



HAL
open science

Analyse des corrélations de particules légères émises dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV par nucléon dans le cadre d'une approche quantique

D. Nouais

► **To cite this version:**

D. Nouais. Analyse des corrélations de particules légères émises dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV par nucléon dans le cadre d'une approche quantique. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Nantes Faculté des sciences et des techniques, 1996. Français. NNT: . tel-01770390

HAL Id: tel-01770390

<https://theses.hal.science/tel-01770390v1>

Submitted on 18 Apr 2018

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.

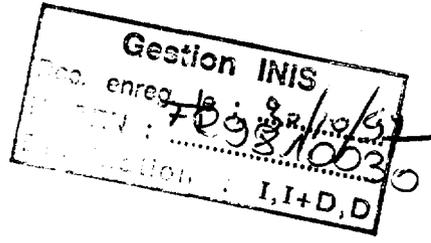
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

FRANC-TH - - 4078

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES



Analyse des corrélations de particules légères
émises dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV par nucléon
dans le cadre d'une approche quantique



THÈSE DE DOCTORAT
Spécialité : physique nucléaire

*présentée
et soutenue publiquement par*

Denis NOUAIS

le 4 novembre 1996, devant le jury ci-dessous

- Président* M. AICHELIN Jorg, professeur • Université de Nantes
- Rapporteurs* M. GALIN Joël, directeur de recherche CNRS • GANIL, Caen
M. LEDNICKÝ Richard, chercheur, Académie des sciences, Prague
- Examineurs* M^{me} ERAZMUS Barbara, chargée de recherche CNRS • Nantes
M. RITTER Hans Georg, chercheur • LBNL, Berkeley

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

Analyse des corrélations de particules légères
émises dans la réaction $^{129}\text{Xe}+^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV par nucléon
dans le cadre d'une approche quantique

THÈSE DE DOCTORAT
Spécialité : physique nucléaire

*présentée
et soutenue publiquement par*

Denis NOUAIS

le 4 novembre 1996, devant le jury ci-dessous

Président M. AICHELIN Jorg, professeur • Université de Nantes
Rapporteurs M. GALIN Joël, directeur de recherche CNRS • GANIL, Caen
M. LEDNICKÝ Richard, chercheur, Académie des sciences, Prague
Examineurs M^{me} ERAZMUS Barbara, chargée de recherche CNRS • Nantes
M. RITTER Hans Georg, chercheur • LBNL, Berkeley

Directrice de thèse : M^{me} Barbara ERAZMUS

A mes parents

Remerciements

Préparer une thèse dans un laboratoire en pleine expansion comme SUBATECH, aujourd'hui dirigé par Hans GUTBROD, est une expérience enrichissante. Si j'ai pu entrer dans ce qui était encore le Laboratoire de Physique Nucléaire il y a trois ans, c'est à Daniel ARDOUIN, précédent directeur, que je le dois. Cette page me donne l'occasion de le remercier.

Ces trois années passées aux côtés de Barbara ERAZMUS, ma directrice de thèse, m'ont été riches d'enseignements. J'ai pu profiter de son expérience pour accomplir le travail qu'elle m'a confié, mais également pour m'ouvrir à d'autres aspects de ce thème de recherche. J'ai également bénéficié de ses précieux conseils lors de la rédaction de ce mémoire. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour ce travail en commun et le dévouement dont elle fait preuve afin que mon aventure dans la recherche ne s'achève pas avec cette thèse.

Tout au long de ce travail, j'ai pu compter sur l'aide soutenue de Lilian MARTIN, (y compris lors de son séjour au MSU !). Il a su garder un intérêt actif pour l'expérience qui a fait l'objet de sa thèse. Qu'il soit assuré de ma reconnaissance pour cette agréable collaboration et ses conseils avisés.

C'est avec un réel plaisir que j'ai pu découvrir l'approche théorique de mon travail auprès d'un spécialiste de l'interférométrie, Richard LEDNICKÝ. Je tiens à le remercier pour la patience et la grande disponibilité dont il a fait preuve, ainsi que pour m'avoir fait l'honneur d'être rapporteur de ce travail.

Joël GALIN a également accepté d'être rapporteur de cette thèse. Je voudrais lui exprimer ma plus grande reconnaissance pour avoir accompli cette tâche dans un aussi bref délai.

Je remercie Jorg AICHELIN de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, mais également pour les discussions qui ont conduit à la réalisation d'une partie de ce travail. Merci également à Christoph HARTNACK, qui a activement pris part à cette collaboration.

J'ai pu compter sur la présence de Hans Georg RITTER parmi les membres de mon jury. Je tiens à le remercier de m'avoir accordé un peu de son temps pour prendre part à l'évaluation de ce travail.

J'ai éprouvé beaucoup de plaisir à travailler avec Jan PLUTA, qui m'a toujours particulièrement impressionné par sa grande disponibilité malgré le grand nombre de tâches qu'il prend en charge.

Un laboratoire de recherche ne pourrait fonctionner sans le concours des services techniques et administratifs. En particulier, je remercie Evelyne GERBAUD d'avoir gardé un oeil vigilant sur les procédures administratives nécessaires au bon déroulement de ma soutenance. Merci également au service informatique, qu'on oublie trop facilement dès lors que tout fonctionne correctement.

Enfin, je ne voudrais pas oublier mes compagnons de thèse, aux côtés de qui j'ai passé la totalité ou une partie de ces $3.15648 \cdot 10^{31}$ fm/c. Que ceux qui n'ont pas encore soutenu reçoivent mes plus vifs encouragements.

Table des Matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : APPROCHE THEORIQUE DES CORRELATIONS DANS LE CADRE D'UN MODELE QUANTIQUE.....	3
A. LE CONTEXTE	3
1. Les phénomènes à l'origine des corrélations	3
2. La fonction de corrélation	5
3. Approche classique des corrélations.....	6
4. Modèle quantique.....	8
B. DESCRIPTION DU MODELE	8
1. Le formalisme	8
a) Corrélations entre deux particules identiques sans interactions	8
b) Corrélations de particules interagissant dans l'état final	10
(1) L'interaction nucléaire	10
(2) L'interaction coulombienne	11
c) Corrélation en présence d'un champ coulombien externe	13
2. Discussion sur la validité du modèle.....	15
3. Exemples de calculs	17
a) Influence des interférences quantiques et des interactions entre les particules sur la fonction de corrélation.....	17
(1) Fonction de corrélation neutron-proton	17
(2) Fonction de corrélation proton-proton	18
(3) Fonction de corrélation proton-deuton.....	19
b) Influence du champ coulombien de l'émetteur	20
(1) Fonction de corrélation neutron-proton	21
(2) Fonction de corrélation proton-deuton.....	22
(3) Fonction de corrélation proton-proton	22
(4) Discussion	23
C. POSSIBILITE DE MESURE DIRECTE DE LA SEQUENCE D'EMISSION DE DEUX PARTICULES DE TYPE DIFFERENTS	23
1. Démarche intuitive	24
2. Possibilité d'analyse quantitative dans le cadre du modèle quantique	25
3. Exemples de calculs.....	26
CHAPITRE II : MESURE DE PARTICULES LEGERES EN COINCIDENCE A FAIBLE IMPULSION RELATIVE	33
A. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	33
1. Le dispositif expérimental	34
2. Le spectromètre et son ensemble de détection	35
3. Les détecteurs à cristaux d'iodure de césium CsI(Tl).....	37
4. Electronique de mesure et de déclenchement	40

B. IDENTIFICATION DES PARTICULES ET ETALONNAGE EN ENERGIE DES DETECTEURS CSI	41
1. Identification des particules	41
2. Etalonnage en énergie	45
a) Calibration par un faisceau secondaire	46
b) Calibration à l'aide des résonances.....	48
(1) Calibration des particules α	50
(2) Calibration des deutons.....	53
c) Estimation de la résolution en énergie	55
C. PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX	57
1. Les spectres en énergie.....	57
2. Spectres de coïncidence en impulsion relative.....	57
3. Les fonctions de corrélation	60
a) Méthodes de construction	60
b) Description des fonctions de corrélation expérimentales	62
 CHAPITRE III : ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES A L'AIDE DU MODELE QUANTIQUE	 67
A. HYPOTHESE DE L'EMISSION DES PARTICULES PAR UNE SOURCE STATIQUE	 67
B. ANALYSE EN TERMES DE SOURCE STATIQUE DES DONNEES PRELEVEES DANS LE SPEG.....	 70
1. Limitation de l'espace des impulsions	70
2. Réponse des détecteurs	72
3. Estimation de la durée de vie de la source	72
C. FONCTIONS DE CORRELATION DE DEUX PARTICULES MESUREES DANS LES DETECTEURS CSI.....	 74
1. Réponse de l'ensemble de détection.....	74
2. Temps moyen séparant l'émission de deux particules	75
a) Calculs à deux corps.....	76
(1) Fonction de corrélation proton-proton	76
(2) Fonction de corrélation deuton-deuton	78
(3) Fonction de corrélation proton-deuton.....	79
(4) Fonction de corrélation triton-triton.....	81
(5) Comparaison des résultats.....	82
b) Calculs à trois corps	82
(1) Fonction de corrélation proton-proton	83
(2) Fonction de corrélation deuton-deuton	84
(3) Fonction de corrélation proton-deuton.....	85
(4) Discussion des calculs à trois corps	86
c) Comparaison de différents systèmes	86

D. EFFETS DIRECTIONNELS	87
1. Analyse de la séquence d'émission pour le couple proton-deuton.....	87
2. Effets directionnels pour le couple p-t.....	89
3. Effets directionnels pour le couple p-α.....	90
a) Etude de la séquence d'émission des particules.....	90
b) Influence du champ coulombien sur la résonance du ^5Li	92
4. Effets directionnels pour les autres couples de particules non identiques.....	92
5. Synthèse sur la séquence d'émission des particules de types différents.....	93
 CHAPITRE IV : L'INTERFEROMETRIE : UNE TECHNIQUE POUR L'ANALYSE DES CORRELATIONS DYNAMIQUES ET DE L'EVOLUTION DES COLLISIONS	 95
A. LES LIMITES D'UNE ANALYSE STATIQUE	95
1. Influence des corrélations entre l'impulsion et les coordonnées spatio-temporelles des point d'émission des particules.....	95
2. Evolution de la source	97
B. ANALYSE AVEC LE MODELE DYNAMIQUE MICROSCOPIQUE QMD.....	98
1. Présentation du modèle dynamique QMD.....	98
2. Notre simulation	100
a) La réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u.....	100
b) Spectres en énergie et distributions angulaires	101
c) Sélection en paramètre d'impact	103
C. ANALYSE DES CORRELATIONS.....	105
1. Distributions spatio-temporelles des points d'émission des particules	105
a) Critère d'émission des particules	105
b) Distributions spatiale et temporelle d'émission des protons	106
2. Corrélations dynamiques entre les variables cinématiques	108
3. Fonction de corrélation	109
a) Influence des corrélations dynamiques	109
b) Comparaison avec la fonction de corrélation expérimentale.....	110
 CONCLUSIONS	 113
 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	 115

Introduction

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (10-100 MeV par nucléon) ont fait l'objet de nombreuses études. Depuis une dizaine d'années maintenant, les expériences menées au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), et l'interprétation de leurs résultats à l'aide des nombreux modèles théoriques développés en parallèle, ont contribué largement à l'avancée des connaissances dans ce domaine.

L'une des voies possibles pour améliorer la compréhension des mécanismes de réactions mis en jeu dans ces collisions, particulièrement complexes dans cette gamme d'énergie, est l'étude des corrélations de particules légères émises tout au long de l'évolution du système. Dès les premiers instants de la collision, des particules, dites de pré-équilibre, sont éjectées sous l'effet prédominant des collisions nucléon-nucléon. Sur des échelles de temps plus longues, le système tend à se thermaliser, et on peut considérer, en première approximation, qu'une ou plusieurs sources chaudes, libèrent leur énergie d'excitation par l'émission de particules et de fragments. Les corrélations entre les grandeurs cinématiques caractérisant ces particules proviennent de leurs interactions mutuelles, et des interférences quantiques résultant de leur indiscernabilité.

Ce sont les effets quantiques qui ont été les premiers mis en évidence expérimentalement en physique des particules par G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee et A. Pais [GOL60] à la fin des années 1950, par l'étude des distributions de pions produits dans les collisions proton-antiproton. L'interprétation des résultats s'est inspirée des travaux menés par les astronomes R. Hanbury-Brown et R.Q. Twiss [HAN56]. Ces derniers venaient d'élaborer une technique d'interférométrie, dite d'intensité, pour la mesure du diamètre apparent des étoiles. Contrairement à l'interférométrie d'amplitude, sur laquelle reposent les interféromètres de type Michelson par exemple, cette méthode présente l'avantage de s'appliquer aux sources incohérentes. Bien que l'approche soit très différente pour les deux disciplines [KOP75], cette nouvelle technique allait permettre également d'extraire des informations sur les caractéristiques spatiales des zones émettrices mais également sur la durée de vie de ces objets.

Le vocable d'*interférométrie* a perduré pour désigner l'étude en termes de corrélation, après l'introduction, pour la première fois, par S.E. Koonin [KOO77], des effets dus aux interactions nucléaire et coulombienne entre les protons, dans l'état final. En effet, leur importance devient significative dès lors que l'énergie des particules diminue. Elle est même prédominante dans le cas des particules émises dans les collisions aux énergies intermédiaires. Désormais, l'analyse des corrélations s'est généralisé dans toutes les gammes d'énergie, et à tout type de particules (photons, pions, kaons, nucléons) mais également aux fragments. Une présentation synthétique des nombreux travaux ayant vu le jour dans ce domaine peut être trouvée, par exemple, dans la référence [BOA90].

On s'attachera particulièrement dans ce mémoire, à mettre en évidence l'influence de facteurs externes sur les corrélations de deux particules. Jusqu'alors, de tels effets n'avaient été considérés que dans des approches classiques. En particulier, une extension du modèle quantique proposé par R. Lednický et V.L. Lyuboshitz [LED82][LED90], permettant de tenir compte de l'influence du champ coulombien du noyau émetteur, sera présentée dans le premier chapitre. Un second point fort exploré quantitativement à l'aide de ce modèle, résidant dans la possibilité d'analyse de la séquence d'émission de particules de types différents, y sera également décrit.

Ce modèle sera le support de l'analyse des données acquises lors d'une expérience originale, réalisée au GANIL en juillet 1992 [SEZ93][MAR93]. Le choix de la réaction $^{129}\text{Xe}+^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV par nucléon, et la position du dispositif expérimental étaient destinés à favoriser la mesure de particules émises par un quasi-projectile, supposé thermalisé. Cette expérience a permis de mesurer, pour la première fois, des paires de protons en coïncidence, dans la gamme des très petites impulsions relatives (1-10 MeV/c) à l'aide du spectromètre SPEG. Elle fera l'objet d'une description dans le deuxième chapitre. On insistera particulièrement sur l'extraction des données prélevées dans les 12 détecteurs à cristaux d'iodures de césium CsI(Tl) associés au spectromètre SPEG pour compléter le dispositif de mesure. La construction des fonctions de corrélation y sera également décrite et discutée.

L'analyse de ces données, en termes de source statique, sera présentée au chapitre III. Bien plus qu'à la valeur absolue des durées de vie extraites, nous nous attacherons à la comparaison de ces valeurs pour les différents systèmes, et à leurs variations suivant l'importance considérée de l'influence du champ coulombien de l'émetteur. D'autre part, nous tenterons d'établir la séquence d'émission des différents types de particules légères libérées par la source.

Enfin, une approche dynamique des corrélations sera abordée au chapitre IV. Les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules ainsi que leurs impulsions, extraites des simulations réalisées avec le modèle dynamique microscopique QMD, nous permettront de calculer la fonction de corrélation à l'aide du modèle quantique. Nous mettrons en évidence, en particulier, l'influence des corrélations dynamiques entre ces variables cinématiques. Les premiers résultats des comparaisons entre les prédictions du modèle quantique et la fonction de corrélation proton-proton expérimentale y seront également présentés et discutés.

Chapitre I

Approche théorique des corrélations dans le cadre d'un modèle quantique

A. LE CONTEXTE

1. Les phénomènes à l'origine des corrélations

Dans les collisions d'ions lourds, les corrélations entre deux particules proviennent de plusieurs phénomènes.

Historiquement, les interférences d'origine quantique entre les fonctions d'onde de deux particules identiques ont permis d'interpréter [GOL60] les distributions de deux pions observées dans la réaction proton+antiproton. L'indiscernabilité des deux particules, nous impose de symétriser (pour les bosons), ou d'antisymétriser (pour les fermions) la fonction d'onde de la paire. Le carré de son module s'écrit, pour des particules libres, de spin j , représentées par des ondes planes, et non polarisées, ($\hbar = c = 1$):

$$\begin{aligned} |\varphi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)|^2 &= \frac{j+1}{2(2j+1)} \left| e^{ip_1 x_1 + ip_2 x_2} + (-1)^{2j} e^{ip_1 x_2 + ip_2 x_1} \right|^2 \\ &+ \frac{j}{2(2j+1)} \left| e^{ip_1 x_1 + ip_2 x_2} - (-1)^{2j} e^{ip_1 x_2 + ip_2 x_1} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{I-1})$$

où $x_i = (t_i, \vec{r}_i)$ est le quadri-vecteur position de la particule i , et $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ est son quadri-vecteur énergie-impulsion. En posant $p=(p_1+p_2)/2$, $q=p_1-p_2$, $x=x_1-x_2$ et $X=x_1+x_2$, on peut décomposer le mouvement des deux particules en un mouvement d'ensemble et leur mouvement relatif :

$$\begin{cases} e^{ip_1 x_1 + ip_2 x_2} = e^{ipX} e^{iqx} \\ e^{ip_1 x_2 + ip_2 x_1} = e^{ipX} e^{-iqx} \end{cases} \quad (\text{I-2})$$

En appliquant ce changement de variable à l'expression (I-1) le carré du module de la fonction d'onde ne dépend plus que du mouvement relatif des deux particules :

$$\begin{aligned} |\varphi_{p_1 p_2}(x_1, x_2)|^2 \equiv |\varphi_q(x)|^2 &= \frac{j+1}{2(2j+1)} |e^{iqx} + (-1)^{2j} e^{-iqx}|^2 \\ &+ \frac{j}{2(2j+1)} |e^{iqx} - (-1)^{2j} e^{-iqx}|^2 \end{aligned} \quad (\text{I-3})$$

A ce phénomène d'ordre purement quantique, s'ajoutent des corrélations dues aux interactions entre les particules. Si elles sont chargées électriquement, et/ou s'il s'agit de hadrons, elles vont diffuser l'une sur l'autre sous l'action de leurs interactions coulombienne et/ou nucléaire, modifiant ainsi leur impulsion relative. Ces interactions dans l'état final, ont été considérées pour la première fois dans les calculs théoriques par S.E. Koonin [KOO77] pour les protons. Si on considère, par exemple, des paires où l'interaction coulombienne agit seule (ou est dominante), deux cas se présentent : ou bien les deux particules ont des charges de même signe, et la répulsion coulombienne tend à défavoriser les configurations où les particules ont des impulsions proches, c'est-à-dire une impulsion relative faible, ou bien elles ont des charges de signes opposés, et l'attraction tend, au contraire, à réduire l'impulsion relative.

Par ailleurs, lorsqu'un fragment instable de masse M , produit lors de la réaction dans son état fondamental ou un état excité E^* , se désintègre en deux particules de masses m_1 et m_2 en libérant l'énergie $Q=M-(m_1+m_2)+E^*$, l'impulsion relative entre ces deux particules est directement reliée à Q par $q = \sqrt{2\mu Q}$, où $\mu \equiv m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ est la masse réduite de la paire. Cette désexcitation est à l'origine d'une résonance centrée sur l'impulsion relative q . Des études de ce type de corrélations peuvent être trouvées, par exemple, dans les références [POC87] [DAB90] [ASS97].

Les particules, entre lesquelles peuvent se manifester des corrélations dues aux différentes origines décrites précédemment, baignent dans le champ du milieu qui les a émises, et des autres particules et fragments résultant de la collision. Mêmes si ces influences externes ne génèrent pas de corrélations, elles peuvent avoir pour effet de modeler celles qu'on pourrait attendre en leur absence. Nous nous intéresserons en particulier à l'influence du champ coulombien de la zone émettrice.

Nous avons, jusqu'à présent, recensé les différents facteurs de corrélation, mais pour en faire une étude quantitative, nous devons nous munir d'un outil essentiel : la fonction de corrélation.

2. La fonction de corrélation

Kopylov et Potgoretskii ont introduit la fonction de corrélation de deux particules d'impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 [KOP74]. Elle est définie par le rapport des sections efficaces de production de deux particules, et du produit des sections efficaces à un corps :

$$1 + R(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{d^6\sigma}{d^3\vec{p}_1 \cdot d^3\vec{p}_2} \bigg/ \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_1} \cdot \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}_2} \equiv \frac{\sigma_2(\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)}{\sigma_1(\vec{p}_1) \cdot \sigma_1(\vec{p}_2)} \quad (\text{I-4})$$

On comprend aisément qu'il ne sera pas facile, tant dans l'approche expérimentale que théorique, de travailler dans un tel espace à 6 dimensions. D'ailleurs, il est même souvent plus intéressant d'employer des grandeurs composites telles que le module du quadri-vecteur $Q_{inv} = p_1 - p_2$, qui permet, par exemple de mettre en évidence une résonance centrée sur la masse invariante du pion neutre π^0 , dans le cas de la fonction de corrélation $\gamma\text{-}\gamma$ (Figure I-1).

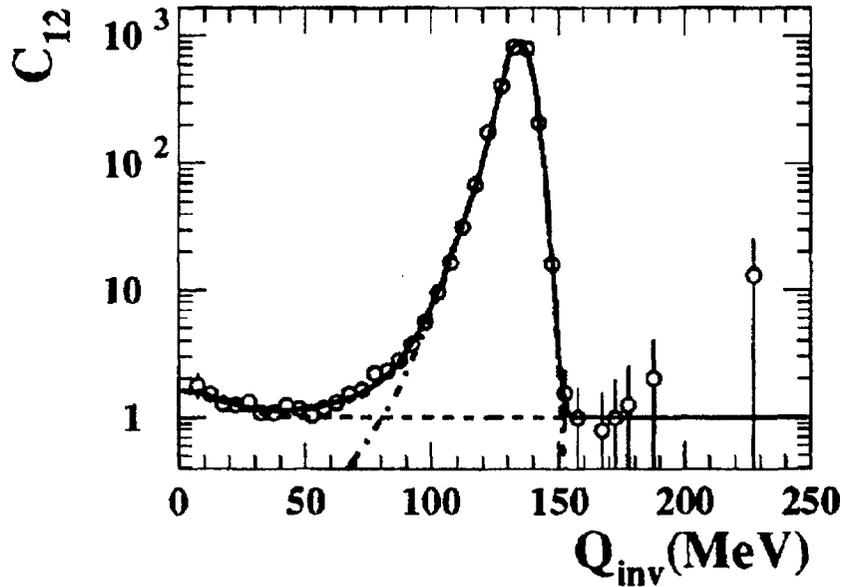


Figure I-1 : Fonction de corrélation $\gamma\text{-}\gamma$, obtenue à l'aide du détecteur TAPS, en fonction de la norme du quadri-vecteur $Q_{inv} = p_1 - p_2$ (masse invariante) [MARQ93].

Une autre grandeur, l'impulsion relative \vec{q} , déjà évoquée à plusieurs reprises au paragraphe précédent, nous sera particulièrement utile par la suite. On la définit comme l'impulsion d'une particule dans le référentiel du centre de masse de la paire. Pour deux particules identiques, elle s'écrit $\vec{q} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) / 2$. La fonction de corrélation en q (module de \vec{q}) s'écrit alors :

$$1 + R(q) = \frac{\int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \cdot \sigma_2(\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \cdot \delta(q - q(\vec{p}_1, \vec{p}_2))}{\int d\vec{p}_1 d\vec{p}_2 \cdot \sigma_1(\vec{p}_1) \cdot \sigma_1(\vec{p}_2) \cdot \delta(q - q(\vec{p}_1, \vec{p}_2))} \quad (\text{I-5})$$

Remarque : On construit rarement la fonction de corrélation sur un espace à plus d'une dimension, mais pour mettre en évidence sa dépendance à d'autres grandeurs, on la construit en appliquant des sélections sur ces dernières.

Remarque : S'il est aisé dans un calcul de retirer les interactions entre les particules pour construire le dénominateur d'une fonction de corrélation théorique, il n'en va pas de même lors de la construction d'une fonction de corrélation expérimentale. Ce point sera rediscuté au chapitre II.

3. Approche classique des corrélations

Il est possible de simuler des corrélations entre deux particules par un calcul de trajectoire classique [ERA91][GON92][ELM92]. Cependant, il faut prendre garde à ne pas sortir du domaine de validité de cette approche. Ce type de calcul présente l'avantage de pouvoir inclure facilement des interactions externes à la paire (en particulier celle du noyau émetteur), ainsi que des décroissances de fragments. Par contre, il n'est pas en mesure de prendre en compte les effets de statistique quantique.

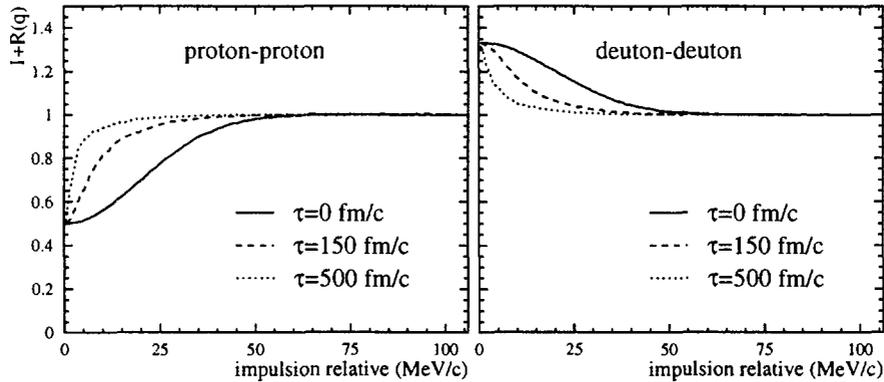


Figure I-2 : Influence des effets quantiques sur la fonction de corrélation en fonction de la durée de vie de la source, pour les protons ($s=1/2$) (à gauche) et pour les deutons ($s=1$) (à droite). Dans cet exemple, les particules sont supposées émises par une source de rayon 6 fm et de température $T=4$ MeV

Des exemples de fonctions de corrélation proton-proton et deuton-deuton (Figure I-2) calculées à l'aide du modèle quantique qui sera décrit par la suite, et pour lesquels ne sont considérées que la symétrisation ou l'antisymétrisation de la fonction d'onde de deux

particules, révèlent l'importance de ces effets. On a considéré des particules émises par une source de rayon $r_0=6$ fm, de température $T=4$ MeV, et différents temps de vie. Dans ces conditions, caractéristiques des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, on remarque qu'en-deçà d'un intervalle de temps moyen d'émission entre deux particules de l'ordre de la centaine de fm/c, les effets de statistique quantique ne sont plus négligeables aux impulsions relatives de quelques dizaines de MeV/c.

D'autre part, la diffusion d'une particule sur un potentiel ne peut être traitée classiquement, qu'à condition que les variations de la longueur d'onde λ associée à la particule, soient faibles sur des distances de l'ordre de λ :

$$|d\lambda / dr| \ll 1 \quad (\text{I-6})$$

ce qui implique, pour un potentiel coulombien par exemple, que les distances entre les particules restent supérieures au rayon de Bohr du système $a_c = 1/\mu\alpha$ où μ est la masse réduite du système et $\alpha = z_1 z_2 e^2$ est la constante de structure fine.

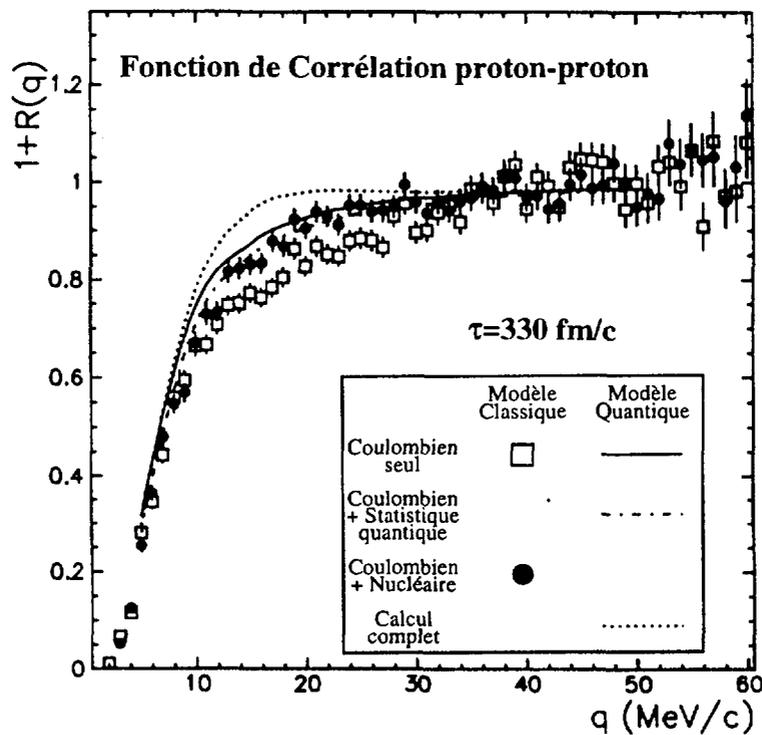


Figure I-3 : Comparaison, pour une durée de vie $\tau=330$ fm/c, des fonction de corrélation p-p, obtenues à l'aide d'un calcul classique et d'un calcul quantique. [MAR93].
(dans cet exemple, la distribution en temps est gaussienne dans le calcul quantique et exponentielle dans le calcul de trajectoires)

Le rayon de Bohr est inversement proportionnel à la masse du système. Par conséquent, l'approche classique est d'autant plus valide que la masse des particules ou des fragments est grande. Pour le système proton-proton, le rayon de Bohr est de 58 fm. La Figure I-3 permet de comparer les fonctions de corrélation prédites par une approche quantique et par un calcul de trajectoire [ERA94] pour le couple p-p. Pour une valeur de τ longue (330 fm/c), on observe que l'influence de l'interaction nucléaire est identique dans les deux approches. Sur cette figure, la différence entre les fonctions de corrélation calculées en ne tenant compte que de l'interaction coulombienne, provient de la différence des distributions en temps considérées dans les deux approches [MAR93].

4. Modèle quantique

A cause des limites d'une approche classique pour la description des corrélations de particules légères, nous avons été conduits à utiliser un modèle quantique proposé par Lednický et Lyuboshitz [LED82][LED90], qui intègre les effets de statistique quantique pour deux particules identiques, et les interactions coulombienne et nucléaire entre les particules. Nous avons poursuivi, avec les auteurs, le développement de ce modèle [LED94], de manière à considérer l'influence du champ coulombien de la source sur les corrélations entre deux particules, ce qui est réalisé pour la première fois dans le cadre d'une approche quantique. L'interaction nucléaire entre l'émetteur et chacune des particules étant négligeable, elle n'est pas prise en compte dans le modèle. On ignore également l'influence de l'interaction avec d'autres fragments produits lors de la collision.

B. DESCRIPTION DU MODELE

1. Le formalisme

Nous allons d'abord présenter l'interférométrie de deux particules identiques n'interagissant pas (deux γ par exemple). Puis nous verrons comment la théorie de la diffusion permet de traiter les problèmes avec des particules en interaction. Enfin, nous allons développer une théorie des corrélations à deux particules en présence du champ coulombien de leur noyau émetteur.

a) Corrélations entre deux particules identiques sans interactions

On introduit la fonction de distribution normalisée $W_S(x_1, p_1, x_2, p_2)$, décrivant l'émission de deux particules de quadri-vecteurs énergie-impulsion p_1 et p_2 , de spin total S , et émises aux points de coordonnées $x_i = (t_i, \vec{r}_i)$ ($i=1,2$). En l'absence d'interaction, les fonctions d'onde individuelles des deux particules sont représentées par des ondes planes, et la fonction de corrélation s'écrit [LED82] :

$$1 + R(p_1, p_2) = \sum_S \int d^4 x_1 d^4 x_2 W_S(x_1, p, x_2, p) \left| \frac{e^{ip_1 x_1 + ip_2 x_2} + (-1)^S e^{ip_2 x_1 + ip_1 x_2}}{\sqrt{2}} \right|^2 \quad (\text{I-7})$$

Si on définit la densité d'états de deux particules de spin total S par

$$\rho_S(p_1, p_2) = \int d^4 x_1 d^4 x_2 W_S(x_1, p_1, x_2, p_2) \text{ telle que } \sum_S \rho_S = 1 \quad (\text{I-8})$$

alors la fonction de corrélation devient :

$$1 + R(p_1, p_2) = \sum_S (-1)^S \rho_S(p, p) \langle |\cos(qx)| \rangle_S \quad (\text{I-9})$$

avec $p = P/2 = (p_1 + p_2)/2$, $q = \{q_0, \vec{q}\} = p_1 - p_2$ et $x = \{t, \vec{r}\} = x_1 - x_2$ et où la moyenne d'une fonction f est définie par

$$\langle f \rangle_S = \frac{\int d^4 x_1 d^4 x_2 W_S f}{\int d^4 x_1 d^4 x_2 W_S} \quad (\text{I-10})$$

Si on considère les particules non polarisées, émises de manière indépendante, W_S peut être factorisé sous la forme :

$$W_S(x_1, p_1, x_2, p_2) = \rho_S(p_1, p_2) \omega(x_1, p_1) \omega(x_2, p_2) \quad (\text{I-11})$$

On peut, par exemple, décrire la source de chaque particule, comme une distribution gaussienne d'espace-temps caractérisée par un rayon moyen r_0 et un temps moyen d'émission τ_0 :

$$\omega(x_i, p_i) \propto e^{-\frac{r_i^2}{2r_0^2} - \frac{t_i^2}{2\tau_0^2}} \quad (\text{I-12})$$

on montre que $\langle |\cos(qx)| \rangle_S = e^{-r_0^2 q^2 - \tau_0^2 q_0^2}$ et la fonction de corrélation s'écrit alors :

$$1 + R(p_1, p_2) = \sum_S (-1)^S \rho_S(p, p) \cdot e^{-r_0^2 q^2 - \tau_0^2 q_0^2} \quad (\text{I-13})$$

Introduisons maintenant l'impulsion relative, notée ici \vec{k}^* pour la distinguer de $q = \{q_0, \vec{q}\} = p_1 - p_2$. Rappelons que, par définition, \vec{k}^* est l'impulsion de l'une des particules dans le référentiel de la paire. En décomposant \vec{k}^* suivant sa composante longitudinale \vec{k}_L^* et sa composante transverse \vec{k}_T^* par rapport à la vitesse \vec{v} de la paire, on

montre, par simple transformation de Lorentz, que $k_T^* = q_T/2$ et $k_L^* = q_L/2\gamma = q_0/2\gamma$. On peut alors écrire la fonction de corrélation en fonction de k_L^* et k_T^* comme suit :

$$1 + R(p_1, p_2) = \sum_S (-1)^S \rho_S(p, p) \cdot e^{-4r_o^2 k_T^{*2} - 4\rho^2 k_L^{*2}} \quad (\text{I-14})$$

avec $\rho^2 = r_o^2 + (v\tau_o)^2$. Si on ne considère que des paires de particules dont la composante longitudinale de l'impulsion relative est nulle, la fonction de corrélation n'est sensible qu'à la taille de la source. Par contre, si la fonction de corrélation n'est construite qu'avec des paires de particules dont la composante transverse de l'impulsion relative est nulle, elle est sensible à la valeur de ρ . Nous voyons ainsi apparaître une dépendance de la fonction de corrélation suivant l'orientation du vecteur \vec{k}^* d'autant plus sensible que $v\tau_o > r_o$. Ceci donne un moyen, par sélection de l'orientation de \vec{k}^* [KOO77], de déterminer à la fois la taille et la durée de vie de la source [LIS93a] [LIS94].

b) Corrélations de particules interagissant dans l'état final

(1) L'interaction nucléaire

Pour des particules en interaction forte, on peut montrer que dans l'expression (I-7), il suffit de remplacer les ondes planes par les fonctions d'onde non symétrisées, solutions du problème de diffusion entre deux particules, appelées amplitudes de Bethe-Salpeter :

$$\Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x_1, x_2) = e^{iPX} \Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) \quad (\text{I-15})$$

où $X = [(p_1 P)x_1 + (p_2 P)x_2] / P^2$ est la position du centre de masse de la paire.

La fonction de corrélation s'écrit alors

- pour des particules différentes :

$$\begin{aligned} 1 + R(p_1, p_2) &= \sum_S \int d^4 x_1 d^4 x_2 W_S(x_1, p_1, x_2, p_2) \left| \Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x_1, x_2) \right|^2 \\ &= \sum_S \rho_S(p_1, p_2) \left\langle \left| \Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) \right|^2 \right\rangle_S \end{aligned} \quad (\text{I-16})$$

- et pour des particules identiques :

$$\begin{aligned}
1 + R(p_1, p_2) &= \sum_S \int d^4 x_1 d^4 x_2 W_S(x_1, p, x_2, p) \left| \frac{\Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x_1, x_2) + (-1)^S \Psi_{p_2 p_1}^{S(+)}(x_1, x_2)}{\sqrt{2}} \right|^2 \\
&= \sum_S \rho_S(p, p) \left\langle \left| \frac{\Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) + (-1)^S \Psi_{p_2 p_1}^{S(+)}(x)}{\sqrt{2}} \right|^2 \right\rangle_S
\end{aligned} \tag{I-17}$$

Nous allons à présent expliciter l'amplitude de Bethe-Salpeter.

$$\Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x_1, x_2) = e^{iPX} \left\{ e^{iqx/2} + \Phi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) \right\} \tag{I-18}$$

où $\Phi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x)$ représente la fonction d'onde de la diffusion des particules sous l'effet de leur potentiel mutuel. Remarquons qu'en l'absence de potentiel, $\Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x)$ reprend la forme d'une onde plane, puisque $\Phi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) = 0$.

Si t^* et r^* représentent respectivement l'intervalle de temps séparant l'émission des deux particules, et la distance relative de leurs points d'émission, considérés dans le référentiel de leur centre de masse, l'approximation des temps d'émission égaux ($t^* = 0$) est valide si l'inégalité $|t^*| \ll \mu r^{*2}$ est vérifiée. A cette condition, $\Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x)$ coïncide avec la fonction d'onde $\Psi_{-\vec{k}^*}^{S(+)}(\vec{r}^*)$, solution stationnaire du problème de diffusion. Il en résulte que, pour des particules neutres soumises à l'interaction forte, la limite asymptotique de $\Psi_{-\vec{k}^*}^{S(+)}(\vec{r}^*)$ est la superposition d'une onde plane et d'une onde sphérique

$$\Psi_{-\vec{k}^*}^{S(+)}(\vec{r}^*) = e^{-i\vec{k}^* \vec{r}^*} + f^S(-\vec{k}^*) \frac{e^{-ik^* r^*}}{r^*} \tag{I-19}$$

où f^S est l'amplitude de diffusion. La grandeur f^S/r^* caractérise l'importance de l'effet nucléaire sur la fonction de corrélation. On observe ainsi que son influence décroît lorsque les dimensions spatio-temporelles augmentent. D'autre part, pour un système de deux pions, ce rapport est généralement inférieur à 0.1 alors que pour un système de nucléons, il vaut entre 1 et 10, les interactions nucléaires dominent alors les effets quantiques.

