multiplicité décroît régulièrement lorsque la masse du fragment lourd croît et ce conformément à notre attente dans la mesure où les résidus les plus massifs sont aussi les moins excités et vont donc, en moyenne, évaporer moins de particules légères.
- l'autre s'étend de 50 à 120 u.m.a et montre l'importance de la fission dans cette zone avec en moyenne des multiplicités détectées plus faibles.

Pour les données résidus, on voit que l'utilisation de la relation III.1 permet d'éliminer les fragments de fission de masses voisines de 100 u.m.a et nous permet d'observer un comportement décroissant régulier de la multiplicité totale de neutrons détectés par DéMoN en fonction de la masse croissante du fragment lourd, et ce depuis 80 à 90 u.m.a jusqu'aux masses les plus élevées.

Nous nous sommes intéressés aux multiplicités totales et la même analyse peut être réalisée sur les multiplicités de neutrons détectés dans l'hémisphère avant associé au noyau émetteur (Figure III.12).

Il est clair cependant que ces multiplicités, totale et "avant", sont fortement contaminées par l'émission de neutrons de pré équilibre. Pour ne considérer que les neutrons d'évaporation, tout au moins pour s'affranchir au maximum de ce pré équilibre, il convient de se situer dans l'hémisphère arrière associé au noyau émetteur.

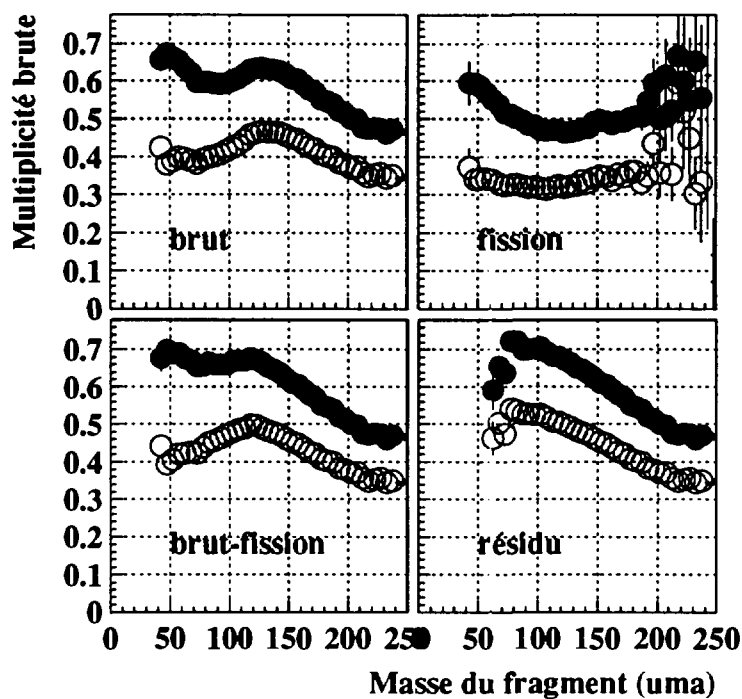


FIG. III.12 - Evolution de la multiplicité de neutrons détectés totale (cercle plein) et dans l'hémisphère avant (cercle ouvert) en fonction de la masse du fragment lourd

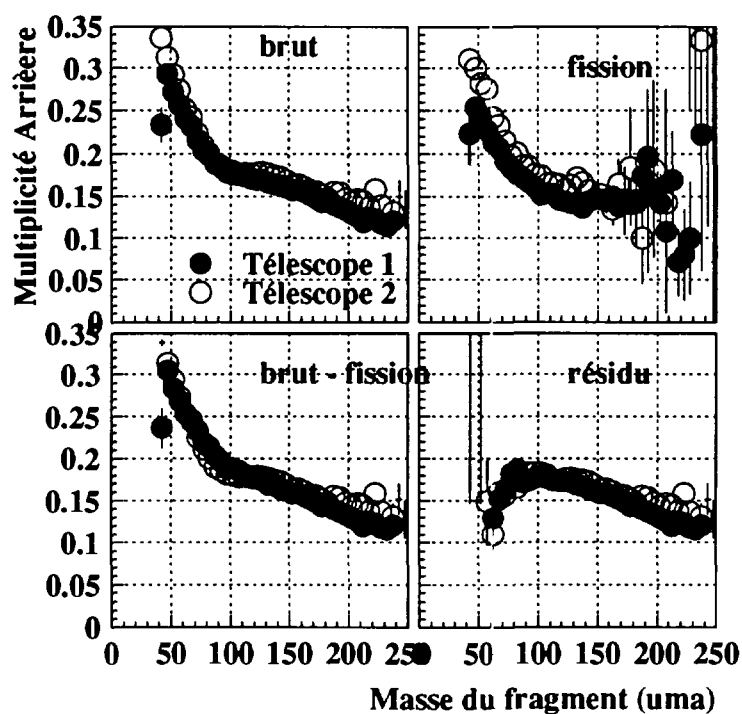


FIG. III.13 - Evolution de la multiplicité de neutrons détectés dans l'hémisphère arrière en fonction de la masse du fragment lourd

Ceci fait, nous voyons (Figure III.13) que l'évolution de la multiplicité "arrière" détectée par DéMoN en fonction de la masse du fragment lourd aboutit aux mêmes conclusions que précédemment, et ce pour les deux télescopes. On peut remarquer au passage le bon accord entre les données fournies par les deux télescopes.

en fonction de la vitesse du résidu

L'évolution de la multiplicité totale de neutrons détectés en fonction de la vitesse du fragment lourd (Figure III.14) présente les deux mêmes contributions que précédemment. Soit,

- la zone riche en résidus, couvrant les vitesses de 0.4 à 1.0 cm/ns et pour laquelle la multiplicité de neutrons croît avec la vitesse du fragment, donc avec l'énergie d'excitation ou la violence de la collision.
- la zone riche en fission, au delà de 1.0 cm/ns, pour laquelle les multiplicités observées sont plus faibles.

Il faut par ailleurs, se placer dans l'hémisphère arrière (Figure III.15) pour observer une croissance régulière de la multiplicité de neutrons en fonction de la vitesse du fragment lourd pour la catégorie résidu, ce pour les deux télescopes.

C.2 Distributions angulaires

La géométrie de DéMoN, un cylindre de révolution autour de l'axe azimuthal, et sa structure modulaire permettent d'obtenir les distributions angulaires des neutrons.

en fonction de la vitesse du résidu

Les distributions obtenues expérimentalement sont présentées figure III.16 pour quatre vitesses de recul des résidus. Bien que les corrections d'angle solide, d'efficacité intrinsèque de détection des neutrons et du jacobien de la transformation laboratoire vers centre de masse aient été faites, la disposition des détecteurs induit des oscillations qui rendent difficile la mise en évidence de façon non équivoque d'une composante isotrope associée aux neutrons d'évaporation et d'une composante anisotrope associée aux neutrons de pré équilibre.

Nous discuterons dans le chapitre suivant la prise en compte de l'acceptance du détecteur DéMoN et l'utilisation pour ce faire de simulateurs d'événements. Que l'on nous permette toutefois d'anticiper un peu sur cette discussion pour présenter sur la figure III.17 les mêmes distributions angulaires de neutrons que sur la figure III.16 mais obtenus cette fois à partir du générateur SiMoN, qui ne comporte pas de neutrons de pré équilibre et sera décrit au chapitre suivant, et du filtre DéMoN.

En comparant ces deux séries de courbes, on s'aperçoit

- que bien que le simulateur permette de retrouver qualitativement les oscillations induites par la géométrie de DéMoN, celles ci sont trop importantes

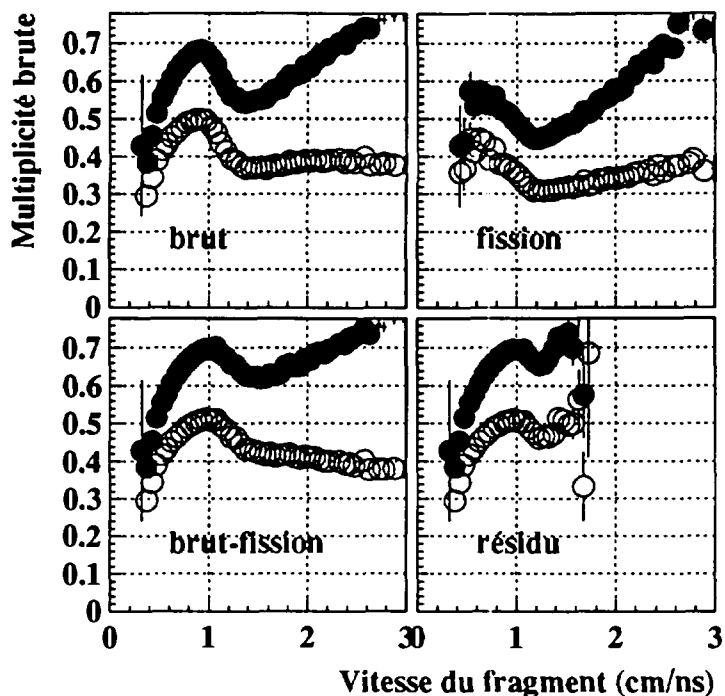


FIG. III.14 - Evolution de la multiplicité de neutrons détectés totale (cercle plein) et dans l'hémisphère avant (cercle ouvert) en fonction de la vitesse du fragment lourd

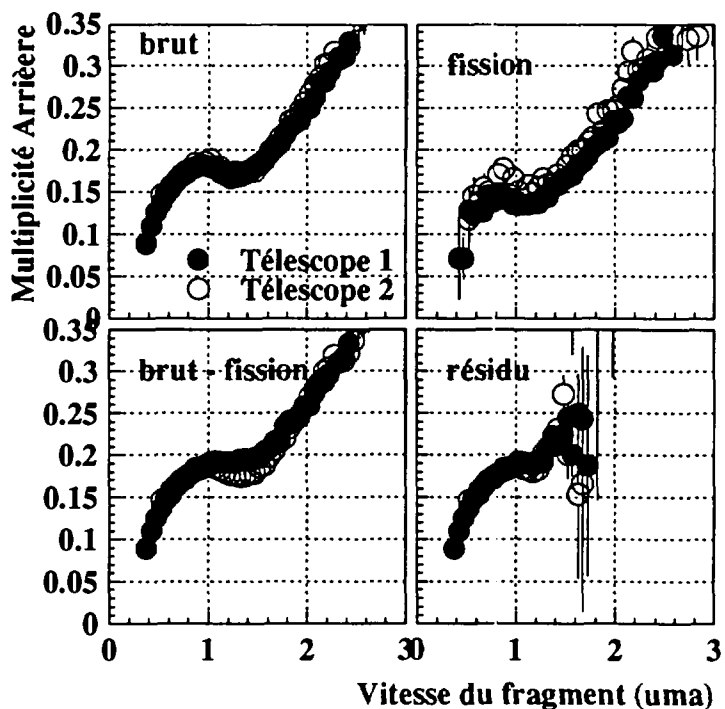


FIG. III.15 - Evolution de la multiplicité de neutron dans l'hémisphère arrière en fonction de la vitesse du fragment lourd

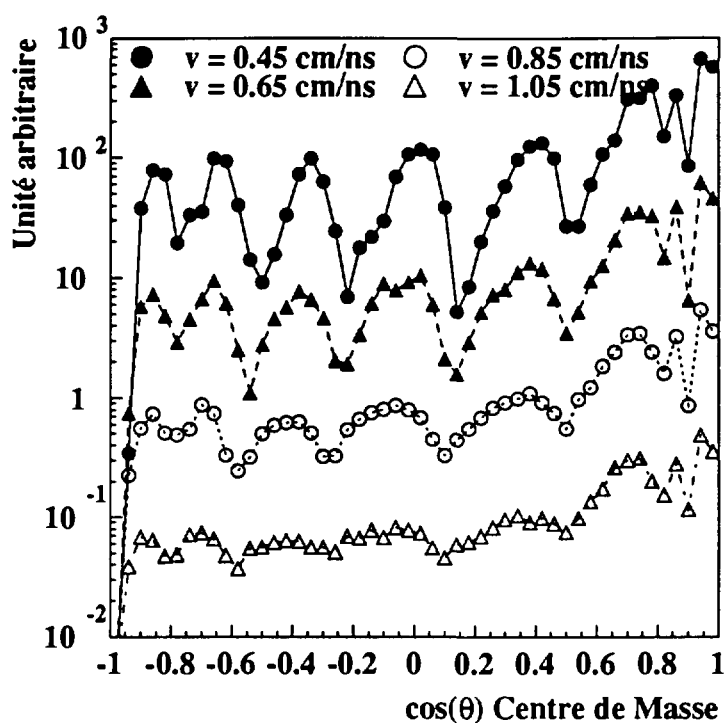


FIG. III.16 - *Distribution angulaire des neutrons pour différentes vitesses de recul du résidu et pour le télescope 1*

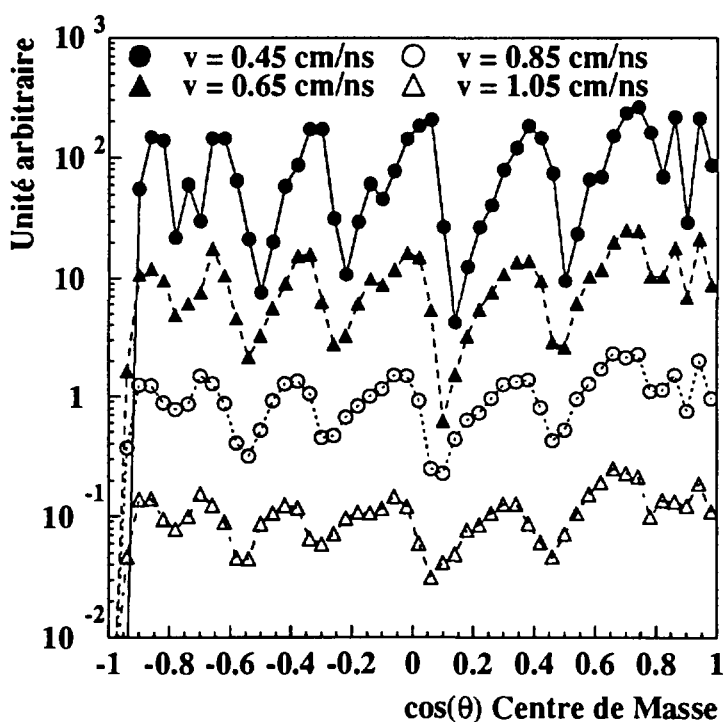


FIG. III.17 - *Distribution angulaire des neutrons pour différentes vitesses de recul du résidu, obtenue à partir d'un générateur d'événements filtrés par le dispositif expérimental*

pour que l'on puisse espérer les corriger dans les données afin d'obtenir des distributions angulaires sans structures,

- qu'il y a dans le centre de masse une mémoire du laboratoire, puisque l'on retrouve les différentes colonnes de l'ensemble DéMoN, d'autant plus importante que la vitesse du résidu est faible,

- que l'excès de neutrons observé aux angles avants dans les données expérimentales peut être attribué au pré équilibre.

