



Étude des corrélations entre particules légères dans la réaction $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 Mev/u

Alain Ferragut

► To cite this version:

Alain Ferragut. Étude des corrélations entre particules légères dans la réaction $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 Mev/u. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen (France), 1990. Français. NNT : . tel-02068007

HAL Id: tel-02068007

<https://hal.in2p3.fr/tel-02068007>

Submitted on 14 Mar 2019

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

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

FR NC - THL - 3713
FR 910 1814

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Alain FERRAGUT

Sujet :

Etude des corrélations entre particules légères dans la réaction
 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u

Soutenue le 9 Novembre 1990 devant le jury suivant :

Monsieur **B. TAMAIN**

Président

Monsieur **D. ARDOUIN**

Monsieur **J. BONDORF**

Monsieur **F. MERCHEZ**

Examineurs

Monsieur **C. PAULOT**

Monsieur **F. SAINT-LAURENT**

Si notre vérité est fausse, c'est ainsi qu'on la jugera, même si nous la défendons de notre vie. Après nous, les enfants qui jouent aujourd'hui la jugeront.

Goethe

Celui qui est de cette race et de cette foi et qui veut faire sienne cette culture de la Nature, apporter sa contribution personnelle à son défrichement, qu'il aille dans l'atelier de l'artiste, qu'il écoute partout la poésie qui jaillit, inattendue, de toutes choses; et que jamais il ne se lasse de contempler la Nature et de la fréquenter, qu'il suive ses indications partout et ne dédaigne, si elle lui fait signe, aucune démarche pénible, même s'il lui faut passer par des fonds de boue; il trouvera sûrement d'indicibles trésors; la petite lampe du mineur fait halte à la fin, et qui sait à quels secrets célestes, alors, l'initiera quelque habitante-fée du royaume souterrain.

Novalis (Les Disciples à Saïs)

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse, François Saint-Laurent, pour l'attention qu'il a portée à mon travail tout au long de ces deux années et pour la liberté qu'il m'a accordée, d'une part dans la conception et la rédaction du présent rapport, et d'autre part dans l'organisation de mon emploi du temps. Je lui suis également très reconnaissant pour les multiples et patientes lectures et corrections de ce mémoire. Sa compétence et son amitié m'ont beaucoup apporté.

Je remercie également M. Hubert Doubre, mon directeur de thèse pour l'université, pour les corrections de certains calculs de cette thèse. Si toutefois des erreurs subsistaient encore, cela signifierait uniquement que je suis complètement hermétique à certains concepts de mécanique quantique.

Ma reconnaissance va également aux deux rapporteurs de cette thèse, M. Bernard Tamain et M. Daniel Ardouin, pour la tâche ingrate qu'ils ont acceptée d'accomplir malgré leur emploi du temps très chargé. Qu'ils soient aussi remerciés d'avoir accepté de participer à mon jury.

Je remercie chaleureusement tous les autres membres du Jury, M. F. Merchez et M. C. Paulot. Je dois ici remercier tout particulièrement M. J. Bondorf de Copenhague pour avoir eu la gentillesse d'effectuer le voyage jusqu'à Caen, montrant ainsi que son dévouement est à la hauteur de ses hautes compétences.

Je ne puis m'empêcher de remercier aussi M. C. Detraz, précédent directeur du G.A.N.I.L., et M. S. Harar, directeur du G.A.N.I.L., pour la confiance qu'ils m'ont témoignée en acceptant de m'accueillir dans leur laboratoire pour un peu plus de deux ans.

Enfin, c'est avec une grande joie que je remercie certaines personnes que je ne nommerai pas mais qui m'ont apporté des présents inestimables grâce à leur présence obstinée auprès de moi et à certaines connaissances.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I DEFINITION DE LA FONCTION DE CORRELATION ET MODELES THEORIQUES.....	4
I.1 Définition de base de la fonction de corrélation.....	4
I.2 Fonction de corrélation et section efficace.....	7
I.3 Le modèle de Koonin.....	10
I.4 Le modèle de Boal.....	19
I.5 Le modèle thermique.....	26
I.6 Emission de fragments instables et modèle statistique.....	32
I.7 Commentaires sur les modèles.....	36
I.7.1 Temps d'émission et taille de source.....	36
I.7.2 Emission des particules.....	36
I.7.3 Critique du modèle thermique.....	38
I.7.4 Influence du mode d'excitation de la source.....	38
CHAPITRE II PRESENTATION DE L'EXPERIENCE D'INTERFEROMETRIE PE50bis.....	41
II.1 Présentation du dispositif expérimental.....	41
II.1.1 Les détecteurs.....	41
a) Le corrélateur ou hodoscope.....	42
b) Le Mur.....	43
c) Le Tonneau.....	44
II.1.2 Acquisition et structure en temps des évènements.....	45
a) Déclenchement "single".....	45
b) Déclenchement coincidence.....	47
II.2 Traitement des fortuites.....	48
II.2.1 Mesure du taux de fortuites.....	48

II.2.2 Correction des coïncidences fortuites sur les spectres en multiplicité.....	51
II.3 Détermination expérimentale de la fonction de corrélation dans l'hodoscope.....	57
II.4 Fonction de corrélation et efficacité géométrique de l'hodoscope...	62
II.5 Spectres en vitesse dans les multidétecteurs.....	64
II.5.1 Spectres en vitesse monodimensionnels.....	64
II.5.2 Spectres en vitesse bidimensionnels.....	66
CHAPITRE III PRESENTATION ET PREMIERE ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	68
III.1 Matrices multiplicité Mur-multiplicité Tonneau.....	68
III.2 Spectres en vitesse.....	71
III.2.1 Spectres bidimensionnels.....	71
III.2.2 Spectres monodimensionnels.....	76
III.3 Spectres en énergie des événements simples.....	81
III.4 Fonctions de corrélation.....	85
III.4.1 Couple proton-proton.....	85
III.4.2 Couple deuton-deuton.....	91
III.4.3 Couple deuton-alpha.....	95
III.4.4 Couple proton-triton.....	100
CHAPITRE IV SYNTHESE ET DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	106
IV.1 Multiplicité de particules légères et paramètre d'impact.....	106
IV.2 Production des particules et validité des modèles.....	110
CONCLUSIONS.....	116
ANNEXE I Fonctions d'onde de deux particules en interaction...	119
ANNEXE II Codage des événements des bandes compressées.....	126
BIBLIOGRAPHIE.....	128

INTRODUCTION

Lorsque nous tournons notre regard vers le ciel, nous percevons le Soleil et les planètes sous la forme d'objets quasiment sphériques. Notre désir de connaissance s'empare de cette constatation et nous pousse à déterminer plus précisément la taille de ces corps célestes. Des techniques simples de mesure de diamètres angulaires associées aux lois de la mécanique céleste ont permis aux astronomes de calculer les diamètres réels des planètes et du Soleil. Cependant, les myriades d'étoiles du firmament nous apparaissent comme des points lumineux. Si les étoiles étaient autant de Soleil, il serait possible de mesurer leur diamètre. Comparer la taille des étoiles par rapport à notre Soleil reviendrait, d'une certaine façon, à nous situer par rapport au reste de l'univers. Les premières mesures précises de diamètres stellaires ont été effectuées par deux astronomes, Hanbury-Brown et Twiss, grâce à l'interférométrie d'intensité. [HAN54], [HAN56]. Le diamètre apparent mesuré alors était de 0.0063° pour Sirius à 10% d'erreur près. Une description du principe d'interférométrie stellaire ainsi que du dispositif expérimental est donnée dans la thèse d'André Kyanowsky [KYA87]

Mais nous ne sommes pas seulement confrontés à l'infiniment grand car l'infiniment petit vient aussi à notre rencontre. Lorsque Rutherford fit son expérience de diffusion de particules alphas, il mit en évidence la nature corpusculaire de la matière lorsque celle-ci était traversée par un rayonnement. Un modèle simple de répulsion électrostatique donnait une mesure de la charge électrique du centre diffuseur mais sa taille demeurait inconnue. Par la suite, la physique quantique appliquée aux expériences de diffusion élastique permit de se faire une idée des dimensions du noyau diffuseur en assimilant le projectile et la cible à un disque opaque de rayon égal à la somme des rayons projectile plus cible. C'était le modèle de Fraunhofer. Plus tard, les énergies des faisceaux augmentant, on pouvait dépasser la barrière coulombienne des noyaux mais alors il n'était plus possible d'appliquer le modèle de Fraunhofer ou d'autres modèles qui en découlaient. En effet, plus aucune diffusion n'était observée mais des gerbes de particules étaient produites.

Nous sommes à présent en 1959 lorsque Goldhaber produisit des pions dans les collisions $p\bar{p}$. Ses collaborateurs et lui-même remarquèrent que la distribution angulaire de deux pions identiques détectés en coïncidence ne satisfaisait pas au modèle statistique [GOL59]. En 1960, G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee et A. Pais expliquaient cette déviation par rapport au modèle statistique par la nature bosonique des pions qui tendaient

à occuper la même position dans l'espace des phases. Cet effet est connu sous le nom d'effet GGLP [GOL60], analogue par son formalisme à l'effet Hanbury-Brown et Twiss. Dès lors, il était possible de mesurer l'extension spatio-temporelle des sources de pions. Les notions d'interférométrie de particules et de fonction de corrélation commencèrent alors à germer. Au cours de l'année 1963, Glauber [GLA63a)], [GLA63b)] précisa les concepts de cohérence et de fonction de corrélation pour les champs de photons en utilisant le formalisme de seconde quantification, présage d'une application très vaste de l'interférométrie à toute la physique nucléaire. Kopylov et Podgoretsky [KOP73], [KOP74] affinèrent le modèle d'interférométrie de pions pour déterminer l'extension spatio-temporelle de processus hadroniques à haute énergie. A la suite de Glauber, Gyulassy [GYU79], introduisit la notion de cohérence pour les pions en 1979. Deux ans auparavant, Koonin [KOO77] développa un modèle de calcul de fonctions de corrélation pour les protons dans le cadre de la physique des hautes énergies. Les hypothèses avancées étaient cependant suffisamment générales pour que la physique des basses énergies pût également s'en servir. De plus, les protons étaient produits en grande quantité à basse énergie, contrairement aux pions. Tous les modèles précédents montraient que les phénomènes d'interférence entre deux particules dépendaient en partie des interactions entre ces particules. Ce problème, inexistant pour les photons, hardu pour les pions, devenait véritablement redoutable pour les protons ou les particules plus lourdes. Lednicky et Lyuboshits [LED82] étudièrent spécialement cette question en 1982 sur les systèmes $K_S^0 K_S^0, \pi^+ \pi^+, np$ et $\pi^+ \pi^-$. Ils discutèrent aussi de l'effet des forces coulombiennes sur la corrélation pp.

La physique des moyennes énergies et des ions lourds se développait parallèlement aux hautes énergies, introduisant les concepts de noyau chaud, de compressibilité de la matière nucléaire...etc. A l'horizon actuel de la physique des ions lourds, se profile la découverte de l'équation d'état de la matière nucléaire exigeant la mesure des volumes de systèmes nucléaires, la connaissance de leur degré de thermalisation et du domaine de validité des lois de la physique statistique. Le modèle de Koonin servit à déterminer les caractéristiques d'espace et de temps des noyaux chauds mais les protons n'étaient pas les seules particules émises. C'est pourquoi, Boal et collaborateurs [BOA86] développèrent un modèle pour le calcul des fonctions de corrélation des systèmes comme proton-deuton,deuton-deuton,deuton-alpha...etc. Ils remarquèrent aussi le lien entre le modèle thermique et la fonction de corrélation. [JEN86]

Le but de cette thèse est précisément d'étudier les caractéristiques spatio-temporelles de la source de particules formée lors d'une collision d'ions lourds à moyenne énergie. Ici se pose un problème lié à ce type de collisions où l'on observe une grande dépendance avec le paramètre d'impact b de l'énergie dissipée, donc de la violence de la collision. Il

est donc nécessaire de sélectionner les événements par classes de paramètres d'impact comme cela a été effectué dans cette thèse au moyen de "filtres expérimentaux". Dans une première partie, les modèles de Koonin et Boal seront exposés puis commentés. La seconde partie contiendra les résultats expérimentaux où des fonctions de corrélation ont été obtenues pour différentes conditions expérimentales. La validité des modèles théoriques sera discutée en fonction des résultats acquis et des problèmes spécifiques aux collisions d'ions lourds à moyenne énergie seront abordés.

CHAPITRE I

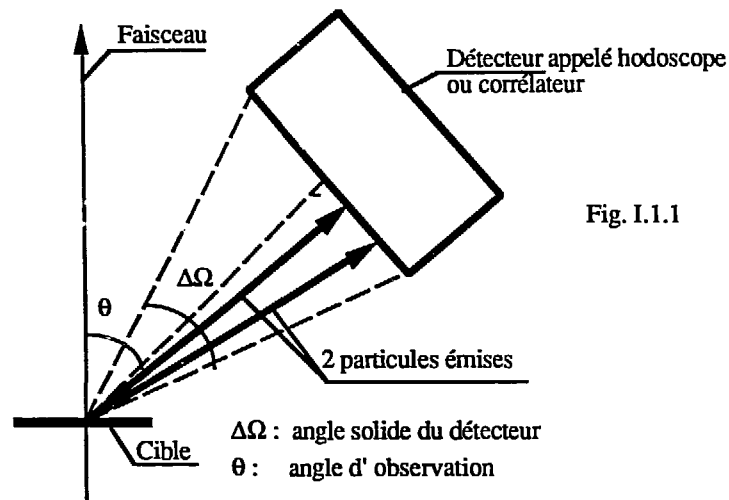
DEFINITION DE LA FONCTION DE CORRELATION ET MODELES THEORIQUES

CHAPITRE I

DEFINITION DE LA FONCTION DE CORRELATION ET MODELES THEORIQUES

I.1 Définition de base de la fonction de corrélation

A l'issue d'une réaction nucléaire induite par une collision entre deux ions lourds, des particules sont émises dans une portion quelconque de l'espace. Soit θ la direction d'observation par rapport à l'axe du faisceau. Un ensemble de détecteurs de petite dimension est placé dans cette direction.



Cet ensemble (corrélateur) peut mesurer la quantité de mouvement des particules émises dans l'angle solide $\Delta\Omega$. Dans notre expérience, seuls les événements où au plus deux particules touchaient simultanément le corrélateur ont été étudiés.

Un événement élémentaire est constitué du couple de particules qui sortent de la zone de collision et entrent dans le corrélateur. Chacune de ces particules possède une quantité de mouvement $\vec{p}_i$ et l'évènement élémentaire se notera $(i:\vec{p}_1, j:\vec{p}_2)$. Ici, la particule i possède la quantité de mouvement $\vec{p}_1$ et la particule j , la quantité de mouvement $\vec{p}_2$.

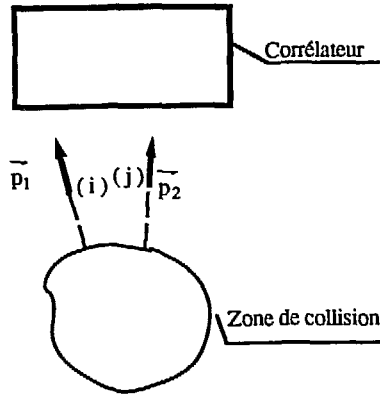


Fig I.1.2

La définition de la fonction de corrélation nécessite un calcul de probabilité. Il faut préciser tout d'abord l'ensemble des événements élémentaires sur lequel les probabilités sont définies. Cet ensemble sera constitué de tous les couples de particules détectées dans l'expérience, pour un type de particules fixé à l'avance. Soit $P(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2)$ la densité de probabilité de détecter une particule i avec la quantité de mouvement $\vec{p}_1$ et une particule j avec la quantité de mouvement $\vec{p}_2$. P se calcule naturellement par la relation I.1.1 ci-dessous:

$$P(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2) = \frac{\text{Nbre de fois où } i \text{ est vue avec } \vec{p}_1 \text{ et } j \text{ avec } \vec{p}_2 \text{ dans } \Delta p_1^3 \Delta p_2^3}{\text{Nombre total de couples } (i, j) * \Delta p_1^3 \Delta p_2^3} \quad (\text{I.1.1})$$

$\Delta p_1^3 * \Delta p_2^3$ désigne le volume de l'espace des moments centré autour de $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ dans lequel $P(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2)$ est considéré comme constant.

Il vient aussi les formules :

$$P_j(i : \vec{p}_1) = \frac{\text{Nbre de fois où } i \text{ est vue avec } \vec{p}_1 \text{ dans } \Delta p_1^3 \text{ quel que soit } \vec{p}_2}{\text{Nombre total de couples } (i, j) * \Delta p_1^3} \quad (\text{I.1.2})$$

$$P_i(j : \vec{p}_2) = \frac{\text{Nbre de fois où } j \text{ est vue avec } \vec{p}_2 \text{ dans } \Delta p_2^3 \text{ quel que soit } \vec{p}_1}{\text{Nombre total de couples } (i, j) * \Delta p_2^3} \quad (\text{I.1.3})$$

L'évènement $(i : \vec{p}_1)$ est la réunion de tous les événements $(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2)$ avec $\vec{p}_2$ libre et par conséquent :

$$P_j(i: \vec{p}_1) = \int P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) d^3 p_2 \quad (I.1.4)$$

et aussi :

$$P_i(j: \vec{p}_2) = \int P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) d^3 p_1 \quad (I.1.5)$$

Les sommes sont étendues à tout l'espace des moments accessibles à l'expérience. Si $i = j$ les expressions demeurent inchangées. En particulier, on peut vérifier qu'un évènement n'est jamais compté deux fois dans (I.1.4) et (I.1.5)

Lorsque les évènements $(i: \vec{p}_1)$ et $(j: \vec{p}_2)$ ne se conditionnent pas, donc lorsqu'ils sont indépendants l'un par rapport à l'autre, on peut écrire :

$$P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) = P_j(i: \vec{p}_1) P_i(j: \vec{p}_2) \quad (I.1.6)$$

Mais dans le cas général :

$$P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) = C(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) P_j(i: \vec{p}_1) P_i(j: \vec{p}_2) \quad (I.1.7)$$

C est appelé le coefficient de corrélation des particules i et j . Le seul jugement que l'on peut porter sur C pour le moment est que C exprime la déviation par rapport à la loi (I.1.6). Nous verrons dans les chapitres sur les modèles de Koonin et de Boal comment relier le coefficient de corrélation aux conditions physiques qui règnent dans la source émettrice.

On définit la fonction de corrélation R à partir du coefficient de corrélation par la relation ci-dessous :

$$C(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) = 1 + R(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) = \frac{P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2)}{P_j(i: \vec{p}_1) P_i(j: \vec{p}_2)} \quad (I.1.8)$$

I.2 Fonction de corrélation et section efficace

La section efficace d'une réaction est une grandeur mesurable par l'expérience. Il est donc plus commode d'exprimer la fonction de corrélation en terme de section efficace plutôt que de probabilité. Le but de ce paragraphe est de montrer le lien qui existe entre la définition de la fonction de corrélation du chapitre précédent et les section efficaces de production des particules.

Soit $\Delta N(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2)$ le nombre de particules mesuré expérimentalement tel que i possède la quantité de mouvement $\vec{p}_1$ à Δp_1^3 près et j possède $\vec{p}_2$ à Δp_2^3 près.

Par définition des sections efficaces différentielles :

$$\Delta N(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2) = \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} \Delta p_1^3 \Delta p_2^3 e Q \quad (I.2.1)$$

Où $\sigma(i, j)$ est la section efficace de production de la paire de particules i, j dans l'angle solide couvert par le détecteur et Q représente le nombre d'ions ayant traversé la cible d'épaisseur e .

Or, d'après (I.2.1)

$$N(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2) = \frac{\Delta N(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2)}{\Delta p_1^3 \Delta p_2^3} = \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} e Q \quad (I.2.2)$$

Par ailleurs, si $i \neq j$,

$$N(i, j) = \sum_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} \Delta N(i : \vec{p}_1, j : \vec{p}_2) = \sum_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} \Delta p_1^3 \Delta p_2^3 e Q$$

$$= e Q \sigma(i, j) \quad (I.2.3)$$

et si $i = j$

$$N(i, i) = \frac{1}{2} \sum_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} \Delta N(i : \vec{p}_1, i : \vec{p}_2) = \frac{1}{2} \sum_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} \frac{d^6 \sigma(i, i)}{dp_1^3 dp_2^3} \Delta p_1^3 \Delta p_2^3 e Q$$

$$= e Q \sigma(i, i) \quad (I.2.4)$$

D'où finalement

$$P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) = \frac{1}{\sigma(i, j)} \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} \quad (I.2.5)$$

En remplaçant dans (I.1.4) et (I.1.5) $P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2)$ par sa valeur dans (I.2.5) on obtient :

$$P(i: \vec{p}_1) = \frac{1}{\sigma(i, j)} \int \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} d^3 p_2 = \frac{1}{\sigma(i, j)} \frac{d^3 \sigma(i, j)}{dp_1^3} \quad (I.2.6)$$

$$P(j: \vec{p}_2) = \frac{1}{\sigma(i, j)} \int \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} d^3 p_1 = \frac{1}{\sigma(i, j)} \frac{d^3 \sigma(i, j)}{dp_2^3} \quad (I.2.7)$$

L'expression de la fonction de corrélation écrite avec les sections efficaces est alors :

$$1 + R(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) = \sigma(i, j) \frac{\frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3}}{\frac{d^3 \sigma(i, j)}{dp_1^3} \frac{d^3 \sigma(i, j)}{dp_2^3}} \quad (I.2.8)$$

La fonction de corrélation ci-dessus est celle d'un système à deux corps constitué des particules i et j . On peut transformer l'expression (I.2.8) en une autre relation qui tient compte de cette spécificité. On obtiendra alors une fonction de corrélation dont l'argument sera le moment relatif $\vec{q}$ entre i et j . Dans notre expérience, R sera souvent exprimée en fonction de $|\vec{q}|$. La suite de ce chapitre est consacrée au calcul de R en fonction des sections efficaces de production de particules en considérant $|\vec{q}|$ comme variable. La méthode utilisée est la même que celle qui a permis d'aboutir à (I.2.8).

Par définition, le moment relatif entre i et j est donné par :

$$\vec{q} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \left(\frac{\vec{p}_1}{m_i} - \frac{\vec{p}_2}{m_j} \right) \quad (I.2.9)$$

Où m_i et m_j sont respectivement les masses des particules i et j .

Regroupons alors dans un même ensemble tous les évènements tels que $|\vec{q}| = \text{cste}$. Soit $\mathcal{D}_q$ le domaine de l'espace $\{ \vec{p}_1, \vec{p}_2 \}$ où tous les couples $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ vérifient cette contrainte.

Si $i \neq j$, il vient en posant $|\vec{q}| = q$:

$$P(q) = \oint_{\mathcal{D}_q} P(i: \vec{p}_1, j: \vec{p}_2) d^3 p_1 d^3 p_2 \quad (I.2.10)$$

Si $i = j$

$$P(q) = \frac{1}{2} \oint_{\mathcal{D}_q} P(i: \vec{p}_1, i: \vec{p}_2) d^3 p_1 d^3 p_2 \quad (I.2.11)$$

Si les deux particules sont décorréliées, $P(q)$ s'exprime à partir des probabilités individuelles et devient $P'(q)$:

Si $i \neq j$

$$P'(q) = \oint_{\mathcal{D}_q} P_j(i: \vec{p}_1) P_i(j: \vec{p}_2) d^3 p_1 d^3 p_2 \quad (I.2.12)$$

Si $i = j$

$$P'(q) = \frac{1}{2} \oint_{\mathcal{D}_q} P_i(i: \vec{p}_1) P_i(i: \vec{p}_2) d^3 p_1 d^3 p_2 \quad (I.2.13)$$

Pour plus de clarté dans l'exposé, on supposera $i \neq j$ dans la suite du texte.

En remplaçant les densités de probabilité qui apparaissent dans (I.2.10) et (I.2.12) par leurs valeurs en fonction des sections efficaces différentielles, on obtient :

$$P(q) = \frac{1}{\sigma(i, j)} \oint_{\mathcal{D}_q} \frac{d^6 \sigma(i, j)}{dp_1^3 dp_2^3} d^3 p_1 d^3 p_2 = \frac{1}{\sigma(i, j)} \frac{d\sigma(i, j)}{dq} \quad (I.2.14)$$

et :

$$\begin{aligned}
 P'(q) &= \frac{1}{\sigma(i, j)} \oint \frac{d^3\sigma(i, j)}{dp_1^3} \frac{d^3\sigma(i, j)}{dp_2^3} d^3p_1 d^3p_2 \\
 &= \frac{1}{\sigma(i, j)} \frac{d\sigma(i, j)}{dq} \quad (I.2.15)
 \end{aligned}$$

Il ne reste plus qu'à écrire la définition du coefficient de corrélation :

$$1 + R(q) = \frac{P(q)}{P'(q)} = \sigma(i, j) \frac{\frac{d\sigma(i, j)}{dq}}{\frac{d\sigma(i, j)}{dq}} \quad (I.2.16)$$

En pratique, $\sigma(i, j)$ est vu comme un coefficient de normalisation et déterminé par la condition qui exprime l'indépendance des particules à grand moment relatif. Cette indépendance se traduit par $P(\infty) = P'(\infty)$ soit $R(\infty) = 0$

Nous verrons ultérieurement comment on peut procéder expérimentalement pour déterminer le dénominateur de la fonction de corrélation (I.2.16) et la constante de normalisation $\sigma(i, j)$.

I.3 Le modèle de Koonin

Lors d'une collision d'ions lourds, il se forme une zone de matière nucléaire très excitée constituée de nucléons interagissant les uns sur les autres. Certains nucléons parviennent à s'échapper pour atteindre les détecteurs. L'objet du modèle de Koonin [KOO77] est de déterminer les dimensions spatio-temporelles de la source ainsi formée. *Ce modèle considère deux protons émis indépendamment l'un de l'autre après avoir subi une dernière collision avec les nucléons de la source.* Cette source est donc un magma hadronique auquel on attribue une vitesse de recul globale notée $\vec{V}_0$. Après leur dernière collision, chaque proton possède une certaine quantité de mouvement qui peut être

quelconque mais on s'intéresse uniquement au cas où les deux nucléons possèdent sensiblement le même moment car on ne détecte que des couples de particules pour lesquels les moments relatifs sont petits. La source initiale se dédouble alors en une paire de particules identiques et un milieu nucléaire résiduel qui n'exerce plus aucune influence sur les particules qu'il vient d'éjecter. Maintenant, on peut considérer le couple de protons comme isolé dans l'espace et travailler sur un système à deux corps. On est donc en présence de deux protons émis aux points $\vec{r}_1 t_1$ et $\vec{r}_2 t_2$ de l'espace temps. $\vec{r}$ et t désignent respectivement le lieu et l'instant d'émission d'un proton dans le repère du laboratoire. La probabilité pour qu'un tel événement se produise est

$$D(\vec{r}_1 t_1, \vec{p}) D(\vec{r}_2 t_2, \vec{p}) d^3 r_1 d^3 r_2 dt_1 dt_2 \quad (I.3.1)$$

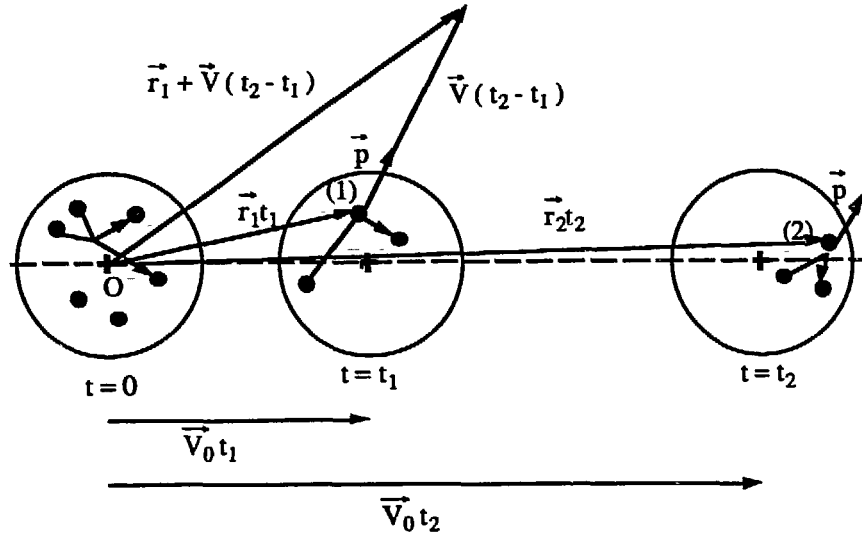
Ici, $D(\vec{r}, \vec{p})$ représente la densité de probabilité d'émettre un proton au point $\vec{r}$ au temps t avec le moment $\vec{p}$ après une dernière collision subie par ce proton dans le milieu hadronique. Comme il est impossible de mesurer à la fois $\vec{r}$ et $\vec{p}$, il faut considérer ces variables comme des moyennes sur les fluctuations quantiques. Koonin a paramétrisé D par :

$$D(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \left(\frac{1}{(\sqrt{\pi} r_0)^3} e^{-\frac{(\vec{r} - \vec{V}_0 t)^2}{r_0^2}} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} \tau} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \right) \quad (I.3.2)$$

Où r_0 est un paramètre relié à la taille de source et τ à sa durée de vie.

Conformément à la relation (I.2.6), $\frac{1}{\sigma} \frac{d^3 \sigma}{dp^3}$ représente la densité de probabilité de détecter un proton avec la quantité de mouvement $\vec{p}$ sachant qu'un autre proton est émis dans une direction quelconque de l'espace. L'état dans lequel se trouve le couple de protons lorsque ces derniers sont libérés de la source sera appelé état initial et noté $|\Psi_i\rangle$. La figure ci-dessous décrit la situation lorsque $t_1 \leq t_2$.

N.B.: le caractère $\rangle$ pour le ket ci-dessus signifie que l'état n'est pas antisymétrique.



Les deux protons (1) et (2) quittent la source à la suite d'une dernière collision avec un autre nucléon

$\vec{V}$ est la vitesse d'éjection commune aux deux protons et également la vitesse de leur centre de masse.

Fig I.3.1

Le système ne peut pas rester dans cet état car les deux protons sont des fermions identiques suffisamment proches l'un de l'autre pour que les paquets d'onde respectifs se recouvrent. Cette hypothèse est nécessaire pour que des interférences se produisent. Le principe de Pauli impose l'antisymétrie de l'état à deux particules. En outre, les deux protons subissent des interactions mutuelles par l'intermédiaire des forces coulombiennes et nucléaires. Ces trois effets combinés vont faire évoluer l'état initial vers un état final noté $|\Psi\rangle$. A ce moment, les deux particules auront les quantités de mouvement $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$. La probabilité $P(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ d'avoir un certain état final quel que soit l'état initial est donnée par:

$$P(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 dt_2 \int d^3r_1 d^3r_2 D(\vec{r}_1 t_1, \vec{p}) D(\vec{r}_2 t_2, \vec{p}) \left| \langle \Psi_i | \Psi_f \rangle \right|^2 \quad (\text{I.3.3})$$

Pour transformer le bracket ci-dessus en fonction d'onde, il suffit de déterminer $|\Psi_i\rangle$ en représentation $\vec{r}$, ce qui est immédiat. En effet, raisonnons sur le cas $t_1 \leq t_2$ (fig

I.3.1). Le proton 1 est en $\vec{r}_1 = \vec{r}_1 + \vec{V} (t_2 - t_1)$ alors que le proton 2 est en $\vec{r}_2 t_2$. L'état du système est donc représenté par $|\vec{r}_1 + \vec{V} (t_2 - t_1), \vec{r}_2 t_2\rangle$ et la fonction d'onde s'écrit alors $\Psi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$. Le même raisonnement appliqué à $t_1 > t_2$ donne $\Psi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$

L'équation I.3.3 devient alors :

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 dt_2 \int d^3 r_1 d^3 r_2 D(\vec{r}_1 t_1, \vec{p}) D(\vec{r}_2 t_2, \vec{p}) \left(\left| \Psi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 h(t_2 - t_1) + \left| \Psi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 h(t_1 - t_2) \right) \quad (I.3.4)$$

où $h(x) = 1$ si $x \geq 0$

$h(x) = 0$ si $x < 0$

On peut développer la fonction d'onde sur les différents états de spin du système. L'état final doit être antisymétrique, il en résulte que le moment orbital L , le spin S , l'isospin T doivent satisfaire à la contrainte $L + S + T$ impair. Les deux protons forcent T à 1. Deux valeurs sont possibles pour S : $S=0$ (état singulet), $S=1$ (état triplet). Un développement de ces deux états de spin sur les états individuels montre que l'état singulet est impair et l'état triplet pair. Les fonctions d'onde correspondantes sont respectivement paires et impaires pour respecter l'antisymétrie de l'état final. Par ailleurs, on suppose que les états S, S_z sont tous équiprobables. Finalement, la probabilité d'avoir un proton en $\vec{r}_1$ et un autre proton en $\vec{r}_2$, quel que soit le spin, est donnée par:

$$\left| \Psi_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 = \frac{1}{4} \left| \Psi_f^S(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 + \frac{3}{4} \left| \Psi_f^T(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 \quad (I.3.5)$$

où les indices supérieures S et T signifient Singulet et Triplet.

N.B.: L'exposant ' est provisoirement omis pour alléger les notations puisque les relations qui vont suivre seront valables quels que soient t_1 et t_2 .

La fonction d'onde dans l'état final est celle d'un système à deux corps isolé. Elle se factorise en une onde plane associée au centre de masse et une onde associée à la particule virtuelle plongée dans le potentiel coulombien et nucléaire d'interaction mutuelle

des deux protons. Cette onde possède les mêmes propriétés de symétrie que Ψ_1 car l'onde plane est symétrique dans l'échange des particules 1 et 2

$$\Psi_f^{s,T}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = e^{\frac{2i\pi\vec{P}\cdot\vec{R}}{h}} \Psi_q^{s,T}(\vec{r}) \quad (I.3.6)$$

$$\text{Où } \vec{P} = 2\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (I.3.7)$$

$$\vec{q} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \quad (I.3.7)$$

$$\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2) \quad (I.3.8)$$

et

$$\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \quad (I.3.9)$$

D'après (I.3.6),

$$\left| \Psi_f^{s,T}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 = \left| \Psi_q^{s,T}(\vec{r}) \right|^2 \quad (I.3.10)$$

Où

$$\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 - \vec{V}(t_2 - t_1) \quad (I.3.11)$$

D'après (I.3.6) également

$$\left| \Psi_f^{s,T}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right|^2 = \left| \Psi_q^{s,T}(\vec{r}) \right|^2 \quad (I.3.12)$$

En introduisant (I.3.10) et (I.3.12) dans (I.3.4), il vient:

$$\begin{aligned} P(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = & \int_{-}^{\infty} dt_1 dt_2 \int d^3r_1 d^3r_2 D(\vec{r}_1 t_1, \vec{p}) D(\vec{r}_2 t_2, \vec{p}) \\ & * \left(\frac{1}{4} \left| \Psi_q^{s,T}(\vec{r}) \right|^2 + \frac{3}{4} \left| \Psi_q^{T,T}(\vec{r}) \right|^2 \right) \end{aligned} \quad (I.3.13)$$

On pose:

$$P(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^6 \sigma}{dp_1^3 dp_2^3} \quad (I.3.14)$$

$$D(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \rho(\vec{r}) \quad (I.3.15)$$

Remarque: Puisque seuls les évènements à petits moments relatifs sont sélectionnés, on a:

$$\vec{p} = \vec{p}_1 = \vec{p}_2 \quad (I.3.16)$$

La définition de la fonction de corrélation donnée par I.2.8 et la remarque (I.3.16) permettent d'écrire la formule de base du modèle de Koonin d'après I.3.13:

$$1 + R(\vec{q}, \vec{p}) = \int_{-}^{\infty} dt_1 dt_2 \int d^3 r_1 d^3 r_2 \rho(\vec{r}_1 t_1) \rho(\vec{r}_2 t_2) \\ * \left(\frac{1}{4} \left| \psi_q^S(\vec{r}) \right|^2 + \frac{3}{4} \left| \psi_q^T(\vec{r}) \right|^2 \right) \quad (I.3.17)$$

Bien que les mouvements du centre de masse et de la particule virtuelle se découplent, R dépend aussi bien de $\vec{p}$ que de $\vec{q}$ car $\vec{r}$, l'argument des fonctions d'onde, dépend de $\vec{V}$.

On pose:

$$F_q(\vec{r}) = \frac{1}{4} \left| \psi_q^S(\vec{r}) \right|^2 + \frac{3}{4} \left| \psi_q^T(\vec{r}) \right|^2 \quad (I.3.18)$$

Un calcul effectué dans [DUP88] donne:

$$1 + R(\vec{q}, \vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} r_0^2 \rho} \int d^3 r \exp \left\{ - \left[r^2 - \left(\vec{r} \cdot \frac{\vec{V}}{\rho} \right)^2 \right] \right\} F_q(\vec{r}) \quad (I.3.19)$$

Où

$$\rho = \sqrt{r_0^2 + (\vec{V} \cdot \vec{\tau})^2} \quad (\text{I.3.20})$$

$$\vec{V}' = \vec{V} - \vec{V}_0 \quad (\text{I.3.21})$$

$$\vec{V} = \frac{\vec{p}}{m} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{2m} \quad (\text{I.3.22})$$

La relation (I.3.19) montre l'influence du rayon de source r_0 et du temps de vie τ sur la fonction de corrélation. Elle montre aussi une dépendance en fonction de la vitesse de source lorsque le temps de vie n'est pas nul. Par ailleurs, dans la suite de cette thèse seule la dépendance en $|\vec{q}|$ sera étudiée. L'expression de R en fonction de cette variable s'obtient en reprenant la relation (I.3.19) et en remplaçant $\vec{q}$ par $q=|\vec{q}|$

Le terme exponentiel contenant $\left(\frac{\vec{r} \cdot \vec{V}' \tau}{\rho} \right)^2$ dans (I.3.19) est développé en série de Taylor, et les fonction d'ondes sont développées en ondes partielles se distinguant les unes des autres par leur moment orbital L . (I.3.19) se ramène à une intégrale à une dimension où la variable r est la variable d'intégration. R s'intègre numériquement lorsqu'on connaît les expressions numériques des fonctions d'onde (voir annexe I). Pour déterminer ces fonctions, Koonin a utilisé un potentiel de Reid Soft-Core [REI68] qui reproduisait bien les sections efficaces de diffusion proton-proton. Pour $L \geq 3$, seule la répulsion coulombienne a été prise en compte. Le potentiel nucléaire peut être négligé dans tous les états $L > 0$. Dans l'annexe I se trouvent des courbes de potentiel de Reid pour différents états L, S, J .