(2) L'interaction coulombienne

Pour des particules chargées, la diffusion coulombienne ne peut pas être traitée de la même manière que l'interaction forte à cause de sa portée infinie. Aussi, la fonction d'onde diffusée est la superposition des ondes plane et sphérique déformées.

$$\Phi_{p_1 p_2}(x) = \sqrt{A_c(k^*)} e^{i\delta_o^c} \left[e^{i\vec{k}^* \vec{r}^*} F\left(\frac{-i}{k^* a_c}, 1, i(\vec{k}^* \vec{r}^* + k^* r^*)\right) + f_c(k^*) \frac{\tilde{G}(k^* a_c, k^* r^*)}{r^*} \right] - e^{i\vec{k}^* \vec{r}^*} \quad (\text{I-20})$$

où δ_o^c est le déphasage coulombien de l'onde S (moment orbital nul),

$$A_c(k^*) = \frac{2\pi/k^* a_c}{e^{2\pi/k^* a_c} - 1} \quad (\text{I-21})$$

est le facteur coulombien de Gamov, F est la fonction hypergéométrique confluyente et \tilde{G} est une combinaison spécifique de ces fonctions. Dans l'approximation des temps d'émission égaux et si $r^* \ll a_c$, F et \tilde{G} prennent des formes simples :

$$\begin{aligned} F &= 1 \\ \tilde{G}(k^* r^*) &= \cos(k^* r^*) + i A_c(k^*) \sin(k^* r^*) \end{aligned} \quad (\text{I-22})$$

Les facteurs de diffusion purement nucléaire $f_o(k^*)$ et celui d'une paire de particules chargées $f_c(k^*)$ s'écrivent sous la forme suivante :

$$f_o(k^*) = \frac{1}{k^* \cotg \delta - ik^*} \quad (\text{I-23})$$

$$f_c(k^*) = \frac{1}{k^* \cotg \delta - i A_c(k^*) k^* - \frac{2}{a_c} h(k^* a_c)} \quad (\text{I-24})$$

où la fonction h est définie par

$$h(x) = \frac{1}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n(n^2 + 1/x^2)} \right) - C + \ln(x), \text{ avec } C \approx 0.5772 \quad (\text{I-25})$$

Dans le cas de l'approximation de la portée effective, $k^* \cotg \delta \rightarrow \frac{1}{f_o} + \frac{1}{2} d_o k^{*2}$, et les expressions des facteurs de diffusion deviennent :

$$f_o(k^*) = \left(\frac{1}{f_o} + \frac{1}{2} d_o k^{*2} - ik^* \right)^{-1} \quad (\text{I-26})$$

$$f_c(k^*) = \left(\frac{1}{f_o} + \frac{1}{2} d_o k^{*2} - \frac{2}{a_c} h(k^* a_c) - ik^* A_c(k^*) \right)^{-1} \quad (\text{I-27})$$

Les valeurs des déphasages nucléaires δ , ou celles de l'amplitude de diffusion f_o pour $k^* = 0$, et du rayon effectif d_o , sont extraits des données expérimentales. En particulier, pour les

systèmes p-p., p-d et d-d, ces paramètres sont extraits respectivement des références [LAN74] [ARV74] et [XUA85].

Il est possible de généraliser le développement précédent pour des temps d'émission différents en introduisant des développements de combinaisons de fonctions hypergéométriques confluentes.

c) Corrélation en présence d'un champ coulombien externe

Considérons maintenant que les particules se trouvent dans le champ coulombien du noyau de charge Z par lequel elles ont été émises. Le rayon de Bohr du système noyau-particule est de l'ordre du fermi (0.6 fm pour $Z=50$) et l'interaction coulombienne dans ce système est d'autant plus marquée que la vitesse d'émission des particules est lente. Formellement, on doit réécrire la fonction de corrélation en remplaçant l'amplitude de Bethe-Salpeter par l'amplitude $\Psi_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}^{(+)}}(x_1, x_2)$, solution d'un problème complexe à trois corps, prenant en compte les interactions entre les deux particules et leurs interactions respectives avec le noyau, décrit par l'ensemble des nombres quantiques noté $\{\alpha\}$. A cause de cette nouvelle interaction, externe à la paire, l'écriture de la fonction de corrélation devient plus complexe. Pour deux particules différentes elle est définie par :

$$1 + R(p_1, p_2) = \frac{\sum_S \rho_S(p_1, p_2) \left\langle \left| \Psi_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}^{(+)}}(x_1, x_2) \right|^2 \right\rangle_S}{\sum_S \rho_S(p_1, p_2) \left\langle \left| \tilde{\Psi}_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}^{(+)}}(x_1, x_2) \right|^2 \right\rangle_S} \quad (\text{I-28})$$

où la densité d'états tient compte des nombres quantiques $\{\alpha\}$:

$$\rho_S(p_1, p_2) = \sum_{\alpha} \int d^4 x_1 d^4 x_2 W_{S\{\alpha\}}(x_1, p_1, x_2, p_2) \quad (\text{I-29})$$

$\tilde{\Psi}_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}^{(+)}}(x_1, x_2)$ est la solution du problème à 3 corps; où les interactions entre les 2 particules ont été « débranchées ». Remarquons que si on néglige les interactions noyau-particule, $\Psi_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}^{(+)}}(x_1, x_2) \rightarrow \Psi_{p_1 p_2}^{S^{(+)}}(x_1, x_2)$ (amplitude de Bethe-Salpeter) et le dénominateur de la fonction de corrélation vaut 1 ; autrement dit, cette définition est bien compatible avec celle du paragraphe précédent.

Dans le cas de deux particules identiques la fonction de corrélation s'écrit :

$$1 + R(p_1, p_2) = \frac{\sum_S \rho_S(p, p) \frac{1}{2} \left\langle \left| \Psi_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}(+)}(x_1, x_2) + (-1)^S \Psi_{p_2 p_1}^{S\{\alpha\}(+)}(x_1, x_2) \right|^2 \right\rangle_S}{\sum_S \rho_S(p, p) \frac{1}{2} \left\langle \left| \tilde{\Psi}_{p_1 p_2}^{S\{\alpha\}(+)}(x_1, x_2) \right|^2 + \left| \tilde{\Psi}_{p_2 p_1}^{S\{\alpha\}(+)}(x_1, x_2) \right|^2 \right\rangle_S} \quad (\text{I-30})$$

Le problème à 3 corps est traité ici, dans le cadre de l'approximation dite *adiabatique*. Considérons un noyau émetteur N de charge Z, suffisamment massique pour que le référentiel du centre de masse du système qu'il forme avec les deux particules puisse être confondu avec son propre référentiel. Rappelons que les interactions entre les particules 1 et 2 de la paire considérée, avec les autres particules et fragments émis sont négligées. L'ensemble des nombres quantiques $\{\alpha\}$ caractérisant le noyau émetteur est réduit à sa charge Z. Commençons par traiter le cas le plus simple où les deux particules n'interagissent pas. On a déjà donné au paragraphe précédent, la solution pour un problème de diffusion ; la situation est même plus simple ici puisque l'interaction nucléaire entre chaque particule et le noyau n'est pas considérée. L'onde plane de la particule libre est déformée par le champ coulombien de l'émetteur

$$e^{ip_i x_i} \Phi_{p_i}^{z_i Z}(\vec{r}_i) \quad (\text{I-31})$$

avec $\Phi_{p_i}^{z_i Z}(\vec{r}_i) = e^{i\delta_i} \sqrt{A_i(p_i a_i)} F\left(\frac{-i}{p_i a_i}, 1, i(\vec{p}_i \vec{r}_i + p_i r_i)\right)$

où $a_i = \frac{1}{\omega_i z_i Z e^2}$ est le rayon de Bohr relativiste du système (i-N) (la masse de la particule a été remplacée par son énergie totale). δ_i est le déphasage coulombien de l'onde S. La fonction hypergéométrique confluyente F se développe pour $r_i \ll a_i$ comme suit :

$$F(\alpha, 1, z) = 1 + \alpha z + \alpha(\alpha + 1) \left(\frac{z}{2!}\right)^2 + \dots \quad (\text{I-32})$$

La solution du problème à 3 corps sans interaction entre les particules 1 et 2 s'écrit alors :

$$\tilde{\Psi}_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2) = e^{ip_1 x_1 + ip_2 x_2} \Phi_{p_1}^{z_1 Z}(\vec{r}_1) \Phi_{p_2}^{z_2 Z}(\vec{r}_2) = e^{iPX} e^{-i\vec{k}^* \vec{r}^*} \Phi_{p_1}^{z_1 Z}(\vec{r}_1) \Phi_{p_2}^{z_2 Z}(\vec{r}_2) \quad (\text{I-33})$$

Remarque : On a négligé une dépendance faible du spin de la particule dans le traitement de l'interaction coulombienne, ce qui permet d'écrire

$$\tilde{\Psi}_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2) \equiv \tilde{\Psi}_{p_1 p_2}^{Z(+)}(x_1, x_2).$$

Il nous faut maintenant résoudre le problème complet à 3 corps prenant en compte les interactions entre les particules 1 et 2. A condition que le mouvement relatif entre les deux

particules soit beaucoup plus lent que celui de chaque particule dans le champ coulombien du noyau, l'approximation nous permet de remplacer simplement dans les formules précédentes, le terme $e^{i\vec{k}^*\vec{r}^*}$ traduisant le mouvement relatif libre des deux particules par l'amplitude de Bethe-Salpeter comme nous avons été conduits à le faire en l'absence du champ coulombien externe. Nous obtenons ainsi :

$$\Psi_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2) = e^{iPX} \Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) \Phi_{p_1}^{z_1 Z}(\vec{r}_1) \Phi_{p_2}^{z_2 Z}(\vec{r}_2) \quad (\text{I-34})$$

L'approximation adiabatique nous permet de factoriser la solution du problème à 3 corps par le produit des 3 solutions des problèmes à 2 corps (N-1), (N-2) et (1-2).

2. Discussion sur la validité du modèle

Nous allons à présent discuter les conditions de validité de l'approximation adiabatique. La solution du problème à 3 corps, exposé précédemment, peut s'écrire formellement en négligeant une faible dépendance en temps d'émission des particules comme suit :

$$\Psi_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2) = e^{iPX} \Psi(\vec{r}^*, \vec{R}) \Phi_{p_1}^{z_1 Z}(\vec{r}_1) \Phi_{p_2}^{z_2 Z}(\vec{r}_2) \quad (\text{I-35})$$

avec $\vec{R} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{M}$, $\vec{r}^* = \vec{r} - \vec{v}t$, $\vec{v} = \frac{\vec{P}}{M}$ et $\vec{k}^* = \vec{k} = \frac{m_2 \vec{p}_1 - m_1 \vec{p}_2}{M}$ dans l'approximation non relativiste. Rappelons que l'approximation adiabatique a consisté à assimiler la fonction $\Psi(\vec{r}^*, \vec{R})$ à l'amplitude de diffusion $\Psi_{-\vec{k}}^{S(+)}(\vec{r}^*)$, du système des deux particules sans perturbation externe. $\Psi_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2)$ est solution de l'équation de Schrödinger

$$\left\{ \left[\hat{H}_o + V_1(r_1) + V_2(r_2) + V^S(\vec{r}^*) \right] - E_{12} \right\} \Psi_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2) = 0 \quad (\text{I-36})$$

où $V_i(r_i) = \frac{1}{a_i m_i r_i}$ est le potentiel entre la particule i et le noyau, et $V^S(\vec{r}^*)$ est le potentiel

d'interaction entre les deux particules. $E_{12} = \frac{\vec{p}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{p}_2^2}{2m_2} = \frac{\vec{P}^2}{2M} + \frac{\vec{k}^2}{2\mu}$ est l'énergie cinétique des deux particules. Le hamiltonien des deux particules libres s'écrit

$$\hat{H}_o = -\frac{\vec{\nabla}_1^2}{2m_1} - \frac{\vec{\nabla}_2^2}{2m_2} = -\frac{\vec{\nabla}_{\vec{R}}^2}{2M} - \frac{\vec{\nabla}_{\vec{r}}^2}{2\mu}. \quad (\text{I-37})$$

Les fonctions $\Phi_{\vec{p}_i}^{z_i Z}(\vec{r}_i)$ satisfont quant à elles l'équation de Schrödinger

$$\left\{ \left[-\frac{\vec{\nabla}_i^2}{2m_i} + V_i(r_i) \right] - \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} \right\} e^{-i\vec{p}_i \cdot \vec{r}_i} \Phi_{\vec{p}_i}^{z_i Z}(\vec{r}_i) = 0 \quad (\text{I-38})$$

On peut alors montrer que $\Psi(\vec{r}^*, \vec{R})$ est solution de l'équation de Schrödinger

$$\left\{ \left[\hat{H}_o + V^S(\vec{r}^*) + \Delta \hat{V} \right] - \frac{\vec{k}^2}{2\mu} \right\} \Psi(\vec{r}^*, \vec{R}) = 0 \quad (\text{I-39})$$

où $\Delta \hat{V}$ prend une forme complexe qu'on explicitera pas ici. Remarquons que si on néglige ce potentiel de perturbation, alors $\Psi(\vec{r}^*, \vec{R}) = \Psi_{-\vec{k}^*}^{S(+)}(\vec{r}^*)$.

Ψ satisfait à l'équation intégrale de la diffusion avec le potentiel $\hat{V} = \hat{V}^S + \Delta \hat{V}$:

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{r}^*, \vec{R}) &= e^{-i\vec{k}\vec{r}^*} + \int d^3\vec{r}' d^3\vec{R}' G^+ \left(\left| \vec{r}^* - \vec{r}' \right|, \frac{\vec{k}^2}{2\mu}; \left| \vec{R} - \vec{R}' \right|, 0 \right) \cdot \hat{V}(\vec{r}', \vec{R}') \Psi(\vec{r}', \vec{R}') \\ &\equiv e^{-i\vec{k}\vec{r}^*} + \hat{G}^+ \hat{V} \Psi \end{aligned} \quad (\text{I-40})$$

où G^+ est la fonction de Green à deux particules. D'autre part, Ψ^S satisfait également à l'équation intégrale de la diffusion avec le potentiel V^S :

$$\Psi^S = e^{-i\vec{k}\vec{r}^*} + \hat{G}^+ \hat{V}^S \Psi^S \quad (\text{I-41})$$

On montre alors que Ψ peut s'écrire sous la forme d'une série de perturbation de Ψ^S :

$$\begin{aligned} \Psi &= (1 - \Delta \tilde{V})^{-1} \Psi^S = (1 + \Delta \tilde{V} + \Delta \tilde{V}^2 + \dots) \Psi^S \\ \text{avec } \Delta \tilde{V} &= (1 - \hat{G}^+ V^S)^{-1} \hat{G}^+ \Delta \hat{V} \end{aligned} \quad (\text{I-42})$$

L'approximation adiabatique $\Psi^S \approx \Psi$ est vérifiée si

$$|\Delta \hat{V} \Psi^S| \ll |\Psi^S| \quad (\text{I-43})$$

Si on ne tient pas compte de l'interaction forte et que l'impulsion relative n'est pas trop petite ($k > 1/|a|$) pour que $|\Psi^S| \approx 1$, alors d'après la relation (I-40), $(1 + \hat{G}^+ V^S)^{-1} \approx 1$, et on aboutit à :

$$|\hat{G}^+ \Delta \hat{V} \Psi^S| \ll 1 \quad (\text{I-44})$$

En explicitant cette relation, on aboutit à la condition suivante :

$$\frac{8}{p_i^3 |a_i| r_i} \ll 1 \quad (\text{I-45})$$

En présence de l'interaction nucléaire, le terme $f^S(k)/r^{*2}$ caractéristique de la diffusion de l'onde S doit être pris en compte, ce qui conduit finalement à :

$$\frac{8}{p_i^3 |a_i| r_i} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{r^{*2}} \frac{1}{1 + |r^{*2}/f^S|^2} \right)^{1/2} \ll 1 \quad (\text{I-46})$$

Cette condition est satisfaite si les particules sont émises avec des vitesses suffisamment grandes. Dans les conditions caractéristiques des énergies intermédiaires, qui vont nous intéresser par la suite, où typiquement, les particules sont émises avec des vitesses de $v \approx 0.1c$ par une source de charge $Z \approx 50$ et de rayon $r \approx 6$ fm, l'approximation est valide pour les particules légères et peu chargées (p, d, t), mais au-delà, seules des vitesses plus élevées des particules justifient, sans ambiguïté, la validité de l'approche adiabatique. En effet, on montre que le terme de gauche de l'inégalité évolue approximativement en $Z^{5/2} m^{3/2}$ pour des paires de particules identiques.

3. Exemples de calculs

Nous allons à présent illustrer notre propos en donnant quelques exemples de calculs effectués avec le modèle qui vient d'être décrit. Des calculs à deux corps vont nous permettre d'apprécier les effets de statistique quantique et des interactions entre les particules. Puis, on mettra en évidence l'effet d'un champ coulombien externe sur les fonctions de corrélation obtenues dans le cadre d'un calcul à 3 corps.

a) Influence des interférences quantiques et des interactions entre les particules sur la fonction de corrélation

(1) Fonction de corrélation neutron-proton

Pour le couple n-p, il n'y a pas d'effet de statistique quantique car les particules sont non identiques. L'interaction coulombienne est également absente. Par conséquent, seule l'interaction nucléaire est à l'origine des effets visibles sur les fonctions de corrélation présentées sur la Figure I-4. On remarque, à faible impulsion relative, une corrélation d'autant plus importante que la durée de vie de la source est faible.

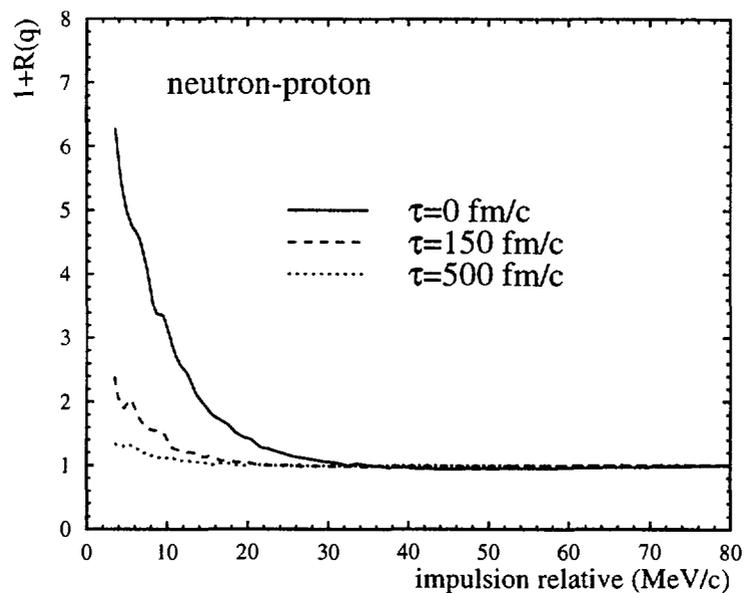


Figure I-4 : Fonctions de corrélation neutron-proton calculées pour des particules émises par une source de rayon 6 fm, de température $T=4 \text{ MeV}$, et pour des durées de vie $\tau=0, 150$ et $500 \text{ fm}/c$

(2) Fonction de corrélation proton-proton

Pour ce couple de hadrons chargés identiques, les interactions dans l'état final, (nucléaire et coulombienne) sont à considérer ainsi que l'antisymétrisation de la fonction d'onde de la paire.

Les protons ayant deux états de spin possibles, on montre que la fonction de corrélation tendrait vers 0.5 (voir Figure I-2) pour une impulsion relative nulle si on les considérait sans interaction.

La répulsion coulombienne agit également dans le sens d'une anti-corrélation à faible impulsion relative (Figure I-5), mais qui fait tendre la fonction de corrélation vers 0 (dans le cas d'un potentiel coulombien attractif, elle tendrait vers l'infini). A cause de la longue portée de cette interaction, la fonction de corrélation reste sensible à ses effets pour les grandes valeurs de τ .

Le facteur de diffusion effectif résultant de la déformation par le potentiel coulombien du facteur de diffusion purement nucléaire présente un maximum pour une impulsion relative de $q \approx 20 \text{ MeV}/c$ ce qui se traduit par une quasi-résonance sur la fonction de corrélation pour cette valeur.

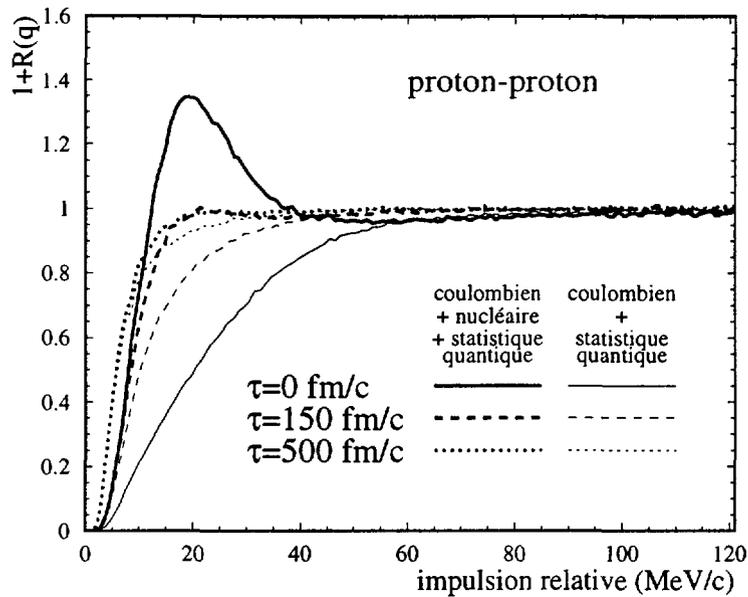


Figure I-5 : Fonctions de corrélation proton-proton calculées dans les conditions décrites pour la Figure I-4.

On note qu'à cause de la courte portée de l'interaction nucléaire, cette résonance est particulièrement sensible à la distance moyenne entre les particules $\rho = \sqrt{r_0^2 + (v\tau_0)^2}$. Pour $\tau=150$ fm/c, ce pic est déjà presque inexistant dans notre exemple, mais il faut souligner que les effets de l'interaction nucléaire restent cependant très importants. Pour $\tau=500$ fm/c, ils deviennent minoritaires. Pour ces deux valeurs de τ , la compétition entre les différents effets atténue la sensibilité de la fonction de corrélation pour les impulsions relatives supérieures à 15 MeV/c.

(3) Fonction de corrélation proton-deuton

Sur la Figure I-6, sont représentées les fonctions de corrélation p-d calculées dans les conditions décrites pour la Figure I-4. Pour ce couple de particules différentes, aucun effet de statistique quantique n'est à prendre en compte. Par contre, comme pour le couple p-p, les interactions nucléaire et coulombienne sont présentes. On a porté sur la Figure I-6, pour les différentes valeurs de τ , les fonctions de corrélations calculées en ne considérant que l'interaction coulombienne. L'influence de l'interaction forte s'avère être très différente de celle observée pour le couple proton-proton. Son caractère répulsif renforce l'effet coulombien.

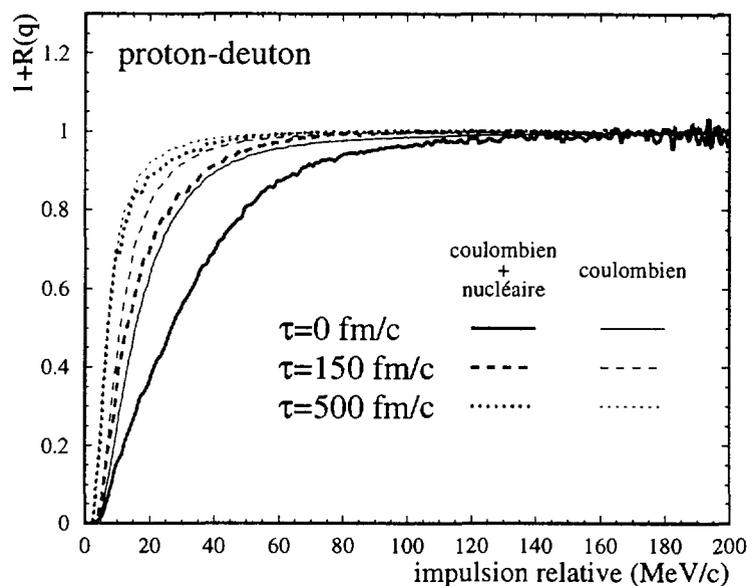


Figure I-6 : Fonctions de corrélation proton-deuteron calculées dans les conditions décrites pour la Figure I-4.

b) Influence du champ coulombien de l'émetteur

Le champ coulombien du noyau émetteur modifie sensiblement l'impulsion des particules chargées. Cet argument a été avancé [BER93] pour expliquer l'absence de corrélation pour le couple n-p observée par la collaboration CHIC [GHE93][CRO93] dans la réaction $Ar+^{197}\text{Au}$ à 30 MeV/u, alors qu'une forte corrélation apparaît pour le couple n-n dans la même réaction, et pour le couple n-p dans le cas de cibles légères de ^{12}C et d' ^1H . Une correction grossière de l'impulsion des protons appliquée à la suite d'un calcul à 2 corps pour le couple n-p permet en effet de supprimer totalement la corrélation. Cependant, nous allons montrer que la forme de la fonction de corrélation ne peut pas être prédite correctement en considérant indépendamment les interactions entre les deux particules et, s'il y a lieu, les phénomènes d'interférences quantiques, d'une part, et l'évolution de leur impulsion relative sous l'influence du champ coulombien externe, d'autre part [ERA95].

Un calcul de la fonction de corrélation à deux corps tenant compte de la répulsion coulombienne de l'émetteur sur les spectres individuels des particules seulement, peut être obtenu en remplaçant, dans les expressions (I-28) et (I-30) de la fonction de corrélation à trois corps, l'expression de la fonction d'onde non symétrisée $\Psi_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2)$ par :

$$\Psi_{p_1 p_2}^{SZ(+)}(x_1, x_2, x'_1, x'_2) = e^{iPX'} \Psi_{p_1 p_2}^{S(+)}(x) \cdot \Phi_{p_1}^{z_1 Z}(\vec{r}_1) \cdot \Phi_{p_2}^{z_2 Z}(\vec{r}_2) \quad (\text{I-47})$$

Dans cette expression, on considère des points d'émission différents pour traiter les interactions entre les deux particules d'une part, et les interactions noyau-particule d'autre part.

L'introduction de cette fonction d'onde nous permet de comparer précisément les fonctions de corrélation obtenues respectivement avec les calcul à deux corps et à trois corps, et ainsi, d'apprécier sans ambiguïté l'influence du champ coulombien de l'émetteur sur la corrélation.

(1) Fonction de corrélation neutron-proton

L'accélération subie par les particules de la part de l'émetteur, est proportionnelle à leurs rapports charge/masse. Dans le cas du couple neutron-proton (Figure I-7), où seul le proton subit l'influence coulombienne de l'émetteur, on comprend aisément que la fonction de corrélation soit particulièrement sensible à l'interaction avec le troisième corps. A faible impulsion relative, le rapport des fonctions de corrélations est inférieur à l'unité, ce qui montre une atténuation de la corrélation lorsqu'on tient compte, dans le calcul, de la présence du troisième corps.

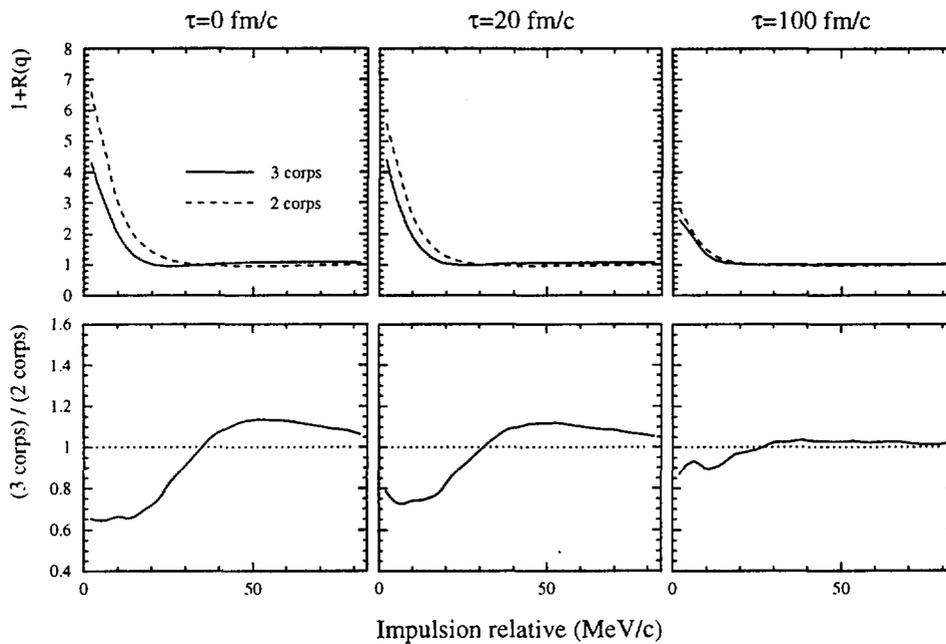


Figure I-7 : Fonctions de corrélation n-p obtenues avec le modèle quantique dans le cadre d'un calcul à trois corps. Les particules sont supposées émises par une source de rayon 6 fm et de température 4 MeV, pour différentes valeurs de la durée de vie de la source.

Remarque : Pour $q > 30$ MeV/c, le rapport des fonctions de corrélation devient supérieur à l'unité. Il faut relativiser cet effet dans la mesure où les fonctions de corrélations ne présentent plus de structure importante.

(2) Fonction de corrélation proton-deuton

Pour le couple p-d (Figure I-8), les rapports z/m des deux particules est également différent, mais les deux particules subissent la répulsion coulombienne du noyau. Le rapport des fonctions de corrélation est supérieur à 1 pour les petites impulsions relatives, ce qui traduit également une atténuation des effets lorsqu'on considère le champ coulombien du noyau, dans le calcul. En effet, l'anti-corrélation due à la répulsion mutuelle des particules est moins prononcée sur les fonctions de corrélation obtenues avec le calcul à trois corps.

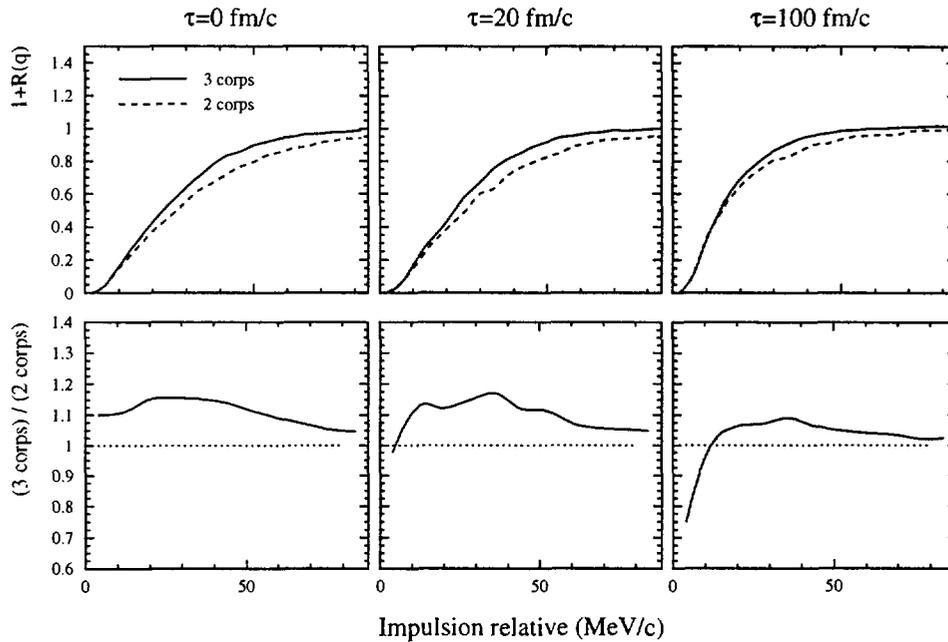


Figure I-8 : Fonctions de corrélation p-d obtenues avec le modèle quantique dans le cadre d'un calcul à trois corps. Les particules sont supposées émises par une source de rayon 6 fm et de température 4 MeV, pour différentes valeurs de la durée de vie de la source.

Remarque : Pour cet exemple, le rapport des fonctions de corrélation devient inférieur à l'unité pour $\tau=100$ fm/c, aux impulsions relatives $q < 10$ MeV/c. Ceci est simplement dû à des fluctuations statistiques, largement amplifiées sur le rapport, lorsque les fonctions de corrélation prennent des valeurs très inférieures à 1.

(3) Fonction de corrélation proton-proton

La Figure I-9 présente, pour différentes valeurs de τ , les fonctions de corrélation proton-proton obtenues avec des calculs à 2 corps et à 3 corps. Dans le cas de deux particules identiques, on ne s'attend pas, *a priori*, à une influence du champ coulombien du 3^{ème} corps

sur la fonction de corrélation. Pourtant, une atténuation de la quasi-résonance autour de 20 MeV/c est observée dans le cas d'un calcul à trois corps (Voir aussi [MAR96]). Ceci peut s'expliquer par le fait que l'accélération des particules ne dépend pas seulement de leurs rapport charge/masse, mais aussi de leur vitesse. Leur distance relative, à laquelle est particulièrement sensible l'interaction nucléaire, est alors affectée par le champ coulombien de l'émetteur.

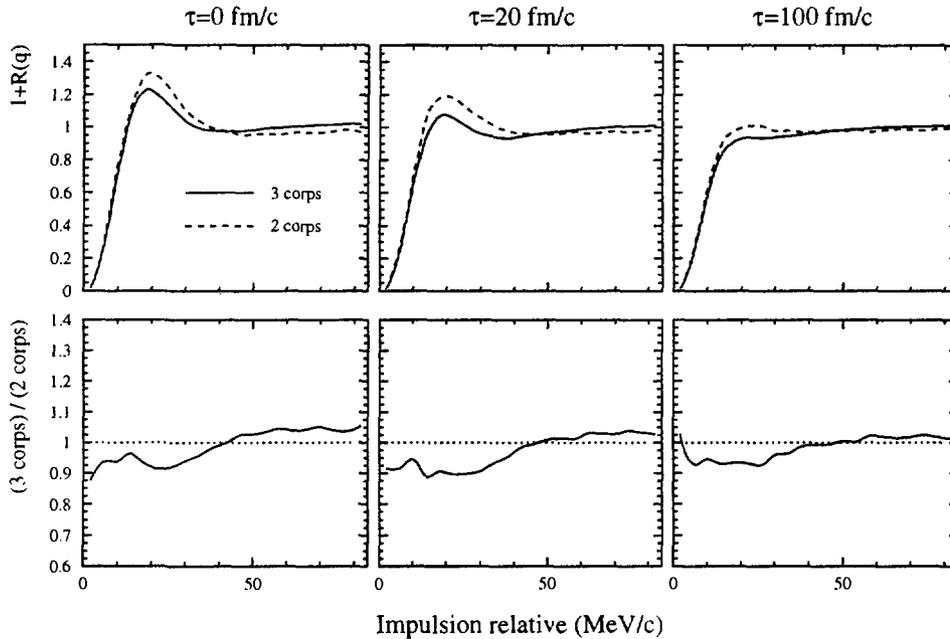


Figure I-9 : fonctions de corrélation p-p obtenues avec le modèle quantique dans le cadre d'un calcul à trois corps. Les particules sont supposées émises par une source de rayon 6 fm et de température 4 MeV, pour différentes valeurs de la durée de vie de la source.

(4) Discussion

Dans les trois exemples présentés ci-dessus, le champ coulombien de l'émetteur tend à atténuer les corrélation entre les deux particules. Cet effet est d'autant plus marqué que les rapports charge/masse des deux particules diffèrent. L'interaction nucléaire entre le noyau et les particules n'est pas prise en compte. Son caractère attractif pourrait avoir pour effet de réduire cette atténuation.

C. POSSIBILITE DE MESURE DIRECTE DE LA SEQUENCE D'EMISSION DE DEUX PARTICULES DE TYPE DIFFERENTS

L'analyse en termes de corrélations habituellement pratiquée, et telle que nous l'avons présentée jusqu'à présent, permet d'extraire des informations relatives, comme le

temps moyen (en valeur absolue) séparant l'émission de deux particules, ou la distance moyenne entre leurs points d'émission. Lors des collisions d'ions lourds, divers types de particules et fragments sont émis. Les processus régissant la désexcitation d'un système chaud sont complexes, et il paraît naturel que, selon leur masse et leur charge, les diverses particules provenant de la décroissance d'une source, ne soient pas émises dans les mêmes conditions. L'accès à la séquence d'émission des particules de types différents peut apporter des informations précieuses pour la connaissance de ces processus. Une telle possibilité d'analyse est offerte, pour la première fois dans le cadre d'une approche quantique, à l'aide du modèle décrit précédemment.

1. Démarche intuitive

Supposons un couple de particules différentes, proton-deuton par exemple, émis par une source. Supposons de plus, dans un premier temps que le proton est émis avant le deuton. Deux configurations peuvent alors se présenter (Figure I-10) :

- Si le proton est émis avec une vitesse plus grande que celle du deuton, on comprend alors que la distance entre les deux particules va s'accroître dès l'émission de la seconde, et ainsi, leur interaction sera diminuée, ce qui se traduit sur la fonction de corrélation $(1+R)_+$ par un effet assez faible (Figure I-10a).
- Envisageons maintenant la situation où le deuton est émis avec une vitesse plus grande que celle du proton. Il a alors la possibilité, en quelque sorte, de rattraper ce dernier, les deux particules interagissent alors plus longuement ce qui se manifeste sur la fonction de corrélation $(1+R)_-$ par un effet plus marqué (Figure I-10b).

On met en évidence la différence entre ces deux situations en traçant le rapport $(1+R)_+ / (1+R)_-$ (Figure I-10c) des deux fonctions de corrélation. Ce rapport est supérieur à 1 dans l'hypothèse décrite ci-dessus, avec où le proton est toujours émis en premier. Un raisonnement similaire peut être conduit dans le cas où le proton est émis en second ; il conduit à un résultat inverse, à savoir que le rapport $(1+R)_+ / (1+R)_-$ est inférieur à 1. Si, lors de la désexcitation séquentielle d'une source, aucune des deux configurations n'est prédominante, le rapport $(1+R)_+ / (1+R)_-$ vaut uniformément 1. Par contre, si ce rapport s'écarte de cette valeur, on peut conclure qu'un type de particule est émis préférentiellement avant l'autre.