C.3 Spectres en énergie

La dernière information délivrée par DéMoN, et non la moindre, est l'énergie des neutrons.

Cette donnée devrait nous permettre :

- de mesurer la température du noyau émetteur, ce qui sera discuté et présenté par la suite,

- d'estimer l'importance du phénomène de pré équilibre.

en fonction de l'angle de détection

On voit ainsi que pour une vitesse donnée du fragment lourd, le spectre en énergie des neutrons (Figure III.18) présente deux zones :

- l'une à basse énergie, présente à l'avant comme à l'arrière, correspond aux neutrons évaporés de façon isotrope dans le référentiel associé à l'émetteur.

- l'autre à plus haute énergie, correspond aux neutrons de pré équilibre (il convient ici de préciser que nous appelons pré équilibre tout ce qui n'est pas évaporé par les résidus) dont l'émission est fortement focalisée vers l'avant. Ces neutrons de pré équilibre présentent deux composantes, l'une à environ 60 MeV disparaît rapidement quand l'angle augmente et a pour origine la désexcitation du quasi projectile, l'autre à relativement plus basse énergie, de 10 à 40 MeV, subsiste à 120° et a pour origine la zone chaude formée au contact des deux noyaux.

L'étude de la composante évaporative fait l'objet du chapitre "Mesure de températures initiales". L'estimation de la composante de pré équilibre a été réalisée à partir des multiplicités détectées et est présentée dans ce même chapitre.

C.4 Conclusion

L'ensemble des informations recueillies par DéMoN, c'est à dire multiplicité détectée, distribution angulaire et spectre en énergie, permet de mettre en évidence les différentes sources d'émission neutronique que sont l'évaporation et le pré équilibre, d'estimer l'importance relative de ces deux phénomènes et nous le verrons, de mesurer des températures.

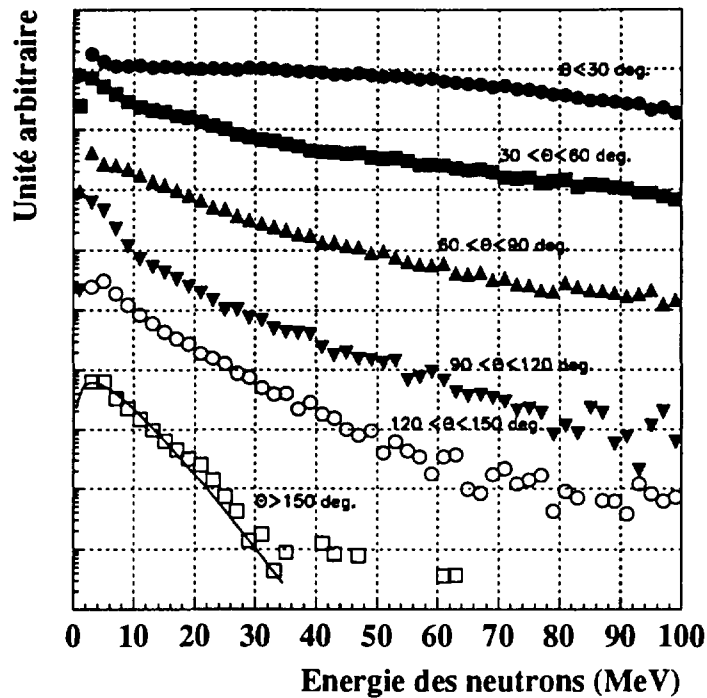


FIG. III.18 - *Spectre en énergie des neutrons en fonction de l'angle d'émission dans le référentiel du fragment lourd de vitesse moyenne 0.55 cm/ns*

Ceci cependant, ne peut se faire qu'en utilisant un générateur d'événements et un filtre simulant les caractéristiques du dispositif expérimental, et c'est une des limitations de DéMoN.

D Mesure de température

Nous arrivons au délicat problème de mesure de température. Délicat parce qu'il soulève plusieurs interrogations :

- Quelle expression doit-on utiliser pour extraire les températures des spectres en énergie des neutrons?
- Sur quelle zone, en cosinus de l'angle d'émission des neutrons dans le référentiel du noyau émetteur, peut-on extraire ces températures?
- Comment passer des températures apparentes déduites des ajustements sur les distributions d'énergie des neutrons aux températures initiales?

D.1 Choix de l'expression de la température

Pour une particule donnée, d'énergie cinétique E , la théorie de Weisskopf, c'est-à-dire la description de la désexcitation d'un noyau dans la représentation microcanonique, nous apprend que la probabilité d'évaporer cette particule suit la relation

$$P(E)dE = \frac{E - B}{T^2} \exp\left[-\frac{(E - B)}{T}\right]dE \quad (\text{III.2})$$

où

- B est la barrière d'émission coulombienne,
- T , la température du noyau,
- $P(E)$ est directement mesuré dans l'expérience.

Dans le cas des neutrons, $B = 0$, d'où l'équation III.2 se simplifie pour donner

$$P(E)dE = \frac{E}{T^2} \exp\left[-\frac{E}{T}\right]dE \quad (\text{III.3})$$

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure III.18 le résultat obtenu pour le spectre en énergie des neutrons évaporés au delà de 150° et une vitesse moyenne du noyau émetteur de 0.55 cm/ns . La température extraite est d'environ 3 MeV .

Cette méthode d'extraction des températures a fait ses preuves à basse énergie mais doit être maniée avec précaution pour les noyaux très chauds.

En effet, pour de tels noyaux, il faut

- identifier correctement la source d'émission des particules,
- s'assurer que cette source est thermalisée,
- éliminer les particules de pré équilibre,
- tenir compte des effets de recul dans les évaporations successives, des effets de moyenne qu'implique cette chaîne de désexcitation, qui font que l'on mesure une température apparente plus faible que la température initiale.

Si dans notre cas, la source d'émission semble bien identifiée, les particules de pré équilibre sont négligeables à l'arrière, les effets de recul négligeables car nos noyaux sont lourds voire très lourds, il apparaît cependant nécessaire de corriger les résultats expérimentaux en utilisant des simulations permettant une déconvolution des effets parasites.

Compte tenu de la méthode utilisée pour déterminer les paramètres initiaux des noyaux chauds (voir Chapitre suivant), il n'est pas nécessaire d'utiliser une expression modifiée [LANG64] de la relation III.3 pour tenir compte de la cascade d'émission des neutrons d'évaporation et donc de la variation de température du noyau émetteur tout le long de cette cascade. Pour des raisons analogues, il n'est pas nécessaire de prendre en compte une émission de "surface" [GOLDHABER78] des neutrons d'évaporation et donc une modification du terme E/T^2 en \sqrt{E}/T^2 dans la relation III.3.

D.2 Choix de la zone de mesures

Ce choix est directement lié au problème des particules de pré équilibre. Il faut nous assurer que les neutrons considérés dans les mesures de températures sont évaporés par le résidu.

Pour cela, compte tenu des résultats présentés ci avant sur les distributions en énergie, il convient de ne considérer que les neutrons pour lesquels l'angle d'émission θ_{CM} , dans le référentiel associé à l'émetteur est supérieur à 140° , soit

$$\cos(\theta_{CM}) \leq -0.75 \quad (\text{III.4})$$

Ceci fait, nous travaillons sur des neutrons d'évaporation mais nous perdons une statistique considérable en ne considérant en définitive, que la dernière colonne de détecteurs DéMoN.

D.3 Comment mesurer la température initiale?

La théorie de Weisskopf ne prend pas en compte la longue chaîne de désexcitation des résidus. Nous ne mesurons donc que des températures moyennes ou températures apparentes.

Quel est le lien entre les températures apparentes et les températures initiales qui sont les grandeurs qui nous intéressent?

Il apparaît donc indispensable d'utiliser des simulations afin d'établir de manière univoque ce lien. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le chapitre suivant en développant deux approches, l'une basée sur le modèle du transfert massif, l'autre sur le modèle de diffusion profondément inélastique.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

Chapitre IV

Détermination des paramètres initiaux des noyaux chauds

Introduction

L'objectif de ce quatrième chapitre est de présenter l'ensemble des mesures de températures déduites des spectres en énergie centre de masse des neutrons évaporés.

Pour ce faire, il a été nécessaire d'utiliser un générateur d'événements qui nous a permis d'établir la relation entre les valeurs apparentes mesurées des paramètres caractéristiques des noyaux (température, masse, multiplicité de neutrons évaporés) et les valeurs réelles de ces paramètres.

Remarquons ici que les différences entre paramètres mesurés et paramètres réels sont imputables soit à l'appareillage (multiplicité), soit au processus physique d'évaporation (masse), soit aux deux (température).

Après avoir brièvement présenté le générateur et le filtre, nous discutons les deux hypothèses envisagées, à savoir le transfert massif et la diffusion profondément inélastique, avant de présenter l'ensemble des résultats obtenus à partir de ces deux hypothèses.

A Le générateur SiMoN et le filtre DéMoN

Sans trop entrer dans les détails, nous nous proposons de présenter le générateur d'événements ainsi que la méthode utilisée en insistant sur le fait que l'objectif pour le moment n'est pas de reproduire toutes les données expérimentales, notamment les sections efficaces de production des résidus ce qui serait illusoire avec un générateur aussi simple.

A.1 Le générateur SiMoN

Ce générateur est utilisé "sans" voie d'entrée. "Sans" dans la mesure où les paramètres d'entrée ne sont pas le projectile, la cible, l'énergie de bombardement et/ou le paramètre

d'impact mais un système composite de masse et de charge données, ayant une certaine énergie d'excitation.

Cette énergie d'excitation est évacuée à travers l'émission isotrope dans le référentiel de l'émetteur, de particules légères et/ou de fragments de masse intermédiaire. Il n'est pas permis au système composite d'évoluer soit vers la fission, soit vers la fragmentation, l'objectif n'étant pas de tester les prédictions de SiMoN pour ces différents phénomènes mais d'évaluer l'influence du dispositif expérimental, à savoir DéMoN, sur la mesure de température pour les événements de type résidu.

L'un des paramètres essentiels dans cette désexcitation par évaporation est le paramètre densité de niveau permettant de relier température et énergie d'excitation par la relation

$$T = \sqrt{a\varepsilon^*} \quad (\text{IV.1})$$

où

- T est la température en MeV,
- ε^* est l'énergie d'excitation en MeV par nucléon,
- a est le paramètre densité de niveau.

Dans le cas qui nous intéresse, il a été montré qu'une bonne approximation est $a = 12$ [DURAND⁺95]. Nous verrons sur un exemple concret l'influence de ce paramètre selon qu'il soit pris égal à 10 ou 12.

En sortie, l'information délivrée par le générateur est la suivante : masse et charge du résidu lourd ainsi que son énergie d'excitation avant évaporation, distribution en angle et en énergie des particules légères évaporées.

A.2 Le filtre DéMoN

Le filtre DéMoN simule le dispositif de l'expérience E240 et détermine dans les événements générés par SiMoN les particules détectées. Il est des plus simples puisqu'il ne s'intéresse qu'aux neutrons.

Complet, il tient compte à la fois des problèmes de résolution sur les mesures de masse ou de vitesse des résidus, sur les mesures de l'énergie et de la distribution angulaire des neutrons, et prend en compte l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons d'une cellule DéMoN.

Au final, en couplant le générateur SiMoN et le filtre DéMoN, nous obtenons des événements directement comparables à nos données expérimentales ainsi que la possibilité de relier température initiale, déterminée à partir de l'énergie d'excitation et de la relation IV.1, et température finale, déterminée comme pour les données expérimentales à partir des spectres en énergie des neutrons évaporés au delà de 140°.

Cependant, pour ce faire, il est nécessaire de relier l'énergie d'excitation et la vitesse de recul de notre résidu. Cela nous oblige à considérer diverses hypothèses selon le mécanisme de réaction envisagée. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le paragraphe suivant.

B Transfert massif et diffusion profondément inélastique

Avant toute chose, il me semble important d'insister sur le fait que nous ne prétendons pas ici expliquer les caractéristiques des résidus observés avec l'une ou l'autre de ces deux hypothèses, encore moins leur mode de formation.

Notre objectif est de déterminer la relation existant entre température initiale et température apparente, éventuellement de vérifier dans nos données l'accord entre température et vitesse de recul du résidu et/ou multiplicité de neutrons évaporés.