La figure ci-dessous montre différentes allures de la fonction de corrélation pour $\tau = 0$, condition réalisée si les deux protons sont toujours émis simultanément. R ne dépend plus que de $|\vec{q}|$

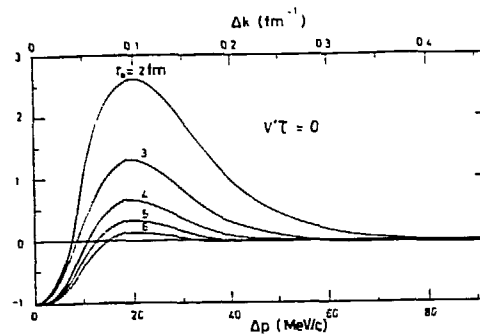


Fig I.3.2 : Fonctions de corrélation proton-proton calculées par le modèle à interaction dans l'état final en supposant un temps de vie nul de la source. $R(q)$ est représenté en ordonnée.

L'observation des fonctions de corrélation montre différents comportements physiques du système des deux protons en fonction du moment relatif q .

$q < 10$ MeV/c: La probabilité de détecter deux particules en coïncidence vraie est plus petite que la probabilité d'avoir une coïncidence fortuite pour les mêmes valeurs de q . La répulsion coulombienne entre les deux protons est responsable de cet effet car elle empêche les particules de conserver des trajectoires parallèles. Ainsi, les protons acquièrent une impulsion relative non nulle. De plus, ce sont des fermions qui ne peuvent être dans le même état quantique.

$q \approx 20$ MeV/c: La corrélation positive observée est due à l'attraction nucléaire à laquelle les protons sont soumis lorsqu'ils sont dans l'état 1S_0 (fig. 1 Annexe I). Cet état prédomine sur les autres à cause de la faible valeur de q . Pour des valeurs de q trop petites, l'attraction nucléaire était masquée par la répulsion coulombienne.

$30 \text{ MeV/c} \leq q \leq 80 \text{ MeV/c}$: Le moment orbital peut prendre des valeurs plus grandes que précédemment. Or dans les états $L > 0$, l'attraction nucléaire est moins forte, et même remplacée par une force répulsive comme le montre la courbe du potentiel 3P_1 (fig. 2 Annexe I). La conséquence est une décroissance de la fonction de corrélation qui peut prendre des valeurs faiblement négatives.

$q \geq 80$ MeV/c: La fonction de corrélation tend vers 0. Des particules dont le moment relatif est grand ne sont plus corrélées.

Si τ n'est pas nul, la fonction de corrélation dépend aussi de l'angle entre le moment relatif $\vec{q}$ et $\vec{V}$. Pour étudier cette dépendance, deux cas peuvent être distingués:

a) $\vec{q} \cdot \vec{V} = 0$: En principe, ce cas pourrait être isolé expérimentalement en sélectionnant les événements où les deux protons ont la même énergie cinétique et les moments finaux $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ le même angle θ par rapport à l'axe faisceau. Par contre, l'angle azimuthal $\Delta\phi$ entre ces deux vecteurs serait variable. Alors $q = p \sin\theta \sin(\Delta\phi / 2)$. (fig I.3.3)

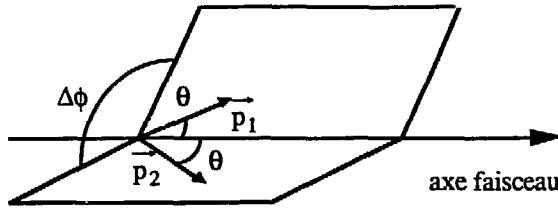


Fig. I.3.3

b) $\vec{q} \wedge \vec{V} = 0$: Une combinaison de deux séries de mesures serait ici nécessaire pour sélectionner tous ces événements. On prendrait d'abord des protons émis dans la même direction avec des énergies cinétiques qui diffèrent de ΔE où $\Delta E = \frac{2 p q}{m}$. Une deuxième série de mesures consisterait à prendre des protons d'énergie cinétique identique et possédant des moments $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ de même angle azimuthal ϕ mais séparés par un angle $\Delta\theta$ de sorte que $q = p \sin(\frac{\Delta\theta}{2})$. La figure I.3.5 donne les fonctions de corrélation correspondant aux cas a) et b) pour différentes valeurs de $(V \cdot \tau)^2$

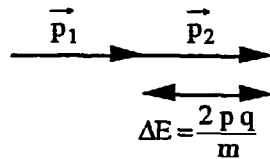


Fig. I.3.4.1



Fig. I.3.4.2

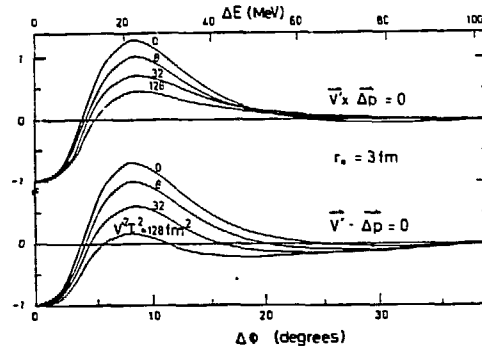


Fig. I.3.5 : Fonctions de corrélation proton-proton pour différentes valeurs du paramètre $V\tau$ dans la configuration a) (partie du bas) et b) (partie du haut). $R(q)$ est représenté en ordonnée.

Il faut cependant remarquer que les techniques a) et b) sont extrêmement délicates à mettre en oeuvre et n'ont à notre connaissance jamais pu être appliquées. Elles exigent en particulier un grand nombre d'événements dans un domaine restreint de l'espace.

Ce modèle de Koonin est utile pour déterminer l'extension spatio-temporelle d'une source de protons mais dans les collisions d'ions lourds, beaucoup d'autres particules plus lourdes sont également produites. Ainsi, une extension du modèle de Koonin a été nécessaire pour calculer les fonctions de corrélation de systèmes comme proton-deuton, deuton-deuton...etc. Cette remarque nous amène directement au paragraphe suivant.

I.4. Le modèle de Boal

Les hypothèses et le but recherché [BOA86] sont les mêmes que pour le modèle de Koonin. Il faut surtout noter que pour l'instant, suivant le point de vue de Koonin, les particules qui s'échappent de la source sont émises indépendamment l'une de l'autre. La " fonction de source " $D(\vec{r}, \vec{p})$ reste inchangée par rapport au chapitre I.3. Les deux particules émises peuvent être identiques ou différentes car tous les cas de figure sont envisagés ici.

Considérons d'abord le cas de deux particules identiques comme par exemple deuton-deuton. Le spin de ce système peut être 0, 1 ou 2. 9 états distincts de spins sont

donc possibles. Si on suppose que chacun de ces états est équiprobable, la fonction $F_q(\vec{r})$ de l'expression (I.3.19) s'écrit

$$F_q(\vec{r}) = \frac{1}{9} \left| \psi_q^0(\vec{r}) \right|^2 + \frac{1}{3} \left| \psi_q^1(\vec{r}) \right|^2 + \frac{5}{9} \left| \psi_q^2(\vec{r}) \right|^2 \quad (\text{I.4.1})$$

Les indices supérieurs des fonctions d'onde indiquent la valeur du spin S . Les autres notations sont identiques à celles employées au paragraphe précédent. Les fonctions d'onde sont développées en ondes partielles ayant chacune un moment orbital L où L doit satisfaire à la contrainte d'un système de bosons: $L + S + T$ pair. Dans

l'exponentielle, le terme en $\frac{\vec{r} \cdot \vec{\nabla} \tau}{\rho}$ est développé en série entière. A l'issue de ces

transformations, l'intégrale de la relation (1.3.19) comporte une partie radiale et une partie angulaire. La partie angulaire s'intègre analytiquement et la partie radiale est intégrée numériquement de la façon suivante. L'équation de Schrödinger radiale comporte des termes nucléaires et coulombiens pour $L \leq 2$. Les termes nucléaires sont négligés pour $L \geq 3$. Pour $L=0, 1$ ou 2 , les potentiels nucléaires ont une forme Wood-Saxon dont les paramètres a , R , et V_0 ont été calculés en interpolant les courbes de déphasage issues des expériences de diffusion deuton-deuton. La méthode diffère ici de la méthode de Koonin qui a employé le potentiel Soft-core de Reid. Les fonctions d'onde obtenues ne sont en général pas normalisées et doivent donc être multipliées par un facteur de normalisation calculé en comparant cette fonction à une onde coulombienne pure de L déterminé. Cette comparaison se fait pour de grandes distances $\vec{r}$ où le potentiel nucléaire est négligeable devant le potentiel coulombien. A grande distance de séparation on doit donc observer une convergence entre les deux ondes. Les ondes coulombiennes pures sont engendrées par la relation de récurrence:

$$L \sqrt{(L+1)^2 + \eta^2} F_{L+1} = (2L+1) \left[\eta + \frac{L(L+1)}{\rho} \right] F_L - (L+1) \sqrt{L^2 + \eta^2} F_{L-1} \quad (\text{I.4.2})$$

où

$\eta = \frac{\pi e^2}{h} \sqrt{\frac{m_d}{E}}$ est le paramètre de Sommerfeld pour la paire de deutons de masse m_d et d'énergie relative E .

et $\rho = k r$ avec $k = \frac{2\pi q}{h}$. $F_L(\rho)$ est solution de l'équation

$$F_L''(\rho) + \left[1 - \frac{L(L+1)}{\rho^2} - \frac{2\eta}{\rho} \right] F_L(\rho) = 0 \quad (I.4.3)$$

pour $\tau=0$, la fonction d'onde a été calculée en effectuant une somme des ondes partielles jusqu'à $L=15$ pour les petits moments relatifs et jusqu'à $L=80$ pour les moments plus grands. Pour $\tau \neq 0$, la somme a dû être tronquée à $L=12$ à cause de problèmes de convergence dans l'intégrale (I.3.19). Les carrés des fonctions d'onde radiales ont été intégrés dans (I.3.19) de $r=0$ à $r=100$ fm. La fonction de corrélation ainsi obtenue est montrée sur la figure ci-dessous où deux jeux différents de déphasages ont été utilisés. La courbe notée "a" est la plus proche des résultats expérimentaux. Les déphasages qui en sont à l'origine sont calculés par l'application de la méthode appelée méthode de la "Matrice-R" [HAL84] et [GUS84] pour les données expérimentales.

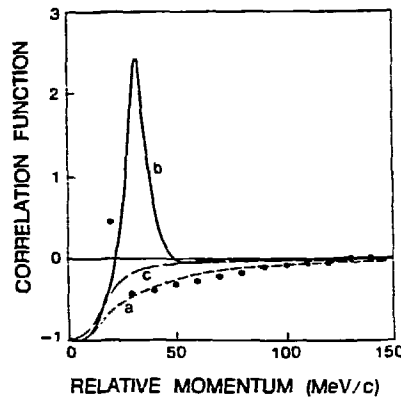


Fig I.4.1 : Fonction de corrélation deuton-deuton. Les points sont les données expérimentales [GUS84]. La courbe "a" résulte des déphasages donnés par un calcul que l'on trouvera dans la référence [HAL84].

Le calcul des fonctions de corrélation de particules différentes peut se faire en reprenant point par point le raisonnement qui vient d'être exposé. La seule différence vient de la fonction d'onde de la particule virtuelle qui ne présente plus les propriétés de symétrie des fonctions à particules identiques. La figure ci-dessous donne les représentations de fonctions de corrélation du système proton-alpha pour différentes

valeurs du paramètre r_0 . Les données expérimentales proviennent du système Ca + Ca à 400 MeV/A. [GUS]

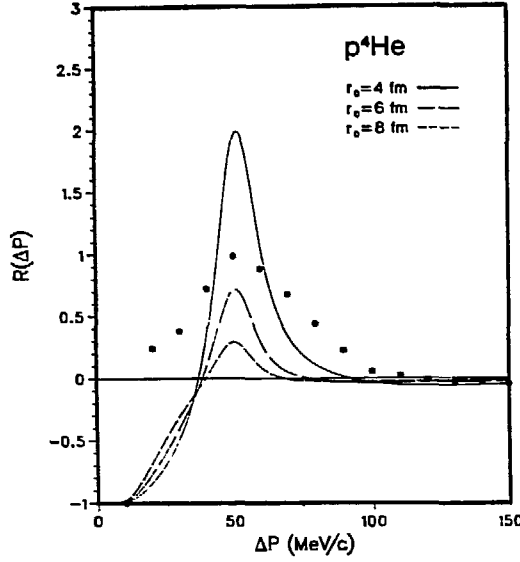


Fig. I.4.2 Fonction de corrélation proton-alpha. Les points noirs sont les données expérimentales. Les courbes résultent du modèle à interaction dans l'état final en supposant un temps de vie nul de la source.

Le pic au voisinage de 50 MeV/c est dû à la fonction d'onde correspondant à l'état $J = \frac{3}{2}$ de l'état fondamental du ${}^5\text{Li}$.

Dans le cas où les deux particules non identiques sortent simultanément de la source, la fonction de corrélation peut s'exprimer directement au moyen des déphasages. La démonstration est basée sur la relation I.3.17 en posant $t_1 = t_2 = 0$. (I.3.17) prend alors la forme simplifiée:

$$1 + R(q) = \int d^3 r_1 d^3 r_2 \rho(\vec{r}_1) \rho(\vec{r}_2) |\psi_q(\vec{r})|^2 \quad (\text{I.4.4})$$

$\rho(\vec{r})$ est une fonction normée choisie arbitrairement. (gaussienne dans le modèle de Koonin) et $\psi_q(\vec{r})$ est la fonction d'onde de la particule virtuelle du système des deux particules.

Remarquons que, dans l'hypothèse d'un temps de vie nul, R ne dépend plus de $\vec{p}$.

En posant:

$$\vec{r}_1 = \vec{R} - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r}$$

$$\vec{r}_2 = \vec{R} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r}$$

$$\text{Avec } f(\vec{r}) = \int d^3R \rho(\vec{R} - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{r}) \rho(\vec{R} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{r}) \quad (I.4.5)$$

$$\text{On obtient } R(q) = \int d^3r \left(|\psi_q(\vec{r})|^2 - 1 \right) f(\vec{r}) \quad (I.4.6)$$

On suppose que $f(\vec{r})$ est à symétrie sphérique. De plus, si le spin du système n'intervient pas dans l'hamiltonien, on peut développer la fonction d'onde de la façon suivante :

$$\psi_q(\vec{r}) = \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) i^L \chi_{qL}(r) P_L(\cos\theta) \quad (I.4.7)$$

Soit

$$\begin{aligned} |\psi_q(\vec{r})|^2 &= \sum_{L,L'} (2L+1)(2L'+1) i^{L-L'} \\ &\quad * \chi_{qL}(r) \chi_{qL'}(r) P_L(\cos\theta) P_{L'}(\cos\theta) \end{aligned} \quad (I.4.8)$$

Par ailleurs,

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_L (2L+1) i^L j_L(kr) P_L(\cos\theta) \quad (I.4.9)$$

donc

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{L,L'} (2L+1)(2L'+1) i^{L-L'} j_L(kr) j_{L'}(kr) P_L(\cos\theta) P_{L'}(\cos\theta) \\ (I.4.10) \end{aligned}$$

Avec $q = \frac{kh}{2\pi}$

Après insertion des second membres de (I.4.8) et (I.4.10) dans (I.4.6), la fonction de corrélation s'écrit:

$$R(q) = \int_0^\infty r^2 dr f(r) \sum_{L,L'} \left\{ i^{L-L'} (\chi_{qL}(r) \chi_{qL'}(r) - j_L(kr) j_{L'}(kr)) \right. \\ \left. \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta P_L(\cos\theta) P_{L'}(\cos\theta) \right\} \quad (I.4.11)$$

En utilisant la propriété

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta P_L(\cos\theta) P_{L'}(\cos\theta) = \frac{4\pi}{\sqrt{(2L+1)(2L'+1)}} \delta_{LL'}$$

On obtient

$$R(q) = 4\pi \sum_L (2L+1) \int_0^\infty r^2 f(r) \left(\chi_{qL}^2(r) - j_L^2(kr) \right) dr \quad (I.4.12)$$

On introduit à présent les déphasages en remarquant que, lorsque r tend vers ∞

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \chi_{qL}(r) = \frac{\sin(kr - \frac{L\pi}{2} + \delta_L)}{kr} = \chi_{qL}^\infty \quad (I.4.13)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} j_L(kr) = \frac{\sin(kr - \frac{L\pi}{2})}{kr} = j_L^\infty \quad (I.4.14)$$

Les deux relations ci-dessus sont placées dans l'intégrale de (I.4.12) qui devient

$$\int_0^{\infty} r^2 f(r) (\chi_{qL}^2 - j_L^2) dr = \int_0^{\infty} f(r) r^2 (\chi_{qL}^2 - \chi_{qL}^{\infty 2}) dr$$

$$- \int_0^{\infty} f(r) r^2 (j_L^2 - j_L^{\infty 2}) dr + \int_0^{\infty} f(r) r^2 (\chi_{qL}^{\infty 2} - j_L^{\infty 2}) dr$$

Après un calcul effectué en détail dans la référence [JEN86], la fonction de corrélation s'écrit:

$$R(q) = f(0) \frac{2\pi}{q^2} \sum_L (2L+1) \frac{d\delta_L(q)}{dq} \quad (I.4.15)$$

Cette relation est valable si f est normée et varie lentement au voisinage de $r = 0$. Les courbes de déphasage en fonction de l'énergie dans le repère du laboratoire sont données ci-dessous pour le système proton-alpha. Elles permettent de se faire une idée qualitative des contributions des déphasages à la fonction de corrélation.

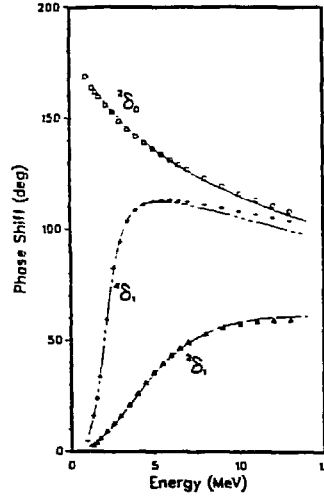


Fig I.4.3 : Déphasages des fonctions d'onde asymptotiques pour différents états quantiques du système proton-alpha en fonction de l'énergie dans le laboratoire.

Dans le cas d'une paramétrisation gaussienne de la source $f(0) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi} r_0)^3}$ d'où,

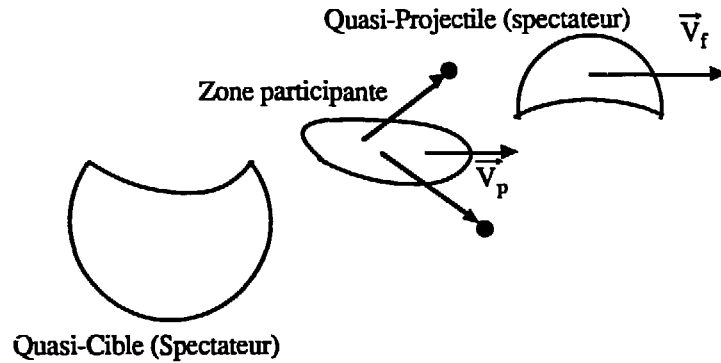
$$R(q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} r_0^3 q^2} \sum_L (2L+1) \frac{d\delta_L(q)}{dq} \quad (I.4.16)$$

La fonction de corrélation varie alors comme l'inverse du volume de la source.

Si toutes les hypothèses physiques décrites dans les deux paragraphes précédents étaient vérifiées, la fonction de corrélation serait parfaitement déterminée mais des commentaires s'imposent lorsqu'on veut appliquer les modèles de Koonin et de Boal à la réalité expérimentale.

I.5. Le modèle thermique.

A des énergies largement supérieures à 100 MeV/A, les collisions entre ions lourds peuvent être décrites par le modèle participant spectateur [WES76], [GOS78].



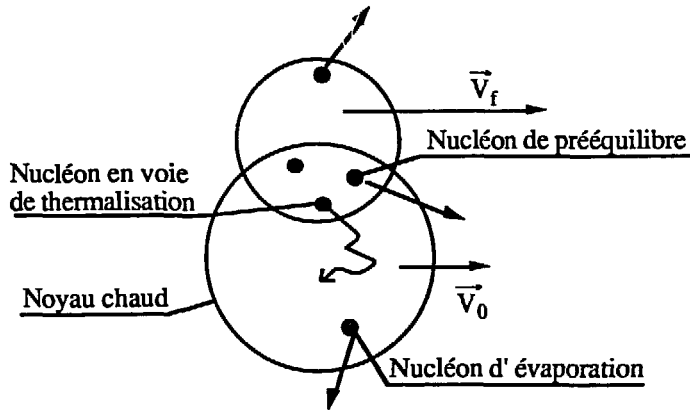
$\vec{V}_f$: Vitesse du faisceau incident
 $\vec{V}_p$: Vitesse de la zone participante
 $\vec{V}_p \approx \frac{2}{3} \vec{V}_f$

Fig I.5.1

Les nucléons situés dans la zone de recouvrement des deux noyaux, les participants, forment une matière fortement excitée. Les nucléons restant de la cible et du projectile, les spectateurs, ne participent pas à la collision.

Aux énergies intermédiaires, en dessous de 100 MeV/A, cette image de la collision n'est plus entièrement correcte. En effet, la collision a lieu suffisamment lentement pour que les nucléons situés dans la zone de recouvrement soient piégés dans la matière froide qui peut être aussi bien celle de la cible que celle du projectile. La collision peut alors être

décrite par une succession de collisions individuelles nucléon-nucléon suivie d'une thermalisation progressive de la matière nucléaire. Une partie des nucléons impliqués dans les premières collisions s'échappe pour former les particules de prééquilibre pendant que l'autre partie est ralentie dans la matière nucléaire en dissipant l'énergie des chocs, provoquant ainsi un accroissement de la température du milieu [DAY86]. L'évolution générale du système peut être alors grossièrement décrite par la figure ci-dessous :



FigI.5.2

$\vec{V}_f$: Vitesse du faisceau incident

$\vec{V}_0$: Vitesse de recul du noyau chaud

L'appellation " trois sources " est à prendre avec précaution surtout en ce qui concerne les particules de prééquilibre qui ne proviennent pas à proprement parler d'une source en équilibre thermique.

Chacune de ces sources émet des particules légères comme les protons, deutons, tritons, ^3He , alpha...etc. Les spectres en énergie mesurés en inclusif peuvent être reproduits analytiquement en supposant que chaque source émet les particules selon une distribution de Maxwell avec une température qui lui est propre.

$Y(E) \propto E e^{-\frac{E}{T}}$ Où E désigne l'énergie de la particule émise dans le référentiel de la source à la température T

On s'intéresse à présent au noyau chaud formé par la collision (cf fig. I.5.2). Il est possible de déterminer la densité de la matière dans ce noyau en mesurant son volume par interférométrie. A cette fin, on introduit le modèle thermique développé par Jennings et al [JEN86]. Son but est de relier l'expression générale de la fonction de corrélation donnée

par la relation (I.2.16) à une forme particulière de cette fonction où interviennent les paramètres physiques du noyau. Ses hypothèses sont les suivantes.

a) Deux particules sont suffisamment proches l'une de l'autre pour interagir par la force nucléaire.

b) Le reste de la source n'exerce aucune action significative sur les deux particules qui sont donc isolées dans le milieu nucléaire.

c) Le système des deux particules est en équilibre thermique à la température T avec la source.

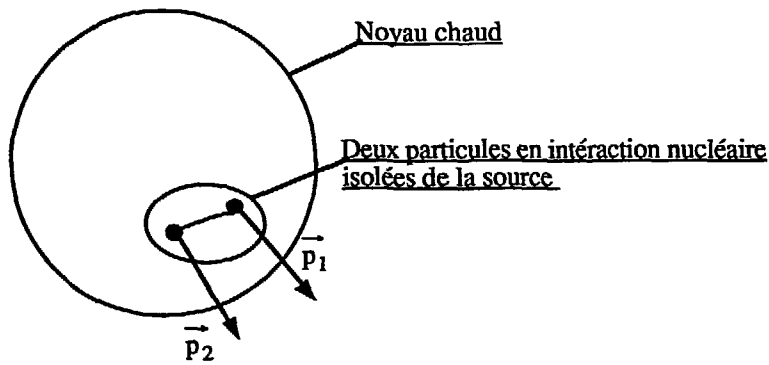


Fig. I.5.3

La relation (I.2.16) permet d'écrire:

$$Y_C(q) = C_{12}(1 + R(q)) Y_{NC}(q) \quad (I.5.1)$$

Y_C représente le nombre d'événements où les deux particules considérées ont été détectées en coïncidence avec le moment relatif q .

$$Y_{NC}(q) = \sum_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} Y_i(\vec{p}_1) Y_j(\vec{p}_2) \quad (I.5.2)$$

$Y_i(\vec{p}_1)$ est le nombre de coups pour lesquels la particule i a été vue avec la quantité de mouvement $\vec{p}_1$ quelle que soit le moment de la particule j .

Physiquement, Y_{NC} est le nombre d'événements de coïncidence que l'on obtiendrait si les particules étaient totalement indépendantes depuis la source jusqu'au détecteur.

La somme dans (I.5.2) est étendue à tous les couples $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ qui satisfont à la condition:

$$|\vec{q}| = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \left| \frac{\vec{p}_1}{m_i} - \frac{\vec{p}_2}{m_j} \right| \quad (\text{I.5.3})$$

Où m_i et m_j sont les masses des particules i et j

Dans (I.5.2), C_{12} est un facteur de normalisation tel que $R(\infty) = 0$

Les deux particules i et j sont encore dans le noyau. La fonction d'onde du système (i, j) peut s'exprimer en un produit d'une onde plane représentant le mouvement du centre de masse et une onde solution de l'équation de Schrödinger dont l'hamiltonien est la somme de l'énergie cinétique relative, des énergies mutuelles nucléaires et coulombiennes comme cela a déjà été fait dans les paragraphes précédents. Le centre de masse est associé à une onde plane puisque le système (i, j) est considéré comme isolé dans le noyau. Cette hypothèse est valable tant que les interactions provenant du reste de la source restent négligeables par rapport aux interactions mutuelles des deux particules. Le spectre de l'hamiltonien de la particule fictive comporte des états discrets où i et j sont liés et un continuum caractérisé par q , moment relatif. Dans le spectre continu, on définit une densité d'état $g(q)$. Si i et j n'avaient aucune influence l'une sur l'autre, la densité d'état serait celle d'un système libre $g_0(q)$ définie par:

$$g_0(q) = (2s_1 + 1)(2s_2 + 1) \frac{V q^2}{2\pi^2} \quad (\text{I.5.4})$$

Où s_1 et s_2 sont les spins des particules et V le volume du noyau.

L'écart entre $g(q)$ et $g_0(q)$ est noté $\Delta g(q)$. La fonction d'onde relative d'un système non lié est la superposition des ondes partielles de moment orbital de $l = 0$ à l'infini. On associe à chacune de ces ondes un déphasage $\delta_l(q)$. Dans la référence [HUA63] se trouve la relation entre $\Delta g(q)$ et les déphasages:

$$\Delta g(q) = \frac{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)}{\pi} \sum_l (2l + 1) \frac{d\delta_l(q)}{dq} \quad (\text{I.5.5})$$

Un commentaire s'impose quant à la présence des termes de spin s dans la relation ci-dessus. Ces termes n'apparaissent pas dans le calcul effectué par Huang qui a considéré des particules sans spin. Or la présence du terme $2l + 1$ ressort directement du degré de dégénérescence de chaque niveau l . Ici, chaque niveau de l donné est dégénéré $(2l + 1) (2s_1 + 1) (2s_2 + 1)$ fois d'où la forme de l'équation (I.5.5). Par ailleurs, les spins ne sont pas couplés au moment orbital, ce qui autorise une décomposition en l et non en spin total J . Cette approche a été choisie car l'hypothèse de non couplage spin-orbite est implicite dans le calcul de la fonction de corrélation en fonction des déphasages pour le modèle d'interaction dans l'état final de la référence [JEN86]

A partir des relations (I.5.4) et (I.5.5), on peut définir une fonction de corrélation $R'(q)$ en posant:

$$g(q) = g_0(q) (1 + R'(q)) \quad (I.5.6)$$

Par définition:

$$g(q) = g_0(q) + \Delta g(q) \quad (I.5.7)$$

$R'(q)$ s'exprime alors par:

$$R'(q) = \frac{\Delta g(q)}{g_0(q)} = \frac{2\pi}{Vq^2} \sum_l (2l+1) \frac{d\delta_l(q)}{dq} \quad (I.5.8)$$

La fonction de corrélation ci-dessus est celle que l'on définit *dans la matière nucléaire chaude*

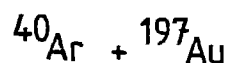
En prenant des distributions de Maxwell pour les particules émises[POC87], on obtient:

$$Y_C(q) = K_C g(q) e^{-\frac{E_T}{T}} \quad (I.5.9)$$

$$Y_{NC}(q) = K_{NC} g_0(q) e^{-\frac{E_T}{T}} \quad (I.5.10)$$

Avec E_T , énergie relative ou énergie cinétique totale dans le repère du centre de masse des deux particules et T , température de la source émettrice.

K_C et K_{NC} sont des constantes de normalisation.



D'après (I.5.1), (I.5.9) et (I.5.10) il vient:

$$g(q) = \frac{C_{12} K_{NC}}{K_C} (1 + R(q)) g_0(q) \quad (I.5.11)$$

$g(q)$ est calculé à l'aide de (I.5.6) et (I.5.11) se transforme alors en:

$$1 + R'(q) = \frac{C_{12} K_{NC}}{K_C} (1 + R(q)) \quad (I.5.12)$$

A partir de (I.5.12), on passe à la limite des grands q où $R'(\infty) = R(\infty) = 0$. Il s'en suit:

$$\frac{C_{12} K_{NC}}{K_C} = 1 \quad (I.5.13)$$

Finalement:

$$R'(q) = R(q) \quad (I.5.14)$$

Conclusions: Si les hypothèses du modèle thermique décrites au début de ce paragraphe sont vérifiées, la fonction de corrélation mesurée dans l'hodoscope est exactement celle que l'on définit théoriquement dans le noyau. En d'autres termes, l'hodoscope fournit un reflet fidèle des corrélations entre particules dans un noyau chaud

Remarque: Pour des particules non identiques, la relation (I.4.15) du paragraphe précédent était:

$$R(q) = f(0) \frac{2\pi}{q^2} \sum_L (2L+1) \frac{d\delta_L(q)}{dq}$$

Or, dans le cas où f représente une source uniforme $f(0) = \frac{1}{V}$ donc la fonction de corrélation s'écrit:

$$R(q) = \frac{2\pi}{V q^2} \sum_L (2L+1) \frac{d\delta_L(q)}{dq} \quad (I.5.15)$$

La fonction de corrélation calculée dans le cadre de ce modèle thermique coïncide donc avec la fonction de corrélation basée sur le modèle des particules en interaction dans l'état final, lorsque ces particules sont émises simultanément ($\tau = 0$) par une source uniforme.

I.6 Emission de fragments instables et modèle statistique

La fonction de corrélation d'un couple de particules peut être envisagée sous l'angle du modèle statistique appliqué à la source émettrice. On suppose qu'il existe une voie de désexcitation de la source représentée sur la figure ci-dessous. La structure de la fonction de corrélation s'expliquerait alors par la désintégration ultérieure du fragment (ij) issu de cette voie.

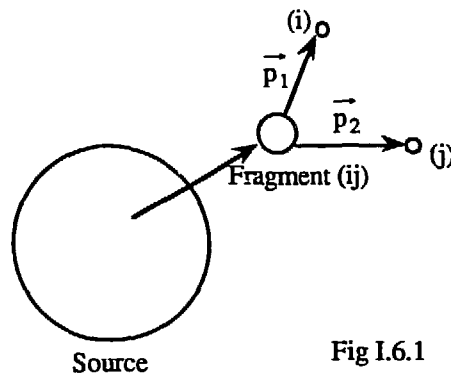


Fig I.6.1

Une étude précise de ce problème a été menée dans la référence [BER85]. Les auteurs ont supposé la formation d'un noyau chaud de température très supérieure à 1 MeV obéissant au modèle statistique [FRI83]. Des fragments légers instables pouvaient alors s'y former et en être éjectés avec des sections efficaces non-négligeables. Le fragment considéré ici est ${}^2\text{He} \rightarrow p + p$. Bien que l'existence de ${}^2\text{He}$ soit hypothétique, la démarche utilisée est intéressante. Le but est de reproduire la fonction de corrélation proton-proton expérimentale en supposant que la résonance est entièrement due à la désintégration d' ${}^2\text{He}$ émis par la source en équilibre statistique. La contribution de l'interaction dans l'état final par deux protons émis indépendamment l'un de l'autre à la fonction de corrélation a été négligée car le modèle statistique prévoyait un paramètre $V\tau$ (§ I.3) de 25 à 30 fm, réduisant pratiquement à zéro la force nucléaire entre ces deux protons. Le spectre en énergie relative des protons émis par ${}^2\text{He}$ a été déterminé par la formule:

$$\frac{dN}{dE_r} \propto \exp\left(-\frac{E_r}{T}\right) \left(\frac{\exp(2\pi\eta) - 1}{\eta} \frac{\sin^2 \delta}{\sqrt{E_r}} \right) \quad (I.6.1)$$

Avec δ représentant le déphasage de l'onde s dans laquelle se trouvent les deux protons, η est le paramètre de Sommerfeld. Le premier terme du second membre est imposé par le noyau émetteur en équilibre statistique à la température T alors que le second facteur provient d'un calcul d'interaction dans l'état final mené par Watson et Migdal [WAT52] [MIG55]

N.B.: l'interaction dans l'état final dont il vient d'être question est celle subie par les deux protons émis par ${}^2\text{He}$ dans un état virtuel $l = 0$. Il ne s'agit pas de l'interaction dans l'état final telle que pourraient la ressentir deux protons émis indépendamment l'un de l'autre où toutes les valeurs de l , moment orbital, sont permises. (cf I.3 et I.4)

Le spectre de ${}^2\text{He}$ émis par la source est ensuite combiné à l'équation (I.6.1) pour obtenir le spectre en énergie des protons dans le repère du laboratoire. Puis le spectre en énergie des protons émis séquentiellement, ou indépendamment, est également déterminé par le modèle statistique et additionné avec le coefficient de pondération approprié au spectre en énergie des protons émis par ${}^2\text{He}$. La fonction de corrélation se déduit des spectres ainsi obtenus. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure I.6.2

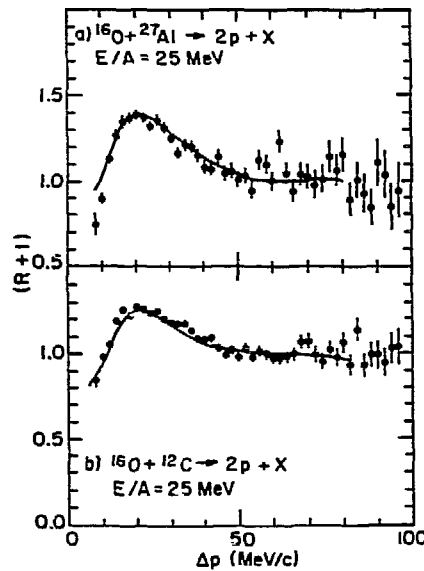


Fig I.6.2 : Fonctions de corrélation proton-proton calculées avec le modèle statistique [FRI83] et l'approximation de Watson-Migdal [WAT52], [MIG55].

Dans le cas d'un noyau d'or, le modèle statistique prévoit une diminution de la multiplicité d' ^{22}He d'un facteur 10 par rapport aux résultats ci-dessus obtenus avec ^{12}C et ^{27}Al d'où une contribution beaucoup plus faible de ce processus pour notre système où le modèle de Koonin semble être plus proche de la réalité. Bien entendu, cette conclusion est valable pour le couple proton-proton mais pas nécessairement pour les autres couples.

A ce propos, étudions la contribution de la désexcitation d'un fragment à la fonction de corrélation dans le cas général.

Une désintégration de ce type produira deux particules dont la contribution à la fonction de corrélation sera un pic centré au moment relatif q_0 :

$$q_0 = \sqrt{2 \mu \epsilon} \quad (I.6.2)$$

Où μ est la masse réduite du système et ϵ l'énergie cinétique des deux particules dans le référentiel du noyau parent. Un calcul simple de cinématique conduit à une autre forme de la relation (I.6.2) :

$$q_0 = \sqrt{2 \mu (E^* - Q)} \quad (I.6.3)$$

avec E^* : énergie d'excitation du noyau parent

et $Q = M_1 + M_2 - M_{12}$

où M_{12} , M_1 , M_2 : sont les masses du parent et des produits de désintégration

Le pic qui en résulte possède une largeur Δq non nulle d'après la relation d'incertitude temps-énergie:

$$T \Delta \epsilon \approx \frac{h}{2\pi} \quad (I.6.4)$$

T désignant la durée de vie du noyau parent. En exprimant q en fonction de ϵ , il vient :

$$\Delta q = \frac{\mu h}{2\pi T q_0} \quad (I.6.5)$$

Cette dernière expression ne peut cependant pas être vérifiée expérimentalement à cause de la résolution du corrélateur qui élargit les résonances des fonctions de

corrélation. Par contre, (I.6.3) permet de prévoir la position de la résonance. Par exemple, pour la réaction ${}^6\text{Li}^* \rightarrow d + \alpha$, on a :

$$Q = 1.472 \text{ MeV}$$

$$E^* = 2.184 \text{ MeV (premier niveau excité)}$$

$$\mu \approx 1253 \text{ MeV}$$

$$\text{soit } q_0 \approx 42 \text{ MeV/c}$$

$$\text{Par ailleurs } \tau = 26 \cdot 10^{-21} \text{ s} = 7800 \text{ fm/c}$$

$$\text{d'où } \Delta q = 0.75 \text{ MeV/c}$$

Or la valeur expérimentale est, à mi-hauteur, de 6 MeV/c. Donc le corrélateur élargit la résonance dont l'intensité doit alors diminuer.

En plus du lithium, la source peut aussi émettre séquentiellement des deutons et des alphas dont on mesure l'impulsion relative. L'expression (I.2.16) donne un moyen de calculer le coefficient de corrélation en l'assimilant à un rapport de nombres de coups. On appelle $N_{\text{Li}}^*(q)$ le nombre de couples deuton-alpha issus de la désintégration d'un niveau excité du lithium 6 et possédant de ce fait une impulsion relative q (cf calcul ci-dessus). Le nombre de deutons et alphas émis séquentiellement sera noté $N_S(q)$. Pour un canal q donné, le nombre total de coups sera $N_{\text{Li}}^*(q) + N_S(q)$. Si on néglige les interactions dans l'état final des particules émises séquentiellement, on peut les assimiler à des particules indépendantes. Donc, le dénominateur du coefficient de corrélation sera exactement égal à $N_S(q)$. Ce coefficient de corrélation s'écrit alors :

$$1 + R(q) = \frac{N_{\text{Li}}^*(q) + N_S(q)}{N_S(q)} \quad (\text{I.6.6})$$

D'où la fonction de corrélation :

$$R(q) = \frac{N_{\text{Li}}^*(q)}{N_S(q)} \quad (\text{I.6.7})$$

Ce raisonnement mené pour deuton-alpha peut être étendu à n'importe quel couple de particules.

