

Production de noyaux chauds dans les réactions Ar+Ag a 50 et 70 MeV per nucléon:limites du mode standard de désintégration ?

E. Vient

▶ **To cite this version:**

E. Vient. Production de noyaux chauds dans les réactions Ar+Ag a 50 et 70 MeV per nucléon:limites du mode standard de désintégration ?. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1992. Français. NNT : . in2p3-00018175

HAL Id: in2p3-00018175
https://hal.in2p3.fr/in2p3-00018175

Submitted on 26 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.

FR9203719

LPC CAEN

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

BOULEVARD MARECHAL JUIN - 14050 CAEN CEDEX - FRANCE

Gestion INIS
Doc. enreg. le : 28/07/92
N° TRN : .....
Destination : I,J+D,D

Thèse
Présentée à L'UFR de SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE CAEN
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE
par
Emmanuel VIENT

PRODUCTION DE NOYAUX CHAUDS DANS LES REACTIONS Ar+Ag A 50 et 70 MeV/u: LIMITES DU MODE STANDARD DE DESINTEGRATION ?

LPCC T 92-01

UNIVERSITE DE CAEN

INSTITUT DES SCIENCES
DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

LABORATOIRE LA34 ASSOCIE A L'IN2P3 - CNRS

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

Thèse

Présentée à L'UFR de SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE CAEN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Emmanuel VIENT

"PRODUCTION DE NOYAUX CHAUDS DANS LES REACTIONS Ar+Ag A 50 et 70 MeV/u: LIMITES DU MODE STANDARD DE DESINTEGRATION ?"

Thèse de l'Université de CAEN soutenue le 15 avril 1992

devant la Commission d'Examen:

Borderie Bernard *(Directeur de Recherche-IPN Orsay)*

Brou René *(Maître de Conférence,Université de Caen)*

Laville Jean-louis *(Chargé de Recherche-ISMRA)*

Louvel Michel *(Professeur-ISMRA)*

Nifenecker Hervé *(Ingénieur CEA-ISN GRENOBLE)*

Tamain Bernard *(Professeur-ISMRA)*

UNIVERSITE DE CAEN
U.F.R. DE SCIENCES
14032 CAEN CEDEX
TEL. 31 45 55 42

LISTE DES PROFESSEURS

UFR DE SCIENCES

M. APERY Roger	Professeur émérite (Mathématiques)
M. BERNARD Maurice	Professeur émérite (Chimie)-Doyen honoraire
M. COJAN Jean-Louis	Professeur émérite (Physique)
M. HERVE Charles	Professeur émérite (Mécanique aplliquée)
M. KAUFFMANN Jacques	Professeur émérite (Physiologie bactérienne)
M. LOZAC'H Noêl	Professeur émérite (Chimie) Doyen honoraire
M. MOLLIER Yves	Professeur émérite (Chimie)
M. THUILLIER André	Professeur émérite (Chimie)
M. VIALLE Jean	Professeur émérite (Chimie)

M. ALLAIS GERARD	(Physique)
M. BARRAT JEAN_PIERRE	(Physique E.E.A)
Mme.BARRAT MIREILLE	(Physique E.E.A)
M. BESLIN PIERRE	(Chimie)
M. BEZIVIN JEAN_PAUL	(Mathématiques)
M. BLOYET Daniel	(Physique E.E.A)-ISMRa
M. CHANTEPIE MAURICE	(Physique)
M. CHERON BERNARD	(Physique)
M. CHEVALIER MICHEL	(Mathématiques)
M. CORNET DANIEL	(Chimie)
M. COSTE ALAIN	(Mathématiques)
M. COSTER MICHEL	(Chimie)
M. COUGNARD JEAN	(Mathématiques)
M. DEHORNOY PATRICK	(Mathématiques)
M. DOHNALIK TOMASZ	(Physique)
M. DOUBRE HUBERT	(Physique)
M. DUBOIS Eugène	(Mathématiques)-ISMRa
M. DUCHET JEAN_CLAUDE	(Chimie)
M. ENJALBERT PATRICE	(Informatique)
M. FORTINI ANDRE	(Physique)
M. GOREAUD MICHEL	(Chimie)
M. GRANDJEAN ETIENNE	(Informatique)
M. GROULT Daniel	(Chimie)-ISMRa
M. HAMEL Joseph	(Physique)-ISMRa
M. HELLEGOUARCH YVES	(Mathématiques)
M. HEMIDY JEAN_FRANCOIS	(Chimie)
Mme HERVIEU Maryvonne	(Chimie)-ISMRa
M. LAMBERT JEAN_LUC	(Informatique)
M. LANIEPCE BERNARD	(Physique)-Directeur de l'UFR de Sciences
Mle LASNE MARIE_CLAIRE	(Chimie)
M. LAVILLE GUY	(Mathématiques)
M. LE QUERLER Jean-François	(Chimie)-IUT
M. LECLUSE Yves	(Physique E.E.A)-ISMRa
M. LECOLLEY JEAN_FRANCOIS	(Physique)
M. LEFEBVRES FRANCOIS	(Physique)
M. LEHMAN ERIC	(Mathématiques)
M. LEVESQUE GUY	(Chimie)
M. LEVINSKY JEAN PIERRE	(Mathématiques)
M. LONGUEMARE CLAUDE	(Physique)
M. LOUVEL Michel	(Physique)-ISMRa
M. MARGERIE JEAN	(Physique)
M. MARTIN JACQUES	(Physique E.E.A)
M. MATET PIERRE	(Mathématiques)

.../...

M. MICHEL CLAUDE	(Chimie)-IUT
Mme NAKACHE EVELYNE	(Chimie)
Mme NICOLLE_ADAM ANNE	(Informatique)
M. NOEL YVES	(Chimie)
M. PATRY JEAN_PIERRE	(Physique)
M. PAULOT CLAUDE	(Physique)
M. PAYSANT_LEROUX ROGER	(Mathématiques)-IUFM
M. POMMELET JEAN_CLAUDE	(Chimie)
M. RAVEAU BERNARD	(Chimie)
M. REGIMBART ROBERT	(Physique)
M. REYSSAT ERIC	(Mathématiques)
M. ROBERT PIERRE	(Mathématiques)
M. ROCHE CLAUDE	(Mathématiques)
Mme SANCHEZ JACQUELINE	(Mécanique)
M. SATGE PHILIPPE	(Mathématiques)
Mme. SAUR ODETTE	(Chimie)
Mle SEXER Nicole	(Physique)-ISMRa
M. STOLTERFOHT NIKOLAUS	(Physique)
Mme VALLEE BRIGITTE	(Informatique)-ISMRa
Mme VIEUJOT EMMANUELLE	(Physique E.E.A)
M. VILLEMIN Didier	(Chimie)-ISMRa
M. ZVENIGOROSKY Alexandre	(Physique)-IUT

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Bizard et Lebrun de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen et de m'avoir ainsi permis de découvrir ce qu'est la recherche fondamentale en physique des ions lourds.

Je tiens également à remercier chaleureusement Messieurs Borderie, Louvel et Nifenecker d'avoir accepté de participer au Jury de cette thèse.

Je ne saurais trop remercier l'ensemble des chercheurs et techniciens, qui, par leurs idées et leur travail, ont permis la réalisation au Ganil de l'expérience 137, dont cette thèse n'est que le fruit.

Parmi ceux-ci, je veux plus particulièrement exprimer ma profonde reconnaissance pour leurs conseils, leur aide et leur sympathie exprimés tout au long de ces deux années et demi au sein du Laboratoire à:

— Monsieur Bernard Tamain, qui a guidé cette thèse au travers de multiples discussions riches d'idées et d'enthousiasme.

— Monsieur Jean-Louis Laville, qui a dirigé cette thèse avec compétence mais aussi patience et dévouement.

— Monsieur René Brou, qui s'est occupé de la phase sûrement la plus délicate de l'étalonnage du multidétecteur "Tonneau".

—Monsieur Dominique Durand, père du code Eugene.

Je voudrais aussi saluer spécialement l'ensemble des thésitifs présents au LPC durant mon séjour, qui ont, par leurs conseils, leur approche critique de la physique et leur bonne humeur, rendu celui-ci constructif et agréable.

PLAN

Introduction **Page 6**

Chapitre I — Dispositif Expérimental **Page 8**

1 — Introduction **Page 9**

2 — Généralités **Page 9**

a — Le Faisceau Page 9
b — Les Cibles Page 11
c — La chambre de réaction Page 11

3 —Les Détecteurs **Page 11**

a — Les détecteurs de résidus lourds F1 et F2 Page 11
— Description technique et géométrique 11
— Intérêt des détecteurs 12
— Limitations 12
b — Le Mur Page 13
— Description technique et géométrique 13
— Intérêt des détecteurs 15
— Limitations 15
c — Le Tonneau Page 16
— Description technique et géométrique 16
— Intérêt des détecteurs 16
— Limitations 16
d — Les télescopes arrières P Page 17
— Description technique et géométrique 17
— Intérêt des détecteurs 17
— Limitations 18
e — Les Moniteurs, Baf2 Page 18

4 — Electronique, Acquisition **Page 19**

a — Introduction Page 19

b — Traitement des signaux issus des détecteurs Page 19
α — Traitement analogique 20
β — Traitement logique 21

5 — Etalonnages **Page 24**

a — Le Mur Page 24
—Soustraction des piédestaux 24
—Etalonnage en temps 25
—Séparation en charge 25
b — Tonneau Page 27
—Pour la localisation 27
—Calage en temps 29
—Séparation en charge 29
c — Les Télescopes F Page 31
α — Etalonnage en temps 31
β — Etalonnage en énergie des télescopes F et
identification en masse des noyaux 33
β1 — Méthode de Schmidt 33
β2 — Méthode de Moulton et Méthode d'Ogihara 35
d — Les Télescopes P Page 41
— Etalonnage en énergie 41

Chapitre II — Analyse des données **Page 43**

1 — Introduction **Page 44**

2 — EUGENE: Simulateur d'événements **Page 44**

a — Présentation rapide Page 44
α — Voie d'entrée 45
β — Voie de sortie 46
b — Utilisation du simulateur Page 48

3 — Sélection des événements **Page 48**
a — Sélection des noyaux de type résidus Page 49
b— Sélection des événements les mieux mesurés Page 53

4 — Evaluation du paramètre d'impact **Page 57**

5 — Méthode de reconstitution du noyau chaud originel **Page 63**

a — Méthode de séparation des particules légères Page 64
b — Généralisation de la méthode précédente à un traitement événement par événement Page 66
c — Simulation de l'effet du filtre sur les variables caractéristiques du noyau chaud Page 69

Chapitre III — Résultats et Interprétation **Page 73**

1 — Introduction **Page 74**

2 — Evolution de l'énergie d'excitation du noyau chaud de 50 et 70 MeV/u **Page 75**

a — Présentation des modèles utilisés: Eugene
Transfert Massif Page 75
b — Etude des distributions d'énergie d'excitation aux deux énergie incidentes Page 76

3 — Etude de l'influence de l'énergie incidente et de la violence de la collision sur le noyau chaud **Page 79**

a — Etude des caractéristiques physiques du noyau chaud et du résidu en fonction de l'énergie d'excitation mesurée et de l'énergie incidente Page 79
b — Etude des multiplicités de particules évaporées et "directes" à 50 et 70 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation Page 82
c — Conclusions Page 86

4 — Etude des données enregistrées en déclenchement Multiplicité **Page 86**

a — Qualité de détection et choix des variables permettant de signer une désagrégation du noyau chaud Page 86
b — Etude de la multiplicité totale Page 88
c — Etude de l'énergie perpendiculaire moyenne par nucléon Page 90
d — Conclusions Page 91

5 — Mesure des températures des noyaux chauds Page 93

a — Présentation de la méthode de mesure Page 93
b — Bilan des mesures de températures expérimentales Page 96
α — Mesure des températures à partir des spectres protons 96
β — Mesure des températures à partir des spectres alphas 97
c — Mesure des températures à partir des spectres d'évaporation des protons et alphas simulés par Eugene Page 98
d — Conclusions Page 102

Conclusions Page 105

INTRODUCTION

L'étude des noyaux chauds est un des thèmes majeurs dans les réactions induites par ions lourds d'énergie intermédiaire. L'objectif est de connaître les limites accessibles en énergie d'excitation ou en température, de mettre en évidence de nouveaux modes de désexcitation, de relier les propriétés des noyaux chauds à celles de la matière nucléaire c'est à dire à son équation d'état. Le chemin est toutefois semé d'embûches car les expériences traduisent non seulement les propriétés des noyaux chauds mais aussi les mécanismes de réaction qui permettent leur élaboration. Par exemple, on sait que la fission binaire induite par des projectiles d'argon sur des cibles lourdes semble disparaître lorsque l'énergie de bombardement dépasse 40 MeV par nucléon. Un tel résultat peut signifier l'ouverture de nouveaux canaux de désexcitation pour les énergies d'excitations les plus importantes mises en jeu lors des collisions. Il pourrait aussi être le reflet d'une saturation de l'énergie d'excitation déposée dans la voie d'entrée de la réaction. Ces deux interprétations ont été confortées par certains résultats: la multifragmentation peut être le processus de désexcitation des noyaux les plus chauds; d'un autre côté la saturation des multiplicités totales de neutrons mesurées milite en faveur d'une certaine limitation de l'énergie déposée dans le noyau chaud.

C'est dans ce contexte complexe que ce travail de thèse a été abordé et il a pour objectif d'apporter des réponses à quelques questions précises dont la première est la suivante :

Dans quelle mesure est-il possible de décrire la désexcitation des noyaux très chauds en terme de désexcitation "standard", c'est à dire analogue à celle connue pour les noyaux peu excités?

Dans le cas d'un noyau de masse voisine de 100 uma, la désexcitation "standard" est du type évaporation de particules légères conduisant à un résidu massif d'évaporation final. Le dispositif expérimental doit donc être conçu pour détecter à la fois le résidu d'évaporation et toutes les particules chargées qu'il a pu évaporer. C'est dans ce but que l'on a utilisé un ensemble de détection "4π" permettant de mener une étude "événement par événement" par opposition à la plupart des expériences précédentes. Cette démarche parait essentielle si l'on veut pouvoir étudier valablement les noyaux les plus chauds d'autant plus qu' ils sont peu nombreux.

On verra que les résultats révèlent que des noyaux extrêmement chauds subissent encore la désintégration "standard" étudiée. Afin de chercher les limites ultimes d'existence de ces derniers, il est apparu intéressant d'aborder la question du rôle de l'énergie de bombardement. Le système étudié Ar+Ag l'a donc été pour deux énergies incidentes: 50 et 70 MeV/u. On verra que les distributions en énergie d'excitation obtenues dans les deux cas sont étonnamment semblables mais on verra aussi que les températures mises en

oeuvre présentent une légère évolution. L'interprétation de ces résultats posera alors la question des rôles respectifs de la voie d'entrée et des propriétés intrinsèques des noyaux chauds formés. Des éléments de réponse à cette question seront apportés en fin de mémoire.

Le chapitre I est une description critique du dispositif expérimental utilisé. On verra en particulier qu'un détecteur dit "4π" ne l'est jamais véritablement et ne présente jamais une efficacité de 100%. L'interprétation des résultats ne peut de ce fait être valablement menée qu'à l'aide d'un simulateur d'événements permettant de déconvoluer les résultats expérimentaux. On décrira le simulateur au chapitre II. L'utilisation d'un détecteur "4π" permet de reconstruire par sommations les propriétés du noyau chaud primaire puisque théoriquement il permet d'analyser toutes les particules évaporées. Toutefois, il est bien sûr nécessaire de distinguer les particules évaporées de celles résultant d'une émission rapide ou de prééquilibre. On a effectué ce travail "événement par événement" selon une procédure également décrite au chapitre II. Le chapitre III est une présentation et une discussion des résultats. Comme énoncé ci-dessus, la plupart d'entre eux concernent les noyaux chauds qui ont conduit après décroissance à un résidu d'évaporation. Toutefois afin de compléter ce travail, une place est laissée à l'étude d'autres événements qui pourraient signer des processus plus complexes: on pense principalement à la désagrégation complète du noyau chaud.

Chapitre I

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1 —Introduction

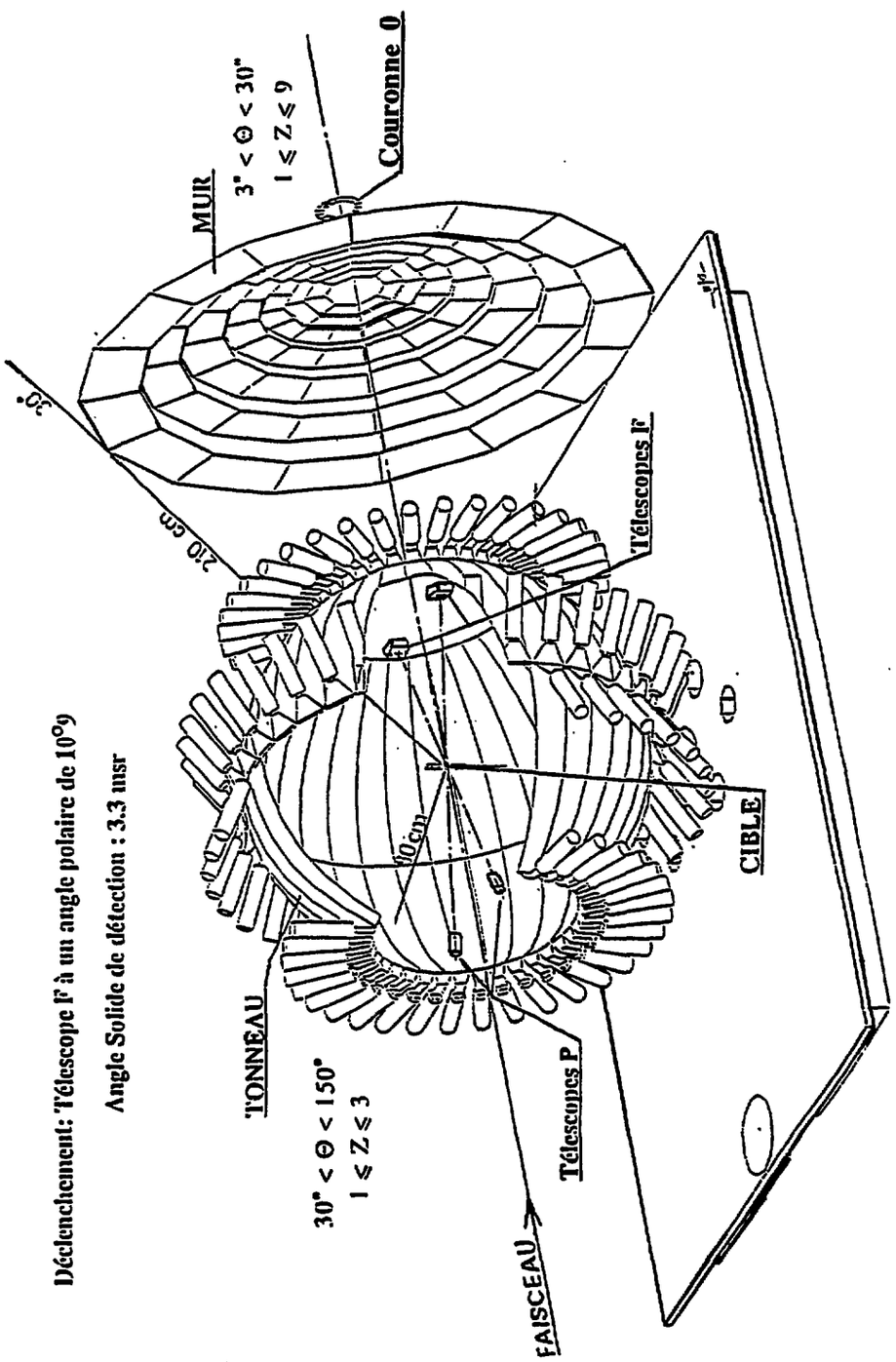
L'expérience décrite dans cette thèse a été réalisée au GANIL en novembre 1989. Elle a été entreprise afin de mesurer simultanément l'énergie d'excitation et la température que peuvent atteindre des noyaux chauds formés par fusion plus ou moins complète. Les noyaux chauds peuvent se désexciter soit par fission, soit par multifragmentation, soit enfin par évaporation de particules légères laissant en sortie un noyau résiduel. On a axé plus particulièrement cette étude sur cette dernière voie de désexcitation, avec la volonté de déterminer l'énergie d'excitation maximum que peut supporter un noyau chaud sans se désintégrer. Le choix du système Ar+Ag a d'ailleurs été fait dans ce sens; celui-ci permet d'obtenir des noyaux chauds ayant une faible probabilité de fissionner. Il a déjà été très étudié (*Voir Références BOR86, EUD88).* Il apparaît clairement à travers ces travaux qu'une compréhension correcte du processus de formation du résidu passe obligatoirement par l'utilisation d'un ensemble de détection le plus exclusif possible, c'est à dire idéalement, ayant 4 π stéradians d'angle solide. Le dispositif, mis en place lors de l'expérience, est de ce point de vue, celui-qui s'en approche le plus (*Voir Figure No 1*). Les résidus et les fragments de fission sont détectés par deux télescopes Silicium Énergie-Temps de vol (E-Tvol). Les autres particules apparaissant lors de la réaction sont détectées en coïncidence grâce à deux multidétecteurs. Il s'agit d'abord de l'ensemble de 96 scintillateurs (appelé Mur), qui couvre le domaine polaire compris entre 3° et 30° en assurant l'identification de noyaux légers ($1<Z<9$), et des 72 lattes de scintillateurs plastiques (appelé Tonneau), qui couvrent le domaine compris entre 30° et 150° pour les particules de $Z=1$ ou 2. Ces deux multidétecteurs permettent d'explorer tout le domaine angulaire azimutal. Il faut ajouter à cela deux télescopes E-ΔE employés pour analyser de manière précise les spectres en énergie des particules de charge inférieure ou égale à deux émises vers l'arrière par le noyau chaud .

2 —Généralités

a —Le faisceau

C'est un faisceau d'Argon 40, qui a été utilisé à 70 Mev/u, puis, après ralentissement, à 50 Mev/u. Il arrive dans la chambre de réaction sous forme de paquets d'ions de largeur temporelle ΔT émis avec une périodicité T (*Voir Tableau No 1*).

Figure No 1 : Dispositif expérimental "4π"



L'intensité choisie est particulièrement faible de 1 à 5 nA pour limiter les coïncidences fortuites et le temps mort de l'acquisition. Cela permet de plus de diminuer le nombre d'électrons créés dans la cible, ce qui donne ainsi la possibilité d'utiliser des feuilles de protection de moindre épaisseur sur les multidétecteurs et donc de réduire les seuils énergétiques pour chacun d'eux.

Tableau No 1 : Caractéristiques du faisceau

E (MeV/u)	T(ns)	ΔT(ns)
50	84.96	0.5
70	84.96	0.8

b —Les cibles

Deux cibles d'Argent de 305 $\mu g/cm^2$ ont été irradiées durant l'expérience, à 70 Mev/u et 50 Mev/u. Les angles d'effleurement sont respectivement Θ_{eff}=2°2 et Θ_{eff}=3°1. Afin d'éliminer les électrons issus de la cible lors des réactions, il a été appliqué une différence de potentiel sur le porte-cible (de 45 à 50 kV).

c —La chambre de réaction

L'ensemble expérimental a été disposé dans la chambre de réaction appelée NAUTILUS. Celle-ci permet de travailler sous vide poussé, de l'ordre de 10^{-7} mbar (possibilité ainsi d'utiliser une HT cible élevée), avec des grands multidétecteurs comme DELF *(Voir Référence BOU87)*, le MUR ou le TONNEAU (*Voir Figure No 1*).

3 —Les détecteurs

a —Les détecteurs de résidus lourds F_1 et F_2

—Description technique et géométrique

Les caractéristiques principales : surfaces et épaisseurs des deux détecteurs nommés F1 et F2 sont données dans le *Tableau No 2*. Le système mécanique utilisé pour déplacer F1 et F2, permet de choisir un angle polaire Θ particulier indépendamment pour chaque détecteur (*Voir Tableau No 3*). Les siliciums sont positionnés sur leur support mécanique de sorte que, pour un angle polaire donné (ici le cas où les détecteurs sont les plus pro-

ches l'un de l'autre) l'axe perpendiculaire à la surface d'entrée du détecteur passe par le centre de la cible. Ils sont disposés symétriquement de part et d'autre de l'axe du faisceau (*Voir Figure No 1*). Les différentes positions géométriques adoptées durant l'expérience sont données dans le *Tableau No 3*. Il faut noter que chaque télescope est protégé des flux d'électrons par une feuille de Nickel de 222 $\mu g/cm^2$ et que pour éliminer les effets de bords sur les jonctions, on a placé un collimateur sur chacune d'elles (d'où une diminution légère de la surface de détection). Les gains de l'électronique ont été réglés pour que ces deux télescopes permettent la détermination de la masse (comprise entre 20 et 150 uma) et de la vitesse de fragments lourds par l'intermédiaire de l'énergie laissée dans le silicium et du temps de vol. On a choisi de mesurer le temps de vol en se référant au signal HF de la machine (signal obtenu lors du passage d'un paquet d'ions à la sortie du cyclotron CSS2 de GANIL). Une telle mesure amène une détermination du temps de vol seulement modulo la période du signal HF. Il faut remarquer à ce propos que l'étude spécifique des résidus, compte tenu de leurs faibles vitesses présumées (0.4 cm/ns), implique de choisir une base de vol (80 cm), qui ne soit pas excessive afin d'éviter que les temps de vol ne soient trop grand vis à vis de la période HF, ce qui entraînerait des complications inextricables pour l'étalonnage en temps (*Voir Etalonnage des Télescopes F*).

Tableau No 2 : Caractéristiques techniques principales des télescopes F

Télescope	Épaisseur en µm	Surface en mm^2	Résistivité en Ω/cm	Tension en Volt
F1	500	2016.8	10000	70
F2	300	2401.0	8880	50

—Intérêt des détecteurs

On notera que l'on a choisi d'utiliser des détecteurs de grande surface. L'intérêt de ce choix est une meilleure efficacité géométrique, ce qui permet de travailler avec des faisceaux de faible intensité. L'intérêt des télescopes en E-TV pour les ions lourds, est d'avoir des seuils en énergie inférieurs aux télescopes en E-ΔE (La présence de la jonction mince ΔE est gênante pour les Z grands, beaucoup s'y arrêtent). Une autre méthode aurait consisté à utiliser des galettes à microcanaux mais cette méthode est plus compliquée et elle aurait induit des ombres importantes sur le Mur.

—Limitations

La grande surface des détecteurs implique une localisation moins bonne (Incertitude angulaire plus grande, différence plus grande entre les distances cibles-bords extrêmes de

la jonction). Leur encombrement spatial et celui de la mécanique associée diminuent l'efficacité géométrique du Mur, situé derrière, engendrant ainsi ce qu'on appelle une "ombre" sur le Mur . L'ennui majeur est la détermination délicate de l'énergie laissée par les ions lourds dans les jonctions, du fait du défaut d'ionisation lors du passage de la particule (*Voir Étalonnage en énergie des télescopes F*). La méthode de mesure du temps de vol va imposer une électronique et un dépouillement plus complexes afin de séparer les ions lents de Temps de vol supérieur à la période HF, des ions rapides de même temps de vol apparent (*Voir Étalonnage en temps des télescopes F*).

Tableau No 3 : Géométrie des télescopes F durant l'expérience

Positions Télescopes F	Direction F2 ⊙ Faisceau F1		F2 ⊙ F1		F2 ⊙ F1	
Distance Cible –Télescope en mm	785±2	788±2	779±2	782±2	768±2	771±2
Angle <Θ> en °	13.2	13.	11.9	10.9	5.8	5.6
ΔΘ en °	1.5	1.5	1.6	1.6	1.7	1.7
Angle Solide en millistéradian	3.268	3.053	3.513	3.288	3.786	3.540

Remarque: C'est la position intermédiaire qui a été choisie principalement durant l'expérience (C'est à dire Θ_1=10.9 et Θ_2=11.9) .

b —Le Mur (*Voir Référence BIZ86*)

—Description technique et géométrique

Le Mur est constitué de 96 compteurs à scintillation vus par des photomultiplicateurs. Ils sont répartis en 7 couronnes concentriques ce qui confère à l'ensemble une acceptance polaire de 3° à 30°et azimutale de 360°. L'aspect général du Mur et sa disposition géométrique sont décrits par la *Figure No 2*. Son efficacité géométrique est donnée dans le *Tableau No 4* par couronne. Les éléments le constituant, sont faits de feuilles de scintillateurs plastiques NE102 de 2mm d'épaisseur. La surface de chaque élément a été calculée afin d'obtenir pour chaque couronne des comptages équivalents. Chaque élément est recouvert d'une feuille de 68 microns d'aluminium pour limiter la contamination des spectres par des électrons (d'origine atomique) de faible énergie. La *Figure No*

La *Figure No 3* donne une description à la fois géométrique et technique d'un élément. On utilise une méthode E-TV pour identifier en vitesse et en charge une particule grâce à ce détecteur. Il permet l'étude des particules légères émises vers l'avant avec détermination de la charge pour Z=1 à 9; au-delà, on sait que l'on a enregistré une particule de Z > 9 avec une vitesse donnée.

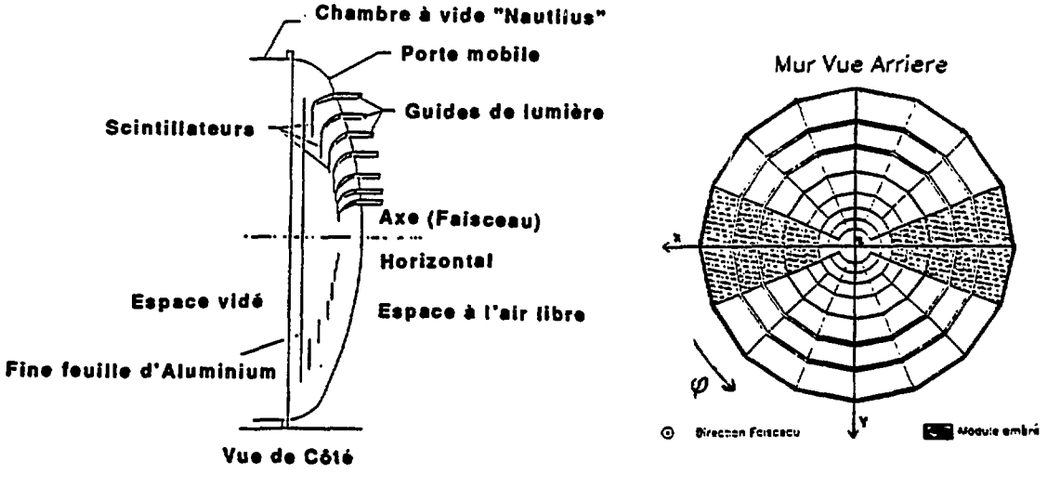
Tableau No 4 : Caractéristiques géométriques du Mur par couronne

COURONNE	Angle Θ	ΔΘ	ΔΩ géométrique* nominal par élément en msr	ΔΩ expérimental** par élément en msr
1	4°19	1°02	2.16	2.16
2	6°30	1°62	3.25	3.25
3	8°99	1°65*	3.08	2.57
4	12°65	1°99	6.02	5.18
5	17°42	2°46	10.29	10.04
6	22°74	2°43	12.96	12.52
7	27°93	2°08	13.34	12.82

*Valeur moyenne calculée en fonction de la forme spécifique des modules de cette couronne (*Voir Figure 3*).

** Déterminé en tenant compte des effets d'ombre et des interstices entre les lattes.

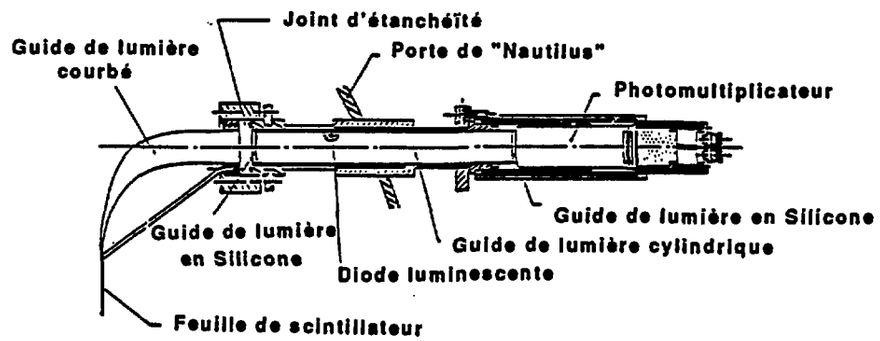
Figure No 2 : Description géométrique du Mur

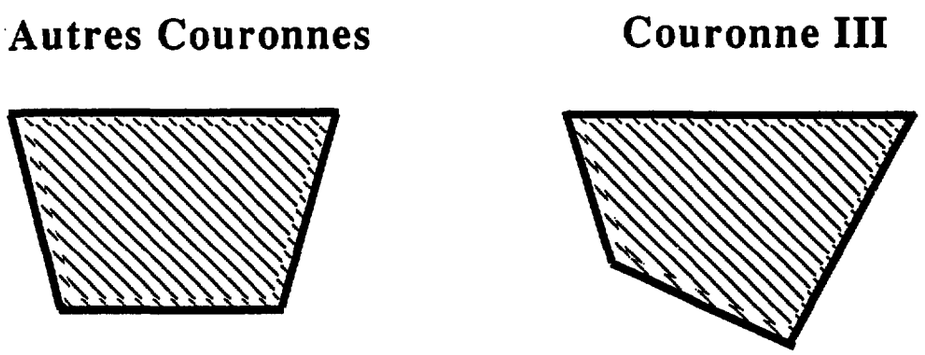


—Intérêt du détecteur

Par son acceptance angulaire ($\Delta\phi=2\pi$ et $\Delta\theta=3°$à $30°$) et ses possibilités d'identification, il permet principalement l'étude des quasi-projectiles, des particules émises par ces derniers, des particules de prééquilibre, des fermi jets... ainsi que des particules évaporées vers l'avant par le noyau chaud.

Figure No 3 : Description d'un élément du Mur





—Limitations

Principalement, c'est l'impossibilité d'identifier des charges de Z>9 (Ceci est ennuyeux pour la détection des quasi-projectiles). La qualité de la mesure de la charge dépend fortement de la vitesse (*Voir étalonnage*): en effet,il est difficile de séparer les particules lorsqu'elles s'arrêtent dans le plastique, comme on peut l'observer sur la *figure No 10.* Ceci est flagrant dans le cas des deutons et des alphas, qui sont complètement mélangés aux faibles vitesses. Pour les protons, il se pose un autre problème, c'est la présence des électrons issus du passage d'ions dans la cible, qui oblige pour les éliminer à monter les seuils en énergie (feuilles de protection, seuils électroniques...etc) jusqu'à 2.6 MeV pour les protons et 11 MeV pour les alphas. La présence des télescopes résidus diminuent l'efficacité géométrique du mur par l'ombre qu'ils engendrent (*Voir Tableau No 4*).

Il existe des interstices entre les différents éléments constituant le Mur, lesquels sont dus à des défauts d'assemblage. Il faut enfin ajouter que la mesure des vitesses est d'autant meilleure que celles-ci sont faibles (Incertitude absolue sur le temps de vol indépendante de la vitesse).

c —Le Tonneau *(Voir Référence PEG90)*

—Description technique et géométrique *(Voir Figure No 1)*

Il est constitué de 72 lattes de scintillateur plastique NE102A de 2mm d'épaisseur. Les 36 premières lattes constituent la partie avant du tonneau, les autres la partie arrière (de 90° à 150°); l'ensemble forme une sphère tronquée de rayon 80 cm comme on le voit sur la *Figure No 1*. Il couvre ainsi les angles polaires compris entre 30° et 150°, et les angles azimutaux compris entre 0° et 360°. A chaque extrémité de latte est placé un photomultiplicateur, ce qui permet, comme on le verra (*Étalonnage tonneau*), une localisation en angles radiales θ à +/- 3° près. Les angles azimutaux ϕ sont connus à +/- 5° près (c'est à dire la demi-largeur d'une latte). Chaque latte est protégée des flux électroniques par une feuille d'aluminium de 68 microns. Le Tonneau permet l'identification en vitesse et charge de particules de Z=1, 2 par la méthode E-TV. Pour les autres il y a seulement connaissance de la vitesse.

—Intérêt

Il sert surtout à l'étude des particules évaporées par le noyau composé. Il offre en complétant le mur la possibilité d'observer avec une très grande efficacité angulaire (3,72 π stéradians) des noyaux de charge inférieure ou égale à 2.

—Limitations

Il ne permet qu'une identification des particules très restreinte (impossibilité d'étudier les Fragments de Masse Intermédiaire). La localisation à 3° près en Θ est moins bonne que celle du Mur. Malgré toutes les protections (HT cible et feuilles d'Al), il reste souvent des électrons dans les cartes E-TV. Les difficultés d'identification des particules arrêtées dans une latte se pose de la même manière que pour le Mur (différenciation impossible des alphas et des deutons lents.). L'incertitude sur le temps de vol (indépendante de la vitesse) joue un rôle primordial sur la qualité de la mesure de la vitesse compte tenu de la base de vol faible des particules pour arriver jusqu'au Tonneau. Les seuils (2.6 MeV pour les protons et 11 MeV pour les alphas) sont très ennuyeux pour étudier correctement l'évaporation de particules légères vers l'arrière par un noyau chaud.

d — Les télescopes arrières P

— Description technique et géométrique

Il s'agit de deux télescopes comprenant trois élements avec prise de temps sur la première jonction et la deuxième jonction. Ils sont décrits dans le *Tableau No 5*. Leur disposition expérimental est donné par la *Figure No 4*. Chaque télescope est protégé des électrons par une feuille d'aluminium.

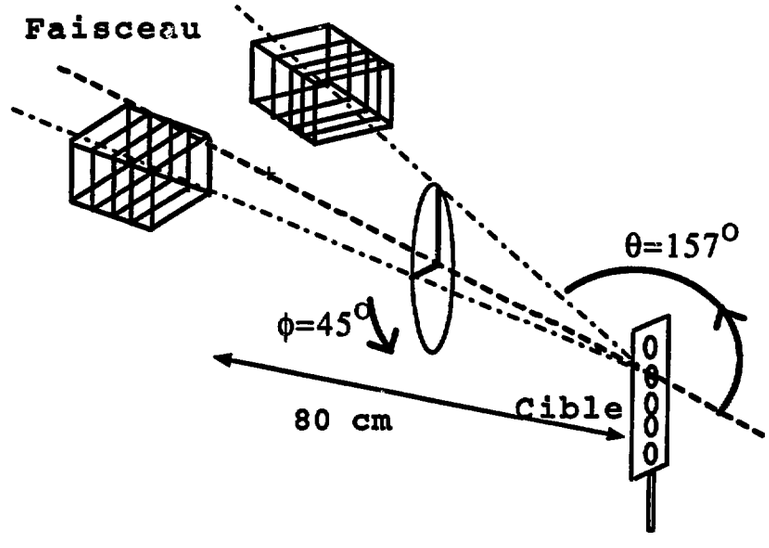
Tableau No 5 : Caractéristiques des télescopes arrières P

TÉLESCOPE	Épaisseurs en µm E_1	E_2	E_3	Surface en mm ^{2}	Épaisseur Feuille d'Al en µg/cm^2
A	46.9	303	6000	600	400
B	45.7	298	6000	600	400

— Intérêt

Ils sont utilisés pour mesurer les spectres en énergie des isotopes de l'hydrogène et des alphas émis vers l'arrière. Ils permettent en effet une détermination parfaite de la masse, de la charge et une mesure très correcte de l'énergie. On doit pouvoir ainsi extraire des températures.