B.1 L'hypothèse du transfert massif

Ce modèle, simple dans ces hypothèses, décrit raisonnablement les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, c'est-à-dire entre 10 et 100 MeV par nucléon.

Le principe de base est que seule une fraction du projectile participe à la réaction en fusionnant avec la cible, le reste du projectile partant à 0° avec une vitesse inchangée. En suivant ce principe, qui s'avère de fait bien adapté à la description du mécanisme de fusion incomplète, il est possible de relier la vitesse de recul et l'énergie d'excitation déposée dans le système [HAMDANI93].

Ce qui nous donne, en négligeant le Q de réaction, la relation suivante

$$\varepsilon^* = 0.5 \times v_{\text{recul}}^{\parallel} [v_{\text{faisceau}} - v_{\text{recul}}^{\parallel}] \quad (\text{IV.2})$$

où

- ε^* est l'énergie d'excitation en MeV par nucléon,
- $v_{\text{recul}}^{\parallel}$ est la projection de la vitesse de recul du résidu selon l'axe du faisceau,
- v_{faisceau} est la vitesse du faisceau.

B.2 L'hypothèse de la diffusion profondément inélastique

Cette hypothèse a été appliquée avec succès dans les collisions d'ions lourds à basse énergie, typiquement jusqu'à 10 MeV par nucléon, où la réaction est dominée par des effets collectifs.

Dans une diffusion profondément inélastique, le système reste essentiellement binaire au cours de la collision où après un contact profond, se forme un ensemble intermédiaire constitué de deux noyaux réunis par un col. En raison du moment angulaire initial, cet ensemble de courte durée de vie amorce une rotation et une part importante de l'énergie disponible dans la voie d'entrée est convertie en dissipation.

Pour finir, le système se désolidarise pour former deux noyaux excités dont l'asymétrie de charge est fortement corrélée à celle de la cible et du projectile.

En prenant en compte l'existence d'une corrélation importante entre énergie dissipée et transfert de nucléons, il est possible de déterminer les caractéristiques générales de ce type de réaction et donc d'établir une corrélation entre vitesse de recul et énergie d'excitation.

B.3 Remarques et commentaires

Nous présentons sur la figure IV.1 la relation entre l'énergie d'excitation et la vitesse de recul pour un système composite de masse 180, de charge 72 et pour les deux hypothèses discutées ci avant. Il est clair que ces hypothèses ont été testées avec différents systèmes composites de masse variant entre 160 et 220 uma. Cependant, dans un souci de clarté, nous ne présentons que les résultats établis pour le système de masse 180 et de charge 72, le choix de ce système se justifiant a posteriori (voir Section F de ce chapitre et la figure IV.11).

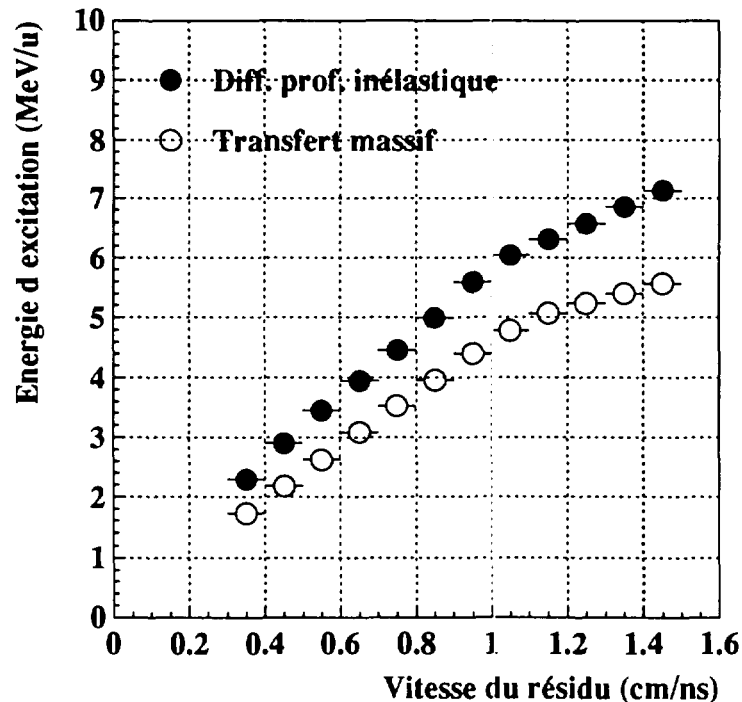


FIG. IV.1 - *Corrélation Énergie d'excitation par nucléon Vitesse de recul pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique*

Nous obtenons typiquement des énergies d'excitation de l'ordre de 5 MeV par nucléon pour des vitesses de l'ordre de 1.0 cm/ns. Cela correspond à des températures variant de 7 à 8 MeV selon que l'on considère un paramètre densité de niveau de 10 ou de 12.

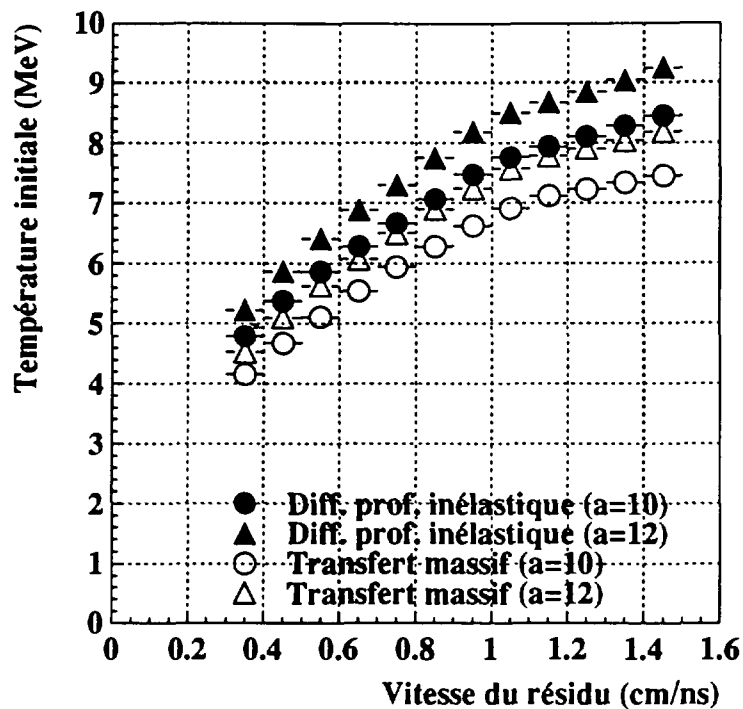


FIG. IV.2 - *Corrélation Température initiale Vitesse de recul pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique*

Nous voyons donc que a priori, ces deux hypothèses prévoient des températures élevées pour les résidus lourds formés dans les collisions les plus violentes et ayant de ce fait, les vitesses les plus élevées.

Nous présentons dans les figures IV.2, IV.3 et IV.4 les corrélations entre les températures initiales et respectivement la vitesse du résidu, la multiplicité de neutrons évaporés et la température apparente, ce pour deux valeurs du paramètre densité de niveau.

Il convient de rappeler ici que, dans le cadre du générateur SiMoN et des deux hypothèses envisagées, les températures initiales sont déduites des énergies d'excitation tandis que les températures apparentes sont déterminées à partir des spectres en énergie des neutrons évaporés.

Nous voyons clairement sur ces figures que

- la corrélation Température initiale Vitesse du résidu dépend à la fois du mécanisme de réaction envisagée, le transfert massif ou la diffusion profondément inélastique, et du paramètre densité de niveau,
- la corrélation Température initiale Multiplicité de neutrons évaporés ne dépend que du paramètre densité de niveau,

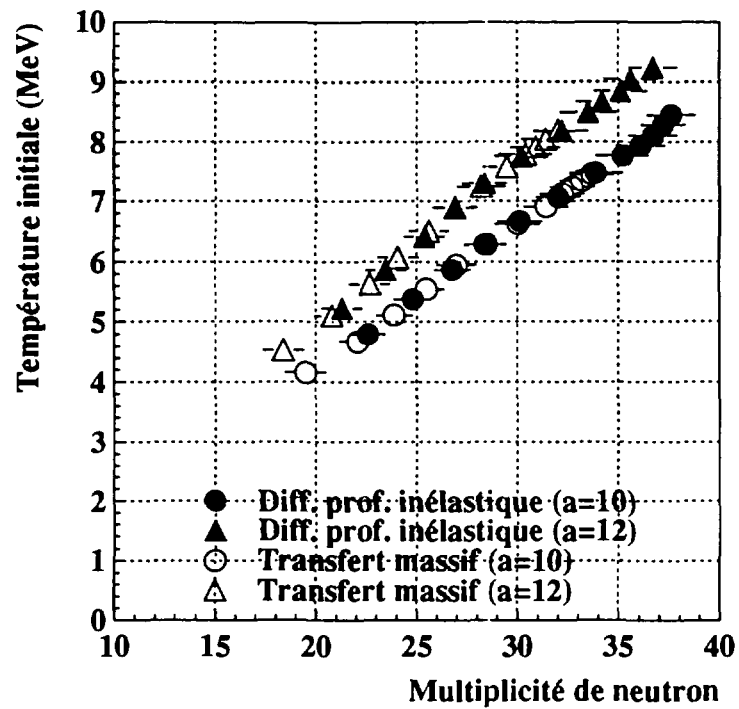


FIG. IV.3 - Corrélation Température initiale Multiplicité de neutrons évaporés pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique

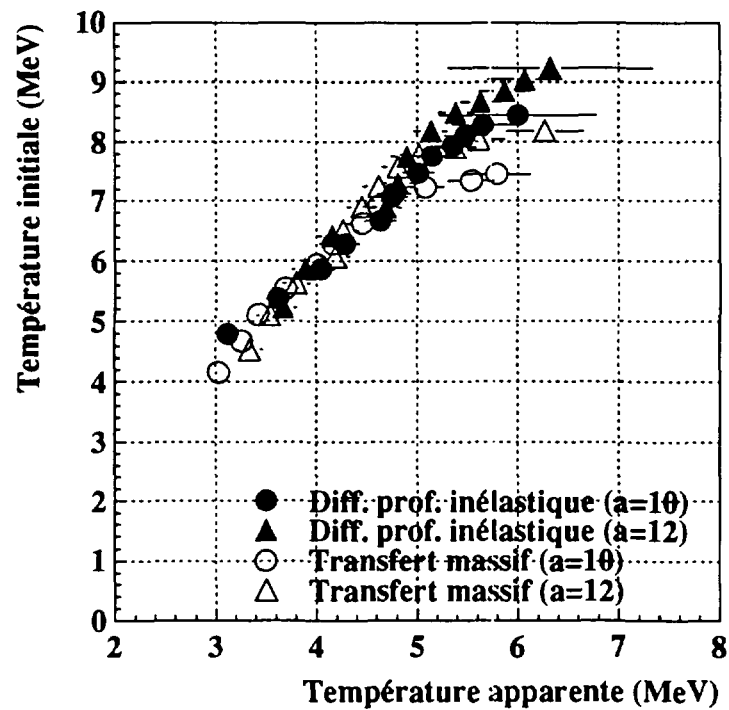


FIG. IV.4 - Corrélation Température initiale Température apparente pour les hypothèses de transfert massif et de diffusion profondément inélastique

- la corrélation Température initiale Température apparente ne dépend pas de l'hypothèse envisagée.

Ce résultat, attendu, nous montre qu'il sera intéressant dans nos données d'établir ces corrélations pour éventuellement signer d'une part un mécanisme de réaction, d'autre part s'assurer de la qualité de nos mesures à partir des corrélations Température initiale Multiplicité de neutrons évaporés.

C Détermination de la multiplicité de neutrons évaporés

Des multiplicités mesurées expérimentalement dans l'hémisphère arrière, on peut déduire les multiplicités totale et initiale de neutrons évaporés par le fragment lourd, si l'on considère que tous les neutrons émis à l'arrière dans le centre de masse de l'émetteur sont des neutrons d'évaporation. On a pu voir que cette hypothèse n'est que partiellement vérifiée et qu'il est nécessaire de ne considérer que les neutrons émis au delà de 150° .

Cependant, compte tenu de la faible efficacité de l'ensemble de détection des neutrons et du nombre peu élevé de détecteurs au delà de 150° , l'estimation de ces multiplicités ne peut se faire par simple correction de l'efficacité, de l'angle solide ou du jacobien de la transformation laboratoire vers centre de masse, des multiplicités détectées.

Nous avons donc eu recours pour cette estimation au générateur SiMoN et au filtre DéMoN afin de déterminer, par tranche de 30° , la corrélation entre multiplicité initiale et multiplicité détectée. Ce générateur ne prend en compte que l'évaporation, isotrope dans le centre de masse de l'émetteur, de particules légères.

A ce stade de l'analyse, on ne demande pas au générateur de reproduire avec précision les caractéristiques des noyaux chauds, énergie d'excitation et masse en fonction de leur vitesse, mais seulement de déterminer l'efficacité globale intrinsèque et géométrique de détection de l'ensemble DéMoN vis à vis des neutrons évaporés par les résidus en fonction de la vitesse de ces derniers. En première approximation, cette efficacité de détection ne dépend que de la vitesse et de l'orientation du résidu par rapport à DéMoN mais non de son énergie d'excitation et donc de la multiplicité de neutrons émis.

L'application de cette efficacité aux neutrons détectés au delà de 150° dans le système du résidu et l'hypothèse d'une émission isotrope de ces neutrons dans ce système permettent de déterminer la multiplicité de neutrons évaporés (Figure IV.5). Elle permet d'estimer aussi la composante dite de pré équilibre¹ par simple soustraction de la composante évaporative mesurée aux angles arrières à la composante évaporative plus pré équilibre observée aux angles avants.