Conclusion : La désintégration d'un fragment produit sur la fonction de corrélation une résonance dont l'intensité est directement liée au taux de formation du fragment par rapport aux particules émises indépendamment comme le montre la relation (I.6.7).

I.7. Commentaires sur les modèles

I.7.1 Temps d'émission et taille de source.

Dans les modèles d'interaction dans l'état final comme ceux qu'a introduit Koonin, les paramètres r_0 et τ ne peuvent pas être déterminés séparément. Pour une fonction de corrélation expérimentale donnée, il existe de nombreux couples (r_0, τ) pour lesquels les fonctions de corrélation théoriques associées passent par les points expérimentaux. Une méthode expérimentale de mesure de ces deux paramètres a été exposée à la fin du paragraphe I.3 mais sa réalisation est pour l'instant impossible. On doit souvent se contenter de la détermination du seul paramètre r_0 en fixant τ à 0. La taille de source est alors surestimée. En effet, si les deux particules ne sont pas émises simultanément, leur distance à la sortie de la source est plus grande que leur distance de séparation dans cette dernière (fig. I.3.1) et la fonction de corrélation aura une résonance plus faible que si les particules étaient émises simultanément (§ I.3). Si l'on fixe arbitrairement τ à 0, on reproduira la fonction de corrélation expérimentale en introduisant un r_0 plus grand que la taille véritable puisque la résonance diminue quand r_0 augmente à τ fixe.

Conclusion: Un modèle d'interaction dans l'état final fournit, pour $\tau = 0$, une borne supérieure pour la taille de source.

I.7.2. Emission des particules

La discussion porte ici sur l'indépendance réciproque des deux particules au moment de leur émission de la source. Cette supposition intervient dans l'établissement de la formule de Koonin lorsqu'on sépare la probabilité d'émettre une paire de particules en un produit de deux probabilités individuelles d'émission. Deux phénomènes peuvent contredire cette hypothèse.

a) Si la source comporte peu de nucléons, l'émission de la première particule peut modifier considérablement les conditions physiques de la source dans laquelle se trouve encore la seconde particule. Par exemple, le paramètre τ peut augmenter par suite d'une diminution de l'énergie d'excitation disponible. Ce problème est négligeable pour de

grandes sources de protons mais il peut devenir essentiel si on étudie des sources qui émettent des paires alpha-alpha par exemple.

b) Emission de fragments et modèles d'interactions dans l'état final

Dans le cas d'une émission de fragments, la résonance produite est exactement à la même position que celle déduite du calcul d'interaction dans l'état final ou du modèle thermique. Ce résultat est normal. En effet, lorsque le lithium par exemple se désintègre, les deux particules produites acquièrent de ce fait une énergie positive avec le moment orbital l du niveau excité du parent et suivent donc la même équation de Schrödinger que lorsqu'elles sont diffusées l'une par l'autre avec le même moment orbital. Cependant, si les deux particules proviennent d'un état instable de moment orbital l_0 , la fonction de corrélation s'écrit dans le cadre du modèle thermique:

$$R(q) = \frac{\Delta g(q)}{g_0(q)} = \frac{2\pi}{Vq^2} (2l_0 + 1) \frac{d\delta_{l_0}(q)}{dq} \quad (I.7.2.1)$$

Alors q' : dans le cas de deux particules diffusant simplement l'une sur l'autre, tous les l sont possibles, c'est pourquoi la fonction de corrélation s'écrit pour le modèle thermique et le modèle d'interaction dans l'état final avec temps d'émission nul:

$$R(q) = \frac{2\pi}{Vq^2} \sum_l (2l + 1) \frac{d\delta_l(q)}{dq} \quad (I.7.2.2)$$

Mais il s'avère que seul l_0 joue un rôle important à cause des variations rapides du déphasage en fonction de q . C'est pourquoi les expressions (I.7.2.1) et (I.7.2.2) sont numériquement quasiment identiques.

Ainsi, la fonction de corrélation de deux particules non identiques ne permet pas, à première vue, de différencier une source qui émet des fragments se désintégrant en deux particules d'une source émettant les mêmes particules de façon indépendante pour autant que les déphasages des ondes partielles des états de diffusion ne perturbent pas trop la résonance. Le problème est le même pour les particules identiques. Koonin a remarqué que la résonance de la fonction de corrélation proton-proton déduite de son modèle d'interaction dans l'état final restait pratiquement inchangée que l'on tienne compte des états $l \geq 1$ ou pas. Or l'état $l=0$ est également celui dans lequel se trouvent les protons qui proviennent de la désintégration de ^2He . (cf §I.6). Les fonctions de corrélation de tous ces modèles sont donc impuissantes à déterminer le mode d'émission des particules. Cette indiscernabilité conduit à sous-estimer la taille de source. En effet, la désintégration d'un

fragment tend à renforcer la résonance indépendamment des dimensions de la source alors que le modèle d'interaction dans l'état final de deux particules émises indépendamment l'une de l'autre prévoit une augmentation de l'intensité des résonances pour des sources de plus en plus petites.

La contribution d'un processus de désintégration à la fonction de corrélation serait plutôt en rapport avec le taux de formation du fragment qui dépend d'une part des autres espèces en "solution" dans la source au travers de leurs potentiels chimiques et d'autre part, de l'énergie d'excitation déposée dans la source. (cf modèle statistique [FRI83])

I.7.3 Critique du modèle thermique

L'expression I.5.8 donnait la fonction de corrélation pour deux particules en interaction et en équilibre thermique avec le reste de la source. Mais il ressort de cette relation que la fonction de corrélation ne dépend pas de la température.

L'isolement des deux particules considérées dans la source est peut-être à l'origine de ce problème. En effet, en l'absence d'interactions avec le reste de la source, la variation de densité d'état contribuant à la fonction de corrélation provient uniquement de la nature des interactions entre les deux particules quelle que soit la température du milieu nucléaire ambiant.

I.7.4 Influence du mode d'excitation de la source

Dans le modèle d'interaction dans l'état final, lorsqu'on porte son attention sur la façon dont les paramètres r_0 et τ modifient la fonction de corrélation, on se rend compte que deux choses apparaissent séparées, la forme de la fonction et les intensités des différentes corrélations et anticorrélations. Pour proton-proton par exemple, quels que soient les paramètres de la source, la fonction de corrélation aura toujours la même forme. En effet, une anticorrélation apparaîtra aux petits moments relatifs, une corrélation aux environs de 20 MeV/c et une légère anticorrélation entre 30 et 80 MeV/c. Les anticorrélations sont attribuées à la répulsion coulombienne et les corrélations à la partie attractive du potentiel nucléaire. Cette affirmation est vraie tant que l'on reste à l'intérieur du modèle de Koonin où la source est isolée et émet aléatoirement des particules selon une loi $D(\vec{r}, \vec{p})$. Il existe des cas physiques où le mode d'excitation de la source donne à la fonction de corrélation une allure surprenante sans faire intervenir de forces entre les particules. Le problème a été étudié pour des atomes, sources de photons. La fonction de corrélation de la paire photon-photon est déterminée par la nature bosonique des photons qui tendent à occuper la même position dans l'espace des phases. Le résultat présenté sur la figure ci-dessous [LOU83] est aussi valable pour des pions neutres. Les abscisses

représentent l'intervalle de temps entre l'arrivée de deux photons sur les détecteurs. La source émet aléatoirement les photons avec une distribution gaussienne en fréquence.:

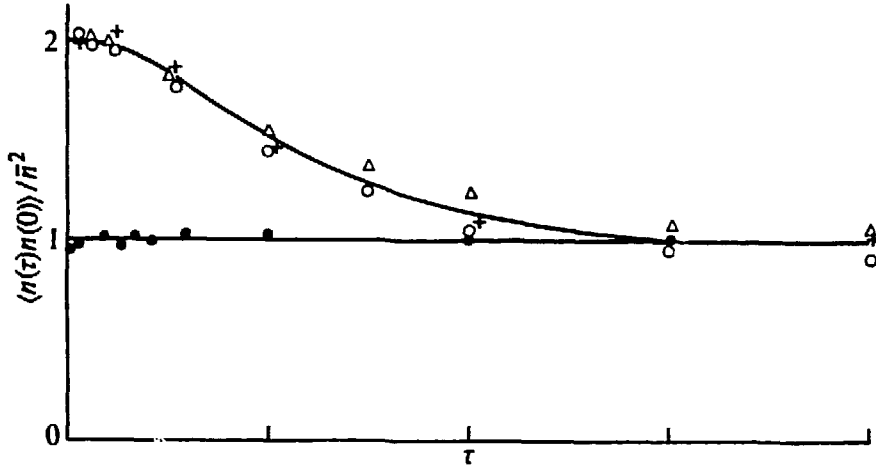


Fig. I.7.4.1 : *Fonction de corrélation photon-photon pour une source chaotique et une distribution gaussienne en fréquence (cercles et triangles blancs).*

On remarque que les photons tendent bien à se lier puisqu'ils préfèrent arriver au même instant plutôt que d'être séparés.

A présent, on excite un seul atome avec un laser et on détecte les paires de photons émis par l'atome [LOU83]. On obtient ainsi les fonctions de corrélation ci-dessous pour différentes intensités du faisceau incident.

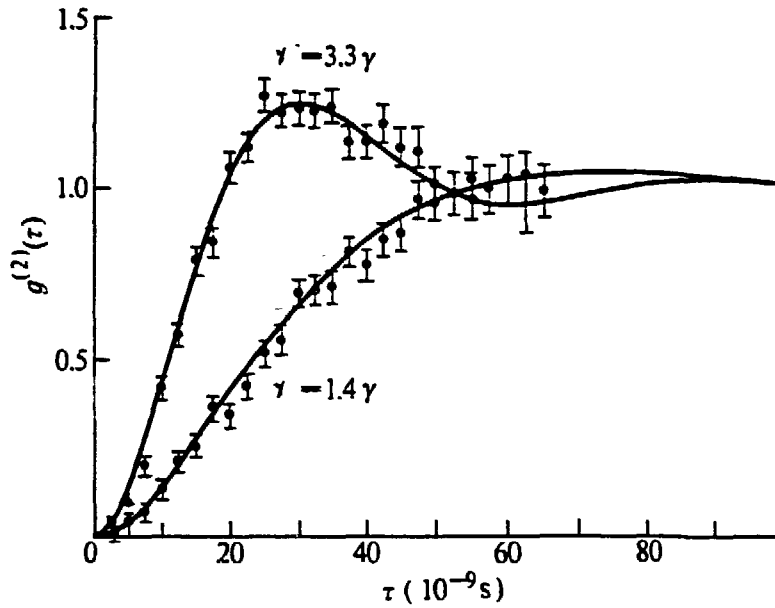


Fig. I.7.4.2 : Fonctions de corrélation photon-photon obtenues en excitant toujours le même atome avec un laser. Les deux courbes sont obtenues pour des intensités laser différentes.

Il est clair que le mode d'excitation de l'atome influence la forme de la fonction de corrélation. De plus, les anti-corrélations et corrélations ne peuvent pas s'interpréter comme une répulsion coulombienne et une interaction nucléaire puisque les particules en question sont des photons

Conclusion : Les anti-corrélations et corrélations de la fonction de corrélation proton-proton ne peuvent être seulement le résultat d'une force de répulsion coulombienne et d'une force attractive nucléaire que si l'on admet l'hypothèse d'une source émettant aléatoirement des protons avec la loi $D(\vec{n}, \vec{p})$. Une source stellaire, incohérente en temps, avec une distribution gaussienne en fréquence après traitement dans l'interféromètre HBT [HAN54], [HAN56] serait l'analogue optique de la source de Koonin en physique nucléaire.

CHAPITRE II

PRESENTATION DE L'EXPERIENCE D'INTERFEROMETRIE PE50bis

CHAPITRE II

PRESENTATION DE L'EXPERIENCE D'INTERFEROMETRIE PE50bis

Le présent chapitre a pour but de montrer le dispositif expérimental ainsi que les méthodes de traitements de données nécessaires pour construire un ensemble de résultats expérimentaux intelligibles.

Le dispositif expérimental comportait en plus du corrélateur un ensemble de détection des particules légères chargées émises dans tout l'espace. Dans ce travail, un effort particulier a été fait pour associer à chaque événement une multiplicité de particules destinée à sélectionner des événements physiques différents. Seules les grandes lignes de l'ensemble de détection seront exposées ici car l'expérience avait été réalisée avant le début de ce travail. En particulier, les données brutes en provenance de l'électronique associée aux détecteurs avaient déjà été traduites en grandeurs physiques telles qu'énergie, temps de vol, type de particule et inscrites sur bandes. Toute l'analyse physique ultérieure de cette thèse sera faite d'après ces bandes appelées " bandes compressées ". Le problème des coïncidences fortuites dans un multidétecteur sera aussi abordé ainsi que la détermination des fonctions de corrélation expérimentales.

II.1 Présentation du dispositif expérimental

II.1.1 Les détecteurs

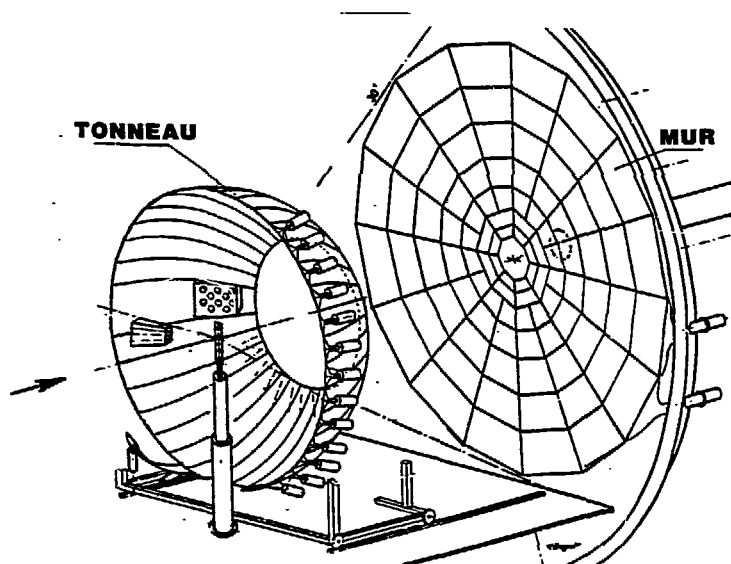


Fig II.1.1 : Le mur, le tonneau et le corrélateur placé à 45° par rapport au faisceau, sur la gauche.

La cible ^{197}Au avait une épaisseur de $3\text{mg}/\text{cm}^2$. En incidence normale par rapport à la cible, arrivait le faisceau ^{16}O à l'énergie de $94\text{ MeV}/u$.

Outre la cible, on distingue trois parties dans le schéma ci-dessus :

a) Le corrélateur ou hodoscope

L'hodoscope provient de M.S.U. (Michigan State University). Ce détecteur placé à 45° par rapport à la direction du faisceau incident était constitué d'un ensemble de dix huit télescopes ΔE -E couvrant chacun un angle solide de 0.44 msr permettant une résolution en angle relatif de 1.2° . L'angle relatif minimum était 2.7° et le maximum 11.9° . Les télescopes étaient répartis approximativement entre 39° et 50° par rapport au faisceau et situés à une distance de 1.016m de la cible. La figure ci-dessous donne la position de chaque télescope en θ et ϕ .

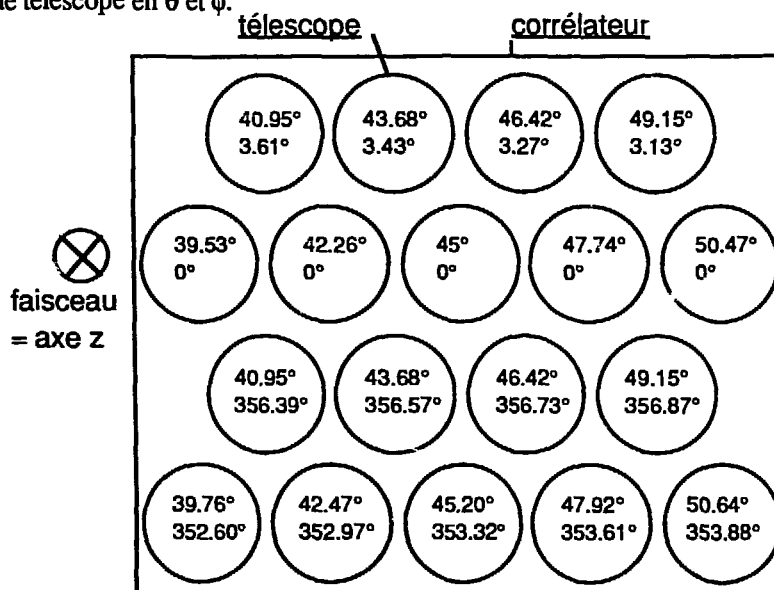


Fig II.1.2 : Plan de l'hodoscope. Chaque cercle représente un télescope dont l'angle θ est donné par le nombre supérieur et l'angle ϕ par le nombre inférieur

Chaque télescope était constitué d'un détecteur silicium derrière lequel était placé un scintillateur NaI. Cet assemblage permettait de séparer les protons, deutons, tritons, ^3He , alphas, ^6He , ^6Li , ^7Li , ^8Li , ^7Be , ^9Be , et ^{10}Be . Une matrice d'identification est donnée ci-dessous pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ avec les mêmes détecteurs. Pour chaque évènement, on incrémente un canal correspondant d'une part à la perte d'énergie de la particule dans le silicium et d'autre part à l'énergie résiduelle que cette particule dépose lorsqu'elle s'arrête dans le cristal NaI.

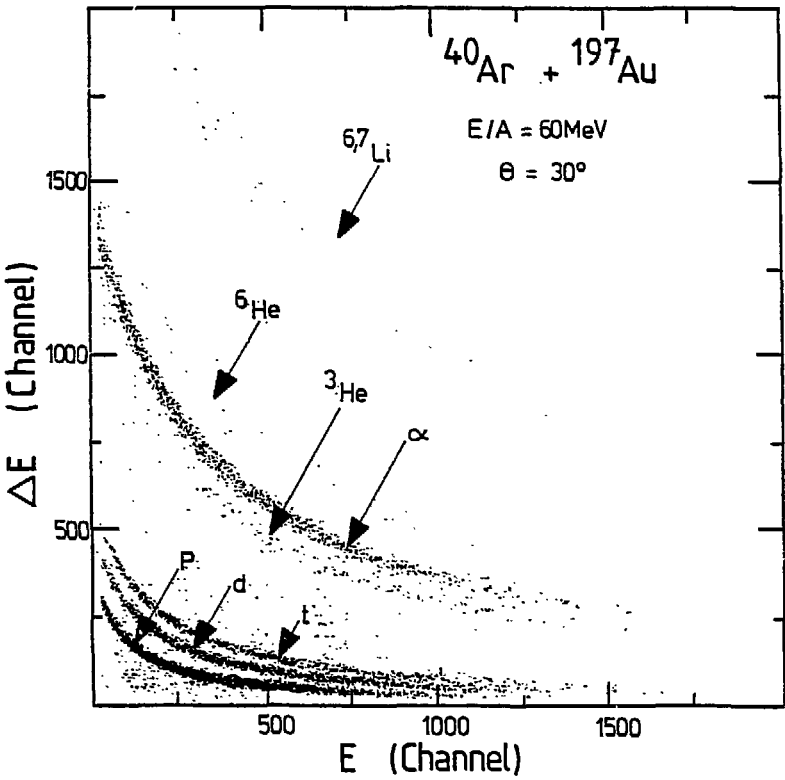


Fig. II.1.3 : Matrice ΔE-E pour un télescope

Les seuils d'identification et de détection se situent entre 6 et 10 MeV/u suivant le type de particule et les détecteurs. Lors du dépouillement, des seuils plus élevés mais identiques pour tous les détecteurs ont été imposés pour chaque type de particule (tableau ci-dessous)

Particule	¹ H	² H	³ H	³ He	⁴ He	⁶ He	⁶ Li	⁷ Li	⁸ Li
Seuil (MeV)	12	15	18	35	40	45	80	90	95

Tableau T1 : Seuils en énergie imposés par programme pour tous les 18 télescopes en fonction du type de particule

b) Le mur

Le mur [BIZ86] est un assemblage de 7 couronnes de pavés de plastiques scintillant NE102 de 2mm d'épaisseur. Les couronnes sont disposées autour d'une calotte sphérique de deux mètres de rayon centrée autour de la cible à une distance de 2.1m. Afin d'arrêter les électrons émis lors de la traversée de la cible par le faisceau, une feuille d'aluminium de 200 μm d'épaisseur était placée devant chaque scintillateur, ce qui imposait un seuil en vitesse dépendant de la particule détectée. Le tableau T2 ci-après donne la valeur des seuils en vitesse pour différentes épaisseurs d'aluminium.

La séparation des particules se faisait en fonction de leur charge. Les particules de $Z=1$ à $Z=3$ étaient correctement séparées et seront les seules particules considérées dans la suite. La couverture angulaire du détecteur était de 3° à 30° par rapport à la direction du faisceau. La position d'une particule est définie simplement par le numéro du scintillateur touché. L'énergie déposée par une particule est reliée à la quantité de lumière reçue par le photomultiplicateur. Pour plus de détails, voir la référence [BIZ86]. L'identification en charge a été réalisée par la méthode énergie-temps de vol qui consiste à construire, événement par événement, le spectre bidimensionnel ci-dessous issu de l'expérience précédente $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/u.

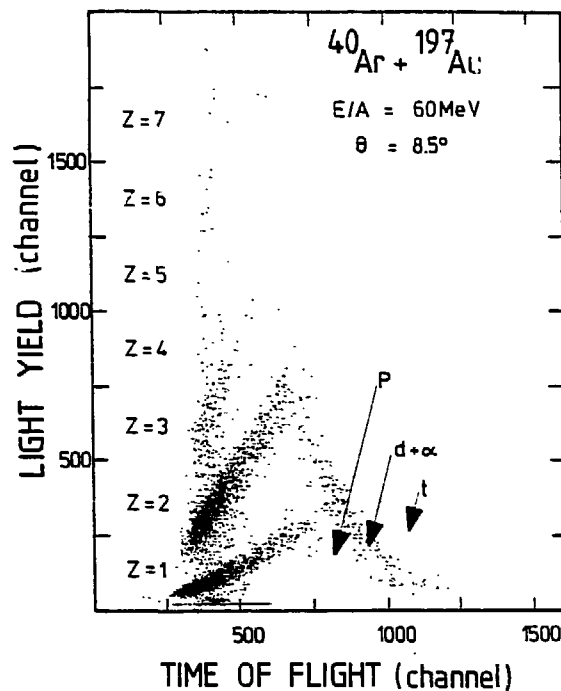


Fig.II.1.4 Matrice d'identification charge-temps de vol. La charge est en ordonnée et le temps de vol en abscisse

c) Le tonneau

Le tonneau [PEG89] est constitué de deux hémisphères centrés autour de la cible à une distance de 80 cm de cette dernière, l'un des hémisphères couvre entre 30° et 90° , l'autre entre 90° et 150° par rapport au faisceau. L'hémisphère avant est un assemblage de 36 lattes de NE102. Seule une latte a été montée à l'arrière. Chaque latte était entourée d'une feuille d'aluminium de $118 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce dispositif permettait de mesurer simultanément la position et le temps de vol des particules ainsi que leur identification en

charge. Ici également, nous nous sommes limités aux charges $Z \leq 3$. On trouvera dans la référence [PEG89] une analyse détaillée du fonctionnement du tonneau.

Particule épaisseur	proton	deuton	triton	3He	α
118 μm	2.68 cm/ns	2.18 cm/ns	1.92 cm/ns	2.90 cm/ns	2.66 cm/ns
200 μm	3.13 cm/ns	2.56 cm/ns	2.26 cm/ns	3.39 cm/ns	3.11 cm/ns

Tableau T2 : *Seuils en vitesse en fonction de l'épaisseur d'aluminium et du type de particule.*

II.1.2 Acquisition et structure en temps des évènements

L'électronique d'acquisition est présentée sur la page suivante (fig.II.1.5)

21 télescopes pouvaient être intégrés au montage. La partie 1 du schéma montre l'électronique associée à un télescope alors que dans la partie 2 est représentée la logique de décision pour les 20 autres télescopes et leurs connexions avec le 21^{ème}. La partie 3 détaille l'électronique associée à chaque photomultiplicateur. Pour mémoire, signalons que chaque latte du tonneau possède deux photomultiplicateurs derrière lesquels se trouve la même électronique que pour les photomultiplicateurs du mur.

Pour introduire le chapitre suivant sur les coïncidences fortuites entre détecteurs, le mode de déclenchement et la structure en temps des évènements vont être détaillés. Deux modes d'acquisition étaient possibles mais pour chacun d'eux seul l'hodoscope était maître, les plastiques du mur et du tonneau restant toujours esclaves. En d'autres termes, un évènement ne déclenchait l'acquisition que si l'hodoscope était touché.

a) Déclenchement " single " : Il suffisait qu'un seul télescope soit touché pour déclencher l'acquisition. Tout plastique du Mur ou du Tonneau touché environ moins de 300 ns avant ou après un télescope était pris en compte par l'acquisition. La figure II.1.6 montre le chronogramme des différents signaux participant à cette acquisition.

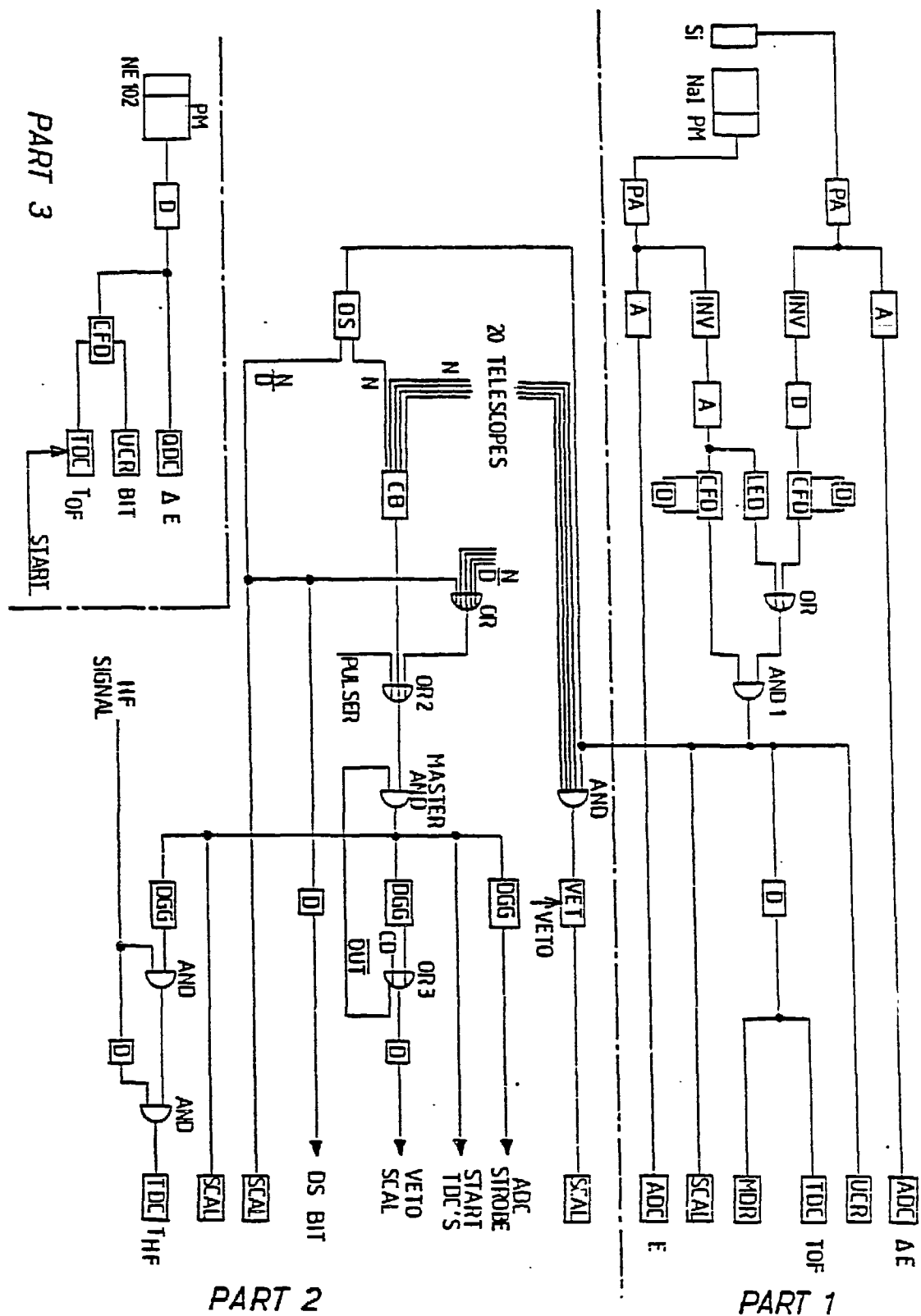


Fig. II.1.5 : Schéma de l'électronique d'acquisition

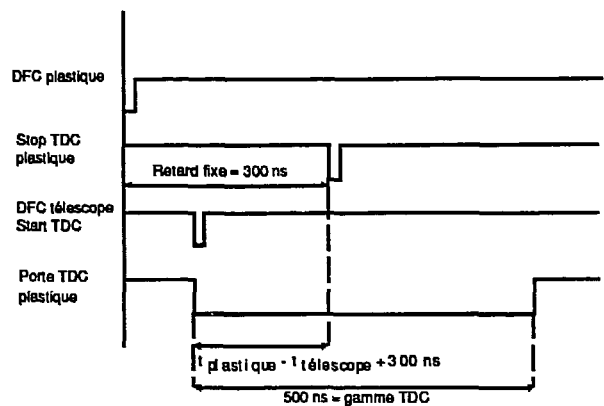


Fig. II.1.6 : DFC : Discriminateur à Fraction Constante

TDC : Convertisseur Temps-Digital

b) Déclenchement coïncidence : On exigeait la coïncidence de deux télescopes pour déclencher l'acquisition. Le discriminateur à fraction constante d'un télescope touché commandait l'ouverture d'une porte de 500 ns qui entraînait sur un tiroir de multiplicité réglé à $M \geq 2$. Lorsque deux télescopes étaient touchés à moins de 500 ns l'un de l'autre, les portes se chevauchaient et le tiroir de multiplicité émettait alors un signal "ok" pour démarrer tous les TDC (fig II.1.7)

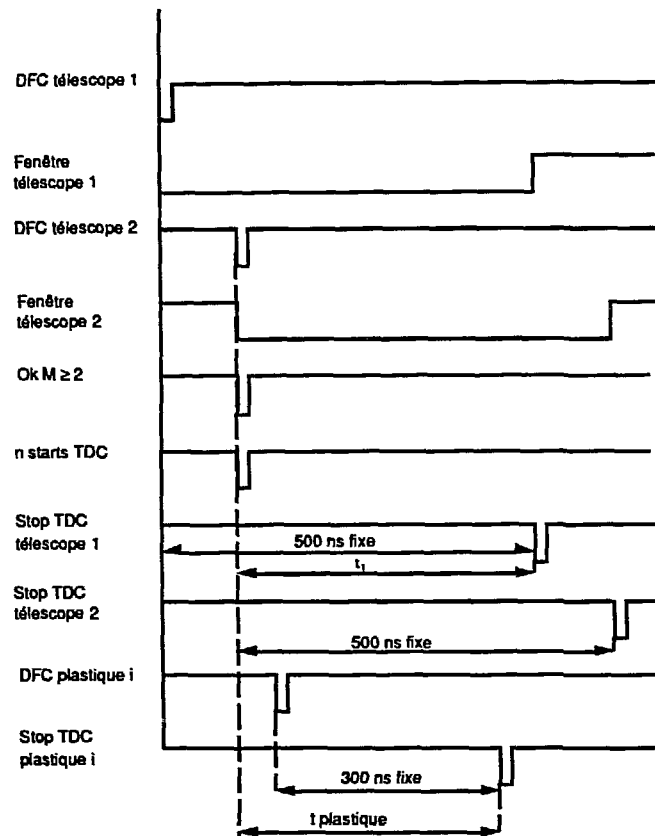


Fig II.1.7

N.B. : Dans le couple de télescopes touchés, le télescope de plus bas numéro est appelé "télescope 1" et l'autre, "télescope 2".

Sur les bandes compressées, les grandeurs $t_{\text{télescope 2}} - t_{\text{télescope 1}}$, $t_{\text{plastique}} - t_{\text{télescope 1}}$, $t_{\text{plastique}} - t_{\text{télescope 2}}$ n'ont pas été inscrites directement mais codées par un nombre entier appelé "flag de coïncidence" dont la signification sera donnée dans le paragraphe suivant. La structure des événements des bandes compressées est présentée en annexe II.

II.2 Traitement des fortuites

II.2.1 Mesure du taux de fortuites

Les faisceaux de cyclotron ont une structure pulsée à haute fréquence. Pour le faisceau ^{16}O à 94 MeV/u, cette structure est schématisée ci-dessous.

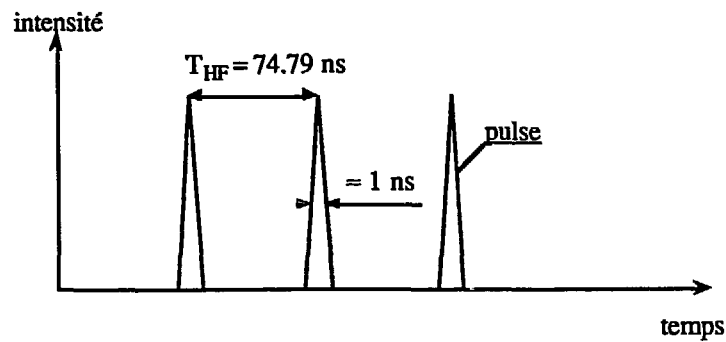


Fig.II.2.1 : Structure en temps du faisceau utilisé par l'expérience PE50bis

Imaginons un scénario où on désire déclencher l'acquisition sur une coïncidence télescope-télescope. Pour $t < 0$, il n'y a eu aucune interaction nucléaire et à $t=0$ survient la première interaction. Supposons alors que deux particules sortent de la cible et touchent deux télescopes différents. Les deux fenêtres en temps vont se superposer et l'acquisition va se déclencher (§II.1). Un spectre en temps relatif $t_2 - t_1$ est constitué avec en ordonnée le nombre de coïncidences observées pour un temps $t_2 - t_1$ donné. Les événements de ce type donneront la contribution suivante au spectre en temps relatif :

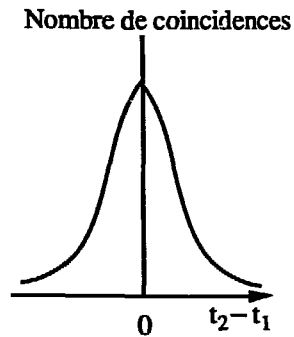


Fig.II.2.2

La surface sous la courbe donne le nombre total d'événements de coïncidences télescope-télescope issus d'un même pulse de faisceau lorsqu'on somme les nombres de coups issus de tous les couples de télescopes. Cependant, il n'est pas possible de savoir si les deux particules proviennent d'un seul événement physique ou de deux événements décorrélés dans le même paquet de faisceau (coïncidence fortuite). Dans la suite, on se propose d'estimer le nombre de coïncidences fortuites télescope-télescope sous la courbe de la figure II.2.2.

On peut aussi imaginer qu'un seul télescope soit touché dans un pulse et qu'un autre télescope soit touché par une particule issue d'un pulse ultérieur. Une coïncidence de ce type est nécessairement aléatoire (fortuite) puisque les deux particules proviennent obligatoirement d'événements physiques différents. Par ailleurs, on sait reconnaître deux particules issues de pulses faisceaux différents car leurs temps de vol (≈ 20 ns) est plus petit que le temps de séparation de deux pulses consécutifs. Soient alors deux événements physiques différents A et B (fig II.2.3). Lorsque A se produit, une particule quelconque avec une énergie non imposée arrive sur le télescope 1. B est défini de la même manière pour le télescope 2. Supposons que A se produise au premier pulse et B au n ième pulse suivant. De plus, aucun télescope n'est touché entre ces deux pulses. La figure II.2.3 schématise la situation avec $n=2$.

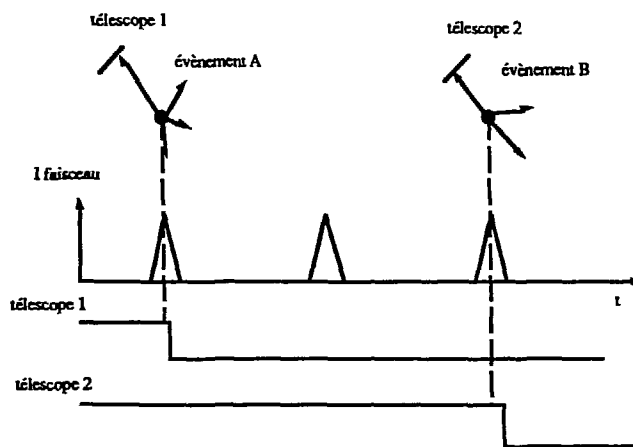


Fig.II.2.3

Il vient la relation :

$$t_2 - t_1 \approx 2 T_{HF}$$

Le spectre en temps relatif de ce type de coïncidences aura alors l'allure du spectre de la figure II.2.2 mais centré à un temps $2T_{HF}$:

La surface sous cette courbe est égale au nombre de fois où une coïncidence entre un événement physique du premier pulse et un autre événement du troisième pulse a été observée. La probabilité d'apparition de A est $p(A)$, celle de B $p(B)$. Donc, la probabilité que A et B se manifestent dans deux pulses faisceau différents est $p(A)p(B)$ car les événements sont indépendants entre eux. Cependant, A et B peuvent aussi se produire à l'intérieur d'un même pulse faisceau et la probabilité d'apparition simultanée AB est $p(AB) = p(A)p(B)$ puisque les événements ne sont pas corrélés. Finalement, le nombre

de coïncidences fortuites à l'intérieur du pic à $0 T_{HF}$ dans le spectre en temps relatif est égal au nombre de coïncidences dans un pic situé à $n T_{HF}$. Par ailleurs, peu importe que A se produise avant ou après B. Donc, le spectre en temps relatif est symétrique par rapport à l'axe des ordonnées et aura l'allure ci dessous :

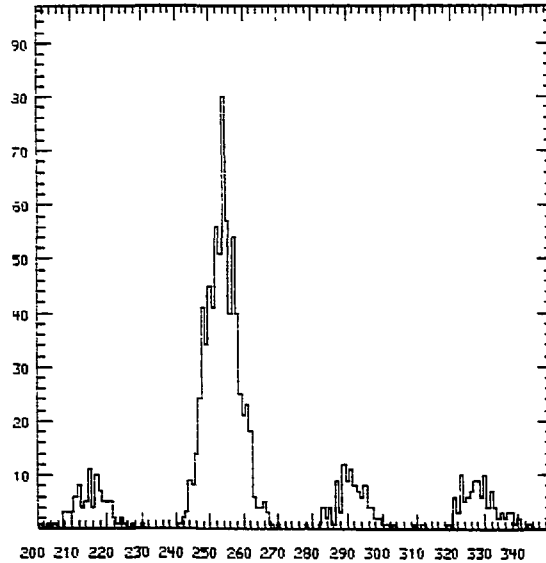


Fig. II.2.4 : Spectre en temps relatif $t_{\text{téléscope2}} - t_{\text{téléscope1}}$ pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV

Selon les considérations précédentes, les coïncidences fortuites dans le grand pic sont au nombre des coïncidences contenues dans un pic périphérique quelconque.