Figure No 4 : Disposition géométrique des télescopes arrières P



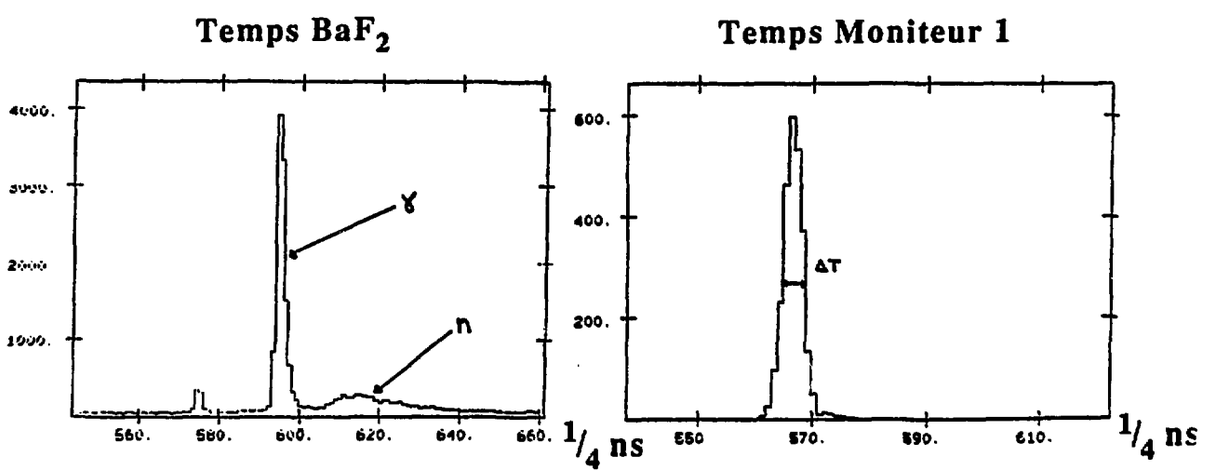
— Limitations

Le problème principal est la très faible statistique due surtout à leur angle solide faible et leur position arrière. La calibration en énergie peut être rendue plus difficile par des incertitudes sur la mesure des épaisseurs efficaces. La première jonction implique la présence d'un seuil en énergie d'autant plus grand que la particule détectée est lourde. Il peut y avoir des électrons parasites dans les premières jonctions (effet faible).

e — Moniteurs, BaF_2

Il existe légèrement en retrait du mur une couronne de 16 scintillateurs (Surface 4.8 cm^2) appelé couronne 0 *(Voir Figure 1)*. Deux parmi ceux-ci ont été choisis pour servir de moniteurs. Ils fournissent chacun un temps de vol et une énergie lorsque une particule les touche. Ils sont situés de part et d'autre du faisceau à un angle Θ (entre 2° et 2°5) qui permet la détection de projectiles diffusés élastiquement. Leur rôle essentiel est alors la surveillance du faisceau. Les dérives spatiales de celui-ci sont suivies grâce à des échelles de comptage qui donnent le nombre de coups enregistrés par chaque moniteur; on étudie alors l'évolution de leur rapport de comptage au cours du temps, compte tenu de l'intensité du faisceau (donnée par la cage de Faraday). S'il change, c'est que le faisceau est décentré. Les moniteurs offrent de plus la possibilité de contrôler la stabilité de la période HF et de la largeur du paquet d'ions lors de l'expérimentation *(Voir Figure No 5)*. On a utilisé aussi un détecteur BaF2, placé en regard de la cage de Faraday, à cet effet. L'information temporelle des moniteurs et du BaF2 a été conservée sur support magnétique, permettant un suivi, hors expérience, du faisceau. De plus pour chaque enregistrement, on a noté les comptages de chaque moniteur faits sur une échelle libre et une échelle bloquée lors des temps morts de l'acquisition. Ces informations sont utiles pour le calcul des sections efficaces.

Figure No 5 : Surveillance temporelle du faisceau(par le suivi en temps de la position du pic γ du Baf_2 et pic élastique des moniteurs)



4 —Electronique, Acquisition

a —Introduction

On a vu ci-dessus que le choix des détecteurs utilisés lors d'une expérience est totalement dépendant de la physique que l'on veut observer. Il en va de même pour le traitement de l'information qu'ils fournissent. Il est nécessaire de sélectionner parmi tous les événements produits au niveau de la cible, ceux qu'il est intéressant d'étudier: c'est à dire définir précisément le déclenchement. Ici, on privilégie la physique des résidus d'évaporation, c'est donc les signaux issus des télescopes F qui vont servir à répertorier les classes d'événements. Ceux-ci sont alors définis comme détecteurs "maîtres". L'ordre d'analyse (c'est à dire de codage et d'acquisition) d'un événement est généré par un module appelé MCR (Module de Coïncidence Rapide), si un signal logique venant d'un détecteur Maître est présent dans l'une de ses 5 voies d'entrée (*Voir Figure No 7*). Il faut aussi remarquer que deux voies du MCR (*Voir Figure No 7*) sont utilisées pour donner l'ordre d'analyse des informations délivrées par les moniteurs et le BaF_2 pour la surveillance de l'expérience (stabilité de la période du signal HF). Les signaux issus des autres détecteurs (Mur, Tonneau et Télescopes P), qui ne participent pas à la prise de décision, sont dénommés détecteurs "esclaves". A titre indicatif, il est à noter que les modifications à faire pour passer en déclenchement Multiplicité sont très simples. Il suffit de changer le signal arrivant au MCR. Celui-ci vient dans ce cas d'un discriminateur de multiplicité, qui génére un signal logique uniquement si la multiplicité totale Mur + Tonneau est supérieure ou égale à une valeur fixée par avance.

b —Traitement des signaux issus des détecteurs

Les détecteurs délivrent, lors du passage d'une particule un signal, dont on extrait deux informations :

— L'instant de création du signal, qui, après un traitement logique, peut permettre de connaître le temps de vol et de sélectionner l'événement (dans le cas d'un détecteur "maître") .

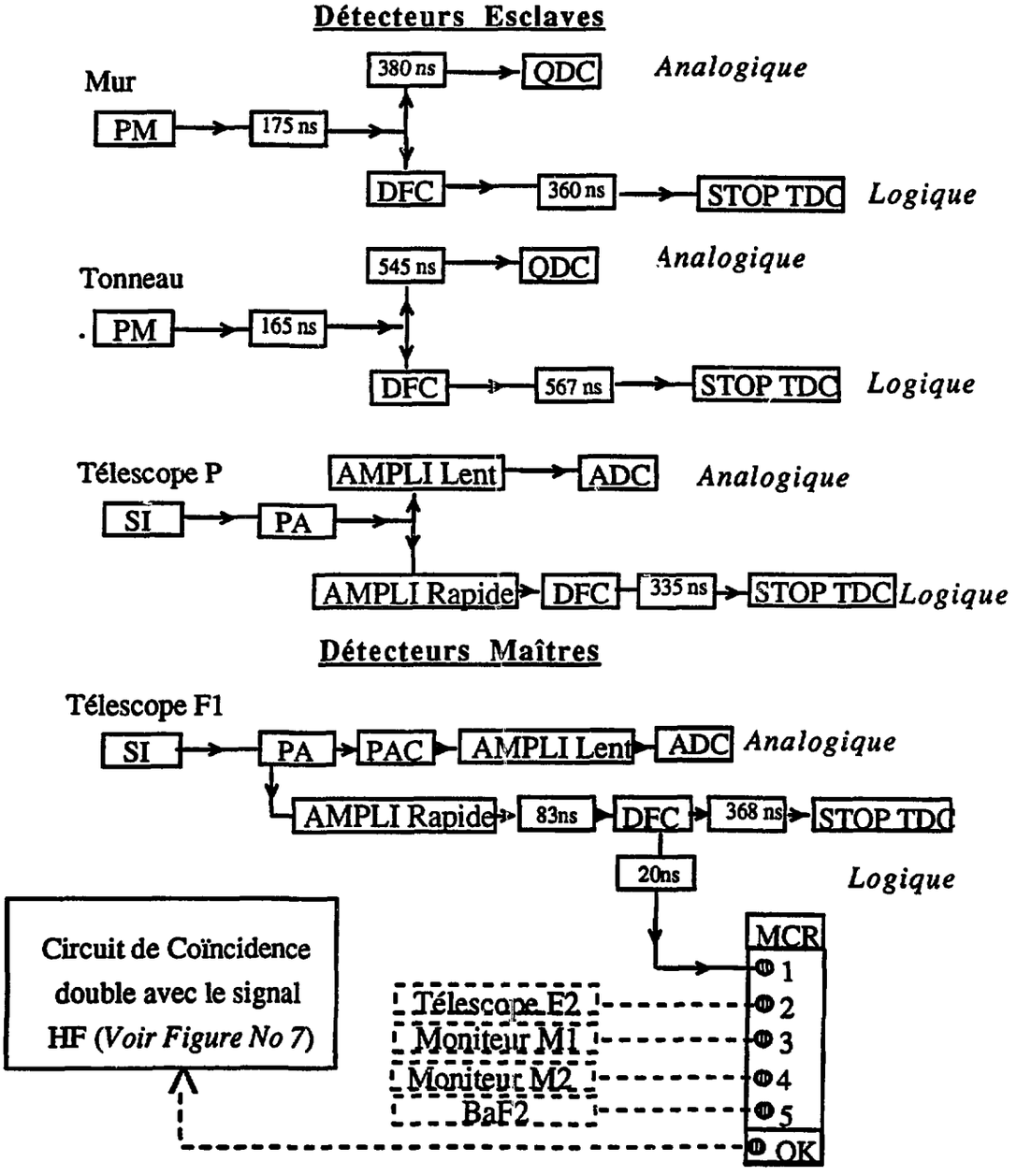
— Son amplitude, qui correspond à l'énergie laissée par la particule lors de l'intéraction dans le détecteur (celle–ci dépendant de son énergie incidente, de sa charge et de sa masse et du type de détecteur). Elle permet, après un traitement analogique, de déterminer en partie ou complètement la nature, les caractéristiques cinématiques et dynamiques de la particule observée .

Electroniquement, ces deux informations sont obtenues tout simplement en en dédoublant le signal d'origine (*Voir Figure No 7*).

α-Traitement analogique

Le circuit analogique, que l'on utilise, est lié à la nature du détecteur. Dans le cas d'un PM (Mur et Tonneau), le signal est directement codé par un QDC (codeur de charge). Pour une jonction celui-ci va d'abord être intégré par un PAC (préamplificateur de charge) puis amplifié pour être ensuite envoyé sur un ADC (codeur d'amplitude) (*Voir Figure No 6*). Le codage se fait en ouvrant les codeurs pendant un intervalle de temps donné (choisi en fonction de la mise en temps de l'expérience).

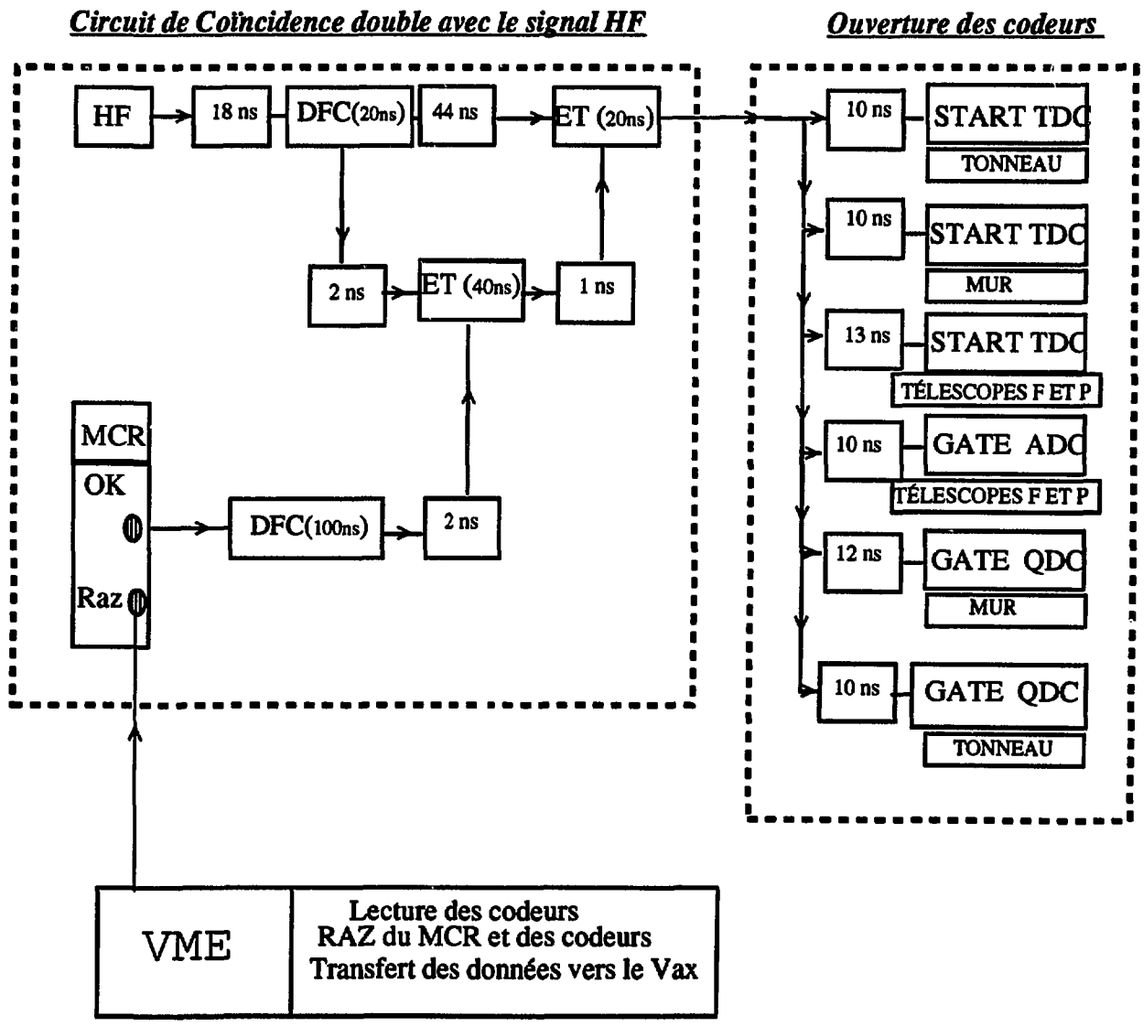
Figure No 6 : Montage Électronique (Partie logique et analogique)



β —Traitement logique

Le signal sortant du détecteur, après amplification éventuelle, passe par un DFC (discriminateur à Fraction Constante) qui génère un signal logique (dont la référence temporelle est indépendante de l' amplitude). Les signaux des détecteurs "maîtres" issus des DFC suivent deux voies différentes (*Voir Figure No 6*) une voie temporelle vers le TDC et une voie de prise de décision vers le MCR.

Figure No 7 : Montage électronique (partie validation de l'événement et ouverture des codeurs)



Le MCR, s'il reçoit un signal logique en entrée, délivre un signal OK qui doit d'abord passer par un circuit de coïncidence "double" avec le signal HF (*Voir Figure No 7*); ceci est fait afin d'avoir une origine des temps indépendante de l'événement étudié sachant que le signal HF, modulo sa période, arrive toujours au même instant. Ce signal "HF validé par le OK" autorise donc l'ouverture des QDC et des ADC et génère le signal "Start" de l'ensemble des TDC (*Voir Figure No 7*). Le signal "Stop" du TDC est le signal temps venant du détecteur (il doit arriver au codeur au maximum 525 ns après l'ouverture de celui-ci pour être enregistré). L'enregistrement complet d' un événement physique implique une mise en temps précise de l'expérience (choix adéquat des retards électroniques et des temps d'ouverture des codeurs selon le type du détecteur "maître" ou "esclave"). Pour cela, il faut tenir compte des gammes de temps vol de chaque détecteur (*Voir Tableau No 6)* et les comparer à celle des détecteurs "maîtres" et à la période HF *(Voir Figure No 8*).

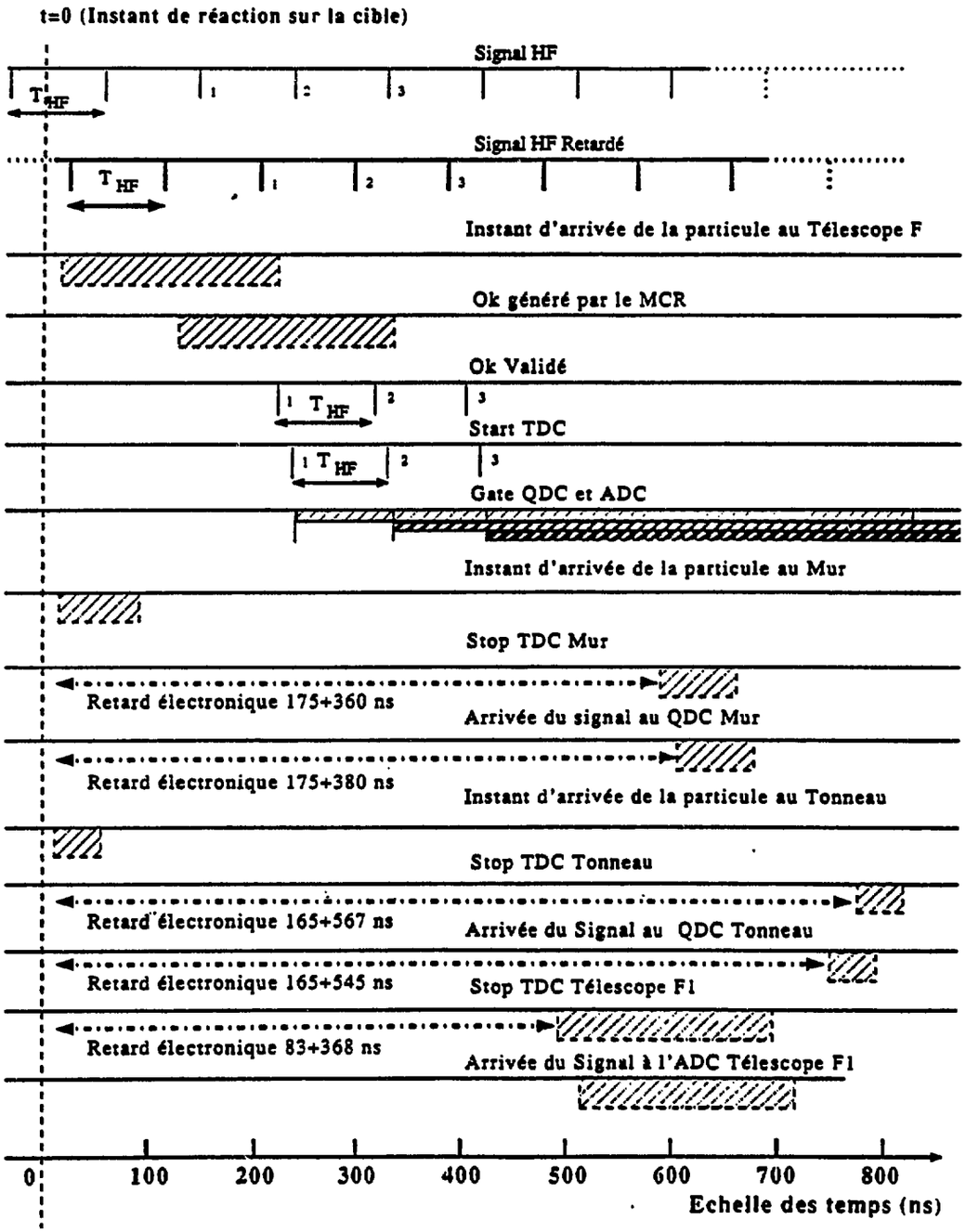
Tableau No 6 : Dynamique de l'expérience

Détecteur	Vitesse en Cm/ns Min	Max	Distance en Cm	Gammes de Temps de Vol Min	Max
Télescope F	0.4	11.6	78.2	6.74	195.5
Tonneau	2.3	15.0	80.0	5.35	34.8
Mur	2.3	15.0	210.	14.0	91.3
Télescope P	2.5	8.0	80.0	10.0	32.0

Pour les détecteurs "maîtres", le temps de vol de la particule n'est alors connu que modulo la période HF et à une constante près dépendant du temps mis par le faisceau pour aller de CSS2 à la cible et des divers retards électroniques. Pour les "esclaves", le temps de vol est connu à une constante près, mais les données sont enregistrées par paquets de largeur égale à la période HF *(Voir Figure No 17*). Ceci fait, l'ensemble des codeurs est lu par un système d'acquisition VME. Pour pouvoir enregistrer l'événement suivant, il faut alors réinitialiser l'ensemble de détection le plus rapidement possible afin de minimiser le "temps mort" (*Voir Figure No 7*). Il envoie ces données sous forme de blocs de 8 Koctets sur un Vax, qui assure la mise sur bande de ces informations ainsi qu'un traitement en ligne (visualisation d'une partie de celles-ci, afin de surveiller le réglage (gain, seuil, retard) et le bon fonctionnement des différents détecteurs). Il faut aus-

si remarquer que tous ces processus d'acquisition (codages,transfert de données,...etc) sont suffisamment longs pour qu'il y ait, malgré l'intensité faible du faisceau, un temps mort de l'acquisition (30% du Temps Faisceau).

Figure No 8 : Mise en temps de l'expérience



4 —Étalonnages

a —Le Mur

Lorsqu'une particule touche un élément du mur, on obtient donc un temps de vol et une charge, proportionnelle à l'énergie qu'elle perd lors de la traversée du scintillateur. Après étalonnage des codeurs, on construit des cartes Q(unité arbitraire)-Temps de vol(ns) comme sur la *figure No 10.*

Il apparaît alors deux zones de fonctionnement:

— Une zone où la particule ne s'arrête pas dans le module. L'énergie collectée n'est alors qu'une partie de l'énergie initiale. C'est la zone ΔE

— Une autre où elle s'arrête, laissant ainsi toute son énergie. C'est la zone E.

La dépendance en Z de l'énergie laissée dans le scintillateur apparaît clairement sur les cartes. Ceci est principalement vrai pour la zone ΔE. En effet pour la zone E, c'est plutôt le rapport Z/M qui prévaut, d'où une séparation beaucoup plus délicate des charges et le mélange des deutons et des alphas. Pour un Z donné le point de séparation entre ces deux modes de fonctionnement est appelé "Point de Rebroussement"; il caractérise une particule de charge Z ayant juste assez d'énergie pour traverser le plastique. Celui-ci peut donc être utilisé comme référence en temps: on peut en effet déterminer par calcul (à l'aide de tables) l'énergie, la vitesse correspondante et donc le temps de vol associé à ce point et s'en servir pour le calage absolu en temps. L'ensemble de l' étalonnage du mur a été fait en utilisant le logiciel graphique d'aide au dépouillement mis au point au LPC (*Voir Référence LEF90*) utilisant les cartes Q (en unité arbitraire)-Temps de vol (en ns).

Remarque : Il faut noter qu'un module, selon la couronne à laquelle il appartient, n'est pas vu sous le même angle d'incidence de la cible. Donc selon la couronne touchée, une particule ne traversera pas tout à fait la même épaisseur de scintillateur.

—Soustraction des piédestaux

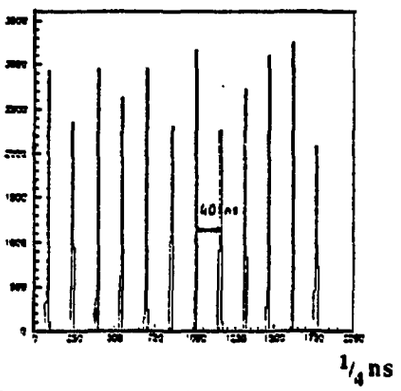
Il s'agit uniquement d'éviter d'enregistrer sur bande le bruit de fond électronique intrinsèque à chaque voie d'analyse en charge (On dénomme celui-ci Piédestal). A cet effet, on a fait une mesure unique à un instant donné de chacun des piedestaux du Mur et du Tonneau, que l'on a ensuite soustrait automatiquement à toutes les mesures de charges faites durant l'expérience . Pour améliorer encore cette correction et tenir compte ainsi des fluctuations , on a fait un enregistrement sur bande des piédestaux afin d'avoir une distribution puis une valeur moyenne de celui-ci pour chaque codeur (*Voir Référence LEF90*). La charge utilisée pour les cartes (Q,TVOL) est alors telle que :

Q = Qcodee + Piédestal soustrait – Piédestal moyen.

—Étalonnage en temps

Il est d'abord nécessaire de déterminer la pente des TDC. Pour cela, on enregistre la réponse de chaque PM à un signal lumineux produit aléatoirement modulo 40 ns par une diode luminescente. On obtient alors des spectres "Temps de vol " comme celui de la *Figure No 9*. Un programme utilisant ces spectres " Temps de vol " permet pour chaque voie de connaître rapidement la correspondance canaux-nanosecondes du codeur.

Figure No 9 : Détermination de la pente TDC



On a ensuite utilisé le programme développé dans la *Référence LEF90*, qui permet de caler en temps et en charge chaque PM. Ceci est fait en prenant pour référence une carte Q-TVOL idéale, déterminée à partir des points de rebroussement (par une méthode de minimisation).

—Séparation en charge

Il devient alors possible de superposer les 96 cartes et d'utiliser une seule grille (*Voir Figure No 10)* pour définir la charge de la particule détectée. On obtient ainsi les distributions en charge (*Voir Figure No 11*)

Figure No 10 : Carte Q-TVOL d'un PM du Mur

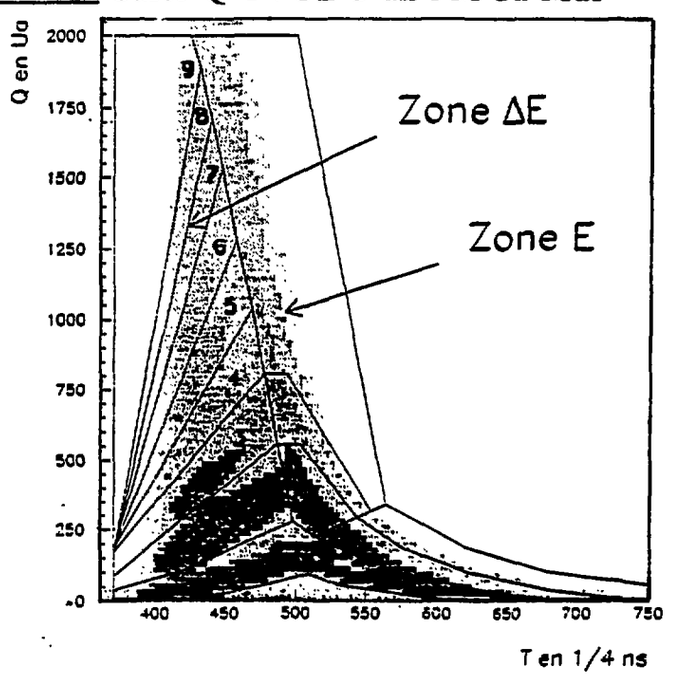
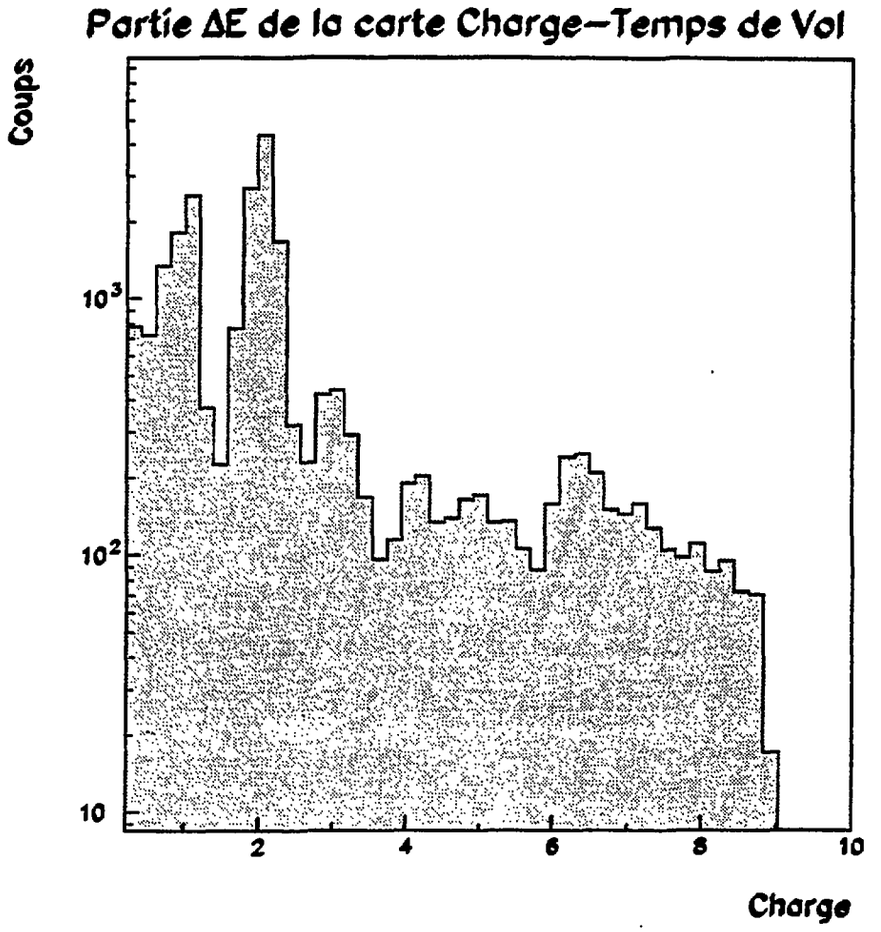


Figure No 11 : Distributions en charge du Mur obtenue uniquement avec les particules de la zone ΔE pour un compteur du Mur



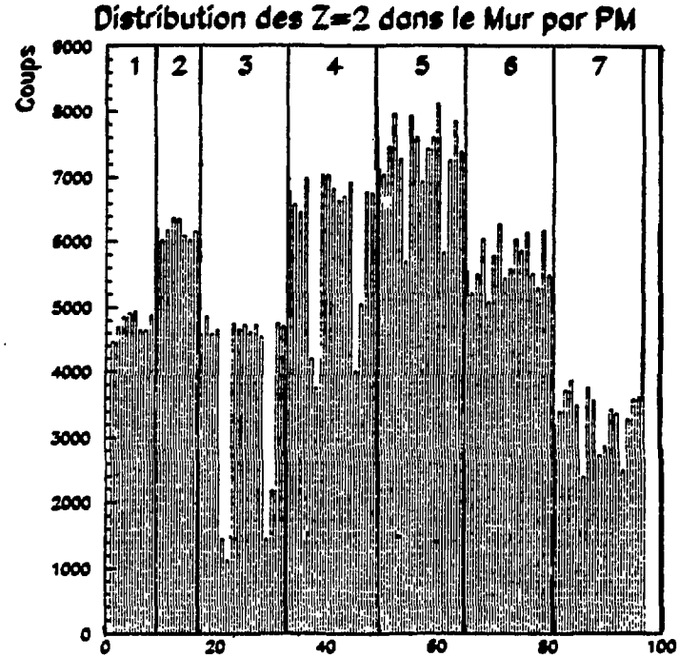
Remarques:

— Les constantes de calage en temps et de normalisation en charge ont été déterminées pour les deux énergies mais aussi pour différents enregistrements (les gains des PM doivent être surveillés afin de vérifier leur stabilité au cours du temps et le calage en temps varie bien évidemment avec l'énergie (*Voir Électronique*)).

— La présence des télescopes devant le mur est bien sûr la cause d'une ombre importante (*Voir Tableau No 4*). Pour différentes charges, celle-ci a été évaluée en étudiant, par couronne, la distribution en ϕ (avec un déclenchement en multiplicité totale, qui assurait l'isotropie azimutale de l'émission des particules détectées). On a alors déterminé les PM "ombrés". Puis pour une couronne donnée, on a calculé le nombre de coups moyen par PM "non ombré"; on a pu alors déterminer pour un PM "ombré", compte tenu de son comptage, son efficacité réelle (*Voir Figure No 12*).

— La reconstitution du spectre Q-Tvol (*Voir Figure 10*) à partir des spectres brutes (*Voir Figure No 17*) est justifiée dans la partie *Étalonnage en temps des télescopes F*.

Figure No 12 : Détermination de l'ombre engendrée sur le Mur par les télescopes F (Les chiffres en gras indiquent le No de la couronne touchée)



b —Le Tonneau *(Référence PEG90)*

On a vu qu'à chaque latte sont associés deux PM. Il faut donc d'abord faire la correction des piédestaux et le calcul des pentes des TDC associés. Cela se fait exactement de la même manière que pour les PM du Mur.

On obtient ainsi 4 données *(Voir Figure No 13)*.

Q_1(Unité arbitraire), T_1(ns) pour le PM_1

Q_2(Ua), T_2(ns) pour le PM_2

On utilise alors ces données suivant un méthode décrite dans la *Référence PEG90*.

—Pour la localisation *(Voir Figure No 13)*

T_1 et T_2 permettent de déterminer l'angle Θ. En effet la lumière produite par la particule dans le scintillateur, n' atteint pas les deux PM aux mêmes instants. Le parcours, que celle-ci a à faire pour les rejoindre, dépend de la position du point d'impact de la particule. On a donc:

T_1=Tvol +D_1 n /c+T_{01} (1)
T_2=Tvol +D_2 n /c+T_{02} (2)

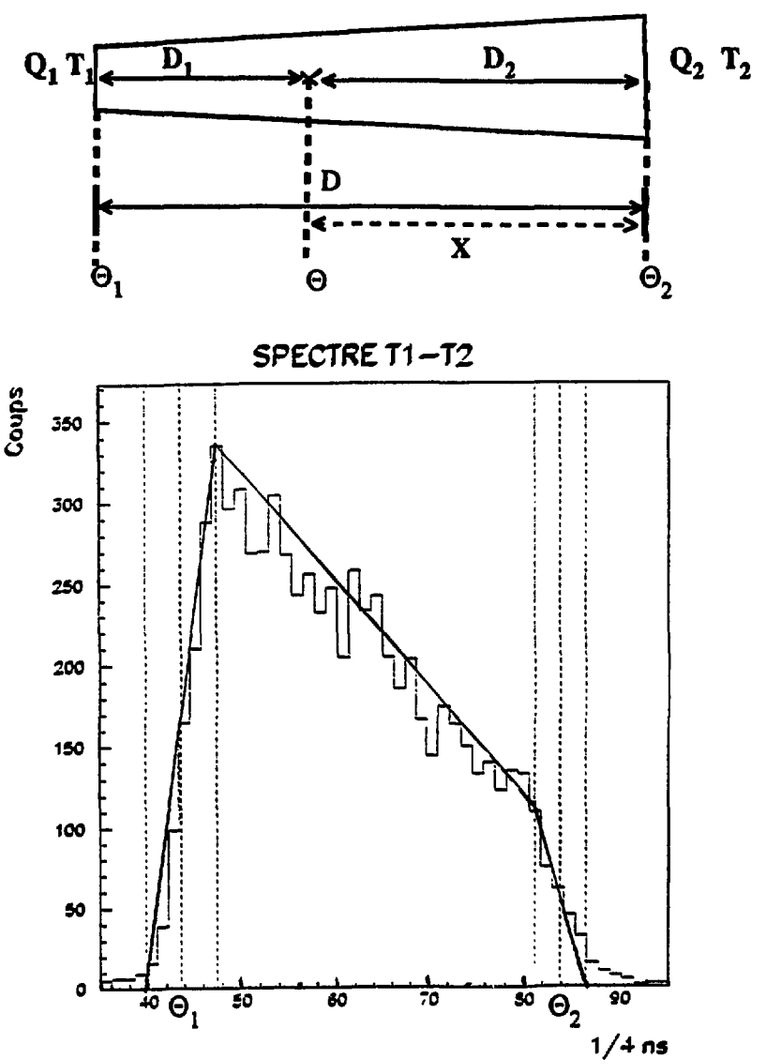
avec Tvol: Temps vol de la particule détectée depuis la cible

n : Indice de réfraction du NE102A
c : Vitesse de la lumière
T_{0i} : Retard en temps dépendant de l'électronique
D_i : Distance entre le point d'impact et le PMi (Corrélé à Θ bien évidemment)

On utilise donc les spectres T_1-T_2 (*Voir Figure No 13*) pour obtenir Θ. On obtient la droite d' étalonnage suivante pour chaque latte

$$\Theta = a \times (T_1 - T_2) + b$$

Figure No 13 : Méthode de localisation du Tonneau.



—Calage en temps

On sait d'après (1) et (2) que

$$Tvol = \frac{T_1+T_2- D\ n/c -T_{01} -T_{02}}{2} \quad = \frac{T_1+T_2}{2} + T_0$$

avec D : Longueur de la latte (D_1+D_2 ∀ le point d'impact)

T_0 : Retard en temps dépendant de l'électronique

Il faut donc déterminer la valeur de T_0. On peut à nouveau utiliser le programme de la *Référence LEF90* pour caler en temps et en charge les différentes lattes, le Mur et le Tonneau étant constitués de la même épaisseur de scintillateur NE102 .

Pour cela, on doit d'abord construire des cartes Q_2(ua)-(T_1+T_2)/2(ns) (*Voir Figure No 15*). Q_2 est la charge mesurée par le PM situé sur le bord le plus large de la latte (*Voir Figure No 13*), donc potentiellement recevant le plus de lumière, d'où son choix pour ces cartes.

Mais cela implique d'abord de prendre en considération le fait que, pour un ion d'énergie donnée, la valeur de Q_2 codée va dépendre de son point d'impact sur la latte. En effet le signal lumineux est atténué lors de son cheminement pour aller jusqu'au PM_2. On a paramétrisé cette dépendance par la loi suivante *(Voir PEG90)* :

$$Q_2=Q_{2i} \exp(a_1 X+a_2 X^2+a_3 X^3)$$

avec

Q_{2i} : Valeur initiale corrigée du piédestal

a_i : Coefficients d'atténuation

X : Position du point d'impact par rapport au PM_2 ($X= \alpha \Theta + \beta$)

On obtient les coefficients d'atténuations a_i par fit sur les valeurs de Q_2 au point de rebroussement Proton, pour différentes tranches d'angle Θ (*Voir Figure No 14*).

— Séparation en charge

Comme pour le mur, après calage, on peut ainsi superposer l'ensemble des cartes des 72 lattes et utiliser une seule grille de détermination des charges (*Voir Figure No 15*).

Figure No 14 : Détermination des coefficients d'atténuations

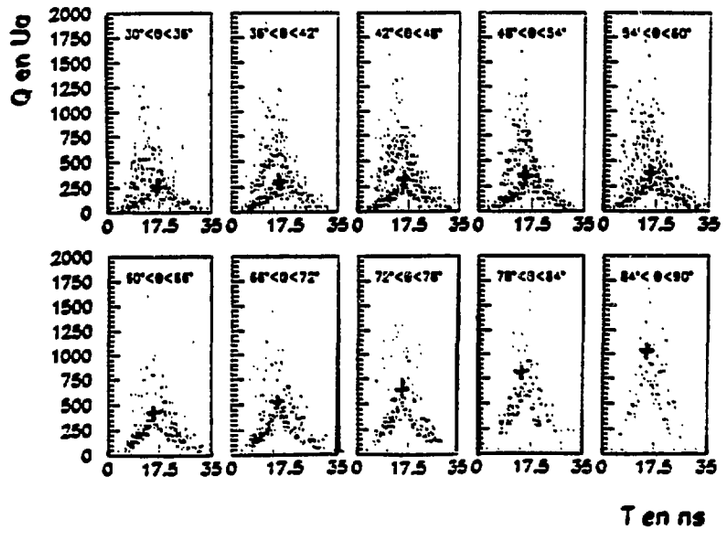
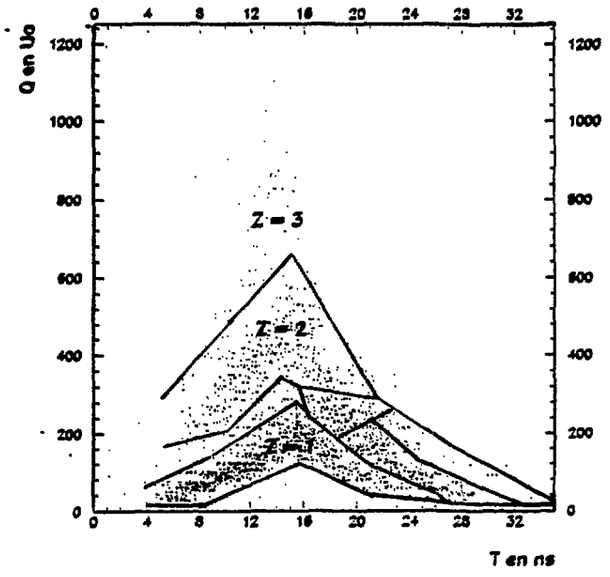


Figure No 15 : Carte Q-Temps vol du Tonneau

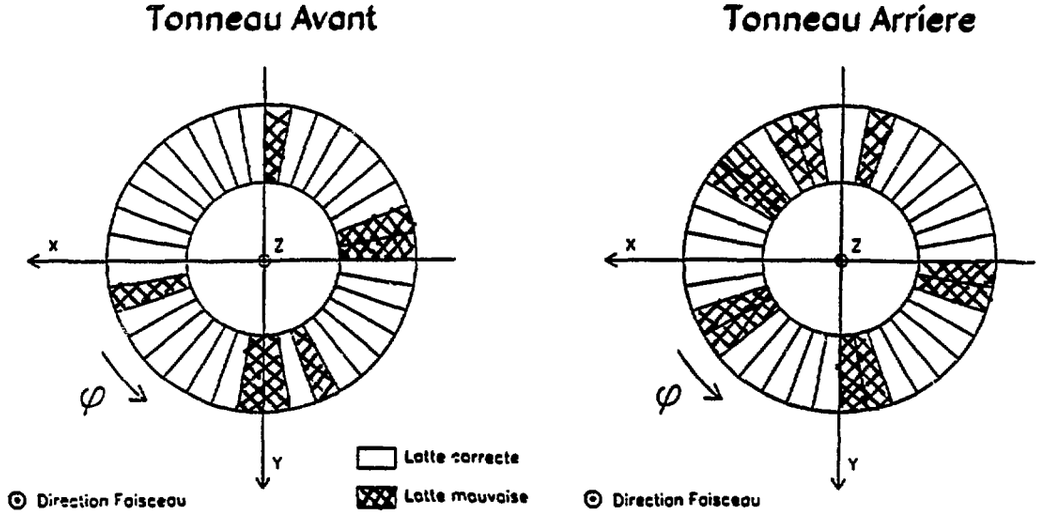


Remarques:

— Des problèmes de fonctionnement de DFC pour certaines lattes (*Voir Figure No 16*), diminuant de façon plus ou moins importante la résolution en temps des PM, ont nécessité la suppression d'un certain nombre de lattes. Celles-ci ne permettent donc pas de mesurer une charge, mais elles peuvent tout de même servir à calculer la multiplicité Tonneau.