Cependant, la composante de pré équilibre ainsi déduite est certainement sous estimée dans la mesure où nous avons appliqué aux neutrons émis vers l'avant un taux de transmission calculé pour les neutrons d'évaporation (il n'y a pas de pré équilibre dans

1. Nous appelons pré équilibre tout ce qui n'est pas évaporé, c'est à dire aussi bien ce qui vient du quasi projectile que ce qui provient de la zone chaude formée au contact des noyaux cible et projectile

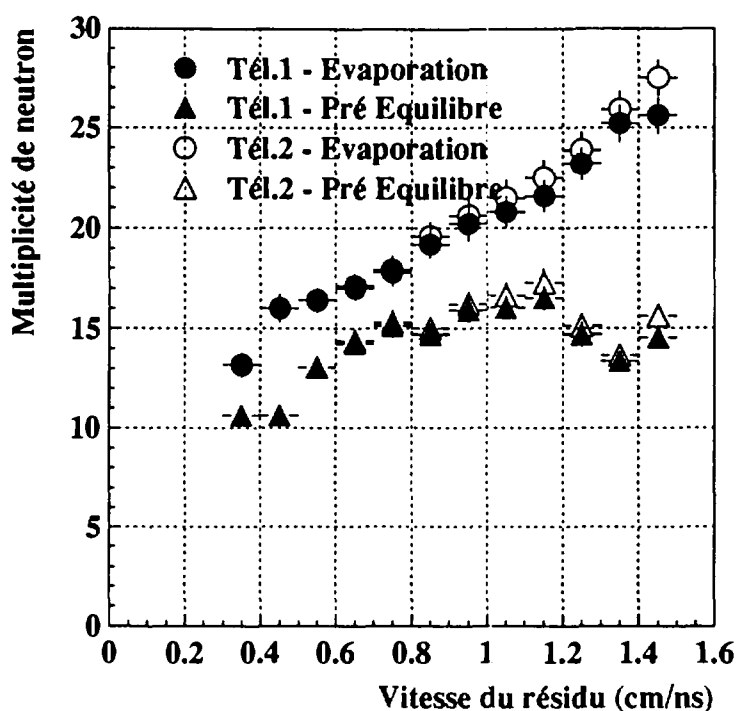


FIG. IV.5 - Evolution de la multiplicité initiale de neutrons en fonction de la vitesse du fragment lourd

le simulateur utilisé). Ceci est faux puisque, pour les neutrons de pré équilibre dont les énergies atteignent quelques dizaine de MeV, l'efficacité intrinsèque des compteurs DéMoN est plus faible que pour les neutrons d'évaporation (Figure II.10). La composante de pré équilibre montrée sur la figure IV.5 a donc été renormalisée d'un facteur 1.5 pour tenir compte de cet effet.

Le comportement de la composante évaporative est celui observé sur la figure III.15 avec cependant une croissance plus régulière, l'effet du jacobien dans l'estimation des multiplicités initiales faisant disparaître le "plateau" à 1 cm/ns. Le pré équilibre semble rapidement saturer avec la vitesse de recul et est du même ordre de grandeur que l'évaporation suggérant un processus de formation des résidus relativement violent.

D Corrélation Température-Vitesse du résidu

Nous avons vu précédemment (Figure IV.2) que l'évolution de la température en fonction de la vitesse du résidu est significative à la fois du mécanisme de réaction envisagée et du paramètre densité de niveau. Nous présentons donc dans ce paragraphe cette évolution pour nos données expérimentales en espérant que les hypothèses envisagées sont suffisamment réalistes pour les décrire.

Pour mémoire,

- dans les données expérimentales comme dans les données générées et filtrées, les températures apparentes sont déterminées selon la même procédure, à savoir à partir de la statistique de Weisskopf appliquée aux neutrons évaporés au delà de 140° dans le centre de masse de l'émetteur,

- dans les données générées et filtrées, les températures initiales sont déterminées à partir de l'énergie d'excitation selon la relation IV.1 tandis que dans les données expérimentales, elles sont déterminées à partir de la relation établie à l'aide du générateur et du filtre.

D.1 Températures apparentes

Dans les données expérimentales (Figure IV.6), les températures apparentes déterminées pour les deux télescopes montrent un parfait accord dans leur corrélation avec la vitesse du résidu avec une augmentation constante de 3 à 4 MeV lorsque la vitesse varie de 0.5 à 1.5 cm/ns.

Par ailleurs, on voit sur cette même figure que les températures apparentes déterminées dans l'hypothèse d'un transfert massif ou d'une diffusion profondément inélastique sont nettement supérieures à celles observées expérimentalement même si pour les plus faibles vitesses, ce désaccord est moins flagrant.

Néanmoins, notre objectif n'est pas d'avoir un accord parfait mais de déterminer les températures initiales.

D.2 Températures initiales

C'est ce qui est présenté sur la figure IV.7, la légende étant la même que pour la figure IV.6.

Il apparaît clairement sur ces quatre figures qu'en définitive, quelle que soit l'hypothèse envisagée, transfert massif ou diffusion profondément inélastique, et le paramètre densité de niveau choisi, les températures initiales déduites de notre analyse ne diffèrent que très légèrement.

Ceci nous conforte dans la justesse de notre analyse et nous pouvons dire, à ce point de l'étude, que les résidus observés dans l'expérience avec une vitesse de recul d'environ 1.0 cm/ns ont supporté des températures de l'ordre de 6 MeV.

Pour que l'information soit complète, intéressons nous maintenant à la corrélation Température Multiplicité de neutrons évaporés où nous devrions observer une dépendance du paramètre densité de niveau.

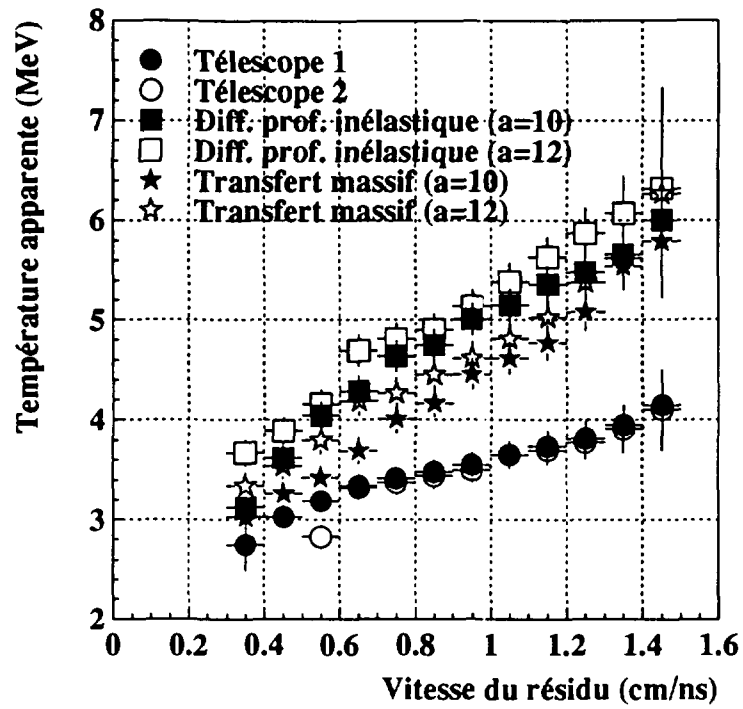


FIG. IV.6 - *Corrélation Température apparente Vitesse de recul*

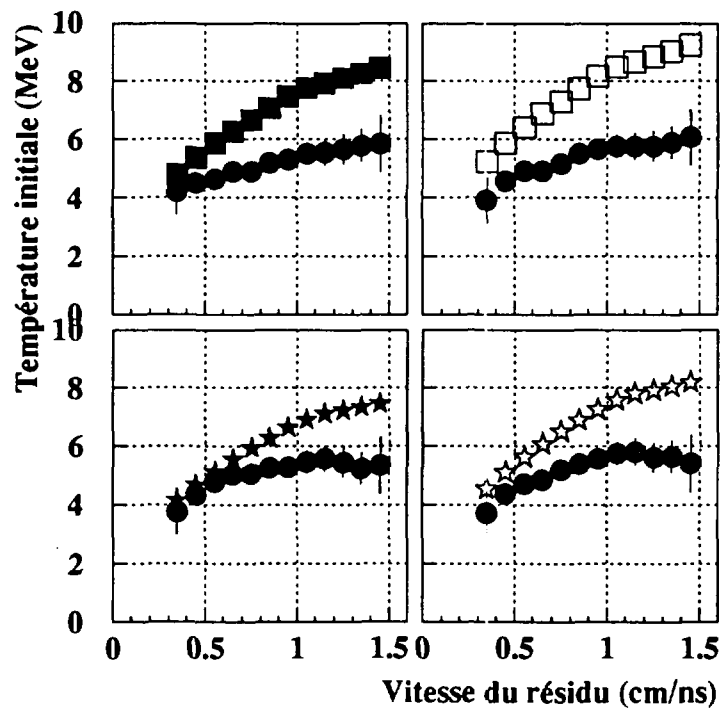


FIG. IV.7 - *Corrélation Température initiale Vitesse de recul*

E Corrélacion Température-Multiplicité de neutrons évaporés

Les corrélacions Température apparente Multiplicité de neutrons évaporés pour les données expérimentales et pour les données simulées sont présentées sur les figures IV.8 et IV.9 respectivement pour l'hypothèse de diffusion profondément inélastique et l'hypothèse de transfert massif. Deux valeurs du paramètre densité de niveau ont été considérées.

Dans les deux hypothèses de formation des résidus, corrélacions mesurées et simulées sont en bon accord lorsqu'on considère un paramètre densité de niveau égal à 12, ce qui est proche de la valeur attendue [DURAND⁺95].

Par bon accord entre corrélacions mesurées et simulées, nous entendons qu'il y a une continuité très satisfaisante entre les deux familles de points, le fait que les domaines de températures couverts ne se recouvrent pas totalement ne faisant que traduire ce que montrent à l'évidence les figures IV.6 et IV.7: les modèles utilisés prédisent des noyaux plus chauds que ce qui est trouvé dans l'expérience.

Comme nous l'avons déjà souligné, la multiplicité de neutrons évaporés et la température fournissent deux mesures indépendantes de l'énergie d'excitation des noyaux. Le fait que la corrélacion entre ces deux mesures soit cohérente conforte notre confiance dans la justesse des données recueillies au cours de cette expérience ainsi que sur la méthode employée pour extraire les températures initiales des données brutes.

F Détermination de la masse initiale

L'une des grandeurs caractéristiques qu'il est nécessaire de déterminer est la masse initiale des résidus, c'est-à-dire la masse des résidus avant qu'ils ne commencent à se désexciter par évaporation.

Cette détermination peut se faire en utilisant les prédictions du générateur SiMoN et en établissant les relations multiplicité de particules légères chargées évaporées versus multiplicité de neutrons évaporés. Ces relations ne dépendent pas du mécanisme de réaction envisagé mais uniquement de l'énergie d'excitation associée au résidu avant évaporation.

Connaissant les masses finales des résidus, il nous est alors possible de reconstruire les masses initiales en sommant les contributions des différents types de particules évaporées et ces masses finales.

Nous présentons sur la figure IV.10 les relations discutées ci dessus et sur la figure IV.11 les masses initiales et finales des résidus en fonction de leur vitesse de recul et ce pour les deux télescopes.

Dans la zone bien définie pour nos résidus, c'est à dire jusqu'à 1.2 cm/ns, la masse initiale déterminée pour les deux télescopes est constante et de l'ordre de 175 uma, ce qui justifie a posteriori la masse 180 utilisée avec le générateur SiMoN (voir Section B de ce chapitre). L'erreur sur la détermination de ces masses est évidemment importante et de l'ordre de 20 à 25 uma.