Par notation, une coïncidence est du type -1, 0, 1, 2, ...etc si dans le spectre en temps relatif elle se trouve dans le pic centré à $-T_{HF}$, 0, T_{HF} , $2 T_{HF}$, ...etc. Le même raisonnement s'applique aux coïncidences télescope-plastique. Ces nombres entiers relatifs caractérisant le type de coïncidence sont ceux mentionnés dans le paragraphe précédent et dans l'annexe 3 sous la dénomination "flag de coïncidence".

II.2.2 Correction des coïncidences fortuites sur les spectres en multiplicité

Les informations recueillies par le Mur et le Tonneau sont très nombreuses. On peut en particulier construire les distributions en multiplicité de particules légères chargées détectées dans ces multidétecteurs. Ces spectres sont cependant distordus par la présence de particules provenant d'événements physiques différents qui sont tous regroupés dans le même événement à l'acquisition.

Pour chaque événement, il existe trois types de flag :

- a) Un flag de coincidence télescope1-télescope2 noté $F_{t\bar{t}1}$
- b) Un flag de coincidence plastique-télescope1 noté F1 pour chaque plastique touché
- c) Un flag de coincidence plastique-télescope2 noté F2 pour chaque plastique touché

La position en temps, par rapport aux télescopes, d'un scintillateur touché lors d'un déclenchement de l'acquisition est donnée par un triplet constitué des trois flags (a), b), c)) ci-dessus. Ces trois nombres sont reliés par la relation :

$$t_{\text{télescope2}} - t_{\text{télescope1}} = t_{\text{plastique}} - t_{\text{télescope1}} - (t_{\text{plastique}} - t_{\text{télescope2}})$$

En termes de flags de coincidences, cette expression se traduit par :

$$F_{t\bar{t}1} = F1 - F2$$

Exemple : a) 0, 0, 0 signifie que les deux télescopes et le plastique sont touchés dans le même pulse faisceau

b) -1, 0, 1 : Le télescope 2 est touché environ T_{HF} ns avant le télescope 1. Le plastique est touché dans le même pulse faisceau que le télescope 1 et T_{HF} ns après le télescope 2.

Le schéma ci-dessous est la représentation d'un évènement complet sous forme d'un tableau où chaque case représente un détecteur touché.

type de coincidence

télescope 1	}	0
télescope 2		
plastique i		0, 0, 0
plastique j		0, 0, 0
plastique k		0, 1, 1
plastique l		0, -1, -1

Fig.II.2.5

La constitution des spectres en multiplicité se fait de la façon suivante. Dans un premier temps, on sélectionne les évènements dont la coïncidence télescope-télescope est de type 0 pour un couple de particules fixé à l'avance. Ensuite, pour chacun de ces évènements, les plastiques touchés dans le même pulse faisceau sont sélectionnés. On obtient ainsi des évènements où ne figurent que des plastiques dont le type de coïncidence avec les télescopes est 0, 0, 0. La situation serait idéale si, pour chaque évènement, les deux télescopes et tous les plastiques associés étaient touchés par des particules issues d'une seule collision nucléaire. On mesurerait alors la multiplicité de particules issues de cette collision. La figure ci-dessous représente ce cas :

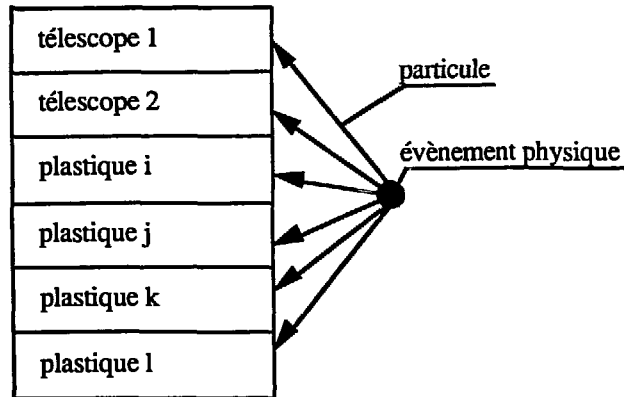


Fig.II.2.6

Malheureusement, il est possible de détecter des évènements comportant des coïncidences fortuites télescope-télescope et plastique-télescope comme le montre la figure II.2.7 :

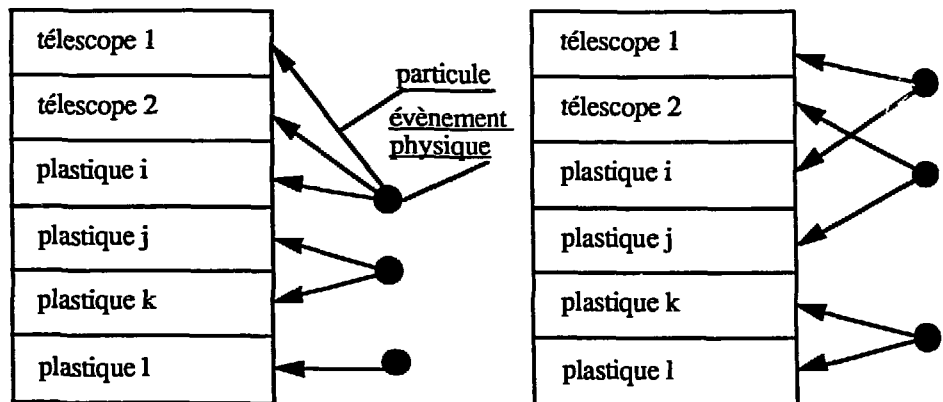


Fig. II.2.7 : Représentation des coïncidences fortuites télescope-plastique et télescope-télescope.

Il apparait dans la figure ci-dessus deux types de coïncidences fortuites qui donneront lieu à deux sortes de corrections différentes.

Dans le cas d'une coïncidence vraie télescope-télescope, certains plastiques sont associés aux télescopes par le même évènement physique alors que d'autres plastiques proviennent d'évènements physiques différents. De même, dans le cas d'une coïncidence fortuite télescope-télescope, certains plastiques ne sont associés à aucun des deux télescopes. Ces plastiques seront appelés *plastiques fortuits* et constituent un premier type de coïncidence fortuite.

Les coïncidences fortuites télescope-télescope (partie droite de la figure II.2.7) constituent un second type de coïncidences fortuites.

a) On prend d'abord les évènements où les deux télescopes et les plastiques sont touchés dans le même pulse faisceau, obtenant ainsi un spectre brut en multiplicité (fig.II.2.8 ronds noirs). La correction porte ici sur les plastiques qui ne sont associés à aucun télescope. Evènement par évènement, on effectue une correction de la multiplicité de plastiques. Pour chaque plastique participant à la multiplicité brute, on effectue un tirage Monte-Carlo afin de conserver ou non ce plastique dans la multiplicité finale. La réponse (oui ou non) dépend du " taux de fortuites " pour le plastique considéré, c'est à dire du rapport entre les comptages du pic à 0 THF et un autre pic à n THF (par exemple entre les pics à 0 THF et 1 THF de la figure II.2.4). Les corrections sont plus importantes sur les plastiques de la première couronne du Mur à cause de leurs grands taux de comptage par seconde et plus faibles sur les angles arrières du tonneau. Mais dans la pratique, on a vérifié qu'en prenant un taux de fortuites moyen sur le Mur et un autre sur le Tonneau, on obtenait sensiblement les mêmes corrections. Le taux de fortuites moyen sur le Mur était de 12% et de 9% sur le Tonneau.

Cette correction sera plus marquée aux grandes multiplicités où se produira une atténuation du nombre de coups. Comme le nombre total d'évènements est conservé au cours de la correction, on observera un rehaussement du spectre corrigé aux basses multiplicités (fig. II.2.8 carrés blancs)

b) Le spectre ainsi corrigé contient encore les coïncidences fortuites télescope-télescope dont la multiplicité associée peut s'écrire pour un évènement particulier :

$$M = M_{t1} + M_{t2} \quad (\text{II.2.1})$$

Où M_{t1} (resp. M_{t2}) représente le nombre de plastiques associés au télescope 1 (resp. télescope 2), issus du même évènement physique. La multiplicité de plastiques

fortuits n'intervient pas puisqu'ils ont été retranchés dans a). Cette relation n'est cependant valable qu'en moyenne sur un grand nombre d'évènements car on ne sait pas si un plastique donné retenu par le tirage Monte-Carlo est fortuit ou non. L'expression (II.2.1) montre que le spectre de la grandeur M est la convolution du spectre de multiplicité de plastiques associés au télescope 1 avec le spectre de multiplicité de plastiques associés au télescope 2 en supposant que M_{t1} et M_{t2} sont des variables indépendantes. Pour déterminer ce spectre on procède de la façon suivante à partir des évènements de coïncidences.

On se fixe un flag de coïncidence télescope-télescope pour lequel on est certain de n'avoir que des coïncidences fortuites, -1 par exemple, puis on cherche dans chaque évènement de ce type, les plastiques issus du même pulse faisceau que le télescope 1. Prenons les plastiques -1, 0, 1. On a ainsi un premier spectre brut dont la multiplicité M_1 est la somme :

$$M_1 = M_{t1} + M_{F1} \text{ avec } M_{F1}, \text{ multiplicité de plastiques fortuits.}$$

$$\text{De même, } M_2 = M_{t2} + M_{F2} \text{ en prenant des plastiques -1, -1, 0}$$

La convolution des deux spectres donne un spectre dont la multiplicité M est telle que $M = M_{t1} + M_{F1} + M_{t2} + M_{F2}$

Afin d'obtenir le spectre de la multiplicité définie par la relation (II.2.1), il faut corriger des plastiques fortuits les évènements constitués par la fusion des plastiques -1, 0, 1 et -1, -1, 0 en appliquant à chacun de ces nouveaux évènements le Monte-Carlo du a). En fait, ce Monte-Carlo doit être appliqué deux fois à chaque évènement puisqu'il faut corriger M_{F1} et M_{F2} . Cette méthode a) peut s'appliquer ici, même si la condition sur le trigger n'est pas la même (flag -1) qu'en a) (flag 0), car la correction s'effectue sur des plastiques qui ne sont associés à aucun télescope donc qui ne dépendent d'aucune condition sur le trigger. On obtient ainsi la courbe avec les triangles noirs de la figure II.2.8.

N.B. : Il est aussi possible que deux particules ou plus tombent simultanément sur un même plastique. L'électronique d'acquisition ne verra qu'une seule particule, donc la multiplicité réelle sera supérieure à la multiplicité mesurée. Des simulations montrent que le taux de double comptage est négligeable dans notre cas.

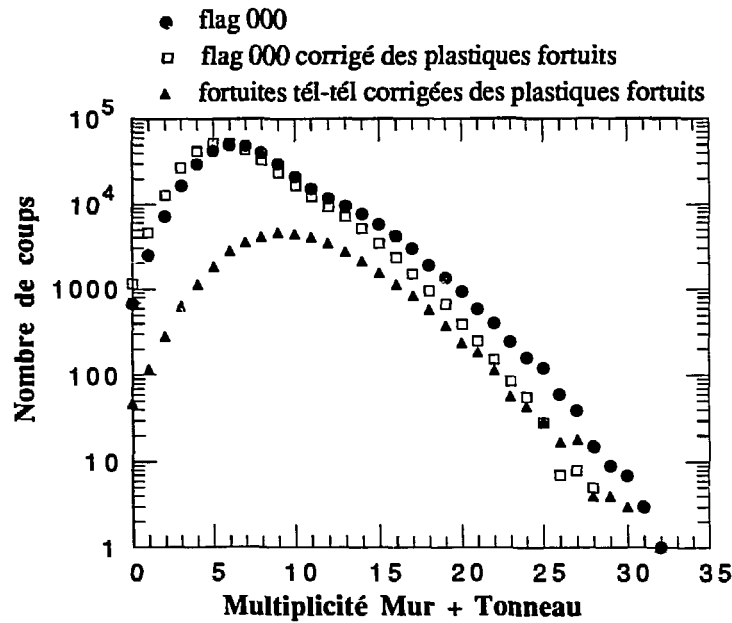


Fig.II.2.8 : Spectres en multiplicité brute et corrigée des coïncidences fortuites, dans l'ensemble de détection Mur et Tonneau

Selon la figure II.2.8, tant que la multiplicité totale reste inférieure à 15, le taux de coïncidences fortuites télescope-télescope est de moins de 50% (triangles noirs comparés aux carrés blancs). Or une coïncidence fortuite de ce type donne des particules non corrélées dont l'effet sur la fonction de corrélation est de remonter le bruit de fond (événements décorrélés) par rapport à la résonance (cas proton-proton par exemple). Lorsque nous étudierons l'évolution des fonctions de corrélation en imposant différentes fenêtres en multiplicité, nous nous limiterons dans notre analyse à des multiplicités totales inférieures à 15. Cette étude peut aussi être refaite entièrement pour le Mur et le Tonneau séparément. Les résultats obtenus montrent que pour une multiplicité Mur inférieure à 9, le taux de coïncidences fortuites télescope-télescope reste inférieur à 50%. De même la limite maximale en multiplicité Tonneau est fixée à 9 avec le même critère.

Il aurait été possible de corriger les événements des coïncidences fortuites mais cela n'a pas été fait ici. En effet, l'inconvénient d'une méthode Monte-Carlo est qu'elle ne corrige qu'en moyenne et ne garantit donc pas une multiplicité correcte pour un événement donné. De plus, la correction des coïncidences fortuites télescope-télescope ne peut se faire elle aussi qu'en moyenne. Il est donc possible de prendre une coïncidence télescope-télescope fortuite pour une vraie et vice-versa, introduisant ainsi une incertitude supplémentaire sur les valeurs expérimentales des fonctions de corrélation. Lorsqu'on

utilisera des fenêtres en multiplicité pour sélectionner différents types de collisions, on ne travaillera que sur les multiplicités brutes pour éviter cette incertitude supplémentaire.

Cette étude nous a toutefois permis de déterminer les valeurs maximales des multiplicités à prendre pour avoir au plus 50% de coïncidences télescope-télescope fortuites.

II.3 Détermination expérimentale de la fonction de corrélation dans l'hodoscope

Dans ce travail, toutes les fonctions de corrélation ont été exprimées en fonction de la norme du moment relatif des deux particules détectées dans l'hodoscope. La relation de base pour calculer la fonction de corrélation sera l'expression (I.2.16). Les termes sous les sommes des relations (I.2.14) et (I.2.15) seront assimilés à des nombres de coups et les sommations porteront sur toutes les combinaisons de couples de télescopes et d'énergies correspondant au moment relatif voulu. D'un point de vue expérimental, le coefficient de corrélation s'exprimera alors sous la forme :

$$1 + R(q) = C \frac{N(q)}{D(q)} \quad (\text{II.3.1})$$

La détermination de N est simple. Evènement par évènement, on connaît l'angle relatif entre les trajectoires des deux particules mesuré à partir des centres des deux télescopes touchés ainsi que les énergies respectives des deux particules incidentes. On en déduit le moment relatif et le canal correspondant est incrémenté de 1. La figure ci-dessous montre un numérateur pour le couple proton-proton

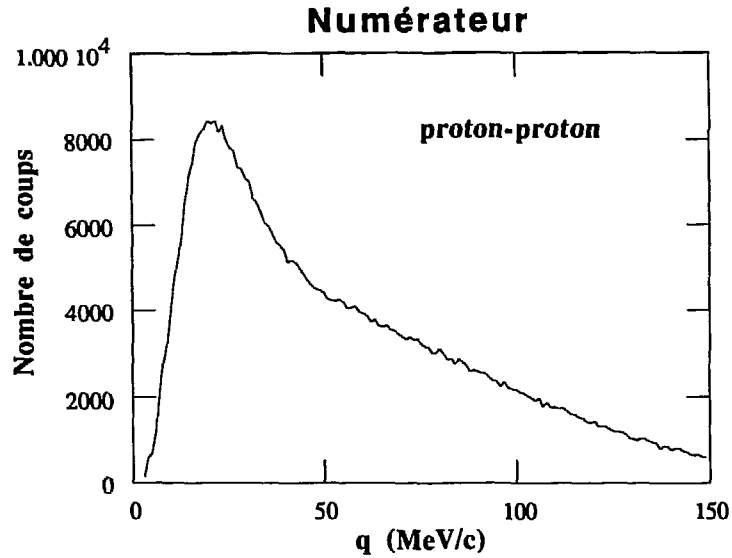


Fig.II.3.1 : Numérateur de la fonction de corrélation proton-proton

La situation est plus délicate pour le dénominateur D dont la détermination expérimentale dépend beaucoup de ce que l'on entend par section efficace inclusive. Dans la relation (I.2.15), les sections efficaces inclusives pour une particule donnée à une certaine énergie sont définies à partir des événements de coïncidence comme le montrent les expressions (I.2.6) et (I.2.7). Le dénominateur prend la forme adaptée aux grandeurs expérimentales:

$$D(q) = \sum_{\theta} \sum_{E_1 E_2} [N(i: E_1) N(j: E_2)]_{\theta} \quad (\text{II.3.2}) \text{ où } \theta \text{ est l'angle relatif entre les}$$

particules i et j . Le terme N dans la somme représente la distribution en énergie des événements inclusifs qui est définie en se fixant à l'avance une particule donnée et en ne regardant que l'énergie de cette particule quelles que soient les autres particules. La somme de l'expression (II.3.2) est étendue à toutes les combinaisons θ, E_1, E_2 telles que $q = \text{cste}$.

Concrètement, cette méthode revient à se fixer d'abord un couple de télescopes séparés par un angle relatif θ . Ensuite, on constitue les spectres en énergie séparément pour les deux particules de la paire, pour chaque télescope (spectres 1 et 2). Ces spectres en énergie pour une particule ne sont pas exactement des spectres inclusifs car ils sont

constitués sous la condition qu'une deuxième particule ait atteint l'hodoscope. Puis le contenu du premier canal du spectre 1 est multiplié par le contenu du premier canal du spectre 2 et le résultat s'ajoute au contenu précédent (à l'origine 0) du canal du spectre D correspondant au moment relatif déterminé par θ et les deux énergies des spectres 1 et 2. L'adresse du canal du spectre 2 est incrémentée de 1 et la même procédure que ci-dessus recommence. Lorsque le dernier canal du spectre 2 a été atteint, l'adresse du canal du spectre 1 est incrémenté de 1 à son tour et l'adresse du canal du spectre 2 revient à l'origine...etc

Si les deux particules sont différentes, le même processus est engagé en intervertissant les particules de chaque télescope. La procédure recommence ensuite pour un couple de télescopes différent.

Cette méthode n'a pas été utilisée pour l'analyse des résultats de cette expérience où le dénominateur a été déterminé comme indiqué ci-dessous :

Le dénominateur représente la probabilité d'avoir un couple de particules décorrélées ou indépendantes, en fonction du moment relatif. Or les bandes compressées fournissent déjà des couples de particules indépendantes pour les flags de coincidence différents de 0. On se fixe un flag de coincidence fortuite pour constituer les spectres en énergie de chaque particule dans chaque télescope. L'algorithme du calcul est le même que pour la méthode précédente mais les spectres en énergie sont réellement des spectres inclusifs puisque les particules touchant les télescopes proviennent de pulses faisceau différents. Le spectre ci-dessous est le dénominateur déterminé pour le couple proton-proton.



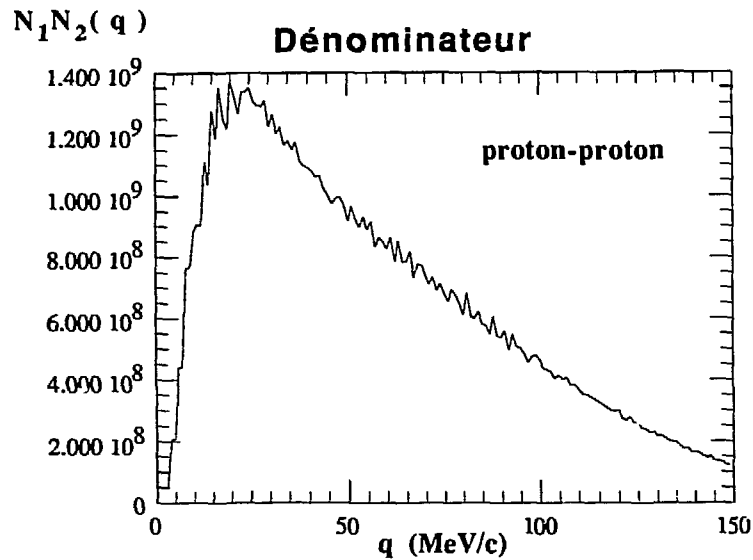


Fig.II.3.2 : Dénominateur de la fonction de corrélation proton-proton

Calcul des barres d'erreurs de la fonction de corrélation

L'erreur sur la fonction de corrélation sera calculée en considérant les erreurs statistiques du rapport $\frac{N}{D}$. L'erreur sur le coefficient de normalisation a été négligée.

Rappel : Soient U et V deux variables aléatoires indépendantes et W définie par :

$$W = U + V$$

Alors l'erreur quadratique $(\Delta W)^2$ est donnée par : $(\Delta W)^2 = (\Delta U)^2 + (\Delta V)^2$ (II.3.3)

Par ailleurs, lorsque $W = U/V$ ou $U.V$ et si U et V sont deux variables aléatoires indépendantes, alors l'erreur quadratique relative $\left(\frac{\Delta W}{W}\right)^2$ s'exprime sous la forme

$$\left(\frac{\Delta W}{W}\right)^2 = \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2 \quad (\text{II.3.4})$$

D'après les relations (II.3.1) et (II.3.4), l'erreur sur $R(q)$ est donnée par :

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 = \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 \quad (\text{II.3.5})$$

a) Le numérateur est un nombre de coups sur lequel l'erreur statistique est $\Delta N = \sqrt{N}$. D'où,

$$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 = \frac{1}{N} \quad (\text{II.3.6})$$

b) Le dénominateur est donné par l'expression (II.3.2) ou sous une forme plus condensée pour alléger l'écriture : $D = \sum N_i N_j$ (II.3.7)

La propriété II.3.3 permet d'écrire l'erreur quadratique sur D :

$(\Delta D)^2 = \sum [\Delta(N_i N_j)]^2$ (II.3.8) Le terme sous la somme se calcule grâce à II.3.4 et vaut $N_i N_j (N_i + N_j)$ en assimilant les erreurs sur les spectres inclusifs à des erreurs statistiques.

Finalement, l'erreur absolue sur la fonction de corrélation est donnée par :

$$\Delta R(q) = R(q) \left(\frac{1}{N} + \frac{\sum N_i N_j (N_i + N_j)}{(\sum N_i N_j)^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II.3.9})$$

Remarques :

a) Sur la détermination des spectres inclusifs : La première méthode donnée au début de ce paragraphe II.3 permet de constituer des spectres que l'on ne peut pas véritablement qualifier d'inclusifs puisque les événements utilisés sont au départ des événements de coïncidence. Cependant, cette technique permet d'une part de construire un dénominateur à partir des mêmes événements que le numérateur et d'autre part présente l'avantage de découler naturellement de la définition de la fonction de corrélation adoptée au chapitre I du début de cette thèse. La seconde méthode, à partir des coïncidences fortuites télescope-télescope utilise de vrais événements inclusifs mais ces derniers ne sont pas forcément de même nature physique que les événements de coïncidences. Par exemple, l'ensemble des événements physiques ne donnant qu'une seule particule émise ne contribuera pas au numérateur mais contribuera au dénominateur !

b) Sur le calcul d'erreurs de la fonction de corrélation : L'expression (II.4.8) n'est correcte que si les termes de la somme (II.4.7) sont indépendants entre eux. Cette condition n'est pas vraiment remplie. Prenons par exemple deux termes particuliers de cette somme :

$N_i(E_1) N_j(E_2) + N_i(E_1) N_j(E_2 + \Delta E)$ Dans chacun des termes de cette somme se trouve un élément commun, $N_i(E_1)$. L'erreur commise dans le second terme est donc liée à l'erreur commise dans le premier par la grandeur $N_i(E_1)$. Cette corrélation des erreurs a été négligée dans les calculs des barres d'erreurs des fonctions de corrélation. Mais d'une manière générale, l'erreur totale sur R provient essentiellement de l'erreur statistique sur N, la précision avec laquelle on détermine D étant très bonne.

II.4 Fonction de corrélation et efficacité géométrique de l'hodoscope

Le but de ce paragraphe est de montrer l'intérêt expérimental de la fonction de corrélation dans les problèmes d'efficacité de détection liés à la disposition particulière des télescopes dans l'hodoscope. Une telle efficacité s'appellera " efficacité géométrique ". On montre que la fonction de corrélation y est insensible.

Rangeons d'abord les couples de télescopes i, j suivant leur angle relatif que l'on repèrera par un entier n . Fixons $n=1$ pour l'angle le plus petit, $n=2$ pour le suivant ...etc. L'angle relatif correspondant à un entier n particulier sera noté θ_n . Pour un n donné, tous les couples de télescopes sont supposés identiques. En particulier les seuils sont les mêmes puisqu'ils ont été imposés par programme à une valeur supérieure au seuil physique le plus élevé. E_r désigne l'énergie relative du couple de particules, choisies identiques. Pour chaque couple de télescopes, E_1 sera l'énergie mesurée dans le télescope de plus bas numéro, E_2 l'énergie mesurée dans l'autre télescope. Pour un angle relatif fixé, E_1 et E_2 satisfont à la condition $q=cste$. Les valeurs de E_1 et E_2 se répartissent donc sur une courbe notée $D_q(\theta_n)$ (fig. II.4.1). Notons $P_C^{exp}(E_1, E_2, i, j)$ et $P_{NC}^{exp}(E_1, E_2, i, j)$ les probabilités expérimentales d'avoir respectivement un couple corrélé et non corrélé aux énergies E_1 et E_2 pour la paire de télescopes i, j . Les probabilités réelles, avant le passage par le filtre expérimental, seront notées de la même façon avec l'indice " exp " en moins. Ces dernières probabilités ne sont en fait pas exactement les probabilités vraies car on suppose que la correction de résolution d'énergie et d'angle du détecteur a déjà été effectuée.



A ce niveau signalons la distinction entre la *résolution* finie du corrélateur qui élargit les spectres en impulsion relative à cause des résolutions en énergie et en angle des télescopes tout en conservant le nombre de coups, et l'*efficacité* de détection liée à la géométrie de l'hodoscope qui provoque une perte de coups.

La fonction de corrélation expérimentale non normalisée peut se calculer d'après la relation ci-dessous où les sommes sur les couples de télescopes i, j sont restreintes à un angle relatif fixé par n :

$$C_{\text{exp}}(q) = \frac{\sum_n \sum_{i < j} \oint_{\mathcal{D}_q(\theta_n)} P_C^{\text{exp}}(E_1, E_2, i, j) dE_1 dE_2}{\sum_n \sum_{i < j} \oint_{\mathcal{D}_q(\theta_n)} P_{NC}^{\text{exp}}(E_1, E_2, i, j) dE_1 dE_2} \quad (\text{II.4.1})$$

L'efficacité de détection intervient au cours de l'intégration et des différentes sommations de (II.4.1). Entre les probabilités expérimentales, effectivement mesurées, et celle déduites de la physique et des différentes résolutions, existent les relations :

$$P_C^{\text{exp}}(E_1, E_2, i, j) = \varepsilon(E_1, E_2, i, j) P_C(E_1, E_2, i, j) \quad (\text{II.4.2})$$

$$P_{NC}^{\text{exp}}(E_1, E_2, i, j) = \varepsilon(E_1, E_2, i, j) P_{NC}(E_1, E_2, i, j) \quad (\text{II.4.3})$$

Où ε représente la fonction d'efficacité de détection qui ne dépend que du détecteur utilisé (l'hodoscope dans ce travail).

Une première cause de défaut d'efficacité de l'hodoscope peut déjà être mise en évidence. Supposons θ_n fixé et imaginons les variations de E_1 et E_2 dans le domaine d'intégration $\mathcal{D}_q(\theta_n)$. (Fig. II.4.1)

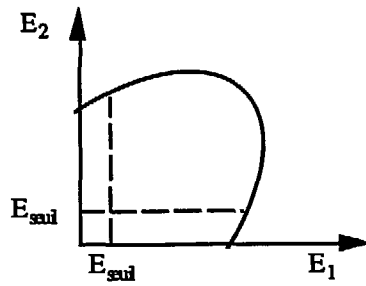


Fig.II.4.1 : Représentation de la courbe $q=F(E_1, E_2)$ pour une valeur de θ_n fixée.

Au cours de l'intégration sur les énergies, il est possible que E_1 où E_2 descende en dessous du seuil de détection. Dans ce cas l'efficacité sera nulle.

P_C et P_{NC} sont reliées par le coefficient de corrélation $C(q)$ dont on suppose qu'il ne dépend pas du couple de télescope i, j . Cette hypothèse a été vérifiée par l'expérience et reste valable tant que l'on reste dans un domaine angulaire total assez restreint ($\pm 10^\circ$ par rapport à la direction d'observation moyenne). $P_C = C(q) P_{NC}$. On remplace P_C par cette dernière expression dans la relation (II.4.2) pour obtenir $P_C^{\text{exp}}(E_1, E_2, i, j) = C(q) P_{NC}^{\text{exp}}(E_1, E_2, i, j)$ que l'on insère dans le numérateur de (II.4.1). Comme q est constant dans l'intégration et dans les sommations du numérateur de (II.4.1), $C(q)$ se met en facteur, laissant un numérateur identique au dénominateur et donc : $C_{\text{exp}}(q) = C(q)$, prouvant ainsi que la fonction de corrélation ne dépend pas de l'efficacité du corrélateur. Bien sur, plus l'efficacité est mauvaise, plus la statistique sera pauvre et donc plus grandes seront les barres d'erreur.

II.5 Spectres en vitesse dans les multidétecteurs:

II.5.1 Spectres en vitesse monodimensionnels

Sur les bandes compressées se trouvent les temps de vol des particules qui ont touché un plastique dans la fenêtre en temps ouverte par la coïncidence des deux télescopes. Comme il existe plusieurs méthodes pour déterminer un spectre en vitesse à partir d'un spectre en temps de vol, ce paragraphe sera consacré à la méthode employée dans cette thèse pour construire les spectres en vitesse.

Soient D la distance entre la cible et les plastiques et Δt le pas de temps des spectres en temps de vol ($\Delta t = 1\text{ns}$).

Lorsqu'une particule est détectée avec un temps de vol T , cela correspond en fait à un certain canal N , partie entière de la division du temps de vol réel par le pas de quantification Δt . On note t le temps de vol moyen valant $T + \frac{\Delta t}{2}$. L'erreur que l'on commet en désignant le temps de vol par t est moins grande en moyenne que si l'on prenait T . C'est pourquoi seul t désignera désormais le temps de vol. La valeur réelle inconnue de ce temps est comprise entre $t - \frac{\Delta t}{2}$ et $t + \frac{\Delta t}{2}$. La vitesse vraie se trouve donc

entre $\frac{D}{t + \frac{\Delta t}{2}}$ et $\frac{D}{t - \frac{\Delta t}{2}}$. La vitesse " mesurée " sera assimilée à la moyenne arithmétique de

ces deux extrêmes et vaudra donc $\frac{D t}{t^2 - \left(\frac{\Delta t}{2}\right)^2}$. La largeur du canal vaudra $\frac{D \Delta t}{t^2 - \left(\frac{\Delta t}{2}\right)^2}$. Cette

largeur, fonction du temps de vol, augmente lorsque le temps diminue donc lorsque la vitesse est plus grande. Ainsi, la précision sur la mesure de la vitesse diminue aux grandes vitesses par suite d'une dilatation des canaux.

Par ailleurs, si $V(t)$ et $\Delta V(t)$ désignent la vitesse moyenne et la largeur du canal pour un temps de vol t , on vérifie aisément que $V(t) + \frac{\Delta V(t)}{2} = V(t - \Delta t) - \frac{\Delta V(t - \Delta t)}{2}$. Cette dernière relation signifie que les canaux des spectres en vitesse restent jointifs, c'est à dire que la valeur maximale de la vitesse vraie d'un canal, correspond à la valeur minimale de la vitesse vraie du canal suivant.

Soit $N(t, \theta)$ le nombre de coups dans un canal du spectre en temps de vol au temps t et dans la direction d'observation moyenne θ définie par les centres des détecteurs formant une couronne de révolution par rapport à l'axe du faisceau et de petite ouverture angulaire $\Delta \theta$ correspondant à un angle solide $\Delta \Omega = 2\pi \sin \theta \Delta \theta$. Ces N coups peuplent le spectre en vitesse à la vitesse $V(t)$ dont le canal a la largeur $\Delta V(t)$. Comme

$N = \frac{d^2 N}{dV d\Omega} \Delta V \Delta \Omega$ pour des accroissements de vitesse et des angles solides

suffisamment petits, le nombre de coups par unité de vitesse et d'angle solide sera

approché par $\frac{N}{\Delta V \Delta \Omega}$. Cette division par la largeur du canal et l'angle solide est

nécessaire puisque ces deux grandeurs sont variables. On porte $\frac{N}{\Delta V \Delta \Omega}$ en ordonnée sur

le spectre, au niveau du milieu du canal correspondant à la vitesse $V(t)$. Pour terminer, on fait passer entre tous les points obtenus par cette méthode, une fonction spline de degré deux. Le résultat est un spectre en vitesse à angle fixé (Fig. II.5.1)

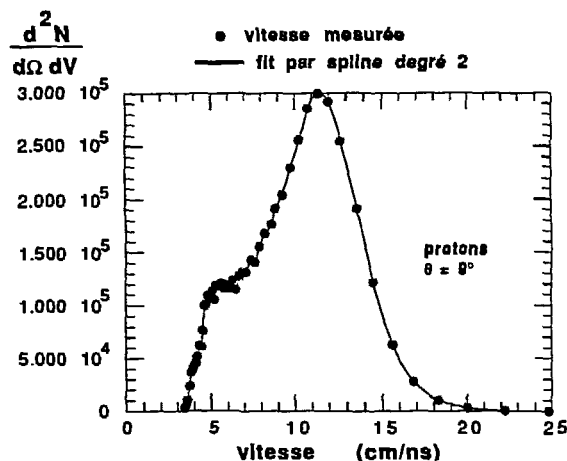


Fig. II.5.1 : Spectre en vitesse dans la troisième couronne du mur

A partir des nombres de coups par unité de vitesse et d'angle solide, on déduit le spectre en section efficace doublement différentielle par la relation :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} = \frac{1}{eQ} \frac{d^2N}{d\Omega dV}. \text{ Où } Q \text{ représente le nombre total d'ions incidents mesurés dans la}$$

cage de Faraday pendant la durée de l'expérience et e l'épaisseur de la cible en nombre d'atomes par cm^2 .

II.5.2 Spectres en vitesse bidimensionnels

L'ensemble des deux multidétecteurs offre la possibilité de constituer des spectres de vitesse en deux dimensions. Chaque fois qu'une particule est détectée dans un plastique, on peut projeter la vitesse de cette particule selon l'axe du faisceau d'une part et dans le plan perpendiculaire au faisceau d'autre part. On obtient respectivement les composantes $V_{//}$ et $V_{\perp}$. L'expérience donne les spectres en vitesse par tranche d'angle θ dans le mur et le tonneau entre 3° et 90° . A chaque tranche angulaire correspond un

spectre monodimensionnel $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV}$ en fonction de V obtenu par la méthode du paragraphe

II.5.1, où σ est la section efficace mesurée dans la tranche angulaire considérée pour un

canal V . A partir de ces spectres, on veut obtenir $\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$. La relation qui relie ces deux grandeurs exprime que la section efficace $d^2\sigma$ mesurée dans une portion de l'espace des phases ne dépend pas du repère de coordonnées choisi, soit :

$\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}dV_{//}dV_{\perp} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dV}d\Omega dV$. Un calcul simple donne alors, dans le cas non relativiste :

$$\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} \left| \frac{\partial\Omega}{\partial V_{//}} \frac{\partial V}{\partial V_{\perp}} - \frac{\partial\Omega}{\partial V_{\perp}} \frac{\partial V}{\partial V_{//}} \right|$$

$$\text{Or } \Omega = 2\pi (1 - \cos \theta) \text{ et } V = \sqrt{V_{//}^2 + V_{\perp}^2}$$

$$\text{Ou encore } \Omega = 2\pi \left(1 - \frac{V_{//}}{\sqrt{V_{//}^2 + V_{\perp}^2}} \right)$$

Donc, tout calcul fait, il vient :

$$\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}} = \frac{2\pi \sin \theta}{V} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dV} \quad (\text{II.5.1})$$

Cette dernière relation permet de passer d'un ensemble de spectres monodimensionnels à angles de détection θ fixés, à un spectre $V_{//}, V_{\perp}$ en deux

dimensions constitué d'un réseau de lignes le long desquelles $\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}} = \text{cste}$

Cette représentation en $(V_{//}, V_{\perp})$ est très souvent utilisée car elle permet de visualiser en un seul diagramme, la répartition en vitesse des particules issues de la collision.

CHAPITRE III

PRESENTATION ET PREMIERE ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

CHAPITRE III

PRESENTATION ET PREMIERE ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

La suite de ce travail consiste à vérifier si la multiplicité de particules légères reflète bien la violence de la collision reliée au paramètre d'impact. Les spectres en vitesse à différents angles dans le multidétecteur sous la contrainte de détecter deux particules à 45° prouveront que différents événements physiques se distinguent suivant le nombre de particules légères émises lors des collisions. La multiplicité de particules légères servira alors de filtre pour la construction des fonctions de corrélation. Les influences d'autres contraintes expérimentales sur les fonctions de corrélation viendront également compléter cette étude où plusieurs couples de particules (proton-proton, deuton-deuton, deuton-alpha...etc) seront successivement pris en considération.

Signalons une remarque importante, valable pour la suite de cet exposé: Le mode de déclenchement de l'acquisition était tel que la majeure partie des événements étudiés dans la suite comporteront toujours une ou deux particules émises vers 45° par rapport au faisceau et dans une direction ϕ bien précise vu le faible angle solide de l'hodoscope. On pourrait croire alors que ce mode particulier de déclenchement impose des corrélations cinématiques et que les conclusions que l'on tirerait quant à la physique ne seraient que le résultat de ces corrélations. En fait il n'en n'est rien car l'expérience montre que les deux particules détectées en coïncidence dans l'hodoscope possèdent une énergie totale maximale d'environ 200 MeV et moyenne de l'ordre de 100 MeV dans le laboratoire à comparer avec les 1500 MeV disponibles de la voie d'entrée. De plus, la masse totale détectée à 45° reste très faible par rapport à la masse totale du système. Aucun biais cinématique n'est donc introduit par le mode de déclenchement utilisé dans cette expérience.