— On a vu dans la partie *Electronique* que le temps de vol des compteurs du Mur et du Tonneau est codé sur 500 ns; La période du faisceau est de 86 ns, ce qui fait que cette gamme de codage enregistre des événements associés à cinq bouffées du faisceau. On explicitera la relation entre le temps du déclencheur "maître" (telescope F) et le temps dans le Mur et le Tonneau ("esclaves") dans la partie *Étalonnage en temps des Télescopes F*.

Figure No 16 : Répartition des lattes défectueuses



c —Les télescopes F

α—Étalonnage en temps

Pour obtenir la pente des codeurs de temps, on utilise une méthode équivalente à celle utilisée pour les autres détecteurs *(Voir étalonnage en temps du Mur).*

On a vu dans la partie *Electronique*, que le temps de vol (Tvol) d'une particule détectée dans une des jonctions est déterminé modulo la période HF(T_{HF}).

Cela veut donc dire que:

—Si Tvol < T_{HF} alors la valeur du temps de vol effectivement codée est le Tvol +T_0 (T_0 étant une constante dépendant de l'énergie du faisceau et des retards électroniques (*Voir Électronique*)).

—Si Tvol >T_{HF} alors la valeur codée est égale à (Tvol–T_{HF})+T_0

—Si Tvol > 2 T_{HF} alors la valeur codée est égale à (Tvol–2 T_{HF})+T_0

On voit très bien ceci sur la *Figure No 17-a.* Les particules les plus lentes y apparaissent donc comme des particules rapides. Les spectres E-Tvol de F1 et F2 (*Voir figure No 17-a*) doivent donc être triés. Pour cela, on a utilisé les spectres en temps d'un des détecteurs "esclaves", le Mur. Ceux-ci, avec un déclenchement Télescopes résidus, ont des spectres qui s'étalent sur plusieurs périodes HF (*Voir figure No 17-b*). Le temps enregistré pour chaque détecteur "esclave" dépend en effet du paquet de faisceau HF qui a servi à référencer en temps l'événement *(Voir Figure No 8).* Celui-ci est directement lié à l'instant d'arrivée de la particule déclencheuse, c'est à dire à son temps de vol. On peut donc espérer en déterminant le paquet faisceau auquel est associée la majorité des particules détectées remonter au temps de vol de la particule déclencheuse. Pour cela, quatre zones temporelles ont donc été définies pour chaque spectre du Mur *(Voir Figure 17-b).* Pour chaque événement, on a défini la zone où se trouve la majorité des particules détectées dans le Mur. Pour que ceci soit possible, il faut bien évidemment avoir une multiplicité Mur toujours supérieure à un; c'est le cas pour la physique que l'on étudie. Les temps de vol (*Voir Tableau No 6*) sont tels que l'on s'attend à avoir toutes les particules du Mur dans la même zone (il y a tout de même quelques cas, où une des particules se trouve dans la zone suivante à droite à cause d'une lenteur excessive: Tvol>T_{HF}). C'est ce qui a été vérifié dans la totalité des cas. Une fois connue, la zone associée à la particule détectée dans l'un des télescopes, il est possible de retrouver la valeur véritable du Tvol de celle-ci.

$$Tvol = Tvol\ code + (No\ Zone - 1)\ \ T_{HF} + T_0$$

On obtient alors le spectre "déplié" que l'on peut observer sur la *figure 17-c.*

On retrouve les spectres en temps du Mur et du Tonneau, simplement en superposant les différentes zones les unes sur les autres.

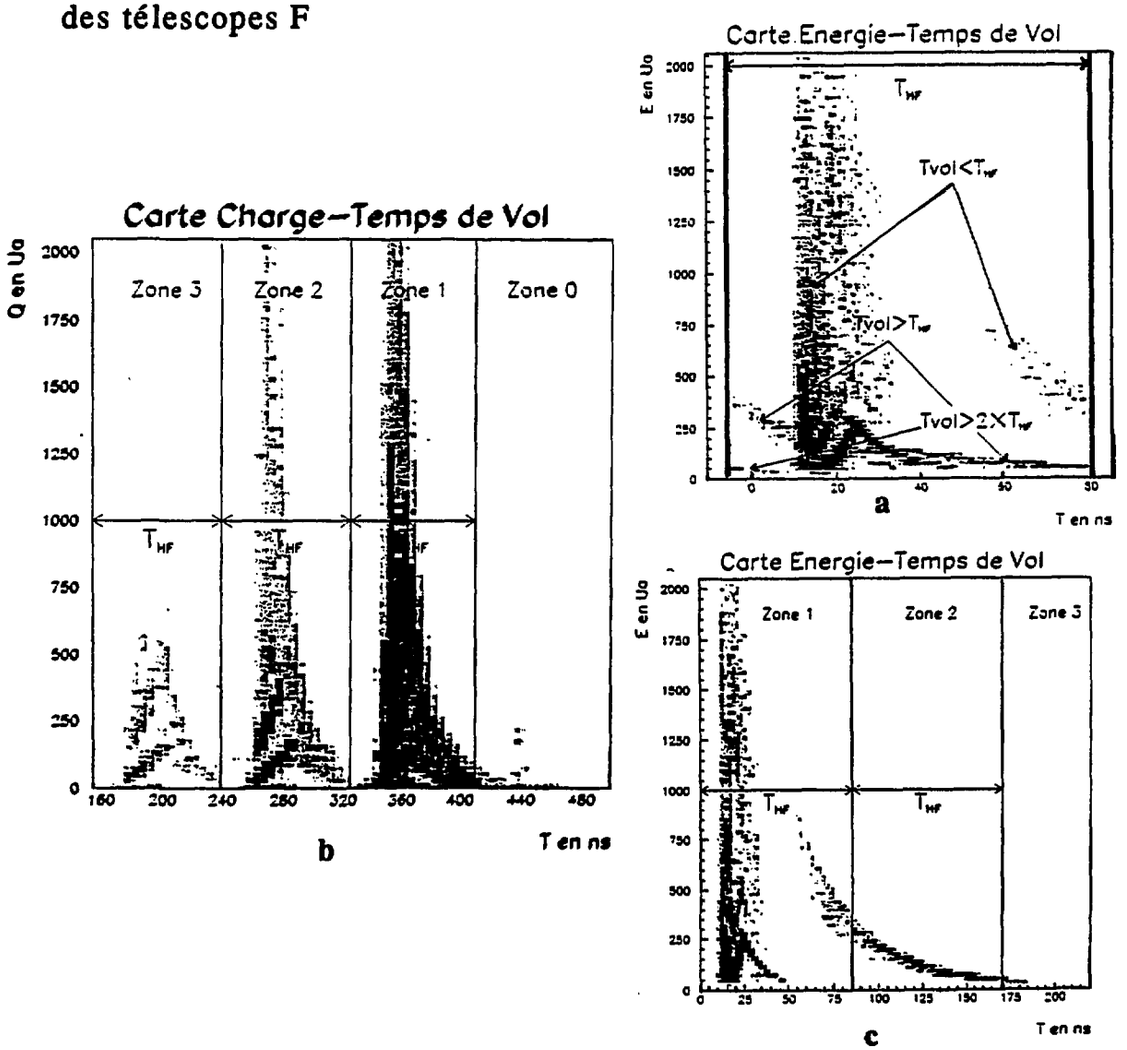
Le Tvol ainsi obtenu n'est pas absolu. Il faut encore déterminer T_0; pour cela il est juste nécessaire de détecter des particules dont la vitesse et par conséquent le temps de vol véritable sont bien connus. C'est le cas du pic élastique du système Ar+Au à 50 MeV/u, qui a été enregistré durant l'expérience. On en a déduit les valeurs des T_0 pour les deux

les deux télescopes à cette énergie incidente.
On obtient donc le Tvol correct pour un télescope F par l'expression suivante:

$$Tvol = Tvol\ codé / PenteTDC + (No\ Zone - 1)\ T_{HF} + T_0$$

Remarques:
—La Zone 0 (*Voir Figure No 17-b*) est constituée par des particules détectées fortuitement par le Mur
—Ne disposant pas de pic élastique à 70 MeV/u, la détermination de la constante T_0 à cette énergie s'est faite en utilisant le calage absolu en temps du Mur (L'écart en temps entre les constantes de calage aux deux énergies n'est dû qu'au temps de parcours différent du faisceau depuis CSS2 à la cible pour chacune d'elle).
—Il eût été beaucoup plus facile d'utiliser les spectres du Tonneau pour faire le "dépliage" des spectres E-Tvol car, pour celui-ci, les particules sont toutes obligatoirement dans la même zone *(Voir Tableau No 6)* et la multiplicité Tonneau est en général toujours un peu plus élevée que celle du Mur. Mais, pour gagner du temps, on a préféré utiliser le multidétecteur le plus rapidement étalonné et vérifier ensuite avec l'autre la cohérence du traitement.

Figure No 17: Reconstruction des cartes Energie-Temps de vol des télescopes F



β—Étalonnage en énergie des télescopes F et identification en masse des noyaux.

L'étalonnage en énergie des semi-conducteurs est rendu plus complexe lorsqu'ils sont utilisés pour détecter des ions lourds du fait de l'existence du défaut d'ionisation. En effet dans une jonction Silicium, la hauteur d'impulsion produite par un ion lourd d' énergie donnée sera toujours plus petite que celle d'un ion léger de même énergie. On estime qu'il y a trois raisons à ce défaut:

— Perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée du détecteur à barrière de surface.

— Rediffusions sur les noyaux du silicium.

— Des phénomènes de recombinaisons électrons-trous dans le plasma produit le long de la trajectoire(dépendant fortement de l'ion incident)

Il existe plusieurs méthodes empiriques ou semi-empiriques permettant d'estimer cette énergie manquante. On en a étudié plusieurs en cherchant celle qui semblait la mieux adaptée aux détecteurs utilisés et aux particules observées.
Il faut d'ailleurs remarquer que l'étalonnage en énergie du fait de la dépendance en masse du défaut d'ionisation ne peut pas se faire indépendamment de l'identification en masse.

β-1—Méthode de Schmidt : C'est la méthode la plus couramment utilisée.(*Voir Référence SCH65*)

Elle tient compte du défaut d'ionisation par la dépendance en M de E. Elle est empirique. Pour l'utiliser, il suffit d'irradier les deux détecteurs à l'aide d'une source de Californium. On obtient un spectre avec deux pseudo-gaussiennes, une pour le fragment de fission léger et l'autre pour le lourd. Il faut alors déterminer la valeur des canaux correspondant au centre des gaussiennes au 3/4 de leur maximum.

pour F1	pour F2
XL=630	XL=502
Xl=900	Xl=741

L'étalonnage de Schmidt est tel que l'on a

$$\left.\begin{array}{l} E=a+a'x\,M\,X+b+b'\,M \\ \text{et} \\ E=1/2\,MV^2 \end{array}\right\} \Longrightarrow \text{E et M}$$

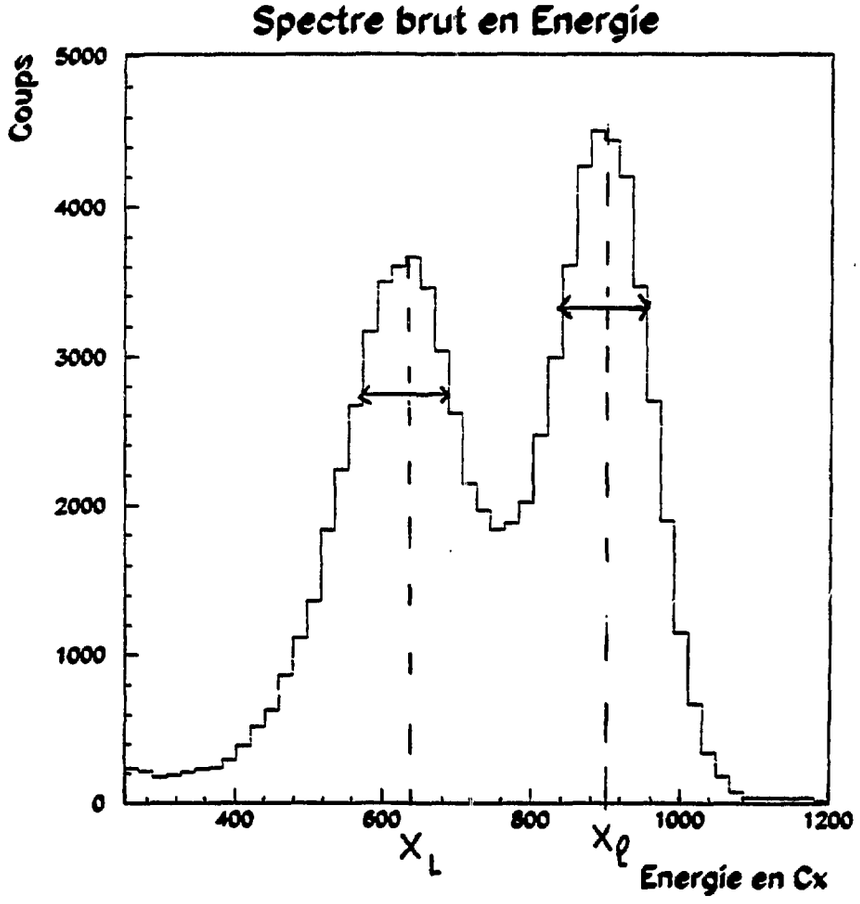
avec *(D'après Référence SCH65)*

M : Masse de la particule (uma)	a=24.0203/(Xl−XL)
E : Énergie de la particule(MeV)	a'=0.03574/(Xl−XL)
V : Vitesse de la particule(cm/ns)	b=89.6083−a Xl
X : Valeur d'énergie codée(canaux)	b'=0.137-a' Xl

Des spectres de désintégration du Californium comme celui de la *figure 18*, on déduit que

pour F1	pour F2
a=8.8964.10-2	a=.1005
a'=1.3237.10-4	a'=1.4954.10-4
b=9.5406	b=15.1353
b'=1.7866.10-2	b'=2.6191.10-2

Figure No 18 : Spectres en énergie des fragments de fission du Californium obtenus avec les télescopes F.



Remarques:

— Cette méthode est surtout valable pour des ions lourds voisins en masse et en énergie des produits de fission du Californium, Br et Iode.

—Elle est surtout utilisée pour l'étude des fragments de fission.

— Ici, elle va uniquement servir pour les ions de masses importantes comme valeurs initiales pour les méthodes itératives de détermination de la masse et de l'énergie.

β-2—Méthodes utilisées : Moulton et Ogihara *(Voir Références MOU78 et OGI86)*

Pour ces deux méthodes, on considère que l'énergie véritable de l'ion lourd E est telle que

E=Ea + ΔE d'ionisation

où ΔE est le défaut d'ionisation.

Ea est l'énergie apparente mesurée de l'ion lourd détecté.

— Étalonnage de Ea

Pour faire celui-ci, on utilise le pic Alpha d'une source de Californium (6,1 Mev) et un générateur d'impulsion. Ce dernier permet de vérifier la linéarité de l'électronique ainsi que d'obtenir un point d'étalonnage pour E= 0 Mev (Le générateur ayant été lui-même étalonné précédemment)

Pour F1	Pour F2
0 Mev ⟷ -27. 6 Cx	0 Mev ⟷ - 33 . 06 Cx
6.1 Mev ⟷ 33.5 Cx	6. 1 Mev ⟷ 26 Cx

on en déduit que

Ea(Mev)=9.9856.10-2*X(Cx) +2.7548 Ea=.103287*X(Cx) +3.4145

—La méthode de Moulton : *(Voir Référence MOU78)*

Elle est conçue de telle sorte que l'énergie perdue dans la fenêtre, n'est pas comprise dans la formule du défaut d'ionisation, on a donc

E=Ea + E fenêtre + ΔE

En fait Efenêtre n'est comparable à ΔE que pour les masses légères. Ici on le négligera. L'ajustage de Moulton est tel que

si Ed=E-Efenêtre=Ea+ΔE

alors $\Delta E=10^{b} * Ed^{a}$

avec $a(A)=0.03486(A^{2}/10^{4})+0.5728$

et $b(A)=-0.1425\ (100/A)+0.0381$

a et b sont donnés par la *Référence MOU78* (A désignant la masse de la particule détectée).

On a utilisé cet ajustement de deux manières différentes:

—Méthode itérative (*Voir Figure No 19-a*)

Le défaut d'ionisation dépend essentiellement de l'énergie et de la masse de la particule observée, c'est à dire de ce qu'on cherche à obtenir. Expérimentalement, on ne peut connaitre directement que la vitesse de la particule. On espère donc, en entrant des valeurs de masse et d'énergie initiales raisonnables (données par la méthode de Schmidt), déterminer par itération les valeurs exactes de ces variables (la convergence devant être rapide (4 à 5 itérations) pour éviter des temps de calculs trop importants). Il faut d'ailleurs noter que l'on tient compte dans ces calculs de la présence des feuilles de protection en nickel placées devant les jonctions.

—Méthode comparative (*Voir Figure No 19-b*)

On s'est servi du programme STOPX mis au point à Oakridge utilisant les données de la *Référence ZIE80*, pour créer un fichier donnant les énergies perdues dans les jonctions (Les feuilles de nickel placées devant, étant prise en compte), par des particules de masse comprise entre 1 et 150 uma et d'énergie par nucléon comprise entre 0.0125 et 100 MeV/u. Pour une masse donnée, connaissant la vitesse, ce fichier permet donc de connaitre l'énergie perdue théoriquement dans la jonction. Ensuite, utilisant l'expression donnée par Moulton, on peut obtenir le défaut d'ionisation et l'énergie apparente théoriques. Si on explore les diverses masses jusqu'à ce que l'énergie apparente mesurée expérimentalement coïncide avec celle calculée à l'aide des tables, on peut ainsi espérer retrouver la masse correcte de la particule détectée.

Remarques :

— La relation de Moulton a été établie pour un détecteur bien défini (Resistivité 1000 Ω.cm) et pour des particules d'énergie inférieure à 160 MeV. Elle est donc utilisée ici à la limite de sa validité.

— Il est à remarquer que, quelle que soit la particule détectée par les télescopes F, on considère qu'elle suit la vallée de stabilité. On détermine donc Z par la formulation suivante:

$$Z = M / (2 + 0.0151\ M^{0.667})$$

—Méthode d'Ogihara (*Voir Référence* OGI86)

Il s'agit d'une autre formule semi-empirique du défaut d'ionisation, qui tient compte des propriétés intrinsèques du détecteur (Résistivité,Tension de déplétion) et celles de l'ion incident (Masse,Charge et Energie).

$E=Ea+\Delta E$

avec

$$\Delta E=2.33\ \ 10^{-4}(AZ)^{6/5}(E/A)^{1/2} \times [1+1.32\ \ 10^{3}Z(S/E^{2})^{1/3}/(\rho^{1/4}F_{eff})]$$

avec E : Energie incidente de l'ion (Mev).

A et Z: Masse et charge de l'ion.

S : Pouvoir d'arrêt du Silicium [Mev/(mg/cm^2)]

ρ : Resistivité de la jonction Silicium [Ω..cm]

F_{eff} : Intensité du champ électrique effectif [V/cm]

avec $F_{eff}=(d-x)/\mu\tau$

$d\cong(2\tau\mu V)^{1/2}$ d : Profondeur de déplétion(cm)

$x = 1/3\ R$ R : Parcours de l'ion dans le Silicium(Cm)

V : Tension appliqué à la jonction (V)

$\mu \cong 1481$ μ : Mobilité de l'électron(cm^2 V^{-1} s^{-1})

$\tau \cong \rho\ \ 10^{-12}$ $\tau : \varepsilon\varepsilon_0\rho(s)$

On utilise cette méthode aussi de deux façons différentes pour définir la masse et l'énergie de l'ion détecté (*voir Figure No 19-a et 19-b*).

Remarque :

— La paramétrisation d'Ogihara a aussi été établie avec des particules ayant des énergies incidentes relativement plus faibles que celles rencontrées lors de l'expérience.

On a vérifié la validité de ces méthodes en utilisant les enregistrements faits avec une source de Californium (*Voir Tableau No 7*). Il apparaît que le télescope F2 ne permet pas une collection correcte de l'énergie laissée par l'ion. Il y a peut-être une zone morte ou un phénomène de canalisation. Celui-ci est donc inutilisable.
Pour ce qui concerne le télescope F1, on voit dans le *tableau No 7* que les résultats sont très concordant sur la désintégration du Californium quels que soient les ajustements utilisés. On a choisi la méthode comparative utilisant l'ajustement de Moulton parce qu'elle est celle qui a apparemment la meilleure résolution en masse.

Tableau No 7: Détermination des masses des fragments de fission du Californium par les télescopes F en employant les différentes méthodes d'étalonnages. La "masse théorique" correspond à la masse couramment attribuée à chacun des fragments de fission du Californium.

Télescope	Masse Théorique	Masse Calculée par Moulton		Masse Calculée par Ogihara	
		Itérative	Comparative	Itérative	Comparative
F1 ML(Uma)	106.5	96+/-8	101+/-9	100+/-13	
F1 MH(Uma)	141.7	144.5+/-18	140 +/-15	142+/-19	131
F2 ML(Uma)	106.5		92	86	
F2 MH(Uma)	141.7		113	107	

Figure No 19-a : Méthodes itératives d'Etalonnage des Télescopes F

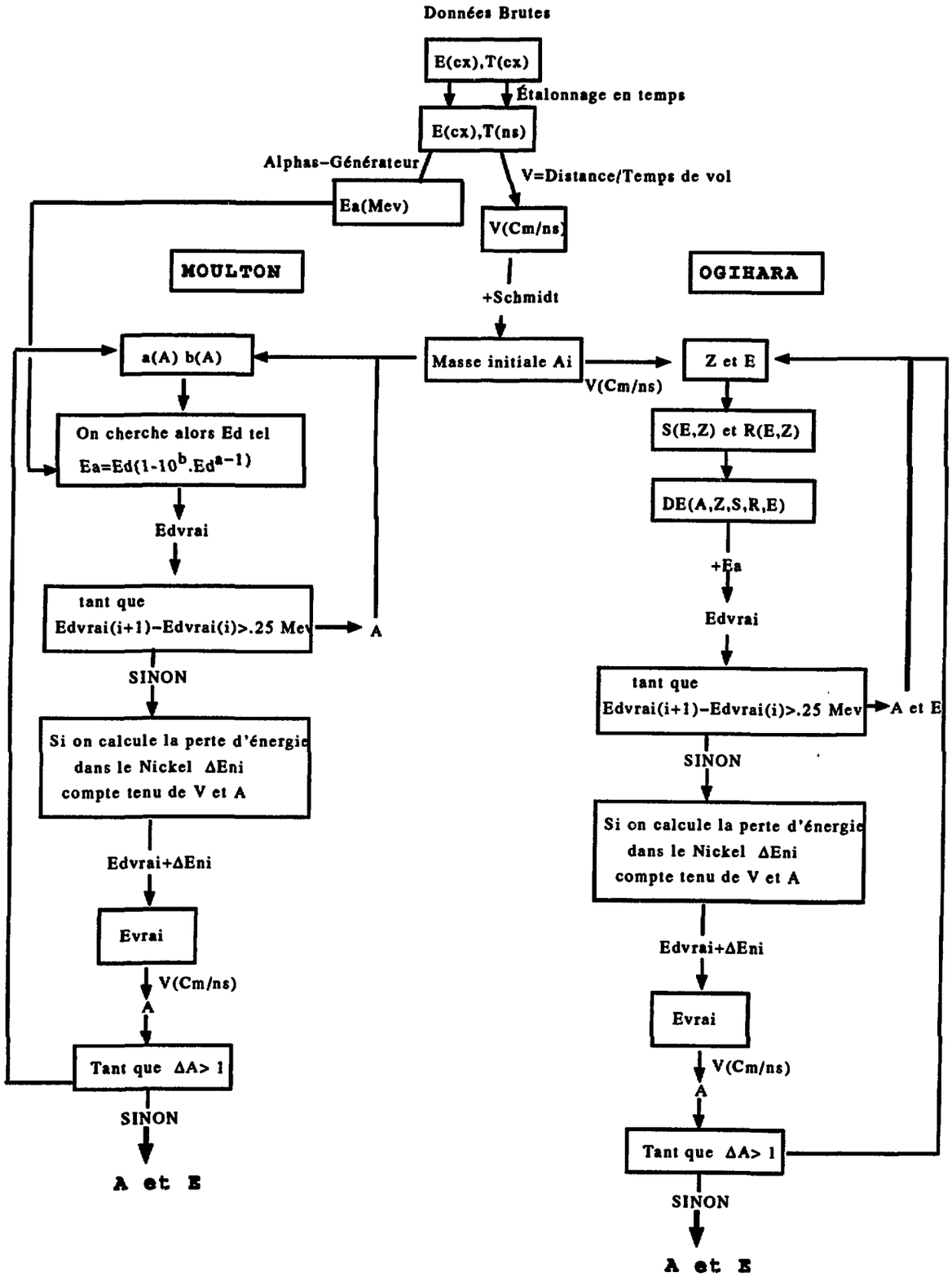
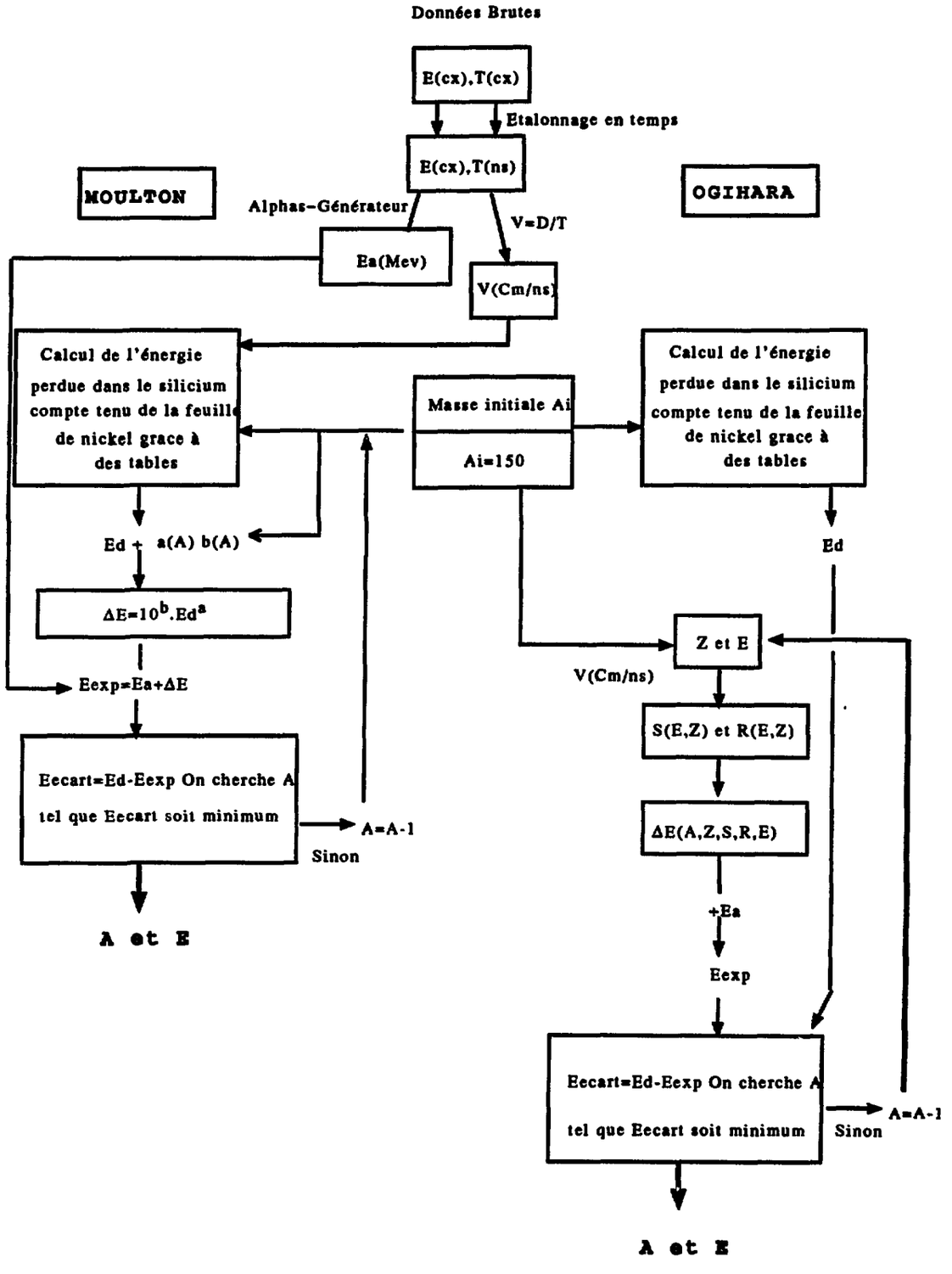


Figure No 19-b : Méthodes comparatives d'Etalonnage des Télescopes F



d—Les télescopes P

—Étalonnage en énergie

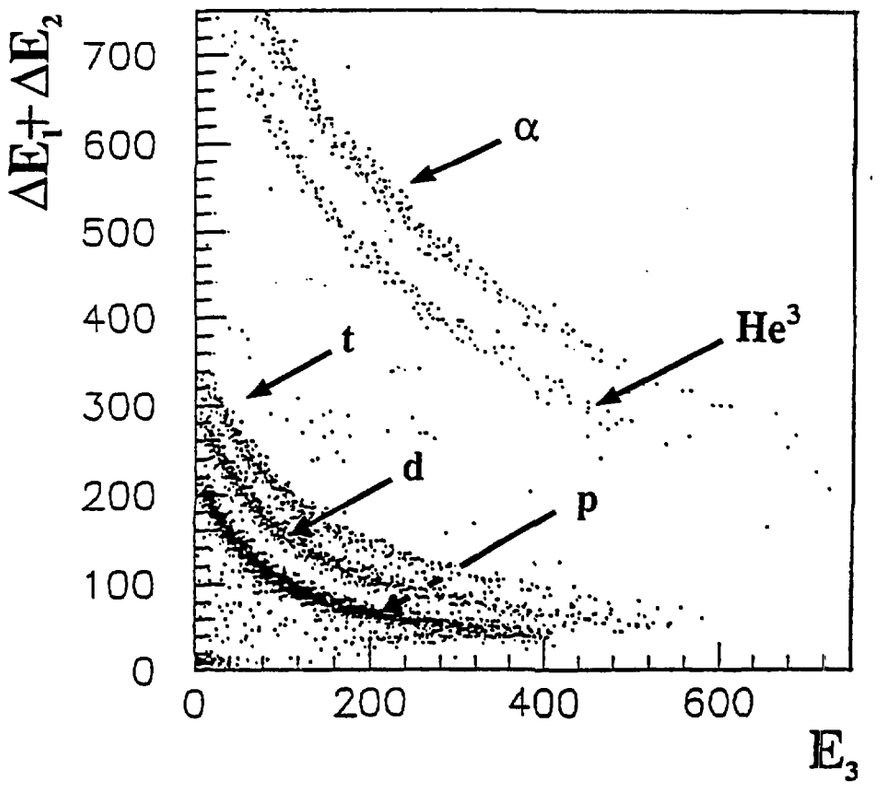
L'étalonnage des premières jonctions a été fait en utilisant les alphas d'énergie 5.486 MeV d'une source d'Américium et un générateur d'impulsions qui permet de vérifier la linéarité de l'électronique. Pour les jonctions suivantes, ce sont des points caractéristiques des cartes E-ΔE *(Voir Figure No 20)* comme les points de rebroussement, qui ont servi pour étalonner (Ceux-ci peuvent facilement être calculés à l'aide de tables de parcours (*Voir Référence ZIE80*)). L'identification en masse et en charge à partir des cartes E-ΔE s'est faite grâce à une fonction d'identification de la forme suivante:

$$F(X,Y,B) = (X+Y)^B - X^B$$

avec X: E_3 par exemple

avec Y:$\Delta E_2 + \Delta E_1$ par exemple

Figure No 20 : Carte E-ΔE d'un Télescope P



B est un coefficient qu'il faut ajuster pour obtenir la meilleure séparation possible entre les particules. On obtient alors le spectre de la *Figure No 21.*

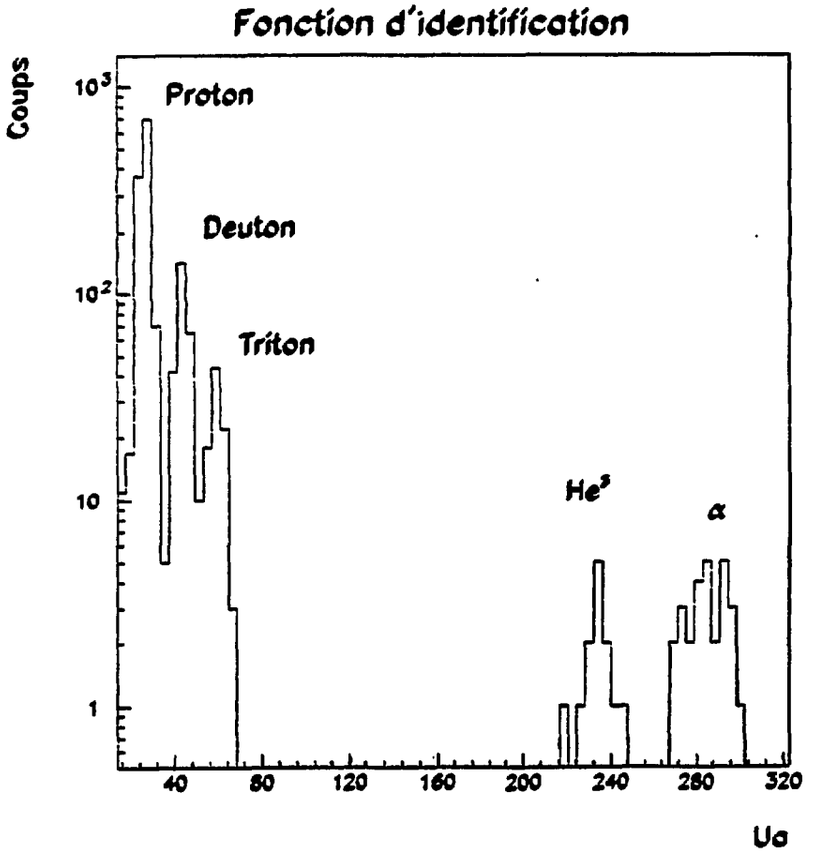
Remarques:

— Malgré les feuilles protectrices, il y a encore des électrons dans les cartes E-ΔE des premières jonctions.

— Les prises de temps sur la première et la deuxième jonction ont offert la possibilité de faire des enregistrements avec les télescopes P comme déclencheurs "maîtres", ce qui a été intéressant pour l'étalonnage du fait de la statistique ainsi obtenue.

— Cette méthode d'étalonnage en énergie a à un défaut important. Elle est en effet très dépendante de la connaissance que l'on peut avoir de l'épaisseur des différentes diodes constituant le télescope. Il eût mieux valu utiliser un faisceau de particules légères d'énergie connue, dans la gamme de celle rencontrée durant l'expérience. On a d'ailleurs rencontré ce problème durant l'étalonnage, ce qui fait que l'on peut estimer une erreur de calibration de 1 MeV sur les pentes des spectres en énergies des particules.

Figure No 21 : Distribution en charge d'un Télescope P



Chapitre II

Analyse des données

1 —Introduction

On a vu dans l'introduction que cette thèse a pour objectif l'observation de la désexcitation des noyaux chauds, celle-ci étant même restreinte à l'étude d'une voie de désintégration particulière: l'évaporation de particules légères avec formation d'un résidu froid. Dans le *chapitre I* on a montré que le choix du dispositif expérimental s'est fait de manière à ce qu'on puisse, lors d'une réaction, détecter en coïncidence avec le résidu le maximum de particules légères chargées. On espère ainsi pouvoir reconstituer le noyau chaud originel et retrouver les paramètres physiques fondamentaux (Masse, Vitesse, Température et Energie d'excitation) le caractérisant. Malheureusement les limitations inhérentes à l'ensemble de détection ne permettent pas l'analyse complète et parfaite d'un événement. Il apparait donc nécessaire lors de l'analyse de faire un tri des événements enregistrés au cours de l'expérience, afin de ne conserver que ceux qui sont correctement mesurés. Mais cela impose aussi de contrôler l'influence que cette sélection peut avoir sur l'analyse de la physique, en privilégiant par exemple des événements d'un type bien particulier lié aux caractéristiques géométriques et physiques (seuils, résolution en temps et en charge) de l'ensemble de détection, c'est à dire du filtre expérimental. Il semble donc important d'utiliser un générateur d'événements, dans le cas présent, le simulateur Eugene *(Voir Référence DUR91)* pour comprendre les effets de ce filtre expérimental sur le choix des événements ainsi que sur les observables que l'on voudra étudier. Ceci peut être fait en effectuant une analyse parallèle sur les événements physiques et ceux générés par Eugene.

Dans ce chapitre, on va donc d'abord présenter le générateur d'événements Eugene*(Voir Référence DUR91)*. Ensuite, on va décrire les différents modes de sélections des événements. On va présenter la méthode utilisée pour retrouver événement par événement les caractéristiques physiques du noyau composé. Il est intéressant d'avoir une estimation du paramètre d'impact: on va donc essayer de trouver la variable brute la plus adaptée à cet effet.

2 —EUGENE : Simulateur d'événements *(Référence DUR91)*

a—Présentation succincte

Ce générateur a été fait pour étudier les collisions d'ions lourds dans le domaine des énergies de Fermi. Un tel simulateur est intéressant pour deux raisons principales :
— La compréhension des effets du filtre expérimental sur les variables physiques que l'on étudie et sur l'analyse de ces dernières.

— Les informations qu'il peut apporter sur la physique par comparaison avec les données expérimentales, si l'on tient compte des diverses hypothèses physiques dont on s'est servi pour le créer.

Eugene a été conçu afin d'obtenir un grand nombre d'événements avec des temps de calculs tout à fait raisonnables (De l'ordre d'une heure à une heure et demi pour 100000 événements).
Il fonctionne en deux phases successives:

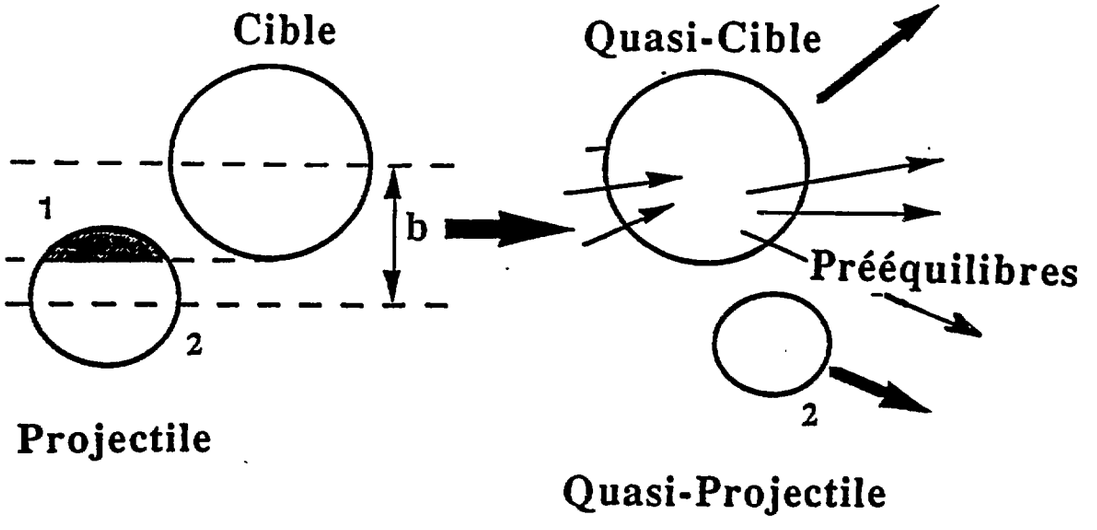
— Une voie d'entrée traitant géométriquement la collision dans ses premiers instants.

— Une voie de sortie traitant les désexcitations respectives du noyau de fusion incomplète et du quasi-projectile. L'hypothèse fondamentale est que la désexcitation est strictement séquentielle.

α — La voie d'entrée

Pour un paramètre d'impact donné, comme on le voit sur la *Figure No 1*, on partage le projectile en deux : La partie 1 est celle qui va interagir avec la cible (le découpage est purement géométrique) et la partie 2 forme ce que l'on appelle le quasi-projectile.