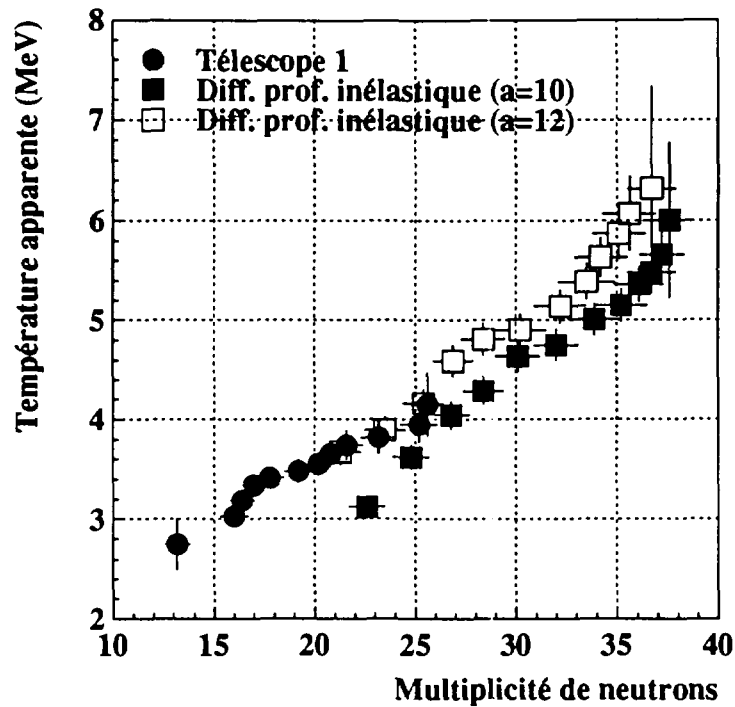


FIG. IV.8 - *Corrélation Température apparente Multiplicité de neutrons évaporés. Comparaison avec une hypothèse de diffusion profondément inélastique et pour deux valeurs du paramètre densité de niveau*

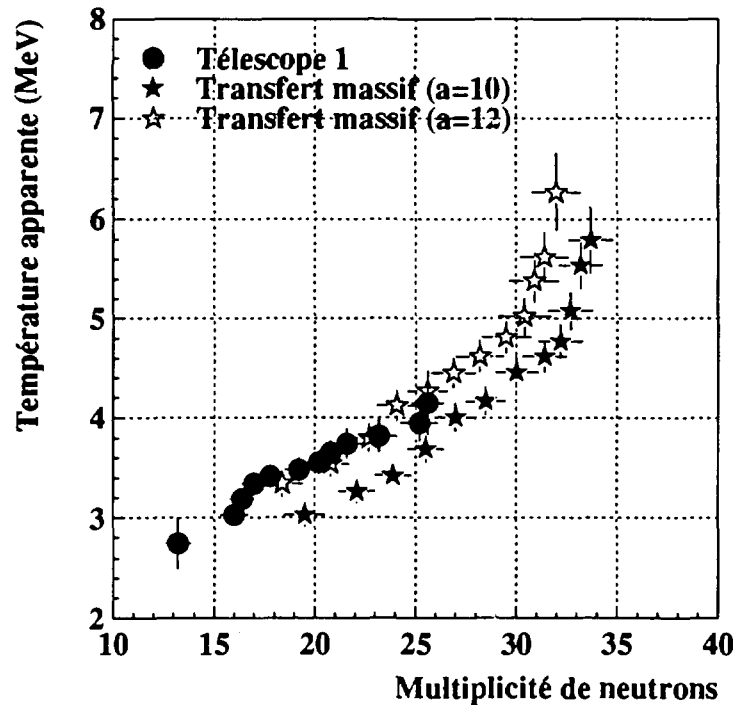


FIG. IV.9 - *Corrélation Température apparente Multiplicité de neutrons évaporés. Comparaison avec une hypothèse de transfert massif et pour deux valeurs du paramètre densité de niveau*

Conclusion et commentaires

Les conclusions sur ce chapitre sont multiples.

L'utilisation du générateur SiMoN et du filtre DéMoN a permis de déterminer, à partir des résultats expérimentaux, les paramètres initiaux, température et masse, des résidus observés dans cette expérience ainsi que la multiplicité totale de neutrons évaporés par ces résidus au cours de leur désexcitation. La cohérence entre la température et la multiplicité de neutrons qui fournissent deux mesures indépendantes de l'énergie d'excitation des résidus, nous donne confiance dans la validité de ces résultats.

Les deux hypothèses envisagées, transfert massif et diffusion profondément inélastique, ne permettent pas d'expliquer la relation Température initiale Vitesse du résidu, et cela nous amène à supposer un autre processus de formation de ces résidus que ces deux hypothèses en définitive relativement simplistes.

Les données expérimentales sont suffisamment discriminantes pour déterminer une valeur ad hoc du paramètre densité de niveau, en l'occurrence $a = 12$.

L'utilisation de SiMoN pour valider nos résultats, permet de mettre en évidence le fait que ces résidus ont en commun une masse initiale voisine de 175 uma et ce indépendamment de leur vitesse de recul ou de leur température. Les énergies d'excitation maximales supportés par ces résidus correspondent à des températures de l'ordre de 6 MeV pour des vitesses d'au moins 1.0 cm/ns.

Ces résultats posent évidemment diverses questions

- quel est le mode de production des résidus lourds?
- doit-on parler de processus binaire ou de processus plus complexes incluant par exemple une émission au col?
- qu'en est-il de la compétition évaporation/fission? Permet-elle d'expliquer l'existence des résidus à de si hautes énergies?
- comment le noyau peut-il supporter une telle énergie sans fragmenter ni fissionner? Cette résistance surprenante peut-elle s'expliquer par les temps d'émission associés à l'évaporation des neutrons?
- en parlant de temps d'émission, peut-on encore parler de source thermalisée?

C'est ce que nous nous proposons d'aborder dans le dernier chapitre en incluant dans la somme des informations recueillies ces dernières années nos propres résultats ainsi qu'une analyse réalisée à partir des prédictions d'un code de type B.N.V, l'objectif étant de comprendre le processus de formation de ces résidus.

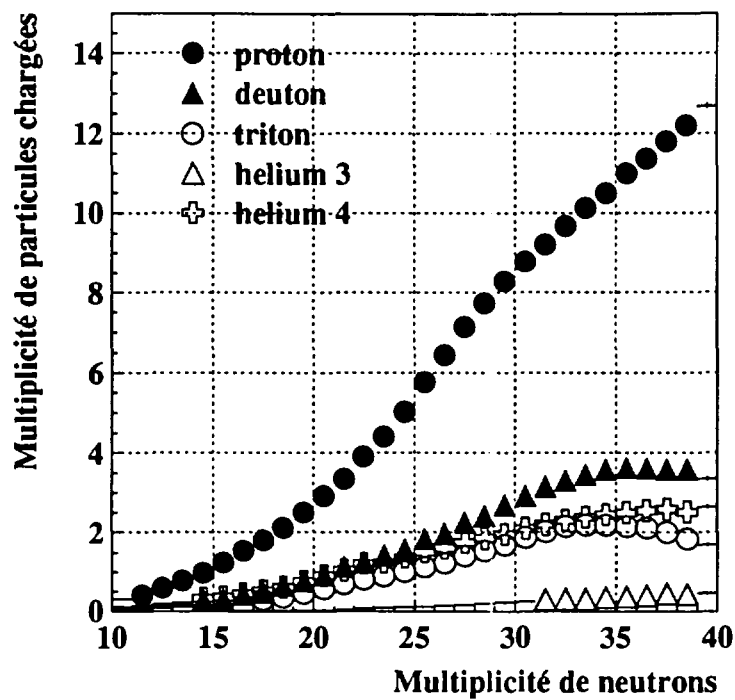


FIG. IV.10 - *Corrélation Multiplicité de particules légères chargées évaporées Multiplicité de neutrons évaporés d'après les prédictions du générateur SiMoN*

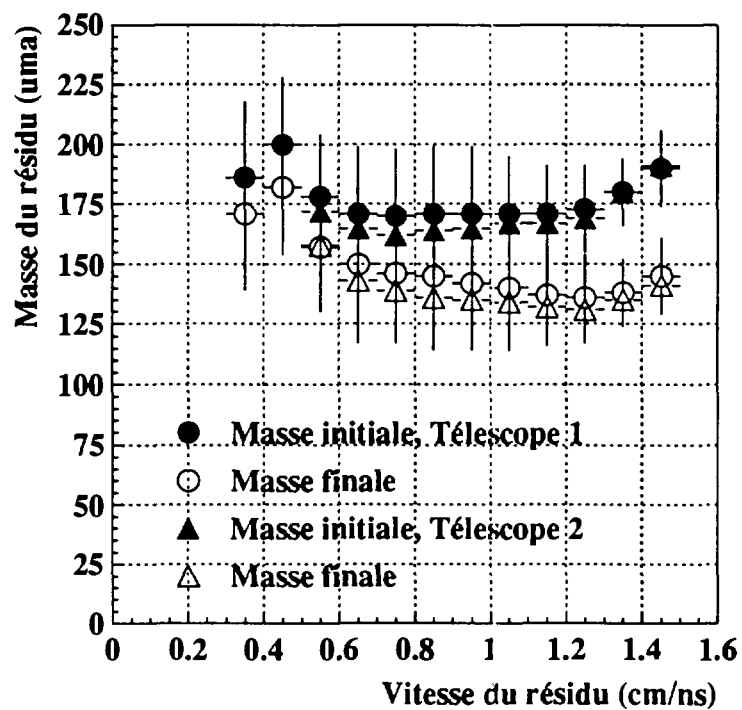


FIG. IV.11 - *Corrélation Masse Vitesse de recul pour les résidus et pour les deux télescopes*

Chapitre V

Mode de production des résidus

Introduction

L'objectif de ce dernier chapitre est de synthétiser l'ensemble des informations recueillies sur les résidus ces dernières années afin principalement d'en comprendre le mécanisme de production.

Pour ce faire, nous rappelons les caractéristiques principales des résidus observés par différentes collaborations, pour différents systèmes et différentes énergies en nous attachant plus particulièrement aux systèmes ayant pour projectile l'argon, pour cible un noyau relativement lourd ($A \geq 100$) et une énergie de bombardement d'au moins 30 MeV par nucléon.

Ensuite, nous présentons les résultats obtenus avec un code de type B.N.V qui permet de prendre en compte, dans la voie d'entrée, les effets de champs moyen dominant à basse énergie et l'interaction nucléon nucléon dominante à haute énergie incidente. Cette prise en compte est nécessaire aux énergies intermédiaires où l'on s'attend à observer une compétition entre ces deux effets. D'autre part, les codes de type B.N.V tiennent compte de l'émission de pré équilibre qui, nous l'avons vue, ne peut être négligée à 60 MeV par nucléon.

Enfin, en sommant ces différentes informations, nous tentons de répondre à l'ensemble, ou tout au moins à quelques unes des questions laissées en suspens à la fin du précédent chapitre.

A Caractéristiques des résidus lourds

A.1 Choix des systèmes étudiés

La production de résidus lourds ayant été abondamment étudiée, des plus basses aux plus hautes énergies incidentes et ce pour une vaste gamme de systèmes, nous nous limitons dans ce rappel des caractéristiques des résidus lourds produits dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires aux systèmes et énergies présentés dans le tableau V.1.

système	énergie faisceau	thèse
$^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$	39, 50 et 60 MeV par nucléon	P. Eudes (1988)
	50 et 70 MeV par nucléon	E. Vient (1992)
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	39, 50 et 60 MeV par nucléon	P. Eudes (1988)
	44 et 77 MeV par nucléon	A. Sokolov (1990)
	60 MeV par nucléon	F.R. Lecolley (1996)
$^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$	44 et 77 MeV par nucléon	A. Sokolov (1990)
	27, 44 et 77 MeV par nucléon	E. Berthoumieux (1995)

TAB. V.1 - *Systèmes étudiés pour la production de résidus lourds*

Nous nous sommes limités à un type de projectile, l'argon, par souci de clarté mais il est bien évident que les études réalisées avec des projectiles plus légers ou plus lourds sont prises en compte dans ce chapitre.

Le choix des trois cibles n'est pas innocent. Il permet de prendre en compte des noyaux de fissilités variées, du moins fissile l'argent, au plus fissile le thorium. Ces différences de fissilités devraient nous renseigner a priori sur les problèmes liés à la compétition fission/évaporation.

Les énergies incidentes prises en compte sont voisines de celle de l'expérience à la base de ce travail et devraient nous permettre d'établir des comparaisons entre les résultats issus de ces différentes thèses¹ [BERTHOUMIEUX95, EUDES88, SOKOLOV90, VIENT92].

A.2 Section efficace de production des résidus

La première des grandeurs qu'il nous faut rappeler est la section efficace de production des résidus lourds en fonction de l'énergie incidente du projectile d'argon et de la masse de la cible afin de nous assurer de la compatibilité des résultats établis pour les différents systèmes envisagés (Tableau V.1).

Ces sections efficaces sont présentées sur la figure V.1. Les symboles pleins correspondent à des sections efficaces déterminées pour un seuil de 0.3 cm/ns (sauf pour le cercle pour lequel le seuil est de 0.4 cm/ns). Les symboles vides correspondent à des seuils plus élevés de 0.5 cm/ns.

Les résultats sont dans l'ensemble en bon accord et les différences observées selon les cibles peuvent être reliées en première approximation à la fissilité du noyau cible dans la mesure où pour une énergie faisceau donnée, la section efficace de production des résidus lourds est d'autant plus importante que la cible est légère donc moins fissile.

De façon générale, on observe une diminution de la section efficace de production des résidus en fonction de l'énergie incidente, diminution d'autant plus forte que la cible est légère.

1. Il est clair que nous prenons en compte non seulement les résultats présentés dans ces thèses mais aussi ceux publiés par les collaborations dont font ou faisaient parti leurs auteurs

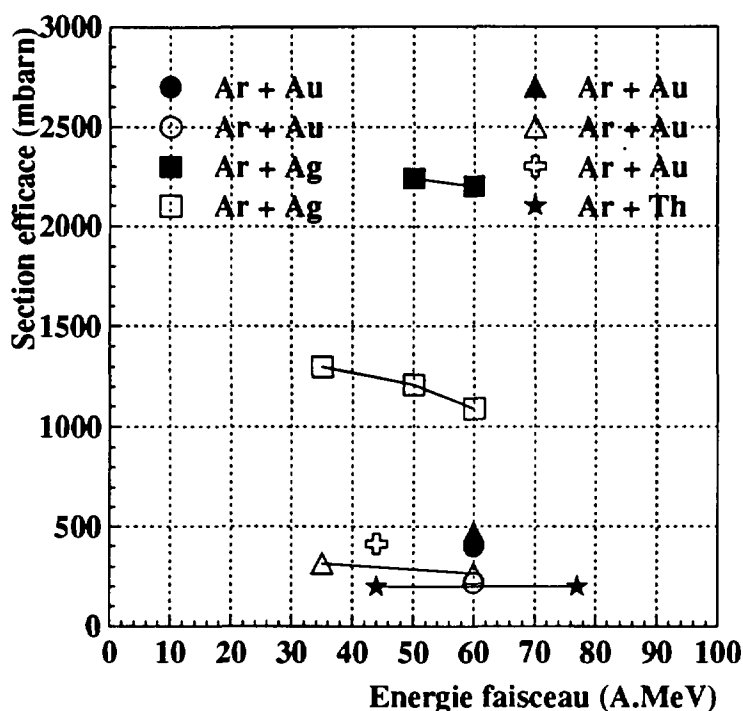


FIG. V.1 - Section efficace de production des résidus lourds formés dans les collisions $Ar + Ag$, $Ar + Au$ et $Ar + Th$. Les cercles sont issus de ce travail, les carrés et les triangles de la référence [EUDES88], la croix de [SOKOLOV90] et les étoiles de [BERTHOUMIEUX95]

Cette évolution, qui semble en définitive naturelle dans la mesure où avec l'énergie incidente on s'attend à un accroissement de l'énergie d'excitation déposée dans le système composite et donc à une décroissance de ce dernier soit par fission soit par fragmentation multiple, est en accord avec les mesures radiochimiques établis pour le système $Ar + Th$ à 44, 77 et 95 MeV/u pour lequel la section efficace de production des résidus est trouvée quasi constante et égale à environ 800 mbarn [YANEZ⁺95]. Le facteur 4 entre ces mesures et celles établis dans la thèse d'E. Berthoumieux est la conséquence logique de l'absence de seuil en vitesse dans les mesures radiochimiques.