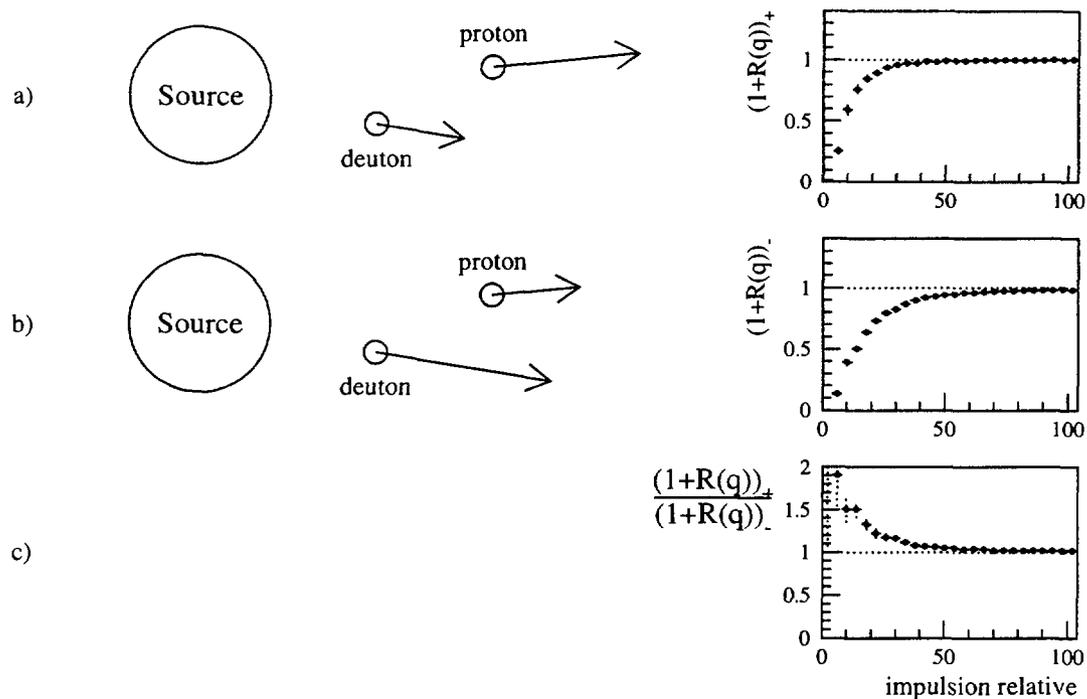


Figure I-10 : Illustration de la possibilité d'analyse de la séquence d'émission de particules de types différents.

2. Possibilité d'analyse quantitative dans le cadre du modèle quantique

Nous allons à présent montrer qu'il est possible, à l'aide du modèle quantique que nous avons décrit précédemment, de déterminer, non seulement la valeur absolue de la moyenne de l'intervalle de temps d'émission entre deux particules, mais également la séquence d'émission de particules de types différents, c'est-à-dire son signe [LED96]. Pour illustrer notre propos, considérons tout d'abord deux particules en interaction nucléaire seulement. L'amplitude de diffusion de l'onde S (moment orbital nul), est isotrope et $\Phi_k^S(r^*)$ est indépendante de la direction de \vec{k}^* et \vec{r}^* . En négligeant les interactions externes à la paire avec le noyau émetteur et en se plaçant dans l'approximation des temps d'émission égaux, la fonction de corrélation peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
1 + R(p_1, p_2) &= \sum_S \rho_S \left\langle \left| \Psi_{-\vec{k}^*}^{S(+)}(\vec{r}^*) \right|^2 \right\rangle_S \\
&= 1 + \sum_S \rho_S \left\langle \left| \Phi_{\vec{k}^*}^S(r^*) \right|^2 + 2 \operatorname{Re} \Phi_{\vec{k}^*}^S(r^*) \cos \vec{k}^* \cdot \vec{r}^* - 2 \operatorname{Im} \Phi_{\vec{k}^*}^S(r^*) \sin \vec{k}^* \cdot \vec{r}^* \right\rangle_S
\end{aligned} \tag{I-48}$$

Dans la limite $v t \gg r$, une simple transformation de Lorentz nous conduit à $\vec{r}^* = -\gamma \vec{v} t$ et le terme impair en $\sin \vec{k}^* \cdot \vec{r}^*$ rend la fonction de corrélation sensible au signe de t , c'est-à-dire à l'ordre d'émission des particules.

Un autre terme impair ($\vec{k}^* \cdot \vec{r}^*$) apparaît dans le troisième argument de la fonction hypergéométrique F qui modifie l'onde plane dans le cas de deux particules chargées en interaction coulombienne (cf. Equation (I-20)).

Il est donc possible de déterminer le module mais également le signe de $\langle t \rangle$ à condition de fixer le signe du produit scalaire $\vec{k}^* \cdot \vec{v}$. Pratiquement, pour mettre en évidence et mesurer la séquence d'émission on construit le rapport des fonctions de corrélation $(1+R)_+$ et $(1+R)_-$ obtenues en sélectionnant les paires suivant le signe de leur produit scalaire $\vec{k}^* \cdot \vec{v}$.

Remarque : *La démarche intuitive du paragraphe précédent nous avait conduits à faire la sélection sur le module des vitesses des particules. En fait, dans le cas de particules de même masses (neutron-proton par exemple), on peut se convaincre très simplement que ceci est strictement équivalent à la sélection des paires, suivant le signe de $\vec{k}^* \cdot \vec{v}$ à laquelle nous venons d'aboutir. Dans le cas de deux particules de masses différentes, ces deux critères de sélection restent assez semblables, dans la mesure où la différence entre les directions des vecteurs vitesse du centre de masses de la paire $\vec{v} = \frac{\vec{P}}{M} = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2}$ et vitesse moyenne des deux particules $\bar{\vec{v}} = (\vec{v}_1 + \vec{v}_2)/2$ est faible.*

3. Exemples de calculs

Quelques exemples de calculs vont nous permettre d'illustrer et d'apprécier quantitativement cette nouvelle possibilité d'analyse. Nous allons supposer les particules émises suivant des distributions exponentielles de temps de vie identiques τ , mais dont les origines sont différentes (Figure I-11).

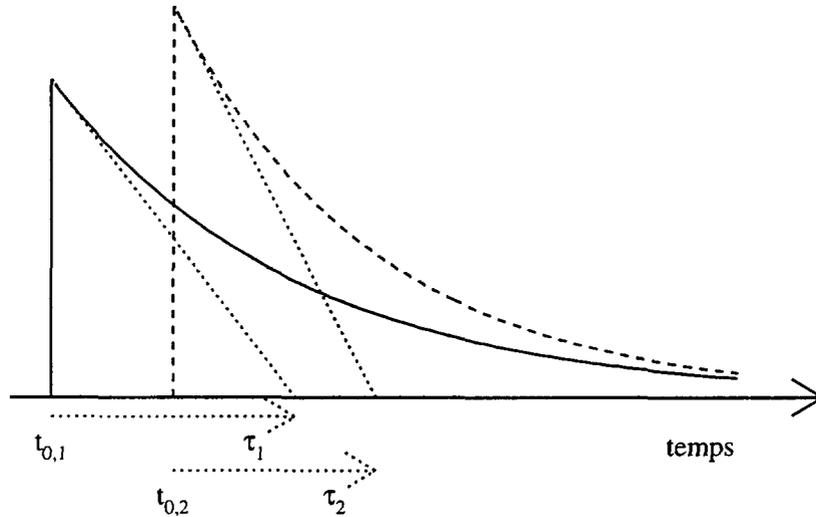


Figure I-11 Distribution en temps de l'émission de deux particules utilisée pour les calculs des fonctions de corrélation des exemples suivants (Figure I-12, Figure I-13 et Figure I-14).

Sur la Figure I-12, sont représentées des fonctions de corrélation calculées pour le couple p-d, pour des temps de vie de $\tau_p = \tau_d = 400$ fm/c et des décalages de l'origine des distributions, $t_{0,d} - t_{0,p}$, allant de -120 fm/c à +120 fm/c. Les deux fonctions de corrélations $(1+R)_+$ et $(1+R)_-$ sont comparées sur les colonnes de gauche et leurs rapports sont portés sur la colonne de droite. La fonction de corrélation s'avère être très sensible à cette différence de temps moyen entre l'émission des deux types de particules. L'évolution du rapport rend compte du signe mais aussi de l'importance du décalage absolu entre les deux distributions en temps. Naturellement pour $\langle t \rangle = 0$ le rapport vaut uniformément 1.

Des calculs réalisés dans des conditions similaires, pour le système n-p, sont portés sur la Figure I-13. Les fonctions de corrélations ne révèlent aucune sensibilité à la séquence d'émission. Ceci peut s'expliquer par le fait que seule l'interaction forte (à courte portée) est présente entre le proton et le neutron, alors que pour le couple proton-deuton l'interaction coulombienne (à longue portée) se manifeste. Pour confirmer cette interprétation, des calculs effectués pour $\tau_n = \tau_p = 100$ fm/c et des décalages de l'origine des distributions allant de -100 fm/c à +100 fm/c sont représentés sur la Figure I-14

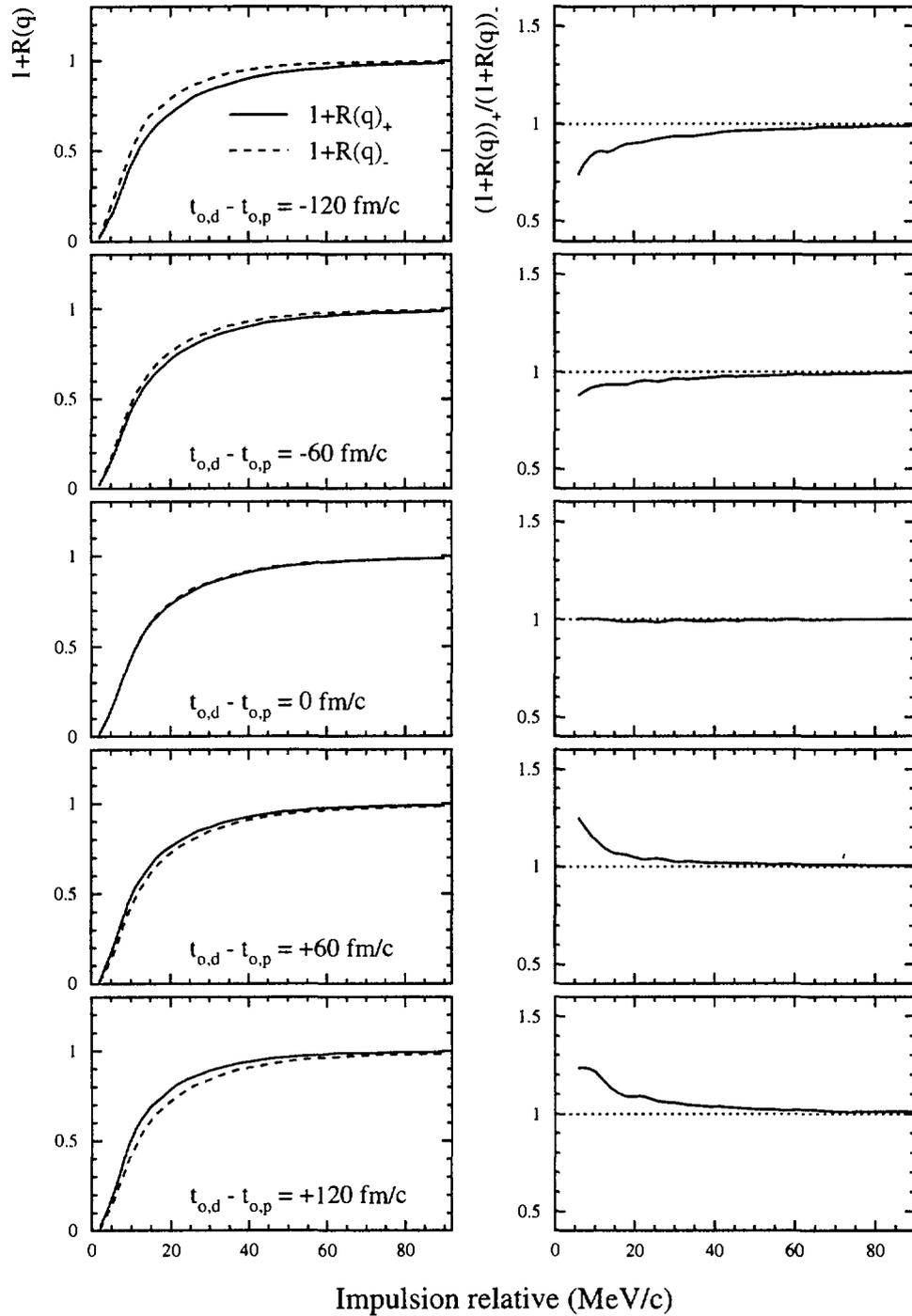


Figure I-12 : A gauche : Fonctions de corrélation p-d $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$, obtenues en sélectionnant les paires suivant le signe du produit scalaire $\vec{k}^* \cdot \vec{v}$. Les particules sont émises suivant des distributions exponentielles en temps avec $\tau=400$ fm/c. Les décalages des origines des distributions sont indiqués sur la figure. A droite : Rapport $(1+R(q))_+/(1+R(q))_-$.

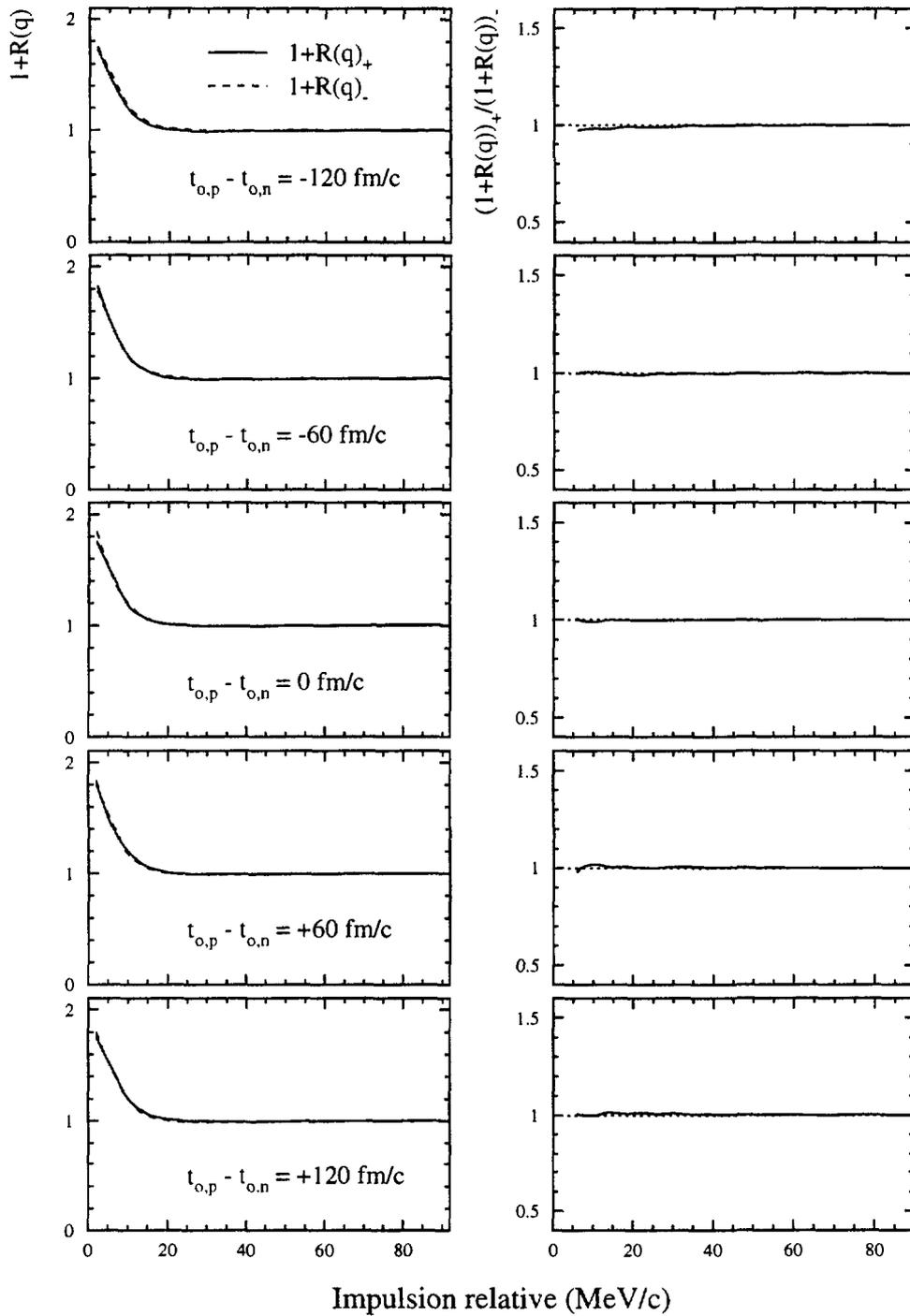


Figure 1-13 : A gauche ; Fonctions de corrélation n-p $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ obtenues en sélectionnant les paires suivant le signe du produit scalaire $\vec{k}^* \cdot \vec{v}$. Les particules sont émises suivant des distributions exponentielles en temps avec $\tau=400$ fm/c. Les décalages des origines des distributions sont indiqués sur la figure. A droite : Rapport $(1+R(q))_+ / (1+R(q))_-$.

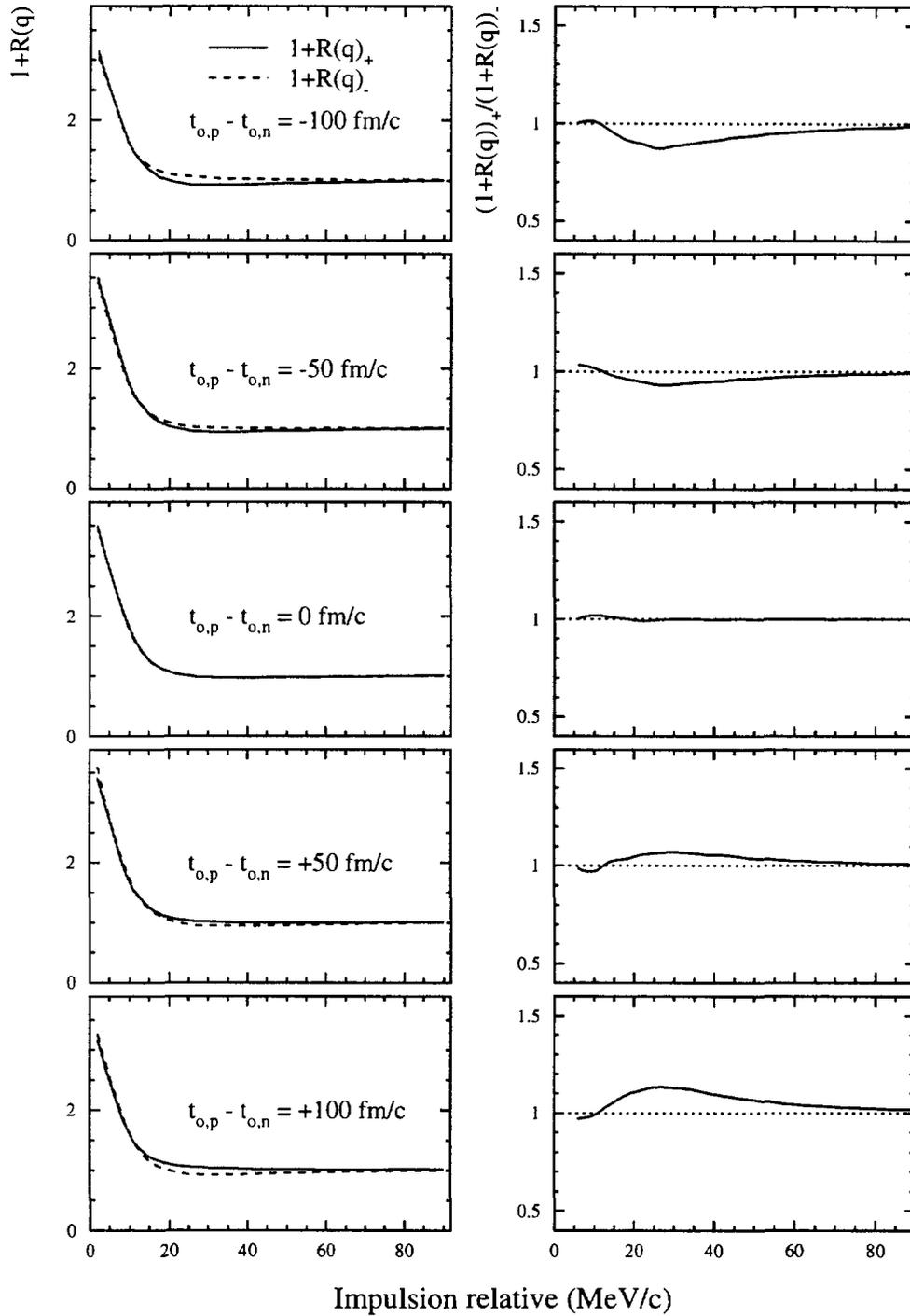


Figure I-14 : A gauche : Fonctions de corrélation n-p $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ obtenues en sélectionnant les paires suivant le signe du produit scalaire $\vec{k}^* \cdot \vec{v}$. Les particules sont émises suivant des distributions exponentielles en temps avec $\tau=100$ fm/c. Les décalages des origines des distributions sont indiqués sur la figure. A droite : Rapport $(1+R(q))_+ / (1+R(q))_-$.

Dans ce premier chapitre, nous avons décrit un modèle quantique destiné à l'étude des corrélations de particules légères. Ce modèle prend en compte non seulement les phénomènes d'interférométrie quantique et les interactions (nucléaires et coulombienne) dans l'état final entre les particules, mais également l'influence du champ coulombien de leur émetteur.

Nous avons également montré que ce modèle théorique pouvait nous permettre d'analyser de manière quantitative, la séquence d'émission des particules de types différents. Si les paires de particules subissent une interaction coulombienne mutuelle, la fonction de corrélation reste sensible à la séquence d'émission des particules pour des temps de vie longs. Par contre, si l'interaction entre les particules est exclusivement nucléaire, cette possibilité d'analyse n'est accessible que pour des temps de vie relativement courts.

L'analyse des données collectées dans l'expérience que nous allons présenter dans le prochain chapitre, sera réalisée à l'aide de ce modèle dans le chapitre III.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

Chapitre II

Mesure de particules légères en coïncidence à faible impulsion relative

Lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (10 à 100 MeV/nucléon), les interactions nucléon-nucléon entrent en compétition avec les processus collectifs. Des informations sur les mécanismes de réaction mis en jeu peuvent être obtenues en étudiant les caractéristiques (température, taille, durée de vie...) et l'évolution des noyaux chauds produits par ces collisions. Les particules légères émises lors de la désexcitation de ces noyaux peuvent nous renseigner sur leur émetteur. En particulier, l'interférométrie d'intensité s'avère être une technique puissante pour ce type d'études.

Une expérience a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) pour étudier les corrélations de particules légères à très petite impulsion relative dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/nucléon. Le choix d'un système asymétrique en cinématique inverse, et de la position angulaire moyenne du dispositif expérimental était destiné à détecter préférentiellement les particules provenant d'une source assimilable à un quasi-projectile.

A. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

Nous avons montré au chapitre I que l'interaction coulombienne (à longue portée), devient la source de corrélation dominante entre deux particules chargées lorsque la distance entre ces dernières augmente. Ainsi la fonction de corrélation reste sensible à cette interaction pour des intervalles de temps $\langle dt \rangle$ longs entre l'émission de deux particules. Cependant, la gamme d'impulsion relative révélant un effet prononcé se restreint d'autant plus à des valeurs de q faibles que $\langle dt \rangle$ augmente (cf. Figure I-5). Or, la plupart des dispositifs expérimentaux habituellement mis en oeuvre pour ce type d'études, présente des seuils en impulsion relative

de l'ordre de 5 à 10 MeV/c. Pour s'affranchir de cet obstacle un dispositif expérimental original, basé sur l'emploi du spectromètre à haute résolution SPEG [BIA89] a été utilisé [MAR93], après démonstration de la faisabilité d'une telle mesure lors d'une expérience test [SEZ93].

1. Le dispositif expérimental

Une cible de ^{48}Ti de densité surfacique 1 mg/cm^2 était bombardée par un faisceau de ^{129}Xe d'énergie cinétique 45 MeV/nuc l\u00e9on et d'intensité 50 nAe . Pour cette réaction en cinématique inverse, on attend un fort taux de protons venant de la désexcitation séquentielle du quasi-projectile autour d'un angle de 25° par rapport à l'axe du faisceau. Le système de détection, centré sur cet angle, était constitué par le spectromètre SPEG, dont l'ouverture était entourée de 12 détecteurs à cristaux scintillateurs d'iodure de césium dopés au thallium CsI(Tl) , placés dans la chambre à réaction. Le schéma du dispositif expérimental est montré sur la Figure II-1.

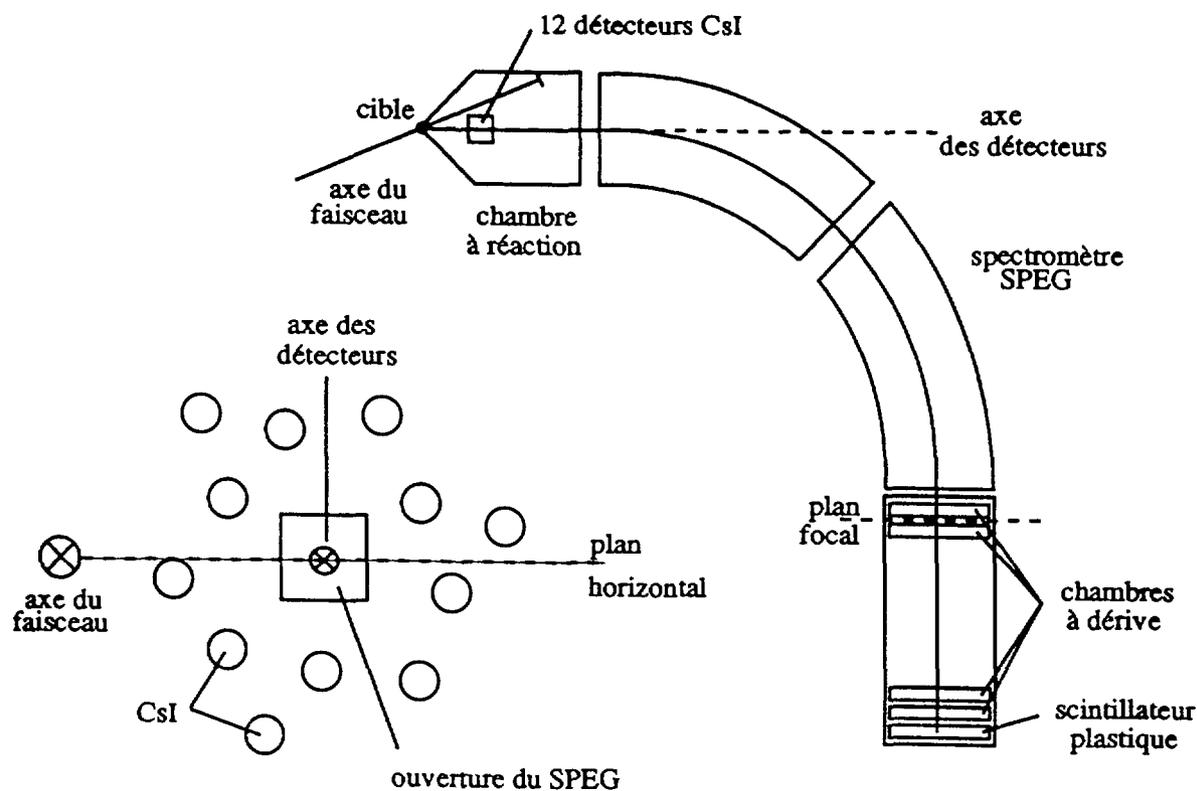


Figure II-1 : Schéma du dispositif expérimental

Le spectromètre était destiné, comme nous l'avons évoqué précédemment, à mesurer, avec une grande précision, des paires de protons en coïncidence à très petite impulsion relative. La faible acceptance angulaire ($\pm 2^\circ$) et en impulsion ($\pm 6\%$ de l'impulsion nominale) du spectromètre limite la zone des impulsions relatives mesurables d'une paire à 10 MeV/c. L'ensemble des CsI permet par contre d'étendre cette gamme au-delà de 100 MeV/c. Par ailleurs, les CsI permettent la mesure d'autres paires de particules légères à faible impulsion relative.

2. Le spectromètre et son ensemble de détection

Le spectromètre à perte d'énergie SPEG [BIA89] est constitué de deux grands ensembles magnétiques : l'analyseur, en amont de la cible, qui contrôle la focalisation et l'achromatisme du système, et le spectromètre proprement dit, constitué principalement de deux dipôles. Le faisceau étant focalisé sur la cible, la matrice de transport nous indique, qu'au premier ordre, l'écart relatif d'impulsion δ par rapport à l'impulsion nominale est essentiellement déterminé par la position x où la particule traverse le plan focal, et que les angles θ_f et ϕ_f à la sortie du spectromètre ne dépendent respectivement que des angles θ_i et ϕ_i à l'entrée (Figure II-2).

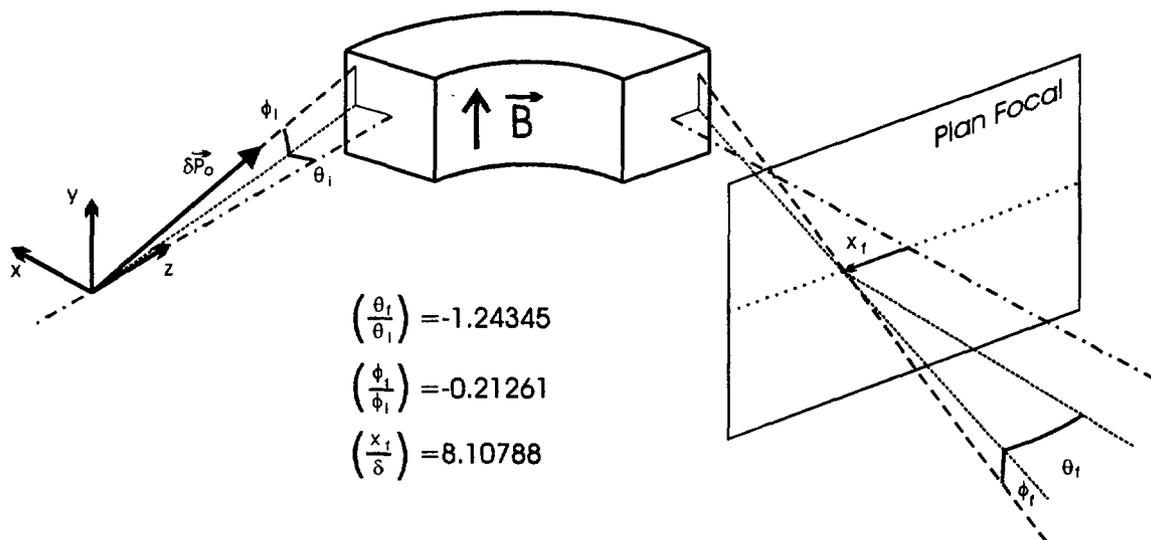


Figure II-2 : Schéma de description des caractéristiques des trajectoires à l'entrée et à la sortie du spectromètre.

En réalité, des termes d'ordre supérieur sont à l'origine de perturbations, et la détermination des caractéristiques cinématiques des particules à l'entrée du spectromètre ne peut se faire qu'après correction des différentes aberrations liées au système magnétique. La trajectoire des particules au passage du plan focal est déterminée à l'aide d'un ensemble de chambres à dérive (Figure II-3).

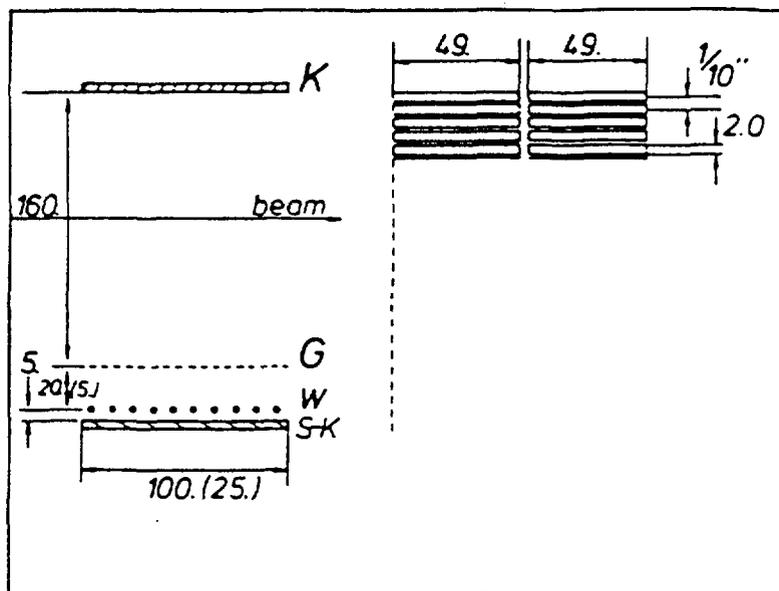


Figure II-3 : Schéma d'une chambre à dérive [VIL89]. A gauche : Vue de profil, (K cathode, G grille de Frich, W fils proportionnels, S-K cathode du compteur proportionnel) A droite : Vue détaillée partielle de la cathode S-K. L'ensemble est placé dans un caisson, délimité par deux fenêtres de mylar de $22 \mu\text{m}$ d'épaisseur, où circule du gaz isobutane.

Lors du passage d'une particule, le gaz de la chambre est ionisé, les électrons dérivent vers la grille sous l'influence de la différence de potentiel entre la grille et la cathode. La connaissance de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, et la mesure du temps de dérive, permettent de connaître la position verticale de la particule. L'ionisation secondaire, produite au voisinage du fil, où règne un champ électrique très intense, amplifie le signal de manière proportionnelle. La charge collectée par le fil est, par conséquent, proportionnelle à l'énergie déposée par la particule. Des ions secondaires sont collectés sur la cathode du compteur proportionnel. Cette cathode est constituée de lames de 1 mm de large, séparées de 2.5 mm et reliées entre elles par des lignes à retard. Le temps de propagation des signaux électriques vers les extrémités de la cathode permet de déduire la position horizontale de la particule. Deux chambres suffisent pour connaître totalement la trajectoire d'une particule simple (une seule particule détectée), et par conséquent, son point d'intersection (x_f, y_f) avec le plan focal et sa direction (θ_f, ϕ_f) . Le mode de fonctionnement des chambres implique qu'elles soient au nombre de quatre pour la détection de deux particules en coïncidence [SEZ93] [MAR93].

L'identification des particules est assurée par la mesure de l'énergie totale déposée dans un plastique scintillateur (aux extrémités duquel sont placés deux photomultiplicateurs), et de la perte d'énergie mesurée dans l'une des chambres. Notons que ces chambres,

habituellement utilisées pour la détection de noyaux lourds, ont du être optimisées pour la détection des protons. La Figure II-4 représente un diagramme *perte d'énergie* ΔE dans l'une des chambres en fonction de l'*énergie totale* E mesurée dans le détecteur plastique [MAR93]. La zone 1 contient les protons mesurés en simples, et la zone 2, les paires de protons (les autres particules ou paires de particules ne sont pas visibles sur ce diagramme car elles se trouvent en dehors de la zone représentée ici). On remarque le caractère proportionnel de l'amplitude des signaux : les valeurs moyennes de E et ΔE dans le cas d'une paire valent le double de ces mêmes quantités obtenues dans le cas de protons mesurés en simple.

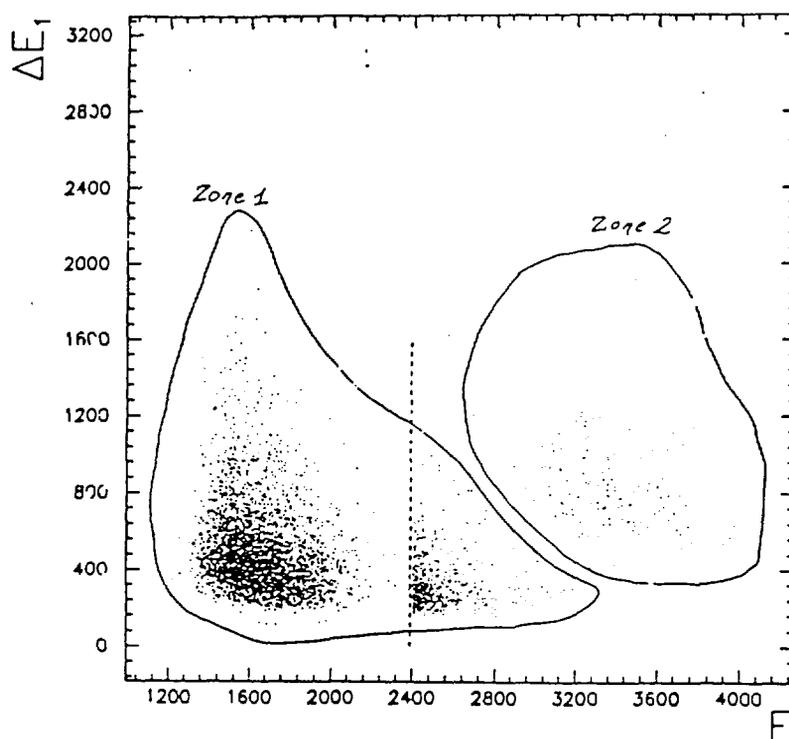


Figure II-4 : Perte d'énergie mesurée dans l'une des chambres en fonction de l'énergie déposée dans le plastique scintillateur [MAR93]

3. Les détecteurs à cristaux d'iodure de césium CsI(Tl)

Le principe de fonctionnement des détecteurs à cristaux est basé sur la scintillation par fluorescence, due à la réorganisation électronique après une perturbation engendrée par le passage d'une particule chargée. La quantité de lumière émise par unité de longueur dL/dx est reliée au pouvoir d'arrêt de la particule dE/dx par la loi empirique de Birks [BIR64]

$$\frac{dL}{dx} = \frac{s dE/dx}{1 + k_B dE/dx} \quad (\text{II-1})$$

où S est l'efficacité de scintillation, k_B est la constante de Birks caractéristique du milieu.

Les phénomènes de scintillation dans les cristaux sont en fait souvent liés aux impuretés et à leurs défauts. Les niveaux d'excitation atteints par les ions d'impuretés dépendent de la nature de la particule incidente. La décroissance de ces états excités se fait sous la forme d'émission de lumière, avec des temps de relaxation variables. Ainsi, le rapport des composantes lente et rapide de fluorescence, et la quantité totale de lumière, peuvent nous renseigner sur le type et l'énergie de la particule incidente [KNO79].

Les cristaux d'iodures de césium dopés au thallium ont été utilisés pour la détection des particules légères de charge $Z=1$ et $Z=2$. Ils présentent une bonne efficacité lumineuse de 85% de celle du NaI(Tl) (référence pour les cristaux inorganiques) et ont l'avantage d'être moins sensibles à l'humidité. Notons que les CsI non dopés ont un rendement de 3.7% seulement [BOU94].

L'information lumineuse recueillie est convertie en un signal électrique à l'aide d'un photomultiplicateur [LEO87]. La forme en temps de ce signal est le reflet des composantes lente et rapide de fluorescence (Figure II-5). La proportion des deux composantes, et par conséquent, la forme du signal électrique dépendent du type de la particule incidente. Son intensité dépend de l'énergie. Une séparation partielle des deux composantes peut être obtenue en intégrant les charges sur deux fenêtres en temps. La charge Q_R collectée pendant l'ouverture de la première fenêtre en temps, intègre presque totalement la composante rapide du signal, mais ne permet pas de l'isoler totalement. La charge Q_L intégrée sur la deuxième fenêtre provient essentiellement de la composante de fluorescence lente.