Figure No 1: Description géométrique de la voie d'entrée d'Eugene



Le quasi-projectile part avec une vitesse et un angle déterminé empiriquement, dépendant de l'énergie incidente et de b. Pour la partie 1 du projectile, on fait un traitement de l'interaction de ses nucléons avec la cible par cascade. On considère un libre parcours moyen de 6,5 Fermis permettant un accord correct avec l'expérience pour un grand nombre de systèmes et englobant divers aspects de l'interaction (champ moyen, principe de Pauli ..etc). On teste ainsi jusqu'à trois collisions des nucléons du projectile avec ceux de la cible. Les nucléons, qui s'échappent avant d'avoir subi ces trois collisions ou qui sont non liés après trois collisions (énergie cinétique > 30 MeV) sont considérés comme particules de prééquilibre. Cette première phase terminée, on fait alors un bilan cinématique et dynamique de cette réaction. On en déduit différentes variables physiques telles que le moment cinétique $\vec{J}$ ou l'énergie d'excitation de la quasi-cible (ou noyau de fusion). La répartition de l'énergie d'excitation entre la quasi-cible et le quasi-projectile est faite en proportion des masses car on considère que l'équilibre thermique a eu le temps de s'établir.

β— La voie de sortie

Le traitement de celle-ci est basé sur la théorie statistique standard de Weisskopf *(Référence WEI37)*, cette dernière étant corrigée pour essayer de tenir compte des aspects dynamiques de la désexcitation. Cette correction se présente sous deux formes:

— Il faut prendre en compte l'évolution des temps caractéristiques des différents modes de désintégration (fission ou émission de particules légères) les uns par rapport aux autres en fonction de la température T.

— Les barrières d'émission B_i (A) dépendent aussi de la température T.

Ceci revient donc à exprimer les largeurs de désintégrations Γ_i de la façon suivante:

$$\Gamma_i = \Gamma_i^{Stat} \, g_i(T)$$

avec $g_i(T) = \tau_n / \tau_i$ si $\tau_n < \tau_i$

et $g_i(T) = 1$ si $\tau_n > \tau_i$

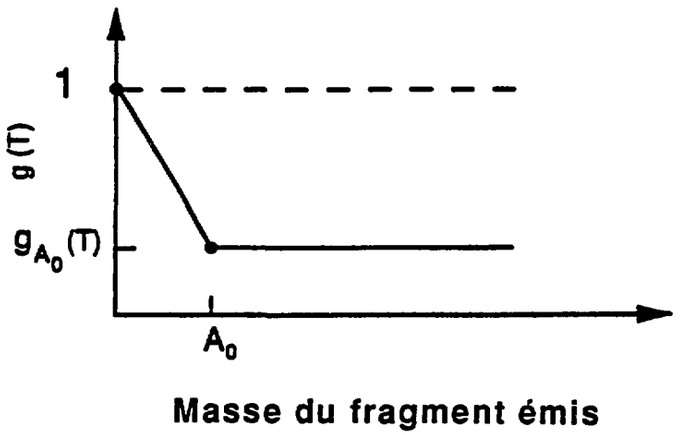
avec Γ_i:Largeur de désintégration τ_n:temps d'émission d'un neutron

et τ_i : temps de désintégration en suivant le canal i

sachant que $\tau_i = \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{10B_i}{T}\right)$ où β est la viscosité de la matière nucléaire.

Il apparait clairement la nécessité d'ajouter une dépendance en masse de gi (T) afin de passer de manière cohérente de l'émission de particules légères à la fission symétrique. Celle-ci est définie sur la *figure No 2*. La masse A0 a été choisie égale à 20 uma car cette valeur permet d'obtenir des sections efficaces raisonnables de production de fragments de masse intermédiaire (FMI) pour divers systèmes *(Voir Référence DUR91)*.

Figure No 2 : Variation de g(T) en fonction de A.



Tel qu'il est conçu actuellement, Eugene est très bien adapté au domaine d'énergie (> 50 MeV/u) et au système que l'on étudie (Cinématique directe et système asymétrique). Mais il faut, pour profiter des enseignements qu'il peut apporter sur la physique, être conscient de ses limites. C'est à la base un générateur d'événements, ce qui implique pour des raisons d'efficacité informatique de ne simuler que les aspects principaux de la réaction et de négliger certains détails.

On peut d'ailleurs faire quelques remarques à ce propos :

— L'émission de prééquilibre sous forme de particules alphas n'est pas traitée; il en résulte un excédent de prééquilibre nucléonique.

— On sait que l'hypothèse de thermalisation complète entre le quasi-projectile et la quasi-cible, quelle que soit la collision, est très réductrice. Un travail récent *(Voir Référence JOU91)* a montré que l'équipartition de l'énergie d'excitation prévaut pour certaines classes de collisions.

— Les résultats obtenus sont dépendant des barrières choisies.

— On néglige, pour les systèmes asymétriques, le prééquilibre provenant de la cible.

— On ne tient pas compte de la dépendance en énergie du libre parcours moyen.
— L'influence du moment angulaire de la quasi-cible sur les barrières et donc sur l'émission des particules est elle aussi négligée.
— Il faut enfin remarquer que, bien qu'il soit fait pour obtenir un grand nombre d'événements, si on veut parfaitement tenir compte du filtre expérimental, il faut encore beaucoup trop de temps de calculs pour espérer retrouver une statistique équivalente à celle que l'on obtient expérimentalement.

b —Utilisation du simulateur

Les événements crées par le simulateur sont écrits séquentiellement sur support magnétique. Evénement par événement, on enregistre, pour chaque particule existante en voie de sortie: le vecteur vitesse, la charge et la masse ainsi que son origine (quasi-projectile, quasi-cible ou zone d'intéraction). Il faut noter que pour chaque événement, on enregistre de même le paramètre d'impact, la masse, la vitesse, l'énergie d'excitation et le moment cinétique de la quasi-cible (ou noyau de fusion).
On définit ensuite les caractéristiques géométriques et techniques du filtre expérimental (c'est à dire les seuils énergétiques, la résolution en temps et en charge ou en masse de chacun des détecteurs). On peut alors regarder pour chaque particule prévue en voie de sortie par EUGENE, si elle a pu être vue ou non par un des détecteurs de l'expérience. Si elle l'a été, on étudie alors la manière dont cela s'est fait, lorsqu'on tient compte de la résolution en temps et les possibilités d'identification du détecteur en masse ou en charge. Il apparait donc clairement qu'on peut ainsi observer chaque événement simulé dans les mêmes conditions et de la même manière qu'un événement physique et par conséquent faire une analyse équivalente des données expérimentales et simulées, comme on va le voir par la suite.

3 — Sélection des événements

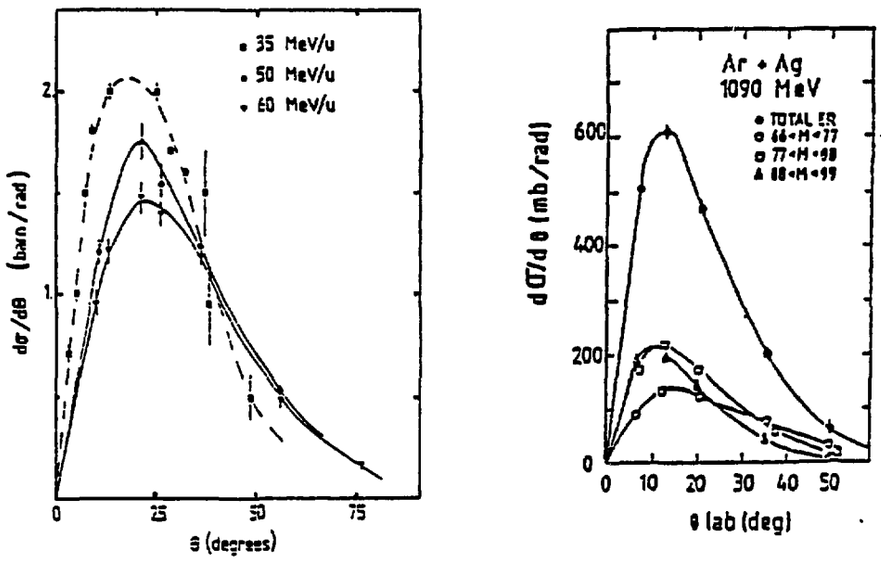
On va faire essentiellement deux sortes de sélections:

— L'une concernant la physique de l'événement : production d'un noyau résiduel lourd.
— L'autre concernant la mesure de l'événement (On verra qu'elles ne sont pas indépendantes): qualité suffisante de l'information recueillie sur l'événement.

a — Sélection des noyaux de type résidus

Des expériences faites précédemment sur le système Ar + Ag pour différentes énergies incidentes (*Voir Références EUD88 et BOR86*) ont permis de connaître les distributions angulaires des résidus d'évaporation comme on le voit sur les *Figures No 3-a et No 3-b.*

Figure No 3 : Distributions angulaires des résidus d'évaporation pour Ar+Ag à 27, 35, 50 et 60 MeV/u.

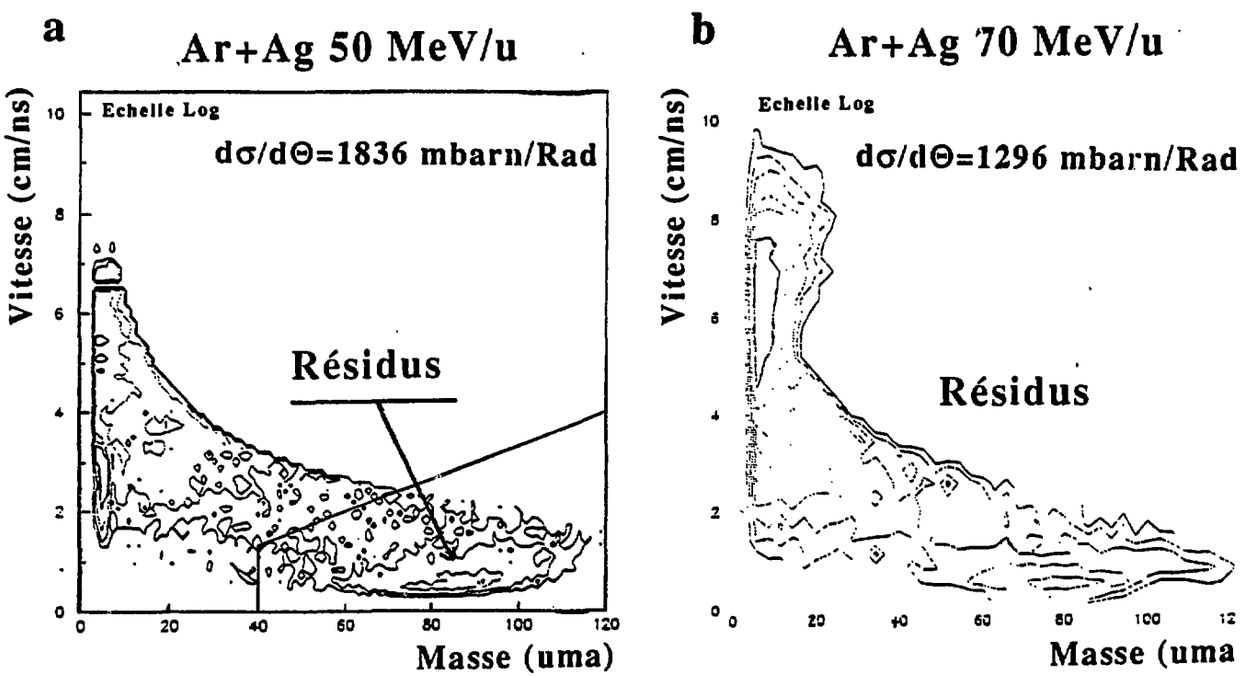


Dans cette expérience les télescopes F (Déclencheurs) ont donc été placés à des angles (≈11°) correspondant à des grandes sections efficaces de formation de résidus froids. Il faut de plus remarquer qu'à de tels angles, on a de grandes valeurs de section efficace correspondant à des réactions non périphériques (masses des résidus les plus faibles), permettant l'obtention de noyaux les plus chauds (*Voir Figure No 3-b*). Cette première sélection expérimentale n'est pas suffisante pour ne retenir que des réactions avec résidu comme on peut le voir sur les cartes Masse-Vitesse (*Voir Figures No 4-a et 4-b)* fournies par les télescopes F. Sur celles-ci, que cela soit à 50 MeV/u ou à 70 MeV/u, on peut discerner trois grandes régions:

— L'étude décrite dans la *référence STE89*, permet d'interpréter les produits, qui occupent la région de la carte correspondant à des vitesses proches de celle du faisceau, soit comme des quasi-projectiles plus ou moins relaxés soit comme les produits de désintégration du quasi-projectile.

— Les résidus peuplent principalement la région des masses supérieures à 40 uma.
— Dans la zone située entre les deux, il est beaucoup plus difficile de définir l'origine de ces noyaux. Il doit y avoir principalement les produits de la fission binaire du noyau composé mais on peut tout de même remarquer qu'ils ne sont pas en quantité suffisante pour les distinguer nettement des autres noyaux. On peut aussi penser qu'il y a encore des produits secondaires issus du quasi-projectile correspondant aux réactions les plus centrales. Il y a peut-être des produits de la désagrégation du noyau composé (dûs à de la multifragmentation ou à de l'émission séquentielle de Fragments de Masse Intermédiaire (FMI) par le noyau chaud), mais cela reste à prouver.

Figure No 4 : Sélection des événements avec Résidus selon les cartes Masse-Vitesse fournies par les télescopes F.

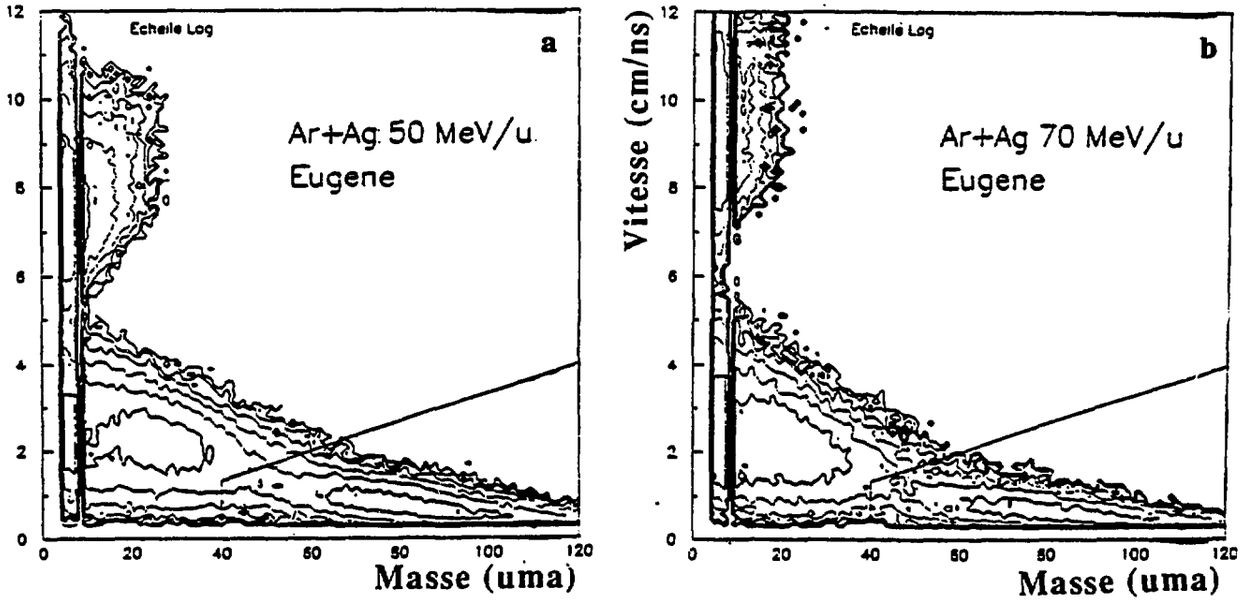


Pour restreindre de manière substantielle le champ d'étude, une première façon de faire est de ne conserver que des événements, pour lesquels on a vu dans le télescope F un noyau ayant les caractéristiques suivantes:

$$\text{Masse}_{\text{Noyau}} > 40 \text{ uma et Vitesse}_{\text{Noyau}} < \text{Vitesse} = \frac{\text{Masse}_{\text{Noyau}}}{30}$$

Ces deux conditions caractérisent la zone délimitée par des droites que l'on peut voir sur les *Figures No 4-a et 4-b*. Il faut remarquer que cette coupure est purement expérimentale. Elle a été choisie au vu des cartes Masse-Vitesse ci-dessus et compte tenu de la connaissance que l'on peut avoir du système Ar+Ag (*Voir Référence EUD88*). Elle est la même pour les deux énergies incidentes. On va devoir vérifier si elle n'est pas trop drastique: on peut en effet se demander si elle n'élimine pas les résidus issus des réactions les plus violentes. La meilleure manière de le faire, est de considérer diverses observables caractéristiques des résidus, déjà étudiées lors des précédentes expériences puis de vérifier qu'elles ne dépendent pas de la coupure imposée dans le cas présent. On peut aussi procéder à une analyse similaire sur les événements générés par le simulateur Eugene, ce qui peut donner une bonne indication sur la validité de celle-ci. Celui-ci fournit d'ailleurs des cartes Masse-Vitesse des particules détectées par le télescope F à 50 et 70 MeV/u (*Voir Figures No 5-a et 5-b*) ayant un accord raisonnable avec l'expérience (on remarquera que la fission du noyau composé semble être plus probable que dans la réalité). Il faut noter que l'excès de fragments de fission peut tout à fait être expliqué par le choix d'un domaine angulaire d'émission du résidu ($7°<\Theta<17°$), qui dépasse celui de l'expérience pour des raisons de statistiques. On va montrer dans le *paragraphe 3-c*, en utilisant une tout autre démarche, que la sélection expérimentale définie précédemment n'est pas restrictive quant aux résidus les plus chauds.

Figure No 5 : Cartes Masse-Vitesse des particules vues par le télescope F, lors de réactions Ar + Ag à 50 et 70 MeV/u , simulées par EUGENE.



Etude des résidus ainsi sélectionnés:

Il est intéressant de vérifier, si quantitativement, on obtient pour cette expérience des sections efficaces compatibles avec les mesures antérieures. On a donc calculé la section efficace différentielle pour ces événements, comme on le voit dans le *Tableau No 1* pour les données et la simulation. On note le bon accord des résultats obtenus entre eux et avec ceux de la *Référence EUD88*.

Tableau No 1: Comparaison des Sections efficaces différentielles des résidus détectées à 10°9.

E/Ainc(MeV/u)	$\left(d\sigma/d\theta\right)_{Exp}$ (mb/rad)	$\left(d\sigma/d\theta\right)_{Eud88}$ (mb/rad)	$\left(d\sigma/d\theta\right)_{Eugene}$ (mb/rad)
50	1426	1329	1546
70	1051		954

La *Figure No 6*, qui décrit aux deux énergies, la distribution invariante en vitesse $1/V^2.d^2\sigma/d\Omega dv$ des résidus en fonction du rapport Vitesse du résidu sur Vitesse du Centre de Masse(VCM) montre un résultat bien connu: la quantité de mouvement transférée, lors des réactions les plus centrales donnant lieu à un résidu, est loin d'être complète (*Voir Tableau No 2*); ceci étant d'autant plus vrai que l'énergie du faisceau est grande. Ceci confirme le résultat déjà obtenu lors de l'expérience concernant la *référence EUD88* et est à rapprocher de l'étude faite dans la *référence LER86*.

Figure No 6 : Section efficace invariante de vitesse des résidus lourds détectés à 10°9 pour le système Ar + Ag à 50 et 70 MeV/u.

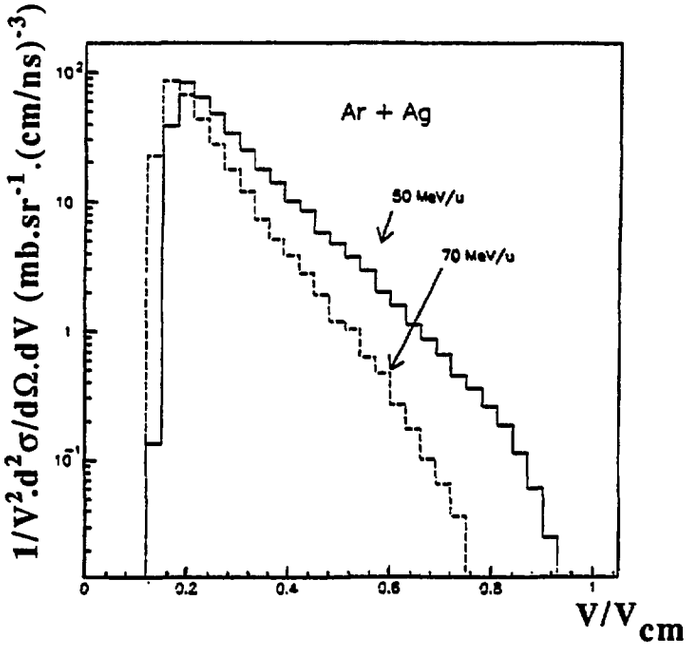


Tableau No 2: Rappels sur le système Ar + Ag à 50 et 70 MeV/u.

E/A incident (MeV/u)	50	70
Vitesse Proj (cm/ns)	9.79	11.59
V_{CM} (cm/ns)	2.65	3.13
$P_{Transférée}$ (%)	67	52

b — Sélection des événements les mieux mesurés.

Les limitations des dispositifs expérimentaux en physique des ions lourds sont telles que l'on n'a toujours qu'une connaissance partielle de la réaction. L'analyse d'une réaction se fait avec un nombre limité d'informations. Il parait donc intéressant pour un événement donné d'estimer la qualité de la mesure que l'on en fait. Il faut pour cela définir les variables qui en donnent la meilleure évaluation, compte tenu de ce que l'on peut savoir expérimentalement et de ce que l'on veut étudier. Il faut donc premièrement regarder les différentes informations dont on dispose:

— Voie d'entrée : masse, charge, vitesse du projectile et masse,charge,vitesse de la cible.

— Voie de sortie: Charge et vitesse des n particules détectées pour l'événement étudié (Il ne faut pas oublier l'incertitude sur chacune de ces données).

Les différentes lois de conservation existant dans la nature imposent des contraintes sur les données:
— charge, masse, impulsion et énergie.

On a vu que le but principal de cette expérience est de reconstituer le noyau chaud ce qui impose évidemment d'avoir détecté le maximum de particules. Sachant que l'on détermine principalement la charge d'une particule, on a estimé que la somme totale des charges détectées ($\Sigma_i Z_i$) donnait une indication qualitative raisonnable sur cet aspect du problème. On veut de même retrouver les caractéristiques physiques du noyau chaud comme, par exemple, l'énergie d'excitation ou la vitesse. Il y a là aussi nécessité de retrouver la majeure partie de l'information sur la cinématique et la dynamique de la réaction. L'impulsion totale parallèle à la direction du faisceau semblait être un moyen d'évaluer celle-ci très correctement. Mais la charge étant la variable mesurée directement, on a choisi de prendre plutôt la somme ($\Sigma_i Z_i V_{//i}$) des particules détectées comme

paramètre d'évaluation.(Sachant bien que c'est la quantité de mouvement qui est conservée et elle seulement).
On a donc pour les événements sélectionnés dans le paragraphe 3-a présenté les cartes bidimensionnelles $\Sigma_i Z_i / Z_{Totale}$ en fonction de $\Sigma_i Z_i V_{//i} / Z V_{Totale}$ aux deux énergies 50 et 70 MeV/u *(Voir Figure No 7-a et 7-b)* .

avec

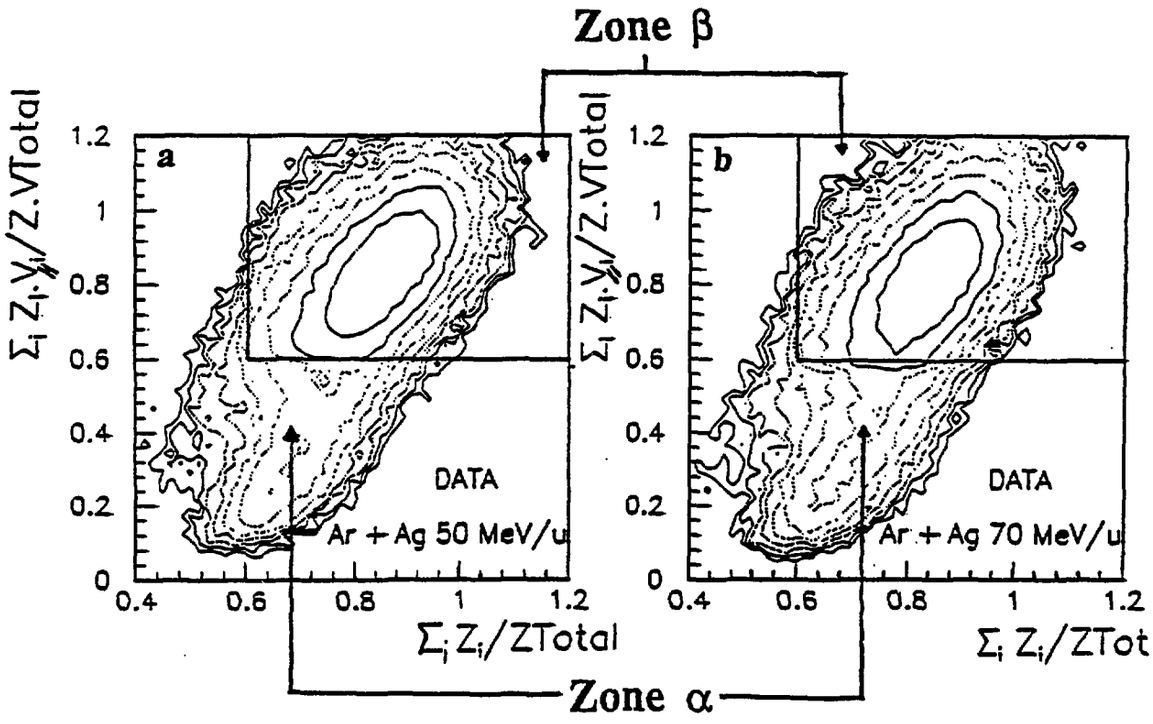
$$Z_{Totale}=Z_{projectile}+Z_{Cible}$$

et

$$Z V_{Totale}=Z_{projectile} V_{projectile}$$

On sait, la masse et l'impulsion devant être conservées, qu'un événement parfaitement détecté correspond sur ces cartes au point de coordonnées (1,1).

Figure No 7 : Cartes $\Sigma_i Z_i / Z_{Totale}$-$\Sigma_i Z_i V_{//i} / Z V_{Totale}$ expérimentales à 50 et 70 MeV/u.



On voit pour les événements, avec un résidu d'évaporation détecté en voie de sortie, se dessiner deux grandes régions quelle que soit l'énergie incidente:

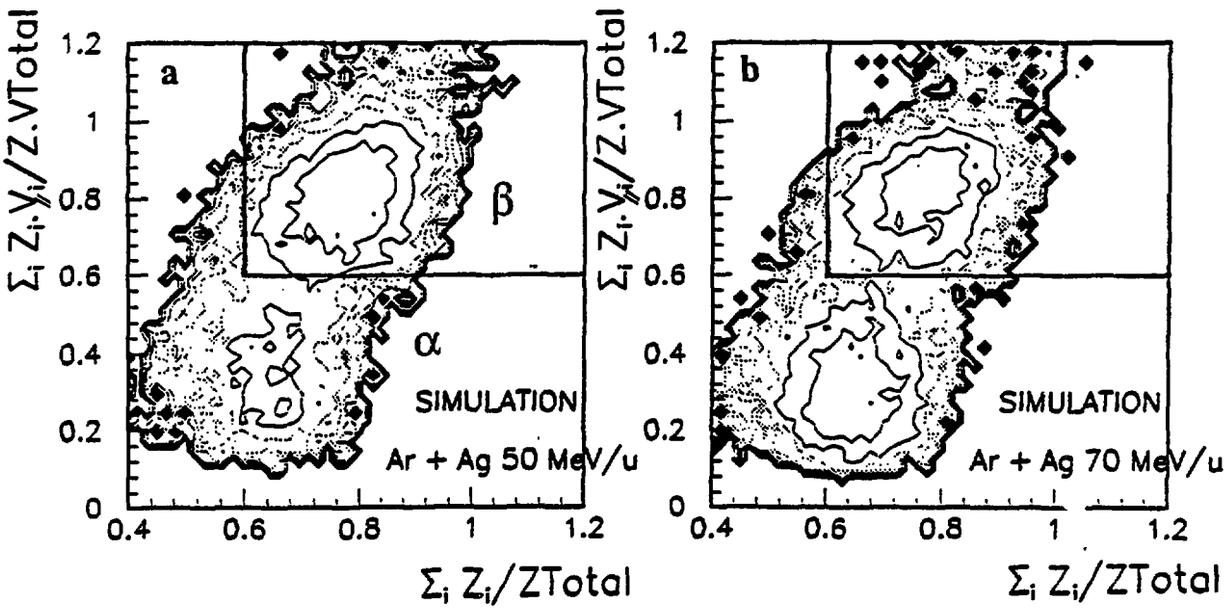
—La région α correspond à des événements où le quasi-projectile n'a pas été observé .On verra dans la *partie 4* qu'il s'agit d'événements correspondant à des réactions périphériques, pour lesquelles le quasi-projectile est émis à un angle inférieur au minimum détectable (3°).

—La région β est peuplée par des événements pour lesquelles la détection est relativement complète. En moyenne, on arrive à observer 80% de la charge et de l'impulsion initiales Compte tenu de la résolution en masse et en vitesse de l'ensemble expérimental, il n'est pas étonnant d'avoir une contribution dans la région définie par $\Sigma_i Z_i > 1$ et $\Sigma_i Z_i V_{//i} > 1$ (C'est principalement dû à la mauvaise résolution en masse des télescopes F).

Il est intéressant de comparer ces cartes à celles que l'on obtient grâce à la simulation Eugene couplée au filtre expérimental *(Figures No 8-a et 8-b)*. Il existe un accord remarquable entre l'expérience et le générateur, mais on notera que le rapport de population entre la zone α et la zone β n'est pas tout à fait le même, Eugene donnant une distribution angulaire du quasi-projectile imparfaite .

On va donc ne conserver, pour la suite de cette étude, que les événements situés dans la zone β.

Figure No 8: Cartes $\Sigma_i Z_i / Z_{Totale} - \Sigma_i Z_i V_{//i} / Z V_{Totale}$ simulées par EUGENE à 50 et 70 MeV/u .



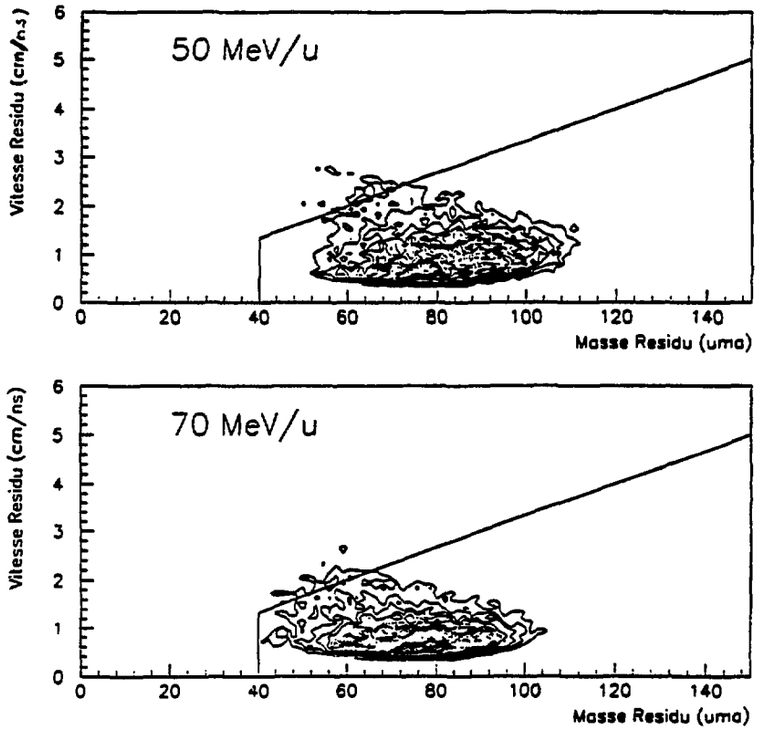
c —Justification de la coupure réalisée au paragraphe 2-a.

La coupure réalisée dans la carte Masse-Vitesse du télescope F au *paragraphe 2-a* peut sembler par trop "ad hoc" et donc discutable. On peut en effet craindre qu'elle

n'élimine de façon significative et arbitraire les résidus qui seraient associés aux noyaux les plus chauds. Mais on va montrer qu'il n'en est rien en utilisant une méthode de sélection indépendante.

L'influence du dispositif expérimental sur la mesure est telle que l'on peut retrouver uniquement par une condition sur la qualité de la mesure (au moins 70% de la charge et de l'impulsion détectées), les conditions de sélection des événements définies au paragraphe 2-a, en observant les cartes Masse-Vitesse des télescopes F.

Figure No 9 : Cartes Masse-Vitesse des noyaux détectées par le télescope F après une sélection sur la qualité de la mesure de l'événement à 50 et 70 MeV/u



En effet, pour espérer retrouver plus de 70% de la charge, il faut obligatoirement avoir détecté au moins un produit massif dans le télescope F, soit un résidu, soit un produit de fission ou de fragmentation du noyau chaud. Mais dans ces deux derniers cas, il faut en plus avoir détecté un autre fragment lourd dans un des autres détecteurs. Le mur et le tonneau ne permettent pas de détecter correctement la charge de ce type d'ion lourd lent, celle-ci est obligatoirement sous-estimée. Il est certain qu'on a ainsi un moyen de sélectionner uniquement des résidus. Seuls les quasi-projectiles les plus légers (masse <20) sont correctement détectés par le mur. Pour reconstituer plus de 70% de l'impulsion, il faut au moins avoir détecté le quasi-projectile dans le mur. On sait qu'il existe dans le mur un trou qui empêche la détection des quasi-projectiles émis aux angles

inférieures à 3°, on comprend donc pourquoi la condition sur l'impulsion totale mesurée permet d'éliminer les réactions les plus périphériques.
La *figure No 9*, qui représente la carte Masse-Vitesse correspondant aux événements sélectionnés selon la qualité de la mesure que l'on en a faite, montre que l'on retrouve ainsi la sélection 'ad hoc' du *paragraphe 2-a* et donc qu'elle n'a aucunement biaisé l'étude des résidus en tronquant les distributions en masse ou en vitesse.

4 —Evaluation du paramètre d'impact

Connaître le paramètre d'impact d'une réaction, cela veut dire maîtriser parfaitement les conditions initiales du problème. Expérimentalement, on ne mesure jamais directement le paramètre d'impact. En général, on ne peut y accéder qu'indirectement par l'intermédiaire de certaines observables qui lui sont corrélées plus ou moins directement *(Voir Référence PET90)*. On va donc essayer dans ce paragraphe de trouver celle qui permet d'estimer raisonnablement la violence d'une collision. Lorsque l'on passe en revue les différentes variables brutes dont on dispose, il apparait, compte tenu des connaissances acquises sur ce système *(Voir Références EUD88 et JOU91)* que deux observables sont plus particulièrement adaptées à ce problème: la vitesse du résidu et la multiplicité du Tonneau.

— la vitesse du Résidu

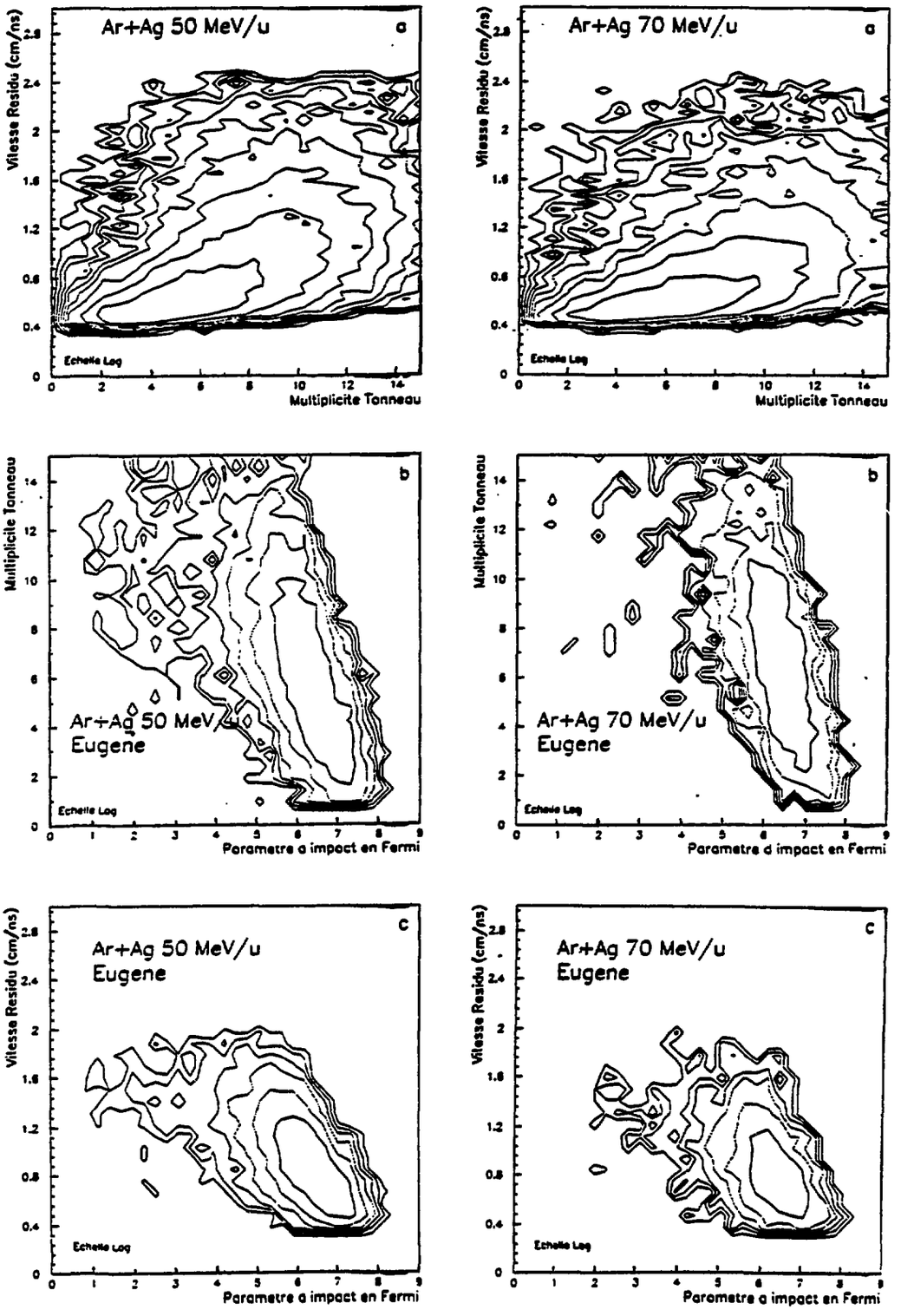
On sait que la vitesse du résidu est toujours très voisine de celle du noyau chaud primaire aux fluctuations près dues à la cascade d'évaporation. Il est évident que la vitesse du noyau de fusion est une variable qui est fortement dépendante du paramètre d'impact (plus le recouvrement géométrique entre le projectile et la cible est grand plus on peut espérer transférer d'impulsions de l'un à l'autre). On peut donc penser que la vitesse du résidu donne en moyenne une mesure raisonnable de la violence de la collision.

— la multiplicité de particules dans le Tonneau

Dans le Tonneau, on détecte des particules ayant deux origines : des particules évaporées et des particules de préequilibre. Le nombre de particules évaporées dépend de l'énergie d'excitation du noyau chaud, qui sera d'autant plus grande que la collision est centrale. Le nombre de particules de préequilibre est proportionnel au volume de recouvrement des deux noyaux en interaction, il est donc relié au paramètre d'impact. Expérimentalement, il est intéressant de vérifier d'abord que ces deux variables sont bien corrélées entre elles. La *Figure No 10-a* le montre. Il semble aussi que la multiplicité Tonneau y apparaisse comme une variable meilleure que la vitesse du Résidu (Dispersion moins grande vis à vis de la corrélation moyenne). On confirme ceci, en utilisant la

simulation. En effet on peut observer sur les *Figures No 10-b et 10-c* l'évolution de ces deux variables en fonction du paramètre d'impact.

Figure No 10: Etude des observables choisies pour évaluer le paramètre d'impact.



les *Figures 10-c et 10-b* montre que la multiplicité Tonneau est plus sensible au paramètre d'impact que la vitesse du résidu.