On retrouve cette même évolution pour les systèmes $^{12}C, ^{14}N, ^{20}Ne, ^{40}Ar + ^{124}Sn$ entre 10 et 84 MeV par nucléon [LLERES88] mais seulement pour des énergies incidentes supérieures à 20 ou 30 MeV par nucléon (voir aussi [LOVELAND⁺90]).

En définitive, pour les trois systèmes envisagés ici, on voit que la section efficace de production des résidus reste importante même pour des énergies faisceaux supérieures à 60 MeV par nucléon, qu'elle est corrélée à la plus ou moins grande fissilité du noyau cible et que la détermination de cette section efficace est fortement biaisée par l'existence de

seuils en vitesse dans la détection et l'identification des résidus par des méthodes autres que radiochimiques. Ce dernier point est particulièrement visible pour le système $Ar + Ag$ pour lequel on observe un facteur 2 selon que l'on considère un seuil de 0.3 ou 0.5 cm/ns (Figure V.1).

A.3 Température, énergie d'excitation de ces résidus

Température des résidus

Par température, nous entendons les températures extraites directement des spectres en énergies des particules légères évaporées par le résidu selon une méthode identique à celle utilisée pour nos propres données. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau V.2.

système	énergie (MeV/u)	température (MeV)	particules	
$^{40}Ar + ^{108}Ag$	50	4.0 à 8.0	proton	temp. initiales [VIENT92]
	70	4.0 à 8.0		
$^{40}Ar + ^{108}Ag$	39	4.2, 3.8, 4.0	proton	temp. apparentes [EUDES88]
	50	4.2, 4.5, 5.1		
	60	5.5, 5.4, 6.9		
$^{40}Ar + ^{197}Au$	44	5.0	alpha	temp. apparentes [SOKOLOV90]
	77	5.0		
$^{40}Ar + ^{197}Au$	60	4.0 à 6.0	neutron	temp. initiales
$^{40}Ar + ^{232}Th$	44	5.0	alpha	temp. apparentes [BERTHOUMIEUX95]
	77	4.9		

TAB. V.2 - Températures des résidus observés dans les systèmes étudiés

Pour l'estimation des températures à partir des spectres en énergie des particules chargées, la barrière coulombienne est prise égale à 3 MeV pour les protons [EUDES88, VIENT92] et estimée à environ 20 MeV pour les alphas [BERTHOUMIEUX95]. Il est à noter qu'un facteur 2 sur cette barrière n'entraîne qu'une sous estimation d'au plus 10% sur les températures [VIENT92].

Plusieurs remarques peuvent être faites à partir du tableau V.2:

- les températures apparentes déduites des spectres en énergie des particules alphas sont indépendantes à la fois du système et de l'énergie de bombardement envisagés. Ce résultat attribué à une saturation en énergie déposée dans le noyau émetteur est à considérer avec circonspection dans la mesure où ces températures ne sont pas corrigées de l'ensemble des effets mentionnés à la fin du chapitre III, à savoir principalement le refroidissement progressif du noyau au fur et à mesure de la cascade et les effets de recul du noyau résiduel dans l'émission d'une particule alpha. D'autre part, ces températures sont extraites

pour l'ensemble des résidus observés et ne prennent pas en compte une classification en terme d'énergie d'excitation de ces résidus soit à partir de leur vitesse de recul, soit à partir des multiplicités de particules évaporées qui leur sont associées.

- les températures déduites des spectres en énergie des protons pour le système $Ar + Ag$ ne présentent pas les mêmes caractéristiques selon les études envisagées. Ceci peut s'expliquer de deux manières :

- la première étude détermine des températures initiales en utilisant une méthode similaire à celle développée dans notre travail tandis que dans la deuxième, seules sont déterminées les températures apparentes avec en outre un mélange des particules de $Z = 1$,

- dans la première étude, les températures sont déterminées par tranche de multiplicité croissante des particules légères chargées, ces tranches étant les mêmes à 50 et 70 MeV par nucléon. Dans la deuxième étude, les températures sont déterminées par tranche en vitesse de recul des résidus, comme dans notre analyse, mais ne sont pas directement comparables selon l'énergie de bombardement envisagée dans la mesure où ces tranches varient en fonction de cette énergie de bombardement.

En résumé,

- si les températures extraites des spectres en énergie des particules alphas sont sujettes à caution, les conclusions concernant une éventuelle saturation de l'énergie déposée dans le noyau émetteur ne sont pas en désaccord avec les résultats obtenus à partir des spectres en énergie des protons,

- il apparaît clairement que les températures atteintes par les résidus dans les différentes collisions envisagées sont importantes et posent le problème de la survie de ces résidus,

- il apparaît tout aussi clairement que la détermination de la température à partir de spectre en énergie de particules légères n'est pas une chose aisée et qu'il convient, un de bien déterminer les caractéristiques des résidus étudiés, deux de prendre en compte ces caractéristiques pour des températures apparentes déduire les températures initiales, trois de se limiter aux particules les plus légères, c'est à dire les neutrons et les protons.

Energie d'excitation des résidus

Les énergies d'excitation maximales supportées par les noyaux lourds sont associées soit aux résidus les plus rapides, soit aux résidus ayant évaporés le plus de particules légères, ces deux variables corrélées étant directement reliées à l'énergie d'excitation.

Pour le système $Ar + Ag$, au delà de 50 MeV par nucléon, cette énergie d'excitation maximale est estimée entre 600 et 750 MeV selon les auteurs [EUDES88, VIENT92].

Pour le système $Ar + Au$, notre estimation de 520 MeV à 60 MeV par nucléon, déterminée pour les résidus les plus rapides, de 6 MeV de température et 175 uma de masse initiales, avec un paramètre densité de niveau de 12, est à comparer avec la fourchette de 560 à 600 MeV déterminée pour un paramètre densité de niveau de 10 [LOTT⁺93, SOKOLOV90] et des énergies incidentes supérieures à 44 MeV par nucléon.

Pour le système $Ar + Th$, au delà de 44 MeV par nucléon, cette énergie d'excitation est estimée à 650 MeV.

Globalement, cette énergie d'excitation maximum est donc indépendante à la fois du système envisagé et de l'énergie incidente considérée pour peu qu'elle soit supérieure à une quarantaine de MeV par nucléon. Cette constatation rejoint les remarques effectuées précédemment sur la saturation de l'énergie déposée dans le noyau émetteur.

Il faut toutefois remarquer que la notion d'énergie d'excitation maximale est liée à la section efficace minimale détectable et analysable par l'expérience. Par exemple, dans notre expérience, ce que nous pouvons affirmer n'est pas qu'aucun noyau formé avec une température supérieure à 6 MeV ne peut être détecté sous forme de résidu mais plutôt que la section efficace de production de ces éventuels résidus est inférieure à 50 mbarn.

A.4 Conclusion

En conclusion, la confrontation de nos résultats avec ceux établis par ailleurs conforte notre confiance dans la validité de notre analyse et des résultats établis.

A savoir, la section efficace de production des résidus lourds dans les collisions $^{40}Ar + ^{197}Au$ à 60 MeV par nucléon est loin d'être négligeable. Les résidus les plus chauds formés dans ces collisions supportent des températures de l'ordre de 6 MeV correspondant à des énergies d'excitation d'au moins 520 MeV. La section efficace de production de ces résidus très chauds est de l'ordre de 50 mbarn.

Cependant, cette confrontation de nous renseigne pas sur le mécanisme de production de ces résidus aux hautes énergies incidentes. Pour obtenir ces renseignements, il est nécessaire de prendre en compte un code de type B.N.V : c'est ce que nous nous proposons de présenter dans ce qui suit.

B Prédiction par un code de type B.N.V

De récentes études [BERTHOUMIEUX95, YANEZ⁺95] utilisant des calculs de type B.N.V ont abouti à des comparaisons données expérimentales prédictions du code permettant une meilleure compréhension du mécanisme de production des résidus lourds observés dans les collisions $Ar + Th$ au delà de 40 MeV par nucléon.

Les hypothèses simplistes de transfert massif ou de diffusion profondément inélastiques n'ayant pas permis de comprendre le mécanisme de production des résidus lourds observés dans notre expérience, il nous a paru intéressant d'utiliser cette même approche pour nos données.

C'est ce que nous nous proposons de présenter dans ce qui suit. Avant de présenter l'ensemble des résultats du code, nous ferons un rapide rappel concernant les modèles de type B.N.V.

B.1 Les modèles de type B.N.V

Ces modèles résolvent numériquement, par la méthode dite des particules test, l'équation de type Boltzmann-Nordheim-Vlasov (B.N.V) qui décrit l'évolution temporelle dans l'espace de phase de la fonction de Wigner [BONASERA⁺94].

Bien que ne donnant accès qu'aux grandeurs les plus probables, l'avantage de ces modèles réside dans le fait que tenant compte à la fois des effets de champ moyen et de l'interaction nucléon - nucléon, donc de l'émission de pré équilibre, ils permettent une bonne description des collisions aux énergies intermédiaires.

Le champ coulombien étant calculé de façon explicite, les paramètres essentiels de l'équation B.N.V sont :

- le champ moyen nucléaire et le coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire,
- la section efficace nucléon - nucléon dans le milieu.

Dans le modèle que nous avons utilisé [BONASERA⁺94], l'approximation du champ moyen nucléaire par une fonction de type Skyrme aboutit à un coefficient d'incompressibilité de 200 MeV (équation d'état "molle"). La section efficace nucléon-nucléon dans le milieu est supposée égale à la section efficace nucléon-nucléon libre.

Dans le but d'associer les résultats du code à un code de désexcitation statistique, le calcul est mené jusqu'au temps de thermalisation du système, environ 140 fm/c dans notre cas. Le nombre de fragments est alors déterminé en supposant que deux particules tests appartiennent au même fragment si elles sont suffisamment proches dans l'espace des configuration. Le paramètre permettant cette détermination a été pris égal à 2.5 fm ce qui correspond à la distance entre deux nucléons dans l'état fondamental du noyau [BONASERA⁺94].

Pour chaque fragment, le code B.N.V permet de calculer sa masse, sa charge, sa vitesse, son énergie d'excitation et son moment angulaire déterminé de manière classique.

B.2 Résultats du modèle

Pour des paramètres d'impact inférieurs à 5 fm, le code B.N.V met en évidence la production de fragments lourds de masse supérieure à la cible d'or et donc provenant de processus similaire à la fusion complète ou incomplète. Ces fragments fortement excités, l'énergie d'excitation est supérieure à 4 MeV par nucléon, et focalisés vers l'avant dans le repère du laboratoire ont des vitesses élevées (Tableau V.3). Expérimentalement, nous n'avons pas observé de résidus lourds ayant de telles vitesses et ayant supporté une telle énergie d'excitation avec une masse initiale proche de 200 uma. De fait, si l'on considère la désexcitation statistique d'un noyau de masse 200 uma et d'énergie d'excitation 4 MeV

$b_{(fm)}$	$A_{(uma)}$	Z	$l_{(\hbar)}$	$V_{(cm/ns)}$	$\theta_{(deg)}$	$\epsilon^*_{(MeV/u)}$	$T_{(MeV)}$	$P_{(%)}$
1	203.8	84.5	32.9	1.65	2.9	5.0	7.7	0
3	197.5	81.2	85.7	1.55	4.6	4.4	7.3	0
5	178.2	73.1	64.7	1.19	4.7	3.0	6.0	23
7	181.7	74.4	68.3	0.92	10.5	2.8	5.8	14
9	184.8	75.9	39.2	0.57	15.5	2.4	5.4	52
11	185.4	75.5	11.8	0.44	14.5	1.9	4.8	85

TAB. V.3 - Résultats du code B.N.V avec b le paramètre d'impact, A et Z la masse et le numéro atomique, l le moment angulaire, V la vitesse de recul, θ l'angle d'émission en coordonnées sphériques, ϵ^* l'énergie d'excitation en MeV par nucléon, T la température en MeV calculée en supposant un paramètre densité de niveau de 12 et P la probabilité de donner un résidu en considérant une désexcitation statistique du fragment lourd produit. Pour V et θ sont données les valeurs dans le référentiel du laboratoire.

par nucléon, quel qu'il soit le moment angulaire initial, le taux d'embranchement associé à la voie résidu est nul.

Pour des paramètres d'impact supérieurs à 5 fm, le code B.N.V permet de mettre en évidence la production de fragments lourds dans des collisions binaires dissipatives (Tableau V.3). Les caractéristiques de ces résidus, angle d'émission et vitesse de recul dans le laboratoire, sont compatibles avec celles observées expérimentalement.