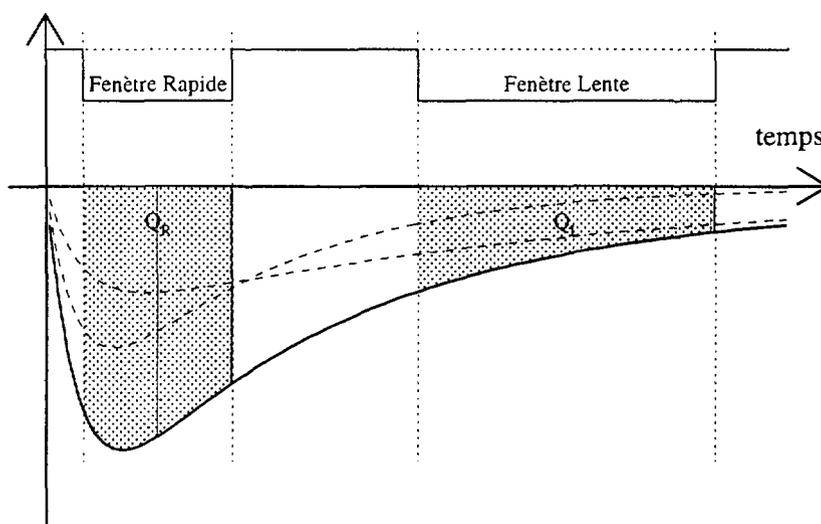


Figure II-5 : Signal délivré par un détecteur CsI et son photomultiplicateur associé.

Les spectres bidimensionnels (Q_R, Q_L) (Figure II-6) présentent des structures en lignes rassemblant les particules de même type. Ces lignes convergent vers les basses énergies. La

discrimination de forme ne peut s'appliquer qu'aux particules et fragments les plus légers. La séparation de charge n'est pas visible ici au-delà de $Z=3$. La séparation isotopique est très nette entre les protons, deutons et tritons, et partielle pour les isotopes de l'hélium, largement dominés par l' ^4He .

12 détecteurs CsI(Tl) de 4.5 cm de long et 1 cm de diamètre diaphragmés à 6 mm, ont été disposés autour de l'ouverture du SPEG, à 30 cm de la cible, dans la chambre à réaction. Chaque cristal de CsI(Tl) couvrait ainsi un angle solide de 0.3 msr. Ils étaient répartis entre 18° et 33° par rapport à la direction du faisceau. La géométrie présente un minimum de symétrie afin de ne pas favoriser des angles relatifs particuliers entre les détecteurs (voir Figure II-1), compris entre 4° et $15,5^\circ$. Ceci permet de s'affranchir, autant que possible, de la présence de structures artificielles sur les spectres en impulsion relative.

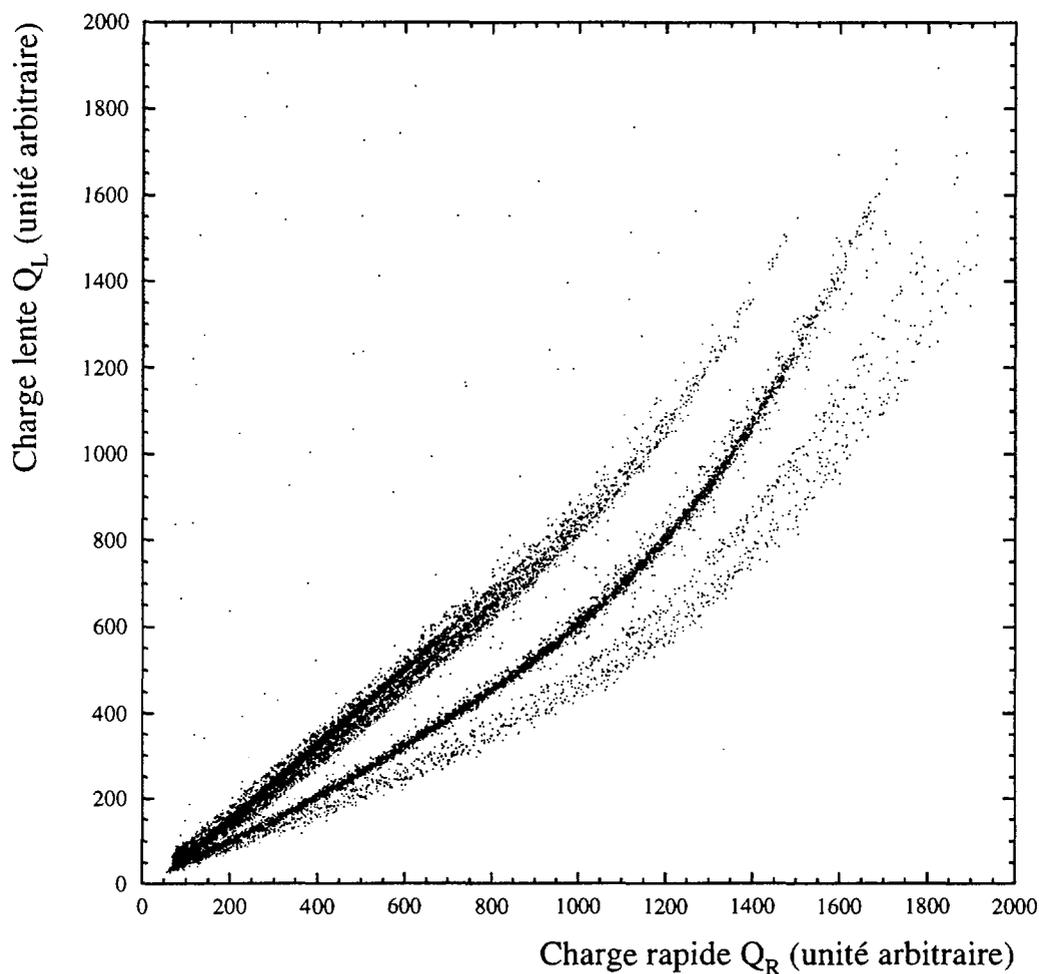


Figure II-6 : Spectres bidimensionnels (Q_R, Q_L) d'un détecteur CsI

4. Electronique de mesure et de déclenchement

L'électronique de mesure, associée aux CsI est présentée sur la Figure II-7. Elle était destinée, pour l'essentiel :

- à la détermination de la multiplicité pour la décision de l'acquisition, assurée par le discriminateur Phillips,
- à l'intégration des charges Q_R et Q_L , assurée par les codeurs de charges (QDC), sur les fenêtres en temps, communes à l'ensemble des CsI, générées dès qu'une particule est détectée,
- à la mesure de temps d'arrivée des particules par rapport à un temps de référence fourni, soit par la première particule arrivant dans un CsI, soit par le plastique scintillateur du SPEG, au cas où une particule γ est détectée. Cette mesure est assurée par les codeurs de temps (TDC)

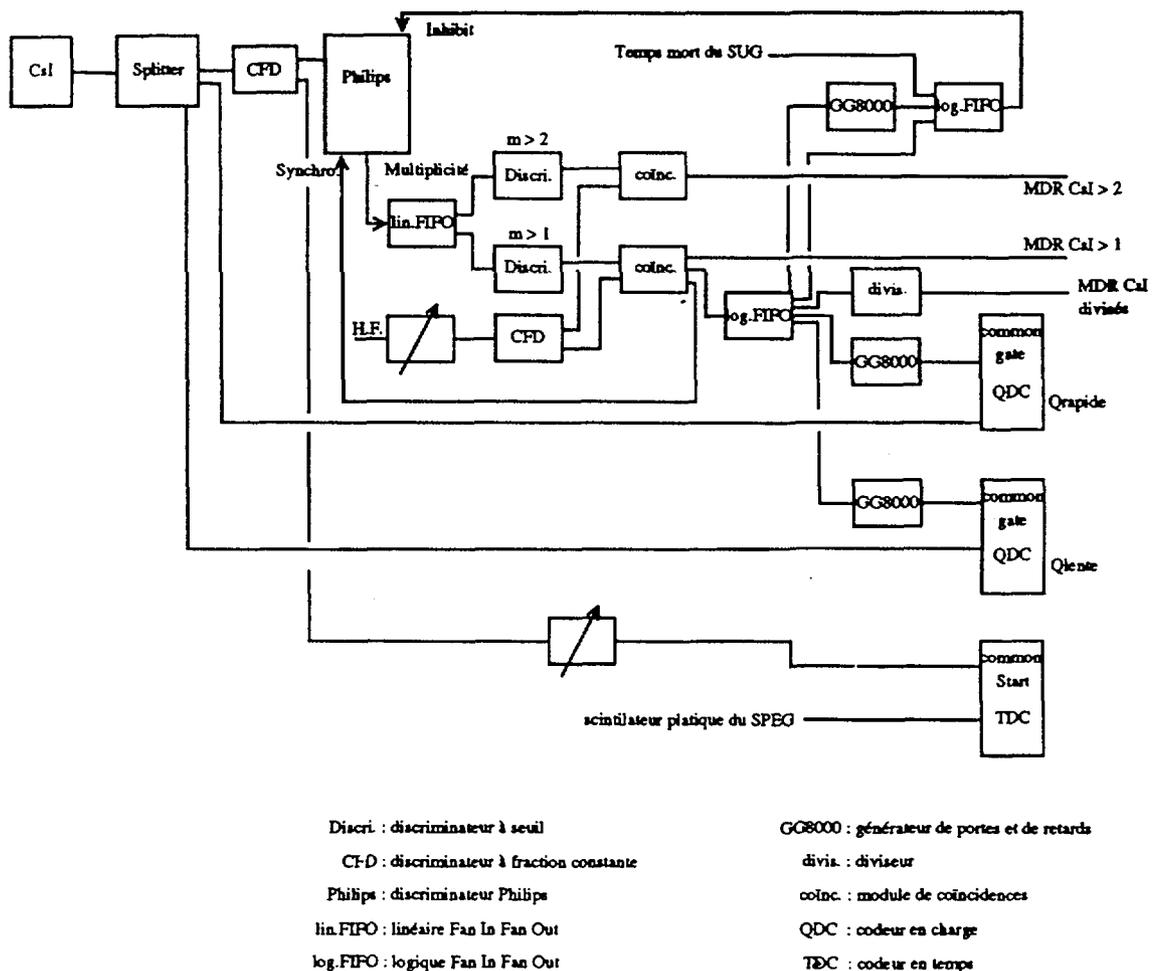


Figure II-7 : Schéma simplifié de l'électronique associée aux détecteurs CsI

L'ensemble des détecteurs couvrant un angle solide très réduit (≈ 8.5 msr), la probabilité de détection d'une paire de particules en coïncidence est très inférieure à la probabilité de détection d'une particule simple (une seule particule mesurée dans l'ensemble du dispositif expérimental). L'électronique de décision permettait de déclencher l'enregistrement des événements suivant différents niveaux de priorité. Toutes les paires mesurées dans le SPEG étaient conservées. Les coïncidences de deux particules détectées dans les CsI étaient également toutes enregistrées au début de l'expérience, mais un rejet de 9/10 a été appliqué au cours de la prise de données, de manière à privilégier l'acquisition des paires mesurées dans le SPEG. Un taux de rejet élevé de 299/300 était appliqué sur toutes les particules simples, qu'elles soient mesurées dans un CsI ou dans le SPEG.

B. IDENTIFICATION DES PARTICULES ET ÉTALONNAGE EN ENERGIE DES DETECTEURS CSI

L'analyse des données prélevées par le SPEG est décrite en détail dans la référence [MAR93]. Nous allons donc consacrer cette partie à l'identification des particules mesurées dans les scintillateurs CsI, et à leur étalonnage en énergie. L'identification des particules consiste à déterminer leur type à partir des lignes auxquelles elles appartiennent sur un diagramme (Q_R, Q_L) . L'étalonnage en énergie permet de relier, pour un type de particule donné, la charge Q_L (ou Q_R) à l'énergie de la particule.

1. Identification des particules

Les spectres bidimensionnels (Q_R, Q_L) varient selon le détecteur. En effet, la qualité du cristal, l'alimentation du photomultiplicateur, et le couplage entre le CsI et le photomultiplicateur ne peuvent être reproduits strictement de façon identique d'un détecteur à l'autre.

Des algorithmes d'identification automatiques des particules sur un diagramme (Q_R, Q_L) ont été proposés [GHI94][GOU96]. De telles méthodes s'avèrent intéressantes lorsqu'un grand nombre de détecteurs est mis en jeu dans l'expérience. Elles nécessitent néanmoins une grande stabilité et un grand pouvoir de discrimination des détecteurs. Le petit nombre de CsI utilisés dans notre expérience ainsi que la qualité et la stabilité médiocre de certains d'entre eux, nous ont conduits à préférer une méthode d'identification « manuelle ».

Les lignes de vallées, frontières séparant les différents types de particules (Figure II-8) ont été obtenues point par point, et approximées par des fonctions polynomiales $Q_L=f(Q_R)$. Notre intérêt se portera uniquement sur 4 types de particules : les isotopes de l'hydrogène (proton, deuton, triton) et sur l' ^4He (particule α). Les autres isotopes de l'hélium, ^3He et ^6He , n'apparaissent qu'en trop faible quantité, pour être exploitables. De plus, la discrimination entre ces particules et les ^4He n'est pas possible à basse énergie. Aucune séparation n'est possible pour les particules de charges $Z \geq 3$.

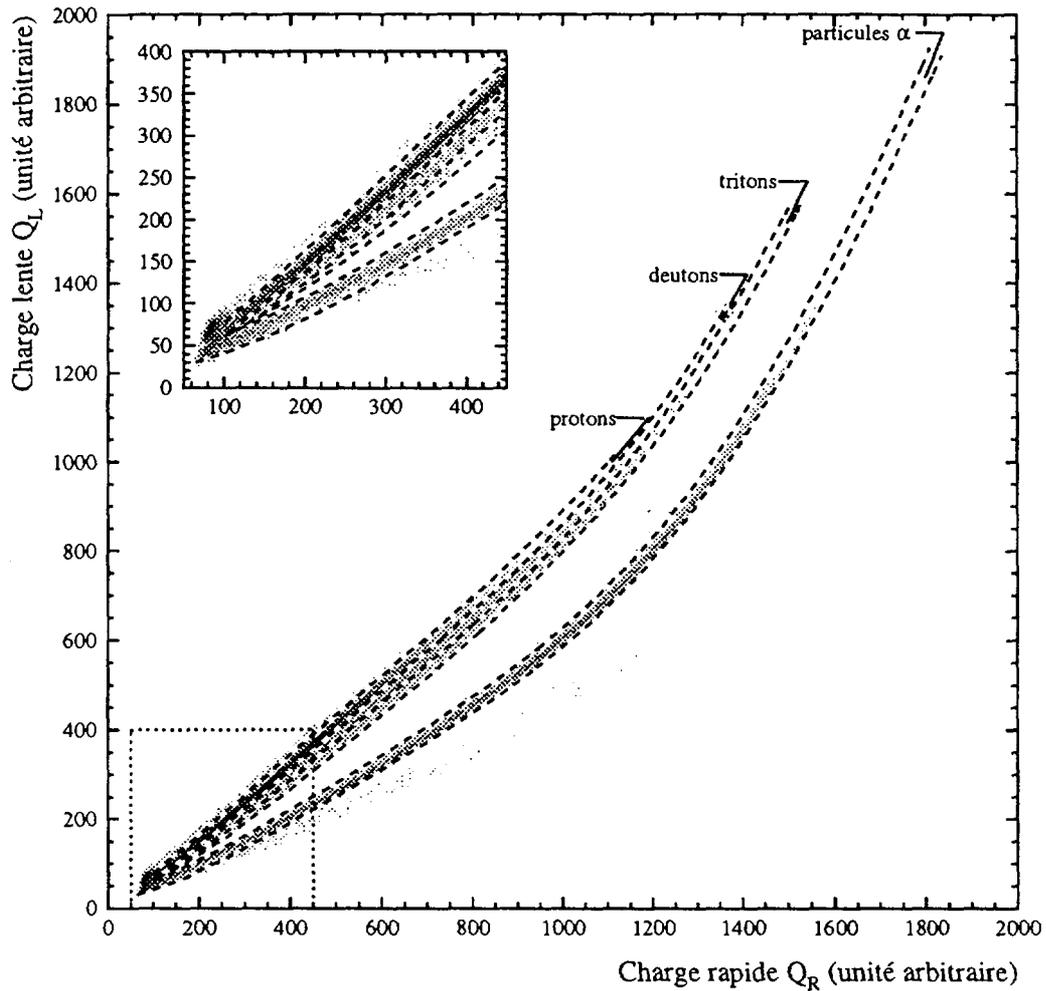


Figure II-8 : Lignes d'identification sur la matrice (Q_R, Q_L) d'un détecteur CsI.

L'identification d'une particule est quasi-certaine lorsque son point représentatif sur la matrice (Q_R, Q_L) se trouve sur une ligne de crête. Par contre, si le point est proche d'une ligne de vallée, l'identification est d'autant moins fiable que la discrimination est moins marquée. Afin de garder une trace de la qualité de l'identification d'une particule, on définit la quantité S , comprise entre -1 et +1, qui permet de déterminer la position d'un point par rapport aux lignes de vallées supérieure ($S=-1$) et inférieure ($S=+1$). Les distributions présentées sur la Figure II-9, nous permettent de sélectionner les particules suivant la qualité de l'identification atteinte pour chaque détecteur, et sa stabilité au cours du temps. Si le détecteur permet une bonne discrimination (Figure II-9a), on peut conserver la quasi-totalité des particules, alors que dans le cas inverse (Figure II-9b), on est contraint d'en rejeter beaucoup à proximité des lignes de vallées pour assurer une identification correcte.

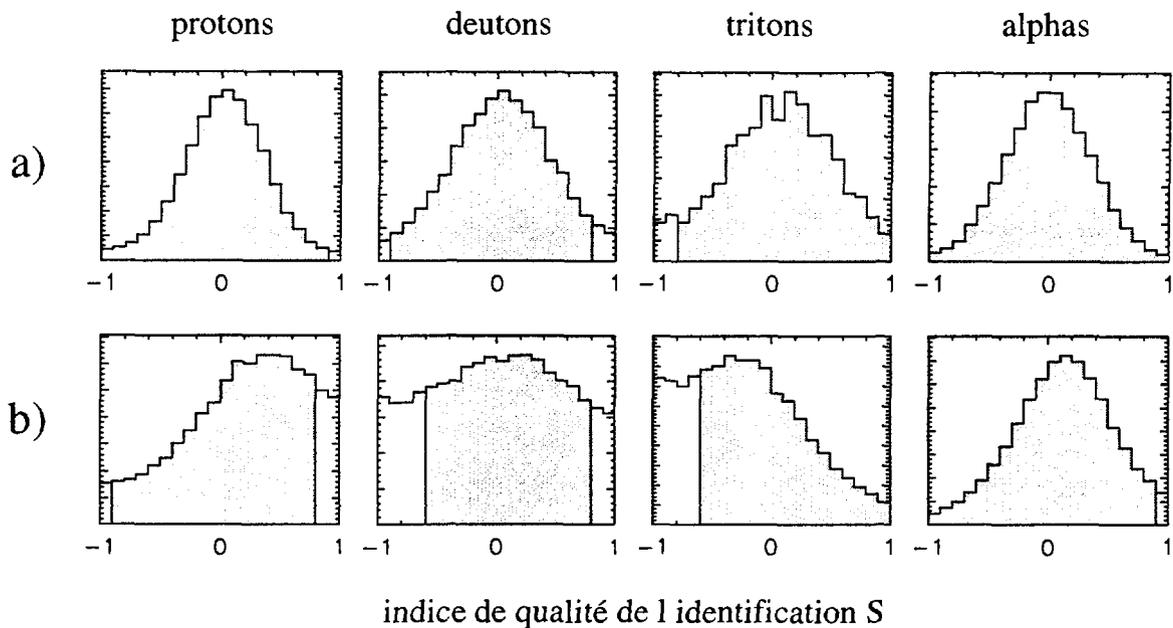


Figure II-9 : Distributions des particules identifiées en fonction de la grandeur S (définie dans le texte), obtenues pour un détecteur de bonne qualité (a), et pour le détecteur présentant les plus grandes fluctuations (b). Ces distributions sont construites pour les particules d'énergie moyenne.

A cause de dérives systématiques, plus ou moins importantes suivant les détecteurs, observées tout au long de l'expérience, différents jeux de lignes de vallées ont du être tracés pour chaque CsI. En effet, on voit sur la Figure II-10 qu'un jeu de lignes défini pour le début de la prise de données, n'est pas utilisable pour des données prélevées par le même CsI à la fin de l'expérience. De tels changements dans le comportement des détecteurs n'ont pas pu être expliqués. Par ailleurs, on a remarqué que la qualité de la discrimination de l'ensemble des CsI a été assez fortement altérée en fin d'expérience.

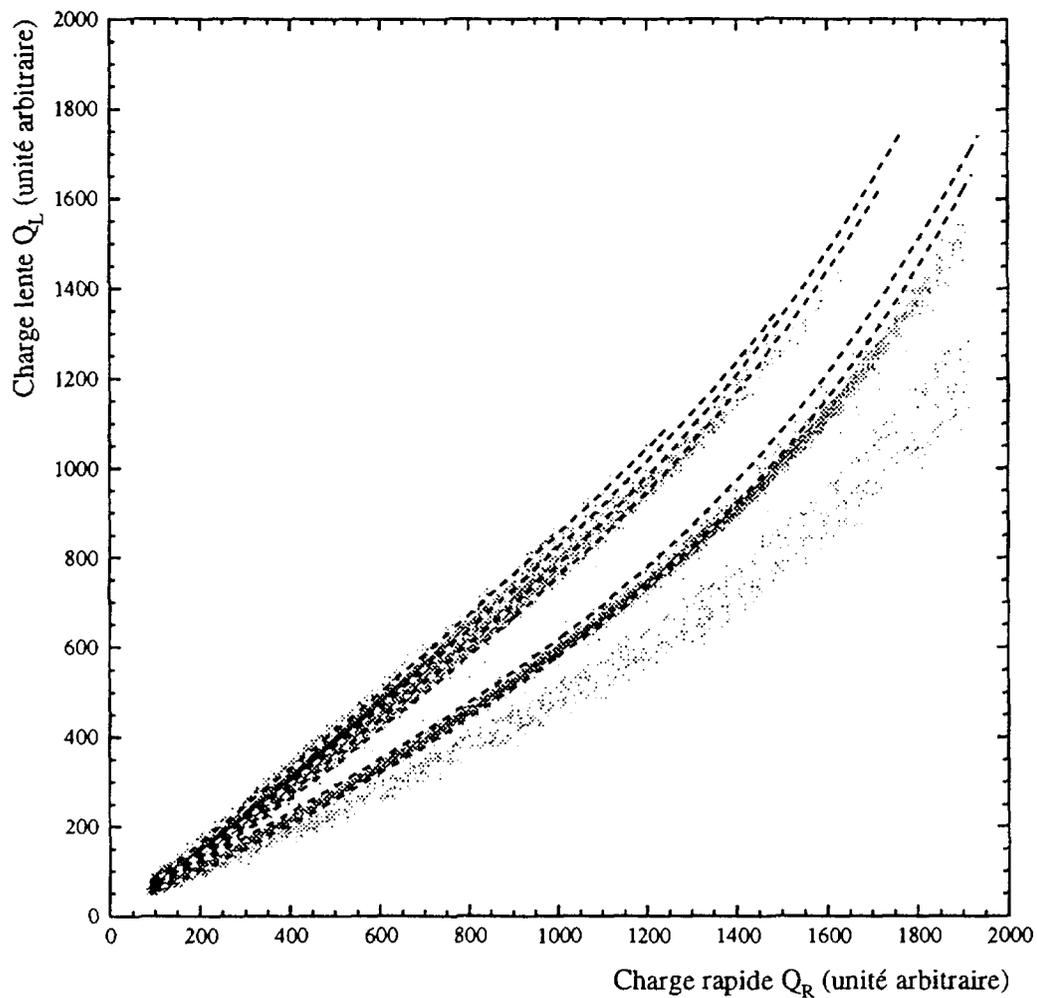


Figure II-10 : Dérives observées sur les CsI durant l'expérience.

Une autre anomalie, liée à la multiplicité de l'événement, a été observée. Un décalage systématique entre les diagrammes (Q_R, Q_L) apparaît selon que les particules ont été mesurées en simple ou en coïncidence, et ceci pour l'ensemble des CsI. Nous avons donc été amenés à utiliser des jeux de lignes différents suivant la multiplicité de la mesure. La Figure II-11 montre, pour l'un des CsI, la superposition des deux jeux de lignes. On voit que la différence apparaît essentiellement sur le haut des lignes.

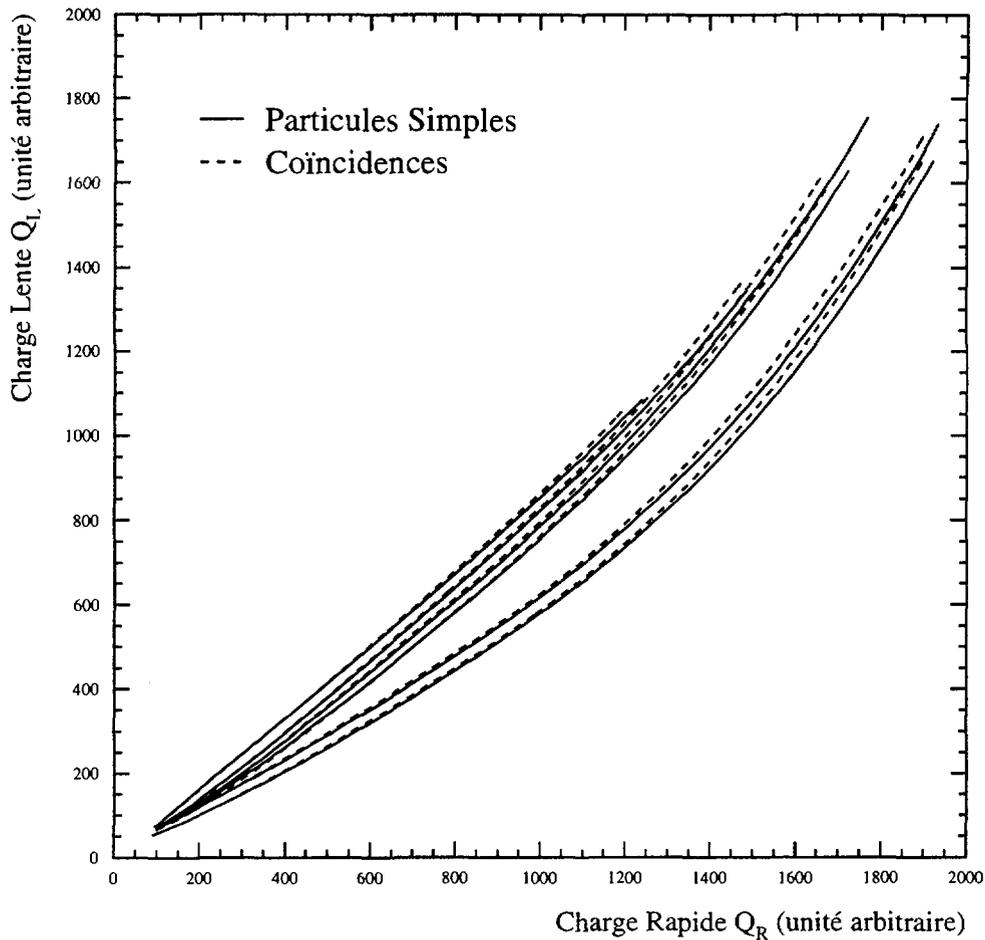


Figure II-11 : Comparaison des lignes d'identification pour les particules simples et pour les coïncidences.

2. Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie des détecteurs consiste à établir une relation entre l'énergie déposée par une particule arrêtée dans un CsI, et l'une des charges Q_R ou Q_L mesurée en unité arbitraire. Cette opération est, comme la phase d'identification, dépendante du détecteur considéré. Deux méthodes différentes ont été employées pour réaliser ce travail. La première consiste à détecter des particules avec différentes énergies bien déterminées, provenant d'un faisceau secondaire. Malheureusement, un certain nombre des détecteurs n'ont pas pu être calibrés par cette méthode car ils n'ont pas été suffisamment touchés par le faisceau. Aussi, nous avons été conduits à développer une méthode de calibration exclusivement hors ligne, basée sur des résonances connues de certaines fonctions de corrélation.

a) Calibration par un faisceau secondaire

Des particules de charges $Z=1$ et $Z=2$ sont produites en grande quantité lors de l'irradiation d'une cible épaisse par un faisceau d'ions lourds. Leur énergie est distribuée sur un spectre continu. Un spectromètre analyseur permet de sélectionner des particules d'énergie bien déterminée en fonction de sa rigidité magnétique $B\rho$. Au GANIL, l'achromateur α , qui assure la jonction entre l'accélérateur et les salles d'expériences, permet de faire cette analyse. Une cible épaisse est donc placée entre le cyclotron CSS2 et l'achromateur, dont la rigidité magnétique est réglée en fonction de l'énergie désirée pour les particules du faisceau secondaire. L'énergie des particules de charge Z et de masse A s'écrit :

$$E(Z, A) = \frac{Z^2}{2A} (B\rho)^2 = \frac{Z^2}{A} E_p \quad (\text{II-2})$$

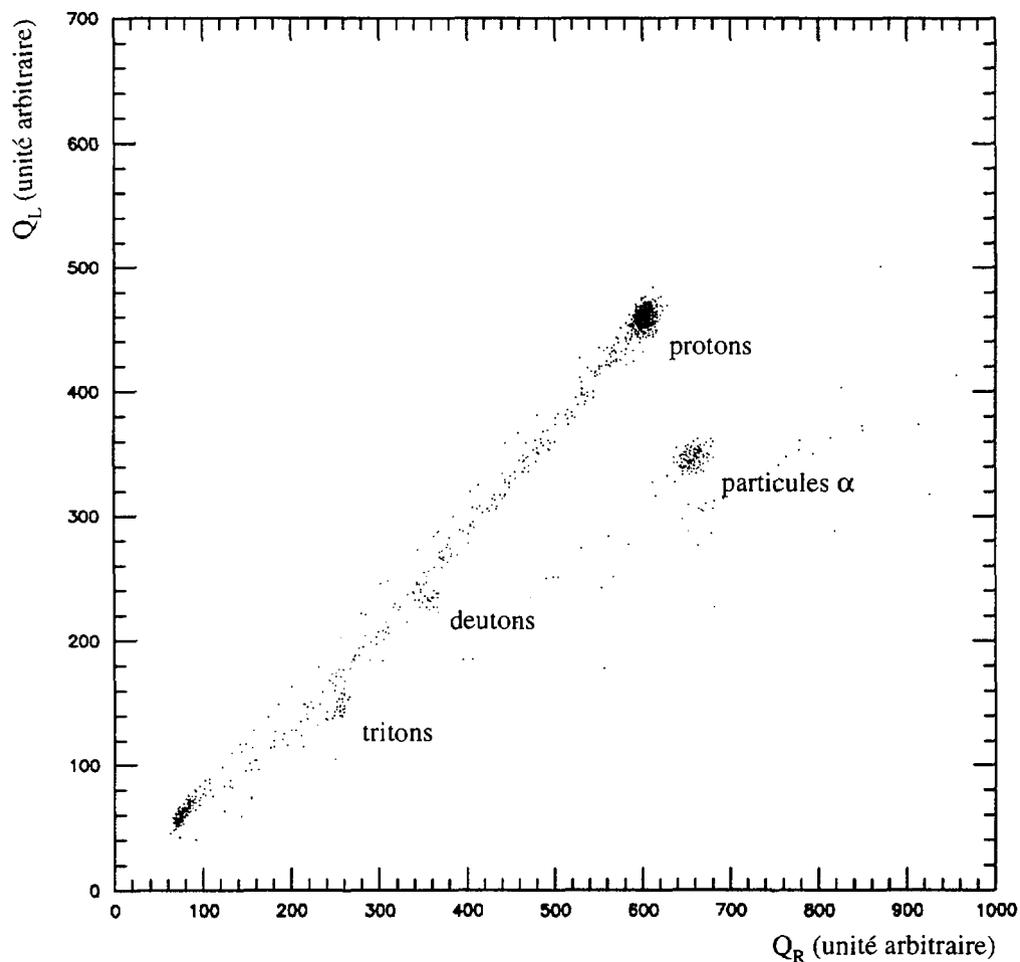


Figure II-12 : Points de calibration pour les protons d'énergie 50 MeV, les deutons d'énergie 25 MeV, les tritons d'énergie 17 MeV et les particules α d'énergie 50 MeV.

où E_p est l'énergie des protons. Ainsi pour une énergie donnée E_p des protons, le faisceau comporte également des deutons d'énergie $E_d=E_p/2$, des tritons d'énergie $E_t=E_p/3$, et des particules α de même énergie que les protons $E_\alpha=E_p$. Des prises de données ont été effectuées pour $E_p=11, 16, 22, 30, 40, 44, 50$ et 65 MeV. Dans la chambre à réaction, la cible de titane était retirée et les CsI étaient rassemblés le plus possible à l'avant. Le faisceau secondaire était défocalisé afin que les particules atteignent l'ensemble des détecteurs. La Figure II-12 a été obtenue pour un faisceau dont l'énergie des protons était fixée à 50 MeV. On y voit distinctement les protons, les deutons (25 MeV), les tritons (17 MeV) et les particules α (50 MeV). On obtient les courbes d'étalonnage des détecteurs en portant l'énergie connue de chaque type de particules en fonction de la charge moyenne Q_L collectée (Figure II-13).

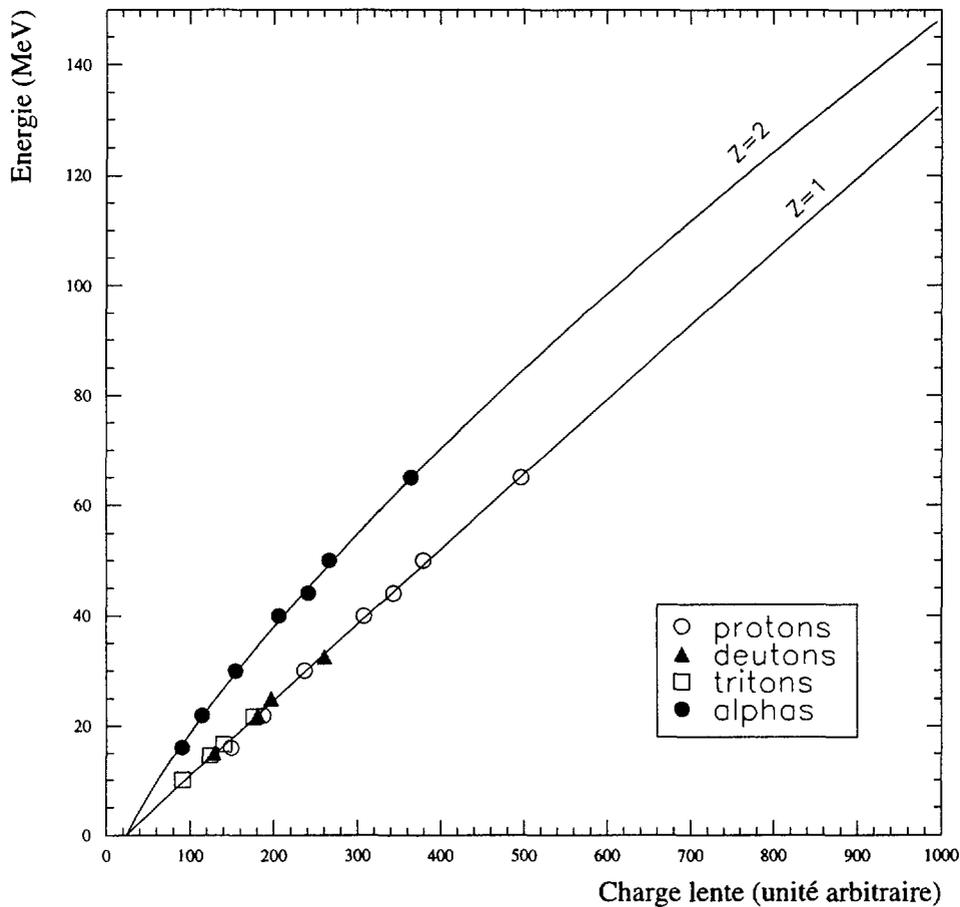


Figure II-13 : Courbes d'étalonnage en $Z=1$ et $Z=2$ pour l'un des CsI.

Les points de calibration de tous les isotopes de charge $Z=1$ sont répartis sur une même courbe, donc le même étalonnage est valable pour les protons, les deutons et les tritons. Etant donné que les points de calibration de plus grande énergie sont à 65 MeV seulement, il est indispensable d'employer une paramétrisation stable en extrapolation :

$$E = E_o + cQ_L^\alpha \quad (\text{II-3})$$

b) Calibration à l'aide des résonances

L'ensemble des CsI n'a pu être étalonné par la technique décrite au paragraphe précédent car beaucoup de points de calibration n'étaient pas visibles, ou bien très mal localisés. Nous avons donc dû développer une méthode originale pour étalonner ces détecteurs afin de ne pas perdre une quantité importante des données.

Les fonctions de corrélation d- α et α - α présentent des résonances connues, très prononcées (Figure II-14). La résonance principale pour le couple d- α , centrée sur une valeur d'impulsion relative de 42 MeV/c, est due à la décroissance du noyau de ${}^6\text{Li}$ d'énergie d'excitation $E^*=2.186$ MeV. Le premier et le troisième pic, sur la fonction de corrélation α - α , respectivement à 19 MeV/c et 108 MeV/c, résultent de la décroissance de l'état fondamental et d'un état excité ($E^*=3.04$ MeV) du ${}^8\text{Be}$. Le pic visible légèrement en dessous de 50 MeV/c est le reflet de la désexcitation du ${}^9\text{Be}^*$ ($E^*=2.49$ MeV) en un neutron et deux particules α (le neutron n'est pas détecté).

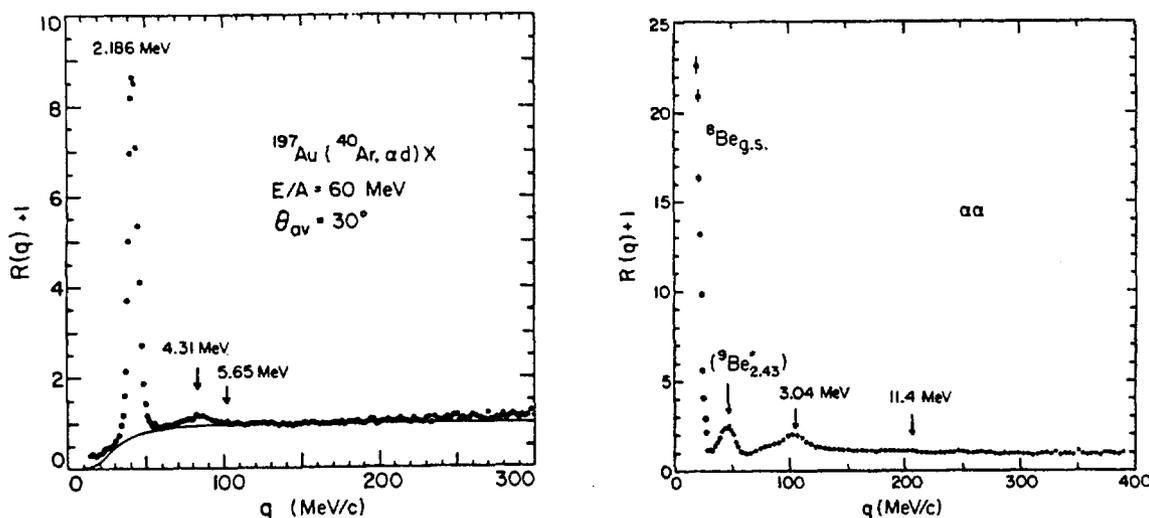


Figure II-14 : Fonctions de corrélation d- α (a) et α - α (b) [POC87]

Pour un couple de scintillateurs CsI donné, séparés d'un angle θ , l'impulsion relative d'une paire de particules dépend des énergies E_1 et E_2 mesurées dans chacun des détecteurs. La Figure II-15 représente, pour les couples d- α et α - α , les iso-contours d'impulsion relative en fonction de E_1 et E_2 , pour deux valeurs de l'angle θ . Sur de tels diagrammes, les paires de particules provenant de la décroissance de fragments doivent se répartir le long d'iso-contours d'impulsion relative déterminée.