III.1 Matrices multiplicité Mur-multiplicité Tonneau

La multiplicité de particules légères doit permettre de sélectionner les événements physiques, mais pour cela il faut d'abord savoir quelles fenêtres en multiplicité imposer pour effectuer cette sélection. A cet effet, on construit un diagramme à deux dimensions, ou matrice, où la multiplicité Mur est portée sur l'axe des abscisses et la multiplicité Tonneau sur l'axe des ordonnées, définissant ainsi un maillage dont les points sont repérés par un couple de coordonnées multiplicité Mur-multiplicité Tonneau. Sur chacun de ces points, on porte le nombre de fois où les multiplicités Mur et Tonneau

correspondantes ont été observées. Ensuite, par interpolation, on trace un réseau d'égal section efficace (Fig. III.1.1)

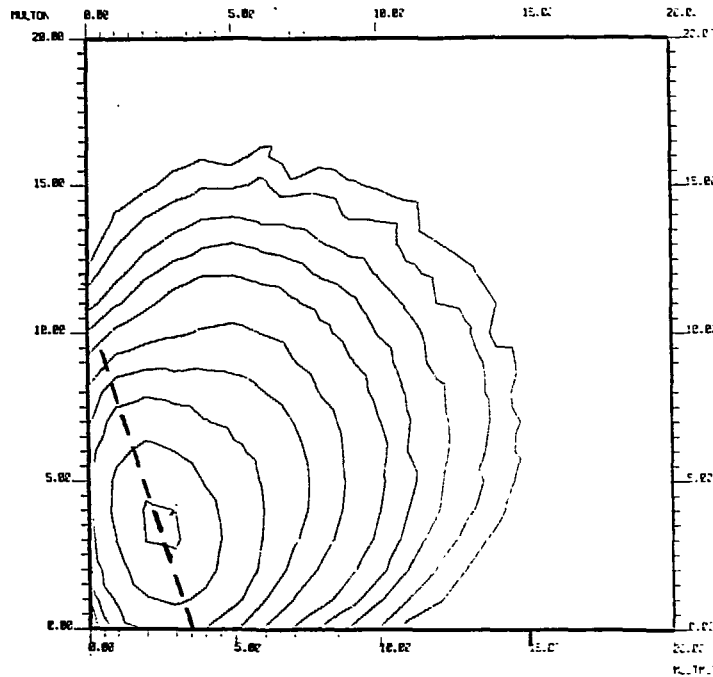


Fig. III.1.1 : Isovaleurs de section efficace pour une matrice multiplicité Mur (abscisse) versus multiplicité Tonneau (ordonnée) sans discrimination du type de particule dans les multidétecteurs. Pour obtenir cette figure, on a imposé de détecter un couple de protons dans l'hodoscope.

La figure III.1.1 montre une légère anticorrélation entre la multiplicité Mur et la multiplicité Tonneau pour les multiplicités Tonneau comprises entre 0 et 7 et les multiplicités Mur entre 0 et 5. En effet, les courbes situées dans ce domaine de multiplicités présentent un grand axe représenté par la ligne pointillée de la figure. Par contre, pour les grandes valeurs des multiplicités, on observerait plutôt une légère corrélation, les courbes s'allongeant le long de la première bissectrice, mais dans ce domaine de multiplicités les coïncidences fortuites télescope-télescope doivent apporter une contribution importante. On vérifie que la soustraction de ces coïncidences fortuites tend à diminuer la corrélation. De plus, les formes ovoïdes des courbes se rapprochent plus du cercle que de la droite. Pour toutes ces raisons, les multiplicités Mur et Tonneau peuvent être considérées comme pratiquement indépendantes, c'est à dire qu'une fenêtre en multiplicité imposée sur un des multidétecteurs n'impose pas une fenêtre précise sur l'autre multidétecteur. Dans la suite de ce travail, on pourra étudier séparément les effets des contraintes en multiplicité du Mur et du Tonneau.

Un grand nombre d'évènements se trouve dans le domaine des multiplicités Mur et Tonneau comprises entre 2 et 5. Une sélection des évènements dont les multiplicités Mur ou Tonneau associées se situent dans cet intervalle donnera un aperçu de la physique de la collision la plus probable. Par contre, la sélection des évènements dont les multiplicités Mur ou Tonneau sont comprises entre 0 et 1 d'une part et entre 6 et 9 d'autre part, permettra de dégager des phénomènes moins probables qui passeraient inaperçus sans cette sélection.

La matrice suivante a été obtenue en imposant la détection d'un couple proton-alpha dans l'hodoscope. On n'y observe aucune différence importante par rapport à la matrice obtenue pour proton-proton. La nature des deux particules détectées dans l'hodoscope n'a que très peu d'influence sur le nombre de particules détectées dans le Mur et/ou le Tonneau.

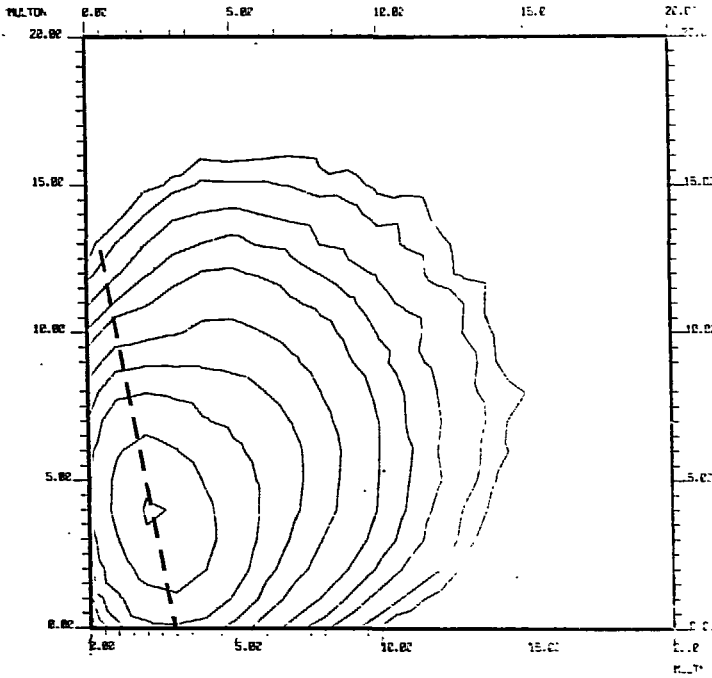


Fig. III.1.2: Isovaleurs de section efficace pour une matrice multiplicité Mur (abscisse) versus multiplicité Tonneau (ordonnée) sans discrimination du type de particule dans les multidétecteurs. Pour obtenir cette figure, on a imposé de détecter un couple proton-alpha dans l'hodoscope.

III.2 Spectres en vitesse

III.2.1 Spectres bidimensionnels

Les données du Mur et du Tonneau ont permis de construire des diagrammes en

$V_{//}, V_{\perp}$ où ont été portées les lignes d'égales valeurs de $\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$.

Si une source se forme au cours des collisions et se déplace avec une vitesse moyenne $\vec{V}$, elle se manifestera dans le spectre en $V_{//}, V_{\perp}$ par un réseau d'isolignes concentriques autour du point défini par $\vec{V}$.

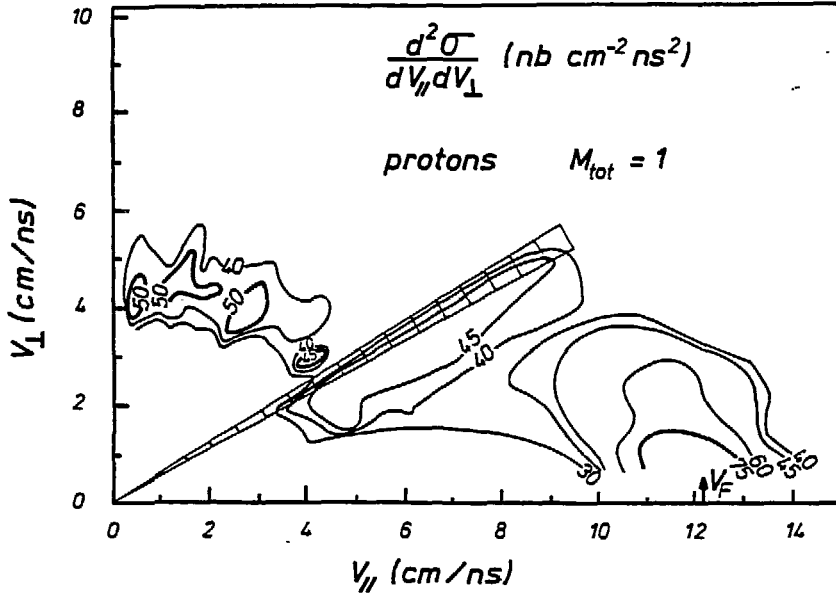
En fait, la grandeur $\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$ est souvent multipliée par le facteur $1/V_{\perp}$ et devient alors invariante pour toute transformation galiléenne. Une telle grandeur s'appelle une section efficace invariante. Par exemple, si une source isotrope se déplace avec une vitesse $\vec{V}$, elle produira dans le repère du laboratoire, un réseau de lignes iso-section efficace invariante circulaires autour du point défini par $\vec{V}$. Les courbes d'égales valeurs de $\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$ seront distordues par la vitesse d'entraînement de la source mais centrées également à la vitesse de la source.

Les spectres en $V_{//}, V_{\perp}$ présentés ci-dessous pour un type de particule fixé à l'avance, ont été obtenus en imposant deux particules quelconques à 45° dans l'hodoscope et une condition sur la multiplicité totale dans le Mur et le Tonneau.

a) Protons

Les multidétecteurs ne permettent qu'une séparation en charge mais lorsqu'on sélectionne les particules de $Z=1$, le poids des protons est beaucoup plus important que celui des autres particules de même charge.

$$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \quad E/A = 94 \text{ MeV}$$



$$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \quad E/A = 94 \text{ MeV}$$

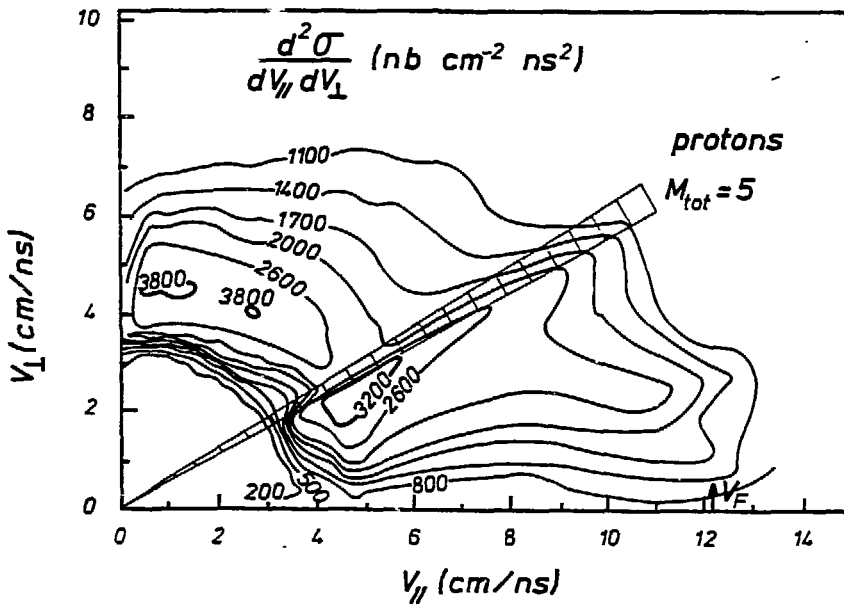


Fig.III.2.1: Cartes d'isovaleurs de $\frac{d^2\sigma}{dV_{\parallel}dV_{\perp}}$ pour les protons et différentes valeurs de la multiplicité totale dans le Mur et le Tonneau

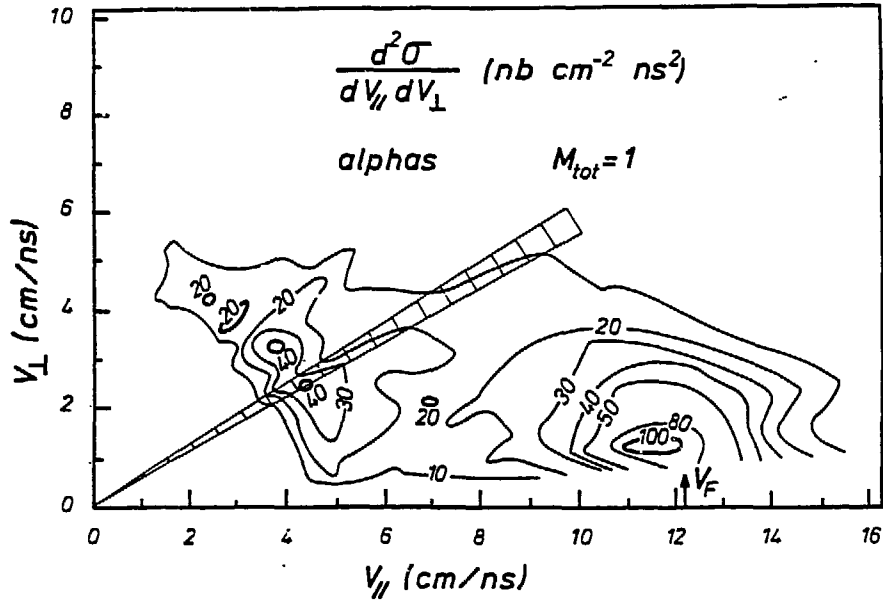
Le réseau d'isovaleurs obtenu pour la multiplicité totale de 1 montre pour les protons, l'existence d'une source, le quasi projectile, se déplaçant aux alentours de la vitesse du faisceau (≈ 12 cm/ns) dans une direction faisant un angle inférieur à 4° par rapport au faisceau. Pour le système $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u, l'angle d'effleurement est proche de 3° ($2^\circ 40'$). Centrée aux très basses vitesses, se révèle une autre source, la quasi cible, dont les lignes d'égale section efficace sont assez mal organisées à cause de la faible statistique. Entre ces deux sources, vers 30° , se produit un décrochement des isovaleurs du au raccordement entre le Mur et le Tonneau. Les variations brutales de taux de comptage entre ces deux détecteurs trouvent peut-être leur explication dans des problèmes d'identification de la charge des particules.

Pour une multiplicité totale de 5, la contribution due à la source rapide disparaît. Seule subsiste l'émission due à la quasi cible dont la vitesse moyenne est très voisine de 0. Pour $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV par nucléon, la vitesse du centre de masse est très faible (0.9 cm/ns). La vitesse moyenne de recul de la quasi-cible pour un transfert incomplet d'impulsion sera donc aussi très faible. Cependant, la vitesse au sommet de la ligne de crête des isovaleurs de la quasi-cible augmente lorsque l'angle diminue. Elle passe de 4.6 cm/ns à 76° à 5.4 cm/ns à 25° . Ce résultat laisse supposer une vitesse de source non nulle mais peut aussi s'expliquer par un allongement du parcours des particules dans la cible lorsque l'angle d'émission augmente, provoquant ainsi un ralentissement plus important aux grands angles. Cependant, des calculs montrent que ce ralentissement ne devient significatif qu'au delà de 80° alors que l'expérience montre un ralentissement mesurable pour des angles inférieurs à cette dernière valeur.

On remarque aussi la section efficace non négligeable des protons de vitesse intermédiaire entre les vitesses de la quasi-cible et du faisceau incident, indiquant la présence de protons de prééquilibre, même à des angles ($\approx 60^\circ$) très éloignés de l'angle d'effleurement.

b) Alphas

$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ $E/A = 94 \text{ MeV}$



$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ $E/A = 94 \text{ MeV}$

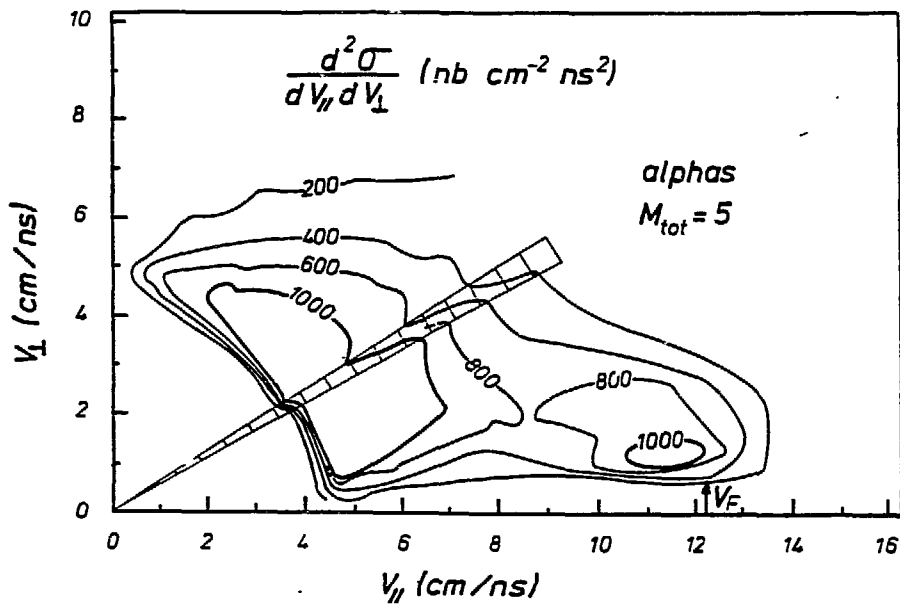


Fig.III.2.2: Cartes d'isovaleurs de $\frac{d^2\sigma}{dV_{\parallel} dV_{\perp}}$ pour les alphas et différentes valeurs de la multiplicité totale dans le Mur et le Tonneau

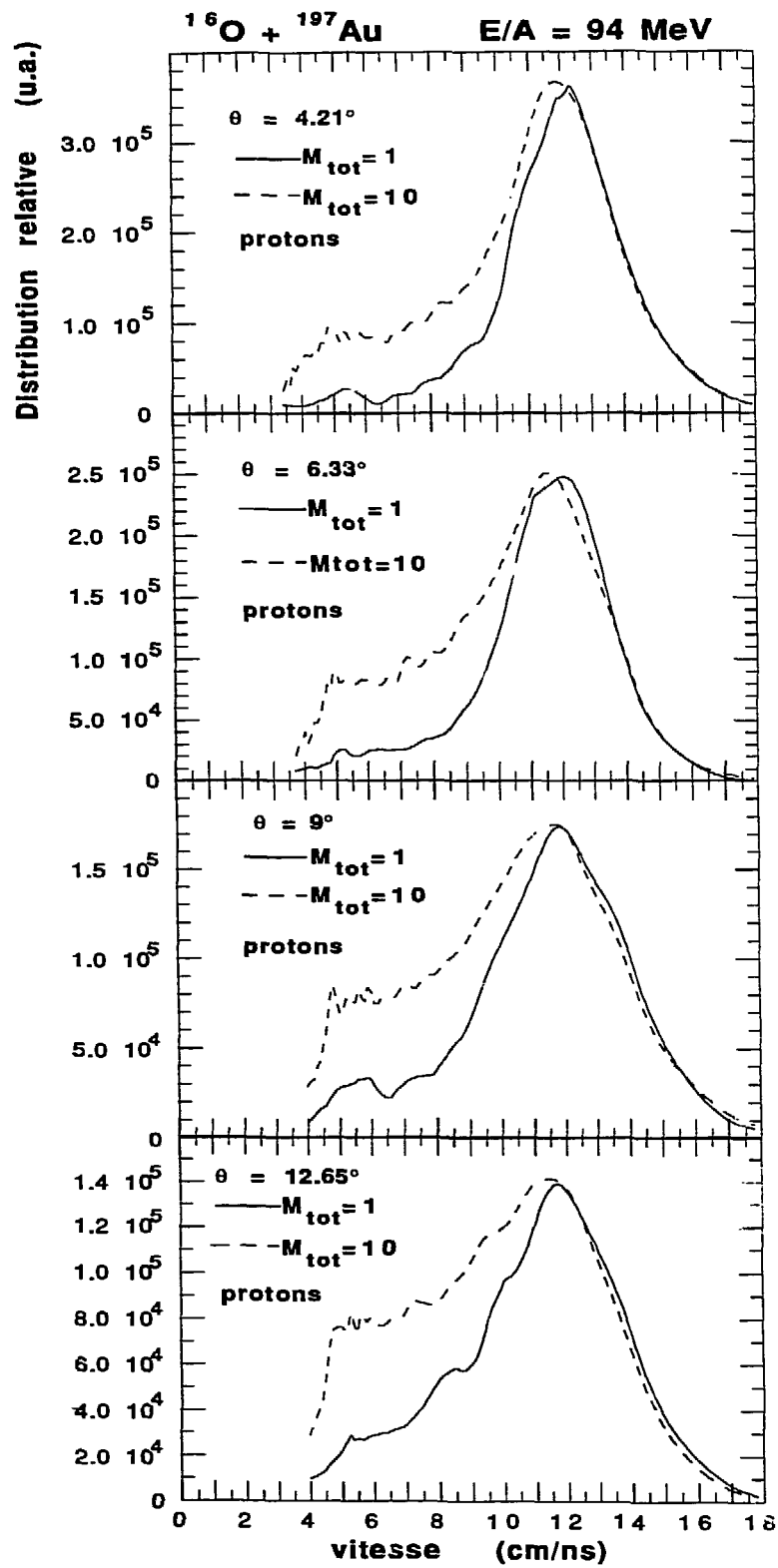
La comparaison entre les distributions de vitesses associées à une multiplicité totale 1 ou 5 montre la persistance d'une source centrée à 11.5 cm/ns, vitesse proche de celle du faisceau incident (12.3 cm/ns). Cette source peut donc être attribuée au quasi projectile. Ce résultat est complètement différent de celui obtenu avec les protons où la composante due au quasi projectile était inexistante aux grandes multiplicités. Une explication possible réside dans la nature particulière du projectile utilisé. En effet, l'oxygène 16 possède une grande probabilité de se fragmenter en quatre alphas lorsqu'il a été excité. On peut imaginer d'une part, une excitation coulombienne [POU89] du projectile pour les collisions où le paramètre d'impact est grand devant la somme des rayons de la cible et du projectile et d'autre part, une excitation nucléaire pour des paramètres d'impact très proches de 6 fm, somme des rayons cible et projectile. Lorsque l'on détecte des alphas dans le multidétecteur en imposant une multiplicité totale de 5, on a de grandes chances de sélectionner ces événements où quatre alphas sont émis vers l'avant. La cinquième particule doit provenir de la quasi-cible excitée par le proche passage de l'oxygène, au même titre que les deux particules dans l'hodoscope. De telles collisions périphériques ne peuvent pas produire de protons issus de l'éjectile puisque ce dernier se désintègre complètement en alphas. C'est pourquoi le spectre en $V_{//}$, $V_{\perp}$ des protons ne montre pas la source rapide pour la multiplicité totale de 5 mais cela ne veut pas dire qu'elle n'existe pas. Ainsi, même si le spectre de protons ne révèle pas de source rapide, il serait prématuré de conclure à une sélection d'événements plus centraux quand on augmente la multiplicité totale. De la même façon, la comparaison des spectres en $V_{//}$, $V_{\perp}$ des alphas pour les multiplicités totales de 1 et 5 montre un renforcement de la section efficace totale de la source lente par rapport à la source rapide pour de grandes multiplicités, mais ce renforcement ne peut pas s'interpréter de façon immédiate en termes de collisions plus centrales. On comprend alors la nécessité d'étudier séparément les influences des multiplicités Mur et Tonneau puisque les collisions périphériques peuvent produire des multiplicités de 3 ou 4 dans le Mur.

Conclusions : Lors des collisions $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV par nucléon, l'étude des distributions en vitesse bidimensionnelles des protons et des alphas émis dans tout l'espace a permis de mettre en évidence au moins deux sources différentes des particules légères détectées. Les deux sources se différencient par des vitesses très différentes et la section efficace relative de l'une par rapport à l'autre est sensible au nombre de particules légères émises dans tout l'espace. Cependant, la sélection des événements selon la multiplicité totale dans les deux multidétecteurs ne permet pas de conclure quant à la centralité de la collision à cause de la nature particulière du projectile utilisé. Il semblerait plus judicieux d'opérer une sélection des événements en fonction de la multiplicité dans le

Tonneau où l'on ne détecte pas, ou très peu, d'alphas provenant de la désexcitation de ^{16}O puisque le Tonneau ne détecte les particules que si elles sont émises à plus de 30° .

III.2.2 Spectres monodimensionnels

Les distributions en $V_{//}$, $V_{\perp}$ de la grandeur $\frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$ présentent l'avantage de visualiser les éventuelles sources de particules qui se forment lors des collisions d'ions lourds, mais les informations que l'on en retire sont qualitatives. C'est pourquoi il est intéressant de regarder également les spectres $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dV}$ par tranches angulaires. La figure ci-dessous présente ces spectres pour les protons dans les couronnes du Mur, obtenus dans les mêmes conditions que pour les distributions en $V_{//}$, $V_{\perp}$.



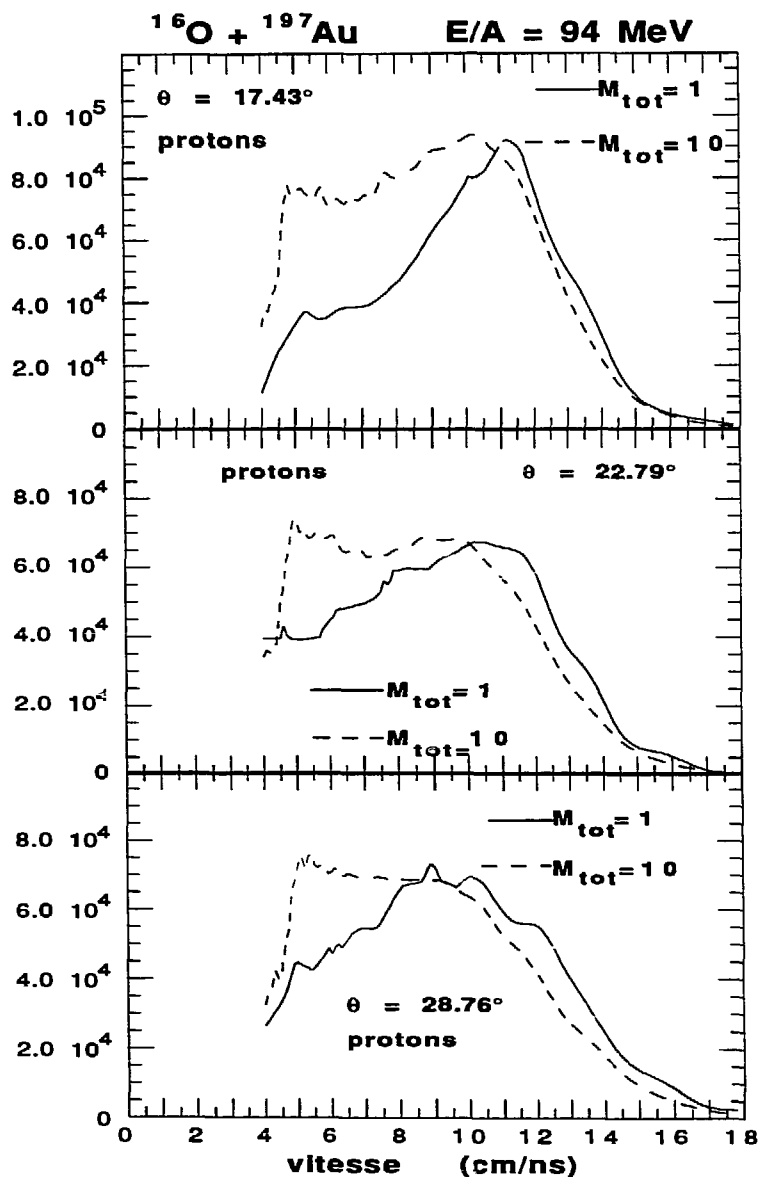


Fig. III.2.3: Spectres en vitesse dans les différentes couronnes du Mur pour les protons, sous les conditions de détecter deux particules à 45° dans l'hodoscope et d'avoir une multiplicité totale de 1 ou de 10. Les échelles sont arbitraires.

Les spectres ci-dessus possèdent chacun une composante (pic), située vers 12 cm/ns que l'on appellera "composante grande vitesse". Couronne par couronne, on normalise le spectre obtenu pour la multiplicité totale de 1 par rapport au spectre obtenu

pour la multiplicité totale de 10, en ajustant les deux composantes à grande vitesse à la même hauteur.

Pour la multiplicité totale de 10, les spectres obtenus dans les différentes couronnes du Mur comportent, en plus de la composante à grande vitesse, une composante " basse vitesse " située vers 5 cm/ns. Comme les deux composantes s'interpénètrent, les contributions de chacune d'elles sont difficilement mesurables mais on remarque très nettement une augmentation de l'intensité relative de la composante basse vitesse par rapport à la composante grande vitesse lorsque les angles de détection augmentent.

Pour la multiplicité totale de 1, la composante basse vitesse n'apparaît pas aussi nettement que dans le cas précédent. Lorsque l'angle de détection augmente, on observerait plutôt un élargissement de la composante grande vitesse.

Pour un angle de détection fixé, la comparaison des spectres obtenus pour la multiplicité totale de 1 ou 10 montre une contribution relative plus importante aux basses vitesses pour la multiplicité 10 que pour la multiplicité 1. Le raisonnement du paragraphe III.2.1 précédent a montré qu'on ne pouvait rien en déduire quant à l'origine des événements physiques en classes de paramètres d'impact. Cependant, la multiplicité totale permet de sélectionner des physiques différentes puisque les spectres correspondant aux multiplicités 1 et 10 sont différents, mais on ne connaît pas pour l'instant l'origine de cette différence.

Tous les spectres en vitesse précédents ont été obtenus en imposant la détection de deux particules à 45° dans l'hodoscope. L'étude qui va suivre aura pour but de montrer l'influence du mode de déclenchement sur ces spectres. Pour cela, on constitue des spectres en vitesse pour tous les plastiques du mur, sans distinction de couronnes, c'est à dire que toute particule de type fixé à l'avance, détectée entre 3° et 30° contribuera à incrémenter un seul spectre en vitesse. On comparera alors les spectres obtenus sous la contrainte de détecter deux particules à 45° et les spectres obtenus en considérant les plastiques touchés par des particules issues d'un burst faisceau différent de celui d'où sont issues les particules commandant le déclenchement de l'acquisition. Ce deuxième type de spectres sera construit à partir d'événements physiques indépendants de toute condition sur le déclenchement de l'acquisition et appelés par la suite, "spectres inclusifs".

Sur la figure III.2.4, sont reportés les spectres en vitesses obtenus pour les protons et les alphas détectés dans l'ensemble complet du Mur sous la contrainte supplémentaire d'avoir une multiplicité Tonneau, associée à l'événement, comprise entre 0 et 1, (partie gauche) ou entre 6 et 9, (partie droite).

$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ $E/A = 94 \text{ MeV}$ $3^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$

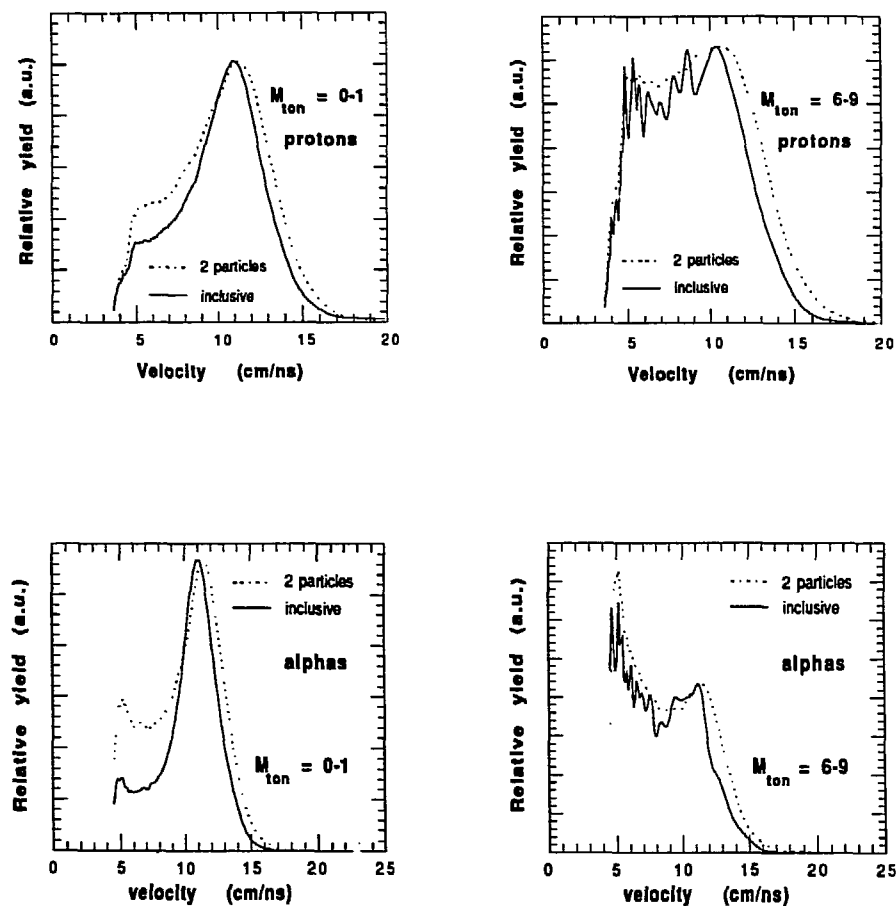


Fig III.2.4: Spectres en vitesses dans l'ensemble complet du Mur pour les protons et les alphas sous la condition de détecter dans le Tonneau des multiplicités comprises entre 0 et 1, ou entre 6 et 9. Les spectres en pointillés ont été obtenus lorsqu'on détectait 2 particules dans l'hodoscope et les spectres en traits pleins, lorsqu'on n'imposait aucune condition de déclenchement sur l'acquisition.

Deux composantes, une à basse vitesse et l'autre à environ 80% de la vitesse du faisceau sont mises en évidence pour les angles entre 3° et 30° . Sous la réserve imposée par les conclusions du paragraphe III.2.1, nous allons nous livrer à une étude en termes de paramètres d'impact.

Dans un modèle d'abrasion-ablation [DAY86] (et fig. I.5.2), la composante basse vitesse est associée à des particules issues d'une source en équilibre thermique, résidue de la cible ou quasi-cible. La composante à 80 % de la vitesse du faisceau provient en partie

des particules éjectées par le reste du projectile qui continue sa course à la même vitesse que le faisceau incident et à des particules incidentes éjectées dans les premiers instants de la collision. Quant aux particules situées entre ces deux composantes, elles sont attribuées au prééquilibre, ensemble des particules éjectées de la zone de recouvrement cible-projectile dans les premiers instants de la collision, avant la thermalisation de la quasi-cible. Dans le cadre de ce modèle, plus la composante à vitesse du faisceau est importante par rapport à la composante basse vitesse, plus la collision est périphérique.

Sur la figure III.2.4, nous voyons que pour les événements de basses multiplicités, imposer la condition de détecter 2 particules à 45° renforce la contribution de la quasi-cible par rapport à la composante à grande vitesse. Pour les collisions produisant plus de 6 particules à grand angle ($\geq 30^\circ$), le fait d'imposer ou non deux particules supplémentaires détectées à 45° n'a aucune influence. Par ailleurs, ces grandes multiplicités permettent de renforcer considérablement l'importance de la quasi cible en équilibre thermique.

En termes de paramètres d'impact, ces résultats peuvent s'interpréter de la façon suivante :

a) Imposer deux particules à 45° revient à sélectionner des collisions plus centrales que pour les événements "inclusifs". Toutefois, il reste une contribution des collisions périphériques.

b) Imposer des multiplicités supérieures à 6 dans le tonneau revient à sélectionner des événements venant de petits paramètres d'impact.

D'autres points de vue que le modèle abrasion-ablation sont possibles. Par exemple, les particules qui possèdent une vitesse voisine de celle du faisceau auraient pu passer à travers le noyau cible par transparence. Les spectres en vitesse ne pourraient pas alors donner de renseignements quant à la centralité de la collision. Une discussion plus détaillée de l'interprétation de ces résultats sera faite au chapitre IV.

III.3 Spectres en énergie des événements "simple"

La figure III.3.1 représente l'évolution des spectres en énergie dans l'hodoscope lorsqu'au moins une particule a touché un télescope, en fonction de différentes fenêtres en multiplicité observée dans le tonneau. Les spectres des protons et des alphas dans le télescope situé à l'angle le plus avant (39°) de l'hodoscope sont présentés dans la moitié supérieure de la figure. Ceux obtenus à l'angle le plus arrière (50°) sont reportés dans la moitié inférieure.

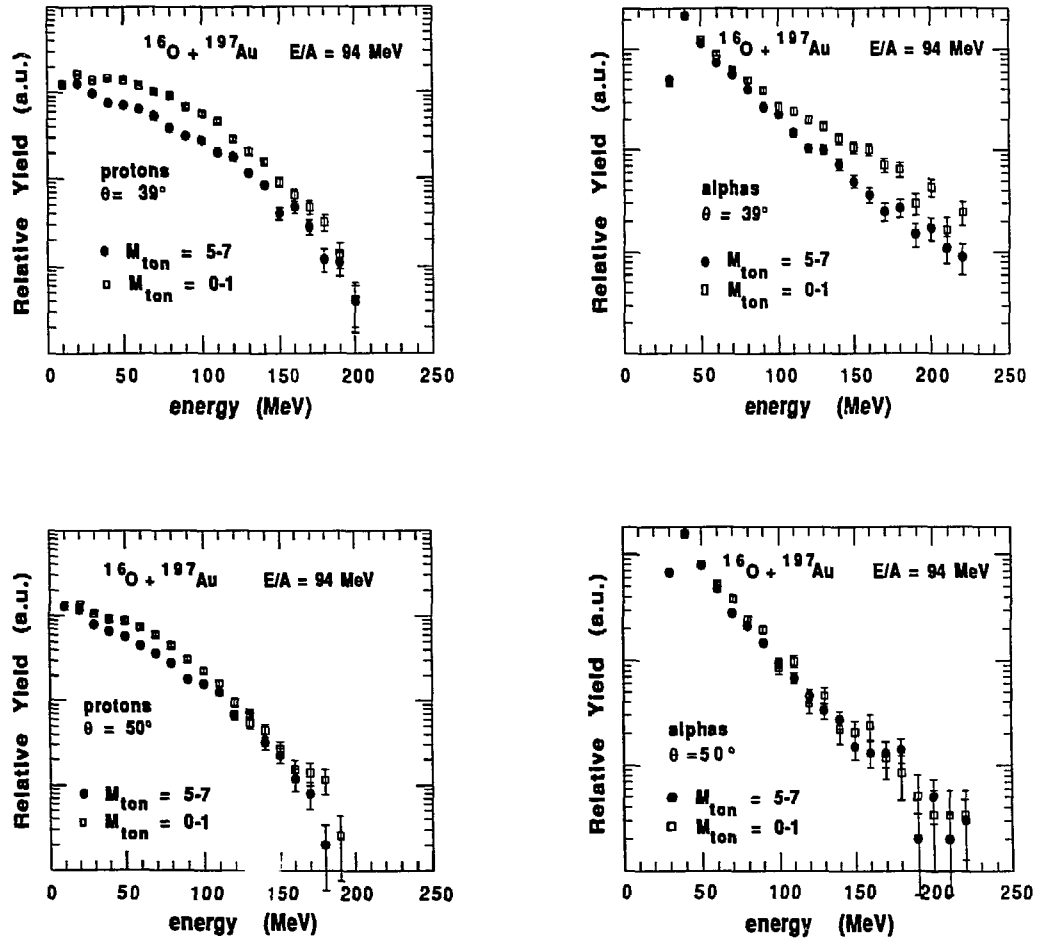


Fig.III.3.1: Spectres en énergie dans le télescope le plus à l'avant de l'hodoscope (39°), et le plus à l'arrière (50°), obtenus pour les protons et les alphas et sous les contraintes d'avoir au moins une particule dans l'hodoscope et une multiplicité Tonneau comprise entre 5 et 7, ou entre 0 et 1.