La corrélation Température Vitesse de recul déduite des énergies d'excitation en considérant la relation IV.1 permet de reproduire de façon satisfaisante nos données (Figure V.2). Le paramètre densité de niveau est pris égal à 12, les barres d'erreur correspondent aux températures calculées pour des paramètres 10 et 14.

La masse initiale reconstituée d'après nos données expérimentales est systématiquement inférieure d'une dizaine de nucléon aux prédictions du code (Figure V.3). Cependant, la tendance observée, c'est à dire la relative constance de cette masse avec la vitesse de recul du résidu, est bien reproduite.

Le code B.N.V permet donc de comprendre le mode de production des résidus lourds formés dans les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon. Ce résultat rejoint celui établi dans la référence [BERTHOUMIEUX95] si ce n'est que nous ne pouvons pas associer dans nos données expérimentales une émission de fragments de masse intermédiaire à la zone chaude formée au contact des deux noyaux (émission "au col").

Pouvons-nous être plus précis et expliquer la section efficace expérimentale de production des résidus? Pour les collisions les plus violentes ayant formé un noyau initial de masse 180 et d'énergie d'excitation supérieure à 3 MeV par nucléon, le code B.N.V prévoit une section efficace de production d'environ 600 mbarn. Toutefois cette section efficace est donnée à titre indicatif et ne reflète pas la réalité dans la mesure où B.N.V ne prévoit pas de fluctuations sur les grandeurs calculées, notamment dans la relation entre paramètre d'impact et énergie d'excitation.

Combien de ces noyaux chauds vont après désexcitation donner lieu à des résidus?

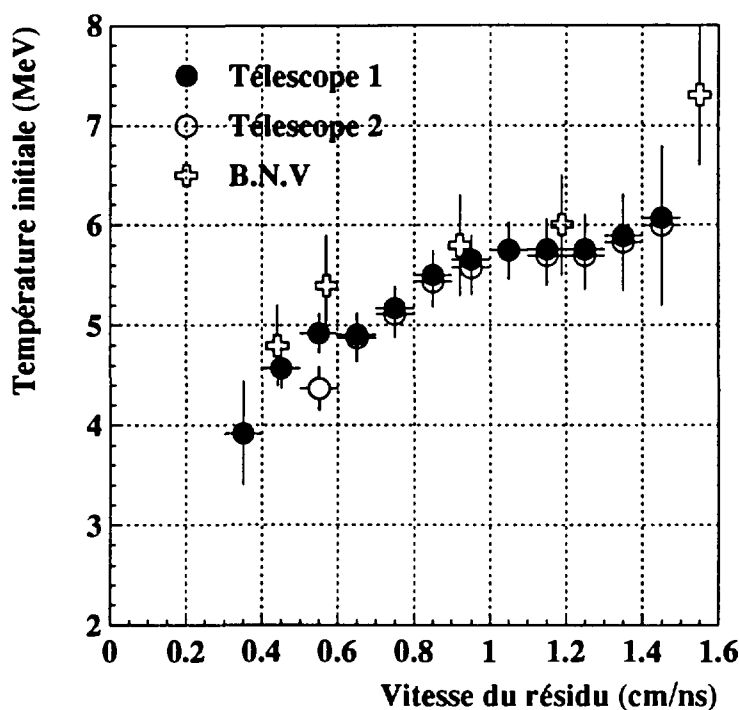


FIG. V.2 - *Corrélation Température initiale Vitesse de recul du résidu. Comparaison entre les prédictions d'un code de type B.N.V et nos données*

Pour en obtenir une estimation, nous avons utilisé un modèle statistique, en l'occurrence SiMoN, et nous avons déterminé la probabilité d'observer un résidu en voie de sortie en considérant comme noyaux de départ, les noyaux prédits par BNV pour les différents paramètres d'impact envisagés (Tableau V.3. Ceci fait, nous obtenons pour les résidus les plus chauds, une section efficace de l'ordre de 140 mbarn. Rappelons que la valeur expérimentale trouvée était de 50 mbarn.

On voit donc qu'un code de désexcitation statistique couplé aux résultats de B.N.V permet de retrouver l'ordre de grandeur de la section efficace observée de production de noyaux chauds ayant donné lieu à des résidus.

Les choses s'éclaircissant, nous allons maintenant discuter les différents points abordés à la fin du précédent chapitre.

C Réponses aux questions?

Concernant les résidus lourds formés dans les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon, l'utilisation d'un code de type B.N.V associe leur production à des collisions binaires dissipatives et des paramètres d'impact d'au moins 4 fm (collisions intermédiaires

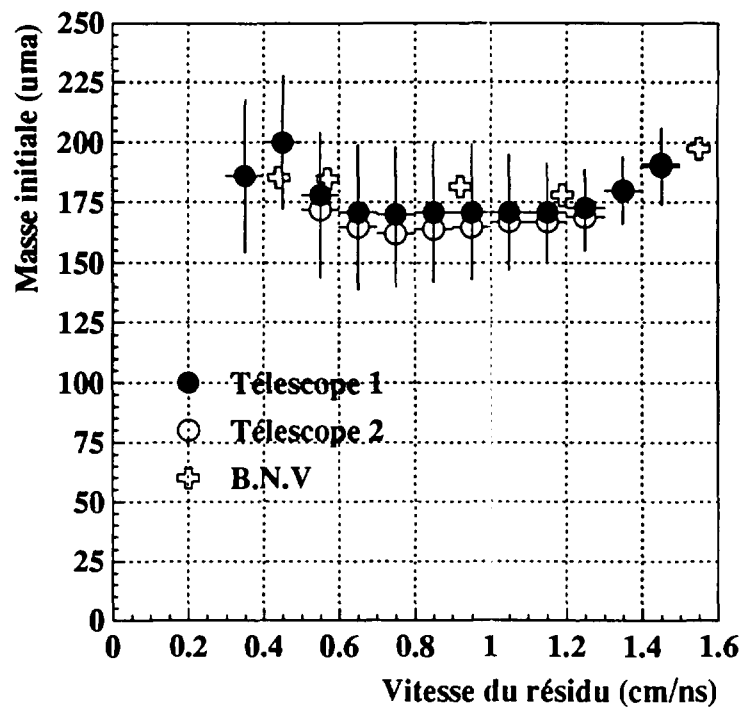


FIG. V.3 - *Corrélation Masse initiale Vitesse de recul du résidu. Comparaison entre les prédictions d'un code de type B.N.V et nos données*

à périphériques). Le mécanisme responsable de cette production est clairement plus complexe que la fusion incomplète ou la diffusion profondément inélastique qui se sont avérés incapables de reproduire la corrélation Température initiale Vitesse de recul des résidus.

Il n'est pas possible dans nos données expérimentales de mettre en évidence une émission "au col", et donc un processus "ternaire", de fragments de masse intermédiaire. La diminution de la fissilité du résidu primaire peut cependant être associée à une diminution consécutive de sa masse par émission "au col" de fragments de masse intermédiaire dans la mesure où les résultats du code B.N.V (Figure V.4) ne sont pas en contradiction avec l'existence d'un col, et donc une éventuelle émission de fragments de masse intermédiaire par une zone très chaude [BERTHOUMIEUX95]. Nous pouvons voir en effet sur cette figure que pour des paramètres d'impact de 5 à 7 fm et des temps de 160 fm/c, il y a formation de fragments de masse intermédiaire dans la zone chaude de recouvrement des noyaux cible et projectile. Par ailleurs, l'émission de pré équilibre, trouvée abondante dans nos données et prise en compte dans le code de type B.N.V, contribue de façon significative à la diminution de cette fissilité.

S'il est clair que la compétition évaporation/fission avantage la production de résidus à haute énergie d'excitation, les temps d'émission des neutrons (environ 20 fm/c pour T

= 6 MeV) devenant très faibles devant les temps associés à la fission (environ 1000 fm/c [DURAND⁺95]), il n'est pas nécessaire d'en tenir compte dans un code de désexcitation statistique pour reproduire de façon assez satisfaisante les sections efficaces de production des résidus lourds.

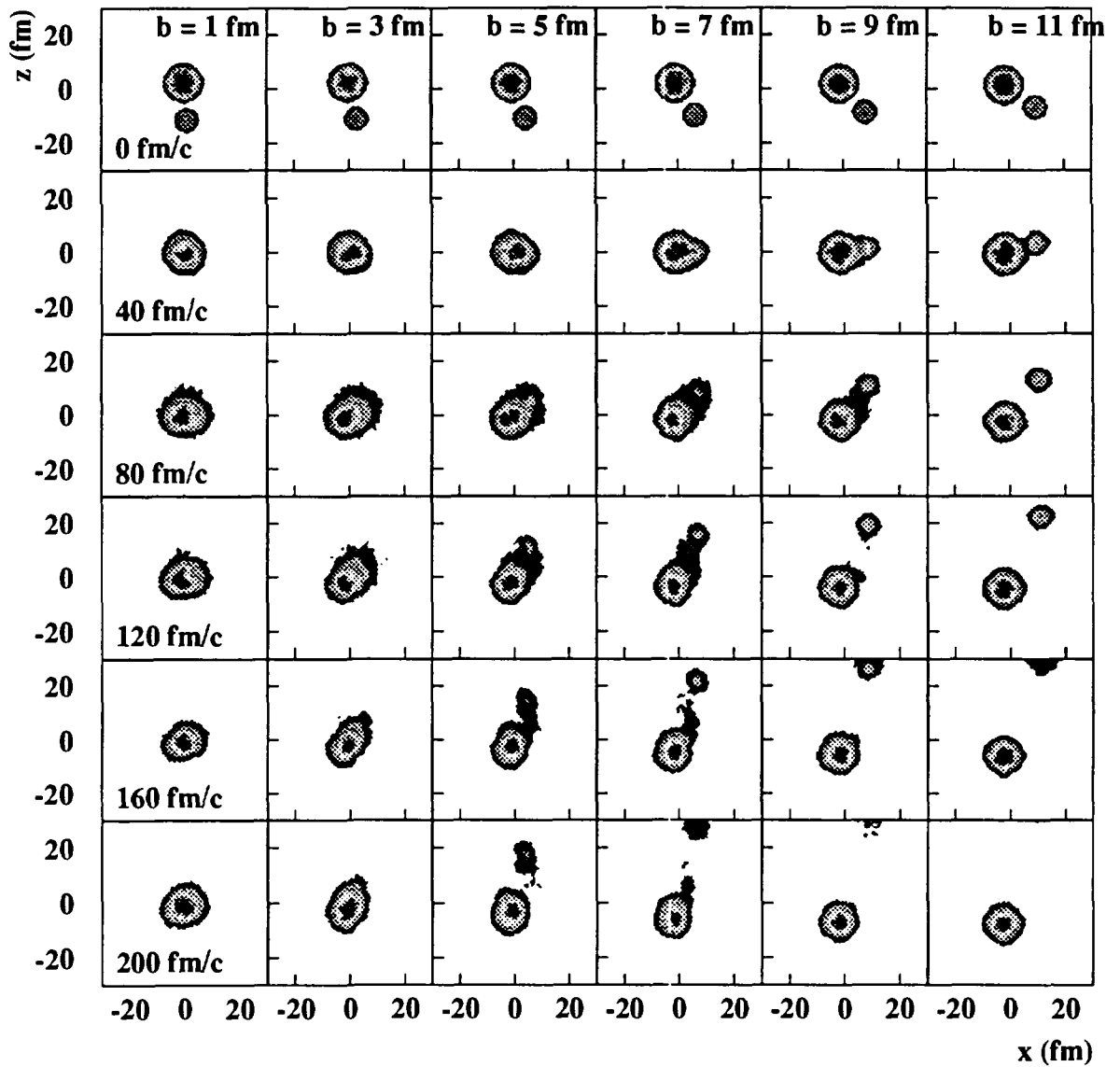


FIG. V.4 - Evolution d'après le code B.N.V de la densité de nucléon entre 0 et 200 fm/c pour différents paramètres d'impact

Conclusion

La conclusion de ce travail comporte deux aspects, le premier concerne l'expérience elle-même et l'utilisation de l'ensemble DéMoN - SyReP, le second s'attache aux résidus et à leur mode de production.

Concernant le dispositif expérimental, il est clair que si DéMoN et SyReP ont permis d'estimer de façon parallèle et indépendante l'énergie d'excitation des résidus formés dans les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon à travers la mesure de leur température initiale et de leur multiplicité de neutrons évaporés, l'ensemble des détecteurs dédiés à l'identification et la détection de ces résidus, c'est à dire les télescopes et les plaques parallèles, a montré ses limites en ne permettant pas une sélection parfaite des résidus et une identification complète des événements de type fission.

Il semble par ailleurs difficile d'améliorer de façon sensible ce dispositif sauf à couvrir tout l'hémisphère arrière de plaques parallèles, afin de ne perdre des événements de type fission que par des effets de seuil dans la détection par les plaques des fragments, et à utiliser pour la détection des résidus des détecteurs silicium à localisation et une base de vol suffisante pour obtenir une bonne résolution sur la mesure de leur vitesse. L'utilisation de silicium à localisation devrait permettre par une étude cinématique complète des événements de type fission d'améliorer la sélection et l'identification des résidus lourds.

Pour revenir à DéMoN et à SyReP, nous avons montré dans ce travail que cet ensemble est bien adapté à la mesure de température des noyaux chauds pour peu que la source d'émission des neutrons soit bien identifiée. De plus, bien que l'efficacité géométrique de l'ensemble soit faible, environ 3%, la donnée des multiplicités moyennes détectées par DéMoN permet de déterminer la multiplicité de neutrons évaporés par la source chaude et d'estimer l'importance de l'émission de pré équilibre. La bonne corrélation entre ces deux estimations indépendantes de l'énergie d'excitation nous conforte d'une part sur la validité de notre analyse, d'autre part sur la validité de nos résultats.