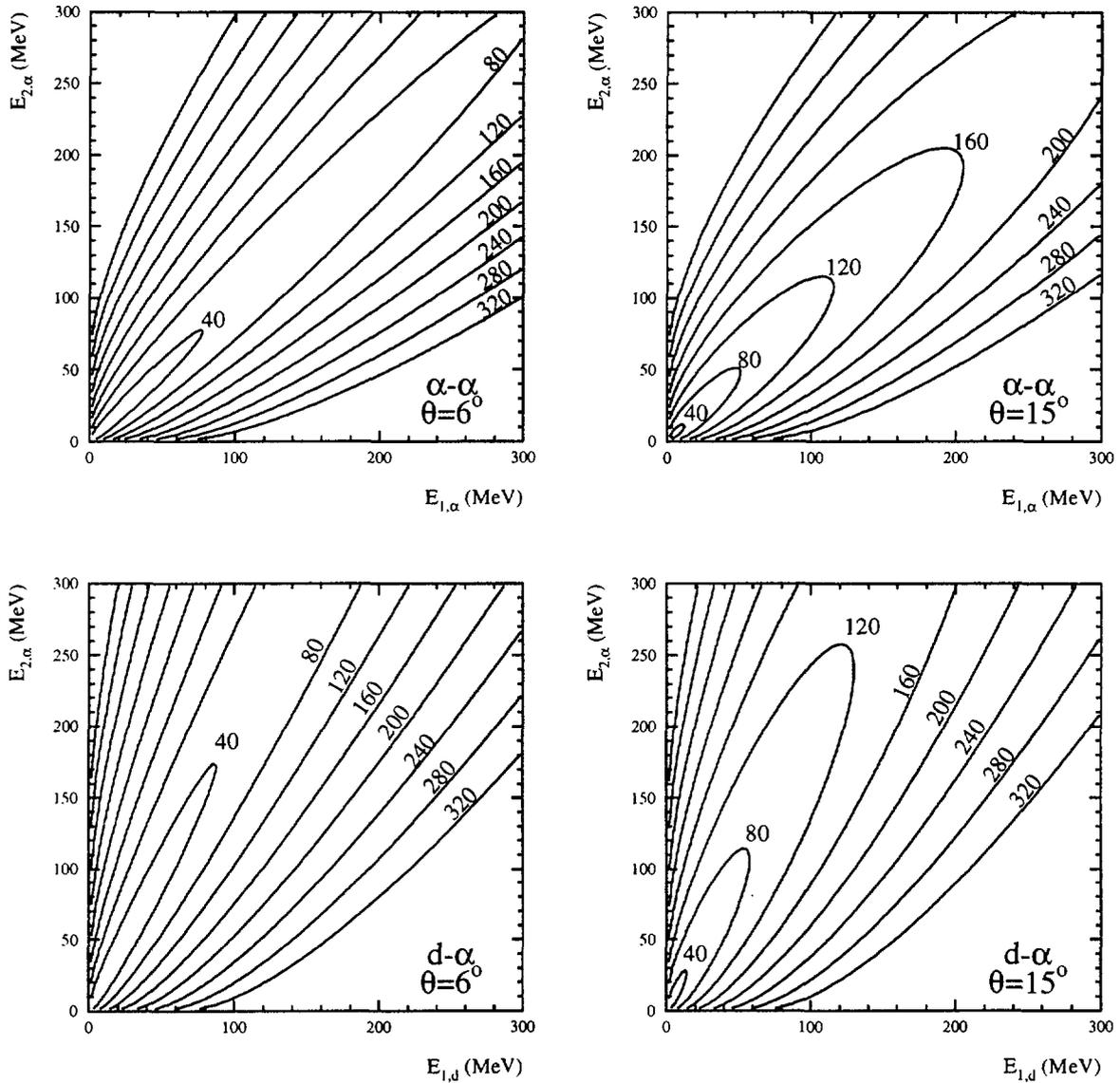


Figure II-15 : Iso-contours d'impulsion relative pour les couples α - α (en haut) et d- α (en bas), en fonction de l'énergie des deux particules formant un angle relatif de 6° (à gauche) et 15° (à droite). Les valeurs des iso-contours sont indiquées sur la figure en MeV/c

En l'absence de calibration, on peut représenter l'ensemble des paires mesurées sur des spectres bidimensionnels, en fonction des charges Q_L (ou Q_R) collectées dans les deux détecteurs. Des structures liées à la décroissance de fragments doivent être observées, et ainsi nous permettre d'établir l'étalonnage des CsI.

(1) Calibration des particules α

Considérons deux détecteurs a et b , touchés par des particules α d'énergie E_a et E_b . Sur un diagramme (E_a, E_b) , les iso-contours d'impulsion relative, doivent présenter une symétrie par rapport à la première bissectrice, puisque les deux particules sont de même type (Figure II-15). Les scintillateurs CsI et leur photomultiplicateur associé n'ayant pas des réponses strictement identiques, les spectres bidimensionnels (Q_{La}, Q_{Lb}) ne présentent pas, *a priori*, cette caractéristique. Après avoir corrigé la réponse des détecteurs afin de rétablir la symétrie sur les diagrammes (Q_{La}, Q_{Lb}) , nous allons établir un étalonnage $E=f(Q_L)$ commun à l'ensemble des CsI.

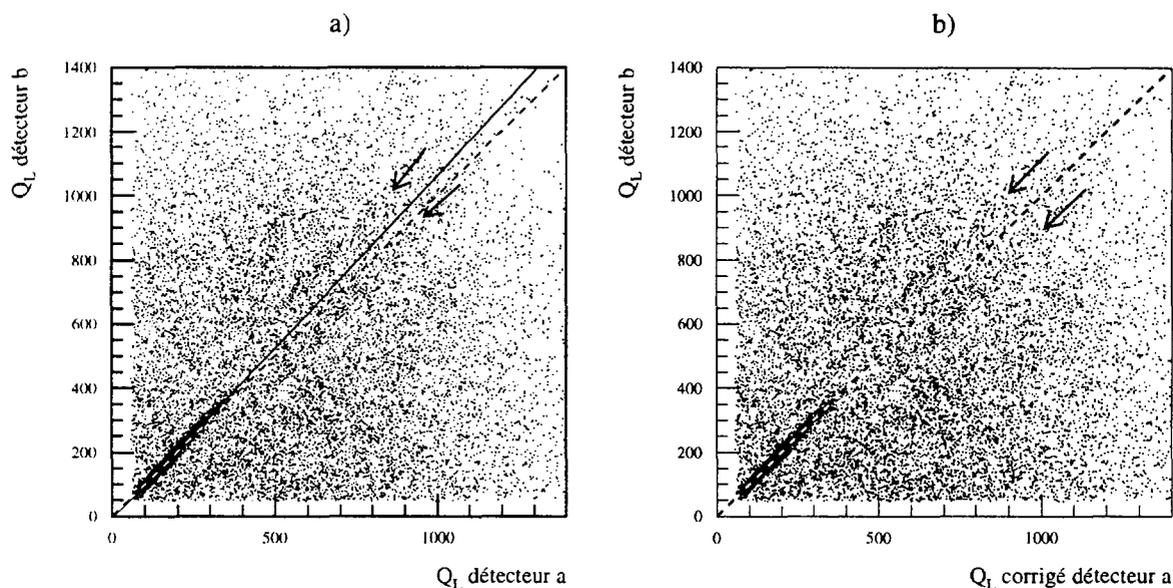


Figure II-16 : spectres bidimensionnels en fonction des charges Q_{La} et Q_{Lb} collectées dans deux détecteurs a et b séparés d'un angle de 4° , ayant détecté en coïncidence deux particules α , avant (a) et après correction (b). Les tirets représentent la ligne $Q_{Lb}=Q_{La}$, et la ligne continue correspond à l'égalité des énergies des deux particules.

La Figure II-16a représente la matrice (Q_{La}, Q_{Lb}) obtenue avec les particules α mesurées en coïncidence dans deux détecteurs a et b séparés d'un angle de 4° . Une structure allongée intense, correspondant à la résonance de l'état fondamental du ^8Be , apparaît pour les faibles valeurs de Q_{La} et Q_{Lb} . On distingue également deux branches correspondant au pic du ^9Be . La courbe en traits pleins, $Q_{Lb}=f_{ab}(Q_{La})$ représente la ligne où les deux particules ont la

même énergie. Cette fonction nous permet de corriger la charge Q_L du détecteur a pour qu'on puisse lui appliquer le même étalonnage qu'au détecteur b . En effet, après correction (Figure II-16b), les structures deviennent symétriques par rapport à la première bissectrice. Cette procédure n'est applicable que pour des couples de détecteurs proches car les structures disparaissent à mesure que l'angle entre les deux CsI augmente. Pour corriger l'ensemble des détecteurs, par rapport à un seul détecteur CsI de référence (présentant le plus large spectre en énergie), il faut donc procéder en plusieurs étapes.

Nous allons procéder de manière itérative, afin d'obtenir l'étalonnage commun à l'ensemble des détecteurs CsI. L'impulsion relative d'une paire de particules α de même énergie E_o , mesurées par deux détecteurs séparés d'un angle θ vaut :

$$q_o = \sqrt{2mE_o} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{II-4})$$

On commence par utiliser une calibration arbitraire

$$E_e = f_e(Q_L) = a_e + b_e Q_L^{c_e} \quad (\text{II-5})$$

avec des paramètres d'essai a_e , b_e et c_e . Par conséquent, sur la fonction de corrélation, les pics vont apparaître à des positions incorrectes en impulsion relative (Figure II-17a). A partir de cette position on peut remonter à l'énergie E_e :

$$E_e = \frac{q^2}{2m \sin^2 \theta/2} \quad (\text{II-6})$$

puis à Q_{Lo} :

$$Q_{Lo} = \left(\frac{E_e - a_e}{b_e} \right)^{1/c_e} \quad (\text{II-7})$$

En réalité, l'énergie des deux ^2He au sommet de l'iso-contour q_o vaut

$$E_o = \frac{q_o^2}{2m \sin^2 \theta/2} \quad (\text{II-8})$$

On dispose alors d'un point (Q_{Lo}, E_o) de la courbe de calibration. Pour obtenir un ensemble de points suffisant sur cette courbe, on applique cette procédure pour les différentes valeurs de l'angle relatif θ entre les détecteurs, et pour les trois résonances visibles de la fonction de corrélation α - α . Une nouvelle paramétrisation peut alors être obtenue à partir de l'ensemble de ces points (Figure II-18). En pratique, plusieurs itérations sont nécessaires, car une mauvaise calibration n'entraîne pas seulement le déplacement des pics, mais également un élargissement, ce qui rend la détermination de la position de leur centroïde moins certaine. La fonction de corrélation α - α obtenue avec la calibration correcte est représentée sur la Figure II-17b.

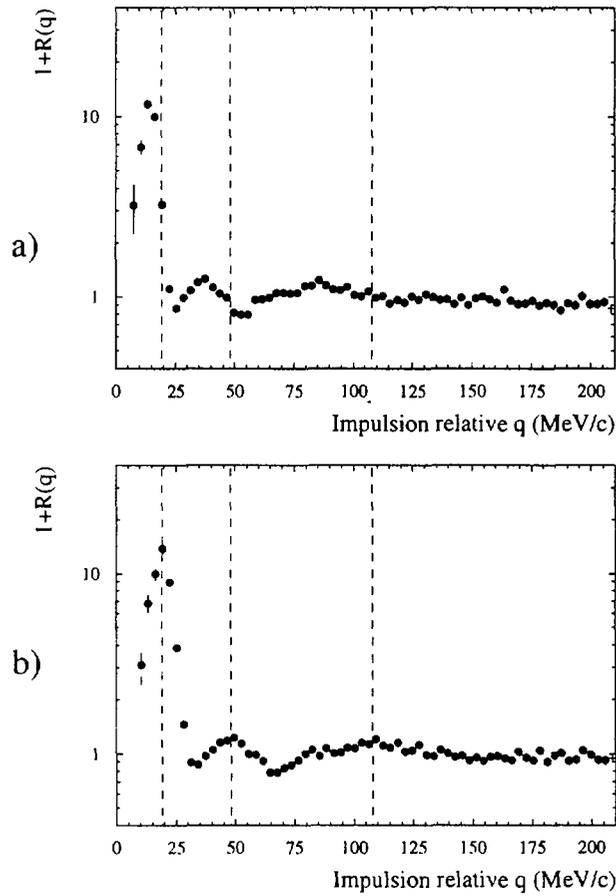


Figure II-17 : Fonctions de corrélation α - α obtenue avec une calibration arbitraire des CsI (a), et avec la calibration correcte (b)

Remarques : Le premier pic (à 19 MeV/c) n'est présent que pour les couples de détecteurs à faible angle relatif. D'autre part, des résonances visibles sur la fonction de corrélation peuvent correspondre à des iso-contours dont les sommets sont situés bien au-delà des énergies atteintes. On n'a pas utilisé de tels points car ils ne présentent pas d'intérêt et ils risquent de fausser la paramétrisation de la courbe.

On va pouvoir, à présent, utiliser la calibration des particules α qui vient d'être établie pour obtenir celle des particules de charge $Z=1$.

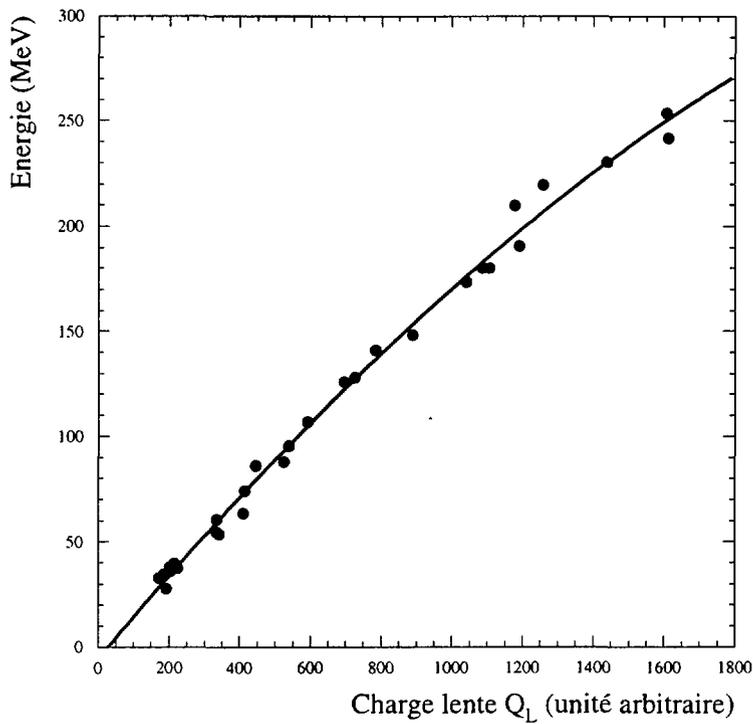


Figure II-18 : Courbe de calibration du CsI de référence pour les ^4He .

(2) Calibration des deutons

La résonance à 42 MeV/c de la fonction de corrélation d- α est nettement visible sur un spectre bidimensionnel (Q_{Ld}, E_α) (Figure II-19) où l'énergie des particules α mesurées dans un CsI est portée en fonction de la charge Q_L des deutons mesurés en coïncidence dans un second détecteur placé à un angle relatif θ . Si les détecteurs sont rapprochés, l'énergie des particules n'est pas suffisamment élevée pour que le sommet des iso-contours soit atteint ; on observe alors simplement deux branches qui parcourent l'ensemble du spectre en Q_L des deutons (Figure II-19a). Si l'ouverture angulaire est suffisante, la partie haute des iso-contours est observable (Figure II-19b). Pour une énergie donnée des particules α , deux énergies des deutons permettent d'obtenir une impulsion relative de la paire de 42 MeV/c. Les valeurs de Q_L peuvent être relevées sur le spectre bidimensionnel, et les énergies, calculées à partir de q_0 , θ et E_α . Pour la calibration des deutons, on doit procéder détecteur par détecteur, mais on peut néanmoins utiliser les coïncidences obtenues avec les particules α mesurées dans n'importe quel autre scintillateur CsI. Une courbe de calibration pour les deutons est présentée sur la Figure II-20, pour l'un des détecteurs CsI. En s'appuyant sur les observations faites lors de la calibration avec les particules secondaires (Figure II-13), on utilisera, pour chaque détecteur, le même étalonnage pour l'ensemble des isotopes de l'hydrogène.

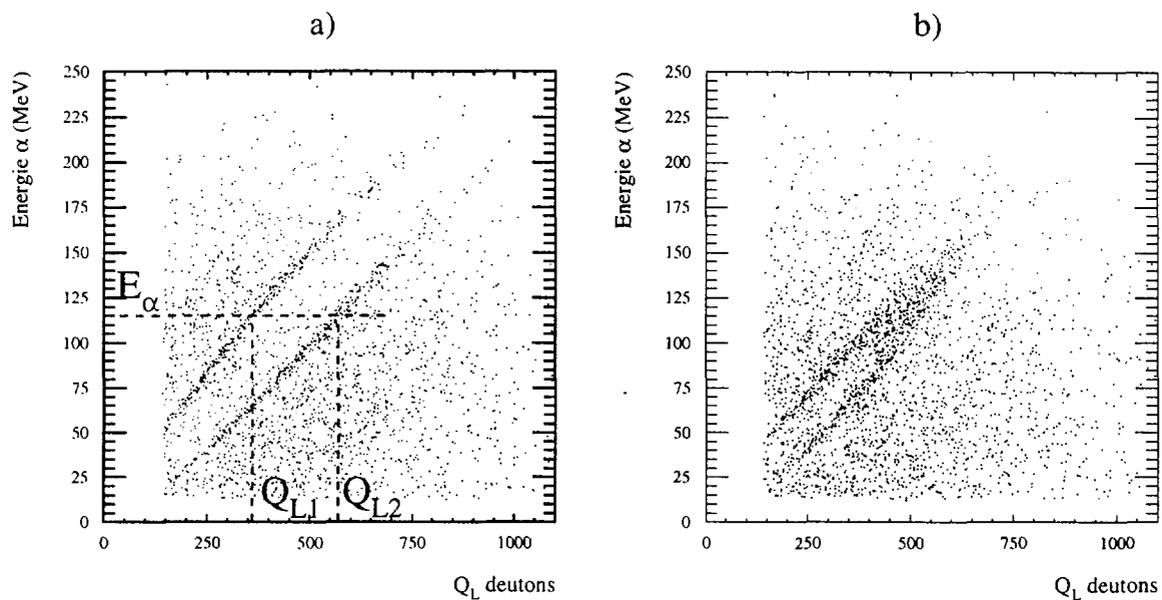


Figure II-19 : Spectre bidimensionnel en fonction de la charge Q_{Ld} collectée dans un détecteur atteint par un deuteron et de l'énergie E_α d'une particule α mesurée en coïncidence dans un second détecteur. L'angle entre les deux CsI vaut 4° (a) et 6° (b)

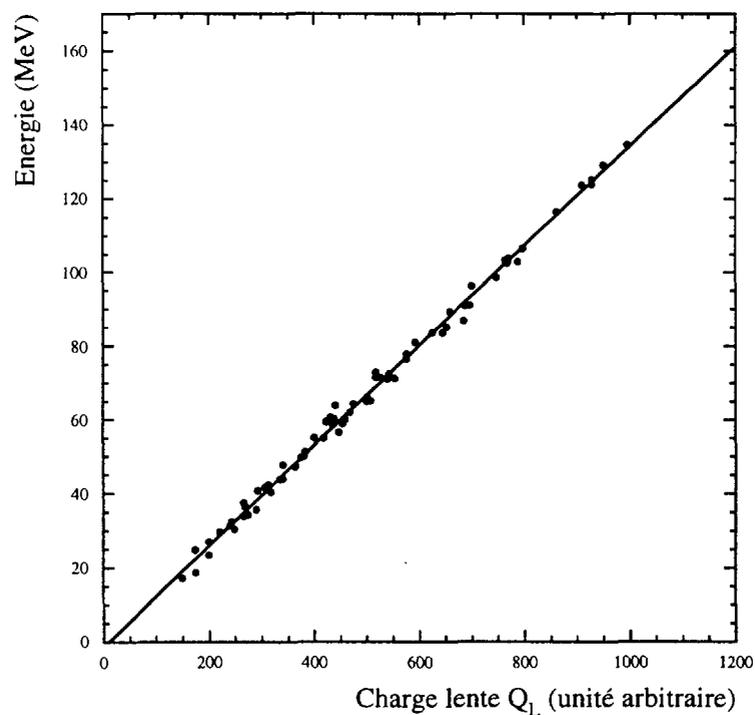


Figure II-20 : Courbe de calibration d'un CsI pour les particules de charge $Z=1$.

c) Estimation de la résolution en énergie

Nous disposons, avec la méthode de calibration qui vient d'être exposée, d'une possibilité d'évaluation directe de la résolution en énergie. En effet, la résonance du ${}^6\text{Li}$ visible pour le couple d- α , présente une largeur intrinsèque très faible ($\Gamma=24$ keV). Elle est élargie à cause de la résolution finie des détecteurs. Sur les spectres monodimensionnels en énergie, aucune structure ne permet d'estimer la résolution. Par contre sur un spectre bidimensionnel en fonction des énergies des deutons et des particules α mesurés en coïncidence, la résolution en énergie est directement reliée à la largeur de la ligne centrée sur l'iso-contour d'impulsion relative $q=42$ MeV/c. Les fluctuations statistiques de réponse des détecteurs peuvent être considérées comme proportionnelles à l'énergie. Une autre source d'incertitude (systématique) sur l'énergie des particules, est liée à la paramétrisation utilisée pour l'étalonnage. L'écart entre la ligne de crête et l'iso-contour théorique d'impulsion relative 42 MeV/c, est, en moyenne, indépendant de l'énergie des particules.

Remarque : *Cette méthode ne permet pas de considérer séparément la résolution des deux détecteurs dans lesquels ont été mesurés les deutons et les particules α . On se limite donc à une estimation moyenne pour l'ensemble des scintillateurs CsI, bien que la qualité varie fortement d'un détecteur à l'autre.*

Pour les différents couples de détecteurs CsI formant un angle relatif faible, on effectue des projections sur les iso-contours d'impulsion relative autour de différentes valeurs d'énergie (Figure II-21). Sur chaque projection on évalue l'écart dE du centroïde du pic par rapport à la courbe d'impulsion relative 42 MeV/c, et la largeur σ_E du pic, due aux fluctuations de réponse des détecteurs. Les valeurs moyennes $\delta E = \langle dE \rangle$ et $\varepsilon = \langle \sigma_E / E \rangle$ ont été estimées respectivement égales à 2 MeV et 4%. Il en résulte que l'incertitude globale en énergie s'écrit, en considérant ces deux sources d'erreurs indépendantes :

$$\Delta E = \sqrt{\delta E^2 + (\varepsilon E)^2} \quad (\text{II-9})$$

A basse énergie, l'erreur due à la paramétrisation est la plus importante, et présente donc un caractère constant, alors qu'à haute énergie, l'erreur causée par les fluctuations devient prédominante.

La fonction de corrélation t- α présente une résonance étroite, correspondant à la désexcitation de l'état $E^*=4.63$ MeV [POC87] pour une impulsion relative $q=83$ MeV/c. Nous avons réalisé une simulation Monte-Carlo, afin de valider l'estimation de la résolution donnée ci-dessus. Un fragment de ${}^7\text{Li}$ est supposé émis exactement avec cette énergie d'excitation. On a négligé la largeur naturelle (93 keV) de la résonance. Les impulsions du triton et de la particule α provenant de sa décroissance sont modifiées de manière à reproduire la résolution finie (en angle et en énergie) des détecteurs CsI. L'impulsion relative en est affectée et la résonance présente alors une largeur finie sur la fonction de corrélation. La largeur de ce pic

est compatible avec celle observée sur la fonction de corrélation expérimentale en utilisant l'estimation de la résolution en énergie proposée.

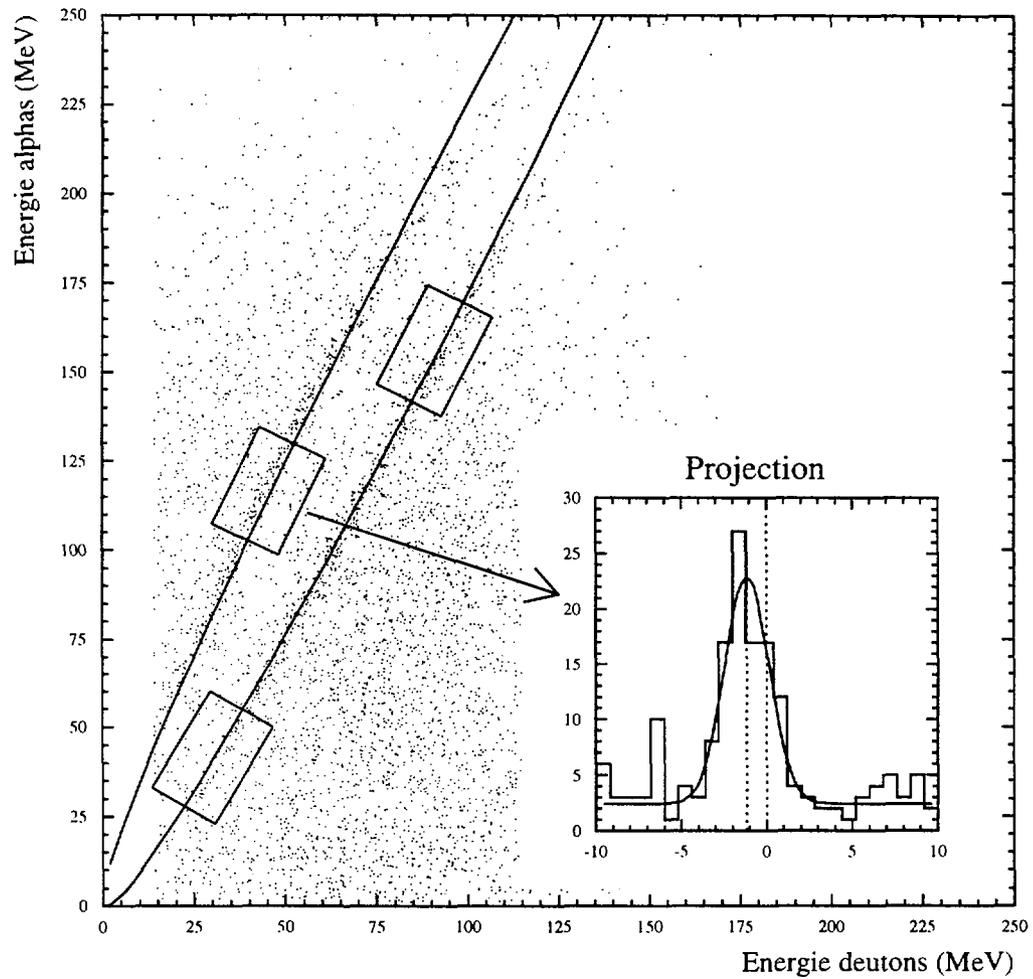


Figure II-21 : Estimation de la résolution en énergie à partir des représentations à deux dimensions, en fonction des énergies des deutons et ^4He mesurés en coïncidence par deux détecteurs voisins.

C. PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. Les spectres en énergie

Les spectres en énergie des protons, deutons, tritons et particules α , pour l'ensemble des CsI (compris entre 18° et 33°) sont présentés sur la Figure II-22. Nous n'avons pas observé de différence de structure notable entre les spectres en énergie des particules mesurées en simples et des particules mesurées en coïncidence. La vitesse élevée du centre de masse, caractéristique d'une réaction en cinématique inverse, est à l'origine de l'évolution rapide des spectres en fonction de l'angle du détecteur par rapport à l'axe du faisceau. Ainsi, la position du maximum de la distribution se déplace, pour les protons, de 40 MeV sur un intervalle angulaire de 17° , et de 60 MeV pour les particules α . La structure et l'évolution des spectres de protons sont tout à fait caractéristiques d'une émission par une source de grande vitesse. Nous y reviendrons au Chapitre III, où l'on précisera les caractéristiques de cette source.

Si on regarde plus en détail les spectres des différents détecteurs, on voit que certains d'entre eux, en particuliers à l'avant présentent une évolution en fonction de l'angle, pas tout à fait régulière (que ce soit en taux de comptage ou en forme). Il se trouve que trois de ces détecteurs, qui présentaient des fluctuations intenses et, par conséquent, une moins bonne discrimination, nécessitent une sélection plus sévère des particules mesurées (cf.. Figure II-9).

2. Spectres de coïncidence en impulsion relative

Rappelons que l'impulsion relative de deux particules s'écrit, en approximation non relativiste, $|\vec{q}| = \mu|\Delta\vec{v}|$, où μ est la masse réduite du système et $\Delta\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ est la vitesse relative des deux particules. Les spectres de coïncidences p-p et d- α sont donnés sur la Figure II-23. On observe, sur le spectre d- α , une structure centrée sur 40 MeV/c environ, qui est directement liée à la résonance du ${}^7\text{Li}$. Par contre, sur le spectre p-p, la structure visible autour de 15 MeV/c n'est due qu'à la répartition des angles relatifs entre les détecteurs. La construction de la fonction de corrélation permet d'éliminer les structures liées au système de détection.

Parmi les coïncidences vraies (deux particules provenant d'un même événement), se glissent des coïncidences fortuites, indiscernables par le dispositif expérimental. En effet, chaque paquet de faisceau contient environ 600 ions de ${}^{129}\text{Xe}$, et il existe une probabilité non négligeable que deux ions de ${}^{129}\text{Xe}$ entrent chacun en collision un noyau de ${}^{48}\text{Ti}$ de la cible. Le choix de l'intensité du faisceau et de l'épaisseur de la cible résultent d'un compromis entre un taux de réaction satisfaisant et un taux de coïncidences fortuites minimum. Pour une cible de 1 mg/cm^2 de densité surfacique et un faisceau de 50 nAe d'intensité on s'attend à un taux de coïncidences fortuites de 15% à 20%.

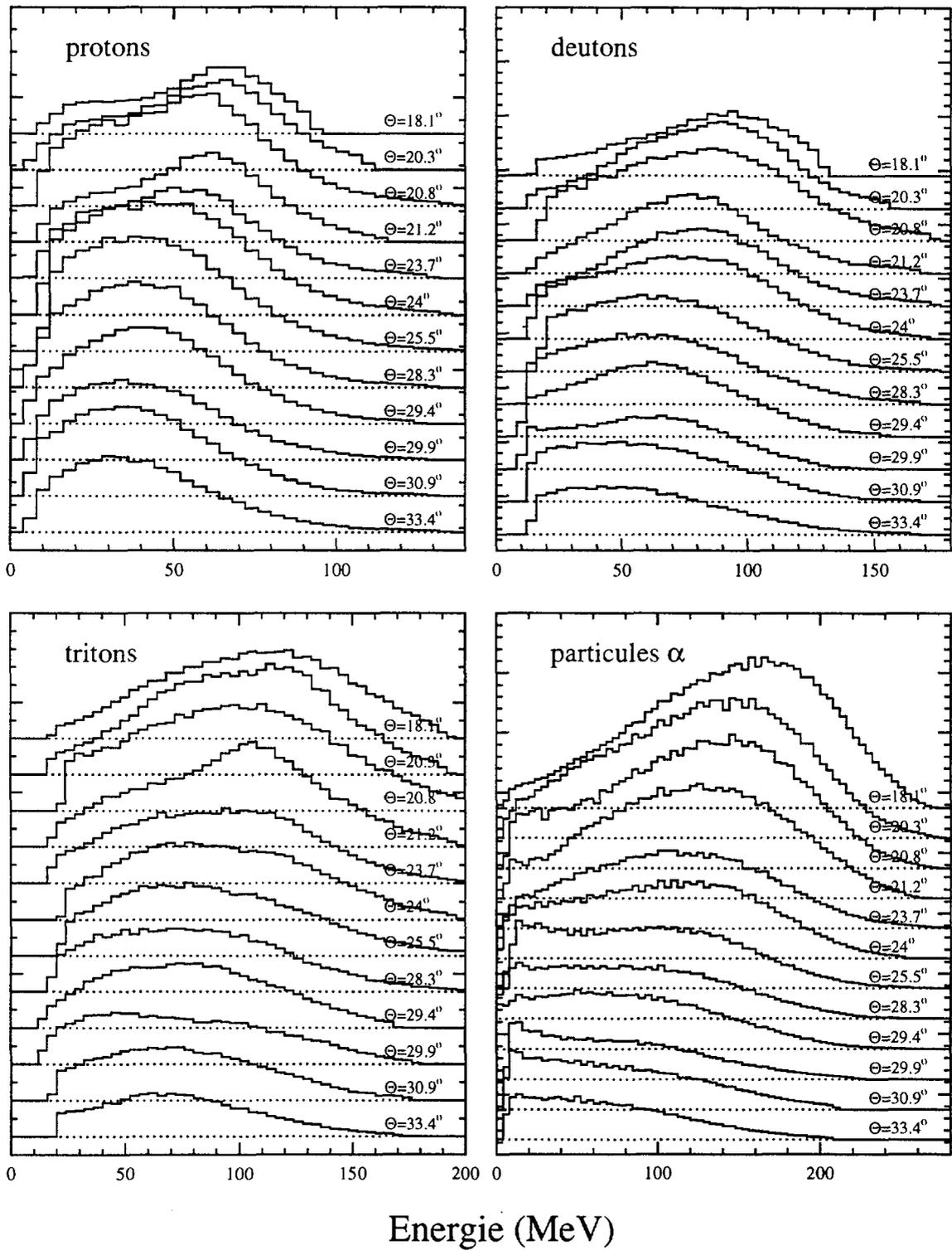


Figure II-22 : Spectres en énergie des protons, deutons, tritons et ^2He mesurés dans les 12 détecteurs CsI.

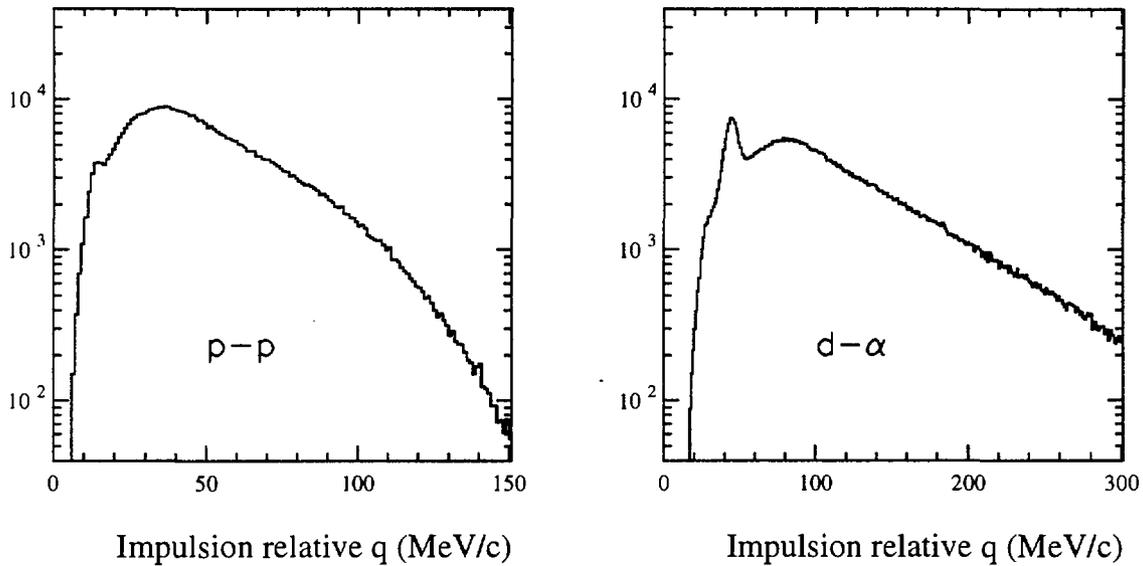


Figure II-23 : Spectres de coïncidences en impulsion relative obtenus pour les couples $p-p$ (a) et $d-\alpha$ (b)

L'électronique associée à l'ensemble des CsI (Figure II-7) indique une coïncidence si deux particules ont été détectées dans un intervalle de temps court (inférieur à la période du faisceau $T=104$ ns. La probabilité pour que deux ions du même paquet de faisceau réagissent est identique à la probabilité pour que deux ions provenant de deux paquets séparés exactement de n périodes aient une collision dans la cible. Le montage électronique a donc été conçu de manière à pouvoir faire la mesure de ce taux de comptage sur quelques périodes. Lorsqu'une particule est détectée, une porte de 400 ns (couvrant 3 périodes de faisceau) est générée. Si une autre particule est détectée, l'intervalle de temps depuis l'arrivée de la première est mesurée par le TDC. La longueur de cet intervalle doit être égale à un nombre entier de fois la valeur de la période du faisceau (Figure II-24). Remarquons que la décision d'acquisition distingue les coïncidences (dans le même paquet) et les double détections dans des paquets différents. Ces derniers événements sont enregistrés comme des particules simples, c'est-à-dire avec un taux de rejet de 299/300. Par conséquent, le nombre de coïncidences fortuites dans le pic central est 300 fois plus élevé que le nombre de coups mesurés dans chacun des pics secondaires. Pour les paires de protons, le nombre moyen de coups dans les trois pics de part et d'autre du pic central est $n_f=324$. Parmi les $N=502352$ paires mesurées dans le pic central, il y a $N_f=300n_f=100200$ coïncidences fortuites, soit un taux $\rho=N_f/N\approx 20\%$. Nous avons vérifié que ce taux est quasiment indépendant du couple de détecteurs et de la nature des particules de la paire. Lors de la construction des fonctions de corrélation, il sera nécessaire de corriger les spectres de coïncidences, en tenant compte de ces coïncidences fortuites.