Pour ces raisons, on a donc décidé de diviser l'ensemble des événements étudiés en trois familles:

Multiplicité Tonneau ≤ 5 ⇒ Région BasseMultiplicité
5 < Multiplicité Tonneau ≤ 10 ⇒ Région MoyenneMultiplicité
Multiplicité Tonneau >10 ⇒ Région Haute Multiplicité

On peut montrer l'intérêt de ces coupures en suivant le comportement de différentes observables brutes bien connues et déjà étudiées lors d'expériences précédentes *(Voir EUD88)* pour chacune des tranches de multiplicité Tonneau. Ainsi en ce qui concerne le résidu, on observe bien ce à quoi on s'attend, c'est à dire que la vitesse du résidu *(Voir Figure No 11)* croît lorsque la multiplicité Tonneau augmente, tandis que que sa masse*(Voir Figure No 12)* tend à diminuer. Ceci est bien évidemment vrai aussi pour la simulation.

Figure No 11 : Etude de la vitesse du résidu par tranche de Multiplicité Tonneau à 50 MeV/u et 70 MeV/u pour l'expérience ainsi que la simulation.

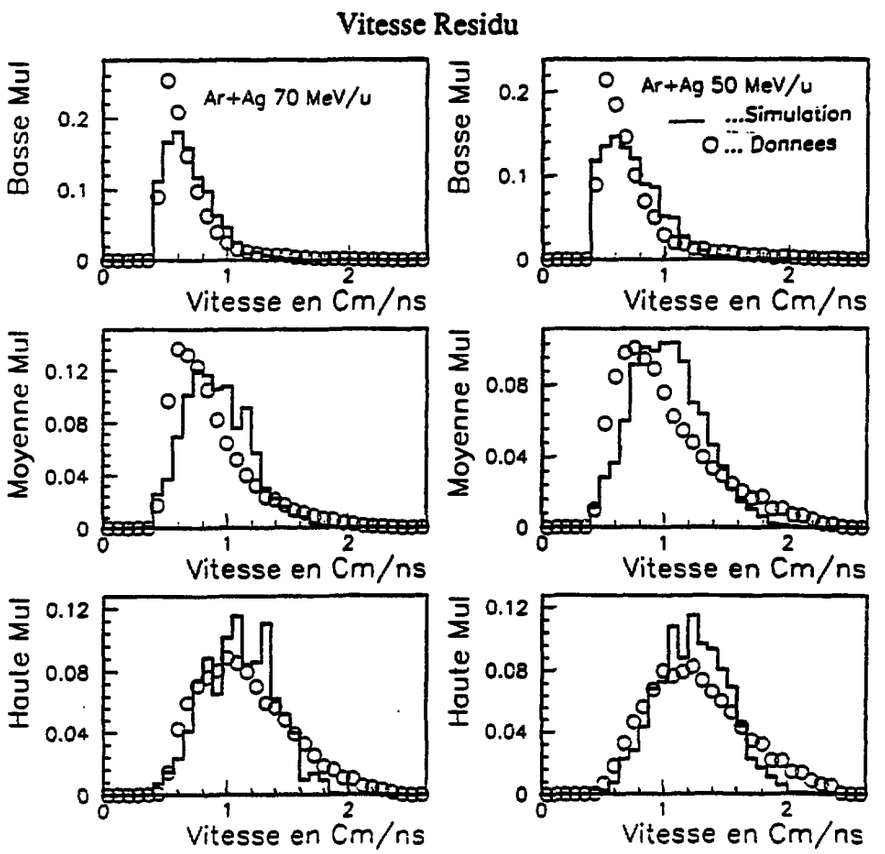
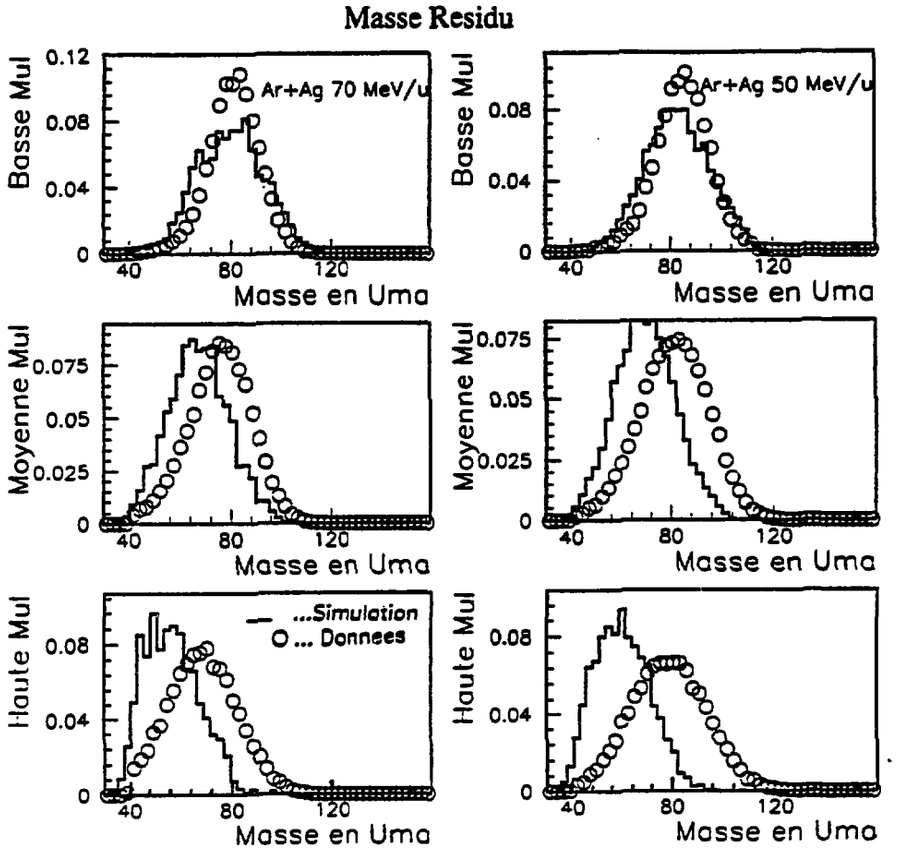


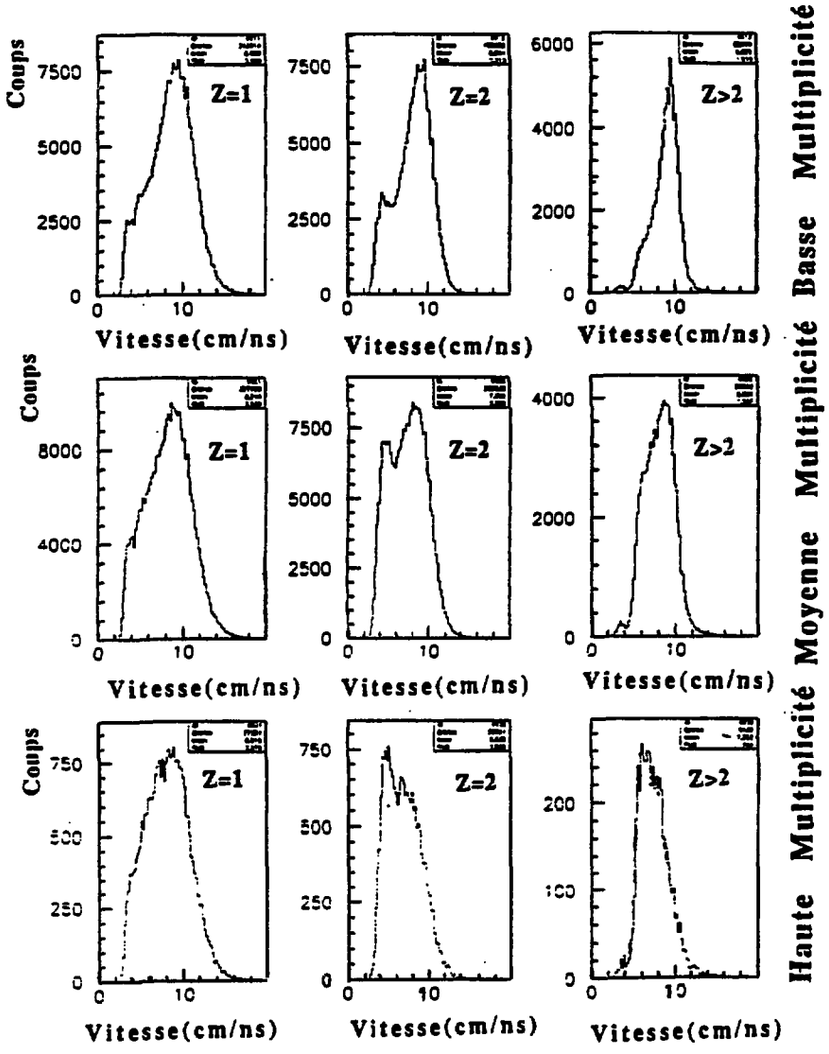
Figure No 12 : Etude de la masse du résidu par tranche de Multiplicité Tonneau à 50 MeV/u et 70 MeV/u pour l'expérience ainsi que la simulation.



Il apparait par contre en ce qui concerne la masse du résidu une différence numérique entre Eugene et la réalité qui peut s'expliquer d'une part par l'incertitude sur la moyenne des mesures de masse et d'autre part par les limites du simulateur.

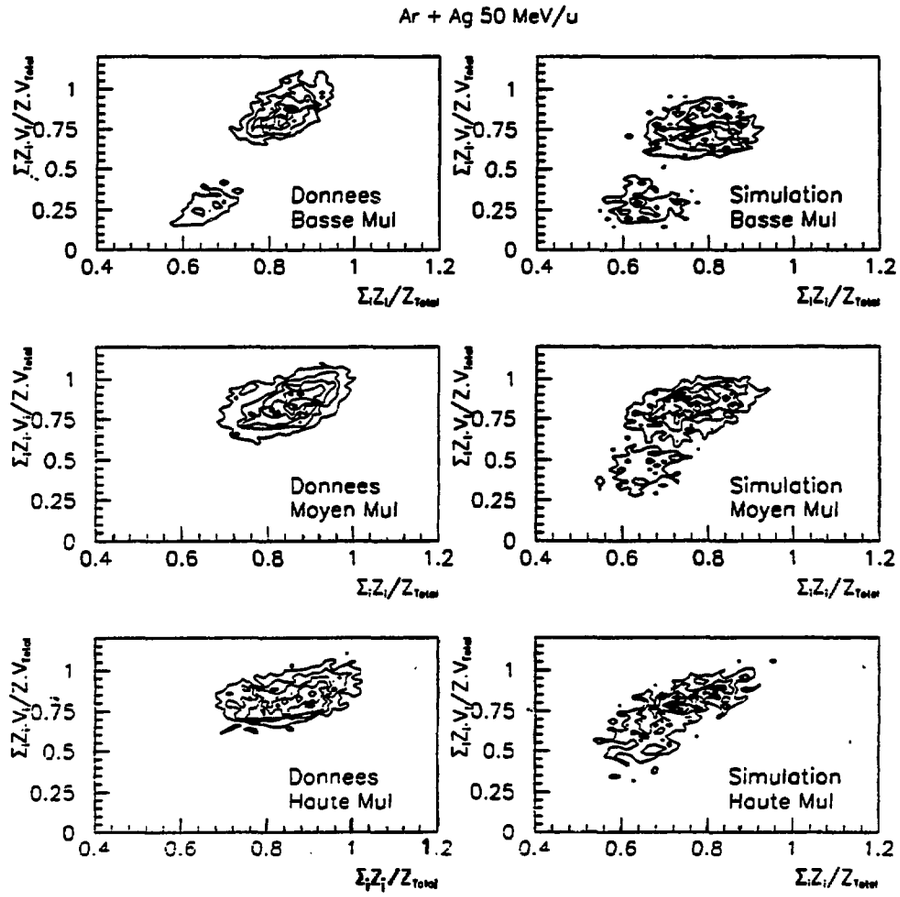
L'étude, par tranche de multiplicité Tonneau, des spectres de vitesse des particules légères détectées dans le Mur montre elle aussi que l'on a ainsi le moyen de sélectionner des réactions où l'on a formé des noyaux plus ou moins excités *(Voir Figure No 13)*.
En effet en observant tout simplement la partie basse vitesse de ces spectres, c'est à dire celle concernant les particules légères évaporées par le noyau chaud, on voit effectivement que celle-ci croît avec la multiplicité Tonneau quelles que soient les particules: protons, alphas ou autres. On peut remarquer par contre pour les charges supérieures à deux la disparition progressive du pic correspondant aux particules ayant une vitesse proche de celle du faisceau (quasi-projectiles), ce qui confirme encore la tendance à aller vers des réactions plus centrales lorsque la multiplicité Tonneau augmente.

Figure No 13 : Etude des distributions de vitesse des particules légères détectées (Z=1, Z=2 et Z >2) dans le mur pour chaque tranche de Multiplicité.



De plus, on peut vérifier ce que l'on disait dans le *paragraphe 3-b* à propos des diagrammes ($\Sigma_i Z_i / Z_{Total}$-$\Sigma_i Z_i V_{//i} / Z.V_{//Total}$) sur les *Figures No 14-a, 14-b et 14-c.* En effet pour les événements périphériques, on observe bien le paquet correspondant au cas où l'on manque le quasi-projectile, son amoindrissement pour les paramètres d'impact intermédiaires et sa disparition pour les centraux. Ceci est d'ailleurs également observé pour la simulation *(Voir Figures No 14-d, 14-e et 14-f).*

Figure No 14: Etude des cartes $\Sigma_i Z_i / Z_{Totale} - \Sigma_i Z_i V_{//i} / Z V_{Totale}$ par tranche de Multiplicité Tonneau à 50 MeV/u et 70 MeV/u pour l'expérience ainsi que la simulation.



Remarques:

— On a vu dans le *chapitre I* qu'il a été impossible de faire l'étalonnage en charge de certaines lattes du Tonneau, mais ceci n'a pas empêché de déterminer la multiplicité concernant l'ensemble du Tonneau.

— On peut se demander pourquoi prendre la multiplicité Tonneau plutôt que la multiplicité Totale Mur + Tonneau, car les arguments donnés pour l'une semblent être valables pour l'autre. Ce choix a été imposé par le lien étroit existant entre la multiplicité Tonneau et l'énergie d'excitation qui est une des données auxquelles on voudrait remonter. En effet, elle dépend moins des particules de prééquilibre, des particules provenant du quasi-projectile et beaucoup plus des particules évaporées.

— Dans ce paragraphe, on veut avant tout avoir une donnée brute sensible à la violence de la collision, on va voir dans le *chapitre suivant* que l'on peut trouver une variable calculée qui a une corrélation meilleure au paramètre d'impact.

5 — Méthode de reconstitution du noyau chaud originel.

La *partie 1 de ce chapitre* a permis de sélectionner des événements correctement mesurés par le dispositif expérimental et correspondant à une voie de désintégration du noyau chaud bien précise : l'évaporation de particules légères avec formation d'un résidu froid. On a défini ensuite la variable brute permettant d'estimer le mieux possible la violence d'une collision. Le stade suivant pour remonter au noyau chaud, est d'étudier les particules légères et les FMI (Fragments de Masse Intermédiaire) détectés dans le Mur et dans le Tonneau. On sait par les études faites dans les *Références EUD91, BOR86, JOU91 et STE89* que l'on peut scinder les particules légères en deux catégories :

— Les particules évaporées par le noyau chaud de fusion.

— Les particules qu'on qualifiera de "directes":
  — Les FMI issus de la fragmentation du quasi-projectile et les particules légères évaporées par le quasi-projectile
  — Les particules de prééquilibre,pep's..etc

Il faut donc être capable de distinguer dans la pratique ces deux catégories de particules pour espérer reconstituer le noyau chaud. On peut envisager deux méthodes pour y parvenir:

— La première consiste à isoler une zone d'angle solide donnée (Ici le Tonneau arrière), pour laquelle on sait que les particules ne peuvent être que des particules évaporées par le noyau chaud. Connaissant parfaitement le résidu et partant de certaines hypothèses sur l'évaporation (isotropie,choix du repère), on peut alors déterminer globalement le nombre de protons, d'alphas et fragments évaporés (en ramenant le problème à 4π stéradians dans le repère du résidu). Une méthode équivalente a déjà été employée pour le système Kr+Au *(Voir Référence CRE91)*. Elle permet d'obtenir uniquement des valeurs moyennes des observables caractérisant le noyau.

— L'autre méthode consiste, pour chaque événement mesuré, à associer à chaque particule détectée une probabilité $P_{\text{évaporée}}$ d'être évaporée. Elle permet de conserver pour l'analyse une structure d'étude événement par événement et surtout, principal avantage

par rapport à celle décrite ci-dessus, elle permet d'obtenir non seulement les valeurs moyennes mais aussi les distributions des observables que l'on peut avoir à étudier.
C'est d'ailleurs la raison principale pour laquelle on a choisi cette seconde méthode. On va décrire rapidement ci-dessous comment on peut obtenir cette probabilité (Cela est fait de manière beaucoup plus précise dans l'*Annexe 1)* et ensuite montrer l'utilisation qui en est faite.

a — Méthode de séparation des particules légères.

Elle est basée sur trois hypothèses importantes:

i — L'évaporation des particules est isotrope dans le repère du noyau chaud .

Ceci veut dire implicitement que l'on considère que le noyau chaud est parfaitement thermalisé et qu'il n'y a pas d'effets dûs au moment angulaire du noyau chaud qui privilégieraient certaines directions d'émission de particules légères. On peut d'ailleurs remarquer qu'en fait pour la suite de ce travail, une hypothèse sur une évaporation des particules se faisant de façon symétrique entre l'avant et l'arrière dans le repère du noyau chaud eût été suffisante. La *Référence EUD88* montre d'ailleurs que cette dernière supposition parait raisonnable par l'accord correct existant entre ces données et la simulation Lilita (*Référence CAM81*), qui part aussi de cette hypothèse.

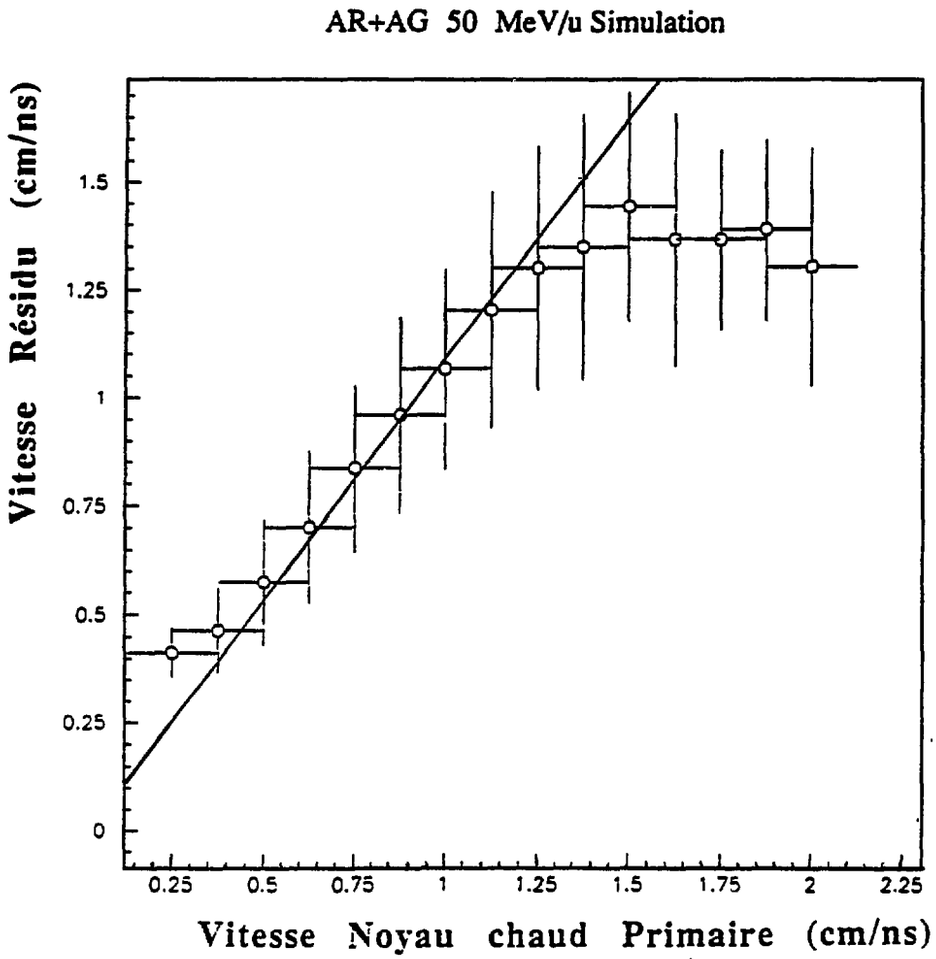
ii — Le repère du résidu peut être considéré comme équivalent en moyenne au repère du noyau émetteur .

Ce sont les effets de la cascade d'évaporation qui font fluctuer la valeur de la vitesse du résidu autour de celle du noyau chaud. On peut montrer d'ailleurs ceci en utilisant le simulateur Eugene *(Voir Figure No 15)* et on pourra en apprécier l'importance.

iii — Les particules détectées dans le tonneau arrière sont toutes évaporées par le noyau chaud.

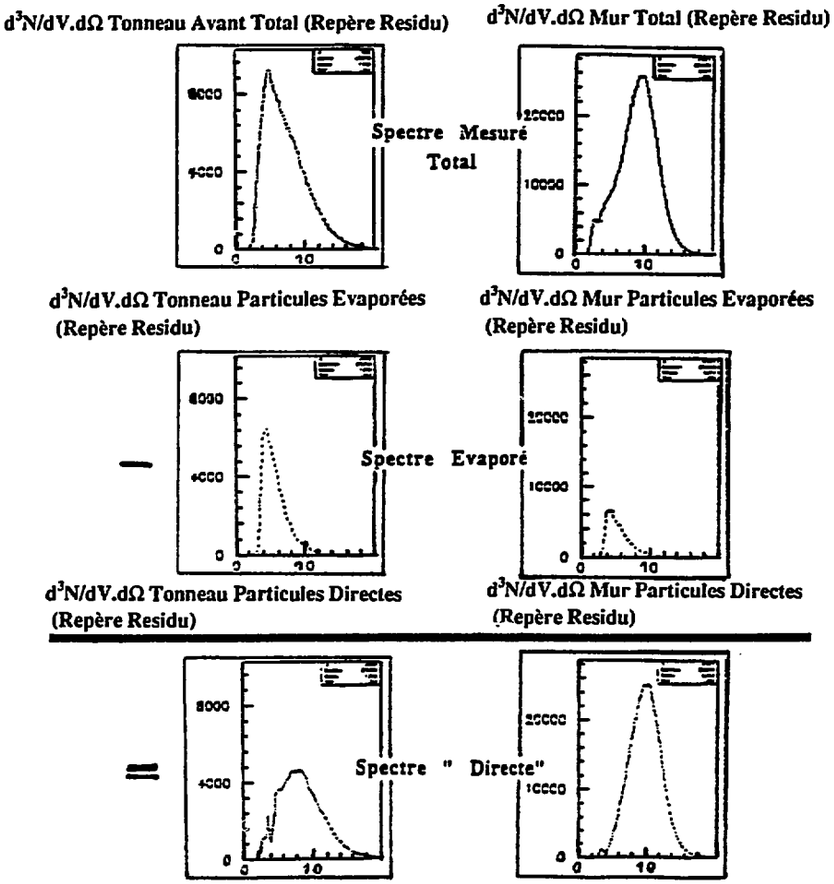
Ceci a déjà été montré avec l'aide du code d'évaporation Lilita (*Référence CAM 81*) pour la quasi-totalité des particules lors de l'expérience décrite dans la *référence EUD88.*

Figure No 15: Equivalence en moyenne entre la vitesse du noyau de fusion et la vitesse du résidu.



Partant de ces hypothèses, pour chaque tranche de multiplicité Tonneau on a d'abord défini les distributions de vitesse des différentes particules chargées dans le repère du résidu pour chacun des détecteurs. On s'est alors servi de la contribution des particules évaporées dans le tonneau arrière, profitant de la symétrie avant-arrière de l'évaporation, pour déterminer par une simple soustraction la contribution des particules "directes" vues par le mur et le Tonneau Avant. La *Figure No 16* montre d'ailleurs schématiquement ce processus. Celui-ci est étudié beaucoup plus en détails dans l'*Annexe 1*.

Figure No 16: Séparation des protons évaporés par le noyau chaud des particules "directes".



b— Généralisation de la méthode précédente à un traitement événement par événement.

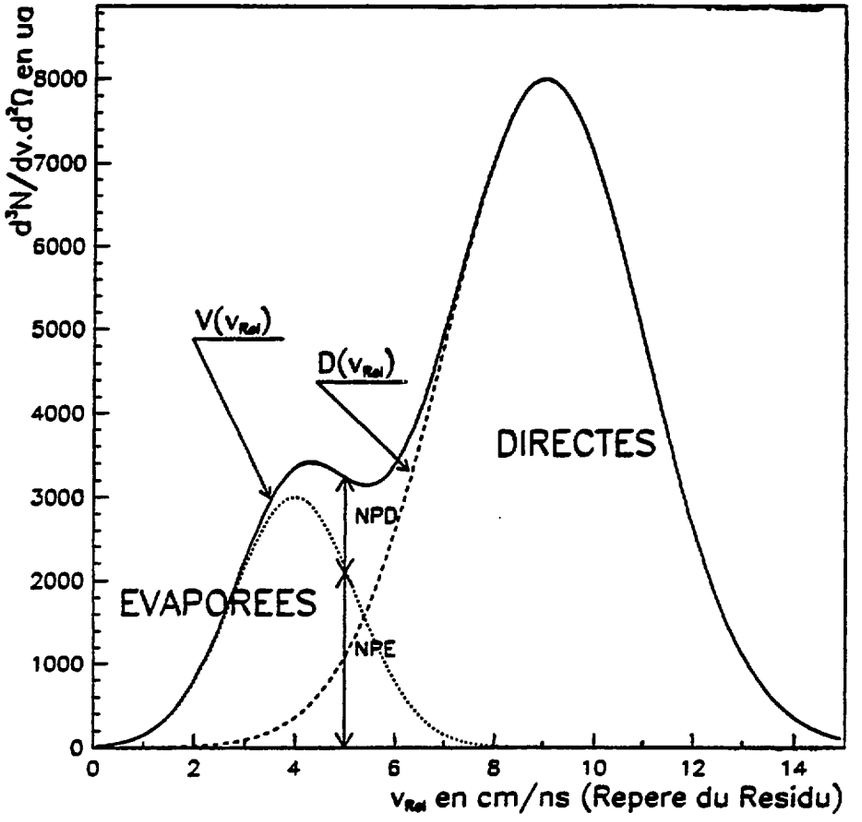
Ayant ainsi différencié les distributions de vitesse des particules "directes" et des particules évaporées, on peut déterminer la probabilité de provenance *(Voir Figure 17)* pour chaque particule détectée, ayant une vitesse relative donnée. On définit en effet la distribution de probabilité d'être directe de la manière suivante:

$$P_{Directe}(v_{Rel}) = \frac{D(v_{Rel})}{V(v_{Rel})} = \frac{N_{PD}}{N_{PD}+N_{PE}}$$

d'où la distribution de probabilité d'être évaporée suivante:

$$P_{Evaporation}(v_{Rel}) = 1 - \frac{D(v_{Rel})}{V(v_{Rel})}$$

Figure No 17: Détermination de la probabilité pour une particule d'être directe ou évaporée à partir des spectres de vitesse dans le repère du résidu.



On connait donc ces distributions de probabilité pour chaque type de particule, pour chaque tranche de multiplicité, pour chaque énergie incidente. Pour la suite de cette étude, on considérera donc pour chaque particule, qu'une partie de celle-ci est évaporée et que l'autre est directe, les fractions assignées à chacune de ces deux catégories étant évaluées par leurs probabilités respectives. On va donc pouvoir événement par événement reconstituer un certain nombre de variables complexes caractérisant la cinématique et la dynamique de la réaction. Compte tenu de la méthode de séparation utilisée, des approximations diverses qui l'accompagne, il est évident que l'on va étudier l'évolution de ces variables sur un très grand nombre d'événements en étudiant leur distributions et ne les considérant quantitativement que sur des valeurs moyennes. Pour retrouver les

le noyau chaud, on est amené à faire d'autres hypothèses compte tenu des limitations du système expérimental:

— Ne détectant pas les neutrons, on a pris le parti de considérer que la détection d'un proton évaporé implique celle de 1.3 neutron évaporé (1.3 étant le rapport isotopique de la cible). Si c'est un proton direct, on considère que l'on a détecté 1.22 neutron (rapport isotopique du projectile).On attribue à ce neutron la même vitesse que le proton détecté, autrement dit, on néglige l'excédent en énergie due à la barrière coulombienne du proton.

— Pour tenir compte des problèmes d'ombre dus aux Télescopes F sur le Mur, on a défini un coefficient de correction K_{Mur} appliqué à chaque particule détectée dans le mur.

— On a vu dans le *chapitre I*, que le tonneau n'avait pas fonctionné parfaitement. Pour certaines lattes touchées, il a été impossible de connaître la charge et la vitesse de la particule. Pour essayer de tenir compte de ce défaut, on a calculé pour chaque événement et indépendamment pour la partie arrière et avant du tonneau, un coefficient de correction $K_{Tonneau}$ (le rapport du nombre de lattes touchées sur le nombre de lattes touchées pour lesquelles on connait la particule détectée).

— On a considéré de plus que l'énergie de liaison d'une particule évaporée est celle d'une particule de même nature dans la cible. Pour une particule directe, c'est celle d'une particule identique dans le projectile.

Ces diverses remarques étant faites, on peut donc maintenant reconstituer les caractéristiques du noyau chaud et diverses multiplicités comme par exemple:

$$\text{Multiplicité de particules chargées Directes} = \sum_{\substack{i \\ \text{Particules chargées}}} P_{i_{Directe}}$$

avec $P_{i_{Directe}} = P_i(v_{Ref}(i))_{Directe} \times K(i)$

sachant que le (i) sous-entend diverses informations sur la ième particule de l'événement : charge de la particule, détecteur dans lequel elle a été vue, multiplicité Tonneau associé à l'événement.

$$\text{Multiplicité totale de particules évaporées} = \sum_{\substack{i \\ \text{Particules chargées}}} P_{i_{évaporation}} + \sum_{\substack{n \\ \text{Neutrons}}} P_{n_{évaporation}}$$

on obtient donc pour un événement la masse et la vitesse du noyau chaud de la manière suivante

$$M_{NC} = m_{résidu} + \sum_{\substack{i \\ \text{Particules chargées}}} m_i \times P_{i_{évaporation}} + \sum_{\substack{n \\ \text{Neutrons}}} m_n \times P_{n_{évaporation}}$$

$$\overrightarrow{V_{NC}} = \frac{m_{résidu}\overrightarrow{V_{résidu}} + \sum_{\substack{i \\ \text{Particules chargées}}} m_i\overrightarrow{V_i} \times P_{i_{évaporation}} + \sum_{\substack{n \\ \text{Neutrons}}} m_n\overrightarrow{V_n} \times P_{n_{évaporation}}}{m_{résidu} + \sum_{\substack{i \\ \text{Particules chargées}}} m_i \times P_{i_{évaporation}} + \sum_{\substack{n \\ \text{Neutrons}}} m_n \times P_{n_{évaporation}}}$$

L'énergie d'excitation du noyau chaud est obtenue en sommant l'ensemble des contributions des particules évaporées, ce qui donne pour la calculer l'expression mathématique suivante dans le repère du laboratoire.

$$E^* = T_{résidu} + \sum_{\substack{i \\ \text{Particules chargées}}} P_{i_{évaporation}} \times (T_i + Q_i) + \sum_{\substack{n \\ \text{Neutrons}}} P_{n_{évaporation}} \times (T_n + Q_n) - T_{Noyau\ chaud}$$

avec T : Energie cinétique de la particule dans le laboratoire

Q : Energie de liaison de la particule

Il faut maintenant faire quelques remarques sur la méthode de séparation présentée ci-dessus et l'utilisation qui en est faite.

— Elle est basée sur un certain nombre d'approximations:

— On néglige l'ensemble des effets dus à la cascade d'évaporation (fluctuations sur la vitesse du noyau émetteur).

— La corrélation multiplicité Tonneau-Température du noyau chaud est tout de même très large. De plus, on a été amené pour ne pas avoir trop de calculs, à intégrer partiellement les données sur la multiplicité Tonneau *(Voir Annexe 1).*

— Pour des raisons identiques, on a fait de même sur θ_{Lab} *(Voir Annexe 1)*

— Les calculs des différentes variables caractérisant le noyau chaud, sont étroitement liés à la qualité de la mesure. On a insisté sur ce fait depuis le début de cette thèse car il est d'une importance capitale pour comprendre l'ensemble des résultats de l'analyse, pour la cohérence de cette dernière et surtout pour les conclusions que l'on peut en extraire.

C —Simulation de l'effet du filtre sur les variables caractéristiques du noyau chaud

Il est nécessaire de vérifier l'ensemble des résultats que l'on obtient d'après cette méthode. On va le faire en utilisant le simulateur Eugene. En effet, on va comparer la vitesse, la masse et l'énergie d'excitation mesurée par la méthode présentée ci-dessus aux valeurs primaires théoriques fournies par le simulateur à la fin de la phase "voie d'entrée"

On a vu que ces variables sont reconstruites uniquement à partir des particules évaporées chargées détectées. On est tout à fait conscient que le filtre expérimental, compte tenu de l'existence des seuils énergétiques, coupe dans les distributions de particules légères évaporées. On veut donc profiter du simulateur EUGENE pour évaluer l'importance de cet effet sur la mesure de chacune des variables caractérisant le noyau chaud.

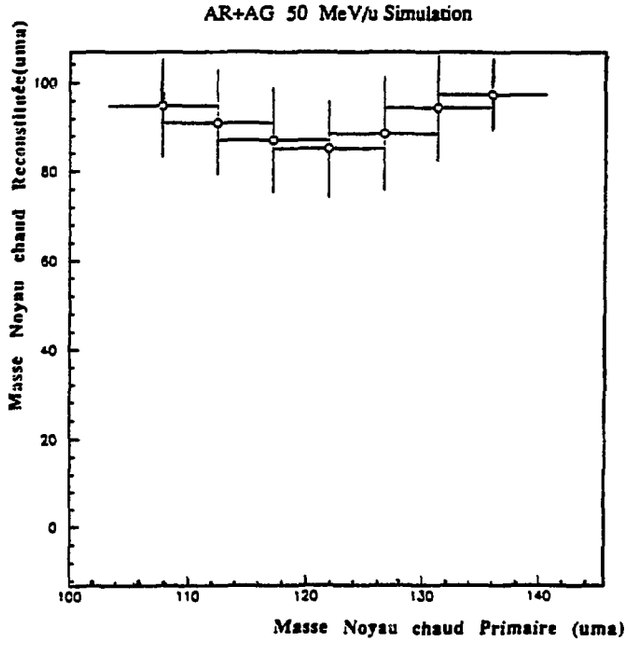
La *figure No 18* présente donc l'évolution de la masse du noyau chaud retrouvée par la méthode expérimentale en fonction de la masse primaire de ce dernier. On remarque immédiatement l'influence du filtre puisque la masse du noyau chaud est obligatoirement sous-évaluée vis à vis de la masse véritable du fait des particules évaporées non détectées. Mais on voit que la corrélation entre les deux n'est pas simplement linéaire. Il faut y voir au moins trois phénomènes qui se compensent plus ou moins et permettent de comprendre l'allure de cette courbe:

—Les seuils dans le repère du noyau émetteur ne sont pas les mêmes à l'avant et à l'arrière. Ils varient avec la vitesse du noyau émetteur.

—Plus la vitesse du noyau émetteur est grande, plus la réaction est centrale, plus les premières particules émises auront une vitesse grande dans le repère du noyau émetteur, donc moins leur détection dépendra des seuils.

—Le nombre de particules émises augmente avec la vitesse du noyau émetteur.

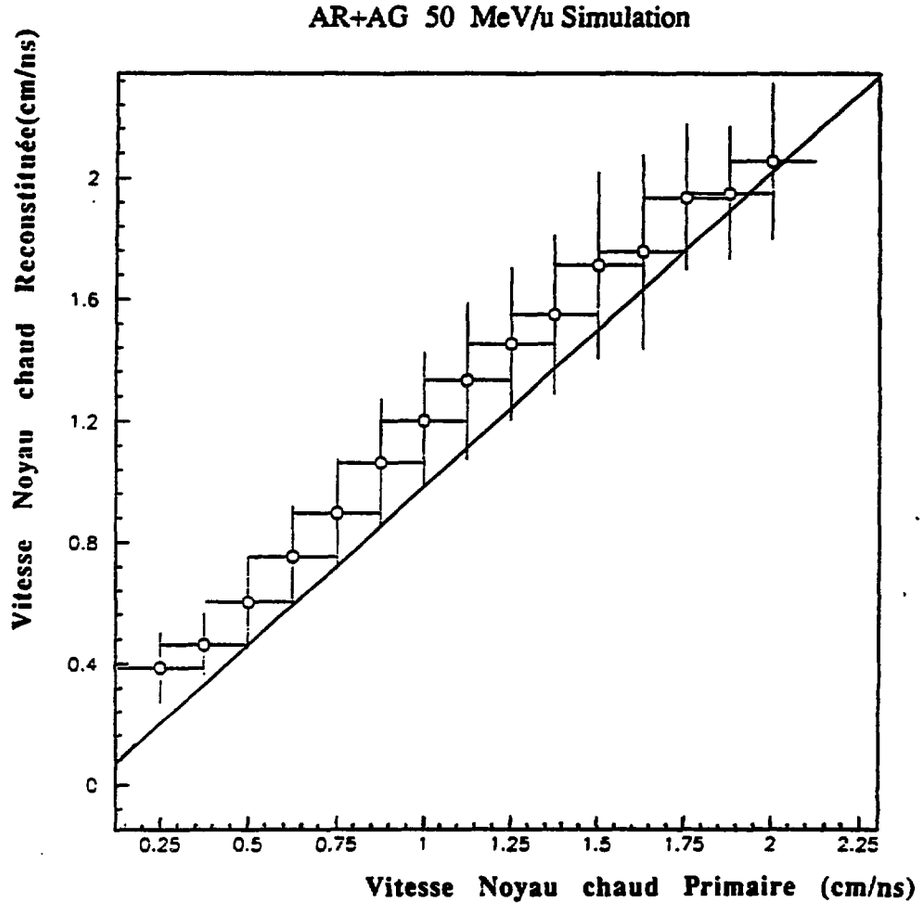
Figure No 18 : Etude de Masse du noyau chaud mesurée en fonction de la Masse primaire du noyau chaud à 50 et 70 MeV/u



Par contre la *figure No 19* montre que la vitesse reconstituée est systématiquement surévaluée.

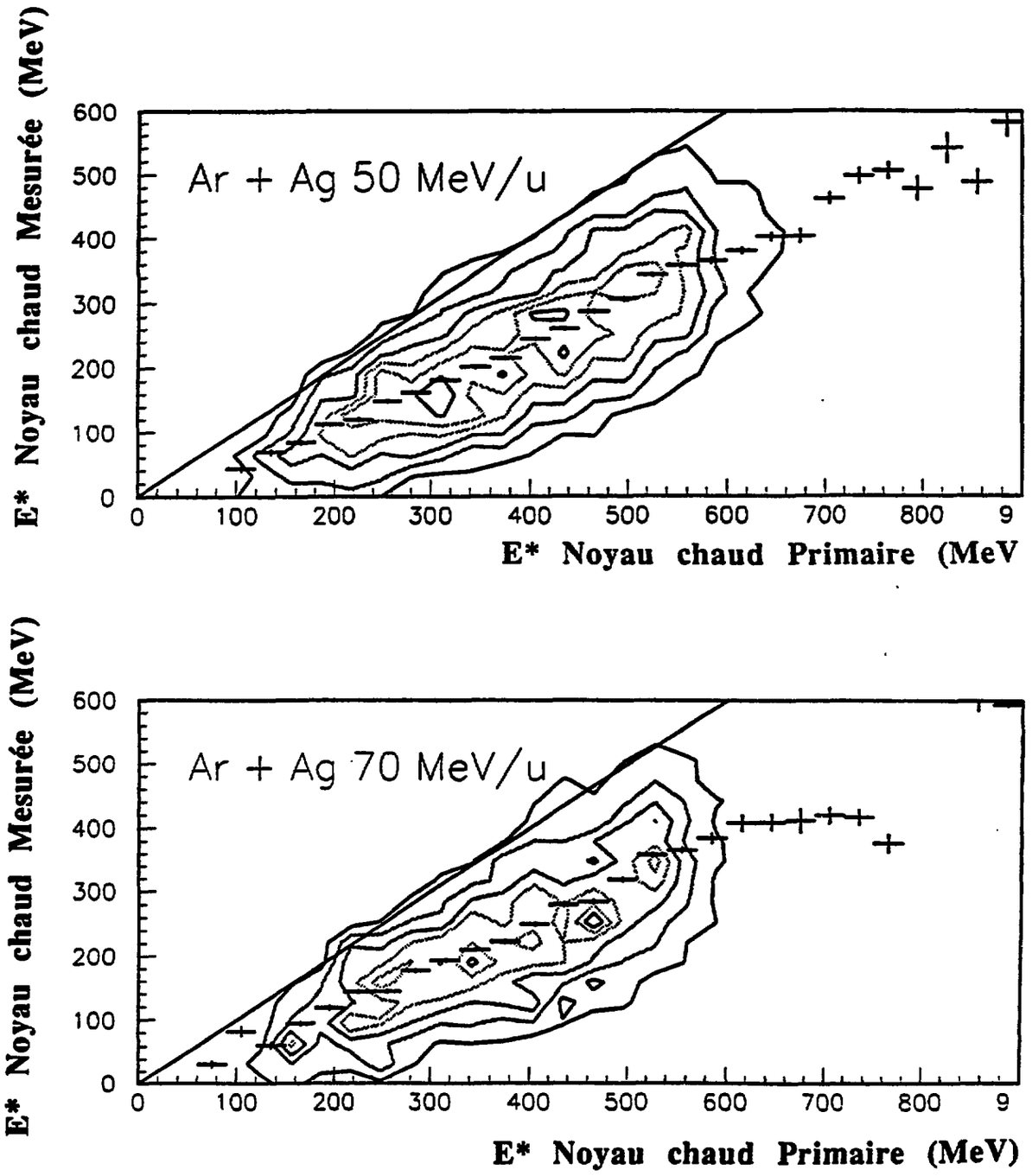
On sait que les seuils font en sorte que l'on détecte beaucoup plus de particules émises à l'avant qu'à l'arrière, donc la manière de reconstituer la vitesse du noyau chaud impose de fait le résultat que l'on observe.