Concernant les résidus, ce travail a permis de mettre en évidence la production de résidus chauds dans les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon avec une section efficace d'environ 400 mbarn pour un seuil en vitesse de 0.4 cm/ns. Les résidus les plus chauds identifiés dans ce travail, compte tenu du dispositif expérimental et de la sélection sur les résidus qu'il impose, supportent des températures de l'ordre de 6 MeV, soit une énergie d'excitation d'environ 3 MeV par nucléon, et correspondent à des noyaux de masse initiale 175 uma, de vitesse de recul 1.0 cm/ns et évaporant environ 22 neutrons au cours de leur cascade de désexcitation. La section efficace de production des ces résidus les plus

chauds est de 50 mbarn.

Le mécanisme de production de ces résidus ne peut s'expliquer à partir d'hypothèses simples comme le transfert massif ou la diffusion profondément inélastique qui sont incapables de reproduire la corrélation observée entre la vitesse et la température des noyaux chauds. Par contre, cette corrélation est en parfait accord avec les prédictions d'un code de type B.N.V qui a permis d'associer la production de résidu à des collisions binaires dissipatives et des paramètres d'impact intermédiaires ($b > 4\text{fm}$). Les résultats de ce code permettent d'envisager une émission "au col" de fragments de masse intermédiaire mais nos données expérimentales n'apportent aucune confirmation quand à l'existence et/ou l'importance de ce phénomène si ce n'est le fait que la masse initiale des résidus chauds étudiés est systématiquement inférieure à la masse de la cible utilisée.

Enfin, il n'est pas nécessaire d'introduire une compétition évaporation / fission avantageant la production de résidus pour les énergies d'excitation les plus élevées, pour reproduire de façon satisfaisante, à partir d'un code de désexcitation statistique, les sections efficaces de production des résidus lourds.

En complément de ce travail, il nous paraît intéressant d'envisager pour l'avenir une même analyse sur un système permettant une étude de cette compétition évaporation / fission, en l'occurrence, le système $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ celui-ci ayant été abondamment étudié par différents groupes [BERTHOUMIEUX95, SOKOLOV90]. Pour ce système, la section efficace de production de résidus lourd pour un seuil en vitesse de 0.5 cm/ns est de l'ordre de 200 mbarn pour des énergies faisceaux supérieures à 40 MeV par nucléon [BERTHOUMIEUX95] et la masse initiale des résidus lourds doit être proche de 200 uma². Dans ces conditions, la survie de résidus lourds nécessite une explication autre que la diminution de la fissilité par soit émission "au col", soit pré équilibre et laisse donc place à une éventuelle compétition évaporation / fission. Il est clair que l'analyse de ce système nécessiterait une amélioration conséquente du dispositif expérimental dans la mesure où la section efficace de production des résidus étant relativement faible, il convient de bien les identifier et de les séparer correctement des fragments de fission.

2. Cette masse initiale n'a pas été déterminée dans les différentes thèses citées dans ce travail

Bibliographie

- [BENOIT95] B. BENOIT. *Décroissance des noyaux chauds : le système Ar + Au à 60 MeV/u. Premiers résultats*. Mémoire, Université Libre de Bruxelles, 1995.
- [BERTHOUMIEUX95] E. BERTHOUMIEUX. *Production de fragments lourds dans le système Ar sur Th à 27, 44 et 77 MeV/u*. Thèse, Université de PARIS XI ORSAY, 1995. DAPNIA-SPhN-95-04T.
- [BONASERA⁺94] A. BONASERA, F. GULMINELLI, and J. MOLITORIS. The Boltzmann equation at the border line. a decade of Monte Carlo simulations of a quantum kinetic equation. *Physics Reports*, volume 243, pages 1–124, 1994.
- [BOWMAN⁺62] H.R. BOWMAN, S.G. THOMPSON, J.C.D. MILTON, and W.J. SWIATECKI. Velocity and Angular Distributions of Prompt Neutrons from Spontaneous Fission of ²⁵²Cf. *Physical Review*, volume 126, pages 2120–2136, 1962.
- [BUDTZ-JØRGENSEN⁺88] C. BUDTZ-JØRGENSEN and H.H. KNITTER. Simultaneous investigation of fission fragments and neutrons in ²⁵²Cf (SF). *Nuclear Physics A*, volume 490, pages 307–328, 1988.
- [CECIL⁺79] R.A. CECIL, B.D. ANDERSON, and R. MADEY. Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV. *Nuclear Instruments and Methods*, volume 161, pages 439–447, 1979.
- [DURAND⁺95] D. DURAND and B. TAMAIN. Noyaux en collisions autour de l'énergie de Fermi. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, volume 14, pages 101–188, 1995.
- [EUDES88] P. EUDES. *Evolution de la fusion pour les systèmes ⁴⁰Ar + ¹⁰⁸Ag et ⁴⁰Ar + ¹⁹⁷Au entre 39 et 60 MeV/A*. Thèse, Université de CAEN, 1988. LPCC-T-88-01.

- [GOLDHABER78] A.S. GOLDHABER. Volume versus surface sampling of maxwellian distributions in nuclear reactions. *Physical Review C*, volume 17, pages 2243, 1978.
- [HAMDANI93] T. HAMDANI. *Formation et désexcitation des noyaux chauds produits dans les collisions Ar + Au à 90 et 60 MeV/nucléon*. Thèse, Université de CAEN, 1993. LPCC-T-93-05.
- [KAUFMAN+74] S.B. KAUFMAN, E.P. STEINBERG, B.D. WILKINS, J. UNIK, and A.J. GORSKI. A calibration procedure for the response of silicon surface-barrier detectors to heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods*, volume 115, pages 47-55, 1974.
- [LANG64] D.W. LANG. Statistical model study of prompt neutrons from spontaneous fission of Cf ²⁵². *Nuclear Physics*, volume 53, pages 113-127, 1964.
- [LLERES88] A. LLERES. *Production et désexcitation de noyaux chauds dans les réactions induites par des ions lourds d'énergie comprise entre 10 et 84 MeV/nucléon sur des cibles de masse moyenne*. Thèse, Université scientifique technologique et médicale de GRENOBLE, 1988. ISN-88-07.
- [LOPEZ93] O. LOPEZ. *Mise en évidence d'un mécanisme simultané de production de fragments dans les collisions centrales du système ⁸⁶Kr + ¹⁹⁷Au à 60 MeV par nucléon*. Thèse, Université de CAEN, 1993. LPCC-T-93-03.
- [LOTT+93] B. LOTT, J.L. CHARVET, CREMA E, G. DUCHENE, H. DOUBRE, J. FREHAUT, J. GALIN, B. GATTY, D. GEURREAU, G. INGOLD, D. JACQUET, U. JAHNKE, D.X. JIANG, C. MAGNANO, M. MORJEAN, Y. PATIN, E. PIASECKI, J. POUTHAS, Y. PRANAL, F. SAINT-LAURENT, E. SCHWINN, A. SOKOLOV, J.L. UZUREAU, and X.M. WANG. Inclusive excitation-energy distributions of hot nuclei from 44 MeV/nucleon Ar- and 32 MeV/nucleon Kr-induced reactions. *GANIL*, volume 93-03, 1993. GANIL-P-93-03.
- [LOVELAND+90] W. LOVELAND, K. ALEKLETT, L. SIHVER, Z. XU, C. CASEY, D.J. MORISSEY, J.O. LILJENZIN, M. DE SAINT-SIMON, and G.T. SEABORG. Changes in target fragmentation mechanisms with increasing projectile energy in intermediate energy nuclear collisions. *Physical Review C*, volume 51, pages 973-987, 1990.

- [MARIE95] N. MARIE. *Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 MeV par nucléon*. Thèse, Université de CAEN, 1995. GANIL-T-95-04.
- [METIVIER95] V. METIVIER. *Mécanisme de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u : apport des mesures exclusives du multidétecteur IN-DRA*. Thèse, Université de CAEN, 1995. LPCC-T-95-03.
- [MOSZYŃSKI⁺94a] M. MOSZYŃSKI, G.J. COSTA, G. GUILLAUME, B. HEUSCH, A. HUCK, and S. MOUATASSIM. Study of n- γ discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 350, pages 226–234, 1994.
- [MOSZYŃSKI⁺94b] M. MOSZYŃSKI, G.J. COSTA, G. GUILLAUME, B. HEUSCH, A. HUCK, S. MOUATASSIM, Y. EL MASRI, P. LELEU, P. LIPNIK, I. TILQUIN, F. HANAPPE, G. BIZARD, D. DURAND, J. PETER, and B. TAMAIN. Identification of different reaction channels of high energy neutrons in liquid scintillators by the pulse shape discrimination method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 343, pages 563–572, 1994.
- [MOUATASSIM94] S. MOUATASSIM. *Contribution à la réalisation de DEtecteur MOdulaire de Neutrons [DEMON] : étude des performances par mesures et simulations*. Thèse, Université Louis Pasteur de STRASBOURG, 1994. CRN-94-40.
- [MOUATASSIM⁺95] S. MOUATASSIM, G.J. COSTA, G. GUILLAUME, B. HEUSCH, A. HUCK, and M. MOSZYŃSKI. The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 359, pages 530–536, 1995.
- [MOULTON⁺78] J.B. MOULTON, J.E. STENPHENSON, R.P. SCHMITT, and G.J. WOZNIAK. A new method for calibrating the pulse-height defect in solid state detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, volume 157, pages 325–331, 1978.
- [MOUSTAFA93] H. MOUSTAFA. *Contributions instrumentales au projet DEMON*. Mémoire, Université Catholique de Louvain, 1993.
- [NEIDEL⁺80] H.O. NEIDEL and H. HENSCHHEL. Improved determination of plasma delays of fission fragment and alpha particle pulses in surface barrier detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, volume 178, pages 137–148, 1980.

- [OGIHARA+86] M. OGIHARA, Y. NAGASHIMA, W. GALSTER, and T. MIKUMO. Systematic measurements of pulse height defects for heavy ions in surface-barrier detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 251, pages 313–320, 1986.
- [POPESCU95] R. POPESCU. *Etude des composantes de l'écoulement collectif de matière dans les collisions ^{64}Zn sur ^{58}Ni de 35 à 79 MeV/u.* Thèse, Université de CAEN, 1995. LPCC-T-95-04.
- [SOKOLOV90] A. SOKOLOV. *La formation et la désexcitation de noyaux chauds dans les collisions $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 44 et 77 MeV/u. Emission de neutrons, particules chargées légères et fragments complexes.* Thèse, Université de PARIS VI, 1990. GANIL-T-90-01.
- [TILQUIN+95] I. TILQUIN, Y. EL MASRI, M. PARLOG, P. COLLON, M. HADRI, T. KEUTGEN, J. LEHMANN, P. LELEUX, P. LIPNIK, A. NINANE, F. HANAPPE, G. BIZARD, D. DURAND, P. MOSRIN, J. PETER, R. REGIMBART, and B. TAMAIN. Detection efficiency of the neutron modular detector demon and related characteristics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 365, pages 446–461, 1995.
- [VIENT92] E. VIENT. *Production de noyaux chauds dans les réactions Ar + Ag à 50 et 70 MeV/u: Limites du mode standard de désintégration?* Thèse, Université de CAEN, 1992. LPCC-T-92-01.
- [VIOLA66] V.E. VIOLA. *Nuclear Data A*, volume 1, pages 391–410, 1966.
- [WOLSKI+95] D. WOLSKI, M. MOSZYŃSKI, T. LUDZIEJEWSKI, A. JOHNSON, W. KLAMRA, and Ö. SKEPPSTEDT. Comparison of n- γ discrimination by zero-crossing and digital charge comparison methods. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, volume 360, pages 584–592, 1995.
- [YANEZ+95] R. YANEZ, W. LOVELAND, K. ALEKLETT, A. SRIVASTAVA, and J.O. LILJENZIN. Heavy-residue production in Ar-Th collisions at 44, 77 and 95 MeV/nucleon. *Physical Review C*, volume 52, pages 203–218, 1995.

Résumé

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude de la formation et de la désexcitation par évaporation de particules légères des noyaux chauds, les résidus, formés dans les réactions Ar + Au à 60 MeV par nucléon d'énergie de bombardement. L'utilisation du nouvel ensemble de détection DéMoN a permis d'estimer l'énergie d'excitation supportée par ces noyaux chauds à travers la mesure d'une part de leur température initiale, d'autre part de la multiplicité de neutrons évaporés qui leur est associée. Les noyaux les plus chauds observés ont une température de 6 MeV, une vitesse de recul de 1.0 cm/ns, évaporent en moyenne 22 neutrons et ont une section efficace de production d'environ 50 mbarn. La comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions d'un code de type B.N.V a permis d'associer la production de ces résidus à des collisions binaires dissipatives et des paramètres d'impact intermédiaires.

Abstract

The work carried out in this thesis relates to the formation and decay by evaporating light particles of hot heavy residue produced in the 60 MeV per nucleon Ar + Au reaction. Using DéMoN facility has allowed to measure the initial temperature and the evaporated neutron multiplicity associated with heavy residue. Hottest observed residues sustain a 6 MeV temperature, have a 1.0 cm/ns recoil velocity, evapores about 22 neutrons and are produced with a non negligible cross section (50 mbarn). All the characteristics of this residue production are in good agreement with the predictions of a BNV calculation coupled with a statistical decay code.

Mots clés

collisions d'ions lourds
noyau chaud
résidu
température
évaporation
neutron
énergie d'excitation
DéMoN

Key words

heavy ion collisions
hot nuclear matter
residue
temperature
evaporation
neutron
excitation energy
DéMoN