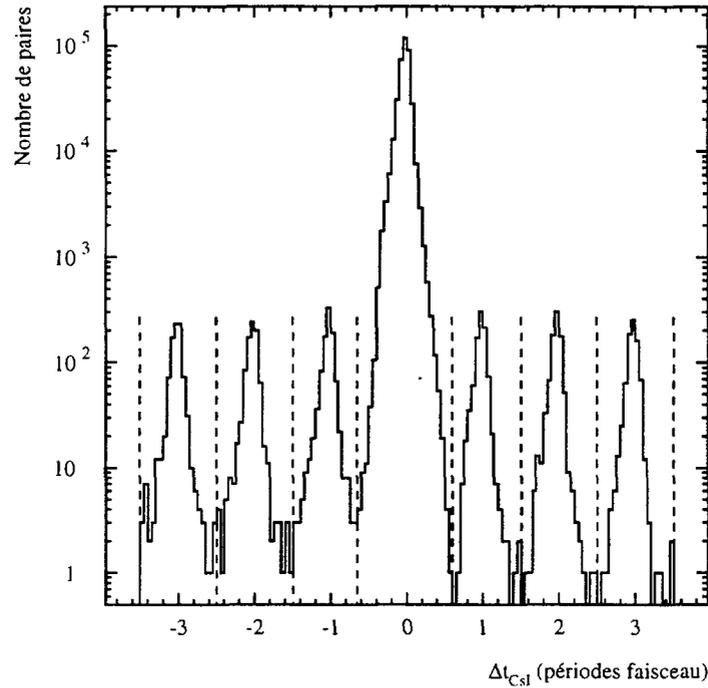


Figure II-24 : Spectres en temps relatif d'arrivée de deux particules en unité de période du faisceau.

3. Les fonctions de corrélation

a) Méthodes de construction

Si on note $C(q)$ le spectre de coïncidences mesurées, $S(q)$ le spectre de fond, dépourvu de corrélation, et $F(q)$ le spectre de coïncidences fortuites, la fonction de corrélation expérimentale s'écrit :

$$1 + R(q) = k \frac{C(q) - F(q)}{S(q)} \quad (\text{II-10})$$

où k est une constante de normalisation, déterminée de manière à faire tendre la fonction de corrélation vers 1 pour les grandes valeurs d'impulsion relative. Le spectre $F(q)$ a une forme analogue au spectre de fond $S(q)$ et nous avons estimé à 20% le taux de coïncidences fortuites. Deux méthodes de construction du spectre de fond sont alors possibles :

- On peut mesurer des particules simples (un seul détecteur touché), et les apparier pour construire le spectre de fond, dépourvu de toute corrélation. Cette méthode peut présenter des biais, dus à la différence d'efficacité de détection d'une particule simple et d'une coïncidence, qui induit une sélection involontairement différente sur les caractéristiques de la collision. En particulier, on peut considérer, en première approximation, que la probabilité de détection

d'une particule est proportionnelle à la multiplicité m de l'événement et à la proportion de l'angle solide couvert par le dispositif expérimental $\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$. La probabilité de mesurer deux particules en coïncidence est alors proportionnelle à $m^2\left(\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\right)^2$. Il en découle, qu'en moyenne, les coïncidences proviennent d'événements de multiplicité plus grande que les particules détectées en simples, c'est-à-dire, préférentiellement de collisions plus centrales. Une estimation quantitative sera présentée au chapitre IV, à l'aide de simulations réalisées avec le modèle dynamique microscopique QMD. La Figure II-25 présente quelques fonctions de corrélation obtenues en construisant le spectre de fond par cette méthode. On observe qu'à grande impulsion relative, les fonctions de corrélation ne convergent pas vers 1 alors qu'aucun effet n'est attendu.

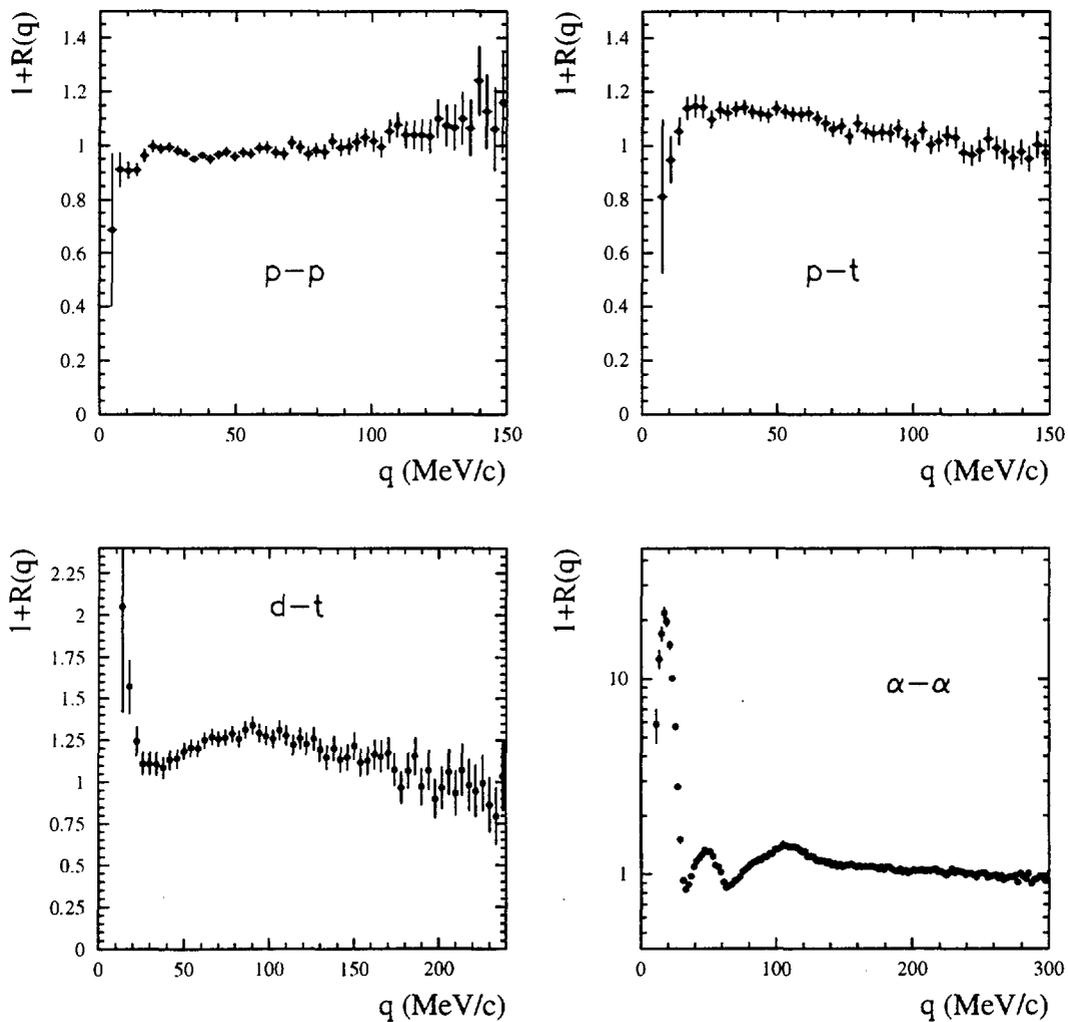


Figure II-25 : Quelques fonctions de corrélation obtenues en construisant le spectre de fond par la méthode des simples.

- En mixant les paires qui ont servi à construire le spectre de coïncidences, on génère des paires où les deux particules proviennent d'événements différents et qui n'ont, *a fortiori*, pas interagi. Cette technique est généralement employée lorsque le système de détection couvre un angle solide large. Par contre, dans le cas d'un petit corrélateur, la détection de deux particules en coïncidence est une contrainte forte dont chaque particule peut garder la trace, y compris lorsqu'elle est appariée à une particule détectée dans un autre événement. Des biais peuvent alors apparaître sur la fonction de corrélation. Toutes les fonctions de corrélation construites avec les protons, deutons, tritons et particules α sont portées sur la Figure II-26. Elles présentent une allure plus satisfaisante que celles de la Figure II-25. En particulier, hormis les fonctions de corrélation très structurées, leur forme à grande impulsion relative est plate, ce qui permet de réaliser une normalisation correcte. Une étude comparative [LIS93b] de cette méthode de construction du spectre de fond, avec la technique des simples présentée ci-dessus, révèle très peu de différences sur la forme des fonctions de corrélation. Compte tenu des biais que nous observons en utilisant la méthode des simples, les fonctions de corrélation construites par la technique des mixtes seront retenues pour l'analyse présentée dans le chapitre suivant.

b) Description des fonctions de corrélation expérimentales

L'effet de la statistique quantique ne peut être isolé mais il est présent pour l'ensemble des couples de particules identiques. Les paires p-p et t-t (particules de spin demi-entier) satisfont à la statistique de Fermi-Dirac alors que les paires d-d et α - α (particules de spin entier) satisfont à la statistique de Bose-Einstein. Agissant seul, cet effet ferait tendre la fonction de corrélation respectivement vers $1/2$, $4/3$, $1/2$ et 2 pour les paires de protons (spin $1/2$), deutons (spin 1), tritons (spin $1/2$) et ${}^4\text{He}$ (spin 0) (d'après la formule I-3, avec $q=0$).

Toutes les particules mesurées dans cette expérience sont chargées positivement, par conséquent, l'effet coulombien répulsif est présent pour l'ensemble des paires.

L'interaction nucléaire se manifeste de manière plus ou moins importante suivant la paire considérée. Sur la fonction de corrélation p-p, la diffusion de l'onde S est responsable de la quasi-résonance autour de $20 \text{ MeV}/c$, qui s'avère très faible dans notre mesure. Si l'interaction présente un caractère attractif pour le couple p-p, elle est répulsive pour les systèmes p-d et d-d, renforçant ainsi l'anti-corrélation due à l'interaction coulombienne.

Un certain nombre de ces fonctions de corrélation présente des résonances, associées à des états liés de fragments. Nous avons déjà évoqué les résonances du ${}^6\text{Li}$ et du ${}^8\text{Be}$, visibles respectivement sur les fonctions de corrélation d- α , et α - α . La décroissance de l'état fondamental du ${}^5\text{Li}$, de durée de vie courte ($\tau \approx 150 \text{ fm}/c$), produit, sur la fonction de corrélation p- α , une résonance très large autour de $50 \text{ MeV}/c$. La remontée à petite impulsion relative sur la fonction de corrélation d-t est due à la décroissance de l' ${}^5\text{He}$ ($E^* = 16.75 \text{ MeV}$). Les pics visibles respectivement à $q \approx 15 \text{ MeV}/c$ et à $q \approx 50 \text{ MeV}/c$ sur les fonctions de corrélation p- α et α - α , sont liés à une détection partielle des produits de désintégration du ${}^9\text{B}$.

en deux α et un proton, et du ${}^9\text{Be}$ en deux α et un neutron. Les caractéristiques des résonances observables sont résumées dans le tableau suivant :

Couple	Résonance	Energie d'excitation (MeV)	impulsion relative (MeV/c)	Largeur (MeV)	Durée de vie (fm/c)
p- α	${}^9\text{B}^*$	0	20		
	${}^5\text{Li}$	0	.54	1.5	130
	${}^5\text{Li}$	16.66	168	0.3	650
d-t	${}^5\text{He}$	16.75	11		
	${}^5\text{He}$	19.8	84		
d- α	${}^6\text{Li}$	2.186	42	0.024	8000
	${}^6\text{Li}$	4.31	84	1.3	150
	${}^6\text{Li}$	5.65	102	1.9	100
t- α	${}^7\text{Li}$	4.63	83	0.093	2000
	${}^7\text{Li}$	6.68	116		
	${}^7\text{Li}$	7.4595	127		
	${}^7\text{Li}$	9.67	152		
α - α	${}^8\text{Be}$	0	19		
	${}^9\text{Be}^*$	2.43	50		
	${}^8\text{Be}$	3.04	108	1.5	130
	${}^8\text{Be}$	11.4	207		
	${}^8\text{Be}$	16.626	250		

Tableau 1 : Caractéristiques des résonances susceptibles d'être observées sur les fonctions de corrélation [GHI94] [POC87].

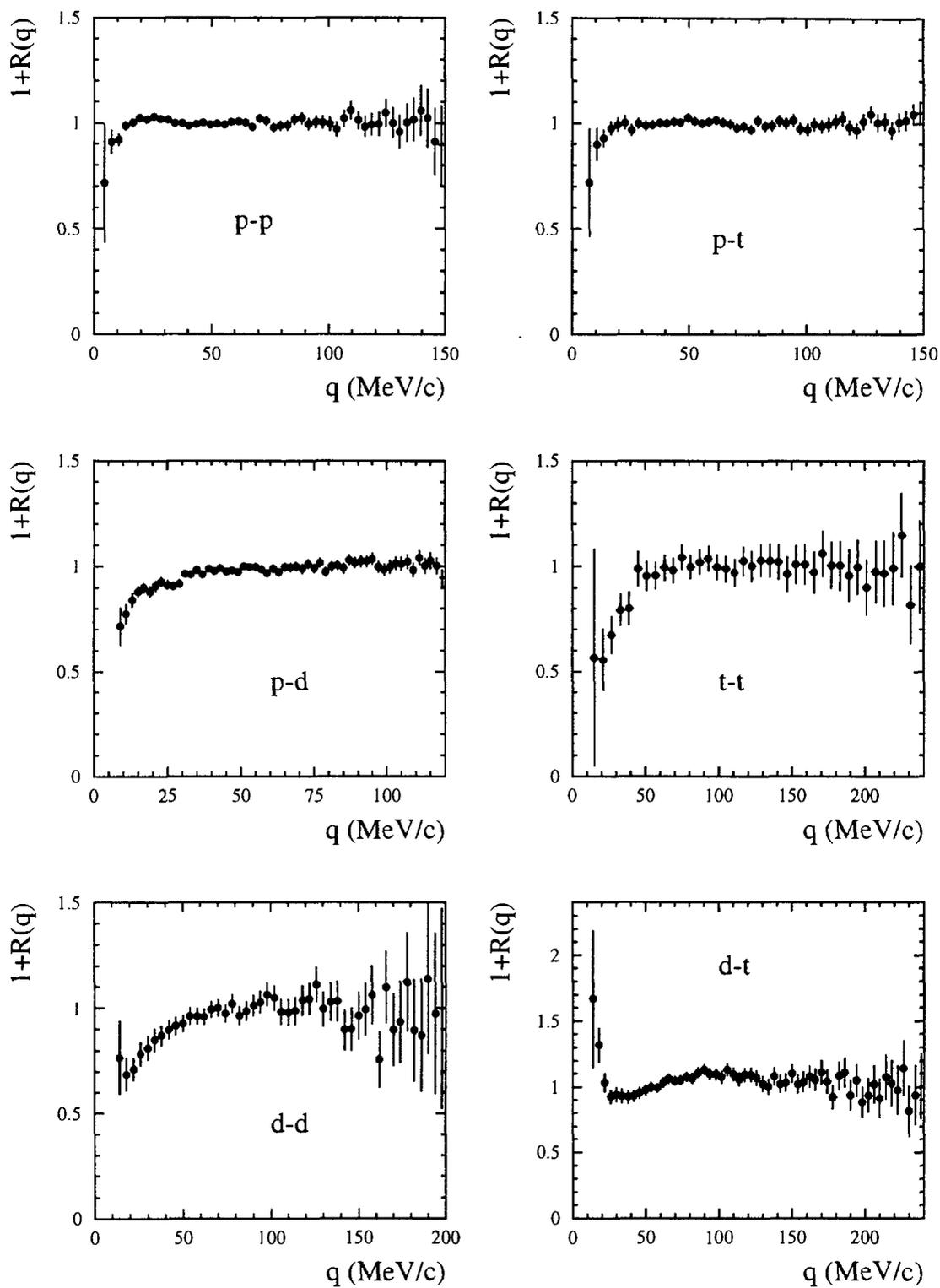
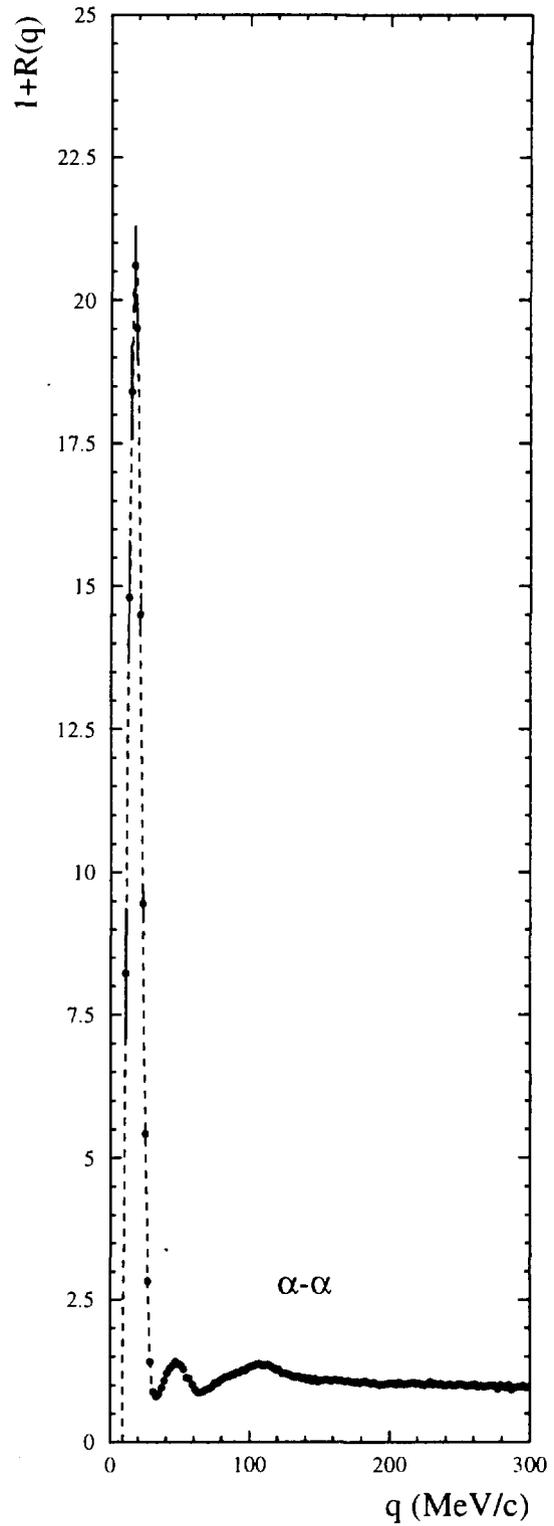
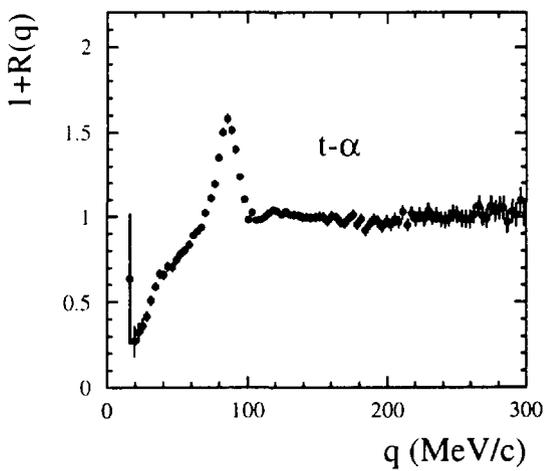
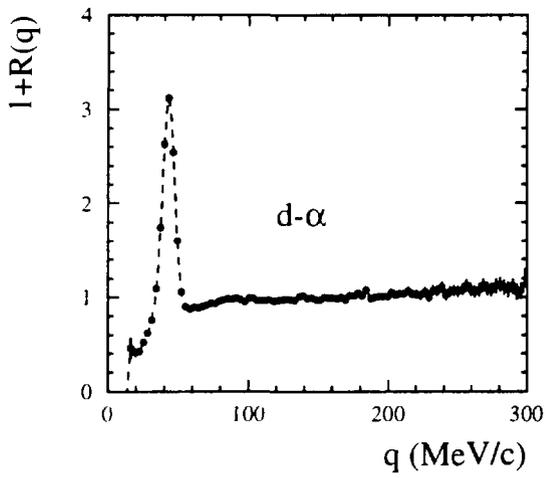
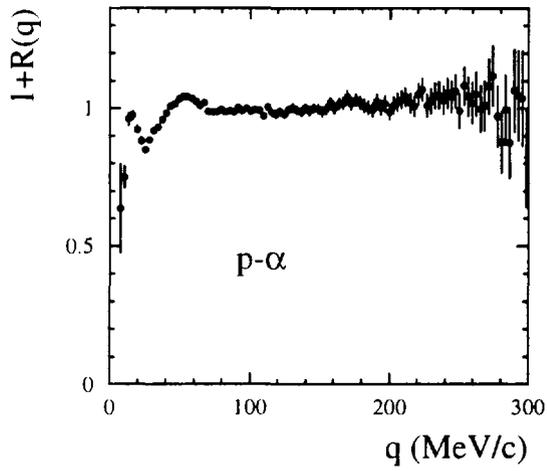


Figure II-26 : Fonctions de corrélation obtenues en construisant le spectre de fond par la méthode des mixtes. (Les lignes en tirets sont simplement destinées à guider l'oeil.)



**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

Chapitre III

Analyse des données expérimentales à l'aide du modèle quantique

A. HYPOTHESE DE L'EMISSION DES PARTICULES PAR UNE SOURCE STATIQUE

L'expérience décrite au chapitre précédent a été conçue de manière à mesurer préférentiellement les particules légères émises par un quasi-projectile excité. Cette source peut être considérée, en première approximation, comme un noyau sphérique, se déplaçant avec une vitesse v dans une direction proche de celle de l'axe du faisceau. Dans l'hypothèse d'une source statique, on suppose les particules émises de manière isotrope dans le référentiel de la source, avec une énergie suivant une distribution maxwellienne caractéristique d'un milieu thermalisé à la température T :

$$f(E) = E \cdot e^{-E/T} \quad (\text{III-1})$$

Le champ coulombien de la source accélère les particules chargées, accroissant ainsi leur énergie cinétique de la valeur du potentiel B à la barrière coulombienne. La section efficace différentielle d'émission des protons par une source de vitesse $V_s=0.3c$, de température $T=5$ MeV et ayant une barrière coulombienne $B=5$ MeV est représentée sur la Figure III-1 en fonction des composantes parallèle $v_{//}$ et perpendiculaire v_{\perp} de la vitesse par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire.

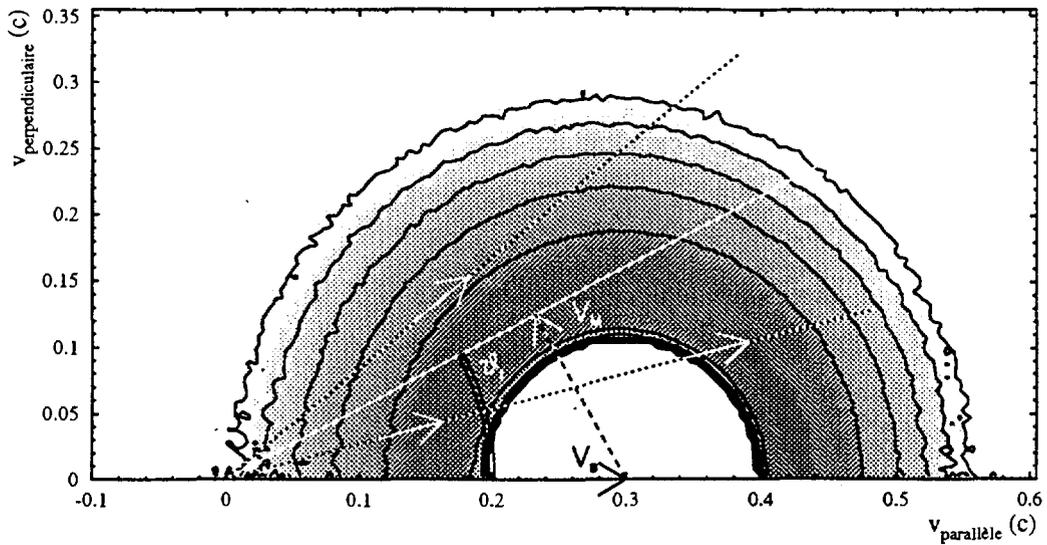


Figure III-1 : Section efficace différentielle d'émission des protons par une source de vitesse $v=0.3c$, de température $T=5$ MeV et de barrière coulombienne $B=6$ MeV en fonction des composantes parallèle et perpendiculaire de la vitesse dans le référentiel du laboratoire.

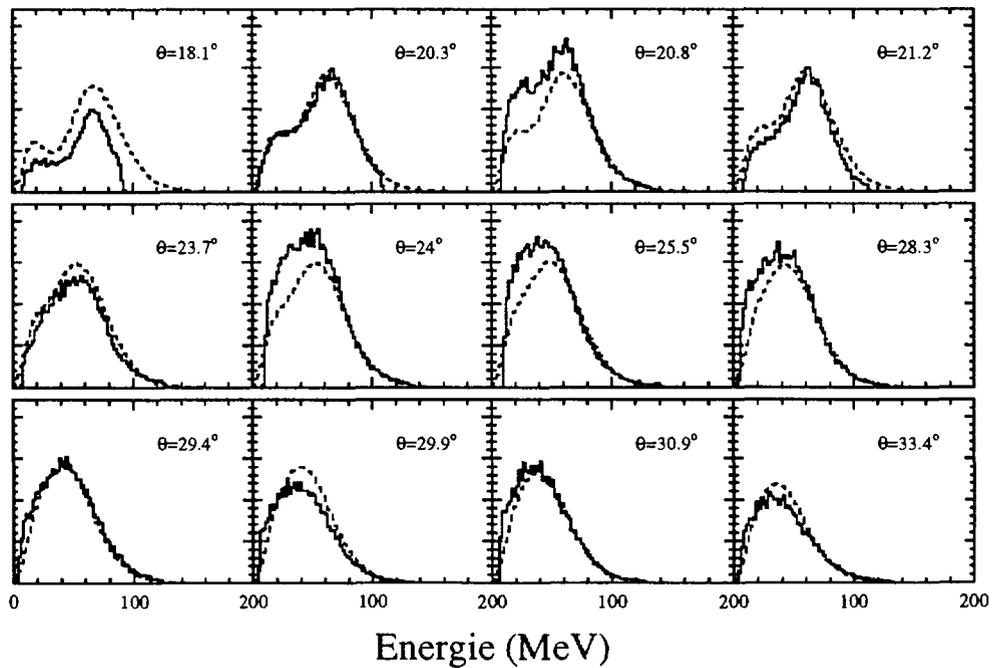


Figure III-2 : Comparaison des spectres de protons expérimentaux (traits pleins) mesurés dans les CsI, et des spectres générés dans l'hypothèse de l'émission des particules par une source statique de température $T=4$ MeV, de barrière coulombienne $B=4.5$ MeV, et se déplaçant avec une vitesse de $V_s=0.285c$ (tirets)

Le maximum de la section efficace est obtenu sur un demi-cercle (une sphère dans l'espace des vitesses à trois dimensions) de rayon V_M . En deçà d'un angle θ_l tel que $\sin\theta_l = V_M/V_s$, il existe deux valeurs v_1 et v_2 de la vitesse dans le référentiel du laboratoire, pour lesquelles ce maximum est atteint. Par conséquent, le spectre en énergie pour une direction θ telle que $\theta < \theta_l$, présente deux maxima. Au-delà de l'angle θ_l , un seul maximum doit être observé sur le spectre. Cette variation de structure, et la position des maxima en fonction de la direction introduisent de fortes contraintes, et nous permettent de déterminer les trois paramètres V_s , T et B . Afin de tenir compte des fluctuations, on autorise des variations de 10% (suivant des distributions gaussiennes), du module de la vitesse de la source et de la barrière coulombienne autour des valeurs moyennes V_s et B , et 8° sur sa direction. Les spectres expérimentaux de protons sont reproduits au mieux (Figure III-2) pour une température de source $T=4$ MeV, une barrière coulombienne moyenne $B=4.5$ MeV et une vitesse moyenne $V_s=0.285c$ (95% de la vitesse du projectile). Ces paramètres sont en très bon accord avec les estimations proposées dans la référence [MAR93], basées sur d'autres données expérimentales [GON91a] prélevées dans les réactions $^{129}\text{Xe}+^{27}\text{Al}$ et $^{129}\text{Xe}+^{122}\text{Sn}$ à 31 MeV/u. Remarquons que même pour les détecteurs CsI placés aux angles les plus faibles, on n'observe pas réellement deux maxima, mais plutôt un maximum assez élevé en énergie et un épaulement au niveau de la solution à basse énergie.

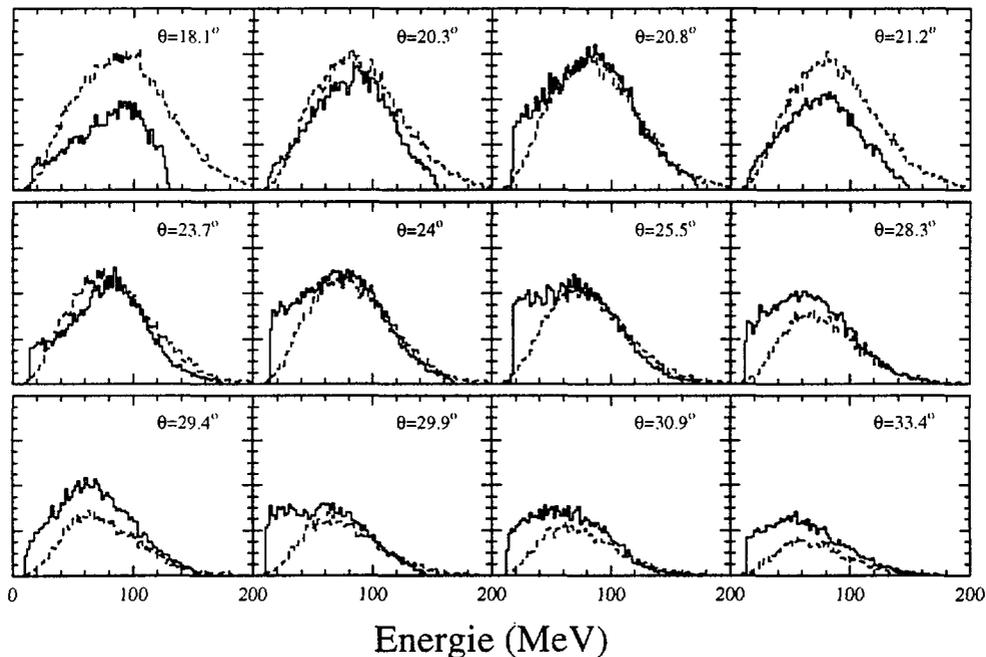


Figure III-3 : Comparaison des spectres de deutons expérimentaux (traits pleins) mesurés dans les CsI, et des spectres générés dans l'hypothèse de l'émission des particules par une source statique identique à celle qui a été déduite pour les protons (tirets).

Bien qu'il soit assez difficile de décrire, pour les deutons et les tritons, une source avec ces trois paramètres, dans la mesure où les spectres ne présentent pas de double structure (Figure II-22), on parvient à reproduire de manière satisfaisante, le maximum de la distribution en énergie des deutons en fonction de l'angle (Figure III-3). Cependant, cette description semble sous-estimer les spectres expérimentaux pour les basses énergies. Par contre, les spectres de tritons sont assez mal reproduits avec ces mêmes paramètres.

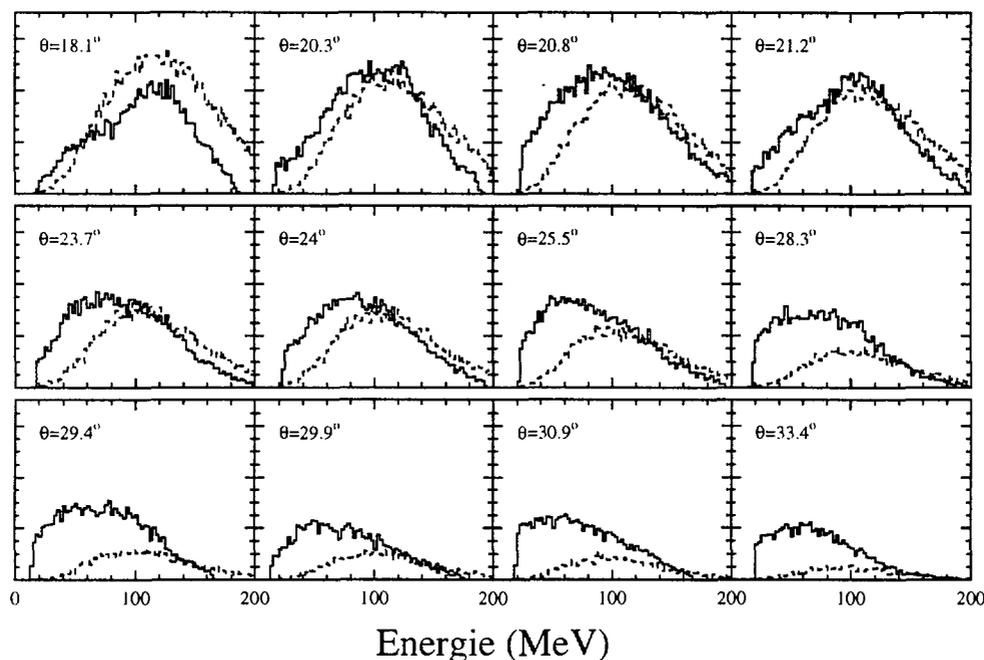


Figure III-4 : Comparaison des spectres de tritons expérimentaux (traits pleins) mesurés dans les CsI, et des spectres générés dans l'hypothèse de l'émission des particules par une source statique identique à celle qui a été déduite pour les protons (tirets).

B. ANALYSE EN TERMES DE SOURCE STATIQUE DES DONNEES PRELEVEES DANS LE SPEG

1. Limitation de l'espace des impulsions

A cause de sa petite ouverture angulaire et de sa faible acceptance en impulsion, le spectromètre SPEG ne couvre qu'une très petite zone de l'espace des vitesses, (cf. Chapitre II), que nous pouvons situer grâce à l'étude de la source présentée au paragraphe III-A (Figure III-5). Les particules de 30 ± 2 MeV mesurés à $25 \pm 2^\circ$ proviennent, d'après cette étude, d'une zone proche du maximum de la distribution en vitesse, sous un angle moyen d'environ 120° , dans le référentiel de la source ce qui correspond à des protons ayant une énergie d'environ 7 MeV.

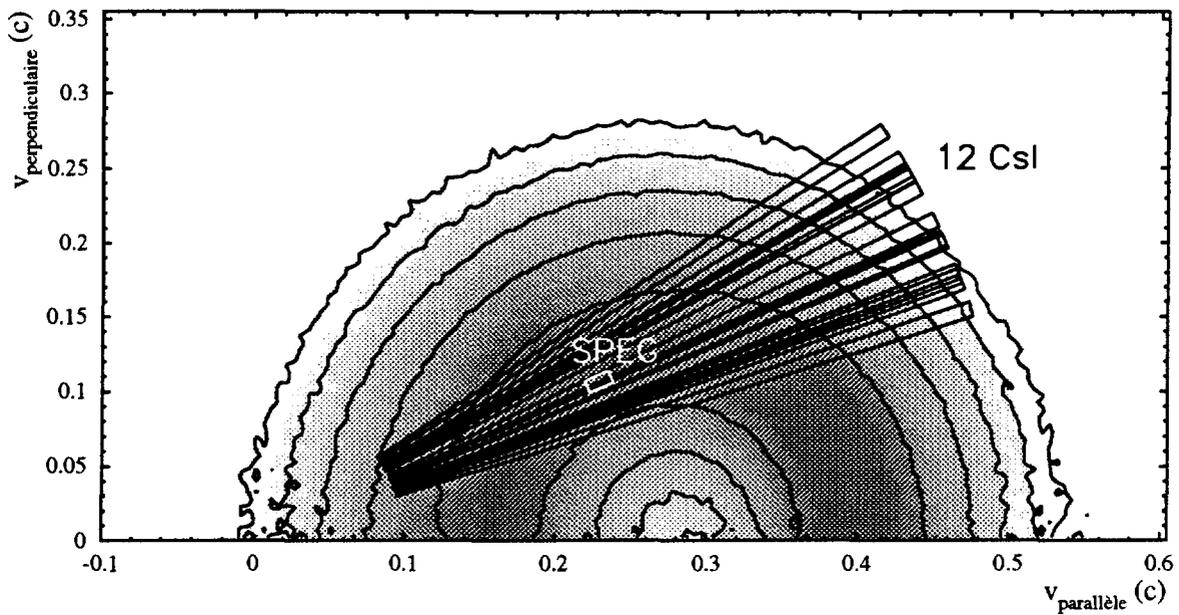


Figure III-5 : Section efficace différentielle d'émission des protons dans l'espace des vitesses, par la source décrite au paragraphe A ($T=4$ MeV, $B=4.5$ MeV, $v=0.285$ c). La zone couverte par le système de détection est illustrée sur cette figure.

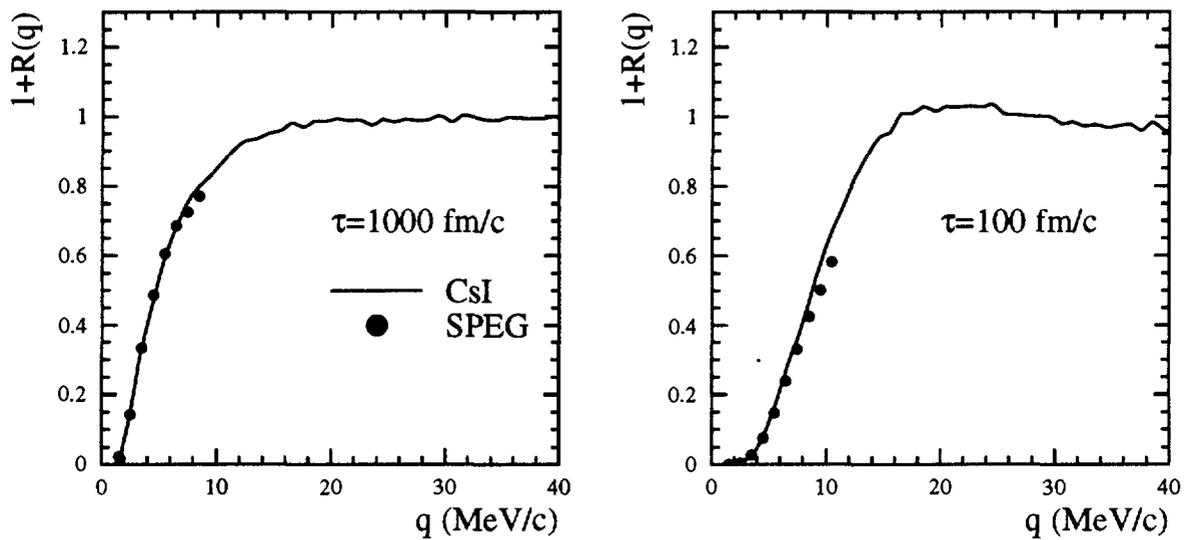


Figure III-6 : Comparaison des fonctions de corrélation proton-proton calculées respectivement en sélectionnant les particules dans la zone de l'espace des phases couverte par le SPEG, et en considérant l'extension de l'ensemble du système de détection.

Il a été montré [MAR93], dans le cadre d'une approche classique, que cette forte sélection induite par l'acceptance très réduite du spectromètre ne modifiait pas sensiblement la forme de la fonction de corrélation obtenue en considérant l'extension angulaire de l'ensemble du système de détection. Un calcul analogue, effectué avec le modèle quantique, permet d'aboutir à la même conclusion, dans le cas où le temps de vie de la source est long. Par contre, dans le cas d'un temps de vie plus court, un effet dû à cette sélection se manifeste (Figure III-6).