Figure No 19 : Etude de la vitesse du noyau chaud mesurée en fonction de la vitesse primaire du noyau chaud à 50 et 70 MeV/u.



Lorsqu'on étudie l'énergie d'excitation mesurée, que cela soit à 50 ou 70 MeV/u sur les deux cartes de la *figure No 20*, on remarque qu'elle est sous-estimée en moyenne conformément à ce qu'on peut attendre du fait des effets du filtre décrits ci-dessus. On remarquera tout de même que pour les énergies mesurées au-dessus de 500 MeV, il semble que la valeur la plus probable de l'énergie mesurée tende à se rapprocher de la valeur de l'énergie d'excitation primaire.

Figure No 20 Etude de l'énergie d'excitation mesurée en fonction de l'énergie d'excitation primaire à 50 et 70 MeV/u.



Chapitre III

Résultats et Interprétation

1—Introduction

Le chapitre II a permis de montrer comment il était possible de remonter aux caractéristiques cinématiques et dynamiques des noyaux chauds. On va dans ce chapitre les étudier plus attentivement afin d'essayer de répondre aux différentes questions sur les noyaux très excités de masse voisine de 100 uma , qui ont suscité cette expérience; c'est à dire:

— Quelle est l' influence de la voie d'entrée sur la formation et la nature du noyau chaud ?

— Quelle énergie d'excitation maximum peut être déposée dans un noyau chaud sans qu'il se désagrège ?

— Quelles sont les formes de stockage de l'énergie d'excitation ?

Pour essayer de répondre à la première question, il faut d'abord que l'on définisse ce que l'on entend par "influence de la voie d'entrée": il s'agit essentiellement d'observer le rôle joué par le paramètre d'impact et l'énergie incidente. A cet effet, on a donc pris le parti premièrement d'étudier et de comparer les distributions d'énergie d'excitation du noyau chaud aux deux énergies incidentes. On va d'ailleurs en profiter pour répondre également à la seconde question. En parallèle, on comparera les données expérimentales aux résultats de modèles (Eugene,Transfert Massif). Ceux-ci peuvent tout à fait aider à mieux appréhender les mécanismes de réactions. Le fait d'introduire la notion d'énergie d'excitation maximum n'est pas innocent; en effet des travaux comme ceux des *Références MOR91 et LOT90* semblent montrer qu'au-dessus d'une certaine zone d'énergie de bombardement et pour un projectile donné (dans ce cas l'Argon), on ne peut plus chauffer de manière notable un noyau de fusion simplement en augmentant l'énergie de bombardement. Il faut alors se demander si cette tendance est due à un effet de voie d'entrée (Pep's, prééquilibre, répartition de l'énergie d'excitation ...etc) ou alors simplement à l'existence d'un nouvelle voie de désexcitation pour laquelle le noyau chaud se désagrègerait complètement, comme semble l'indiquer un certain nombre de travaux (*Voir Références BAD90, CON85*). Pour pouvoir étudier cette voie nouvelle, si elle existe, il est nécessaire d'utiliser un déclenchement beaucoup plus exclusif (Déclenchement Multiplicité), qui permet d'étudier au travers du filtre expérimental l'ensemble des voies de désexcitation du noyau chaud. On a donc, en utilisant le même dispositif expérimental avec un déclenchement différent, essayé de signer la désagrégation complète du noyau. La mesure des températures à partir des spectres protons et alphas doit apporter un élément de réponse à la troisième question.

2 — Evolution de l'énergie d'excitation du noyau chaud de 50 à 70MeV/u

a — Présentation des modèles utilisés:

Pour guider et aussi par moment pour conforter cette étude des noyaux chauds, on a estimé utile d'utiliser deux types de modèle: d'une part le "Transfert Massif" qui est considéré comme un schéma de référence des mécanismes de réaction que l'on étudie, même s'il n'en est qu'une approche très simplifiée, et d'autre part Eugene qui va être beaucoup plus utile à la compréhension de la physique.

— EUGENE: Il a déjà été décrit dans la *partie 2 du chapitre II*. On a vu qu'il pouvait répondre à un double objectif: soit simplement comme générateur d'événements permettant une étude du filtre expérimental soit comme simulateur réaliste de collisions d'ions lourds. Ici, c'est ce deuxième aspect qui va être essentiellement intéressant pour qualifier la nature des collisions observées.

— Transfert Massif: On considère qu'une fraction ρ du projectile fusionne avec la cible en lui donnant la totalité de sa quantité de mouvement et que le reste continue à 0° avec la vitesse du faisceau. La conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, plus l'hypothèse d'une vitesse du résidu égale à celle du noyau primaire (en moyenne, l'évaporation ne l'a pas modifiée) permettent de remonter, simplement à partir de la vitesse de recul du résidu V_R, aux caractéristiques du noyau chaud (masse: A_{NC}, vitesse:V_{NC} et énergie d'excitation : E^*).
On a en effet

$$\rho = \frac{A_C}{A_P}\frac{V_R}{V_P - V_R} \qquad V_{NC} = V_R$$

$$A_{NC} = \rho A_P + A_C$$

$$E^* = \frac{A_C}{A_P - A_C/\rho} E_{INC} + Q$$

E_{INC} est l'énergie incidente et Q est le bilan en masse de la réaction .
Pour obtenir la masse du résidu A_R, on considère que chaque particule évaporée emmène une certaine énergie ε*, on a alors

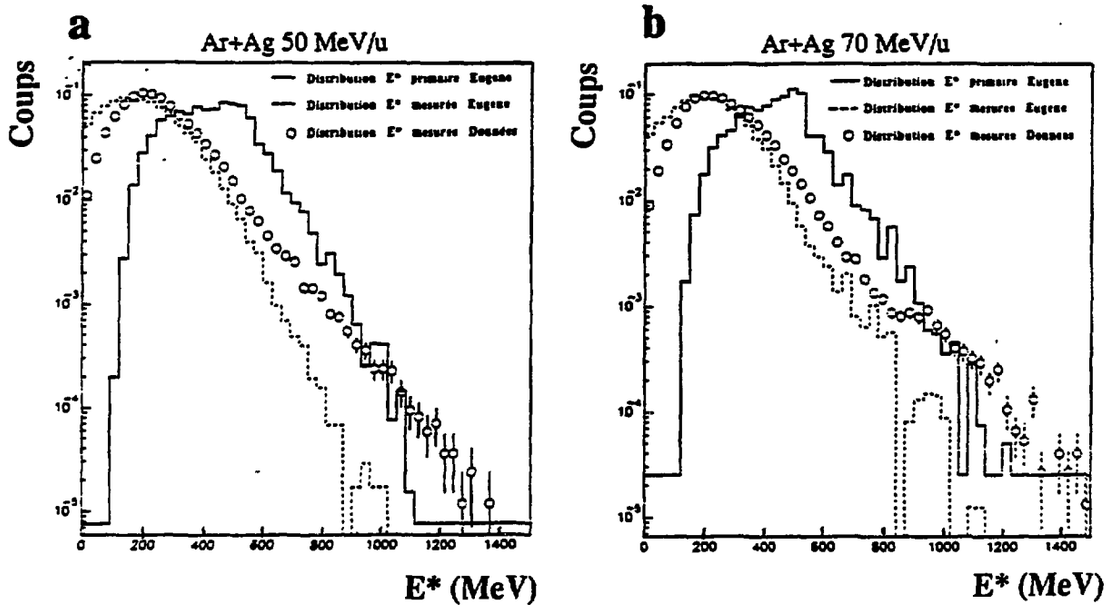
$$A_R = A_C - E^*/\varepsilon^*$$

On a en fait dans la pratique calculé A_R pour deux valeurs différentes de ε^*: 12 MeV et 15 MeV. Celles-ci permettent d'obtenir des résultats réalistes.

b — Etude des distributions d'énergie d'excitation aux deux énergies incidentes

Sur les *figures No 1-a et 1-b,* on peut observer trois distributions d'énergies d'excitation différentes à 50 et 70 MeV/u. Elles concernent uniquement les événements que l'on a sélectionné dans le *Chapitre II* : c'est à dire avec un résidu en voie de sortie et une qualité de mesure de la charge et de l'impulsion correcte (c'est à dire 60% de l'une et de l'autre détectées).

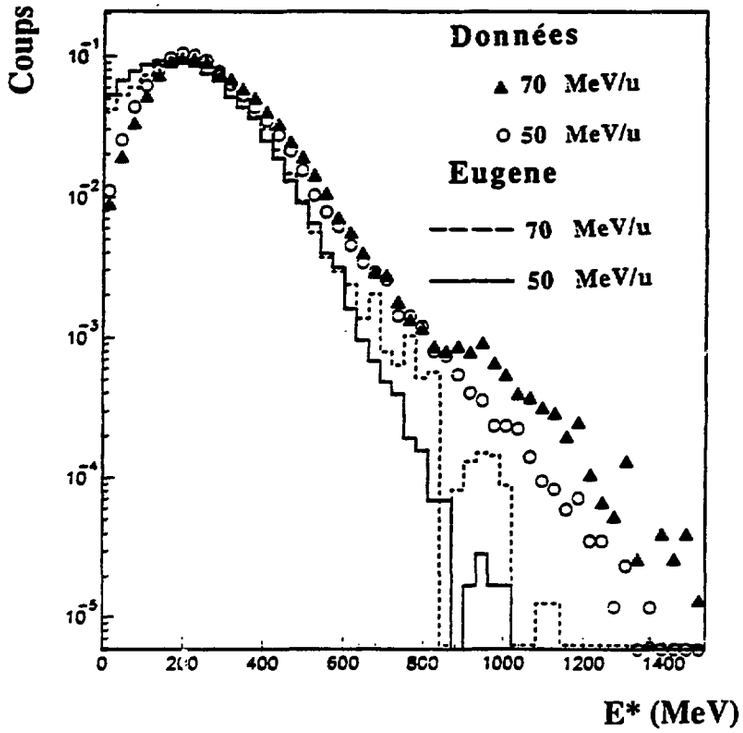
Figure No 1: Distributions d'énergies d'excitation mesurée à 50 et 70 MeV/u.



La distribution obtenue à partir des données expérimentales est comparée à celle fournie par Eugene en appliquant aux données qu'il génère un traitement identique à celui des données expérimentales *(Voir Chapitre II).* On a ajouté la distribution d'énergie d'excitation du noyau primaire, calculée à la fin de la première phase d'Eugene et en assurant une sélection des événements équivalente à celle faite pour l'expérience (c'est à dire que l'on prend en compte uniquement les évenements avec résidus correctement mesurés en charge et en impulsion).

On remarque le bon accord qui existe, entre les données et la simulation Eugene pour une grande majorité des événements, en ce qui concerne l'énergie d'excitation mesurée, que cela soit à 50 ou 70 MeV/u. On constate que 95 % des événements ont une énergie mesurée inférieure ou égale à 400 MeV, ce qui correspondrait d'après Eugene à une énergie primaire d'environ 600 MeV *(Voir la figure No 20 du chapitre II)*.
Mais ce qui semble le plus étonnant, c'est la similarité des distributions à 50 et 70 MeV/u. Ceci est d'ailleurs confirmé par la *figure No 2*, que cela soit pour les données ou la simulation.

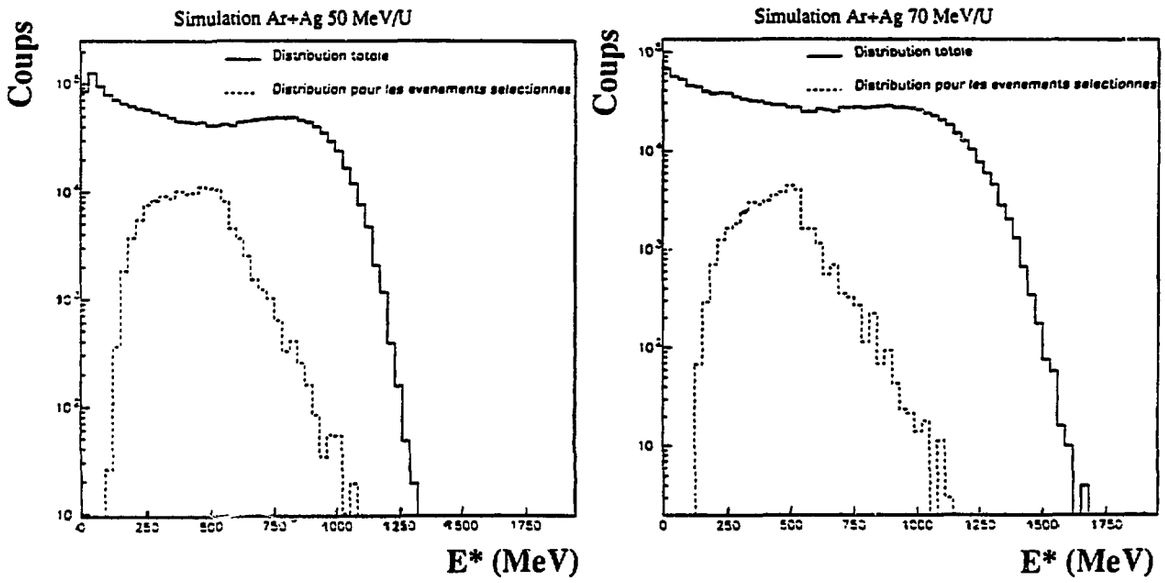
Figure No 2: Comparaison des distributions entre 50 et 70 MeV/u.



Il apparait aussi clairement, lorsque l'on compare les distributions d'énergie d'excitation primaire à celles des énergies mesurées que celles-ci sont sous-estimées. On en a vu les raisons dans le *chapitre II* et comment il était possible d'y remédier en utilisant un simulateur. On peut donc déjà tirer de cette étude deux conclusions très importantes:
1) Les distributions d'énergie d'excitation à 50 et 70 MeV/u sont semblables. Apparemment une augmentation de l'énergie incidente ne se traduit pas obligatoirement par une augmentation de l'énergie d'excitation du noyau chaud, lorsque celui-ci a pour voie de désexcitation uniquement l'évaporation de particules légères avec un résidu froid en fin de chaine.

2) L'énergie d'excitation primaire maximum que peut atteindre un noyau chaud, peut être estimée à 600 MeV à peu près. C'est le bon accord simulateur-expérience, qui permet d'estimer l'énergie d'excitation primaire à partir de l'énergie d'excitation mesurée. Si on compare cette valeur d'énergie maximale aux résultats de la *Référence JOU91* pour Ar +Ag à 27 MeV, c'est à dire 510 MeV, on se rend compte que l'accroissement important d'énergie incidente entre 27 et 50 MeV/u n'a lui aussi quasiment pas augmenté l'énergie d'excitation du noyau chaud. Cette saturation apparente de l'énergie d'excitation emmagasinée par un noyau chaud a déjà été observée sur d'autres systèmes. On peut interpréter celle-ci comme la signature d'un effet de voie d'entrée, on pense à une influence grandissante du préequilibre en fonction de l'énergie incidente *(Voir Référence LOT90)*, ce qui parait une explication raisonnable.

Figure No 3: Distributions d'énergie d'excitation primaire, à 50 et 70 MeV/u, associées d'une part à la totalité des événements et d'autre part aux événements bien mesurés avec un résidu en voie de sortie, générés par Eugene.



Mais il est aussi possible de comprendre cette énergie d'excitation maximum d'environ 600 MeV d'une façon totalement différente. Des études faites sur des systèmes comme Ar+Au à

30 et 60 MeV/u *(Voir Référence BAD90)* et S+Ni à 30 MeV/u *(Voir Référence NEB91)* font pencher vers une autre explication possible. Il s'agirait d'un effet de voie de sortie, l'ouverture d'un nouveau canal de désexcitation: la désagrégation complète du noyau chaud pour des énergies d'excitation supérieures à 600 MeV. On observe sur la *figure No 3* qu'aux deux énergies incidentes le code Eugene prédit des énergies d'excitation beaucoup plus importantes que celles obtenues avec le déclenchement Résidu. Ces grandes énergies d'excitation correspondent à une voie ou des voies de désexcitation différentes. Mais il faut essayer de prouver expérimentalement leur existence. Toute l'analyse présentée ici a été faite autour d'un mode de désintégration bien précis: l'évaporation de particules légères donnant en sortie un résidu froid. L'ensemble de détection, l'analyse ont été conçus pour étudier ce type d'événements. Il est donc évident qu'un déclenchement axé sur la présence d'un résidu à un angle donné n'est pas fait pour étudier un canal de désexcitation comme la désagrégation du noyau chaud en plusieurs fragments. Compte tenu des détecteurs disponibles durant l'expérience, il est apparu que le seul mode de déclenchement pouvant permettre de signer éventuellement une désintégration complète du noyau chaud, était un déclenchement multiplicité (somme des particules détectées dans le Mur et le Tonneau). Ceci est fait dans la *partie 4 de ce chapitre*. On peut remarquer que telles qu'on présente ces deux explications, elles semblent être antinomiques, mais il n'est pas impossible que la physique, que l'on étudie, soit en fait le résultat du cumul de ces deux phénomènes.
Avant d'apporter des éléments et informations sur cette question on va dans un premier temps, essayer de confirmer les deux conclusions tirées de l'étude des distributions d'énergie d'excitation. A cet effet, on va dans la *partie 3* étudier l'évolution des variables physiques caractérisant le noyau chaud et son évaporation, d'une part en fonction de l'énergie incidente, d'autre part en fonction de la violence de la collision.

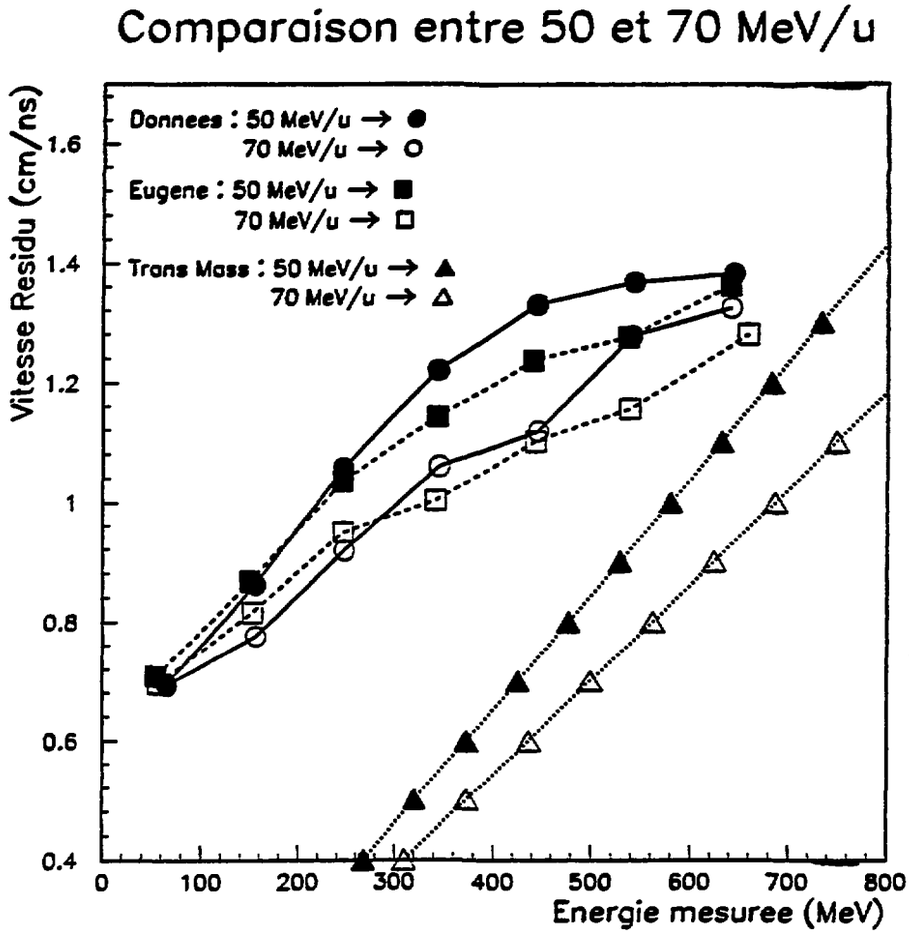
3 — Etude de l'influence de l'énergie incidente et de la violence de la collision sur le noyau chaud

a — Etude des caractéristiques physiques du noyau chaud et du résidu en fonction de l'énergie d'excitation mesurée et de l'énergie incidente

La variable qui reflète le mieux la violence de la collision est évidemment l'énergie d'excitation mesurée. On a donc, pour faire l'étude envisagée, découpé la distribution d'énergie d'excitation mesurée en 7 tranches égales de 100 MeV. On a ensuite pour chacune de ces tranches déterminé la valeur moyenne de chaque observable, que l'on voulait analyser. A partir de la *Figure 4*, on peut ainsi étudier l'évolution de la vitesse du résidu et par la même, celle du noyau chaud, puisqu'elles sont en moyenne équivalentes, en fonction de l'énergie incidente et en fonction de la violence de la collision. On a bien évidemment,

conformément à ce qu'on attend, une augmentation des vitesses avec l'énergie d'excitation. Pour une énergie d'excitation donnée, la vitesse du résidu mesurée à 50 MeV/u est supérieure à celle mesurée à 70 MeV/u. Les deux modèles étudiés montrent une tendance similaire. Ceci semble être un effet purement cinématique, puisqu'on le retrouve dans le transfert massif. On peut noter de plus le bon accord existant entre Eugene et l'expérience.

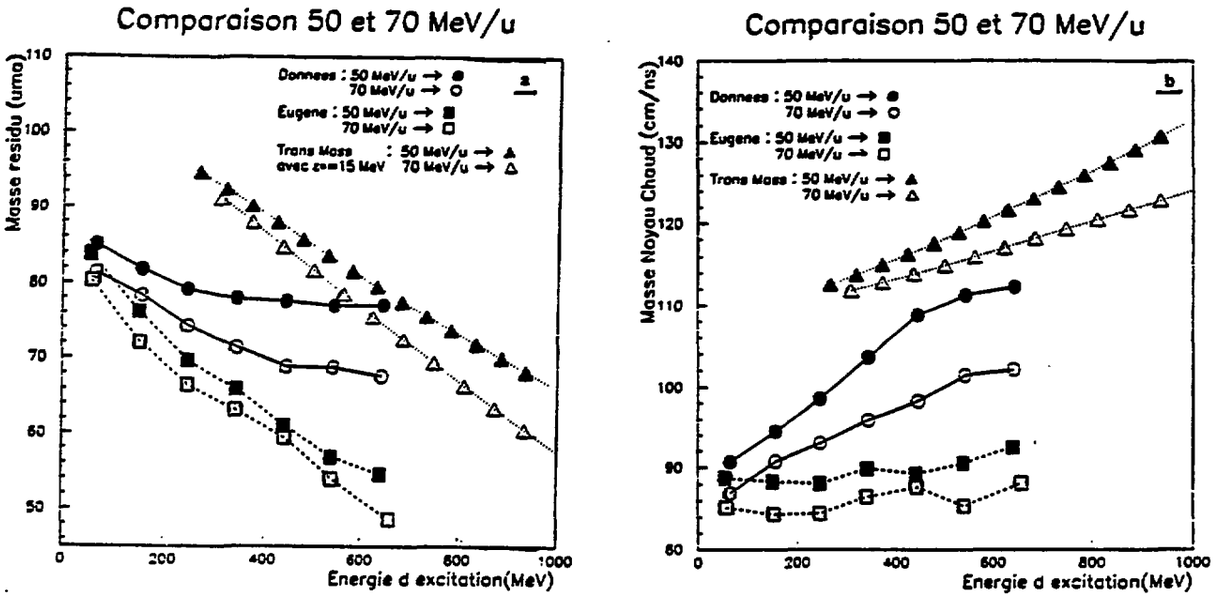
Figure No 4: Vitesse du Résidu à 50 et 70 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation.



On obtient à 50 et 70 MeV/u pour la masse du résidu et la masse du noyau chaud reconstitué les *Figures No 5-a et 5-b*. On voit que la masse du résidu décroît avec l'énergie d'excitation à 50 et 70 MeV/u. Mais il est à remarquer que cet effet tend à diminuer pour les énergies d'excitation les plus grandes. En effet le noyau chaud se désintègre d'abord en suivant la cascade d'évaporation prévue par Eugene, puis semble s'en démarquer nettement aux environs de 400 MeV (Valeur mesurée), c'est à dire 600 MeV (Valeur réel) *(Voir Figure No 20 du chapitre II)*; au delà, il apparait un infléchissement de la courbe. Il est à noter que ce phénomène ne représente qu'à peu près 5% de la section efficace totale. Il faut de plus rester

très prudent à ce propos, on peut tout à fait l'interpréter comme un effet des incertitudes existant sur la mesure de l'énergie d'excitation. Celle-ci dépend fortement du pourcentage de la charge et de l'impulsion totale initiale effectivement détecté par le dispositif expérimental. Pour une énergie d'excitation donnée, la masse du résidu à 50 MeV/u est plus grande qu'à 70 MeV/u. L'écart entre les deux tend à croître avec l'énergie d'excitation, ce qu'on retrouve dans le transfert massif. La masse du noyau chaud évolue de façon toute autre, puisqu'elle augmente avec l'énergie d'excitation, que cela soit pour l'expérience ou les modèles.

Figure No 5: Masse du résidu et du noyau chaud à 50 et 70 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation.

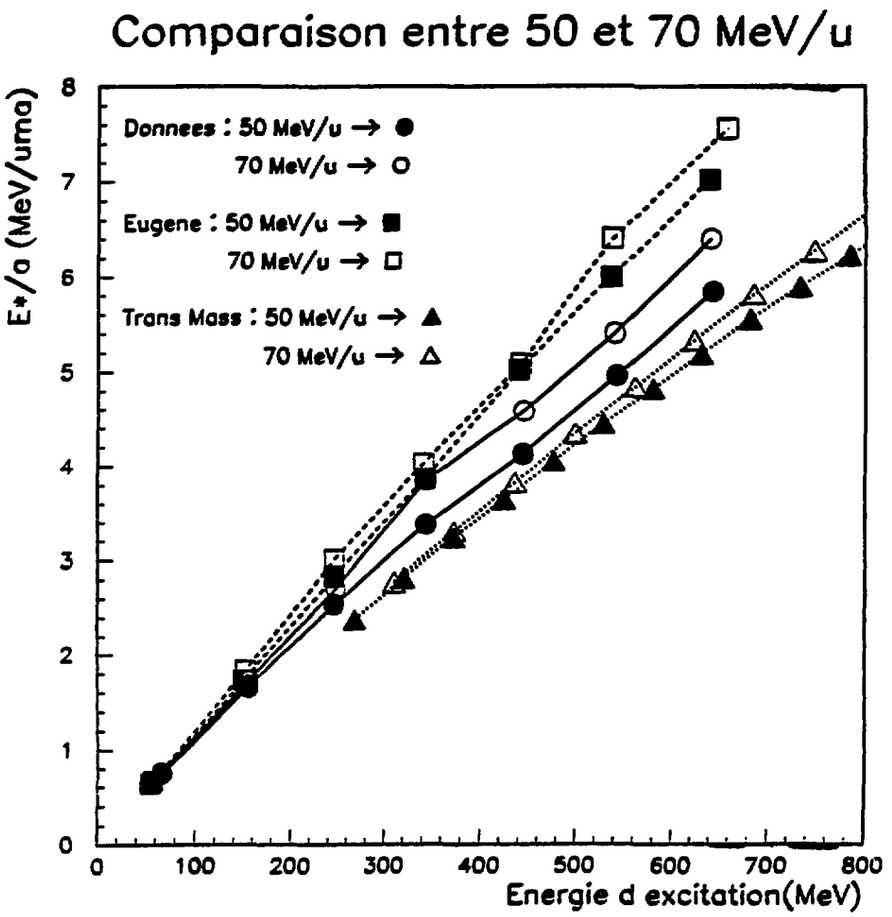


La masse du noyau chaud à 50 MeV/u est elle aussi plus importante qu'à 70 MeV/u. Pour une énergie d'excitation donnée, on retrouve une différence de masse du noyau chaud entre les deux énergies incidentes extrêmement voisine de celle vue pour les résidus. Ceci semble indiquer que, quelle que soit l'énergie incidente, on détecte à peu près le même nombre de particules chargées pour une énergie d'excitation donnée. L'écart en masse entre les deux énergies est simplement dû à la nécessité d'échanger plus de nucléons entre le projectile et la cible à 50 MeV/u qu'à 70 MeV/u pour obtenir la même énergie d'excitation. Les deux

modèles suivent cette tendance, de façon un peu moins nette pour Eugene que pour le transfert massif, bien qu'aucun d'entre eux ne reproduisent correctement la corrélation entre la masse du noyau chaud et l'énergie d'excitation.

Cette différence de masse des noyaux chauds entre 50 et 70 implique aussi que l'on ait une énergie d'excitation par nucléon différente entre 50 et 70 MeV/u pour une énergie d'excitation donnée. On le voit parfaitement sur la *figure No 6*, où est représentée au deux énergies incidentes, l'évolution de l'énergie d'excitation par nucléon en fonction de l'énergie d'excitation.

Figure No 6: Etude de l'énergie par nucléon mesurée à 50 et 70 MeV/u en fonction de E* mesurée

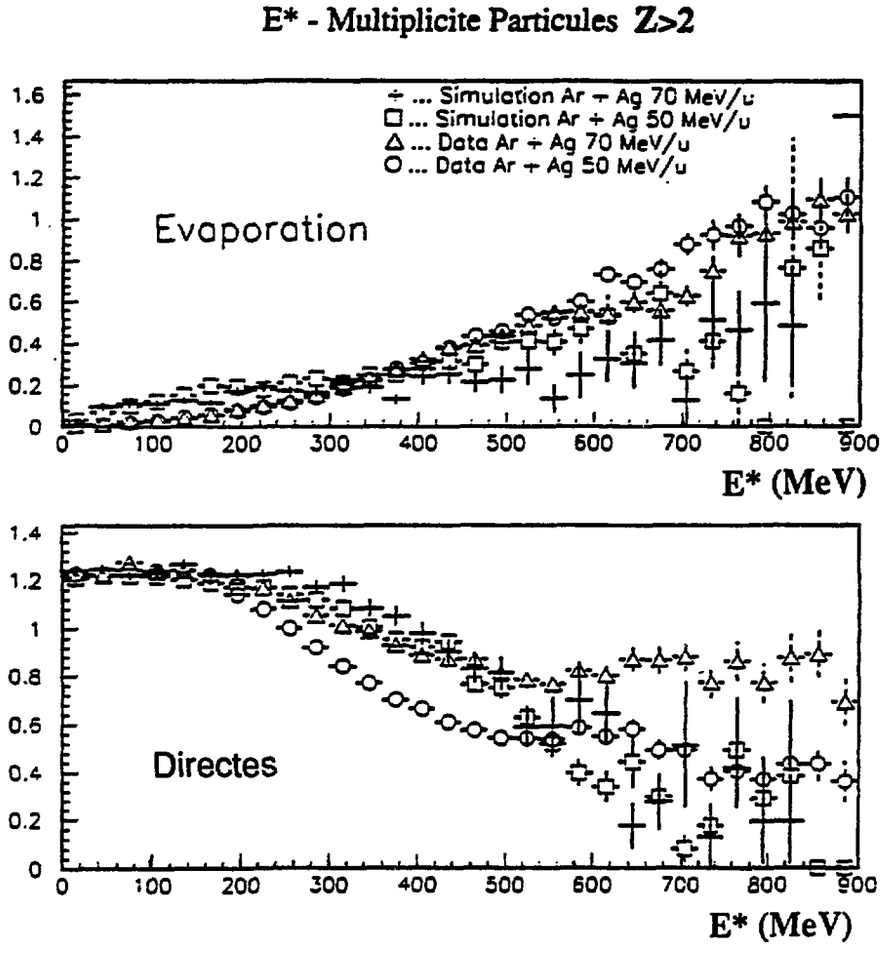


b—Etude des multiplicités de particules évaporées et "directes" à 50 et 70 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation.

Ayant pu séparer expérimentalement les particules évaporées des autres, on a pu pour chaque énergie d'excitation mesurer la multiplicité des particules évaporées détectées ainsi que celles des particules dites "directes". On l'a fait pour trois catégories différentes de

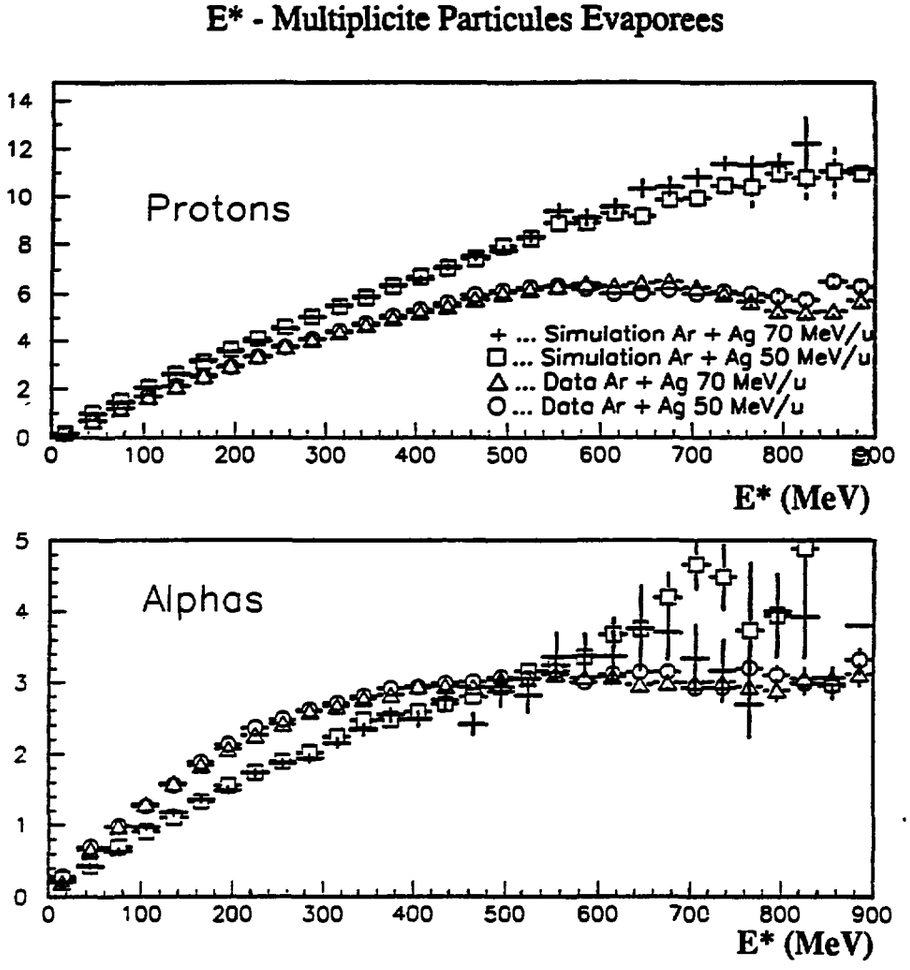
particules, compte tenu des capacités du dispositif expérimental: Z=1, Z=2 et Z>3. La *Figure No 7* montre expérimentalement qu'à énergie d'excitation croissante, on tend de plus en plus vers des réactions centrales, en effet la multiplicité des particules "directes" de charge supérieure à deux (La plupart sont des quasi-projectiles) diminue fortement avec l'energie d'excitation, passant d'une valeur moyenne de 1 à 0,3. Par contre la multiplicité de particules évaporées de Z>2 augmente lentement. L'accord entre EUGENE et les données est correct à cet égard.

Figure No 7: Multiplicité des particules de Z>2 "directes" et évaporées à 50 et 70 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation mesurée.



La *figure 8* qui représente la multiplicité des protons et des alphas évaporés en fonction de l'énergie d'excitation, confirme ce qu'on avait entrevu à travers l'étude des masses des résidus et des noyaux chauds. Les multiplicités évaporées mesurées sont extrêmement voisines entre 50 et 70 MeV/u. Puis on constate une "saturation douce" des multiplicités, mais elle ne concerne qu'une fraction minime des évenements. On peut l'interpréter de la même manière que la saturation apparente des masses des résidus.

Figure No 8: Multiplicité des protons et alphas évaporés à 50 et 70 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation mesurée.



Sur la *figure No 9,* il est possible d'observer la multiplicité des protons et des alphas "directs" suivant la définition donnée au *Chapitre II partie 4.* On voit, en ce qui concerne les protons une croissance de celle-ci avec l'énergie d'excitation puis une légère saturation. Pour les alphas, c'est légèrement différent, on a une croissance plus forte puis une décroissance avec l'énergie d'excitation. On retrouve là les mêmes tendances que celles vues lors de l'expérience précédente *(Voir Référence EUD88).* On peut d'ailleurs expliquer celles-ci par le fait que ces particules "directes" sont dues à deux contributions:

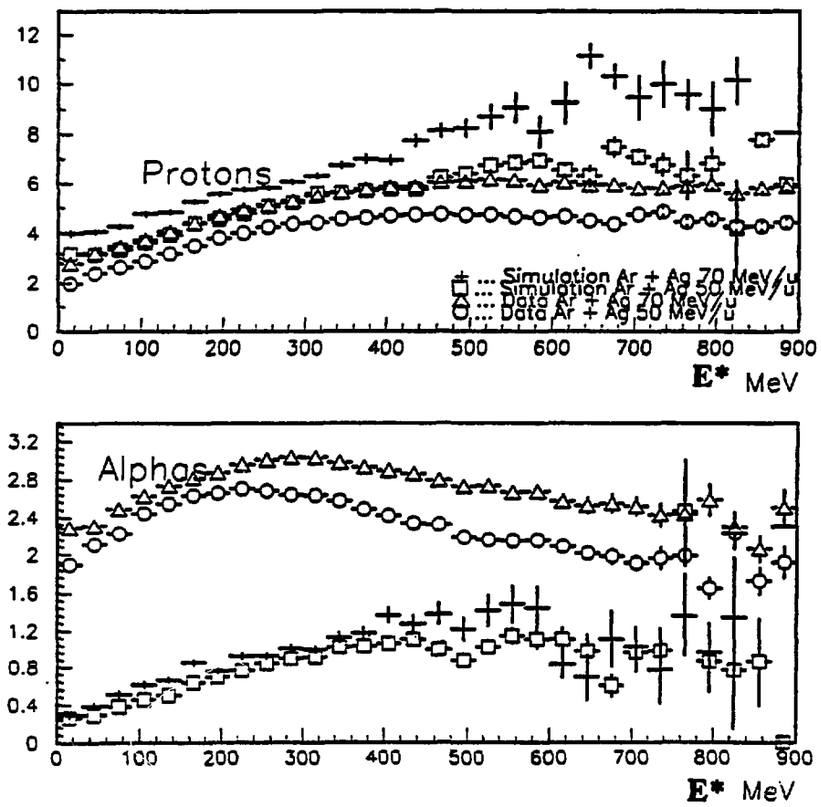
— les particules issues du quasi-projectile.

— les particules émises dans les premiers instants de la collision (Prééquilibres,fermi's jets...etc).