A 39° , les spectres montrent une dépendance en fonction de la multiplicité de particules alors qu'à 50° la contrainte de multiplicité n'a pratiquement plus aucune influence, surtout pour les alphas. Par rapport aux spectres obtenus avec de grandes multiplicités (5-7 dans le tonneau), il apparaît pour les protons aux petites multiplicités (0-1 dans le tonneau), une composante à moyenne énergie ($\approx 80\%$ de l'énergie du faisceau) plus intense. Ces résultats semblent indiquer la présence d'une composante de prééquilibre associée surtout aux petites multiplicités mais également présente pour des multiplicités plus élevées et des angles aussi grands que 50° pour les protons.

La figure III.3.2 représente l'évolution des spectres de protons et d'alphas détectés à 39° , en imposant une condition sur la multiplicité de particules observée dans le mur. :

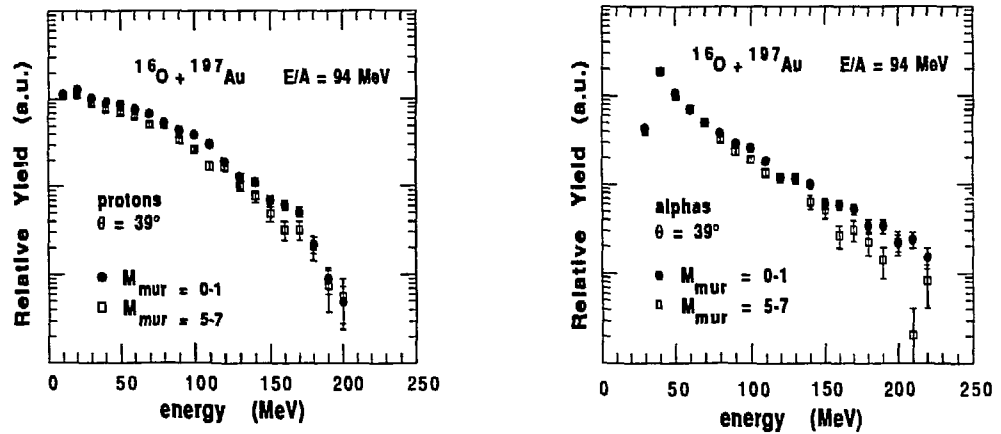


Fig. III.3.2: Spectres en énergie dans un télescope de l'hodoscope situé à 39° par rapport au faisceau, pour les protons et les alphas, sous les conditions de détecter au moins une particule dans l'hodoscope et d'observer dans le Mur une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 5 et 7.

Pour les deux fenêtres en multiplicité du Mur, les spectres ont exactement la même forme. Dans le cas du système $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u, il semble que la multiplicité du Mur ne permette pas de sélectionner des classes particulières d'événements. Par contre, pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/u, les spectres en énergie des protons obtenus à 22.7° étaient sensibles à la multiplicité observée dans le Mur [KYA86]. Dans une expérience récente [TSA89] où deux projectiles, ^{14}N et ^{36}Ar , ont été utilisés, il nous semble que la multiplicité de particules légères détectées entre 5° et 35° sélectionnait assez bien des classes particulières d'événements pour le projectile le plus lourd, mais pour le projectile le plus léger, aucune sélectivité n'a été observée. Il semblerait donc que l'efficacité de la sélection des événements par la multiplicité de particules légères chargées détectées aux petits angles, augmente lorsque la masse du projectile augmente. Elle doit aussi dépendre de l'énergie incidente, car le prééquilibre croît beaucoup avec l'énergie incidente et va détruire la sélectivité.

Les spectres inclusifs en énergie montrés ci-dessus ont été obtenus en imposant la détection d'une seule particule dans l'hodoscope (événements simples). Les dénominateurs des fonctions de corrélation ont été fabriqués à partir de tels spectres.

Cependant, les numérateurs ont été obtenus en considérant les événements où *deux* particules étaient détectées dans le corrélateur (événements de coïncidence). Il est donc possible que les contraintes cinématiques sur les particules détectées ne soient pas les mêmes pour les événements du numérateur que pour ceux du dénominateur, entraînant des corrélations arbitraires qui n'ont rien à voir avec les conditions physiques de la source. Comme le dénominateur est construit à partir des spectres inclusifs en énergie, il suffit de vérifier si les événements de coïncidence donnent les mêmes spectres inclusifs que les événements simples, dans ce cas le problème ne se pose pas. Un spectre inclusif d'événements de coïncidence pour un certain télescope et une particule fixée à l'avance, est construit en incrémentant les canaux du spectre lorsque le télescope est touché par la particule choisie sans distinction de la seconde particule, de son énergie et du second télescope touché. La figure III.3.3 donne une comparaison de ces spectres pour le télescope le plus avant de l'hodoscope (39°) et une multiplicité Tonneau comprise entre 0 et 1 dans les cas des protons et des alphas. Ce télescope et cette condition de multiplicité ont été choisis parce qu'ils mettent en évidence la situation la plus sensible (détection du prééquilibre, quasi-cible) qui peut se révéler aussi comme la plus défavorable pour la comparaison.

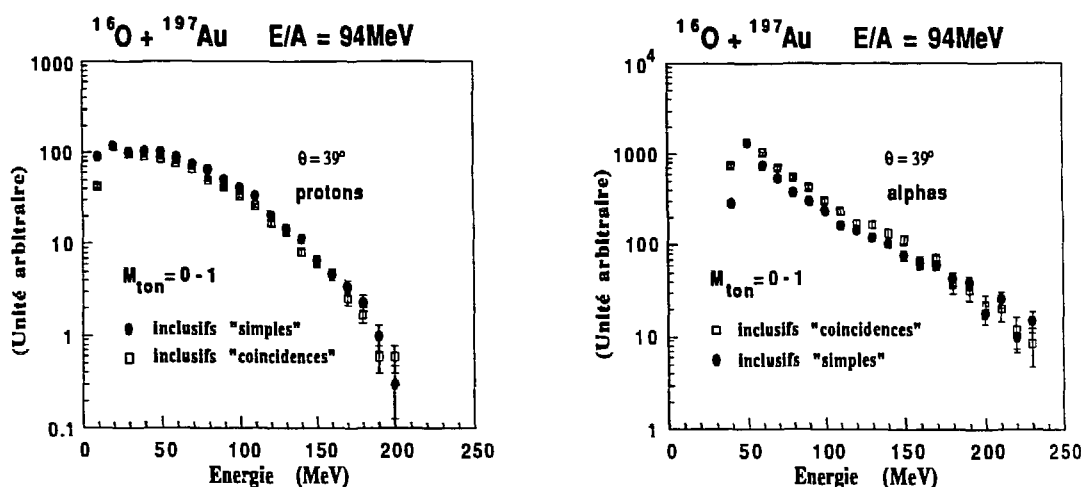


Fig. III.3.3 : Spectres inclusifs en énergie dans le télescope le plus à l'avant de l'hodoscope (39°), obtenus sous la contrainte d'observer une multiplicité Tonneau comprise entre 0 et 1. Dans un cas (inclusifs "simples") on ne détecte qu'une particule, et une seule, dans l'hodoscope. Dans l'autre (inclusifs "coïncidences"), on impose de détecter deux particules en coïncidence dans l'hodoscope.

La figure III.3.3 montre qu'il est équivalent de construire le dénominateur avec les événements de coïncidence ou avec les événements simples. Dans notre cas, aucune corrélation cinématique (conservation de l'impulsion et de l'énergie) n'affecte les particules détectées. La raison provient très probablement du grand nombre de particules produites lors d'une collision et qui emportent un grand moment et une grande énergie par rapport aux moments et énergies des deux particules détectées dans l'hodoscope.

III.4 Fonctions de corrélation

Au cours des paragraphes suivants et jusqu'à la fin du chapitre III, les fonctions de corrélation de différents couples de particules seront exposées et commentées. Toutes les fonctions de corrélation obtenues dans ce travail par l'analyse des bandes compressées sont issues des données de l'hodoscope (§II.1) placé à 45° par rapport au faisceau.

III.4.1 Couple proton-proton

En l'absence de contraintes expérimentales supplémentaires, la fonction de corrélation proton-proton mesurée dans l'hodoscope à 45° se présente sous la forme ci-dessous :

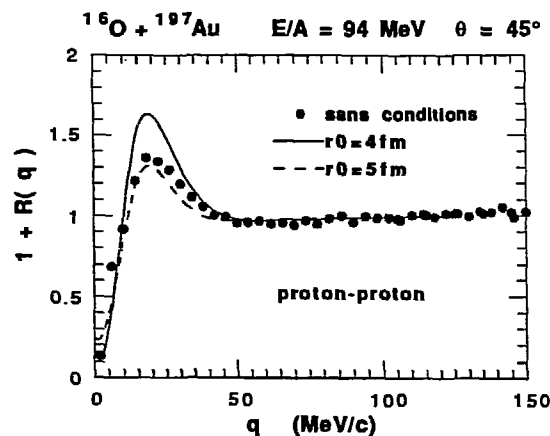


Fig.III.4.1 : Fonction de corrélation proton-proton pour les protons détectés dans l'hodoscope sans autres contraintes expérimentales que celle imposant le déclenchement de l'acquisition par la détection de deux particules dans l'hodoscope. Les courbes continues sont issues du modèle avec interaction dans l'état final en supposant un temps de vie nul de la source.

L'anticorrélation à petits moments relatifs ($q < 15 \text{ MeV/c}$) est due à la répulsion coulombienne entre les deux protons alors que la résonance autour de 20 MeV/c est attribuée à l'interaction nucléaire des deux protons dans l'état S (Voir pour plus de détails le §I.3 et l'annexe I)

Le résultat du modèle de l'interaction dans l'état final (§I.3 et I.4) est aussi représenté sur cette figure pour $r_0 = 4 \text{ fm}$ et 5 fm en supposant un temps de vie nul de la source ($\tau = 0$). On en déduit une taille de source de $4.8 \pm 0.1 \text{ fm}$. Avec ses 197 nucléons, le noyau d'or possède un rayon de sphère dure de $1.2 \cdot 197^{1/3} \text{ fm}$ soit 7 fm . Le paramètre de Koonin r_0 correspondant est donné par la relation $r_0 = r_{SD} \sqrt{\frac{2}{5}}$ où r_{SD} est le rayon de sphère dure. On obtient alors $r_0(\text{Au}) = 4.4 \text{ fm}$, valeur voisine de celle déduite de la fonction de corrélation proton-proton (Fig. III.4.1).

Nous avons vus (§III.2 et III.3) que la multiplicité observée dans le Tonneau était un filtre sur la violence de la collision. La figure III.4.2 montre l'évolution de la fonction de corrélation proton-proton en fonction de ce filtre.

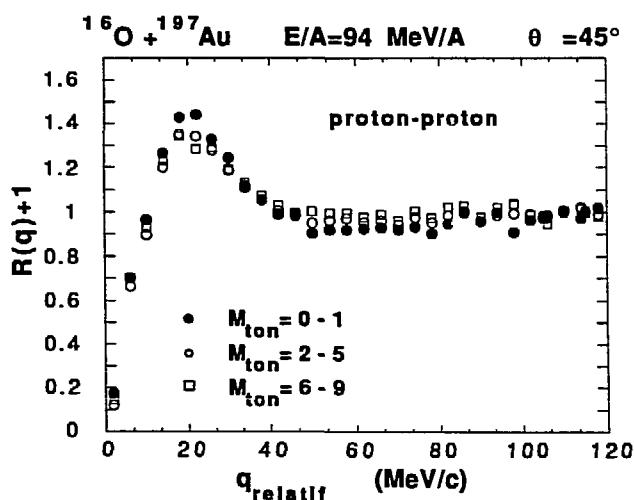


Fig.III.4.2 : Fonctions de corrélation proton-proton dans l'hodoscope sous la contrainte d'observer dans le Tonneau une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5, ou entre 6 et 9.

Seule la fonction de corrélation obtenue pour la multiplicité tonneau entre 0 et 1 semble se comporter différemment des deux autres. Son maximum est en effet un peu plus élevé et son anticorrélation est légèrement plus marquée entre 50 et 80 MeV/c . Dans

une interprétation en termes d'interaction dans l'état final avec un temps de vie nul, les multiplicités 0-1 dans le tonneau sélectionneraient des événements de plus petite taille de source. Le tableau III.4.3, établi à partir de la figure III.4.2, représente l'évolution des tailles de sources en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau. Les courbes du modèle avec interaction dans l'état final en supposant un temps de vie nul de la source ont permis d'extraire les valeurs ci-après de r_0 :

multiplicité Tonneau	0-1	2-5	6-9
r_0 (fm)	4.5 ± 0.1	4.8 ± 0.1	4.9 ± 0.1

Fig. III.4.3 : Evolution des tailles de source en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau en supposant un temps de vie nul de la source.

La figure III.4.4 permet d'étudier l'influence sur les fonctions de corrélation, des contraintes en multiplicité observée dans le Mur

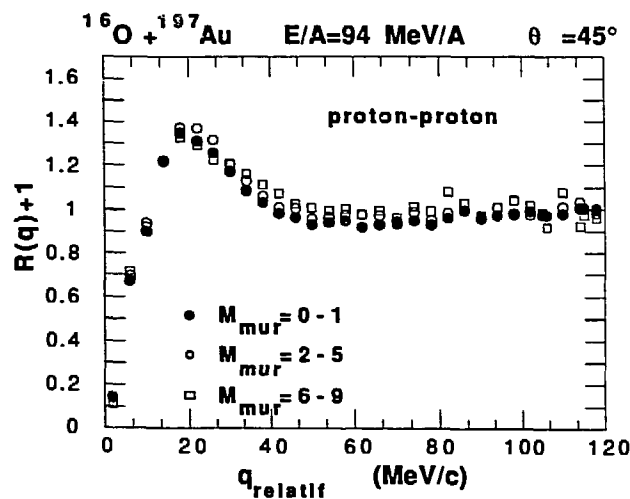


Fig.III.4.4 : Fonctions de corrélation proton-proton dans l'hodoscope obtenues sous la contrainte de détecter dans le Mur une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5, ou entre 6 et 9.

A partir de la figure III.4.4, on peut extraire des tailles de source en interpolant les courbes issues du modèle avec interaction dans l'état final dans le cas d'un temps de vie nul de la source.

multiplicité Mur	0-1	2-5	6-9
r_0 (fm)	4.9 ± 0.1	4.8 ± 0.1	5 ± 0.1

Fig. III.4.5 : Evolution des tailles de source en fonction de la multiplicité observée dans le Mur en supposant un temps de vie nul de la source.

On déduit de la figure III.4.4 et du tableau III.4.5 que les fonctions de corrélation proton-proton sont insensibles au nombre de particules légères émises entre 3° et 30° . Les spectres en énergie des événements " simple " détectés dans l'hodoscope (§III.3) sont également insensibles à la multiplicité observée dans le Mur. Ces deux résultats peuvent s'expliquer (§III.2.2) par la nature particulière du projectile utilisé.

D'autres résultats de la fonction de corrélation proton-proton ont déjà été publiés [POC87] pour des collisions entre ions lourds dans ce domaine d'énergie. Des études exclusives des fonctions de corrélation ont déjà été faites sur le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/u [KYA87]. Ces études ont montré que dans le cas du projectile ^{40}Ar , la fonction de corrélation proton-proton était sensible à la multiplicité de particules chargées, observée entre 3° et 30° (Mur). L'intensité de la résonance à 20 MeV/c décroissait lorsque la multiplicité observée dans le Mur augmentait.

Pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/u [POC87], le maximum de la fonction de corrélation proton-proton se situe à 1.2, valeur plus faible que pour le système $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u. Les auteurs ont trouvé que le modèle d'interaction dans l'état final prédisait un rayon r_0 à peu près égal à 5.5fm, valeur supérieure de presque 1 fm par rapport à $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u.

Dans le cadre de la description " standard " des collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires (Fig. I.5.2 et §I.5) et des résultats des simulations Landau-Vlasov, les protons les plus énergétiques sont émis dans les premiers instants de la collision, lorsque la source est très chaude. Par contre, quand la source s'est déjà bien refroidie, elle n'émet plus que des protons de faible énergie. Selon cette description, des sélections d'événements en fonction de différentes fenêtres en énergie totale des paires de protons détectées dans l'hodoscope devraient permettre d'étudier, grâce aux fonctions de corrélation, les caractéristiques spatio-temporelles de la source au cours du temps. La figure III.4.6 représente les maxima des fonctions de corrélation proton-proton obtenues pour différentes fenêtres en énergie totale de la paire de proton détectée. Dans la référence [CHE87], une étude similaire a été effectuée avec des fenêtres en énergie différentes de celles que nous avons prises. Dans notre cas, ces fenêtres étaient les suivantes :

$E_1+E_2 < 100 \text{ MeV}$, $100 \text{ MeV} < E_1+E_2 < 170 \text{ MeV}$, $170 \text{ MeV} < E_1+E_2 < 240 \text{ MeV}$, et $E_1+E_2 > 240 \text{ MeV}$

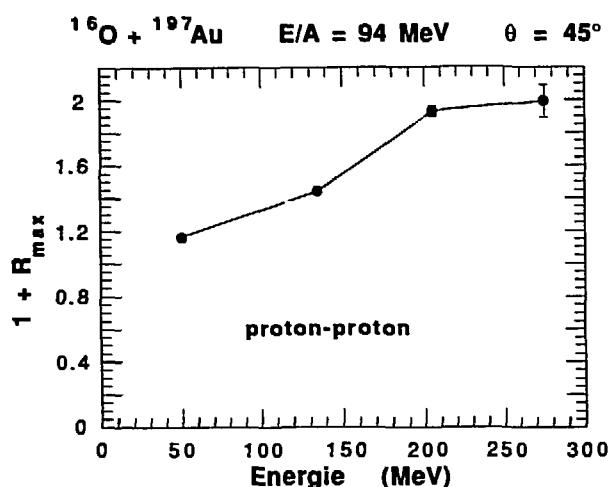


Fig.III.4.6 : Evolution des maximas des fonctions de corrélation proton-proton en fonction de l'énergie totale de la paire de protons détectée. Les points noirs représentent les milieux des fenêtres en énergie totale imposées.

La figure III.4.6 montre une forte dépendance de la fonction de corrélation proton-proton en fonction de l'énergie totale des deux protons émis. Plus l'énergie augmente, plus la résonance est intense. Le maximum le plus faible a été obtenu pour des énergies inférieures à 100 MeV et vaut environ 1.15. Le rayon r_0 associé est de 6fm alors qu'à l'autre extrême, pour des énergies supérieures à 240 MeV, le maximum mesuré vaut 2 et correspond à une source de 3.5fm de rayon.

Une semblable dépendance a été observée pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV par nucléon [POC87], mais l'étendue des variations des maximas des fonctions de corrélation proton-proton était plus petite (de 1.15 à 1.4).

Cette dépendance en énergie totale a été remarquée dans d'autres expériences pour plusieurs systèmes et dans un vaste domaine d'énergie de faisceau [PLU].

On peut aussi imaginer de combiner les deux filtres expérimentaux, multiplicité et énergie totale de la paire de protons détectée. Ces deux contraintes sont indépendantes car les spectres en énergie des protons dans l'hodoscope (§III.3) étaient peu sensibles aux différentes contraintes en multiplicité dans l'un ou l'autre des deux multidétecteurs. Une multiplicité donnée n'impose donc pas une forme particulière aux spectres en énergie. Si

l'on suppose que les spectres en énergie de ^2He se déduisent des spectres des protons en déclenchement "simple", on en déduit que la contrainte en multiplicité est indépendante de la contrainte en énergie totale, résultat déjà obtenu pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/u [SLA88].

La figure III.4.7 a été obtenue en combinant les deux filtres expérimentaux précédents. On se fixe une fenêtre en multiplicité dans le Tonneau, où les événements sont partagés en deux sous-ensembles suivant que l'énergie de la paire de protons émise est inférieure ou supérieure à 120 MeV. Les points noirs représentent les milieux des fenêtres en multiplicité. ($M_{\text{ton}}=0-1$, $M_{\text{ton}}=2-5$)

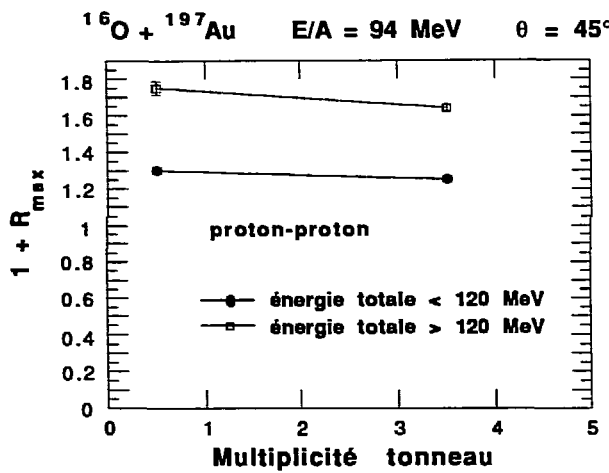


Fig.III.4.7 : Evolution des maxima des fonctions de corrélation proton-proton en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau, pour les protons rapides d'une part, et les protons lents d'autre part.

La figure III.4.7 montre que la dépendance en énergie totale demeure pour les différentes fenêtres en multiplicité observée dans le Tonneau.

Dans la figure III.4.7, les maxima des fonctions de corrélation des protons les plus rapides ont des variations plus amples que les maxima des fonctions de corrélation des protons les plus lents.

On pourrait attribuer la dépendance en énergie totale des fonctions de corrélation à une efficacité de détection variable suivant l'énergie totale imposée. Il est vrai que l'efficacité de l'hodoscope dépend de l'énergie totale de la paire détectée mais le paragraphe II.4 a montré que cette efficacité ne jouait que sur la taille des barres d'erreurs. Or les variations des intensités des résonances de la fonction de corrélation

sont nettement plus importantes que les barres d'erreurs. Donc les fonctions de corrélation proton-proton dépendent de l'énergie totale du couple détecté pour des raisons physiques qu'il reste à éclaircir. Les spectres en énergie des protons détectés dans l'hodoscope (§III.3) ont montré l'existence de protons de prééquilibre émis entre 39° et 50° . Le temps écoulé entre les émissions de deux protons de prééquilibre est très faible devant les 10^{-22} s nécessaires à la thermalisation, l'interaction dans l'état final de deux protons de prééquilibre sera donc plus forte et la corrélation à 20MeV/c de la fonction de corrélation sera alors renforcée. Cette explication est consistante avec les résultats obtenus pour $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ à 60 MeV/u où les variations de la fonction de corrélation en fonction de l'énergie totale de la paire de protons détectée à 30° étaient plus faibles que pour $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u. En effet, lorsque l'énergie incidente est plus faible (60MeV/u comparée à 94MeV/u), le nombre de protons de prééquilibre diminue par rapport au nombre de protons émis par la source en équilibre thermique. A la limite vers les basses énergies, le prééquilibre est inexistant. En se basant sur des mesures de fonctions de corrélation proton-proton à grands angles (135°) [QUE89] où l'on sait ne pas y avoir de prééquilibre, on s'aperçoit qu'une source en équilibre thermique ne donne pratiquement pas de protons corrélés. Les protons issus d'une source en équilibre thermique et détectés dans notre hodoscope (45°) tendraient à diminuer l'intensité de la corrélation à 20MeV/c, alors que les protons de prééquilibre la renforcerait.

III.4.2 Fonctions de corrélation du couple deuton-deuton

La fonction de corrélation deuton-deuton obtenue sans contraintes expérimentales extérieures à l'hodoscope est représentée sur la figure III.4.8 (points noirs). Les courbes représentent les résultats du modèle à interactions dans l'état final en supposant un temps de vie nul de la source émettrice [BOA86]

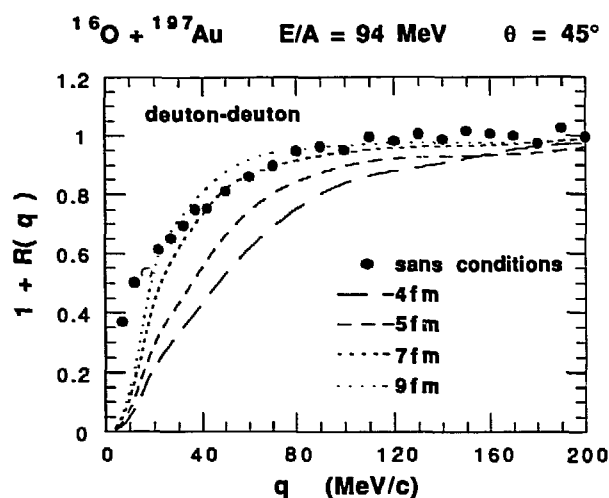


Fig III.4.8 : *Fonction de corrélation deuteron-deuteron obtenue sans contrainte extérieure à l'hodoscope. Les courbes continues sont issues des calculs de Boal et al [BOA86] en supposant un temps de vie nul de la source.*

Dans ce domaine d'impulsion relative, la fonction de corrélation deuteron-deuteron ne présente pas de résonance mais une anticorrélation due à la répulsion coulombienne. Le modèle de l'interaction dans l'état final conduit à une taille de source (r_0 entre 8 et 9 fm) nettement supérieure à celle obtenue pour la corrélation proton-proton et à la dimension du système total supposé avoir une densité normale (0.17 nucléons/fm³ en saturation)

En imposant les mêmes fenêtres en multiplicité tonneau que pour la paire proton-proton, on obtient les données de la figure III.4.9.

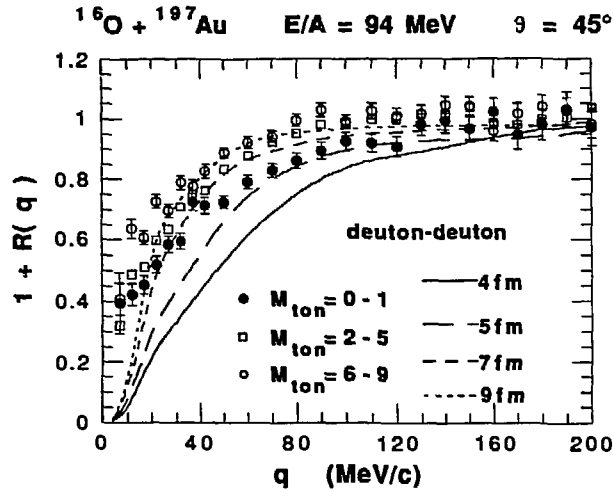


Fig.III.4.9 : Fonctions de corrélation deuteron-deuteron obtenues sous la contrainte d'observer dans le Tonneau une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5, ou entre 6 et 9.

Sur cette figure, nous remarquons que plus la multiplicité de particules dans le tonneau est petite, plus l'anticorrélation est marquée. Pour des multiplicités entre 6 et 9, un paramètre de taille de source r_0 supérieur à 9 fm est nécessaire pour reproduire les données expérimentales.

Contrairement aux multiplicités du Tonneau, les multiplicités dans le Mur n'ont aucune influence significative sur les fonctions de corrélation deuteron-deuteron, comme le montre la figure III.4.10 :

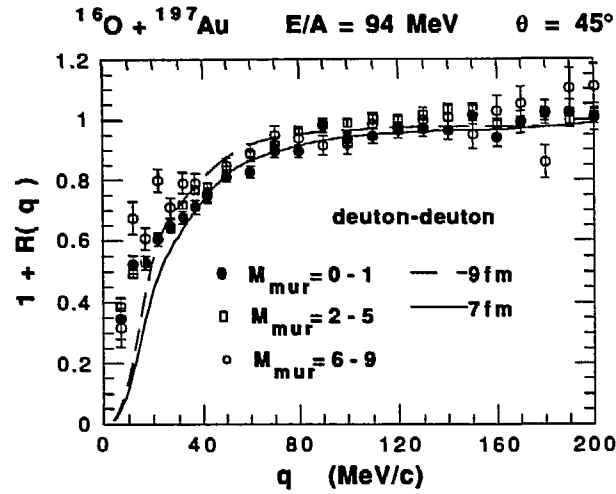


Fig.III.4.10 : Fonctions de corrélation deuton-deuton obtenues sous la contrainte d'observer dans le Mur une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5, ou entre 6 et 9.

Des résultats déjà publiés [CHE87] sur le système $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV par nucléon montrent une dépendance de l'intensité de l'anticorrélation avec l'énergie totale de la paire de deutons émise. La figure III.4.11 est extraite de cette dernière référence.

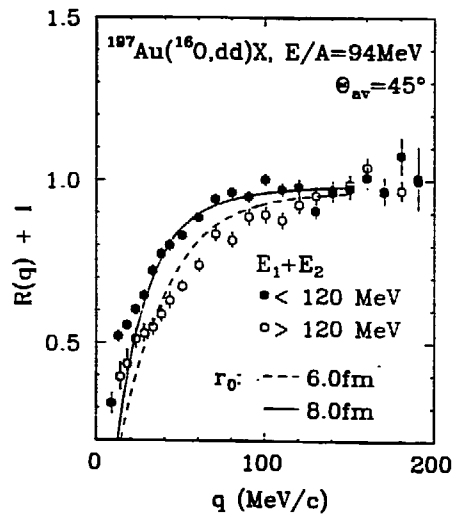


Fig. III.4.11 : Fonctions de corrélation deuton-deuton obtenues pour différentes contraintes en énergie totale. [CHE87]

La figure III.4.11 montre que l'intensité de l'anticorrélation décroît lorsque l'énergie totale de la paire de deuton détectée décroît.

Pour le couple deuton-deuton, le modèle avec interaction dans l'état final et temps de vie nul ne parvient pas à reproduire les données expérimentales aussi fidèlement que pour proton-proton. Cela signifierait que le temps moyen entre les émissions successives de deux deutons n'est pas négligeable. Cependant, des temps de vie trop longs font diverger les calculs de l'intégrale de la formule de Koonin (I.3.19). Ce modèle conduit aussi à des paramètres de taille de source r_0 plus grands que pour proton-proton, même lorsque l'on sélectionne par la multiplicité observée dans le Tonneau, une classe bien définie d'évènements. Au chapitre IV nous essaierons d'interpréter les r_0 plus grands extraits des fonctions de corrélation deuton-deuton.

III.4.3 Couple deuton-alpha

La fonction de corrélation deuton-alpha obtenue sans contraintes extérieures est présentée dans la figure III.4.12

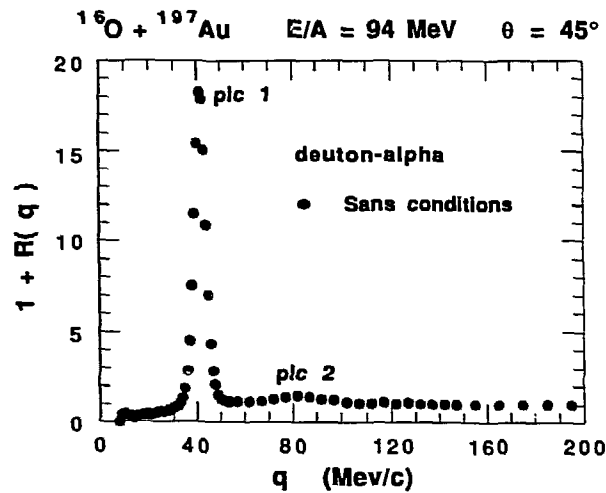


Fig.III.4.12 : Fonction de corrélation deuton-alpha obtenue sans contraintes extérieures.

Cette fonction de corrélation deuton-alpha montre deux pics. Le premier d'entre eux, situé à 42 MeV/c est dû à la désexcitation du niveau à 2.186 MeV du ^6Li ($T=0$, $J^\pi=3^+$, $\Gamma=24\text{keV}$, $\Gamma_\alpha/\Gamma_{\text{tot}}=1.00$). Le second pic, à 85 MeV/c provient du recouvrement

de deux niveaux excités du ${}^6\text{Li}$ à 4.31 MeV ($T=0$, $J^\pi=2^+$, $\Gamma=1.3\text{MeV}$, $\Gamma_\alpha/\Gamma_{\text{tot}}=0.97$) et 5.65 MeV ($T=0$, $J^\pi=1^+$, $\Gamma=1.9\text{MeV}$, $\Gamma_\alpha/\Gamma_{\text{tot}}=0.74$).

En corrigeant les fonctions de corrélation théoriques issues du modèle à interaction dans l'état final [BOA86] de la résolution finie de l'hodoscope [POC85], on peut prévoir les formes des fonctions de corrélation expérimentales pour différentes tailles de sources en supposant un temps de vie nul. Ici cette correction est plus importante pour le pic 1, que pour les couples précédents car la largeur du pic théorique de l'état à 2.186 MeV est très faible devant la résolution de l'hodoscope (§I.6). Ce travail a été effectué par Chen et al [CHE87] pour la même expérience et le même dispositif expérimental. Sur la figure III.4.13 est reportée la valeur de la fonction de corrélation prédite par Boal [BOA86] à $q \approx 42\text{MeV}/c$, obtenue après correction de la résolution expérimentale, pour diverses valeurs de r_0 .

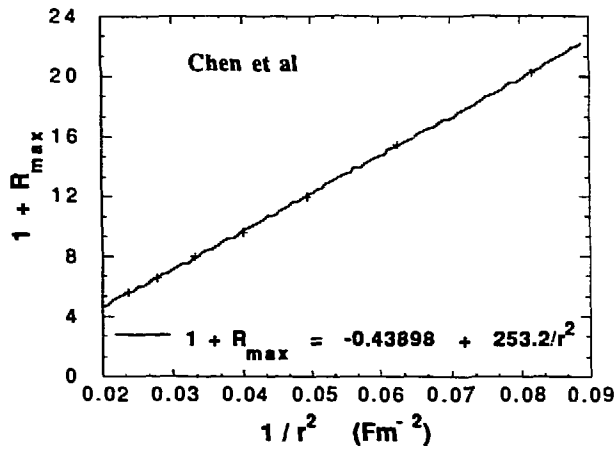


Fig.III.4.13 : Relation entre le maximum du pic à 42MeV/c de la fonction de corrélation deuton-alpha corrigée de la résolution finie de l'hodoscope, et l'inverse du carré du paramètre de taille de source r_0 . La fonction de corrélation a été calculée par le modèle à interaction dans l'état final en supposant un temps de vie nul de la source.

La taille de source extraite de la fonction de corrélation de la figure III.4.12 est de 3.7fm, valeur beaucoup plus petite que pour le système ${}^{40}\text{Ar} + {}^{197}\text{Au}$ à 60MeV par nucléon où la taille de source valait 5.3 fm ($1+R_{\max} \approx 8.5$ avec un hodoscope similaire placé à 30°).

En utilisant différentes fenêtres en multiplicité de particules détectées dans le Tonneau, on obtient les fonctions de corrélation deuton-alpha présentées dans la figure III.4.14

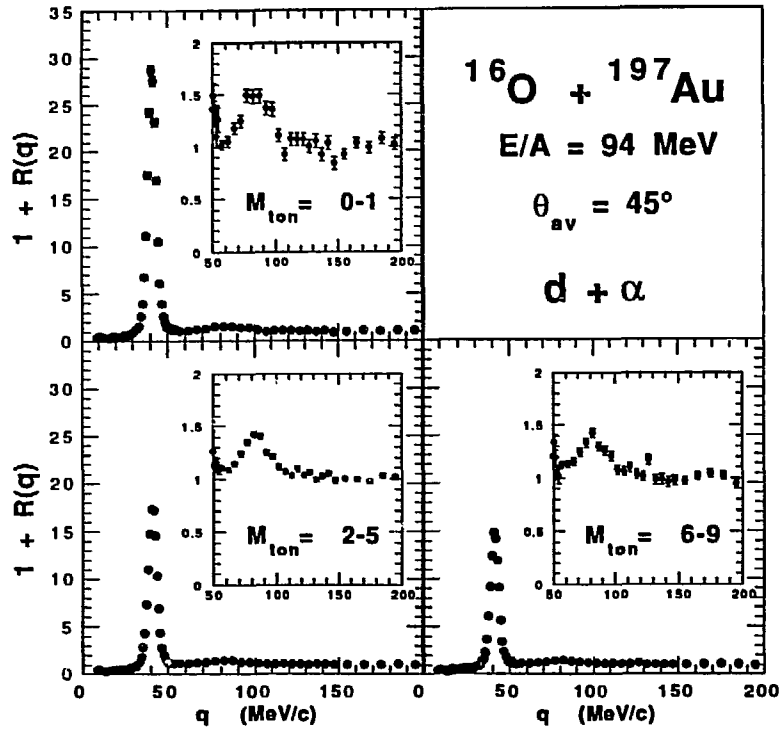


Fig III.4.14 : Fonctions de corrélation deuton-alpha obtenues sous la contrainte d'observer dans le Tonneau une multiplicité de particules légères comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5, ou entre 6 et 9.

Sur cette figure, on constate que l'intensité de la résonance à 42 MeV/c est très sensible au nombre de particules émises entre 30° et 90° . Par contre, le changement n'est pas très significatif pour le pic à 85 MeV/c qui a tendance à s'amincir lorsque la multiplicité augmente.