2. Réponse des détecteurs

Lorsqu'on souhaite confronter des calculs théoriques aux données expérimentales, il convient de rendre compte de la manière la plus réaliste possible, de l'influence du dispositif de mesure. La procédure utilisée pour tenir compte de la sélection angulaire et l'acceptance en impulsion du SPEG, ainsi que les incertitudes sur la reconstruction des trajectoires des deux particules en coïncidence, est décrite en détail dans la référence [MAR93]. On construit des paires, à partir des protons d'impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 , mesurés en simples dans le SPEG, dont les trajectoires sont caractérisées par les angles θ_f et ϕ_f , et la position x_f à la traversée du plan focal. A partir des trajectoires des deux protons (considérées exactes), on déduit les points d'intersection $(X_i, Y_i)_{i=1,4}$ avec chacune des quatre chambres en tenant compte de la dispersion dans le gaz et les fenêtres de mylar. On reconstitue alors les signaux de position des deux particules qu'il aurait été possible de mesurer à l'aide des chambres si elles avaient été détectées en coïncidence, en tenant compte de leur résolution finie. A ce stade, l'analyse des signaux est effectuée comme s'il s'agissait de coïncidences expérimentales. Les impulsions \vec{p}'_1 et \vec{p}'_2 des deux particules, ainsi que leur impulsion relative \vec{q}' , sont déduites de la reconstruction des trajectoires. L'impulsion relative de chaque paire est prise en compte dans le spectre de coïncidences théorique (noté $C_f(q')$), en tenant compte de la résolution finie du système de détection. La fonction de corrélation filtrée s'écrit alors :

$$1 + R(q')_f = k \frac{C_f(q')}{S_{\text{exp}}(q)} \quad (\text{III-2})$$

Où $S_{\text{exp}}(q)$ est le spectre non corrélé construit à partir des particules simples expérimentales et k est une constante de normalisation.

3. Estimation de la durée de vie de la source

La normalisation de la fonction de corrélation ne peut être réalisée de manière absolue, qu'à l'aide des paires de protons présentant une impulsion relative suffisamment élevée pour que les deux particules qui la constituent présentent une interaction mutuelle négligeable. Etant donné que la limite supérieure de l'impulsion relative d'une paire de protons mesurée dans le SPEG n'excède pas 10 MeV/c, on ne peut pas assurer une normalisation absolue. Le coefficient de normalisation de la fonction de corrélation

expérimentale est alors défini arbitrairement de manière à égaliser le nombre de paires construites pour le spectre de fond, au nombre de coïncidences mesurées. Les constantes de normalisation des fonctions de corrélation théoriques restent des paramètres libres lors de la comparaison avec la fonction de corrélation expérimentale.

Remarque : *L'analyse des données prélevées dans les CsI a révélé un dysfonctionnement sur une partie de l'expérience. Afin de s'assurer de la qualité des données mesurées dans le SPEG, nous avons choisi de retirer les paires correspondant à cette période.*

La fonction de corrélation proton-proton calculée à l'aide du modèle quantique, présente le meilleur accord avec la fonction de corrélation expérimentale pour une durée de vie de la source $\tau \approx 1500$ fm/c (Figure III-7). Dans la gamme des très petites impulsions relatives considérées ici, la fonction de corrélation garde une très forte sensibilité pour les valeurs de τ grandes. L'effet est alors principalement dû à l'interaction coulombienne (de longue portée) entre les deux particules.

La valeur obtenue ici, pourra être comparée à celle qui sera déduite de la fonction de corrélation construite avec les protons mesurés dans les CsI.

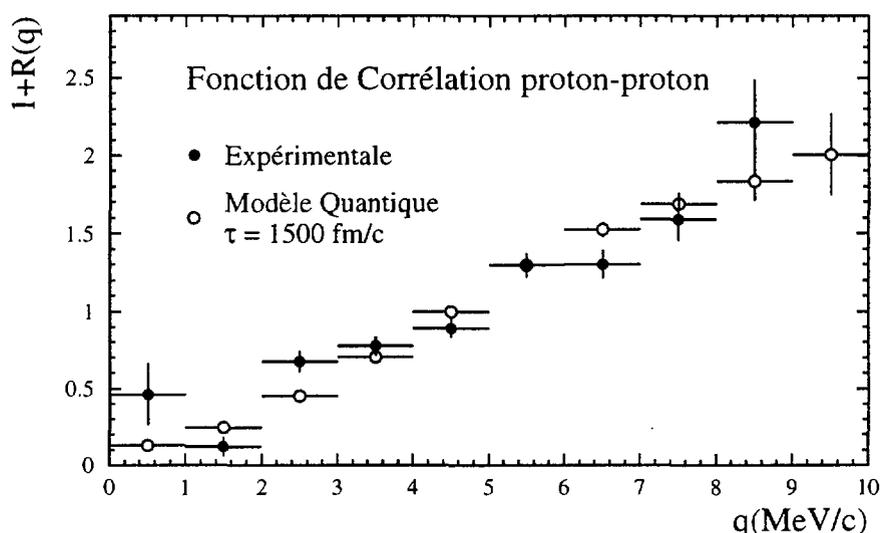


Figure III-7 Fonction de corrélation proton-proton expérimentale comparée à la fonction de corrélation calculée à l'aide du modèle quantique pour une durée de vie de la source $\tau = 1500$ fm/c. La réponse du dispositif expérimental est prise en compte sur la fonction de corrélation théorique.

C. FONCTIONS DE CORRELATION DE DEUX PARTICULES MESUREES DANS LES DETECTEURS CsI

1. Réponse de l'ensemble de détection

La comparaison des fonctions de corrélation expérimentales, construites à partir des données prélevées dans les CsI, et des fonctions de corrélation théoriques, nécessite, à l'instar des comparaisons avec les données mesurées dans le SPEG, de prendre en compte les propriétés du dispositif de mesure dans les calculs théoriques. Le fonctionnement des détecteurs CsI étant moins complexe que celui du SPEG, nous allons adopter une méthode assez différente de celle employée précédemment. Nous avons reproduit de manière assez fidèle les spectres en énergie des protons, en faisant l'hypothèse qu'ils étaient émis par une source de température $T=4$ MeV, avec une barrière coulombienne $B=4.5$ MeV, et se déplaçant à une vitesse $v=0.285c$. Nous pouvons donc utiliser cette paramétrisation pour générer des paires de particules servant au calcul de la fonction de corrélation théorique.

Si on applique rigoureusement la sélection angulaire imposée par les CsI sur les paires générées, l'acceptance pour les deux particules en coïncidence est extrêmement réduite, à cause de la très faible valeur de l'angle solide couvert par l'ensemble des CsI (3.6 msr). Il est possible d'appliquer une procédure beaucoup moins contraignante, qui permet néanmoins de reproduire l'influence du dispositif expérimental sur la fonction de corrélation théorique. Les particules étant supposées émises de manière isotrope, la symétrie azimutale de l'émission est conservée lors de la transformation des impulsions dans le référentiel du laboratoire. Par conséquent, il faut vérifier, dans un premier temps, que les angles θ_1 et θ_2 , que forment les vecteurs impulsion des deux particules par rapport à l'axe du faisceau, coïncident avec les angles θ_1^0 et θ_2^0 d'un couple de CsI, à l'ouverture angulaire des détecteurs près. Il faut, de plus, vérifier que l'angle relatif azimutal $\phi = \phi_1 - \phi_2$ entre les vecteurs impulsion des deux particules coïncide également avec celui des deux détecteurs considérés. Les valeurs des seuils en énergie appliqués aux données expérimentales pour assurer une identification correcte des particules doivent également s'appliquer aux paires générées dans le calcul (10 MeV pour les protons et les particules α , et 30 MeV pour les deutons et les tritons). Outre ces sélections, il faut tenir compte de l'ouverture angulaire des détecteurs de 1° et de leur résolution finie en énergie (voir chapitre II). Ainsi, une particule d'énergie E , émise dans une direction (θ, ϕ) est vue par le système de détection avec une énergie E' dans la direction (θ_0, ϕ_0) du centre du détecteur dans lequel elle est mesurée, modifiant son vecteur impulsion de \vec{p} à \vec{p}' .

Par conséquent, une paire de particules d'impulsion relative $\vec{q} = \mu \left(\frac{\vec{p}_1}{m_1} - \frac{\vec{p}_2}{m_2} \right)$ sera prise en compte avec l'impulsion relative $\vec{q}' = \mu \left(\frac{\vec{p}'_1}{m_1} - \frac{\vec{p}'_2}{m_2} \right)$ lors de la construction de la fonction de corrélation. On peut vérifier (Figure III-8) que le spectre de coïncidence proton-proton

expérimental est reproduit de manière remarquable lorsqu'on applique la réponse des détecteurs aux paires générées dans l'hypothèse d'une source statique.

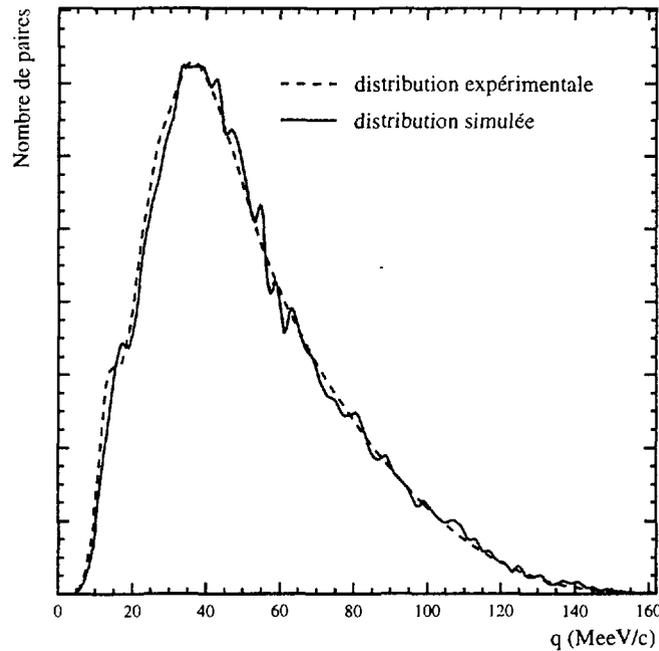


Figure III-8 : Comparaison des spectres de fond en impulsion relative, construits à l'aide des protons mesurés (ligne continue), et obtenus en appliquant la réponse de l'ensemble de détection des CsI sur des paires émises par une source statique de température $T=4$ MeV, de barrière coulombienne $B=4.5$ MeV, et se déplaçant suivant l'axe du faisceau avec une vitesse $v=0.285c$.

2. Temps moyen séparant l'émission de deux particules

Dans l'hypothèse de l'émission des particules par une source thermalisée, la distance séparant deux particules résulte essentiellement, pour une vitesse donnée de la paire, de l'intervalle de temps séparant leur émission. En effet, la fonction de corrélation devient peu sensible à la taille de la source (quelques fermis) dès que la distance entre les deux particules dépasse quelques dizaines de fermis. On a assimilé la source à un quasi-projectile de même masse ($A=129$) que le noyau de ^{129}Xe . On en déduit une taille $R=1.2A^{1/3}\approx 6$ fm. La distribution spatiale des points d'émission des particules est supposée gaussienne :

$$f(\vec{r}) = e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}} \quad (\text{III-3})$$

avec $r_0 = R/\sqrt{3}$. Le temps moyen τ séparant l'émission de deux particules, peut alors être considéré comme le seul paramètre libre pour le calcul. Pour le déterminer, on suppose que le temps d'émission des particules suit une distribution exponentielle :

$$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{III-4})$$

La confrontation des calculs avec les fonctions de corrélation expérimentales va nous permettre de déduire la valeur de ce paramètre pour les différents couples de particules.

a) *Calculs à deux corps*

Nous avons montré, au paragraphe A, que les spectres de protons étaient convenablement reproduits dans l'hypothèse de l'émission des particules par une source statique. Dans le cadre d'un calcul des corrélations à deux corps, la répulsion coulombienne à laquelle sont soumises les particules de la part de l'émetteur doit être explicitement considérée en augmentant l'énergie des particules générées de la valeur de la barrière coulombienne B . Cela revient à supposer que les corrélations se développent essentiellement après que les particules ont subi l'influence coulombienne du noyau.

(1) Fonction de corrélation proton-proton

La Figure III-9 montre la fonction de corrélation proton-proton expérimentale, construite à partir de l'ensemble des paires mesurées dans les CsI. Des calculs réalisés pour différentes valeurs de τ sont superposés sur cette figure. L'acceptance et la résolution finie des détecteurs est prise en compte dans les calculs présentés.

Comme nous l'avons montré au Chapitre I (Figure I-5), la fonction de corrélation proton-proton devient peu sensible à la valeur de τ , au-dessus de 15 MeV/c, dès lors que la quasi-résonance autour de 20 MeV/c n'est pas marquée. La faible amplitude du pic observée sur la fonction de corrélation expérimentale peut être reproduite par un calcul effectué avec une durée de vie $\tau=100$ fm/c. Cependant, en deçà de 15 MeV/c, ce calcul surestime fortement l'anti-corrélation. La fonction de corrélation calculée pour $\tau=1600$ fm/c permet de reproduire le comportement de la fonction de corrélation expérimentale à très basse impulsion relative. Elle ne présente, par contre, aucune structure résonante, et, par conséquent, sous-estime légèrement la courbe expérimentale dans la gamme 20-30 MeV/c.

On définit l'estimateur statistique χ^2 par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_{i,\text{théorique}} - y_{i,\text{expérimental}})^2}{e_{i,\text{expérimental}}^2} \quad (\text{III-5})$$

construit avec les n points théoriques $y_{i,\text{théorique}}$ et expérimentaux $y_{i,\text{expérimental}}$. Les incertitudes expérimentales $e_{i,\text{expérimental}}$ sont prises en compte, et les fluctuations sur les calculs théoriques ont été réduites de manière à pouvoir être négligées. Le meilleur accord entre les fonctions expérimentale et théorique est atteint lorsque cette grandeur est minimale. Les valeurs limites du paramètre à déterminer (τ dans notre cas) sont définies comme celles obtenues quand la valeur de χ^2 est augmentée d'une unité par rapport à sa valeur minimale.

La valeur de χ^2 est portée, pour la fonction de corrélation proton-proton, sur la Figure III-9b en fonction de la valeur de τ utilisée dans le calcul. Cette courbe confirme que l'accord est meilleur dans le cas de grandes valeurs de τ . On peut seulement ici donner une limite inférieure pour τ de l'ordre de 1000 fm/c. Ce résultat est compatible avec celui déduit de l'étude de la fonction de corrélation proton-proton réalisée avec les paires mesurées dans le SPEG pour laquelle nous avons déduit une valeur de χ^2 de 1500 fm/c.

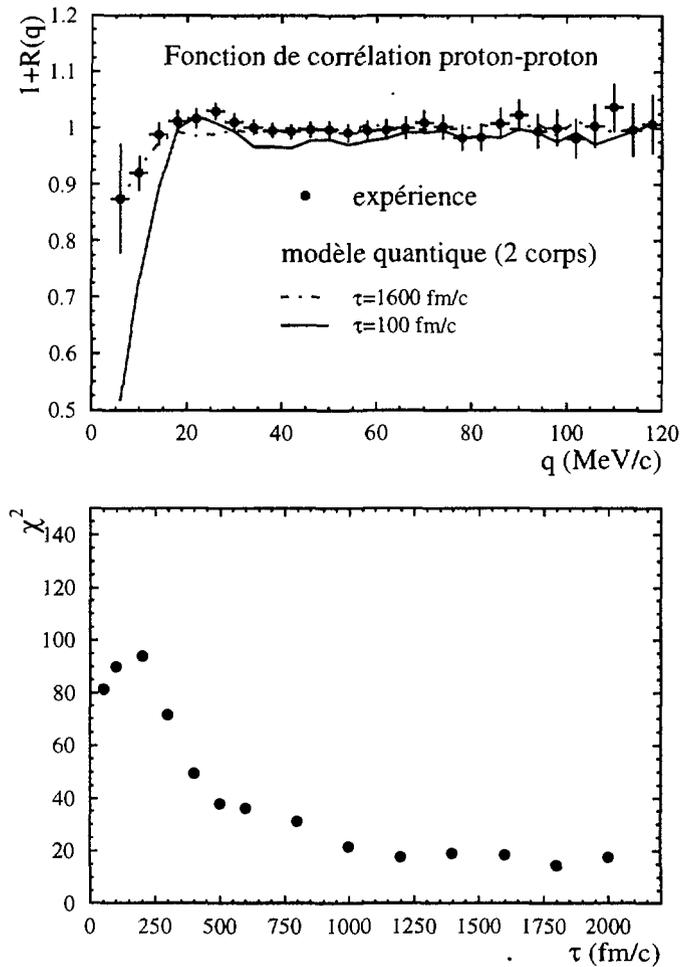


Figure III-9 : a) Fonctions de corrélation proton-proton prédites par le modèle quantique, dans le cadre d'un calcul à deux corps, pour différentes valeurs de τ , comparées à la fonction de corrélation expérimentale construite avec les paires mesurées dans les détecteurs CsI.

b) Courbe $\chi^2 = f(\tau)$

(2) Fonction de corrélation deuton-deuton

Nous ne sommes pas parvenus à reproduire de manière totalement satisfaisante les spectres de deutons et de tritons dans l'hypothèse de l'émission par une source statique. Nous avons convenu d'utiliser les paramètres obtenus pour les protons, pour générer ces particules. Nous devons nous assurer que la fonction de corrélation n'est pas trop sensible à la forme de la distribution en énergie. La Figure III-10 montre deux fonctions de corrélation deuton-deuton calculées à partir de paires générées par des sources de températures respectives $T=4$ MeV et $T=6$ MeV. La faible différence de forme de ces deux courbes nous autorise à comparer les fonctions de corrélation expérimentales et théoriques, bien que les distributions en énergie ne soient pas très bien reproduites.

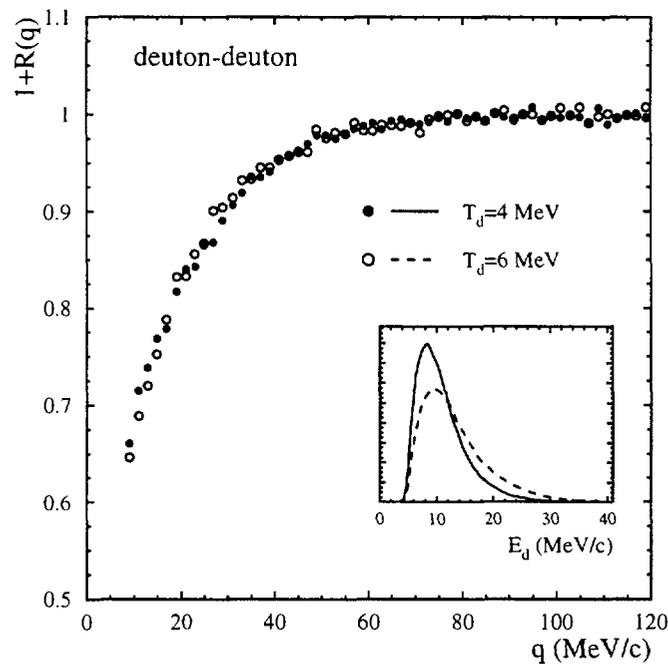


Figure III-10 : Comparaison de deux fonctions de corrélation deuton-deuton calculées avec des paires de particules émises par des sources de températures respectives $T=4$ MeV et $T=6$ MeV. Les distributions en énergie sont représentées dans l'encart.

La Figure III-11 montre la comparaison de la fonction de corrélation expérimentale deuton-deuton obtenue avec les paires mesurées dans les détecteurs CsI, avec des fonctions de corrélation théoriques calculées pour différentes valeurs de τ . La minimisation de la valeur de χ^2 en fonction de τ , permet de déduire une valeur de la durée de vie de la source de $\tau = 150 \pm 30$ fm / c.

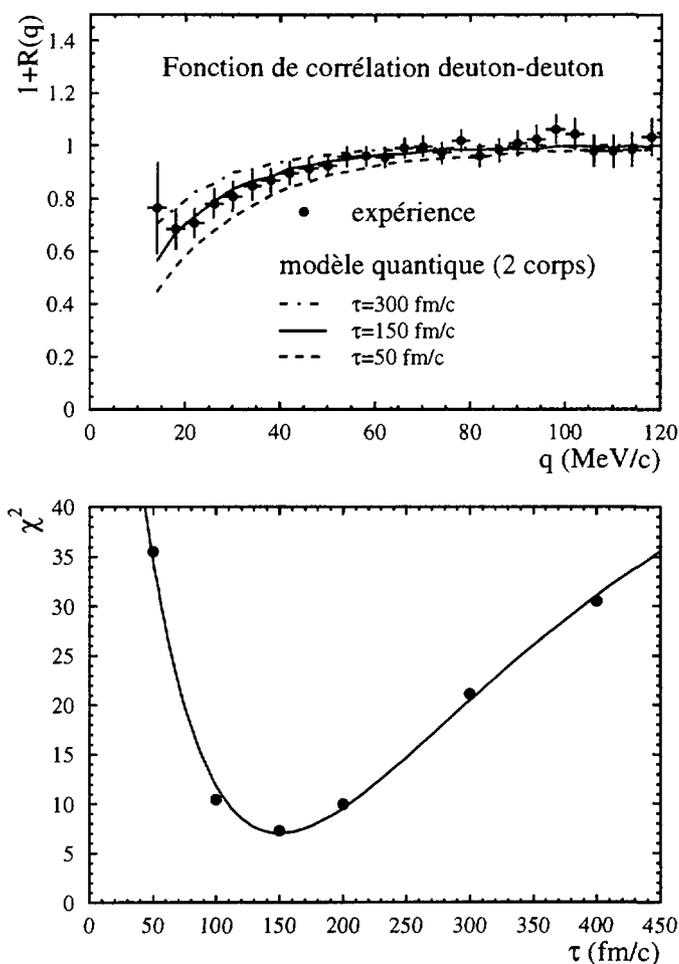


Figure III-11 : a) Fonctions de corrélation deuteron-deuteron prédites par le modèle quantique, dans le cadre d'un calcul à deux corps, pour différentes valeurs de τ , comparées à la fonction de corrélation expérimentale construite avec les paires mesurées dans les détecteurs CsI.

b) Courbe $\chi^2=f(\tau)$

(3) Fonction de corrélation proton-deuteron

La Figure III-12 montre la fonction de corrélation proton-deuteron expérimentale obtenue avec l'ensemble des paires mesurées dans les CsI, à laquelle nous avons superposé les fonctions de corrélation prédites par le modèle quantique pour différentes valeurs de durées de vie, dans le cadre d'un calcul à deux corps. Une minimisation de la valeur de χ^2 défini ci-dessus, en fonction de la valeur de τ utilisée dans le calcul, permet de déduire une durée de vie de la source de $\tau = 950 \pm 100$ fm / c.

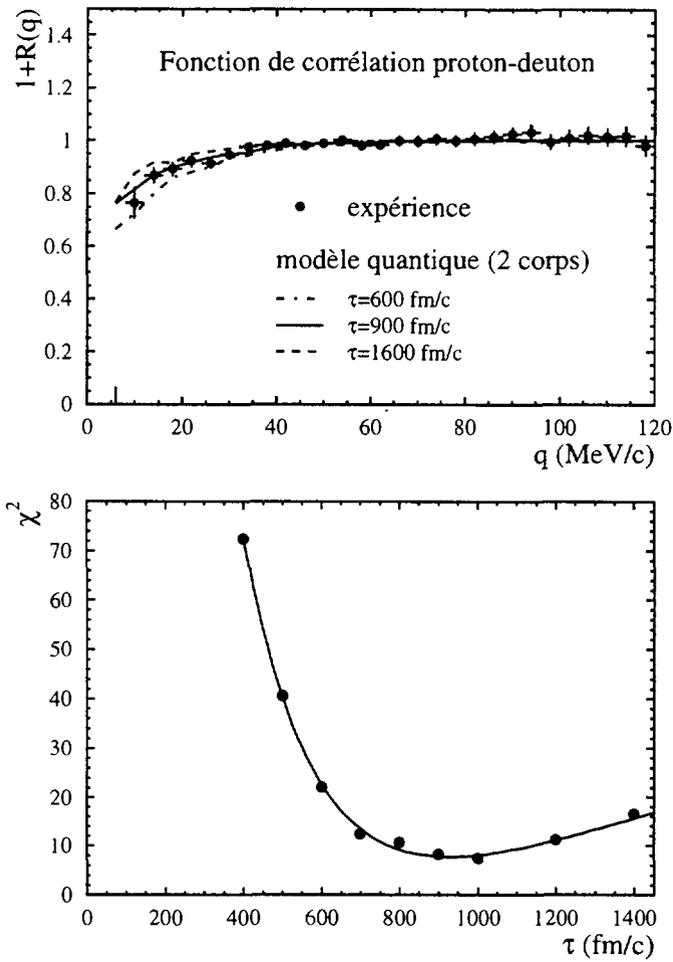


Figure III-12 : a) Fonctions de corrélation proton-deuteron prédites par le modèle quantique, dans le cadre d'un calcul à deux corps, pour différentes valeurs de τ , comparées à la fonction de corrélation expérimentale construite avec les paires mesurées dans les détecteurs CsI
 b) Courbe $\chi^2=f(\tau)$.

(4) Fonction de corrélation triton-triton

L'interaction nucléaire entre deux tritons reste assez mal connue et n'est, par conséquent, pas prise en compte dans ce calcul. L'estimation de τ peut être malgré tout indicative, dans la mesure où on s'attend à ce que les effets de l'interaction coulombienne soient dominants.

La Figure III-13 présente la fonction de corrélation triton-triton expérimentale, ainsi que des calculs réalisés pour différentes valeurs de τ . La minimisation du χ^2 permet de déduire une durée de vie de la source $\tau = 200 \pm 50$ fm/c.

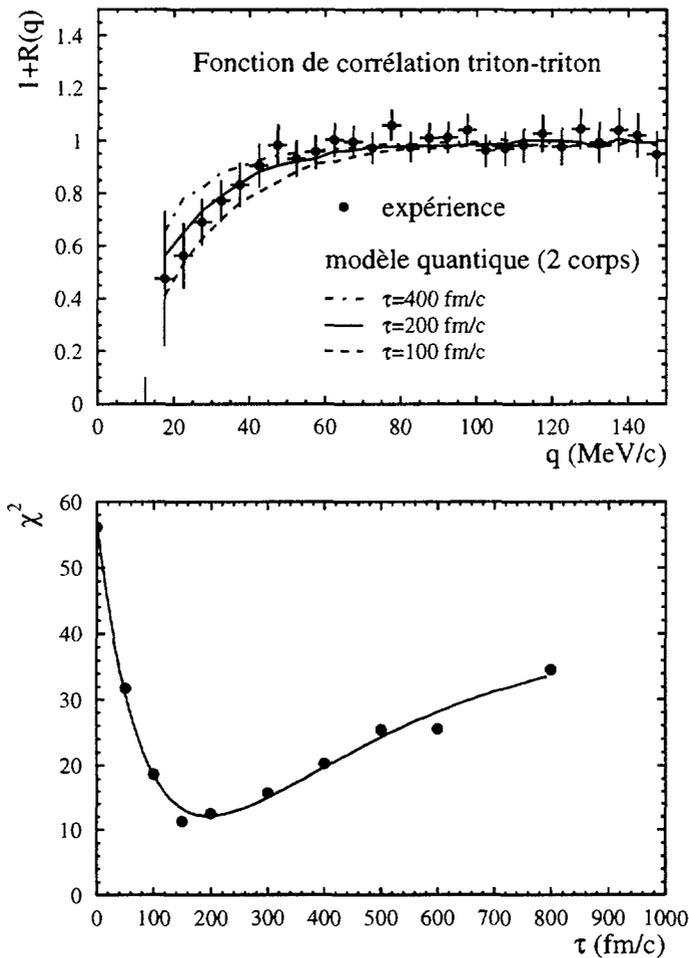


Figure III-13 : a) Fonctions de corrélation triton-triton prédites par le modèle quantique, dans le cadre d'un calcul à deux corps, pour différentes valeurs de τ , comparées à la fonction de corrélation expérimentale construite avec les paires mesurées dans les détecteurs CsI.

b) Courbe $\chi^2=f(\tau)$

(5) Comparaison des résultats

Les durées de vie des sources prédites à l'aide des fonctions de corrélations d-d et t-t, sont relativement courtes ≈ 200 fm/c. Pour les couples p-p et p-d, les valeurs de temps de vie extraites sont beaucoup plus élevées : respectivement 1600 fm/c et 950 fm/c.

L'influence du champ coulombien de l'émetteur n'a pas été pris en compte jusqu'ici. On s'attend (cf Chapitre I) à ce qu'elle se manifeste particulièrement dans le cas de paires de particules de rapport charge/masse différents, et d'autant plus fortement que la valeur de τ est faible.

b) Calculs à trois corps

Dans le cadre du calcul à trois corps, il n'est pas nécessaire d'introduire explicitement une barrière coulombienne, puisque l'interaction entre chaque particule et le noyau est prise en compte. Nous allons effectuer des calculs en utilisant deux valeurs extrêmes pour la charge du noyau émetteur. L'hypothèse de l'émission des particules par un quasi-projectile de masse proche de celle du xénon, nous conduit à considérer la charge de la source identique à celle de ce noyau : $Z=54$. Avec cette valeur, on constate que le maximum de la distribution en énergie des particules émises est fortement surestimé, par rapport à la distribution qui permet de reproduire les spectres expérimentaux ($T=4$ MeV, $B=4.5$ MeV) (Figure III-14).

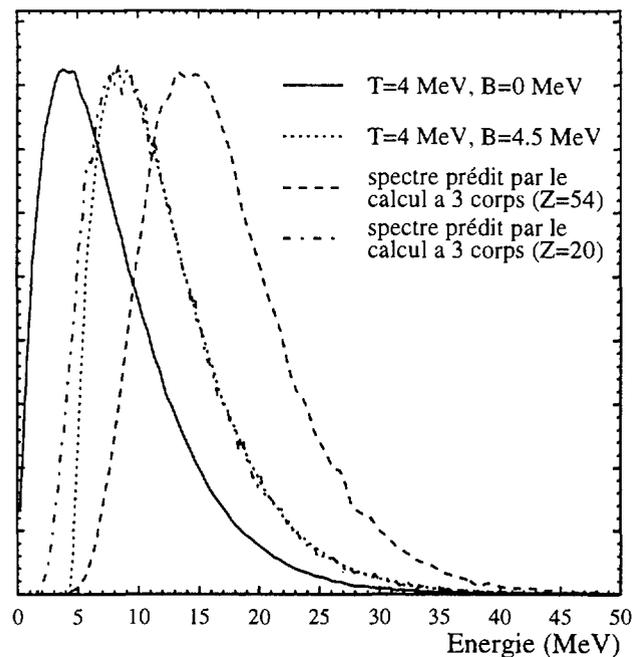


Figure III-14 : Comparaison des spectres en énergie, dans le référentiel de la source, considérés dans les calculs à deux corps et à trois corps. L'émission des particules est isotrope.

Une charge beaucoup plus petite ($Z=20$) permet de reproduire la distribution en énergie. Il faut souligner que l'interaction nucléaire entre le noyau et les particules émises n'est pas prise en compte dans le modèle et que, par conséquent, cette valeur de la charge est certainement sous-estimée et représente donc une valeur limite inférieure [ERA91].

(1) Fonction de corrélation proton-proton

La Figure III-15 présente la comparaison de la fonction de corrélation proton-proton expérimentale avec les fonctions de corrélation calculées pour $\tau=3000$ fm/c, en considérant la charge du noyau égale à 20 (à gauche) et 54 (à droite). On constate, pour cette valeur de τ , assez peu de différences entre les prédictions obtenues pour ces deux valeurs extrêmes de la charge. Ceci peut se comprendre, dans la mesure où la fonction de corrélation est peu sensible à l'influence du troisième corps pour des paires de particules identiques et des durées de vie élevées. Pour cette valeur de τ , la résonance à 20 MeV/c n'est pas reproduite. Les courbes $\chi^2=f(\tau)$ révèlent une large incertitude pour la valeur de τ .

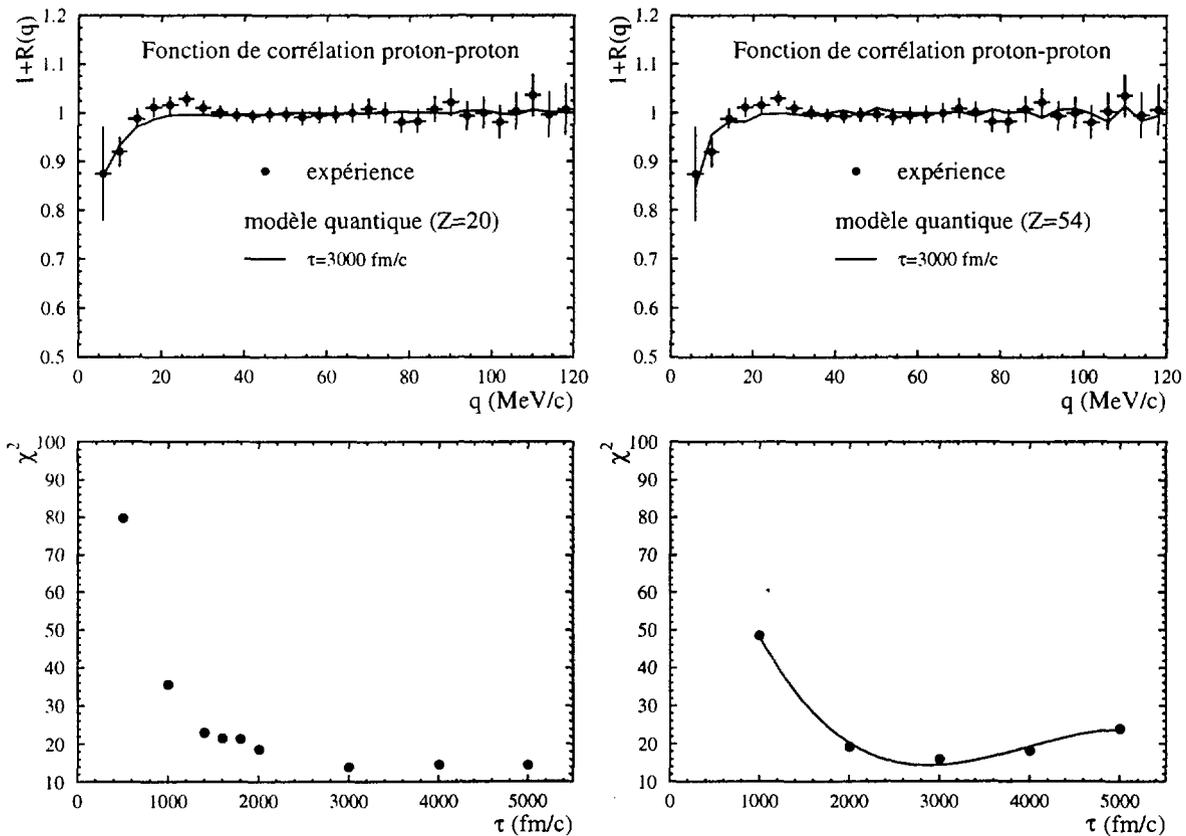


Figure III-15 : En haut : Fonctions de corrélation p-p calculées en tenant compte de l'influence du champ coulombien du noyau émetteur, pour lequel deux valeurs extrêmes de la charge ont été considérées ($Z=20$ à gauche et $Z=54$ à droite), comparées à la fonction de corrélation expérimentale. La réponse des détecteurs est prise en compte dans les calculs.

En bas : Courbes $\chi^2=f(\tau)$

(2) Fonction de corrélation deuton-deuton

La fonction de corrélation d-d expérimentale (Figure III-16) est comparée à des fonctions de corrélation théoriques obtenues dans le cadre d'un calcul à trois corps, pour différentes valeurs de τ , et en considérant les deux valeurs extrêmes de la charge du noyau. Les courbes $\chi^2=f(\tau)$ permettent de déterminer les valeurs de τ : dans le cas où l'on considère une charge de $Z=20$ on obtient $\tau=90\pm 20$ fm/c, et pour $Z=54$, $\tau=70\pm 30$ fm/c. Ces valeurs sont inférieures à celles prédites par le calcul à deux corps ($\tau=150$ fm/c).

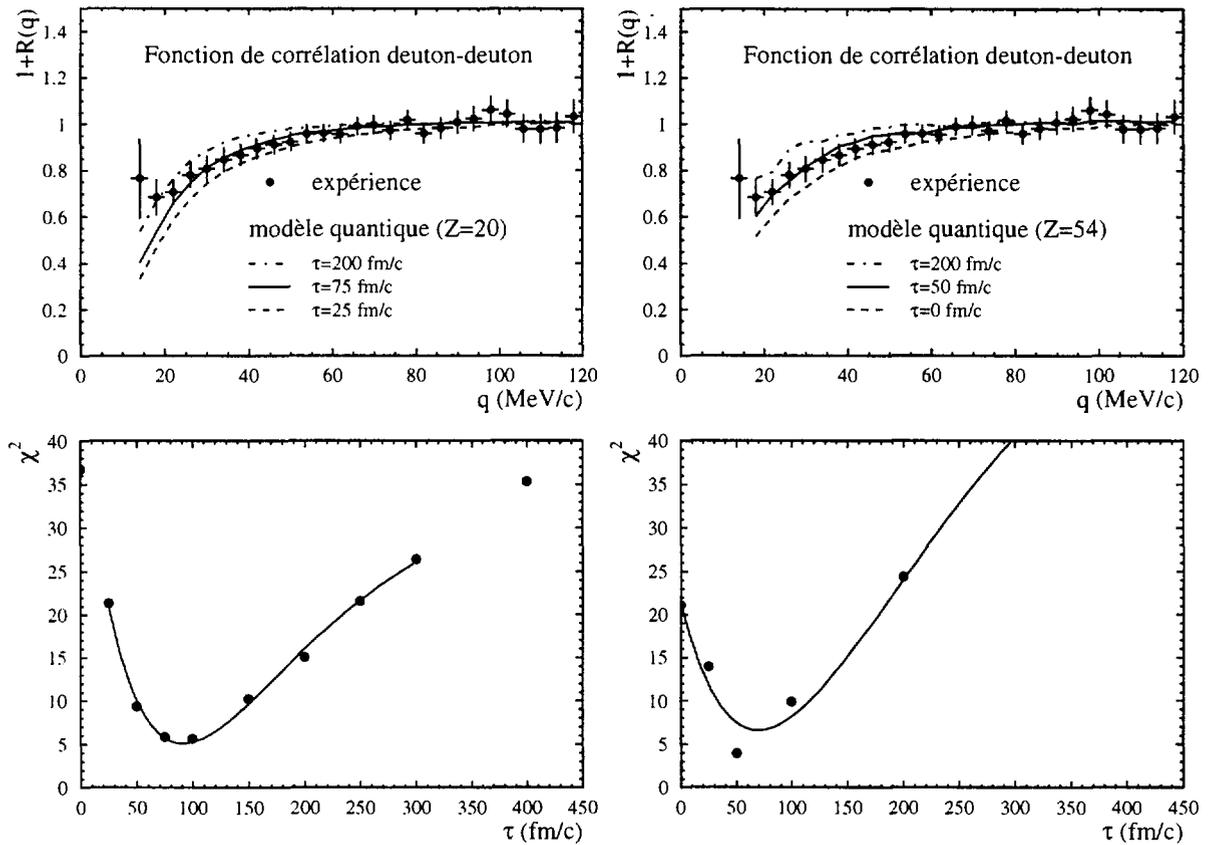


Figure III-16 : En haut : Fonctions de corrélation d-d calculées en tenant compte de l'influence du champ coulombien du noyau émetteur, pour lequel deux valeurs extrêmes de la charge ont été considérées ($Z=20$ à gauche et $Z=54$ à droite), comparées à la fonction de corrélation expérimentale. La réponse des détecteurs est prise en compte dans les calculs.