Pour des paramètres d'impact décroissants, l'énergie d'excitation du noyau chaud va augmenter, ainsi que celle du quasi-projectile: celui-ci va donc évaporer davantage de

particules, jusqu'à sa disparition, lorsque le projectile est en recouvrement complet avec la cible. On peut par contre raisonnablement penser que le nombre de particules issues d'un processus d'émission directe va diminuer avec la quantité de matière nucléaire à traverser. Cette tendance sera d'ailleurs plus marquée pour les alphas, plus massifs, que les protons. La convolution de ces deux phénomènes peut tout à fait rendre compte de l'allure général de ces deux courbes. On peut remarquer qu'il y a un peu plus de particules "directes" à 70 MeV/u qu'à 50 MeV/u. Il faut d'ailleurs ajouter que cet écart doit être sous-estimé, en effet une partie des particules "directes" ne sont pas détectées car elles passent par le trou central du Mur. On remarquera de plus que la redescente des alphas est plus tardive pour l'énergie incidente la plus élevée, ce qui parait tout à fait raisonnable vis à vis des hypothèses faites sur la nature de ces particules "directes". Le désaccord total entre Eugene et les données sur les particules alphas n'est pas surprenant puisque le code *(Voir Chapitre II partie 1)* ignore l'émission des alphas de prééquilibre.

Figure No 9: Etude des multiplicité des protons et alphas "directes" à 50 et 70 MeV/u en fonction de E*.



c — Conclusions

— On a vu à travers cette étude que la parfaite similitude des distributions d'énergie d'excitation entre 50 et 70 MeV/u n'implique pas obligatoirement qu'il n'y ait aucune différence physique entre ces deux énergies incidentes. En effet, les masses, les vitesses des noyaux chauds,les multiplicités de particules "directes" sont différentes.
— D'ailleurs le fait le plus remarquable observé, est qu'à 70 MeV/u, le noyau chaud a une énergie d'excitation par nucléon légèrement plus importante qu'à 50 MeV/u. On aura une confirmation de cette tendance à travers les résultats des mesures de températures présentées dans la *partie 5 de ce chapitre* . La multiplicité de particules évaporées ne parait pas suivre cette évolution, ce qui est un peu surprenant.

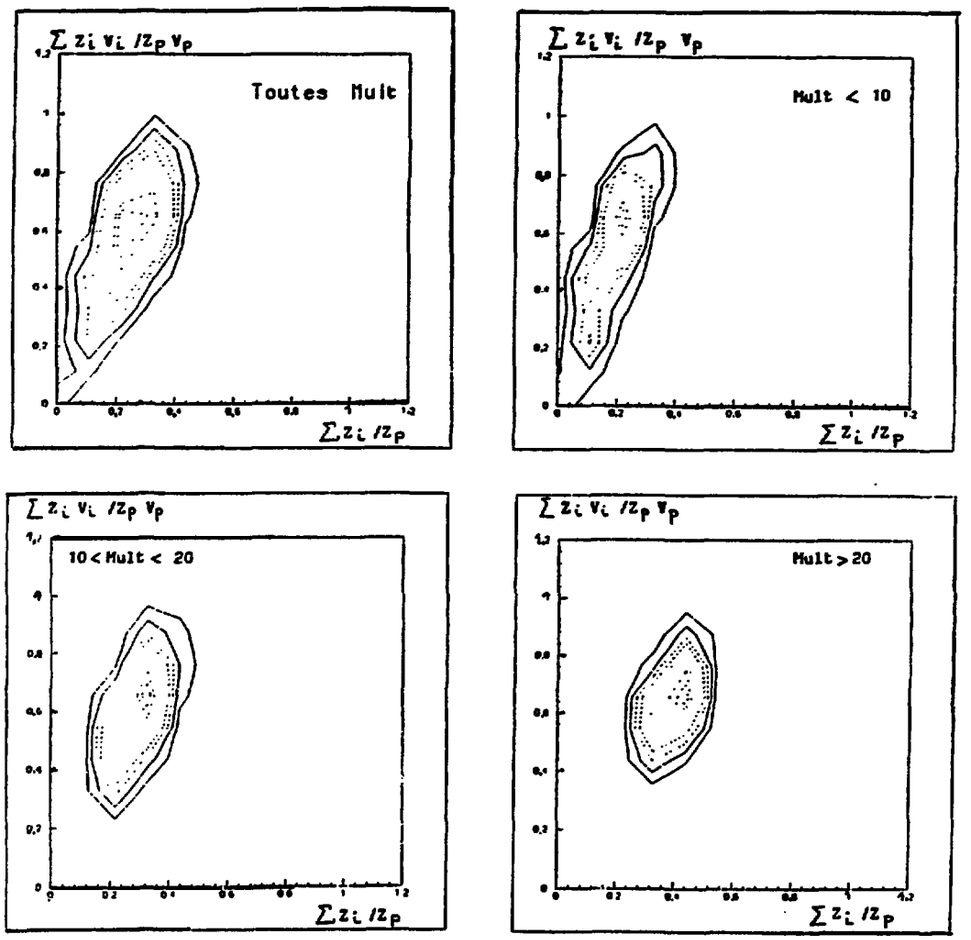
4 —Etude des données enregistrées en déclenchement multiplicité

a — Qualité de détection et choix des variables permettant de signer une désagrégation du noyau chaud.

Le déclenchement multiplicité, tel qu'il a été choisi (enregistrement des événements de multiplicité supérieure à 3) doit permettre d'observer l'ensemble des réactions possibles pour le système étudié à l'exception des collisions les plus périphériques. On veut essayer d'observer la désagrégation du noyau chaud, c'est à dire les réactions les plus violentes. Cela implique de sélectionner les collisions les plus centrales, qui permettent d'atteindre les énergies d'excitation les plus grandes.
Mais il faut remarquer dès à présent que le système de détection ne semble pas être très bien adapté à l'étude d'une désagrégation éventuelle du noyau chaud. En effet, les possibilités d'identification en charge et donc en masse du Mur et du Tonneau sont limitées.
On veut dans un premier temps définir une variable indicatrice grossière de la violence de la collision. La multiplicité totale (Mur + Tonneau) parait être celle-ci. En effet, on veut isoler des événements, qui vont être caractérisés non seulement par une forte évaporation de particules légères afin d'évacuer l'énergie d'excitation, mais aussi par un nombre de particules dites "directes" très important. Ces dernières proviennent de la désintégration du quasi-projectile d'une part; de l'émission de préequilibre d'autre part, ces deux processus étant liés à l'accroissement d'énergie d'excitation. Dans un second temps, on va essayer de construire une variable globale moins simpliste et mieux adaptée à l'étude que l'on veut effectuer.
On va donc étudier, comme pour le déclenchement résidu, des cartes bidimensionnelles $\Sigma_i Z_i$ / Z_{Totale}-$\Sigma_i Z_i V_{//i}$ / $Z V_{Totale}$ comme celles de la *figure No 10* pour évaluer la qualité de

l'information que le dispositif peut fournir. Elles ont été constituées uniquement à partir des particules détectées dans le Mur et le Tonneau. La première carte concerne l'ensemble des événements enregistrées à 50 MeV/u. On remarque immédiatement la faible part de la charge totale détectée, de l'ordre de 25%. Ceci peut être expliqué en grande partie par les possibilités restreintes d'identification en charge du Tonneau et du Mur. Par contre l'impulsion parallèle est beaucoup mieux mesurée puisque la valeur la plus probable mesurée correspond à 50 % de l'impulsion initiale.

Figure No 10: Cartes bidimensionnelles $\Sigma_i Z_i / Z_{Totale}$-$\Sigma_i Z_i V_{//i} / Z V_{Totale}$ déterminées pour la totalité des événements détectés en déclenchement multiplicité ainsi que pour différentes zones de multiplicité à 50 MeV/u.



Les trois autres cartes sont associés à des événements correspondant à différentes tranches de multiplicité. Pour les multiplicités les plus basses, on peut définir deux zones :

— celle pour laquelle on n'a pas détecté le quasi-projectile (passé par le trou du Mur), où l'impulsion parallèle mesurée est donc faible.

— celle pour laquelle on a détecté le quasi-projectile.

Avec l'accroissement de la multiplicité, on ne note pas une variation très sensible de l'impulsion totale recueillie. Pour les multiplicités supérieures à 20, on ne mesure en moyenne que 65% de l'impulsion totale, soit simplement 15 % de plus que pour la moyenne faite sur la totalité des événements. Ceci est essentiellement dû à la faible capacité d'identification en charge du dispositif, qui rend impossible l'observation d'une variation quelconque de la taille des fragments les plus lourds (résidus,quasi-projectiles, fragments de fission ou même des FMIs), ce qui se répercute sur une éventuelle variation de l'impulsion parallèle totale détectée. La charge totale augmente avec la multiplicité, ce qui parait raisonnable. On mesure tout de même pour les multiplicités les plus grandes à peu près 40 % de la charge totale.

De ces observations, on peut conclure que, si l'on veut affiner l'étude de ce type de déclenchement, compte tenu du dispositif expérimental, il faut utiliser une variable globale, qui profite au mieux des performances du dispositif expérimental. On est donc amené à définir ce qu'on appelle l'énergie perpendiculaire moyenne emmenée par nucléon:

$$\langle E_{\perp} \rangle = \frac{1}{2} \times m_{nucléon} \times \frac{\sum_i Z_i \times V_{\perp_i}^2}{\sum_i Z_i}$$

La sommation se faisant sur toutes les particules vues dans le mur et le tonneau.

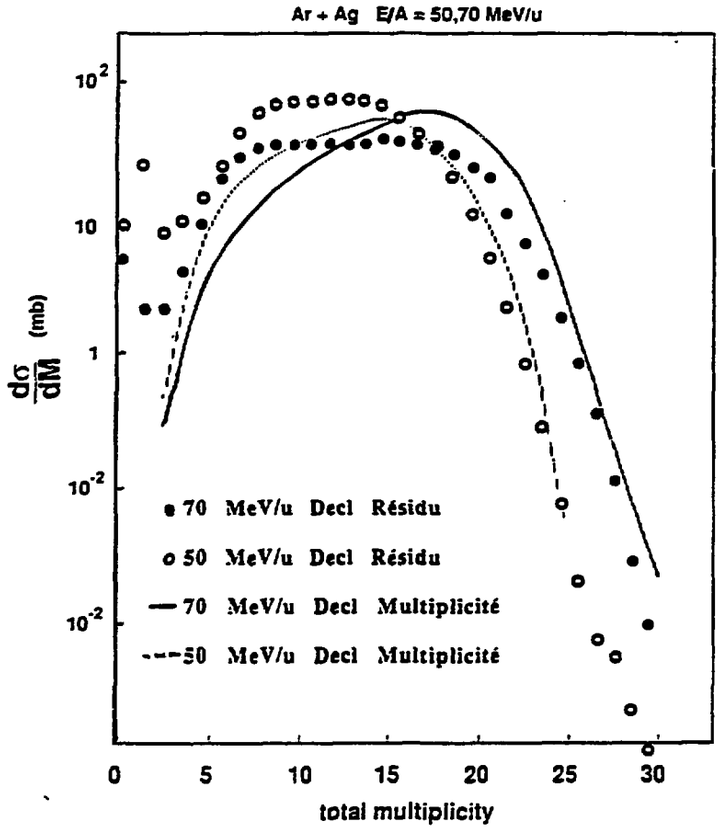
On voit donc que cette variable est construite en tenant compte des possibilités de détection du dispositif expérimental. En effet, elle dépend fortement de la vitesse, la variable la mieux mesurée et, de plus, pour atténuer l'influence de l'identification en charge, on considère uniquement une énergie par nucléon. L'intérêt de ne prendre que l'énergie perpendiculaire dans le laboratoire permet de s'affranchir en partie des effets d'entrainement dus au noyau émetteur. L'énergie perpendiculaire moyenne par nucléon doit donc pouvoir refléter, dans l'hypothèse d'une thermalisation du noyau primaire, l'énergie d'excitation emmagasinée par celui-ci, quel que soit le mode de désexcitation.

b — Etude de la multiplicité totale

L'observation des distributions de multiplicité totale pour les diverses énergies incidentes et déclenchements sur la *figure 11* apporte un certain nombre d'enseignements intéressants:

— On trouve d'abord un résultat tout à fait étonnant compte tenu des résultats déjà connu sur le système Ar + Al *(Voir Référence CUS92)* : quelle que soit l'énergie incidente, la multiplicité n'est pas plus élevée en déclenchement multiplicité qu'en déclenchement résidu.

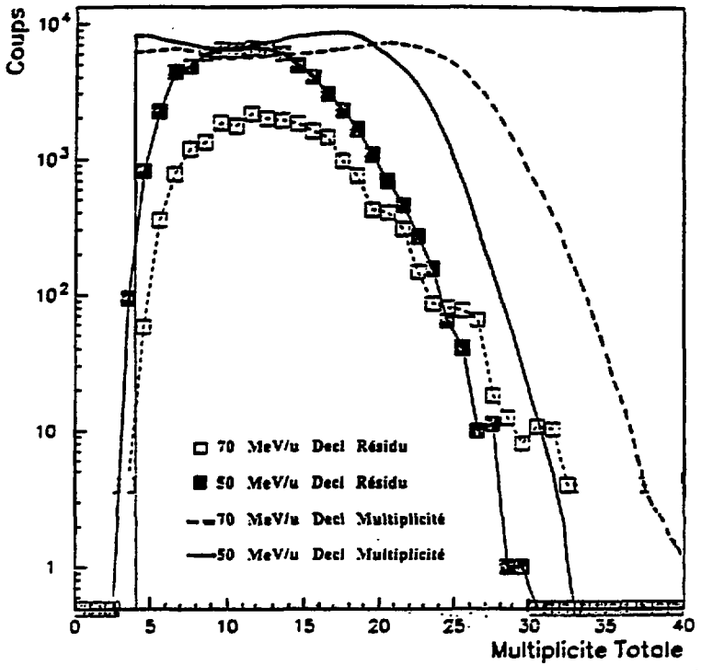
Figure No 11: Distributions de Multiplicité totale pour différents déclenchements et énergies incidentes.



— Quelle que soit le déclenchement, Les multiplicités atteintes à 50 MeV/u sont légèrement moindres qu'à 70 MeV/u. En déclenchement résidu, on peut affirmer que ceci est dû aux particules de prééquilibre, compte tenu de ce qu'on sait des particules évaporées *(voir chapitre III partie 2)* . En déclenchement multiplicité, on ne peut évidemment rien dire à ce sujet.

On pourrait peut-être y voir un effet du dispositif de détection. En effet, avec des multiplicités grandes, il apparait un problème non négligeable lors du comptage des particules dans le mur et le tonneau: c'est le "Double marquage": on peut tout à fait avoir considéré, pour un événement donné, qu'une seule particule a touché une latte ou un module alors qu'en réalité deux particules l'ont effectivement fait. Il parait donc intéressant de lever cette ambiguité en utilisant EUGENE. Ceci est fait en partie sur la *figure No 12*. On y voit très nettement, quelle que soit l'énergie incidente, la possibilité d'avoir des multiplicités plus grandes en déclenchement multiplicité qu'en déclenchement résidu. Il y a donc un désaccord flagrant entre les résultats simulés et les données.

Figure No 12: Distributions de Multiplicité totale pour différents déclenchements et pour différentes énergies incidentes simulées par Eugene.



c — Etude de l'énergie perpendiculaire moyenne emmenée par nucléon

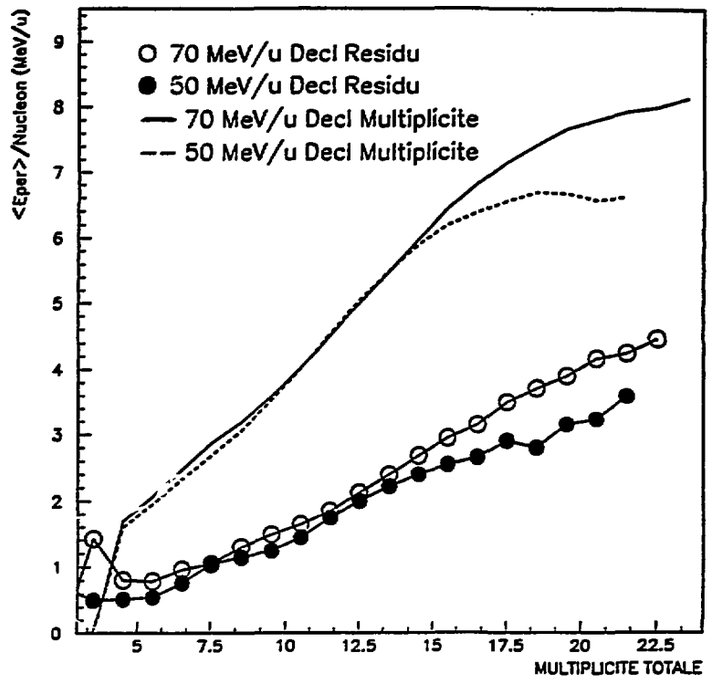
On a donc tracé sur la *figure 13* l'énergie perpendiculaire moyenne par nucléon en fonction de la multiplicité totale pour les deux énergies incidentes et les deux modes de déclenchement.

on peut noter deux faits importants:

—Les énergies perpendiculaires atteintes en déclenchement multiplicité, pour les deux énergies incidentes, sont supérieures à celles atteintes en déclenchement résidu, la différence entre les deux étant de l'ordre de 1 à 2 MeV/u.

— Les énergies perpendiculaires moyennes par nucléon sont plus grandes à 70 qu'à 50 MeV/u. En ce qui concerne le déclenchement résidu, ceci corrobore ce qui a déjà été observé pour l'énergie d'excitation par nucléon mesurée. Il est d'ailleurs à remarquer à ce propos que l'écart trouvé entre 50 et 70 MeV/u est plus grand pour l'énergie perpendiculaire que pour l'énergie d'excitation par nucléon. Ceci est peut-être dû à l'existence d'un préequilibre plus important à 70 qu'à 50 MeV/u , dont l'importance n'est pas à négliger dans la détermination de l'énergie perpendiculaire par nucléon.

Figure No 13: Energie perpendiculaire moyenne emmenée par nucléon en fonction de la multiplicité pour différents déclenchements et énergies incidentes.



On a noté des divergences entre Eugene et la réalité du point de vue des multiplicités, il est donc intéressant de voir si on les retrouve encore pour ce qui est de l'energie perpendiculaire par nucléon, ceci en étudiant la *figure no 14*.

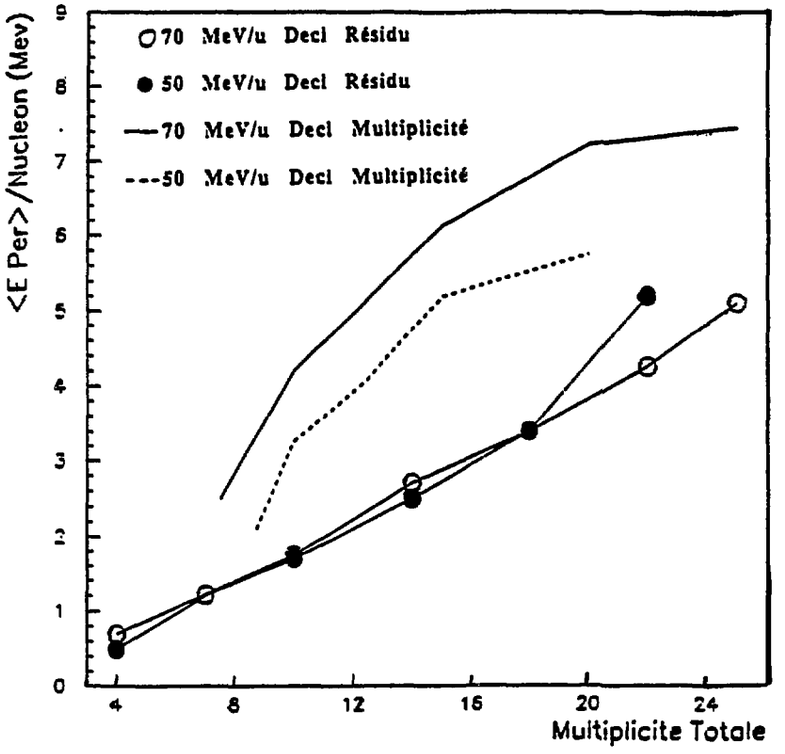
En déclenchement multiplicité, on voit que l'on a, si on prend en compte la différence de distributions de multiplicité entre Eugene et la réalité, tout de même un accord raisonnable entre Eugene et les données, la différence entre 50 et 70 MeV/u étant tout de même accentuée dans le cadre de la simulation. En déclenchement résidu, on est surpris de ne pas retrouver la différence trouvée expérimentalement entre 50 et 70 MeV/u pour les multiplicités les plus grandes. Ceci peut être dû à une distribution des "directes" simulée par Eugene trop focalisée vers l'avant , et cet effet serait d'autant fort plus que l'énergie de bombardement est grande.

d — Conclusions

Quelle que soit l'énergie incidente, le déclenchement multiplicité ne permet pas d'obtenir des multiplicités plus grandes que le déclenchement résidu. On peut par contre remarquer que, quel que soit le déclenchement, l'augmentation d'énergie incidente s'accompagne d'une variation de la multiplicité totale, on peut y voir principalement une variation du nombre de

particules de prééquilibre. Par contre on note une évolution nette de l'énergie perpendiculaire entre 50 et 70 MeV/u ainsi qu'entre le déclenchement multiplicité et déclenchement résidu.

Figure No 14: Energie perpendiculaire moyenne emmenée par nucléon en fonction de la multiplicité pour différents déclenchements et énergies incidentes simulées par Eugene.



Ce résultat signifie que la multiplicité totale n'est pas une variable appropriée pour signer la violence de la collision ou le dépôt d'énergie. Une même multiplicité totale pourrait donc correspondre à diverses répartitions de l'énergie disponible entre composante thermalisée et non thermalisée. Ce résultat va à l'encontre de celui de la *Référence CUS92* où pour le système Ar+Al, il est établi que les multiplicités de particules évaporées et de prééquilibre sont toutes deux des fonctions décroissantes avec le paramètre d'impact. Au contraire, ici il semble que les deux grandeurs puissent être anti-corrélées au moins pour certaines sélections d'événements. Peut-être cette apparente contradiction tient elle au fait que les systèmes sont de dimension et de cinématique différentes.

5 — Mesure des températures des noyaux chauds

a — Présentation de la méthode de mesure.

La méthode de mesure des températures a pour base la théorie statistique de Weisskopf *(Voir Référence WEI37)*. On peut montrer *(Voir Référence BOU83)* à partir de celle-ci que la section efficace différentielle d'émission d'une particule d'énergie $\overline{E}$ par un noyau de température T dans le repère qui lui est associé, est telle que:

$$\frac{d^2\sigma}{d\overline{\Omega}d\overline{E}} = K \times \sigma_{inv} \times (\overline{E}-E_B) \times e^{-\frac{(\overline{E}-E_B)}{T}}$$

avec σ_{inv} : Section efficace du processus inverse

E_B : Barrière coulombienne de la particule

K : Coefficient de normalisation dépendant de la particule émise

Il est à remarquer que pour établir cette formulation, on néglige l'énergie de recul du noyau résiduel.

Le calcul de la section efficace de la réaction inverse donne lieu à deux interprétations différentes selon le domaine d'énergie où l'on travaille, les temps d'émission des particules et le comportement du noyau émetteur.

Il y a d'abord l'interprétation classique donnée par Weisskopf *(Voir Référence WEI37)* qui considère qu'il y a émission des particules en surface du noyau et l'interprétation de Goldhaber *(Voir Référence GOL78)* qui lui considère que l'on peut avoir une émission de volume de ces particules dans certains cas, comme l'émission de neutrons lents ou l'émission "prompte" de particules dans le cadre du modèle de la "Boule de feu".

On a alors deux valeurs possibles de σ_{inv}

Weisskopf: $\sigma_{inv} = \sigma_{géométrique}$ du noyau résiduel

Goldhaber : $\sigma_{inv}\ \alpha\ \frac{1}{\overline{V}} = 1/\sqrt{\overline{E}}$

Ceci donne donc deux formulations possibles de $d^2\sigma / d\overline{\Omega}d\overline{E}$ selon le type d'émission :

1) <u>surfacique :</u>

$$\frac{d^2\sigma}{d\overline{\Omega}d\overline{E}} = C \times (\overline{E}-E_B) \times e^{-\frac{(\overline{E}-E_B)}{T}}$$

2) volumique :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\bar{E}} = C' \times \sqrt{(\bar{E}-E_B)} \times e^{-\frac{(\bar{E}-E_B)}{T}}$$

avec E_B: Barrière coulombienne de la particule étudiée

D'un point de vue pratique, l'utilisation de ces théories, pose un certain nombre de problèmes :

— Pour un noyau chaud, ce n'est pas l'évaporation d'une particule que l'on observe effectivement mais celle d'une à deux dizaines de particules, qui au fur et à mesure qu'elles sont émises, provoquent un refroidissement du noyau. Le noyau, qui émet la première particule, est plus chaud que celui qui émet la dernière.

— Expérimentalement, lorsque l'on étudie un spectre d'évaporation, celui-ci est le résultat de l'évaporation d'un grand nombre de noyaux chauds. Il faut donc sélectionner les noyaux de même température.

—Les particules évaporées sont détectées dans le repère du laboratoire. Il faut donc essayer de connaître la vitesse du noyau émetteur.

On surmonte en partie ces difficultés. On peut voir dans l'*Annexe I* et on a vu dans ce chapitre qu'une sélection en température des noyaux peut se faire soit par la multiplicité tonneau , soit par l'énergie d'excitation du noyau chaud. On a aussi fait l'hypothèse que la vitesse du résidu est en moyenne équivalente à celle du noyau chaud. On peut donc à partir des mesures faites dans le laboratoire déterminer $d^2\sigma/ d\bar{\Omega}d\bar{E}$.

En effet on peut calculer la vitesse de la particule dans le repère du noyau émetteur

$$\vec{\bar{V}} = \overrightarrow{V_{Lab}} - \vec{V}_{Résid.}$$

donc son énergie et sa quantité de mouvement dans ce même repère

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m \left(\vec{\bar{V}}\right)^2 \text{ et } \vec{\bar{P}} = m\vec{\bar{V}}$$

Il devient donc possible de déterminer pour l'angle solide $\Delta\Omega$ couvert par les télescopes P dans le laboratoire, le nombre de particules $N(\bar{E},\bar{E}+d\bar{E})$ de charge Z ayant une énergie $\bar{E}$.

On détermine le rapport des angles solides des deux repères par l'expression

$$\frac{d\Omega}{d\bar{\Omega}} = \left(\frac{\bar{V}}{V}\right)^2 \times \cos(\bar{\theta} - \theta)$$

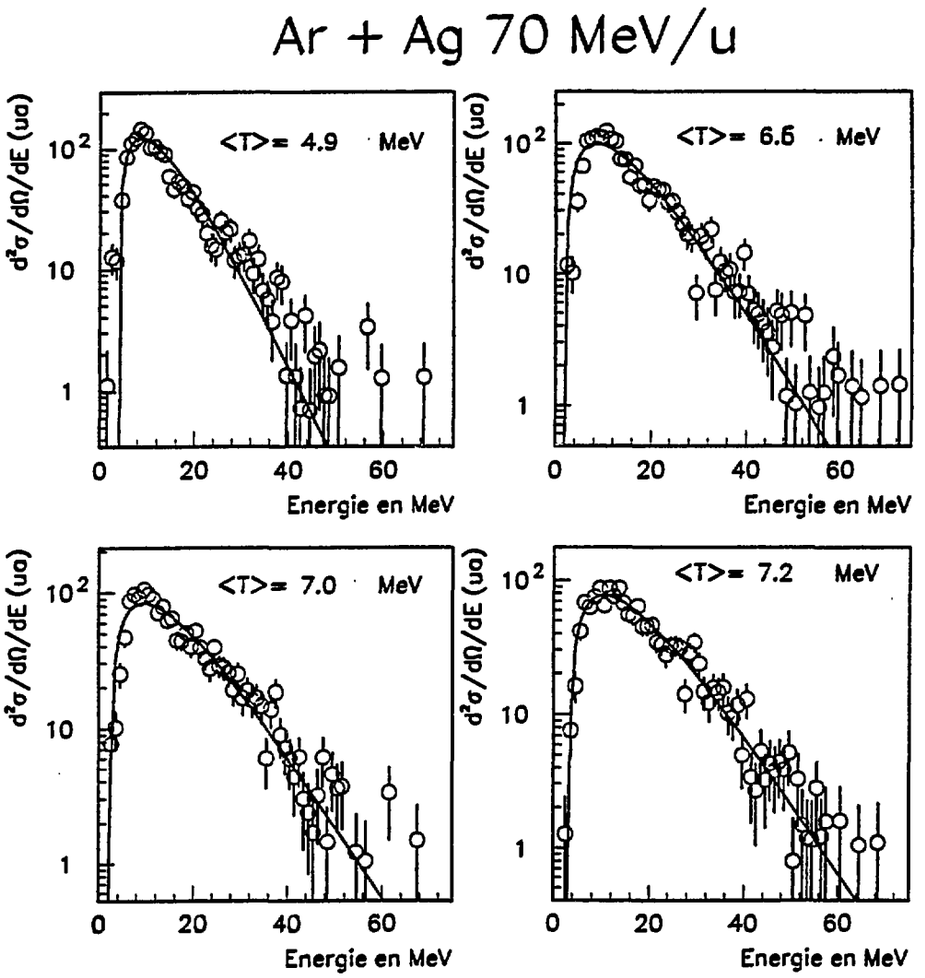
On sait de plus que

$$\frac{d\sigma(\bar{E})}{d\bar{E}} \alpha\ N(\bar{E},\bar{E}+d\bar{E})$$

On peut donc remonter au spectre d'énergie des protons, dans le repère du résidu, vus par les télescopes P pour une gamme de multiplicité donnée, comme il est possible de le voir sur la *figure No 15*

On peut alors extraire une température en ajustant aux données l'une ou l'autre des deux distributions théoriques définies ci-dessus.

Figure No 15: Distribution d'énergie des protons dans le repère du noyau émetteur à 70 MeV/u



La température ainsi obtenue est une température apparente résultant de différents phénomènes liés à l'évaporation et à sa méthode de mesure expérimentale:

— On a déjà vu que la température moyenne mesurée à partir d'un spectre de particules évaporées apparait logiquement inférieure à la température initiale des noyaux étudiés.

— Les fluctuations possibles du vecteur vitesse du noyau émetteur entre chaque émission de particule pose un problème important, intrinsèque à l'évaporation séquentielle et à sa mesure.

Elles induisent, des fluctuations sur l'énergie apparente de la particule dans le repère du noyau émetteur, car la mesure de la vitesse de la particule émise est faite dans le repère du laboratoire. Cet effet intervient effectivement dans cette expérience puisqu'on assimile la vitesse du noyau émetteur à celle du résidu, celle-ci étant en fait la vitesse du noyau émetteur en fin de cascade.

—Il est à noter qu'expérimentalement, on ne peut pas sélectionner parfaitement des noyaux de même température à partir de la multiplicité.

Il est donc évident que les mesures expérimentales sont loin d'être des mesures parfaites de la température du noyau chaud. Il est donc opportun d'utiliser Eugene afin de connaître les corrélations existant entre les températures mesurées et les températures initiales des noyaux chauds, ce qui peut permettre de connaître l'influence des divers problèmes exposés ci-dessus. Ceci est fait dans le *paragraphe 4-c.*

Il faut ajouter à ceci que le filtre expérimental peut lui aussi engendrer quelques difficultés:

— La position arrière des télescopes P (nécessaire pour être sûr d'éviter les particules dites "directes") et leur angle solide faible dans le laboratoire, impliquent un angle solide encore plus petit dans le repère du noyau émetteur donc une statistique faible. Elle l'est d'ailleurs d'autant plus que l'on fait une sélection des événements (résidus, qualité de l'événement).

— Les problèmes d'étalonnage en énergie des Télescopes Arrières impliquent une erreur systématique de l'ordre de 1 MeV sur les températures extraites des spectres en énergie.

b — Bilan des mesures de températures expérimentales.

α — Mesure des températures à partir des spectres protons

On a vu dans le paragraphe précédent que l'on pouvait choisir deux types de distributions à ajuster aux données. Le choix entre l'une ou l'autre dépend du type de particule évaporée (neutrons lents ou non) et du mode d'évaporation (surfacique ou volumique), celui-ci pouvant être d'ailleurs corrélé aux mécanismes de réaction . On a décidé d'utiliser ces deux paramétrisations et de comparer les résultats obtenus. On a dans le même temps essayé d'étudier l'influence des seuils expérimentaux des détecteurs sur les valeurs de températures obtenues. On l'a fait en comparant les températures obtenues à partir des spectres de protons lorsque les barrières coulombiennes sont calculées durant l'ajustement ou d'autre part fixées avant celui-ci.

Les résultats de cette étude sont rassemblés dans le *tableau No 1*. On remarque immédiatement qu'on obtient des valeurs différentes de près d'un MeV entre les deux fonctions de distributions. Que les barrières soient fixées ou non, les températures sont quasiment les mêmes pour chacune des distributions. Les valeurs de barrières obtenues par ajustement sont d'ailleurs très correctes vis à vis de celles que l'on attend pour les noyaux

chauds que l'on étudie. Le seuil énergétique de 2 MeV dans le laboratoire pour les protons ne semble donc pas jouer un rôle prépondérant sur les mesures de températures à partir des spectres de protons. On peut alors se demander quelle est la valeur de température mesurée la plus raisonnable. On va le définir à l'aide d'Eugene *(Voir paragraphe 4-c)* et surtout du type d'émission que l'on peut attendre. En effet les protons vus dans les télescopes ont été émis par un noyau chaud thermalisé, qui, après désexcitation à donné un résidu froid. L'hypothèse d'une évaporation en surface parait donc beaucoup plus opportune.

Tableau No 1 : Mesures des températures extraites des spectres en énergie des protons émis, par diverses fonctions d'ajustement à 50 MeV/u.

	E_B en paramètre		E_B en paramètre		E_B fixé à 3 MeV		E_B fixé à 3 MeV	
Multiplicité	$\sqrt{E-E_B}\,e^{-(E-E_B)/T}$		$(E-E_B)e^{-(E-E_B)/T}$		$\sqrt{E-E_B}\,e^{-(E-E_B)/T}$		$(E-E_B)e^{-(E-E_B)/T}$	
M	T (MeV)	E_B(MeV)	T(MeV)	E_B(MeV)	T (MeV)	E_B(MeV)	T (MeV)	E_B(MeV)
0≤M≤3	6	4,9	5,1	3,2	6,2	3	5,1	3
4 ou 5	6,6	4,8	5,6	2,7	6,7	3	5,6	3
6 ou 7	7,1	5,1	5,8	2,7	7,3	3	6	3
M>7	7	5,8	5,8	2,7	7,6	3	6,2	3
Tout	6,9	5,7	5,8	2,7	7,1	3	5,8	3

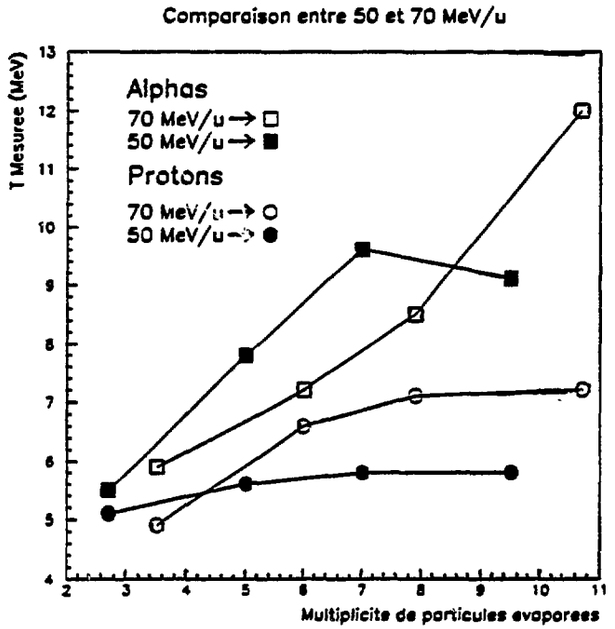
La comparaison des températures apparentes mesurées à 50 et 70 MeV/u, que l'on peut faire à l'aide de la *figure No 16* montre que celles-ci sont légèrement plus importantes à 70 qu'à 50 MeV/u, ce qui va tout à fait dans le sens de ce qui a déjà été observé pour l'énergie par nucléons et pour l'énergie perpendiculaire par nucléon.

β — Mesure des températures à partir des spectres des particules alphas

A partir des températures alphas, on espérait par comparaison avec les températures protons soit signer un effet dynamique dans la matière nucléaire, plus précisément une compression de la matière nucléaire*(Voir Référence TAM89)*, soit montrer l'origine uniquement thermique des particules appelées évaporées. Lorsqu'on regarde la *figure No 16*, où sont rassemblés les résultats des mesures de températures aux deux énergies incidentes à partir des spectres alphas et protons, on remarque immédiatement que les températures "alphas" sont bien supérieures aux températures "protons" quelle que soit l 'énergie incidente. On peut alors se demander si on observe ici la manifestation attendue d'un comportement dynamique de la matière nucléaire. Une confirmation ou une infirmation de ce fait peut être donnée par le simulateur Eugene, en effet celui-ci ne peut rendre compte d'une éventuelle compression de la matière nucléaire car il a été construit dans le cadre du modèle statistique

standard. On va donc observer quelles sont les températures "alphas" mesurées à partir des spectres générés par Eugene, donc indépendamment de tout effet dynamique. Ceci est fait dans le paragraphe qui suit.

Figure No 16: Températures associées aux spectres protons et alphas à 50 et 70 MeV/u en fonction de la multiplicité Tonneau.



c — Mesure des températures à partir des spectres d'évaporation des protons et des alphas simulés par Eugene.

La méthode de mesure employée pour le simulateur est exactement la même que pour les données.
Le détecteur considéré dans Eugene est sans seuil et détecte les particules sur 4π stéradians (pour des raisons de statistique). On a aussi utilisé les deux types de fonctions d'ajustement. La simulation permet en plus de connaître la température initiale du noyau chaud avant évaporation. On peut donc comparer cette dernière à celle mesurée. L'ensemble des résultats obtenus à 50 et 70 MeV/u sont rassemblés sur la *figure No 17*. On remarque immédiatement que les conclusions faites à propos des données, restent valables pour la simulation. La distribution de Weisskopf est évidemment dans le cas d'Eugene celle qui donne les résultats les plus corrects. L'accord avec les données est excellent et on retrouve le fait que les températures obtenues à partir de "Goldhaber" sont plus élevées que celles obtenues à partir

de "Weisskopf". Les spectres "alphas" donnent des températures totalement déraisonnables vis à vis des températures initiales des noyaux chauds. Celles-ci sont par contre tout à fait compatibles avec celles extraites des données. Ceci est étonnant vis à vis de résultats obtenus pour des systèmes plus gros *(Voir Référence LOU92)* ou des systèmes plus petit *(Voir Référence CUS92)* . On peut interpréter ce résultat comme la conjugaison de différents effets et approximations. On pense d'abord à ceux décrits précédemment :

1) — refroidissement progressif du noyau au fur et à mesure de la cascade.

2) — fluctuations sur la vitesse de la particule dans le repère du noyau émetteur,

auxquels il faut ajouter:

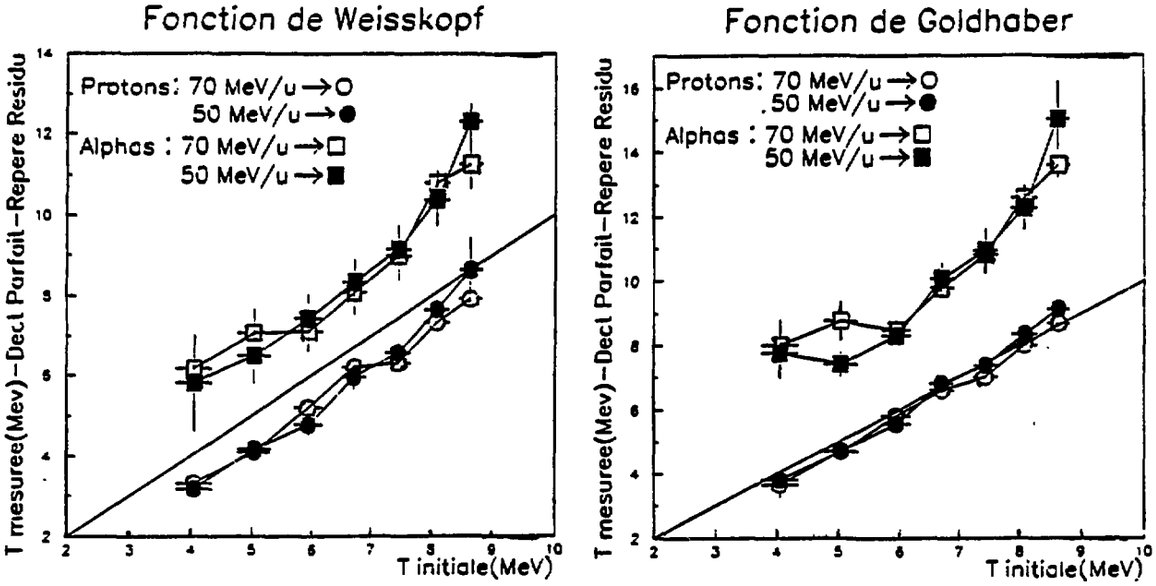
3) — l'approximation faite dans la théorie de Weisskopf sur l'énergie de recul du noyau résiduel, considérée comme négligeable.