La figure suivante montre, en fonction de la multiplicité dans le tonneau, l'évolution des tailles de source extraites d'après les maxima des fonctions de corrélation deuton-alpha de la figure III.4.14 à 42 MeV/c

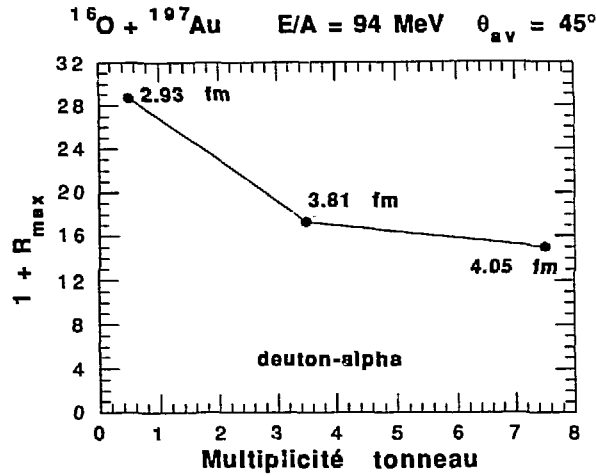


Fig.III.4.15 : Evolution du maximum du pic à 42 MeV/c de la fonction de corrélation deuteron-alpha et du paramètre de taille de source r_0 en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau

Les tailles de source r_0 représentées dans la figure III.4.15 sont toutes inférieures au rayon équivalent de l'or (4.4fm). En particulier, la contrainte d'observer entre 0 et 1 particule dans le Tonneau permet d'extraire une très petite taille de source (2.93fm). Dans le cadre du modèle à interaction dans l'état final [BOA86], cette valeur devrait encore diminuer en introduisant le temps de vie non nul de la source.

On remarque aussi que la fonction de corrélation deuteron-alpha est beaucoup plus sensible à la multiplicité observée dans le Tonneau que les fonctions de corrélation proton-proton et deuteron-deuteron.

Comme pour les protons (§III.4.1), on peut étudier l'effet de la combinaison de deux contraintes comme l'énergie totale et la multiplicité Tonneau sur les fonctions de corrélation (figure III.4.16). Les fenêtres en multiplicité étaient fixées à 0-1, 2-5, 6-9.

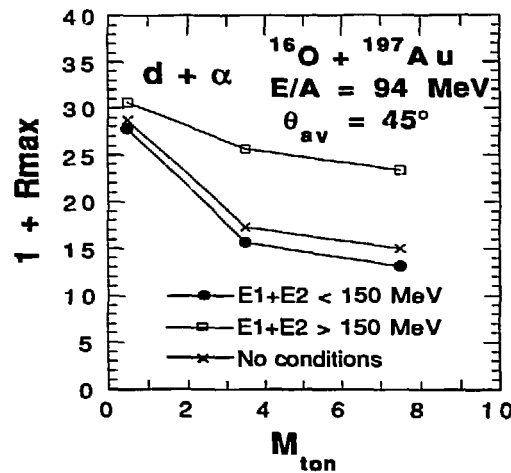


Fig.III.4.16 : Evolution du maximum du pic à 42 MeV/c de la fonction de corrélation deuton-alpha pour les couples deuton-alpha rapides ($E1+E2 > 150$ MeV) et pour les plus lents ($E1+E2 < 150$ MeV), en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau

Cette figure montre que les fonctions de corrélation restent sensibles à l'énergie totale de la paire émise même si la multiplicité du tonneau est fixée. Cependant, les variations du maximum à 42 MeV/c sont nettement moins importantes pour les multiplicités du tonneau comprises entre 0 et 1. Pour cette dernière fenêtre en multiplicité, une énergie totale de plus en plus faible a été imposée afin de vérifier si la résonance gardait la même intensité. Pour des énergies inférieures à 100 MeV, le maximum se maintenait toujours encore à 26. Rappelons que les spectres inclusifs de deutons et d'alphas mesurés dans l'hodoscope n'évoluaient pratiquement pas avec la multiplicité du Tonneau. Il semble donc que pour la multiplicité Tonneau comprise entre 0 et 1, on ait atteint une classe parfaitement définie d'évènements.

Dans le cadre d'une description " classique " des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, les particules les plus rapides sont émises dans les premiers instants de la collision par une source encore compacte (prééquilibre), puis la source se thermalise et émet des particules plus lentes. L'évolution des fonctions de corrélation avec l'énergie totale de la paire de particules détectée avait été interprétée à partir de cette description [CHE87]. Ici, pour $M_{ion}=0-1$, les fonctions de corrélation ne changent pas avec l'énergie totale et présentent une grande corrélation vers 42 MeV/c indiquant une émission rapide des particules lentes. Autrement dit, le temps moyen qui sépare les émissions d'un deuton et d'un alpha lent est comparable au temps moyen qui s'écoule entre les émissions d'un deuton et d'un alpha rapide dont on sait

qu'ils ont de fortes chances de provenir du prééquilibre. Ce résultat peut se comprendre si $M_{\text{ton}}=0-1$ sélectionne presque exclusivement le prééquilibre.

III.4.4 Couple proton-triton

Sans contraintes expérimentales supplémentaires, la fonction de corrélation proton-triton a la forme ci-dessous :

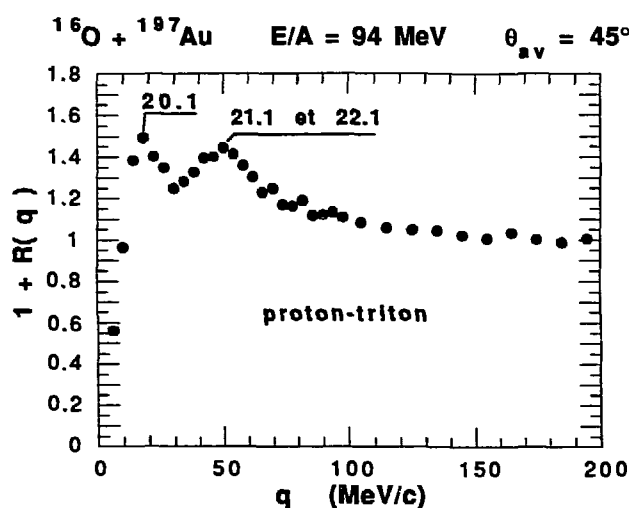


Fig.III.4.17: Fonction de corrélation proton-triton obtenue sans contraintes expérimentales extérieures à l'hodoscope. Les nombres soulignés à l'intérieur du graphique indiquent les valeurs en MeV des niveaux d'énergie d'états excités de l'alpha

Le premier pic situé à environ 20 MeV/c est associé à la désintégration du niveau à 20.1 MeV de l'alpha ($J^\pi=0^+$, $\Gamma_p/\Gamma=1.00$, $\Gamma=0.2\text{MeV}$). La seconde résonance vers 50 MeV/c provient en fait de la superposition de deux états proches l'un de l'autre, situés à 21.1 MeV ($J^\pi=0^-$, $\Gamma=1\text{MeV}$) et 22.1 MeV ($J^\pi=2^-$, $\Gamma_p/\Gamma=0.5$, $\Gamma=1\text{MeV}$).

La figure III.4.18 montre l'évolution des fonctions de corrélation proton-triton pour différentes fenêtres en multiplicité du tonneau.

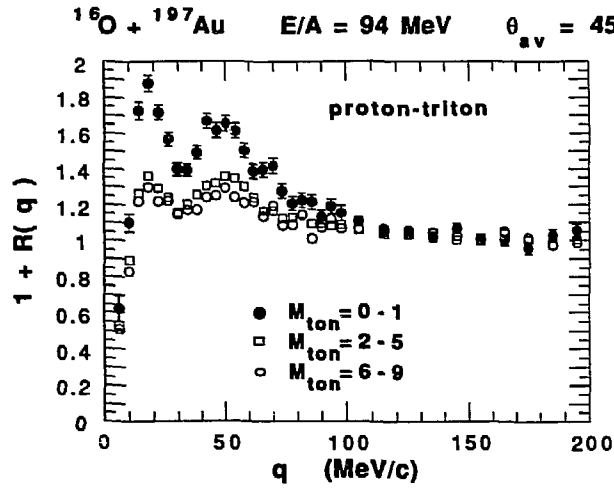


Fig.III.4.18 : Fonctions de corrélation proton-triton obtenues sous la contrainte d'observer dans le Tonneau entre 0 et 1 particule, ou entre 2 et 5 particules, ou entre 6 et 9 particules.

On remarque que la fonction de corrélation est nettement plus prononcée pour une multiplicité Tonneau comprise entre 0 et 1, ce qui pourrait indiquer une plus petite taille de source.

L'intensité relative du pic à 20.1 MeV par rapport aux deux autres pics à 21.1 MeV et 22.1 MeV est plus grande pour les multiplicités Tonneau comprises entre 0 et 1 que pour les multiplicités Tonneau comprises entre 2 et 5 et entre 6 et 9. Ceci pourrait indiquer une population différente des états excités de l'alpha, due à des origines différentes des alphas considérés. Les uns, pour $M_{\text{ton}}=0-1$, seraient issus de la fragmentation du projectile ou du prééquilibre et les autres, pour $M_{\text{ton}}=2-5$ et $M_{\text{ton}}=6-9$, proviendraient de la quasi-cible excitée. Une étude plus détaillée de ces populations relatives n'a pu être menée dans le temps imparti pour ce travail.

En imposant deux fenêtres en énergie totale, $E_1 + E_2 < 120 \text{ MeV}$, $180 < E_1 + E_2 < 280 \text{ MeV}$, on obtient les deux fonctions de corrélation correspondantes représentées sur la figure III.4.19

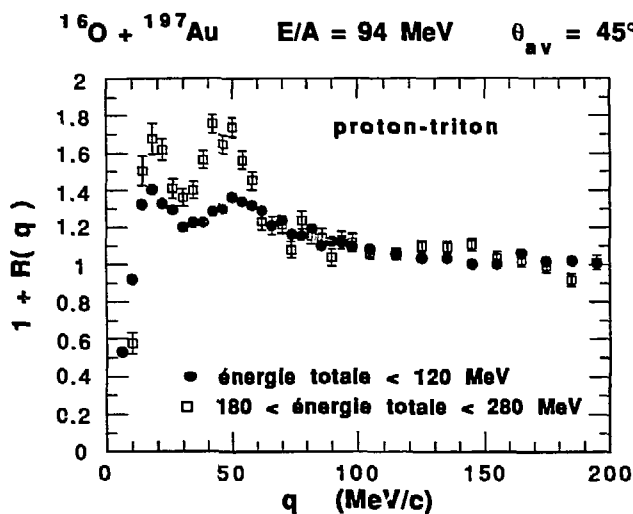


fig.III.4.19 : Fonctions de corrélation obtenues pour les couples proton-triton dont l'énergie totale est inférieure à 120 MeV et pour les couples proton-triton dont l'énergie est comprise entre 180 et 280 MeV.

On constate une accentuation du " contraste " des résonances lorsque l'énergie totale de la paire émise augmente. En particulier, les deux pics à 21.1 MeV et 22.1 MeV sont mieux séparés. On observe de plus une " inversion " des rapports d'intensités des pics à 20.1 MeV et 21.1-22.1 MeV.

L'étude du couple deuton-alpha a mis en évidence un comportement particulier de la fonction de corrélation pour les événements associés à des multiplicités tonneau comprises entre 0 et 1. C'est pourquoi une étude similaire est faite pour la paire proton-triton dont les fonctions de corrélation sont présentées sur la figure ci-dessous pour des fenêtres en énergie totale valant 0-120 MeV et plus de 120 MeV.

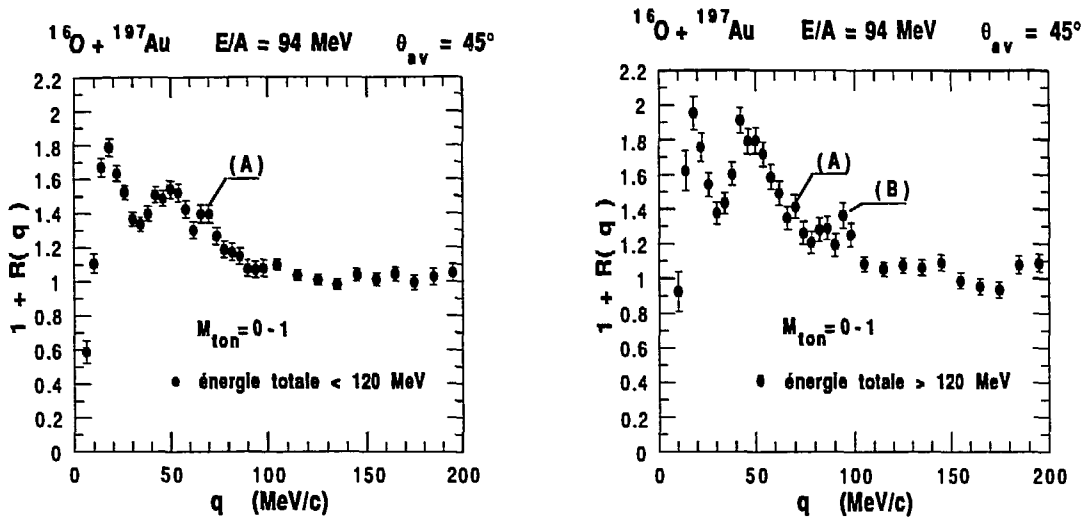


Fig.III.4.20a) b) : Fonctions de corrélation du couple proton-triton pour les couples les plus lents (côté gauche, a)) et pour les couples les plus rapides (côté droit, b)), obtenues sous la contrainte de détecter entre 0 et 1 particule dans le Tonneau.

Il apparaît un pic centré vers 65 MeV/c, noté (A) sur les deux figures. Le niveau excité de l'alpha situé directement au-dessus du niveau à 22.1 MeV est à 25.33 MeV. Le Q (§I.6) de la réaction $\alpha \rightarrow p + t$ vaut 19.814 MeV, la masse réduite du système proton-triton est de 705 MeV. La désintégration éventuelle du niveau à 25.33 MeV de l'alpha donnerait une résonance centrée à 88.2 MeV/c. (A) ne peut donc pas provenir directement de la désintégration d'un niveau excité de l'alpha. L'origine de ce pic reste pour l'instant inconnue et ne semble pas être liée à la statistique qui est "bonne".

De même, pour des énergies supérieures à 120 MeV, il apparaît un pic noté (B) centré à 95 MeV/c. L'existence de (B) est plus discutable que celle de (A) à cause de la taille des barres d'erreurs. De toute manière, (B) ne peut lui non plus, provenir directement d'un niveau excité de l'alpha car le niveau situé au-dessus du niveau à 25.33 MeV est à 27.5 MeV et sa désintégration produirait une résonance à 104.1 MeV/c.

La comparaison des figures III.4.20 a) et b) montre une nette augmentation de l'intensité relative du pic à 21.1-22.1 MeV par rapport au pic à 20.1 MeV pour les énergies totales des couples proton-triton supérieures à 120 MeV. Une explication possible serait que pour $M_{\text{ton}}=0-1$, les alphas excités dont l'énergie totale est inférieure à 120 MeV, proviendraient d'une source moins chaude que les alphas excités dont l'énergie totale est supérieure 120 MeV. Cette explication entre cependant en conflit avec l'hypothèse

formulée au paragraphe III.4.3 au sujet des couples deuton-alpha où la contrainte $M_{\text{ton}}=0-1$ sélectionnerait presque exclusivement le prééquilibre, la notion de température n'ayant alors plus de sens. Cette hypothèse de sélection du prééquilibre n'est pas définitivement établie puisque la fonction de corrélation deuton-alpha peut encore être interprétée d'une autre manière comme le montrera le chapitre IV (§IV.2).

Pour compléter l'étude des populations relatives des deux pics principaux, il est intéressant de reprendre la sélection des événements qui a conduit à la figure III.4.20 mais en imposant cette fois une multiplicité observée dans le Tonneau comprise entre 6 et 9 (Fig. III.4.21 a) et b)).

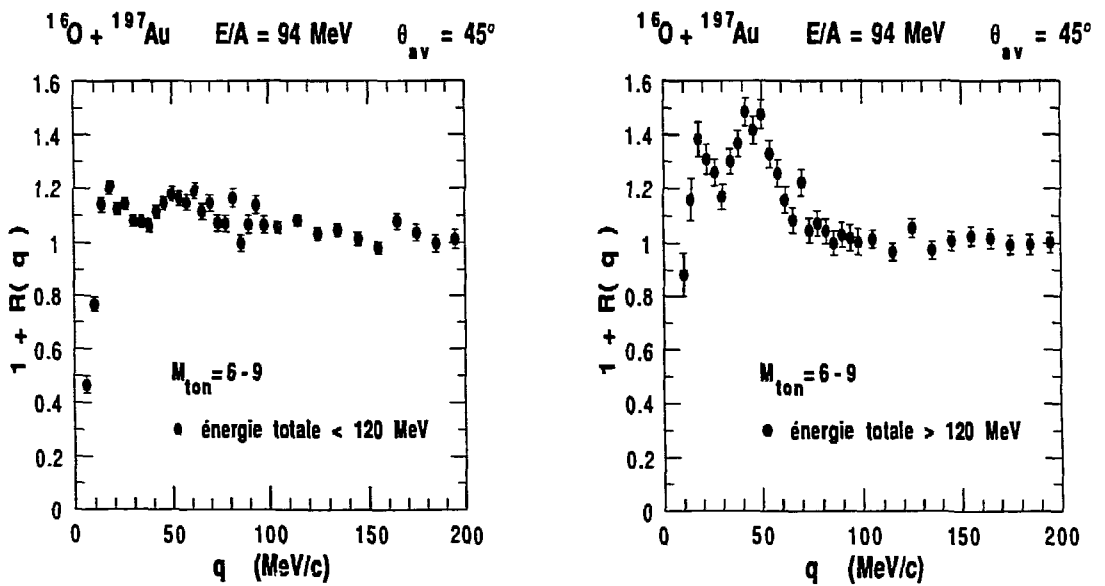


Fig III.4.21 a) et b) : Fonctions de corrélation pour les couples proton-triton dont l'énergie totale est inférieure à 120 MeV (figure de gauche a)) et pour ceux dont l'énergie totale est supérieure à 120 MeV (Figure de droite b)), sous la contrainte d'observer entre 6 et 9 particules dans le Tonneau.

La figure III.4.21 montre que les corrélations sont considérablement renforcées pour les couples protons-triton les plus rapides par rapport aux plus lents, alors que pour $M_{\text{ton}}=0-1$ (fig. III.4.20) la fonction de corrélation était moins sensible à l'énergie totale. Une observation similaire a déjà été faite pour la fonction de corrélation du couple deuton-alpha (Fig. III.4.16). Une interprétation de ces fonctions de corrélation par le modèle à interaction dans l'état final [BOA86], conduirait à associer aux couples proton-triton les

plus rapides des sources plus petites qu'aux couples proton-triton les plus lents, si l'on suppose un temps de vie nul de la source.

Par ailleurs, la fonction de corrélation proton-triton établie pour les couples les plus rapides (fig. III.4.21 partie droite) et une multiplicité observée dans le Tonneau comprise entre 6 et 9, présente un deuxième pic (21.1 et 22.1 MeV) dont le maximum est plus élevé que le premier pic (20.1 MeV). L'extraction d'une température à partir des populations relatives [POC87] pourrait ne pas être applicable ici car les alphas de grande énergie ont de fortes chances d'être des alphas de prééquilibre (ou de cassure du projectile). Ils ne seraient donc pas émis à partir d'un système en équilibre thermique, hypothèse fondamentale de la méthode. On observerait alors du prééquilibre même pour $M_{\text{ton}}=6-9$, donc pour les collisions plus centrales.

La fonction de corrélation du couple proton-triton a été étudiée sous deux contraintes expérimentales, la multiplicité observée dans le Tonneau et l'énergie totale du couple. Les spectres inclusifs des alphas (§III.3) sont peu sensibles à la multiplicité observée dans le Tonneau (§ Fig. III.3.1). On s'aperçoit cependant que la fonction de corrélation obtenue sous la contrainte $M_{\text{ton}}=0-1$ (Fig III.4.20a)) est très différente de la fonction de corrélation obtenue pour $M_{\text{ton}}=6-9$ (III.4.21a)). Comme les spectres en énergie totale des couples proton-triton sont identiques, on en déduit que les différences entre ces deux fonctions de corrélation sont directement liées à la multiplicité observée dans le Tonneau. A l'inverse, pour une fenêtre en multiplicité donnée (par exemple Fig. III.4.21), les fonctions de corrélation obtenues pour différentes contraintes en énergie totale montrent des différences très importantes.

CHAPITRE IV

SYNTHESE ET DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

CHAPITRE IV

SYNTHESE ET DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les différents résultats des chapitres précédents seront repris ici afin de dégager certains aspects physiques de la collision $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV par nucléon et de poser certaines questions qui permettront peut-être de définir de nouveaux axes d'étude.

La direction principale prise par ce travail a été de rechercher un bon critère de sélection de la violence de la collision reliée au paramètre d'impact. Compte tenu des possibilités du dispositif expérimental, ce critère a été basé sur les multiplicités de particules légères observées dans les différents multidétecteurs. Afin de savoir si ce choix est judicieux, on a étudié l'influence des multiplicités observées dans l'ensemble ou dans une partie du Mur et du Tonneau, sur diverses observables qui sont les vitesses des particules dans les multidétecteurs, les énergies des particules détectées dans l'hodoscope ($\theta=45^\circ$) et les fonctions de corrélation des couples de particules détectés également dans l'hodoscope. Lorsque le filtre approprié a été trouvé, il devient possible de relier le paramètre d'impact à certaines caractéristiques physiques du système émetteur grâce à la fonction de corrélation correspondant au filtre choisi. Dans un premier temps la synthèse de certains résultats expérimentaux montrera que la multiplicité observée dans le Tonneau est un bon filtre de la violence de la collision. Il restera ensuite à déterminer les caractéristiques physiques de la source émettrice par les fonctions de corrélation, mais pour cela, il faudra d'abord vérifier si les hypothèses prises dans les modèles (chapitre I) sont réalistes. Le plus souvent, les tailles de source extraites des fonctions de corrélation de différents systèmes détermineront *à posteriori* la validité du modèle à interaction dans l'état final.

IV.1 Multiplicité de particules légères et paramètre d'impact

La multiplicité de particules légères observée entre 3° et 90° , ou "multiplicité

totale", a une influence sur la distribution de la quantité $\frac{d^2\sigma}{dV_{\parallel}dV_{\perp}}$ (§III.2.1). La

multiplicité totale permet donc de sélectionner différentes classes d'évènements. Cependant, il n'est pas certain que l'on puisse associer à chacune de ces classes, une

valeur donnée du paramètre d'impact (§III.2.1) puisque la distribution de $\frac{d^2\sigma}{dV_{\parallel}dV_{\perp}}$ pour

les alphas, montre qu'une contribution du quasi-projectile subsiste aux petits angles pour une multiplicité totale de 5. Le pic à grande vitesse du quasi-projectile est plus important pour les multiplicités intermédiaires observées dans le Mur (Fig. IV.1.1), que pour les petites multiplicités du Mur, ce qui est contraire à l'effet d'une sélection sur la multiplicité observée dans le Tonneau (Fig. III.2.4)

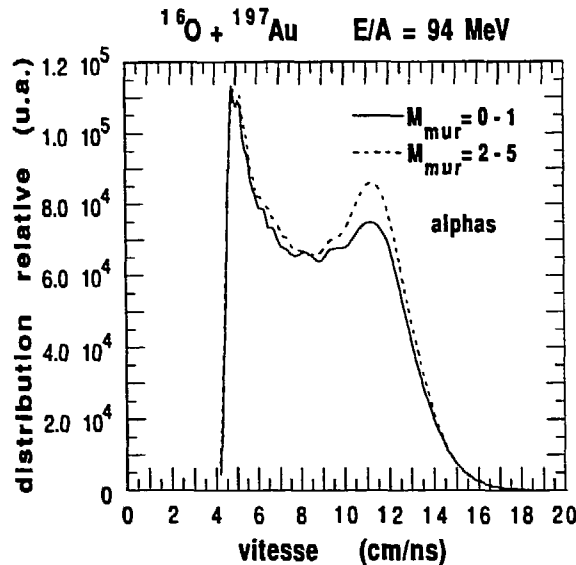


Fig. IV.1.1 : Spectres en vitesse obtenus dans l'ensemble complet du Mur sous la contrainte de détecter deux particules dans l'hodoscope et d'observer dans le Mur une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5

La contribution relative due au quasi-projectile par rapport à la quasi-cible augmente lorsque la multiplicité dans le Mur augmente. Ce résultat peut s'expliquer par la désintégration du projectile ^{16}O en quatre alphas qui ne se produit que pour des paramètres d'impact assez grands et conduit à détecter simultanément aux angles avants, au moins deux ou trois alphas possédant une vitesse proche de celle du faisceau.

On est donc conduit à séparer la multiplicité observée dans le Mur ($\theta \leq 30^\circ$) de celle observée dans le Tonneau ($30^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$). La figure III.2.4 montre que l'intensité relative du pic à basse vitesse par rapport au pic à grande vitesse "s'inverse" en faveur du pic à basse vitesse quand on passe de $M_{\text{ton}}=0-1$ à $M_{\text{ton}}=6-9$, montrant que les grandes multiplicités observées dans le Tonneau favorisent la composante due à la quasi-cible. Plus les collisions sont centrales, plus le recouvrement entre les deux noyaux est important. Donc la violence de la collision augmente quand le paramètre d'impact

diminue, entraînant une augmentation de l'énergie d'excitation de la quasi cible donc une émission plus intense (en moyenne) de particules issues de la quasi-cible par rapport aux particules issues du quasi-projectile. Pourtant, la sélection en paramètre d'impact par la multiplicité observée dans le Tonneau n'est pas encore clairement établie. En effet, on peut imaginer une collision centrale où une partie de l'ion incident traverse la quasi-cible par un effet de transparence. Comme la plupart des nucléons incidents n'auraient eu aucune interaction avec les nucléons de la cible (effet de la transparence), l'énergie d'excitation déposée dans la cible serait faible. La quasi-cible ainsi formée ne pourrait émettre qu'un nombre restreint de particules. Les collisions centrales et périphériques conduiraient toutes les deux à l'observation d'une faible intensité de la composante à basse vitesse par rapport à la composante à grande vitesse. Dans la référence [DEV80], les auteurs ont rassemblé des résultats expérimentaux qui montrent, par la diminution des sections efficaces totales des réactions observées, une apparition de la transparence au dessus de 50MeV/u environ. Dans cette même référence, des calculs ont montré que la transparence ne devenait importante que pour les collisions périphériques, la matière nucléaire étant totalement opaque pour des collisions plus centrales. Ce résultat conduit à observer encore moins de particules dans le Tonneau pour les collisions très périphériques et ne contredit pas l'efficacité de la sélection en classes de paramètres d'impact par la multiplicité observée dans le Tonneau.

Plus la multiplicité observée dans le Tonneau est petite, plus les corrélations ou anticorrélations des fonctions de corrélation d'un couple donné sont intenses. Cette observation est valable pour tous les types de couples détectés dans l'hodoscope. Par conséquent, des paramètres d'impact de plus en plus grands conduisent à des fonctions de corrélation de plus en plus "structurées".

Par contre, la multiplicité observée dans le Mur ne permet pas de classer les événements lorsque la masse totale du couple détecté dans l'hodoscope est petite. Par exemple, les figures III.4.4 et III.4.11 ne montrent aucun changement des fonctions de corrélation proton-proton et deuton-deuton en fonction de la multiplicité observée dans le Mur. Lorsque la masse totale du couple détecté dans l'hodoscope est plus grande, les fonctions de corrélation deviennent sensibles au nombre de particules émises entre 3° et 30° . La figure IV.1.2 montre l'évolution de la fonction de corrélation deuton-alpha pour différentes valeurs de la multiplicité observée dans le Mur.

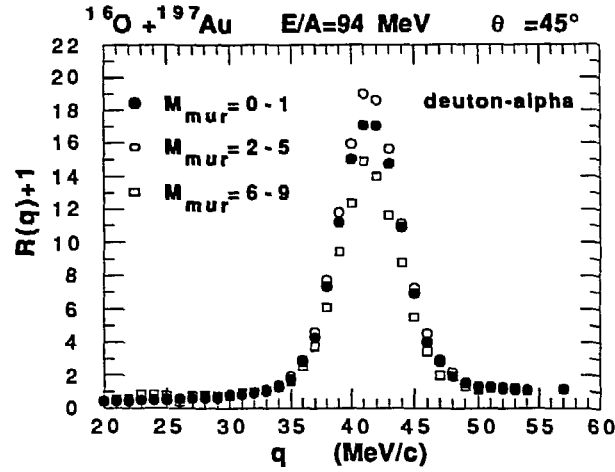


Fig. IV.1.2 : Fonctions de corrélation deuton-alpha obtenues sous la contrainte de détecter dans le Mur entre 0 et 1 particule, ou entre 2 et 5 particules ou entre 6 et 9 particules.

La figure IV.1.2 montre que l'intensité du pic à 42 MeV/c est maximale pour $M_{\text{mur}}=2-5$. Pour cette fenêtre en multiplicité dans le Mur, la contribution relative des collisions périphériques par rapport aux collisions plus centrales doit donc être plus importante que pour les autres fenêtres puisque les collisions périphériques conduisent à augmenter l'intensité des corrélations. Cette interprétation est confirmée par les spectres en vitesse de la figure IV.1.1 obtenus pour les alphas sous différentes contraintes de la multiplicité dans le Mur.

L'évolution des fonctions de corrélation alpha-alpha avec la multiplicité observée dans le Mur (Fig. IV.1.3) est contraire à l'évolution des fonctions de corrélation deuton-alpha sous les mêmes contraintes expérimentales (Fig. IV.1.2).

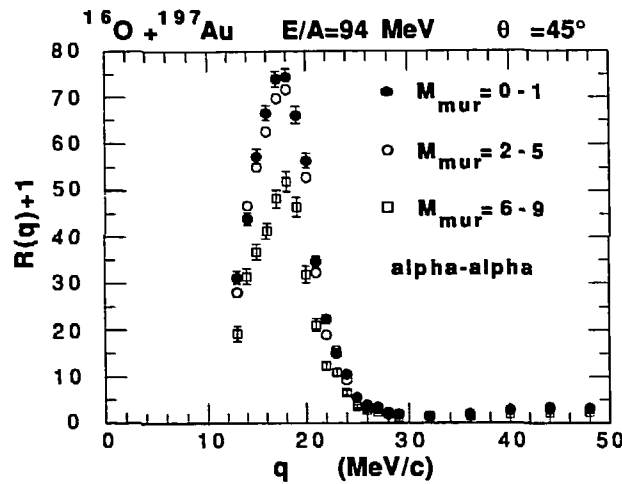


Fig. IV.1.3 : Fonctions de corrélation alpha-alpha obtenues sous la contrainte d'observer dans le Mur une multiplicité comprise entre 0 et 1, ou entre 2 et 5, ou entre 6 et 9.

Ici, les collisions qui produisent entre 2 et 5 particules dans le Mur conduisent à une fonction de corrélation dont le maximum à 18 MeV/c est inférieur au même maximum obtenu pour $M_{\text{mur}}=0-1$. La sélection des événements par la multiplicité observée dans le Mur est plus difficile à comprendre que la sélection effectuée par la multiplicité observée dans le Tonneau.

IV.2 Production des particules et validité des modèles

Le paragraphe précédent a montré comment sélectionner les événements par classes de paramètres d'impact. Il est donc possible d'étudier certaines caractéristiques physiques de la source émettrice en fonction du paramètre d'impact, grâce aux fonctions de corrélation. Mais pour cela, il faut utiliser le modèle adéquat. Rappelons qu'il existe essentiellement deux types de modèles qui sont le modèle à interaction dans l'état final [KOO77], [BOA86] qui donne accès à la dimension spatio-temporelle de la source émettrice en fournissant un paramètre de taille de source r_0 et un paramètre de temps de vie τ , et le modèle d'émission de fragments excités (§1.6). Dans ce travail, le temps de vie de la source émettrice a toujours été supposé nul.

Pour le système proton-proton le modèle à interaction dans l'état final donne des tailles de source très proches de la taille du noyau d'or (§III.4.1) quelles que soient les contraintes en multiplicité dans le Mur ou le Tonneau. Par contre, les tailles de source extraites des fonctions de corrélation deuton-deuton (§III.4.2) sont comprises entre 6 et 9 fm. Pour expliquer cette différence, on peut supposer [BOA86] la formation d'un système chaud, en expansion, qui émet les protons d'abord, puis les deutons ensuite.

Une autre explication est possible en faisant intervenir le temps de vie de la source de deutons. Avec les données dont nous disposons, il n'est pas possible de savoir si le système possède bien une taille de source de 9fm lorsque les deutons sont émis simultanément, ou si le temps qui sépare les émissions successives de deux deutons n'est pas nul (plus grand que pour deux protons). Nous pouvons cependant avancer un argument plausible en faveur d'un temps de vie non nul. Le nombre de deutons détectés au cours de l'expérience est plus faible que le nombre de protons. Comme les particules sont émises aléatoirement dans le temps, le temps moyen entre deux deutons émis indépendamment l'un de l'autre sera plus grand qu'entre deux protons. Il faudrait alors tenir compte d'un temps de vie de la source de deutons non nul, pour obtenir des fonctions de corrélation deuton-deuton réalistes. Des mesures de fonctions de corrélation aux angles arrières ont été faites pour étudier l'influence d'un temps de vie non nul pour les systèmes proton-proton et deuton-deuton [ARD90].

Lorsque Koonin [KOO77] a développé son modèle à interaction dans l'état final, il prévoyait de l'utiliser pour déterminer la taille d'un "gaz" de protons formé dans les collisions d'ions lourds aux hautes énergies. Les protons étaient traités comme des particules qui ne pouvaient pas s'associer entre elles pour former des fragments plus complexes. Quand on utilise ce même modèle à plus basse énergie, on admet implicitement cette hypothèse d'une source où les particules *sont données* dès le début de la formation de la source et ne peuvent plus s'associer ou se dissocier par la suite. Le seul degré de liberté laissé à ces particules est de se répartir dans l'espace et le temps suivant une loi de probabilité gaussienne. Cependant, aux énergies intermédiaires, les constituants de la source se composent ou se décomposent suivant des lois que le modèle statistique peut décrire. La probabilité de désexcitation de la source en un couple de particules plus un résidu X ne dépend pas seulement de la localisation spatio-temporelle de ces particules (fonction $D(\vec{r}_t, \vec{p})$ §I.3 et §I.4) mais aussi de la compétition entre les différentes voies de désexcitation ouvertes [FRI83] (par exemple source $\rightarrow \alpha + d + X$, ou source $\rightarrow {}^6\text{Li} + X$, ou source $\rightarrow d + d + Y \dots$ etc). L'inconvénient du modèle de Boal [BOA86] est de ne pas traiter complètement l'état initial de la source. Par la compétition qu'il impose entre les différentes voies ouvertes, le modèle statistique introduit une corrélation

entre les taux de production des différentes espèces issues de la collision. Ceci a encore une autre conséquence. Comme cette corrélation n'est pas d'ordre cinématique, elle peut subsister même pour des grands moments relatifs où les particules sont supposées être décorréliées. La condition de normalisation va changer, les fonctions de corrélation ne devraient donc pas être normalisées arbitrairement à 0 pour les grands moments relatifs. Une solution à ce problème consiste à prendre la définition de la fonction de corrélation proposée au chapitre I où le dénominateur était calculé à partir des événements de coïncidence. Une telle méthode exige cependant une mesure précise de la section efficace de production de la paire de particules considérée, dans l'angle solide défini par l'hodoscope (voir relation I.2.16). Si cela était possible, on pourrait s'affranchir de toute condition de normalisation définie a priori. Un véritable progrès expérimental serait alors accompli, car tant que l'on assigne une normalisation à la fonction de corrélation, on est obligé de faire intervenir une justification théorique qui ne s'accorde pas forcément avec la réalité des faits. Par ailleurs, les fonctions de corrélation devraient être réinterprétées avec le modèle statistique tout en tenant compte d'une distribution spatio-temporelle (fonction de source) des particules émises et d'une interaction dans l'état final.

Supposons d'une part l'émission de deux particules qui subissent une interaction dans l'état final conduisant à une résonance sur la fonction de corrélation. Si d'autre part, ces deux particules proviennent de la désintégration d'un état instable, une résonance dont l'intensité ne dépend pas de la taille de la source, se formera au même endroit que dans le cas de l'interaction dans l'état final. Si les deux processus (émission de fragments et interaction dans l'état final) coexistent dans la même source, la résonance qui en résulte sera plus accentuée que dans le cas de l'interaction dans l'état final seule et la taille de source extraite sera plus petite [FOX88]. Cette explication a été suggérée pour comprendre pourquoi les tailles de source extraites des fonctions de corrélation des systèmes résonants (proton-proton, deuton-alpha) étaient systématiquement plus petites que les tailles de source extraites des fonctions de corrélation des systèmes non-résonants (deuton-deuton). Dans notre cas en particulier, la fonction de corrélation deuton-alpha donnait une taille de source de 2.93fm (Fig. III.4.15) pour $M_{\text{ton}}=0-1$ alors que pour la même condition sur le Tonneau, la fonction de corrélation deuton-deuton conduisait à un r_0 de 6fm. Citons plusieurs expériences de corrélation de protons menées à basse énergie où le prééquilibre était négligeable ($^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, ^{27}Al [BER85] et ^{197}Au [LYN83] à 25MeV/u). Plus le noyau cible était grand, plus les résonances des fonctions de corrélation proton-proton étaient intenses. Une interprétation de ce résultat avec le modèle à interaction dans l'état final conduit à des tailles de source de plus en plus petites au fur et à mesure que la taille du noyau cible augmente. Si la résonance était due à la désintégration d' ^2He , cela signifierait que la section efficace de formation d' ^2He augmente avec la taille (ou la masse) de la cible [FOX88]. Cependant, le corrélateur de

ces expériences était placé à 15° , angle trop proche de l'angle d'effleurement ($\approx 11^\circ$ pour $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 25 MeV/u) pour pouvoir tirer des conclusions sur l'état physique de la quasi-cible. Il faudrait reprendre ces expériences avec une gamme encore plus étendue de cibles et à un angle d'observation beaucoup plus grand que 15° pour ne pas détecter de particules issues de la désexcitation de l'oxygène.

A 94 MeV/u, le prééquilibre se produit quelle que soit la violence de la collision. En effet, les spectres inclusifs de protons montraient une importante composante de prééquilibre pour $M_{\text{ion}}=0-1$ et $M_{\text{ion}}=6-9$. De plus, les fonctions de corrélation proton-proton étaient peu sensibles à la multiplicité observée dans le Tonneau (Fig. III.4.2), donc à la violence de la collision. Il est donc raisonnable de penser que les couples de protons détectés dans l'hodoscope proviennent essentiellement du prééquilibre. Dans ce cas, le temps écoulé entre les émissions de deux protons est très bref et peut être négligé dans une approche par le modèle à interaction dans l'état final. La taille de source extraite de la fonction de corrélation proton-proton pour $M_{\text{ion}}=0-1$ est de 4.5 fm alors que la fonction de corrélation deuton-alpha donne une taille de 2.93 fm pour la même condition de multiplicité Tonneau. Cette petite taille de source est peut-être une indication d'une émission de ^6Li excité. C'est pourquoi nous allons maintenant porter notre attention sur le processus d'émission de fragments dans le cas particulier de $^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$.