4) — on a omis aussi le fait que le noyau émetteur puisse avoir un moment angulaire et, par la même l'effet d'entrainement possible lors de l'évaporation des particules légères.

L'énergie d'une particule dans le repère du noyau émetteur étant déterminée à partir de la vitesse mesurée dans le laboratoire, on imagine bien l'incidence des problèmes décrits ci-dessus sur sa détermination et donc sur la forme des spectres. Il est évident par la définition de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement que les alphas seront quatre fois plus sensibles aux approximations 2), 3) et 4) que les protons. La taille du noyau émetteur vis à vis de la particule évaporée joue aussi un rôle primordial. Ceci étant dit, on comprend maintenant très bien pourquoi les températures mesurées à partir des spectres alphas pour les systèmes lourds comme Ar+Au *(Voir Référence LOU92)* sont correctes et moins sensibles aux effets 2),3) et 4). Pour un système comme Ar+ Al *(Voir Référence CUS92)*, les résultats obtenus paraissent beaucoup plus étonnants, mais il faut y voir en fait un phénomène de compensation entre 2) et 4). Celui-ci disparait pour les systèmes de masse intermédiaire comme Ar+Ag, d'où les températures obtenues. L'influence du point 4) a été étudiée pour le système Ar+Ag *(Voir Référence JOU91)* à 27 MeV/u. Il serait responsable de la forte valeur de "température" obtenue pour les particules émises dans le plan de réaction. Cet effet n'a pas été estimé dans le cas présent mais on peut s'attendre à ce qu'il soit moindre pour les plus grandes énergies de bombardement de 50 à 70 MeV/u qu'on étudie et cela pour les raisons suivantes.
De nombreux événements de la *référence JOU91* sont de type transfert très inélastiques pour lesquels la direction du moment angulaire est très fortement corrélée au plan de détection des

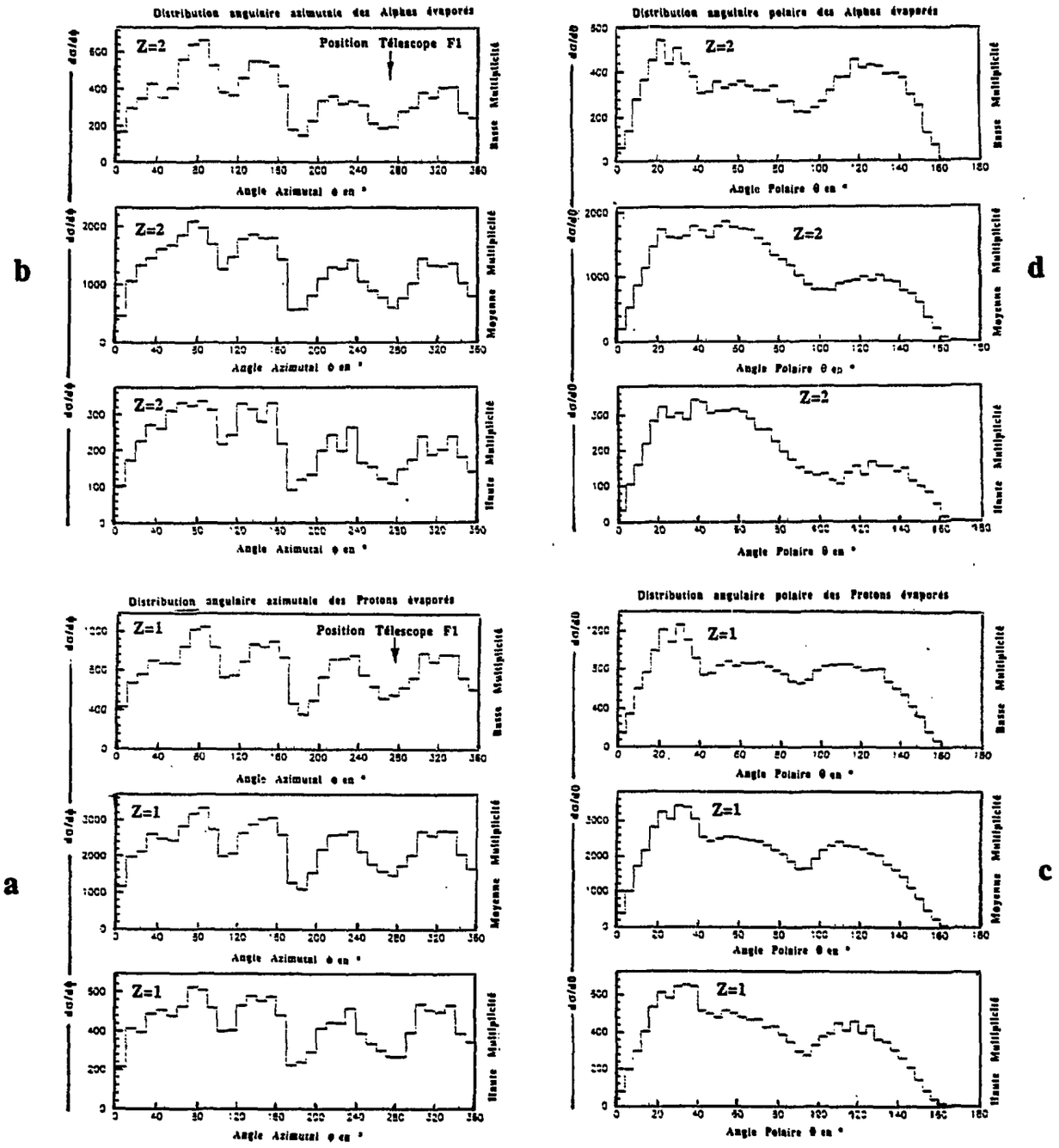
noyaux lourds. Un tel mécanisme joue sûrement un rôle moindre pour des énergies incidentes de 50 ou 70 MeV/u a fortiori pour les énergies d'excitation les plus grandes mises en jeu. Cette affirmation est corroborée par la forme des distributions angulaires azimutales pour les protons et les alphas *(Voir Figure No 18 -a et 18-b)* qui ont des formes parfaitement similaires révélant une émission isotrope plutôt que coplanaire (les minima sont principalement dus à l'emplacement des lattes défectueuses du tonneau).

Figure No 17: Températures mesurées associées au spectres protons et alphas, simulés par Eugene à 50 et 70 MeV/u, en fonction de la température primaire du noyau chaud



On voit sur ces figures que le seul effet cinématique clair est une émission préférentielle des alphas du coté opposé au résidu de fusion. Les *figures 18-c et 18-d* montrent que les distributions en angles polaires sont également similaires en protons et en alphas ce qui ne serait pas possible en cas de contribution forte du moment angulaire. Sur ces figures, les minima à 0° et 180° reflètent justement le faible rôle du moment angulaire car les grandeurs portées sont les sections efficaces différentielles en angles. La non symétrie avant-arrière est due aux seuils de détection à l'arrière.

Figure No 18: Distributions angulaires azimutales et polaires des protons et alphas évaporés à 50 MeV/u



d - Conclusions sur la mesure des températures

- Dans le cadre de la théorie de Weisskopf, on a mesuré des températures apparentes de noyaux chauds à partir des spectres "protons" de l'ordre de 7 MeV avec une incertitude de l'ordre d'un MeV due à la fois à la méthode et aux défauts du dispositif expérimental.
- Compte tenu de l'excellent accord existant entre les données et Eugene pour une grande majorité des événements, on peut remonter à la température initiale du noyau chaud et estimer que celui-ci peut supporter des températures de l'ordre de 8 MeV.
- On a confirmation à travers les températures "protons" d'un échauffement du noyau plus conséquent à 70 MeV/u qu'à 50 MeV/u, ce qui est cohérent vis à vis des observations faites pour l'énergie d'excitation par nucléon et l'énergie perpendiculaire par nucléon.
- Il apparait délicat de mesurer une température cohérente à partir d'un spectre "alphas" pour le système Ar+Ag, par conséquent encore plus difficile d'observer un éventuel effet dynamique.

CONCLUSION

L'étude du système Ar+Ag en utilisant un dispositif voisin de 4π pour les particules chargées a permis de beaucoup mieux appréhender le comportement des noyaux chauds soumis à des énergies d'excitation très élevées.

Une des premières conclusions que l'on peut extraire de ce travail est purement expérimentale. Elle concerne l'utilisation des dispositifs expérimentaux dits "4π" et l'analyse des données qu'ils peuvent fournir. Cette étude a montré l'absolue nécessité d'utiliser un générateur d'événements pour comprendre l'influence non seulement du filtre expérimental mais aussi de la méthode d'analyse (on pense par exemple aux mesures des températures, au calcul de l'énergie...etc) sur la mesure des variables physiques.

Du point de vue physique, l'étude du système Ar+Ag à 50 et 70 MeV/u, pour laquelle on a sélectionné une voie de sortie bien précise: la désexcitation standard par évaporation de particules légères avec production d'un résidu lourd, a donné les résultats suivants:

— Un noyau chaud peut supporter des énergies d'excitation de l'ordre de 600 MeV et des température de l'ordre de 8 MeV sans se disloquer totalement.

— Ces énergies d'excitation ont été atteintes aux deux énergies incidentes 50 ou 70 MeV/u.

— Mais les noyaux chauds formés ont une température et une énergie d'excitation par nucléon croissante avec l'énergie incidente.

— L'influence de la voie d'entrée se fait aussi sentir sur le nombre de particules de prééquilibre, qui croit avec l'énergie incidente.

Le prolongement logique de cette étude, compte tenu de ces résultats, est d'essayer d'observer des réactions correspondant à des énergies d'excitation supérieures, pour lesquelles le noyau chaud se désagrège. Elles devraient si elles existent correspondre aux réactions les plus centrales. Un première approche de cette question a été menée en gardant le même dispositif expérimental mais en choisissant un déclenchement différent: la multiplicité totale dans le Mur et le Tonneau. Il permet l'étude de l'ensemble des voies de désintégration existant pour ce système de masse intermédiaire. Les performances du dispositif expérimental n'ont permis d'étudier que deux variables globales logiquement sensibles à la violence de la collision: la multiplicité totale et l'énergie perpendiculaire moyenne par nucléon. L'évolution de ces deux variables en fonction de l'énergie incidente et du nombre de voies de désexcitations étudiées amène aussi à des observations surprenantes:

— Le déclenchement multiplicité ne permet pas d'atteindre des multiplicités supérieures à celles vues en déclenchement résidu.

— L'énergie perpendiculaire moyenne est plus grande en déclenchement multiplicité.

Cela semble indiquer que la multiplicité totale n'est plus, pour un système de masse intermédiaire et à partir d'une certaine énergie d'excitation, une variable suffisamment sensible à la violence de la collision.

Il est à noter qu'il a été impossible de signer une éventuelle compression de la matière nucléaire à partir des spectres de particules légères. Il faut envisager une autre méthode basée sur l'observation de particules plus sensibles à cet effet collectif: c'est à dire les fragments de masse intermédiaire.

Il apparait à travers cette étude souhaitable d'envisager de nouvelles expériences complémentaires à celle-ci. Le progrès doit résider dans la qualité du multidétecteur 4π utilisé: INDRA est de ce point de vue prometteur car il permet à la fois une large couverture angulaire, une grande efficacité, des seuils bas, et surtout une identification convenable des fragments de masse intermédiaire qui jouent certainement un rôle déterminant pour les énergies dissipées les plus grandes. On peut aussi poursuivre la présente investigation pour des énergies incidentes supérieures, jusqu'à 95 MeV/u; tout un programme qui doit être mené à Ganil dans les prochaines années.

ANNEXE 1

Description détaillée de la méthode de séparation des particules évaporées par le noyau chaud des particules "directes".

Prenant pour base de travail les trois hypothèses i, ii et iii faites dans la *partie 5-a du Chapitre II*, on va présenter la méthode permettant de déterminer pour une particule chargée de type j (protons, alphas ou autres), ayant une vitesse $\overrightarrow{v_{Laboratoire}}$ donnée dans le repère du laboratoire, d'être évaporée par un noyau chaud ayant une température T.

D'après la théorie statistique standard d'émission d'une particule par un noyau chaud *(Voir Référence WEIS37)*, on peut exprimer l'hypothèse i sous la forme mathématique suivante:

$$\left(\frac{d^2\sigma^j_{Evaporation}(v',\theta',\varphi')}{dv'\,d\Omega'}\right)_{Repère\,du\,noyau\,émetteur} = f^j(v',T) \qquad (1)$$

avec $\overrightarrow{v'} = \overrightarrow{v_{laboratoire}} - \overrightarrow{v_{noyau\,émetteur}}$

$\overrightarrow{v_{Noyau\,émetteur}}$: Vitesse du noyau ayant émis la particule j dans le laboratoire

Expérimentalement on ne connait pas la vitesse du noyau émetteur, d'où la nécessité de faire l'hypothèse ii; l'expression ci-dessus devient donc:

$$\left(\frac{d^2\sigma^j_{Evaporation}(v_{Rel},\theta_{Rel},\varphi_{Rel})}{dv_{Rel}\,d\Omega_{Rel}}\right)_{Repère\,du\,Résidu} = f^j(v_{Rel},T) \qquad (2)$$

avec $\overrightarrow{v_{Rel}} = \overrightarrow{v_{laboratoire}} - \overrightarrow{v_{Résidu}}$

$\overrightarrow{v_{Résidu}}$: Vitesse du Résidu dans le laboratoire

Toutes les mesures concernant les particules légères sont faites dans le laboratoire. Ceci implique que l'on ne peut déterminer directement expérimentalement que $(d^2\sigma/dv_{Lab}\,d\Omega_{Lab})_{Laboratoire}$.

On sait qu' en section efficace différentielle invariante on a

$$\frac{1}{v^2_{Lab}}\left(\frac{d^2\sigma^j}{dv_{Lab}\,d\Omega_{Lab}}\right)_{Repère\,du\,Laboratoire} = \frac{1}{v^2_{Rel}}\left(\frac{d^2\sigma^j}{dv_{Rel}\,d\Omega_{Rel}}\right)_{Repère\,du\,Résidu} \qquad (3)$$

On peut donc réécrire (2) d'après (3) ainsi

$$f^{j}(v_{Rel},T) = \frac{v_{Rel}^2}{v_{Lab}^2}\left(\frac{d^2\sigma^{j}_{Evaporation}}{dv_{Lab}d\Omega_{Lab}}\right)_{Repère\ du\ Laboratoire} \qquad (4)$$

La symétrie de révolution de l'expérience autour du faisceau permet d'écrire l'expression mathématique (4) sous la forme suivante

$$f^{j}(v_{Rel},T) = \frac{1}{2\pi}\frac{v_{Rel}^2}{v_{Lab}^2\sin\theta_{Lab}}\left(\frac{d^2\sigma^{j}_{Evaporation}}{dv_{Lab}d\theta_{Lab}}\right)_{Repère\ du\ Laboratoire} \qquad (5)$$

L'hypothèse iii permet alors d'écrire l'expression (5) de la manière suivante

$$f^{j}(v_{Rel},T) = \alpha_{Normalisation}\times\frac{v_{Rel}^2}{v_{Lab}^2\sin\theta_{Lab}}\left(\frac{d^2N^{j}_{Tonneau\ Arrière}}{dv_{Lab}d\theta_{Lab}}\right)_{Repère\ du\ Laboratoire} \qquad (6)$$

avec $d^2N^{j}_{Tonneau\ Arrière}(v_{Lab},\theta_{Lab})$: Nombre de particules j détectées dans la partie arrière du Tonneau à un angle θ_{Lab}, ayant une vitesse v_{Lab} dans le laboratoire et v_{Rel} dans le repère du résidu , émis par un noyau de température T.

Pour simplifier les calculs, on intègre sur θ_{Lab} l'expression (6). De ce fait, pour chaque type de particule j détectée dans la partie arrière du Tonneau et pour une température T donnée du noyau, on définit donc la distribution de vitesse de ces particules dans le repère du résidu ou du noyau chaud puisqu'on les considère équivalents:

$$e^{j}(v_{Rel},T)=\int_{Tonneau\ Arrière} f^{j}(v_{Rel},T)\,d\theta_{Lab}=\alpha_N\times\int_{\pi/2}^{5\pi/6}\frac{v_{Rel}^2}{v_{Lab}^2\sin\theta_{Lab}}\left(\frac{d^2N^{j}_{Tonneau\ Arrière}}{dv_{Lab}d\theta_{Lab}}\right)d\theta_{Lab} \qquad (7)$$

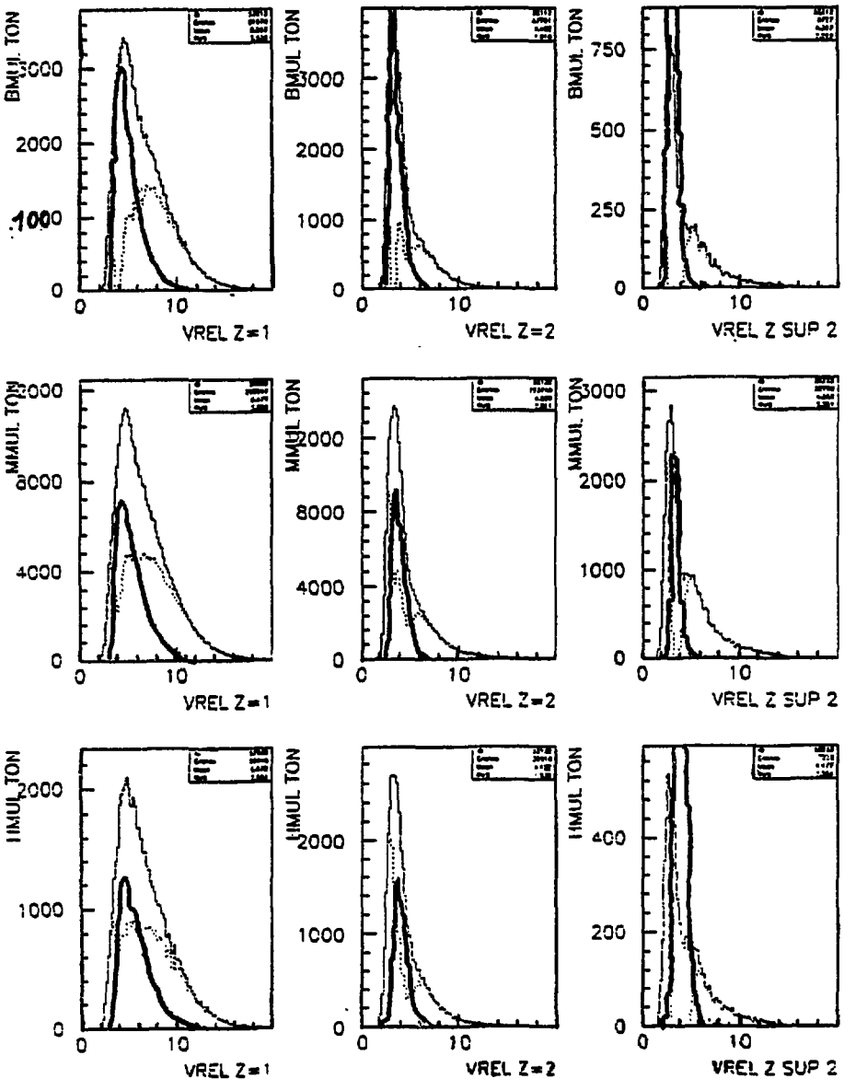
Le problème important, qui se pose alors, est le fait qu'expérimentalement on ne connait jamais T, il est donc nécessaire d'utiliser une variable de substitution. On a vu dans la *partie 4 du chapitre II*, que la multiplicité Tonneau paraissait la variable la plus adéquate à cet égard. On a donc effectué pour chacune des trois zones de multiplicité traitées dans le *chapitre I*, le calcul d'une distribution moyenne $V^{j}(v_{rel,})$. On a calculé celle-ci, comme par exemple pour les basses multiplicités, de la manière suivante

$$V^{j}(v_{Rel})_{Tonneau\ arrière} = \sum_{MT=0}^{5} e^{j}(v_{Rel},MT) \qquad (8)$$

avec MT : Multiplicité Tonneau

On peut donc voir sur la *Figure 1*, pour chaque tranche de multiplicité et pour chaque type de particule (protons,alphas et les autres) ces fonctions $V_{Tonneau\ arrière}^{j}$ à 50Mev/u.

Figure No 1 : Distributions $V^{j}(v_{rel})_{Tonneau\ arrière}$ avec j=p,α et les particules de Z≥3, par tranche de multiplicité à 50 MeV/u .

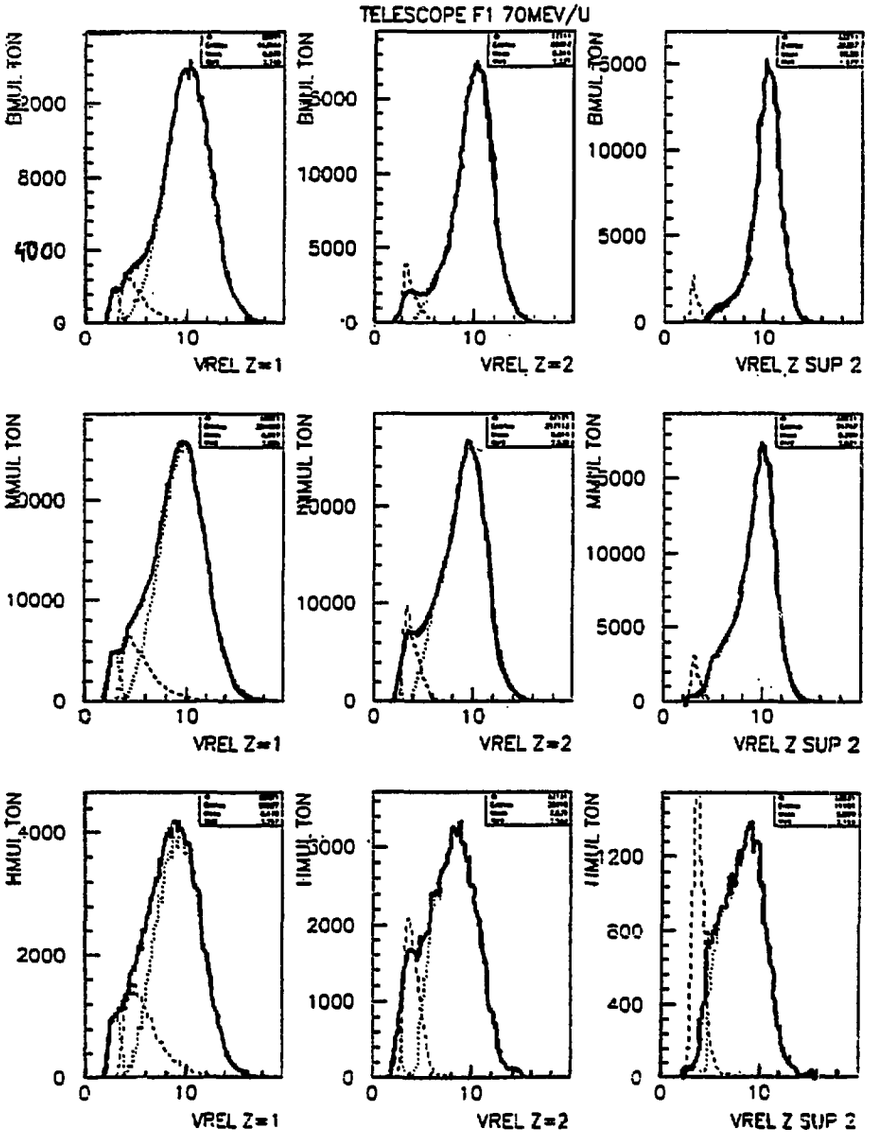


On a calculé ensuite pour le Tonneau avant ainsi que pour le Mur des fonctions V^{j} selon le même principe, en reprenant l'expression mathématique (8) corrigée par un facteur d'efficacité géométrique K (coefficient de normalisation des distributions à celles du Tonneau Arrière, tenant compte des valeurs relatives des angles solides de chacun de ces détecteurs par rapport à celui du Tonneau arrière, dans le laboratoire). On obtient ainsi par exemple, dans le repère du résidu, pour la zone des basses multiplicités, la formulation

(9) pour la distribution de vitesse des particules j détectées dans le Mur. On peut observer quelques unes de ces fonctions sur la *Figure 2*.

$$V^{j}_{Mur}(v_{Rel}) = K_{Mur} \times \sum_{MT=0}^{5} \alpha_{Normalisation} \times \int_{\pi/60}^{\pi/6} \frac{v^{2}_{Rel}}{v^{2}_{Lab} \sin\theta_{Lab}} \left(\frac{d^{2}N^{j}(MT)_{Mur}}{dv_{Lab} d\theta_{Lab}} \right) d\theta_{Lab} \qquad (9)$$

Figure No 2 : Distributions $V^{j}(v_{rel})_{Mur}$ avec j=p,α et les particules de Z≥3, par tranche de multiplicité à 50 MeV/u



On a montré ci-dessus que la distribution de vitesse, dans le repère du résidu, pour une tranche de multiplicité, d'un type de particule j, évaporée par le noyau chaud et vue par le Tonneau Arrière était $V^j(v_{Rel})_{Tonneau\ arrière}$.
L'hypothèse i et les normalisations faites, font que l'on peut considérer qu'elle est aussi la distribution de vitesse, dans le repère du résidu, des particules de type j évaporées par le noyau chaud et détectée par le Mur ou le Tonneau Avant. Ceci étant montré, l'obtention de la distribution de vitesse D des particules de type j, appelées "directes" et détectées dans le tonneau ou dans le mur, se fait par une simple soustraction, puisque ces particules sont en fait celles qui n'ont pas été évaporées:

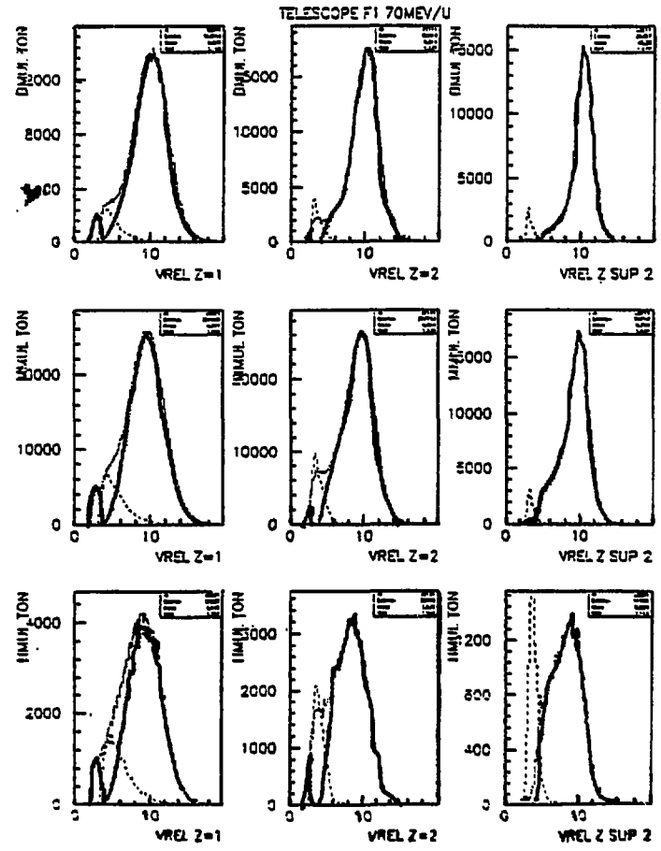
Pour chaque tranche de multiplicité: $D^j_{Mur}(V_{Rel})=V^j_{Mur}(v_{Rel}) - V^j_{Tonneau\ arrière}(v_{Rel})$

et

Pour chaque tranche de multiplicité: $D^j_{Tonneau\ Avant}(V_{Rel})=V^j_{Tonneau\ Avant}(v_{Rel}) - V^j_{Tonneau\ arrière}(v_{Rel})$

On peut observer ces distributions sur les *Figures No 3 et No 4*.

Figure No 3 : Distributions $D^j(v_{rel})_{Mur}$ avec j=p,α et les particules de Z≥3, par tranche de multiplicité à 70 MeV/u

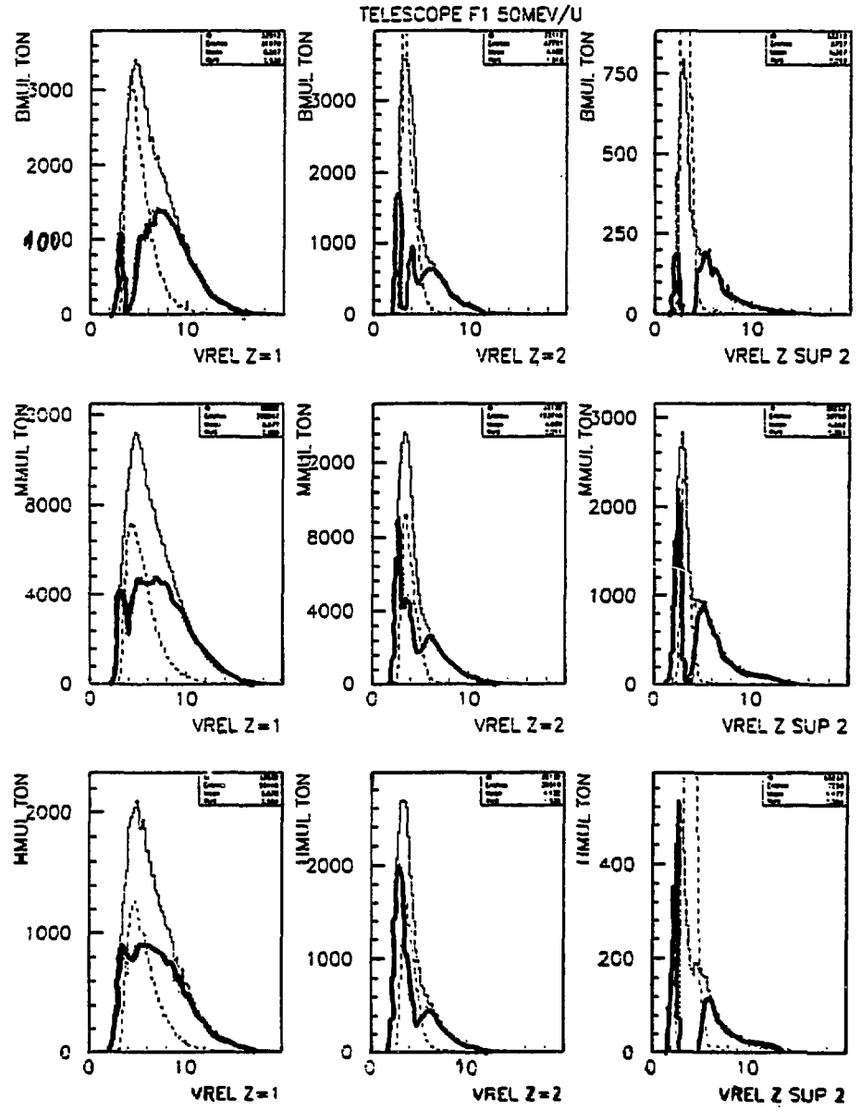


On peut d'ailleurs faire quelques remarques à propos de celles-ci:

— Il y a un effet flagrant dû aux seuils du Tonneau sur les distributions D qui s'observe sous la forme d'un pic associé aux vitesses les plus faibles. En effet les seuils apparents dans le repère du résidu dépendent du θ_{Rel}.

— Malgré les diverses simplifications faites, on constate au vu de la *figure 3*, en ce qui concerne les protons et les alphas dans le Mur, que la méthode permet l'obtention de distributions de particules évaporées et "directes" qui paraissent très correctes. Pour les charges égales ou supérieures à 3, c'est beaucoup moins concluant.

Figure No 4 : Distributions $D^j(v_{rel})_{Tonneau\ avant}$ avec j=p,α et les particules de Z⩾3, par tranche de multiplicité à 50 MeV/u.



—Dans le Tonneau Avant, pour les protons et les alphas, il apparait un pic intermédiaire en plus de celui dû au seuils. Il croit avec la multiplicité. Il y a deux raisons à ce phénomène:

—Une particule émise vers l'avant et une particule émise vers l'arrière, de même vitesse dans le repère du noyau émetteur, n'auront pas du tout la même vitesse dans le repère du laboratoire.

—La résolution en vitesse du Tonneau est proportionnelle à la vitesse de la particule détectée.

On comprend alors parfaitement compte tenu de la méthode utilisée pour déterminer les distributions de particules "directes" , l'existence de ce pic supplémentaire.

Il a fallu corriger cet effet pour tous les types de particules pour la suite de cette étude. Pour ce détecteur aussi, la méthode de séparation semble être mal adaptée aux particules de charges égales ou supérieures à 3.

Bibliographie

LISTE DES REFERENCES DU CHAPITRE I :

—BIZ86:

A plastic multidetector for light nuclei identification at GANIL
G.BIZARD et al.
Nuclear Instruments & Methods -Volume A244 No3(1986) 483

—BOU86:

"DELF3, a large solid angle detection system heavy fragments
R.BOUGAULT et al.
Nuclear Instruments & Methods -Volume A259 No3(1987) 473

—EUD88:

Evolution de la fusion pour les systèmes $^{40}Ar + ^{108}Ag$ et $^{40}Ar + ^{197}Au$ entre 39 et 60 MeV/A.
P.EUDES
Thèse de l'université de CAEN (1988) LPCC-T-88-01

—KAU74:

A calibration procedure for the reponse
of silicon surface-barrier detectors to heavy ions
S.B.KAUFMAN et al.
Nuclear Instruments & Methods-Volume 115 (1974) 47-55

—LEF90:

Mise en oeuvre d'un logiciel graphique d'aide au dépouillement des données d'un multidétecteur utilisé en physique des ions lourds.
C.LEFLECHER.
Thèse de l'Université de CAEN (1990) LPCC-T-90-01

—MOU78:

A new method for calibrating the pulse-height defect
in solid state detectors.
J.B.MOULTON et al.
Nuclear Instruments & Methods-Volume 157 (1978) 325-331

—OGI86:

Systematic measurements of pulse height defects for heavy ions
in surface-barriers detectors.
M.OGIHARA et al.
Nuclear Instruments & Methods-Volume A251 (1986) 313-331

—PEG90:

Tonneau: a multidetector array for charged-particle
and light-fragment 4p detection.
A.PEGHAIRE et al.
Nuclear Instruments & Methods -Volume A295 No3(1990) 365

—SCH65:

Precision measurements of correlated energies and velocities
of ^{252}Cf fission fragments.
H.W.SCHMITT et al.
Physical Review B-Volume 137 (1965)837

—ZIE80:

Handbook of stopping cross-sections
of energetic ions in all elements.
J.F.ZIEGLER .
Volume 5 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter
Edited by: J.F Ziegler PERGAMON PRESS (1980)

LISTE DES REFERENCES DU CHAPITRE II:

—BOR86:

Deexcitation of nuclei formed
near the instability temperature.
B.BORDERIE et Al
Physical Review C34(1986) 1282

—CRE91:

Hot composite systems with A > 200 and T > 6 MeV
E.CREMA et Al
Physical Letters B Volume 258 number 3.4(1991) page 266

—DUR91:

EUGENE : An event generator for the study of nuclear
collisions in the Fermi energy domain.
I - Formalism and first applications.
D.DURAND
Rapport interne LPCC 91-05

—CAM81:

Description and use of the Monte-Carlo Code LILITA
J.G DEL CAMPO et R.G STOKSTAD
ORNL Report ORNL/TM-7295 (1981)

—JOU91:

Dynamics and thermalization in violent collisions
between ^{40}Ar and Ag at 27 MeV/Nucléon.

D.JOUAN et Al

Zeitschrift für Physik A-Hadrons and Nuclei 340 page 63-77 (1991)

—LER86:

^{40}Incomplete transfer of linear momentum and excitation energy between 20 and 80 MeV/u

S.LERAY

JOURNAL DE PHYSIQUE Colloque C4 suppl au n° 8 août 1986

—PET90:

Using global variables for impact parameter determination in nucleus-nucleus collisions below 100 MeV/u.

J.PETER et Al

Second IN2P3-RIKEN Symposium On HEAVY-ION COLLISION Obernai,France April 9-12, 1990 Edited by B.Heusch & M.Ishihara World Scientific

—STE89:

Transfer reactions and séquential decays of the projectile like fragments in the 60 MeV per nucleon ^{40}Ar + ^{nat}Ag, ^{197}Au reactions.

JC.STECKMEYER et Al.

Nuclear Physics A500 (1989)372

—WEI37:

Statistics and Nuclear Reactions.

V.WEISSKOPF

Physical Review (1937) Volume 52 page 295

LISTE DES REFERENCES DU CHAPITRE III:

—BAD90:

Multi-fragment Events in the Ar+Au System at 30 et 60 MeV/a

A. BADALA et Al

Proceedings of the XXVIII Int.winter meeting on Nuclear Physics at BORMIO (1990)

—BOU83:

Etude du caractère transitoire des mécanismes de réaction dans les collisions ^{27}Al + ^{63}Cu à 13,4 MeV/Nucléon

R.BOUGAULT

Thèse de 3ème Cycle de l'Université de CAEN (1983)

—CON85:

Central collisions in the argon induced fission of

thorium in the transition energy regime
A. CONJEAUD et Al
Physics Letters B159 (1985) N°4,5,6 page 244

—CUS92:
Charged particles calorimetry of ^{40}Ar +^{27}Al
^{40}Ar +^{27}Al reactions from 36 to 65 MeV/u
D. CUSSOLet Al
Submitted to Nuclear Physics A

—GOL78:
Volume versus surface sampling of maxwellian distributions in nuclear reactions
A.S.GOLHABER
Physical Review C Volume 17 Number 6 page 2243 (1978)

—LOT90:
A study of the decay modes of hot systems formed
in the Ar + Au and Ar + TH reactions
B.LOTT et Al
Proceedings of the XXVIII Int.winter meeting on Nuclear Physics at BORMIO (1990)

—LOU92
Wide range of emission times in multifragment
decay of hot nuclei
between 3 and 5.5 MeV/u excitation energy
M.LOUVEL et Al
Proceedings of the XXX Int.winter meeting on Nuclear Physics at BORMIO (1992)

—MOR91:
Energy dissipation in peripheral reactions induced by
^{40}Ar beams between 27 and 44 MeV/u
M.MORJEAN et Al
Nuclear Physics A524 (1991) 179-200

—NEB91:
Incomplete fusion and cluster production in heavy-ion
collisions at 30 MeV/amu
G.NEBBIA et Al
Proceedings of the XXIX Int.winter meeting on Nuclear Physics at BORMIO (1991)

—TAM89
How is it possible to measure a nuclear temperature ?
B.TAMAIN
Proceedings of the International school of Physics <<ENRICO FERMI>> Course CXII (1989)

RESUME :

L'expérience décrite dans ce mémoire a été entreprise afin d'étudier les noyaux chauds produits dans les réactions Ar+Ag à 50 et 70 MeV/nucléon, plus particulièrement ceux qui se désexcitent suivant la voie "standard" de désexcitation: évaporation de particules légères avec formation d'un résidu froid en voie de sortie. La détection des particules légères chargées émises en coïncidence avec un résidu a imposé de choisir un dispositif expérimental exclusif et un déclenchement axé sur le résidu. On a pu ainsi, après avoir isolé la contribution évaporative parmi les particules légères, reconstruire les caractéristiques physiques du noyau chaud primaire.
Il ressort de cette étude deux faits importants:
— Un noyau chaud peut supporter une énergie d'excitation de 600 MeV et une température de 8 MeV sans se désagréger totalement.
— Les distributions d'énergie d'excitation déposée à 50 et 70 MeV/u sont identiques.
Ce dernier résultat peut a priori refléter soit le mécanisme de dépôt d'énergie durant la collision, soit les propriétés intrinsèques des noyaux chauds formés. Des données supplémentaires partielles fournissent des arguments en faveur de la première interprétation.

ABSTRACT :

The experiment discussed in this thesis is devoted to the study of hot nuclei produced in the Ar + Ag collisions at 50 and 70 MeV per nucleon. Spécial emphasis has been given to the standard decay of these nuclei, i.e to the sequential evaporation process leading to a heavy residue. The experimental set up has been triggered by a residue detector and all the evaporated light charged particles have been detected in a large area set up covering nearly the whole space. It has been possible to sort all the detected particles and to isolate those evaporated from the initial hot nuclei, the initial characteristics of which have been reconstructed.
Two important features have been stressed:
— A hot nuclei can sustain an excitation energy of 6 MeV/a and a temperature of 8 MeV without desintegrating completely.
— The distributions of excitation energy stored at 50 and 70 MeV/nucleon are similar.
This result can refled either an entrance channel property or a hot nuclei behaviour. Further results obtained in this work give arguments supporting the first interpretation.

MOTS CLES :

Résidus, Energie d'excitation, Voie "standard" de désintégration, Désagrégation du noyau chaud, Température du noyau chaud, Particules de prééquilibre, Evaporation de particules, Dépôt d'énergie d'excitation.