L'intensité du pic à 42 MeV/c est donnée par le rapport du nombre de ^6Li excités à 2.186 MeV sur le nombre de deuton-alphas émis indépendamment par la source (§I.6), en supposant que l'interaction dans l'état final des deutons-alphas émis indépendamment contribue faiblement à la structure de la fonction de corrélation pour des moments relatifs voisins de 42 MeV/c. L'intensité du pic à 42 MeV/c, donnée par le rapport de deux nombres, varie en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau. On dispose donc d'une information sur les variations relatives d'un nombre par rapport à l'autre, mais pour étudier indépendamment les taux de production de ^6Li excité (noté $N(^6\text{Li})$) et de deuton-alpha (noté $N(\alpha, d)$) en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau, on détermine les rapports de $N(^6\text{Li})$ ou $N(\alpha, d)$ avec les taux inclusifs d'alphas ou de deutons détectés dans l'hodoscope.

Pour cela, on intègre les spectres inclusifs de ^6Li (fondamental), de deutons et d'alphas obtenus dans l'hodoscope et on fait le rapport du nombre de ^6Li (fondamental) sur le nombre de deutons ou d'alphas (Fig. IV.2.1 partie gauche). Puis, pour une valeur de M_{ion} fixée, on compte le nombre de couples deuton-alpha décorrélés en intégrant le numérateur de la fonction de corrélation deuton-alpha correspondante, sur les grandes valeurs du moment relatif où on est certain de détecter des paires deuton-alpha décorrélées. Le rapport entre le nombre de ^6Li (fondamental) et le nombre de paires

deuton-alpha décorréliées en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau est porté sur la partie droite de la figure IV.2.1

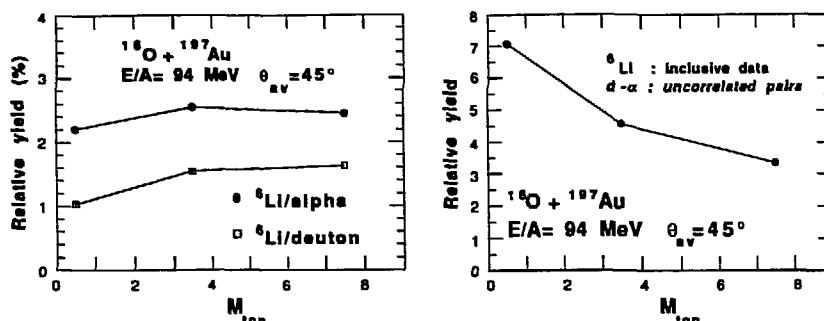


Fig. IV.2.1 : Rapport du taux de ^6Li (fondamental) sur le taux d'alphas ou de deutons (partie gauche) en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau. Ces trois taux sont mesurés à partir des spectres inclusifs obtenus dans l'hodoscope. La partie droite montre le rapport, en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau, du taux de ^6Li sur le taux de couples alpha-deuton décorréliés mesuré en intégrant le numérateur de la fonction de corrélation α -d sur les grands moments relatifs

Comme la différence d'énergie entre le niveau fondamental du ^6Li et le niveau excité à 2.186 MeV est inférieure à la température moyenne du système formé après la collision ($\approx 5 \text{ MeV}$ [CHE87]), il est raisonnable de penser que le facteur de proportionnalité entre la population de ^6Li (fondamental) et la population de ^6Li (2.186 MeV) ne varie pas beaucoup en fonction de la température du système. Donc, même si la température varie un peu en fonction du paramètre d'impact, ces variations ne se répercuteront pas sur le facteur de proportionnalité entre les populations de ^6Li (fondamental) et ^6Li (2.186 MeV). Il reste à prouver que la température se maintient à des valeurs élevées. Les spectres en vitesse dans le Mur (Fig. III.2.4) montrent que le fait d'imposer la détection de deux particules à 45° , quelle que soit la multiplicité observée dans le Tonneau, sélectionne déjà des collisions dissipatives puisqu'on observe une contribution non négligeable de la quasi-cible excitée comparée à la contribution du quasi projectile, même pour $M_{ton}=0-1$. Par ailleurs, les spectres en vitesse de la figure III.2.4 montrent que la condition $M_{ton}=6-9$ sélectionne des collisions très dissipatives quelles que soient les conditions sur l'hodoscope. Or, lorsqu'on impose de ne détecter qu'une particule à 45° , les spectres en énergie de la figure III.3.1 ne montrent qu'une faible évolution en fonction de la multiplicité observée dans le Tonneau (comparer $M_{ton}=0-1$ et $M_{ton}=5-7$). Comme on sait que les multiplicités élevées observées dans le Tonneau sélectionnent les collisions dissipatives, on en déduit donc que la condition de détecter

une particule à 45° sélectionne des collisions conduisant à une température assez élevée, même pour $M_{\text{ton}}=0-1$. Dans la figure IV.2.1 on peut donc confondre les populations de ${}^6\text{Li}$ (fondamental) et ${}^6\text{Li}$ (2.186MeV).

La variation observée dans la figure de droite n'est pas liée à une variation de l'efficacité de détection des paires deuton-alpha non corrélées. En effet, la contrainte M_{ton} est extérieure à l'hodoscope et on sait (Fig. III.3.1) que les spectres inclusifs ne dépendaient que très faiblement de la contrainte M_{ton} . Comme l'efficacité de l'hodoscope dépend de sa géométrie et de l'énergie totale de la paire de particules détectée, on en déduit que cette efficacité ne varie pas de $M_{\text{ton}}=0-1$ à $M_{\text{ton}}=6-9$.

La figure IV.2.1 montre que le taux de ${}^6\text{Li}$ par rapport au taux de deutons ou d'alphas inclusifs diminue légèrement lorsque la multiplicité observée dans le Tonneau diminue. Pour $M_{\text{ton}}=2-5$ et $M_{\text{ton}}=6-9$, ce rapport est sensiblement constant. Par contre, le rapport entre le nombre de ${}^6\text{Li}$ et le nombre de paires deuton-alpha non corrélées diminue d'un facteur 2 quand on passe de $M_{\text{ton}}=0-1$ à $M_{\text{ton}}=6-9$, facteur que l'on retrouve entre les intensités des pics à 42MeV/c des fonctions de corrélation deuton-alpha pour les mêmes contraintes dans le Tonneau (Fig. III.4.15). Le rapport entre le nombre de ${}^6\text{Li}$ et le nombre d'évènements où au moins un alpha ou un deuton sont détectés variant peu avec M_{ton} , on en déduit que le taux d'alpha-deuton par rapport au taux d'alphas ou de deutons inclusifs augmente lorsque la multiplicité augmente. Ce résultat implique que les variations d'intensité de la résonance à 42MeV/c de la fonction de corrélation deuton-alpha en fonction de M_{ton} sont dues à des variations d'intensité du bruit de fond, constitué des paires deuton-alpha décorrélées.

CONCLUSIONS

CONCLUSIONS

Nous avons étudié les corrélations à faible moment relatif entre les particules légères (p, d, t, α ,...) émises dans les collisions $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u. Ces corrélations ont été étudiées de manière exclusive en associant la détection des paires à la multiplicité de particules légères chargées émises lors de la collision.

Ce travail a permis de montrer que le nombre de particules légères chargées détectées entre 30° et 90° (Tonneau) permettait de *classer les événements* en fonction de la violence de la collision. Les résultats suivants, concernant le filtre en multiplicité et le déclenchement, ont été extraits des données expérimentales :

- . Détecter deux particules à 45° sélectionne déjà des collisions dissipatives
- . La multiplicité observée dans le Tonneau sélectionne des collisions plus périphériques ou plus centrales.
- . Les événements associés à une multiplicité Tonneau comprise entre 6 et 9 sont issus des collisions les plus violentes, quelle que soit la condition de déclenchement sur l'hodoscope.
- . La multiplicité observée dans le Mur ($3^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$) ne permet pas de sélectionner la violence de la collision. Ce fait expérimental a été expliqué par la nature particulière du projectile utilisé (^{16}O) qui se désexcite en quatre particules alphas dans les collisions périphériques et conduit donc à observer une multiplicité de particules légères importante vers l'avant pour les collisions peu dissipatives. Cette explication devra être étayée ultérieurement en déterminant le spectre de multiplicité alpha dans les couronnes du Mur et en construisant les spectres en vitesse des particules détectées entre 3° et 30° pour différentes valeurs de la multiplicité alpha observée dans le Mur.

Le principe de la démarche expérimentale empruntée dans ce travail était de sélectionner les événements détectés dans l'hodoscope en imposant une contrainte *extérieure* à cet hodoscope, en l'occurrence la multiplicité de particules légères chargées détectées dans le Tonneau. Les formes des spectres inclusifs en énergie ne dépendent quasiment pas de la multiplicité observée dans le Tonneau. Or l'efficacité de détection des paires de particules dans l'hodoscope (efficacité géométrique) est déterminée par la géométrie de l'hodoscope et par les formes des spectres inclusifs en énergie car la

probabilité de détecter une paire dépend des énergies des deux particules ainsi que de leur direction d'émission. On en déduit que l'efficacité géométrique ne change pas quand on impose différentes contraintes sur la multiplicité observée dans le Tonneau. Il découle de cette propriété que les taux de production des couples détectés dans l'hodoscope en fonction de la multiplicité du Tonneau sont tous à multiplier par la même efficacité pour atteindre le vrai taux de production, avant le filtre expérimental. Cependant, les *rapports* entre les taux de production ne dépendent plus de l'efficacité et sont donc déterminés *directement* par l'expérience.

L'analyse des fonctions de corrélation nous a montré que :

. Les rayons moyens de la source, extraits des corrélations proton-proton en utilisant le modèle de Koonin et en supposant un temps de vie nul, sont très proches du rayon équivalent de la cible d'or quelle que soit la violence de la collision. Ces mesures n'ont donc pas révélées l'existence d'un point chaud, ou source locale de petite dimension (hot spot). De même, avec ces données, il n'existe aucune évidence expérimentale quant à la formation d'une source chaude en expansion dont la taille serait beaucoup plus grande que la zone d'interaction noyau-noyau initiale (modèle du freeze out).

. L'étude systématique de différentes paires de particules légères a montré une grande dépendance des r_0 extraits en fonction de la paire étudiée, dans le cas d'un temps de vie nul de la source. On distingue :

a) Les systèmes non résonnants pour lesquels les r_0 sont très grands (entre 6fm et environ 9fm pour deuton-deuton).

b) Les systèmes peu résonnants (proton-proton) où les r_0 extraits sont voisin du r_0 équivalent de la cible d'or.

c) Les systèmes très résonnants (deuton-alpha) où les r_0 sont plus petits que le r_0 équivalent de la cible d'or.

Il est difficile d'admettre que la taille de la source varie en fonction du couple choisi. Cette différence a été expliquée dans le cas du couple deuton-alpha par la contribution du processus de formation et de désexcitation du ${}^6\text{Li}^*$. Ce processus n'est pas intégré au calcul de Koonin qui ne tient pas compte de la probabilité de former des espèces dans un milieu nucléaire. Une interaction dans l'état final (approche de Koonin), donne une résonance au même endroit en q relatif que la désexcitation du ${}^6\text{Li}^*$, mais ces deux processus ont des origines physiques complètement différentes :

. Dans l'approche de Koonin, l'intensité de la résonance, due uniquement à l'interaction dans l'état final, provient d'une certaine distribution spatio-temporelle *d'un corps* des deutons et alphas dans la source.

. Dans le cas de l'émission d'un ${}^6\text{Li}^*$, l'intensité de la résonance, due à la désexcitation de ce fragment, est donnée par le rapport entre les taux de *production* de ${}^6\text{Li}^*$ et de paires deuton-alpha non corrélées.

Ces taux de production peuvent par exemple être calculés avec un modèle statistique. Dans un tel modèle, il existe une compétition entre les différentes voies de désexcitation ouvertes, en particulier entre les taux de production des paires deuton-alpha et des alphas ou deutons émis en inclusif. Cette compétition conduit à une corrélation d'ordre non cinématique entre ces voies. Une conséquence est que la condition de normalisation de la fonction de corrélation à 1 aux grands moments relatifs devient caduque.

Il est donc suggéré de réinterpréter les fonctions de corrélation en introduisant un calcul de taux de formation d'espèces sans négliger pour autant l'interaction dans l'état final qui doit exister de toute manière lorsque le temps de vie de la source devient très petit ($\tau \leq 10^{-22}\text{s}$).

Des expériences à basse énergie, où le mécanisme dominant est la fusion complète des deux noyaux, ont été suggérées. Dans ce cas, le nombre de nucléons participants, l'énergie d'excitation et la taille de la source sont connus. On pourrait ainsi étudier directement l'influence de la durée de vie de la source sur les fonctions de corrélation. Les résultats pourront être comparés aux prédictions de durée de vie du modèle statistique, ce qui permettra de conclure quant à la nécessité d'inclure une émission de fragments en plus de l'émission de deux particules individuelles. Quelques expériences de ce type ont déjà été faites et sont en cours d'analyse.

ANNEXE I

Fonctions d'onde de deux particules en interaction

1) Particules sans spin et non identiques

2) Particules identiques avec spin. Pas de termes de spin dans l'hamiltonien

On raisonnera par étapes. Chaque étape correspondra à une complication de l'hamiltonien d'interaction entre les deux particules.

1) Le potentiel d'interaction ne dépend que de la distance $|\vec{r}| = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$. Ce potentiel est la somme d'un potentiel coulombien et d'un potentiel de courte portée (nucléaire). Il s'écrit :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V'(r) \quad (1) \text{ où } Z_1 \text{ et } Z_2 \text{ sont les charges des particules 1 et 2 et}$$

$V'(r)$ le potentiel de courte portée.

$$\text{Soit } \mathcal{H} = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V'(r) \quad (2)$$

Ce problème se réduit à l'étude de l'hamiltonien d'une particule virtuelle de masse

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \text{ de position } \vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \text{ et de quantité de mouvement } \vec{p} = m \left(\frac{\vec{p}_1}{m_1} - \frac{\vec{p}_2}{m_2} \right)$$

Soit H l'hamiltonien de cette particule (hamiltonien " relatif ")

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V'(r) \quad (3)$$

Si $\Psi_k(\vec{r})$ est un état propre de H avec une énergie positive E telle que

$$E = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar k}{2\pi} \right)^2 = \frac{1}{2} m v^2 \quad (4)$$

Alors $|\vec{p}| = \frac{h}{2\pi} |\vec{k}|$ est la quantité de mouvement relative à l'infini, donc celle que l'on mesure dans les détecteurs

$\Psi_k(\vec{r})$ satisfait à l'équation:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V'(r) \right] \Psi_k(\vec{r}) = E \Psi_k(\vec{r}) \quad (5)$$

Où on a posé $\hbar = \frac{h}{2\pi}$

On montre [MES] qu'une telle fonction peut se décomposer en:

$$\begin{aligned} \Psi_k(\vec{r}) &= \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \chi_l(r) P_l(\cos\theta) \\ &= \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} \chi_l(r) Y_l^0(\theta) \end{aligned} \quad (6)$$

Remarque: $\Psi_k(\vec{r})$ a un moment magnétique nul car il n'y a aucune direction privilégiée selon l'angle ϕ .

$\chi_l(r)$ est la solution de l'équation radiale:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\gamma k}{r} - \frac{2m}{\hbar^2} V'(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \chi_l(r) = 0 \quad (7)$$

$$\text{Avec } \gamma = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

2) On considère le cas de deux protons munis chacun d'un spin 1/2.

Les nombres quantiques nécessaires pour décrire le système des deux protons seront k, l, m, S , et S_z . S étant le spin total du système. Les observables correspondantes seront

$H, \vec{L}^2, L_z, \vec{S}^2$ et S_z . Soient $|k,l,m\rangle$ les kets propres de l'hamiltonien de la particule virtuelle sans spin (cf relation (5)). Comme il est nécessaire ici de préciser le spin du système et que $H, \vec{S}^2$ et S_z commutent entre eux, les nouveaux états propres seront $|k,l,m\rangle \otimes |S,S_z\rangle$ que l'on notera $|k,l,m,S,S_z\rangle$ et l'état recherché $|\psi_k\rangle$ se décompose en $|\psi_k\rangle = |\psi_f\rangle \otimes |\psi_g\rangle$. Où $|\psi_f\rangle$ et $|\psi_g\rangle$ représentent les états du système dans l'espace ordinaire et dans l'espace des spins. Ces états ne possèdent pas à priori la propriété d'antisymétrie des fermions. Dans un premier temps on prendra $\Psi_f(\vec{r})$ solution de (5) puis on symétrisera ou antisymétrisera ensuite suivant l'état de spin.

N.B. : Pour que la notation soit complète, il faudrait rajouter un indice k sur la fonction d'onde spatiale $\Psi_f(\vec{r})$ mais cela n'a pas été fait pour alléger l'écriture.

Comme $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$, $S=0$ ou 1

Rappel: les kets $|S,S_z\rangle$ sont symétriques dans l'échange des particules pour $S=1$ et antisymétriques pour $S=0$. En effet,

$$|0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+,-\rangle - |- ,+\rangle) \quad \text{état singulet (9)}$$

$$|1,1\rangle = |+,+\rangle$$

$$|1,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+,-\rangle + |- ,+\rangle)$$

$$|1,-1\rangle = |-,-\rangle \quad (10)$$

Donc, pour $S=0$ la fonction spatiale $\Psi_f(\vec{r})$ sera symétrique (l pair) et antisymétrique (l impair) pour $S=1$.

Soit $|\psi_k\rangle$ un état propre non lié de H (cf éq(5))

On développe $|\psi_k\rangle$:

$$|\psi_k\rangle = \sum_{l,S,m,S_z} |k,l,m,S,S_z\rangle \langle k,l,m,S,S_z | \psi_k \rangle \quad (11)$$

$$\langle k,l,m,S,S_z | \psi_k \rangle = \langle k,l,m | \psi_f \rangle \langle S,S_z | \psi_g \rangle$$

Sachant que $(\vec{r} | k, l, 0) = \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^0(\theta)$ [MES], (6) permet d'écrire:

$$(k, l, m=0 | \psi_r) = \frac{i^l}{k} \sqrt{4\pi(2l+1)}. \text{ Cette quantité est nulle pour } m \neq 0.$$

$\langle S, S_z | \psi_g \rangle$ représente l'amplitude de probabilité d'obtenir un résultat de mesure S , S_z lorsque le système se présente dans l'état $|\psi_g\rangle$. Comme aucun état de spin n'est

privilegié et qu'il y a quatre états possibles, on pose $|\langle S, S_z | \psi_g \rangle|^2 = \frac{1}{4}$ soit

$$\langle S, S_z | \psi_g \rangle = \frac{1}{2} F(S, S_z). F(S, S_z) \text{ est un facteur de phase.}$$

Finalement,

$$(k, l, m, S, S_z | \psi_k) = \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} F(S, S_z) \quad (12)$$

Le développement (11) s'écrit maintenant :

$$\begin{aligned} |\psi_k\rangle &= \sum_{l, S, S_z} \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} F(S, S_z) |k, l, 0, S, S_z\rangle \\ &= \sum_l \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} F(0, 0) |k, l, 0\rangle \otimes |0, 0\rangle + \\ &\quad \sum_{l, S_z} \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} F(1, S_z) |k, l, 0\rangle \otimes |1, S_z\rangle \quad (13) \end{aligned}$$

$$\text{Comme } [\psi_k(\vec{r})] = (\vec{r} | \psi_k)$$

et

$$(\vec{r} | k, l, 0) = \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^0(\theta) \quad (14)$$

On déduit de (13) et (14) la relation (15)

$$\begin{aligned} [\psi_k(\vec{r})] = & \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^0(\theta) |S\rangle \\ & + \sum_{l=0}^{+\infty} \sqrt{3} \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^0(\theta) |T\rangle \end{aligned} \quad (15)$$

Où :

$$|S\rangle = F(0,0) |0,0\rangle$$

$$|T\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (F(1,-1) |1,-1\rangle + F(1,0) |1,0\rangle + F(1,1) |1,1\rangle)$$

On obtient donc deux composantes spatiales qui ne dépendent pas des facteurs de phase des spins :

$$\psi_r^1(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^0(\theta) \quad \text{pour } S=0 \quad (16)$$

$$\psi_r^3(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sqrt{3} \frac{i^l}{2k} \sqrt{4\pi(2l+1)} \frac{\chi_l(r)}{r} Y_l^0(\theta) \quad \text{pour } S=1 \quad (17)$$

Comme $|\psi_k\rangle$ doit être antisymétrique, il vient :

$$\psi_r^S(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_r^1(\vec{r}) + \psi_r^1(-\vec{r})) \quad (18)$$

Or $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ revient à

$$r \rightarrow r$$

$$\theta \rightarrow \pi - \theta \text{ et } Y_l^0(\pi - \theta) = (-1)^l Y_l^0(\theta)$$

Donc

$$\psi_r^S(\vec{r}) = \frac{1}{2\sqrt{2}kr} \sum_{l=0}^{+\infty} \left(i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} \chi_l(r) Y_l^0(\theta) (1 + (-1)^l) \right) \quad (19)$$

Seuls les termes de l pair donnent une contribution non nulle :

$$\underline{\Psi_r^S(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2} k r} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \sqrt{4\pi(4l+1)} \chi_{2l}(r) Y_{2l}^0(\theta)} \quad (20)$$

Par ailleurs, la fonction d'onde spatiale étant antisymétrique dans l'état triplet, il vient :

$$\underline{\Psi_r^A(\vec{r}) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{k r} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \sqrt{4\pi(4l+3)} \chi_{2l+1}(r) Y_{2l+1}^0(\theta)} \quad (21)$$

Par conséquent, la probabilité pour le système d'être au point $\vec{r}$ quel que soit son état de spin est donnée par $|\Psi_r(\vec{r})|^2 = |\langle S | \Psi_r \rangle|^2 + |\langle T | \Psi_r \rangle|^2$

$$\text{Soit, } |\Psi_r(\vec{r})|^2 = |\Psi_r^S(\vec{r})|^2 + |\Psi_r^A(\vec{r})|^2 \quad (22)$$

N.B. : Les coefficients de pondération 1/4 et 3/4 provenant des spins sont déjà contenus dans les expressions (20) et (21) puisqu'ils sont aussi présents dans les relations (16) et (17)

Pour calculer la fonction de corrélation de deux particules non identiques, on place le module au carré de l'expression (6) dans l'expression (I.3.19). Dans le cas où les deux particules sont identiques, on utilise l'expression (22) au lieu de l'expression (6).

Le calcul des fonctions d'onde nécessite la connaissance d'une expression numérique (ou analytique) du potentiel nucléaire en fonction de la distance de séparation des deux particules ($V'(r)$ dans les équations de cette annexe). Ce potentiel dépend du moment orbital l mais peut aussi dépendre du spin total J du système dans le cas d'un couplage $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Ce couplage n'a pas été considéré dans le calcul des fonctions d'onde.

Les courbes de potentiels nucléaires établies par Reid [REI68] ont permis à Koonin de résoudre les équations de Schrödinger et de trouver des valeurs numériques de l'expression (22) pour calculer les fonctions de corrélation proton-proton.

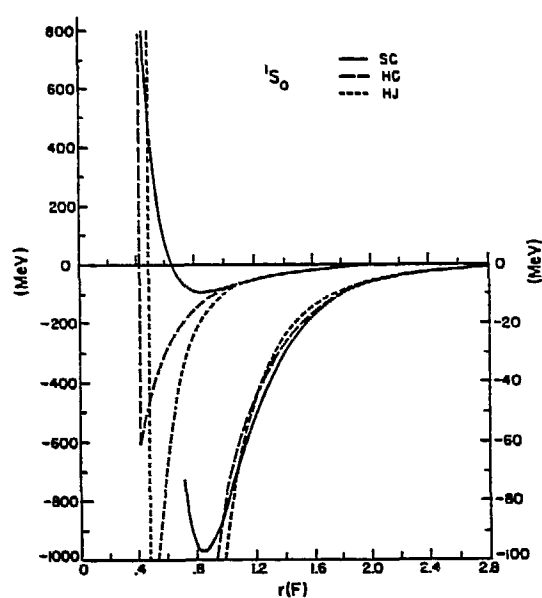


Fig 1 : Potentiels nucléon-nucléon pour l'état $1S_0$ en fonction de la distance de séparation des deux nucléons. Le potentiel Soft-Core est représenté par la courbe en trait plein dont le minimum est à environ -100MeV .

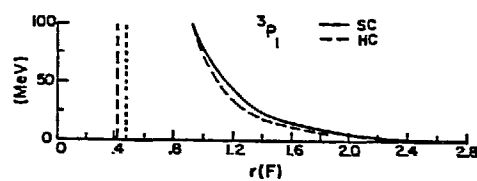


Fig. 2 : Potentiels nucléon-nucléon pour l'état $3P_1$ en fonction de la distance de séparation des deux nucléons. Le potentiel Soft-Core est représenté par la courbe en trait plein.

ANNEXE II

Codage des évènements des bandes compressées

Le diagramme de la figure 1 représente la disposition des mots de 16 bits constituant un évènement. Les nombres au dessus des rectangles désignent l'étendue du champ correspondant, en nombre de bits.

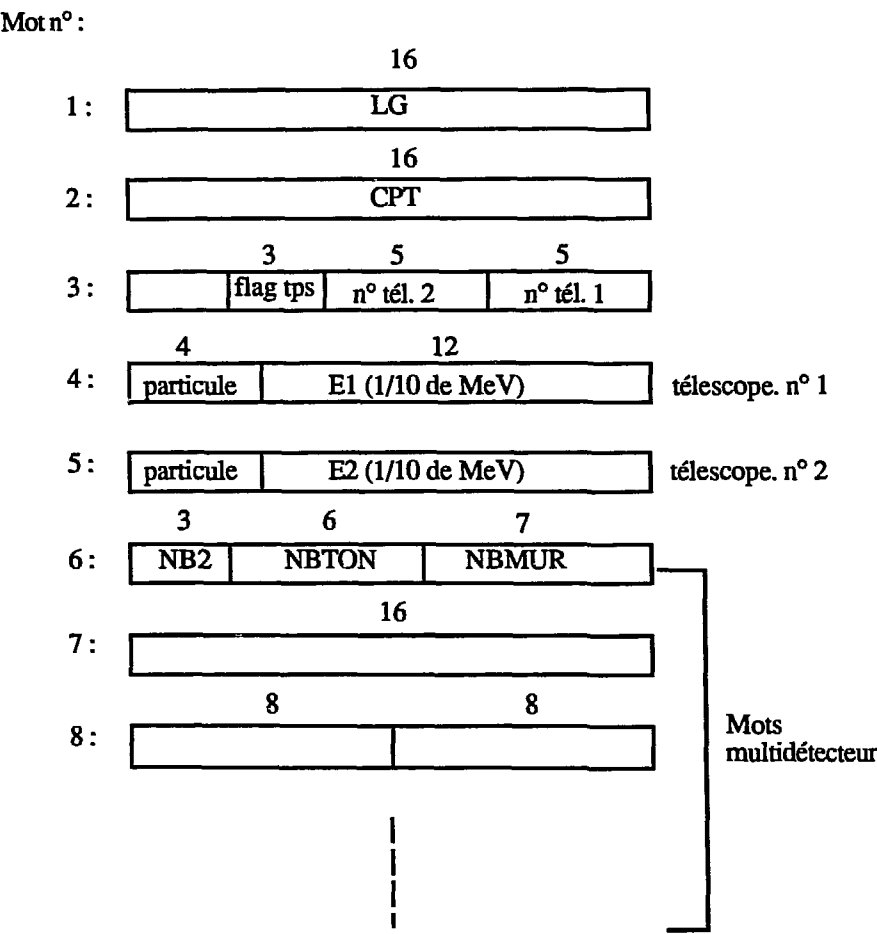


Fig.1

LG est la longueur maximale d'un évènement et vaut 512 octets. CPT est un compteur pour repérer les évènements à l'intérieur d'une bande.

flag tps : flag de coïncidence télescope-télescope (§ II.2)

Mot 4 (resp. 5) = E1 (resp. E2) * 10 + 5000 * Type de particule

E1 et E2 sont les énergies dans les télescopes 1 et 2.

Le type de particule est codé de la façon suivante :

1=proton, 2=deuton, 3=triton, 4= ^3He , 5= α , 6= ^6He , 7= ^6Li , 8= ^7Li , 9= ^8Li , 10= ^7Be , 11= ^9Be , 12= ^{10}Be .

NB2 : entier toujours fixé à 0 pour l'analyse de cette expérience

NBTON : nombre de lattes touchées

NBMUR : nombre de plastiques du mur touchés

Les mots du mur et du tonneau sont codés sur 24 bits. Comme la bande est constitué de mots de 16 bits, il a été nécessaire de fragmenter dans la partie " mots multidécteur ", un mot sur deux en deux champs de 8 bits.

La figure ci-dessous donne les configurations des mots du mur et du tonneau

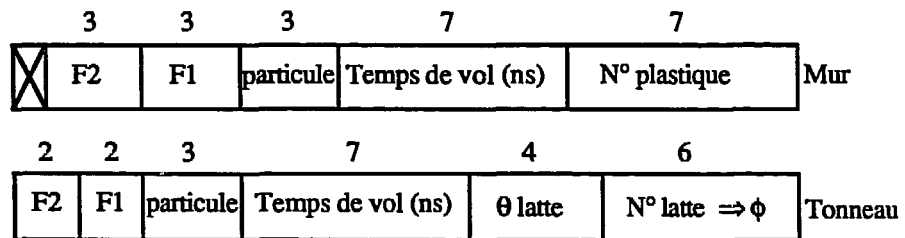


Fig.2

F1 : flag de coincidence plastique-télescope1 (§ II.2)

F2 : flag de coincidence plastique-télescope2 (§ II.2)

BIBLIOGRAPHIE

- [ARD90] D. Ardouin et al, *Second IN2P3-RIKEN Symposium on Heavy Ions Collisions*, Obernai 90, ed. by B. Heusch and M. Ishihara (World Scientific)
- [BER85] M.A. Bernstein et al, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 402
- [BIZ86] G. Bizard et al, *Nucl. Instr. Methods A244* (1986) 549
- [BOA86] D.H. Boal et J.C. Schillcock, *Phys. Rev.* **C33** (1986) 549
- [CHE87] Z. Chen et al, *Phys. Rev.* **C36** (1987) 2297
- [DAY86] R. Dayras et al, *Nucl. Phys.* **A460** (1986) 299
- [DEV80] R.M. Devries et al, *Phys. Rev.* **C22** (1980) 1055
- [DUP88] P. Dupieux, Thèse, PCCF T88-04 (1988)
- [FOX88] D. Fox et al, *Phys. Rev.* **C38** (1988) 146
- [FRI83] W.A. Friedman, W.G. Lynch, *Phys. Rev.* **C28** (1983) 16
- [GLA63a)] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **130** (1963) 2529
- [GLA63b)] R.J. Glauber, *Phys. Rev.* **131** (1963) 2766
- [GOL59] G. Goldhaber et al, *Phys. Rev. Lett.* **3** (1959) 181
- [GOL60] G. Goldhaber et al, *Phys. Rev.* **120** (1960) 300

- [GOS78] J. Gosset, J.I. Kapusta, G.D. Westfall, *Phys. Rev.* **C18** (1978) 844
- [GUS] H.A. Gustafsson et al, private communication
- [GUS84] H.A. Gustafsson et al, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 544
- [GYU79] M. Gyulassy, S.K. Kauffmann, L.W. Wilson, *Phys. Rev.* **C20** (1979) 2267
- [HAL84] G.M. Hale, B.C. Dodder, *Few Body Problems in physics*, edited by B. Zeitnitz (Elsevier, Amsterdam, 1984), Vol. II
- [HAN54] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss, *Phil. Mag.* **45** (1954) 633
- [HAN56] R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss, *Nature* (London) **178** (1956) 1046
- [HUA63] K. Huang, *Statistical Mechanics*, edited by J. Wiley & Sons, Inc. (New York London, 1963)
- [JEN86] B.K. Jennings et al, *Phys. Rev.* **C33** (1986) 1303
- [KOO77] S.E. Koonin, *phys. Lett.* **B70** (1977) 43.
- [KOP73] G.I. Kopylov, M.I. Podgoretsky, *Yad. Fiz.* **18** (1973) 656
- [KOP74] G.I. Kopylov, *Phys. Lett.* **B50** (1974) 572
- [KYA87] A. Kyanowski, Thèse GANIL T87 03
- [LED82] R. Lednicky, V.L. Lyuboshits, *Yad. Fiz.* **35** (1982) 770
- [LOU83] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, edited by Oxford Clarendon Press (1983)

- [LYN83] W.G. Lynch et al, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1850
- [MES] A. Messiah, *Mécanique quantique 2 volumes*, ed. by Dunod (1972)
- [MIG55] A.B. Migdal, *JETP* **1** (1955) 2
- [PEG89] A. Peghaire et al, Submitted to Nucl. Instr. Methods, GANIL P89 24
- [PLU] J. Pluta, *JINR-Report* 88-754 (Dubna) unpublished, see also [ARD90]
- [POC85] J. Pochodzalla et al, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 177
- [POC87] J. Pochodzalla et al, *Phys. Rev.* **C35** (1987) 1695
- [POU89] J. Pouliot et al, *Phys. Lett.* **B223** (1989) 16
- [QUE89] J. Québert, P. Lautridou, CENBG 8904
- [REI68] R.V. Reid, Jr. *Ann. Phys.* **50** (1968) 411
- [SLA88] F. Saint-Laurent et al, *Phys. Lett.* **B202** (1988) 190
- [TSA89] M.B. Tsang et al, *Phys. Lett.* **B220** (1989) 492
- [WAT52] K.M. Watson, *Phys. Rev.* **88** (1952) 1163

[SECOND CHANT DU MINEUR]

*Je sais le lieu d'un puissant château fort,
A l'intérieur duquel demeure un roi
Silencieux, avec sa cour étrange;
Mais aux créneaux, on ne le voit jamais.
Il est caché, son palais de plaisance
Et ses veilleurs le gardent, invisibles;
Seules ruissellent jusqu'à lui des sources
Familiales depuis le toit versicolore.*

*Tout ce qu'ont aperçu leurs yeux limpides
Aux grandioses palais des constellations,
Ne pouvant plus tarir à force de merveilles
Elles viennent le lui rapporter, fidèles.
Il se baigne à leur onde, et purifie
En s'y lavant, ses membres délicats.
Et voici que rayonne à nouveau son éclat
Brillant et ressortant du sang blanc de sa mère.*

*Antique est son château, prodigieux;
Coulé dessous l'assise des abysses,
Son bâtiment solide est toujours là
Pour empêcher la fuite vers le ciel.
Un invisible lien dedans retient
Emprisonnés les sujets du royaume,
Et là-haut flottent, tels des étendards
Sur la paroi rocheuse, les nuages.*

*Une population, par le nombre infinie
Est là, partout autour des portes verrouillées;
Et pas un qui ne joue au serviteur fidèle,
Flattant le maître et l'appelant de noms exquis.
Tous ont le sentiment d'être, par lui, heureux,
Et nul ne s'aperçoit qu'il le fait son esclave;
Pas un seul pour savoir où le blesse le bât,
Enivrés comme ils sont de leur désir trompeur.*

*Quelques-un seulement, pertinents et lucides,
Ne brûlent pas, ceux-là, de soif de ses présents;
Ils recherchent plutôt, sans quitter leur effort,
A saper patiemment l'antique château fort.*

*C'est la pénétration qui peut seule défaire
L'antique autorité du secret sortilège :
Découvrir l'intérieur, si l'on y réussit,
Le jour, alors, de la libération luira.*

*Point de paroi trop dure au labeur acharné,
Aucun abîme impénétrable au vrai courage;
Qui se fie à son cœur et compte sur son bras
Poursuit sans peur le roi jusque dans sa retraite.
Il l'arrache à son gîte, il l'extrait de son lit,
Et, maîtrisant la folle et sauvage marée,
Il commande et la fait refluer d'elle même.*

*Plus il y aura d'or tiré et mis au jour,
Plus il circulera librement sur la terre,-
Et plus sa royauté perdra de son pouvoir
Et plus seront nombreux ses sujets affranchis.
Libérée à la fin de ses liens, la marée
Reprendra possession du château fort vidé,
Et nous, dans son berceau de douceur verdoyante,
Nous nous retrouverons au sein de la patrie.*

Novalis (Henri d'Ofterdingen)

Résumé

Les collisions d'ions lourds produisent des sources de particules dont il est possible de déterminer l'extension spatio-temporelle en construisant les fonctions de corrélation des couples de particules émises par la source. La première partie de ce travail articulé en quatre parties, s'attache à décrire les modèles théoriques nécessaires pour extraire des tailles et des durées de vie de sources à partir des fonctions de corrélation. La seconde partie présente le dispositif expérimental de l'expérience $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u constitué d'un corrélateur pour mesurer les fonctions de corrélation, et d'un multidétecteur 2π pour détecter les particules légères chargées. Nous avons insisté sur la technique expérimentale de correction des coïncidences fortuites dans un multidétecteur, sur la construction des fonctions de corrélation et des spectres en vitesse des particules observées dans le multidétecteur. La troisième partie expose les résultats expérimentaux acquis et montre que le multidétecteur permet de sélectionner différentes classes d'événements physiques suivant lesquelles nous pouvons étudier l'évolution des tailles de source. La quatrième partie est une discussion des résultats issus de la partie précédente. D'une part, nous y montrons que la multiplicité de particules légères détectées entre 30° et 90° est un bon filtre de la violence de la collision et d'autre part, des remarques sont faites sur la validité des modèles théoriques. Nous y proposons également une technique de construction de fonctions de corrélation différente de celle utilisée dans cette thèse. La nécessité de reprendre le calcul des fonctions de corrélation en introduisant le modèle statistique est aussi mentionnée.

Abstract

Heavy ions collisions produce particles sources for which it is possible to determine the spatial and temporal extent by constructing the correlation functions of the emitted particles pairs. The first part of this work composed of four parts, describes the theoretical models required for the extraction of the size and lifetime of the source. The second part presents the set-up of the $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ at 94 MeV/u experiment. The set-up was constituted by a correlator to measure correlation functions and by a 2π multidetector to detect light charged particles. We show the experimental technics we have used for the correction from the background coincidences in a multidetector, the experimental correlation functions determination and also, the speed spectra construction for particles which are detected in the multidetector. The third part exhibits our experimental results and shows that the multidetector allows to select different physical events classes according to which we can study the evolution of the source sizes. The fourth part is a discussion about results coming from the previous part. On the one hand we show that the light charged particles multiplicity between 30° and 90° is a good filter for the violence of the collision and on the other hand, remarks are made on the validity of the theoretical models. We propose also a different construction technics for the correlation functions. The necessity to calculate correlation functions by considering the statistical model is also mentioned.

MOTS - CLES

Physique nucléaire
Collision d'ions lourds
Interférométrie nucléaire
Fonction de corrélation

Multiplicité de particules légères
Paramètre d'impact
Taille de source
Interaction dans l'état final