En bas : Courbes $\chi^2=f(\tau)$

(3) Fonction de corrélation proton-deuton

Les fonctions de corrélation obtenues avec un calcul à trois corps, en considérant les deux valeurs extrêmes de la charge de l'émetteur, sont comparées à la fonction de corrélation p-d expérimentale, sur la Figure III-17. Les courbes $\chi^2=f(\tau)$ permettent d'extraire les valeurs de durées de vie $\tau=900\pm 100$ fm/c pour $Z=20$ et $\tau=250\pm 50$ fm/c pour $Z=54$. La grande différence entre ces deux valeurs est due au fait que le champ coulombien n'accélère pas les deux particules de cette paire de manière identique à cause de la différence de leurs rapports charge/masse. La valeur obtenue pour $Z=54$ est nettement inférieure à celle prédite par le calcul à deux corps. Ceci montre que, dans une telle situation, l'influence du champ coulombien de l'émetteur ne peut pas être négligée.

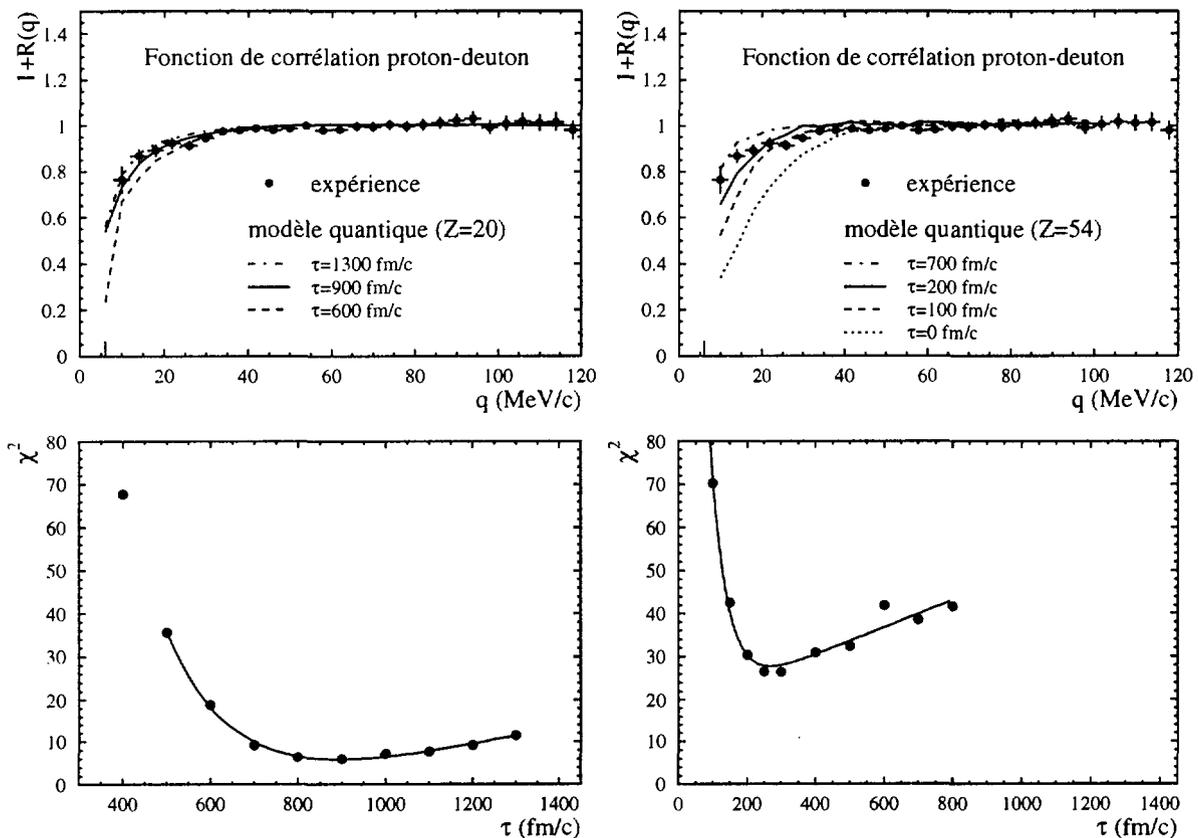


Figure III-17 : En haut : Fonctions de corrélation p-d calculées en tenant compte de l'influence du champ coulombien du noyau émetteur, pour lequel deux valeurs extrêmes de la charge ont été considérées ($Z=20$ à gauche et $Z=54$ à droite), comparées à la fonction de corrélation expérimentale. La réponse des détecteurs est prise en compte dans les calculs.

En bas : Courbes $\chi^2=f(\tau)$

(4) Discussion des calculs à trois corps

Le tableau ci-dessous résume l'ensemble des valeurs de durées de vie des sources extraites de la comparaison des fonctions de corrélation expérimentales, et des fonctions de corrélations calculées dans les approches à deux corps et à trois corps.

Système	p-p	p-d	d-d	t-t
2 corps	≈1600	950	150	200
3 corps Z=20	>1200	900	90	x
3 corps Z=54	≈3000	250	70	x

Pour le couple proton-proton, il est très difficile d'évaluer l'influence du troisième corps, dans la mesure où la détermination de la valeur de τ est très imprécise. Pour les systèmes p-d et d-d, la fonction de corrélation est très sensible au champ coulombien du troisième corps. Pour le couple d-d, une différence importante apparaît entre les calculs à deux corps et à trois corps. Pour le couple p-d, la valeur de τ n'est pas très différente si on compare les résultats du calcul à deux corps et du calcul à trois corps effectué avec une charge $Z=20$ faible ; par contre, l'augmentation de cette charge conduit à une diminution importante de la valeur de τ prédite.

c) *Comparaison de différents systèmes*

Nous avons déterminé des temps de vie très différents suivant le système considéré. L'intervalle de temps entre l'émission de deux protons semble beaucoup plus long que celui séparant l'émission de deux deutons. Pour le couple p-d, τ prend une valeur intermédiaire, très sensible à la valeur de la charge considérée.

Si on considère deux particules identiques, l'intervalle de temps moyen $\tau = \langle t_1 - t_2 \rangle$ entre l'émission de deux particules est directement relié, dans le cas d'une approche statique, à la durée de vie τ_0 de la source (sans pour autant être nécessairement identique). Par exemple, dans le cas d'une distribution exponentielle, ces deux grandeurs se confondent, alors que si on suppose une distribution gaussienne, $\tau = \sqrt{2}\tau_0$. Dans le cas de deux particules de types différents, l'intervalle de temps moyen mesuré, dépend non seulement du temps de vie de la source pour chacune des particules, mais également d'un éventuel décalage de l'origine des distributions en temps d'émission des particules (cf. Figure I-11). L'analyse des fonctions de corrélation intégrées, telle que nous l'avons menée jusqu'ici, nous permet seulement d'extraire une information relative. Nous allons, dans la partie suivante, tenter de déterminer la séquence d'émission de particules de types différents, par l'étude d'effets directionnels.

D. EFFETS DIRECTIONNELS

1. Analyse de la séquence d'émission pour le couple proton-deuton

Nous avons présenté au chapitre I une méthode permettant d'analyser la séquence d'émission des particules de types différents, basée sur la construction de deux fonctions de corrélation $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ obtenues en sélectionnant les paires suivant l'angle relatif de leur impulsion totale et de l'impulsion relative des deux particules.

Sur la Figure III-18, sont représentées, pour le système proton-deuton, les fonctions de corrélations expérimentales $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$. (a), ainsi que leur rapport (b).

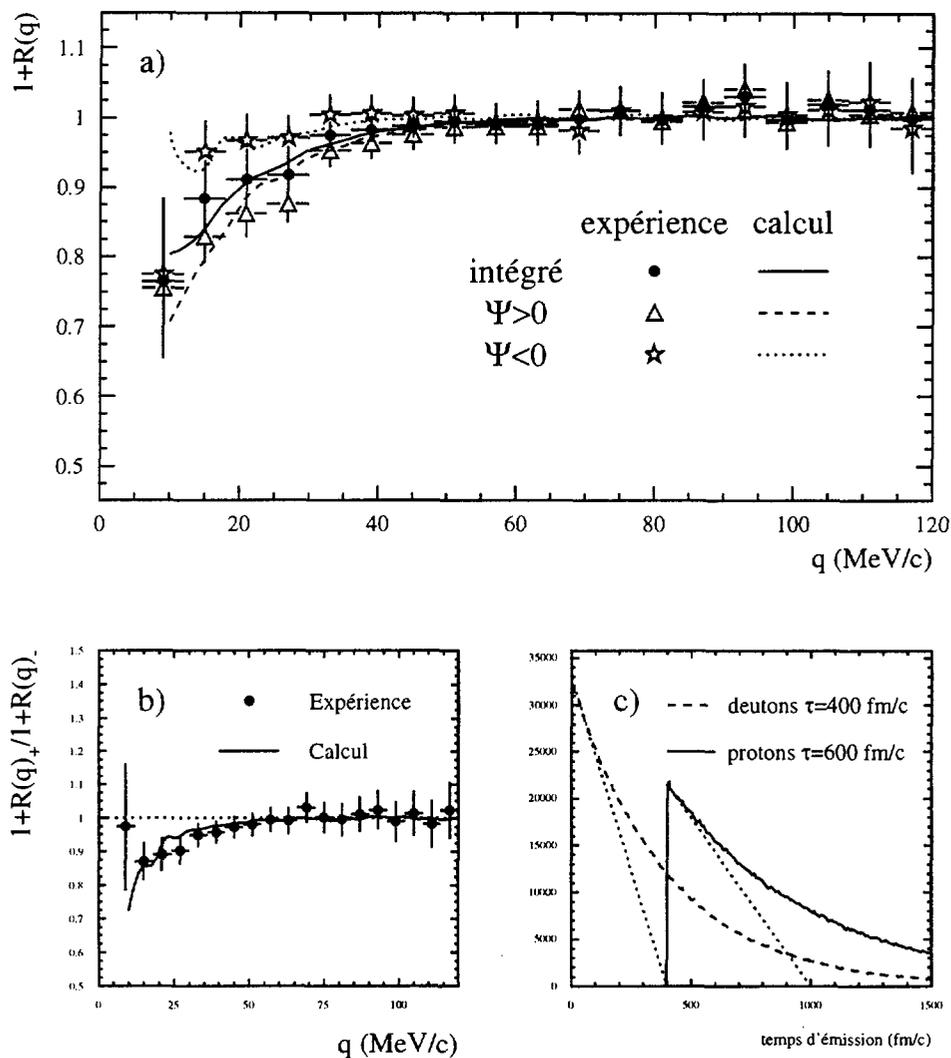


Figure III-18 : a) Fonctions de corrélation p-d intégrée, $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ expérimentales reproduites par le calcul théorique à deux corps. b) Rapports $(1+R(q))_+ / (1+R(q))_-$. c) distributions en temps utilisées pour le calcul.

Remarque : *Si l'impulsion relative peut être définie (en approximation non relativiste) dans n'importe quel repère, il n'en va pas de même pour l'impulsion totale de la paire, qui doit être évaluée dans le référentiel de la source. Le calcul de l'angle ψ est donc lié à la qualité de l'estimation de la vitesse de la source.*

La fonction de corrélation $(1+R(q))_+$, construite pour les couples de particules où le proton est plus rapide que le deuton présente une anti-corrélation nettement plus marquée que celle construite avec les paires où le proton est le plus lent. S'appuyant sur la discussion du Chapitre I, nous interprétons cette situation par le fait que les deutons sont émis préférentiellement avant les protons. Les fonctions de corrélation théoriques, calculées sans tenir compte de l'influence du champ coulombien du noyau émetteur, permettant de reproduire au mieux les résultats expérimentaux sont superposées sur la figure. Elles ont été obtenues pour les distributions en temps d'émission des particules indiquées en (c). Le temps moyen entre l'émission de deux protons est $\tau_p=600$ fm/c, et $\tau_d=400$ fm/c entre l'émission de deux deutons. Les valeurs de τ_p et τ_d présentent moins de différence que celle que nous avons déduite de l'analyse des fonctions de corrélation p-p et d-d. L'intervalle de temps moyen, en valeur absolue, séparant l'émission des protons et des deutons vaut $\tau_{pd}=700$ fm/c. Cette valeur est compatible avec le temps de vie extrait de l'analyse de la fonction de corrélation pd, construite sans sélection. Cette analyse révèle, qu'en moyenne, les deutons sont émis avant les protons.

Notre méthode, appliquée aux résultats de deux autres expériences, réalisées respectivement avec détecteur de neutrons ORION (étudiant la réaction $208\text{Pb}+93\text{Nb}$ à 29 MeV/nucléon) [GHI95][GHI96], et avec le multi-détecteur INDRA (dans la réaction $129\text{Xe}+119\text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon) [GOU96], a permis de conclure également que, dans les collisions étudiées, les deutons sont émis, en moyenne, avant les protons.

Des analyses de la séquence d'émission des particules de types différents ont été réalisées dans une approche différente [GEL95]. Les auteurs comparent les spectres en différence des modules des vitesses v_p-v_d expérimentaux et déduits d'un calcul de trajectoire tenant compte de l'influence du champ coulombien de l'émetteur. Ils n'obtiennent un bon accord, qu'en considérant que les deutons sont émis préférentiellement avant les protons. (Figure III-19a). Ils parviennent à reproduire les fonctions de corrélation p-d en utilisant des temps de vie différents pour les protons et les deutons, mais avec la même origine des distributions en temps (Figure III-19b). L'intervalle de temps moyen séparant l'émission de deux deutons est déduit de la fonction de corrélation d-d, et celui séparant l'émission de deux protons est considéré comme paramètre libre. Les auteurs confirment la tendance, selon laquelle les deutons sont émis avant les protons, en déduisant des durées de vie plus importantes pour les protons.

Cette analyse ne peut malheureusement pas être appliquée quantitativement pour les autres systèmes de particules différentes dans le cadre de notre modèle, à cause des résonances présentes sur les fonctions de corrélation. Néanmoins, des effets directionnels apparaissent

pour les fonctions de corrélation p-t et p- α lorsqu'on sélectionne les paires suivant le signe de l'angle ψ .

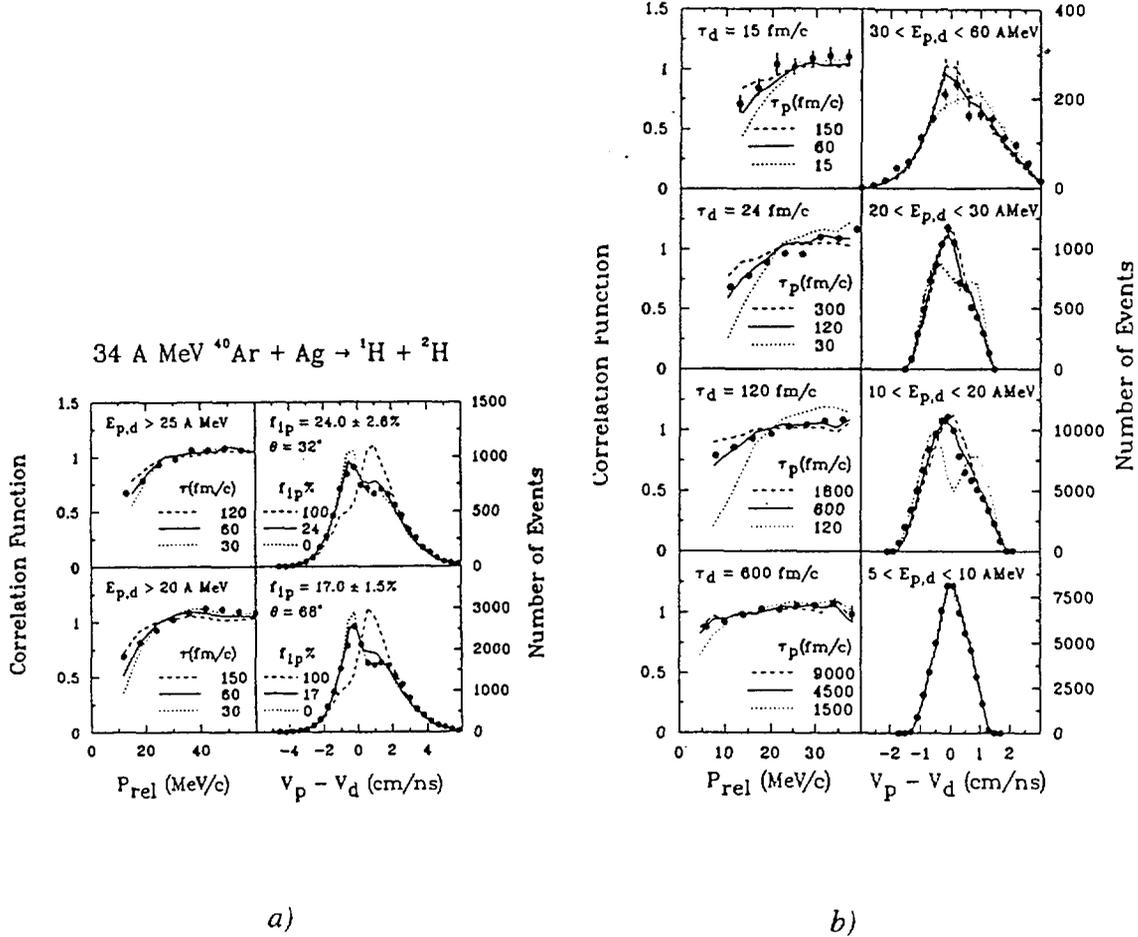


Figure III-19 : a) Fonctions de corrélation (gauche) et spectres en différence des vitesses $v_p - v_d$ (droite). f_{1p} représente la proportion de protons émis en premier. b) même chose, mais en considérant des valeurs de τ différentes pour les protons et les deutons.

2. Effets directionnels pour le couple p-t

La fonction de corrélation p-t, construite sans sélection (Figure III-20) ne présente pas de structure marquée (bien que des résonances d'états excités de ${}^4\text{He}$ soient attendues en deçà de 50 MeV/c), mais seulement une légère anti-corrélation à basse impulsion relative due à la répulsion coulombienne des particules (Figure III-20a). Par contre les fonctions de corrélation $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ (Figure III-20b) présentent des allures très différentes. En deçà de 50 MeV/c la fonction de corrélation $(1+R(q))_-$ obtenue avec les paires où le proton est plus lent que le triton demeure supérieure à l'unité, alors que $(1+R(q))_+$ présente une anti-

corrélation assez marquée. Le rapport (Figure III-20b) des fonctions de corrélation $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ présente la même tendance que celui observé pour le couple p-d, ce qui nous indique que les tritons sont émis, en moyenne, avant les protons. Cependant, la présence des états excités de ${}^4\text{He}$ ne nous permet pas de conclure de manière certaine.

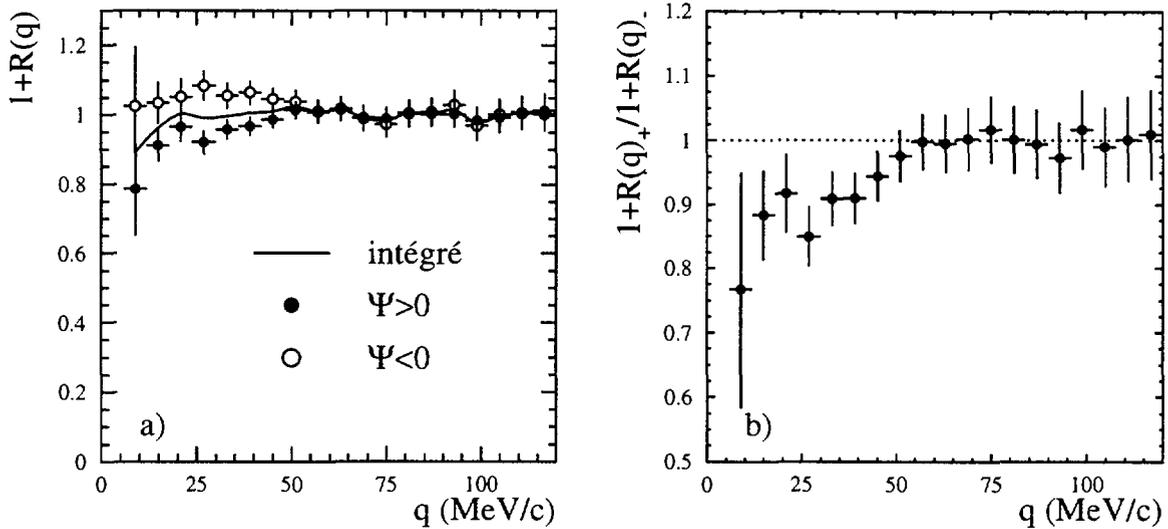


Figure III-20 : a) Fonction de corrélation proton-triton, construite avec les paires mesurées dans les CsI, sans sélection, et sélectionnées suivant le signe de l'angle Ψ : $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$. b) Rapport $(1+R(q))_+ / (1+R(q))_-$.

3. Effets directionnels pour le couple p- α

a) Etude de la séquence d'émission des particules

La fonction de corrélation p- α obtenue sans sélection (cf Figure II-26) révèle, en plus d'un effet de répulsion coulombienne, deux résonances, à 15 et 50 MeV/c, respectivement liées à la détection partielle des produits de la désintégration du ${}^9\text{B}$ et à la décroissance du ${}^5\text{Li}$ dans son état fondamental.

On a représenté sur la Figure III-21a, les fonctions de corrélation p- α , en sélectionnant les paires suivant le signe de l'angle Ψ , formé entre les vecteurs *impulsion totale* de la paire et *impulsion relative*. La contribution estimée des paires de particules émises directement par la source, présente une allure différente sur les fonctions de corrélation $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$. Dans la référence [POC87], les auteurs interprètent cette différence comme une manifestation du champ coulombien de la source. Nous avons montré précédemment, que cet effet pouvait également provenir de la séquence d'émission des particules de types différents.

La fonction de corrélation $(1+R(q))_+$ obtenue avec les paires p- α où le proton est le plus rapide présente un effet plus important que $(1+R(q))_-$. Bien que la structure complexe de la fonction de corrélation p- α nous impose d'être prudent, et ne nous permet pas de faire une étude quantitative, ce résultat nous indique que les particules α seraient émises, en moyenne, avant les protons.

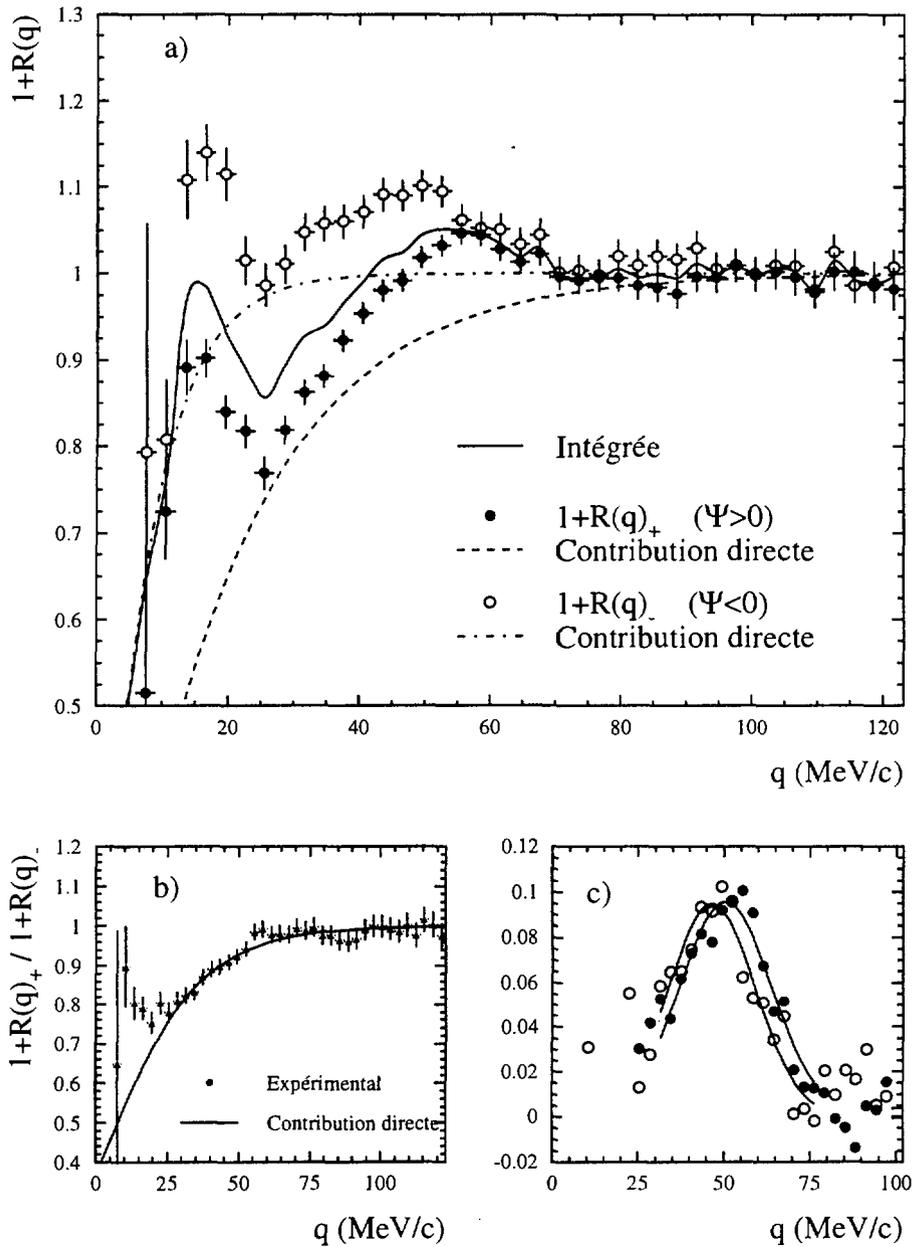


Figure III-21 : a) Fonctions de corrélations expérimentales p- α , obtenues sans sélection des paires (trait plein), puis en sélectionnant les paires suivant le signe de l'angle Ψ . b) Rapport des fonctions de corrélation $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$. c) Résonance du ${}^5\text{Li}$ pour $\Psi > 0$ (cercles pleins), et $\Psi < 0$ (cercles vides).

b) Influence du champ coulombien sur la résonance du ^5Li

Pochodzalla *et al* [POC85][POC87] ont montré qu'en sélectionnant les paires p- α suivant le signe de la différence des modules des vitesses des deux particules, la résonance du ^5Li était déplacée, alors que la position du pic du ^9B restait inchangée (Figure III-22). Les auteurs expliquent ce résultat, par le fait que le noyau de ^5Li , de durée de vie très courte ($\tau \approx 130$ fm/c), se désintègre à proximité de l'émetteur, dont l'influence du champ coulombien sur le proton et la particule α diffère à cause du rapport charge/masse non identique de ces particules.

Malgré la faible amplitude des résonances, on observe également ce phénomène. Pour évaluer de manière quantitative ce décalage, il convient de retirer la contribution estimée des paires pour lesquelles les deux particules sont émises indépendamment l'une de l'autre par la source. La résonance du ^5Li est centrée sur une valeur de l'impulsion relative de 50 MeV/c pour la fonction de corrélation $(1+R(q))_+$ et à 44 MeV/c pour $(1+R(q))_-$, soit une différence significative de 6 MeV/c (Figure III-21c).

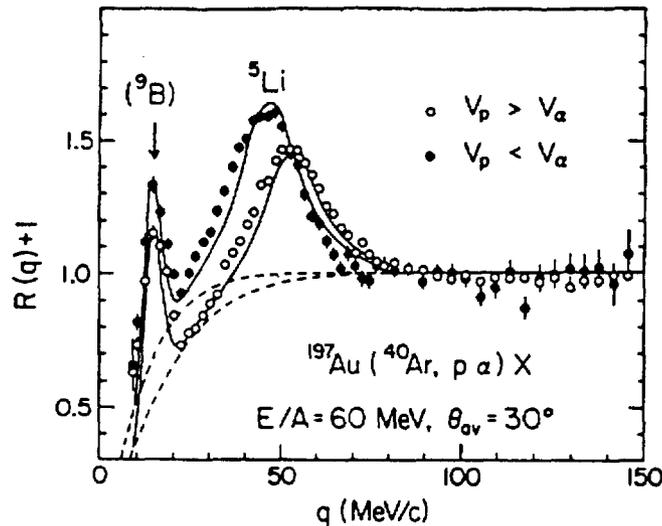


Figure III-22 : Fonctions de corrélation expérimentales p- α , obtenues en sélectionnant les paires suivant le signe de la différence des modules des vitesses des particules. Le déplacement de la résonance du ^5Li sous l'influence du champ coulombien du noyau émetteur est reproduit par un calcul de trajectoire. [POC87]

4. Effets directionnels pour les autres couples de particules non identiques

Les fonctions de corrélation $(1+R(q))_+$ et $(1+R(q))_-$ obtenues pour les couples d-t et d- α , ainsi que les rapports $(1+R(q))_+/(1+R(q))_-$ sont présentés sur la Figure III-23. L'intensité du pic de la fonction de corrélation d- α est différente en fonction de la sélection, mais aucun

effet indiquant l'émission préférentielle de l'une des particules, n'apparaît pour ces couples. Cette étude n'est pas présentée pour le couple t- α , car la normalisation difficile de cette fonction de corrélation (Figure II-26) et les multiples résonances attendues ne permettraient aucune interprétation pertinente.

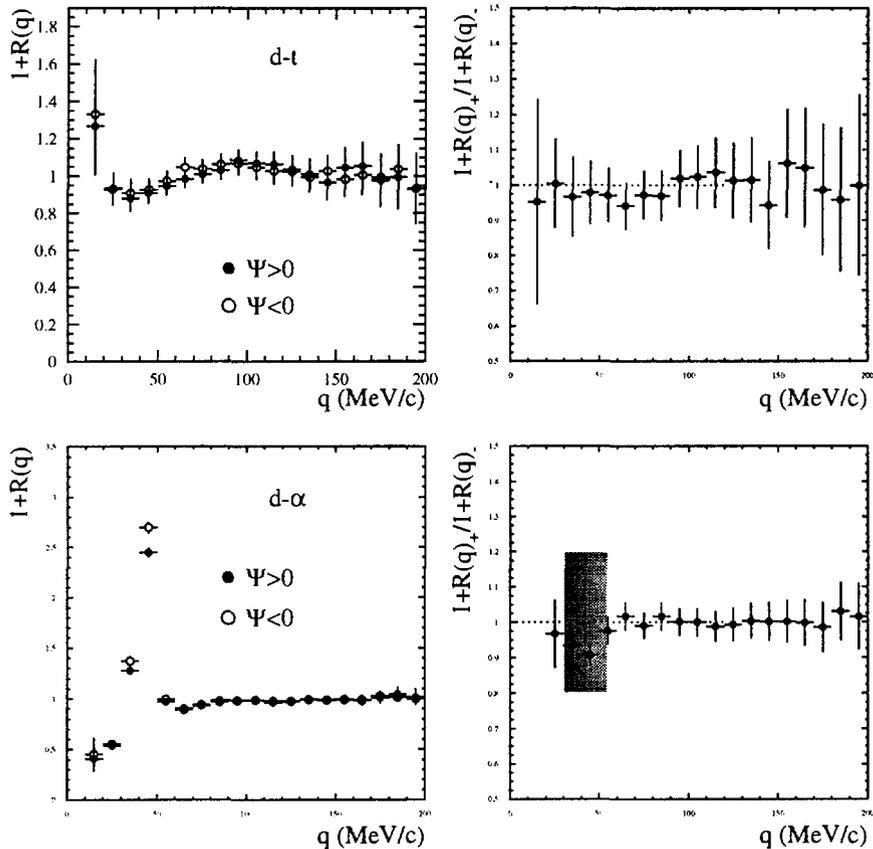


Figure III-23 : Fonctions de corrélations $(I+R(q))_+$ et $(I+R(q))_-$ (gauche) et leurs rapports (droite) pour les couples d-t (haut) et d- α (bas) (la zone grisée correspond à la position de la résonance sur la fonction de corrélation d- α)

5. Synthèse sur la séquence d'émission des particules de types différents

Nous avons présenté une étude quantitative de la séquence d'émission des protons et des deutons. Cette analyse a montré que les deutons étaient émis, en moyenne, avant les protons. Une étude qualitative a également été menée pour les autres paires de particules non identiques. Les effets directionnels des fonctions de corrélation d-t et d- α nous indiquent que les deutons, les tritons et particules α seraient émis sans ordre préférentiel, alors que le comportement des trois fonctions de corrélation p-d, p-t et p- α , indiquent de manière convergente que les protons seraient émis, en moyenne après les autres types de particules.

Chapitre IV

L'interférométrie : une technique pour l'analyse des corrélations dynamiques et de l'évolution des collisions

A. LES LIMITES D'UNE ANALYSE STATIQUE

Nous avons mené, au chapitre précédent, une étude de la réaction $^{129}\text{Xe}+^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u en supposant que dans l'ensemble, les particules détectées étaient émises par une source unique. Bien que plusieurs arguments nous aient conduit à une telle description de la collision, notre dispositif expérimental ne nous permettait pas de caractériser, événement par événement, le type de collision (paramètre d'impact, énergie d'excitation...). D'autre part, nous n'avons pas tenu compte de l'évolution au cours du temps, de la zone émettrice des particules et des corrélations qui peuvent exister entre les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules, et leur impulsion.

1. Influence des corrélations entre l'impulsion et les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules

Pour illustrer l'influence des corrélations dynamiques entre les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules et leur impulsion, sur les fonctions de corrélation, nous avons effectué des calculs pour le couple proton-deuton, pour différents types d'émission (Figure IV-1a). On envisage trois cas :

- (1) absence totale de corrélation entre les coordonnées spatiales et l'impulsion des particules :

$$f(\vec{r}, \vec{p}) \propto f_r(|\vec{r}|) \cdot f_p(|\vec{p}|) \quad (\text{IV-1})$$

- (2) émission suivant la loi dite de Lambert :

$$f(\vec{r}, \vec{p}) \propto f_r(|\vec{r}|) \cdot f_p(|\vec{p}|) \Theta(\vec{r} \cdot \vec{p}) \frac{\vec{r} \cdot \vec{p}}{|\vec{r}| |\vec{p}|} \quad (\text{IV-2})$$

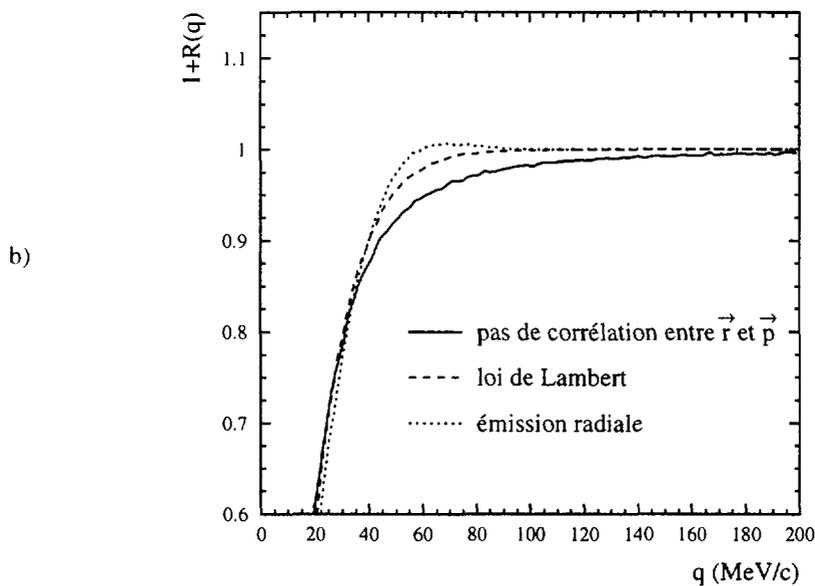
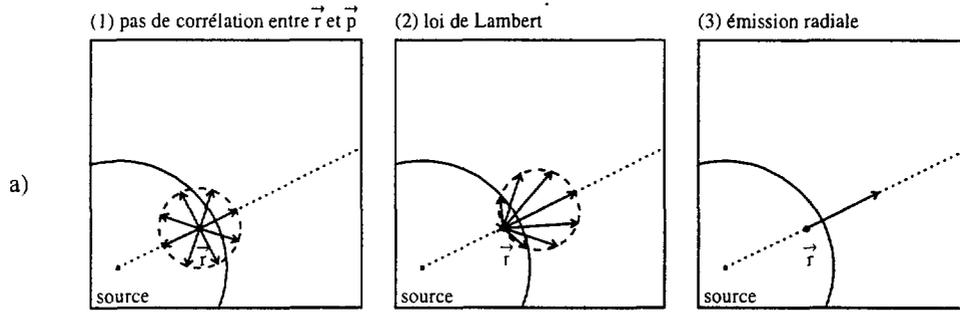


Figure IV-1 : a) Illustration des trois types de corrélations entre les coordonnées spatiales des points d'émission des particules et de leur impulsion :

(1) pas de corrélation, (2) loi de Lambert, (3) émission radiale.

La longueur des flèches correspond à la probabilité d'émissions des particules dans la direction qu'elles pointent

b) Fonctions de corrélation proton-deuton obtenues pour ces trois hypothèses.

- (3) émission radiale, où on impose au vecteur impulsion d'avoir strictement la même direction que le vecteur position du point d'émission de la particule. Il faut souligner que ce type de distribution, très souvent utilisé, présente une corrélation très forte :

$$f(\vec{r}, \vec{p}) \propto f_r(|\vec{r}|) \cdot f_p(|\vec{p}|) \cdot \delta\left(1 - \frac{\vec{r} \cdot \vec{p}}{|\vec{r}| |\vec{p}|}\right) \quad (\text{IV-3})$$

Remarquons que dans les trois cas, les distributions $f_r(|\vec{r}|)$ et $f_p(|\vec{p}|)$ restent identiques. Nous supposons de plus, pour ces calculs, que les particules sont émises simultanément. Les fonctions de corrélation p-d obtenues avec ces hypothèses (Figure IV-1b) présentent des différences significatives, ce qui montre, qu'en ignorant ce types de corrélations, on peut être amené à des interprétations erronées, lors de la comparaison entre des données expérimentales et des calculs théoriques.

2. Evolution de la source

Nous avons considéré, jusqu'à présent, des paires de particules émises par une source statique, dont la taille et la température n'évoluaient pas au cours du temps. Nous savons qu'une telle représentation de la voie de sortie des collisions d'ions lourds, reste très schématique et insuffisante, surtout lorsqu'on ne dispose d'aucun moyen de sélection des événements. Sur la Figure IV-2a [GON91b], on voit que les fonctions de corrélation proton-proton expérimentales, présentent des effets d'autant plus forts que l'impulsion totale P de la paire est grande. Les calculs portés sur cette figure ont été obtenus à l'aide de la formule de Koonin-Pratt [PRA87]. La Figure IV-2b montre l'évolution de la taille de la source gaussienne r_0 dans l'hypothèse de durée de vie nulle, en fonction de P , pour deux réactions différentes. Le paramètre r_0 intègre les caractéristiques spatiale et temporelle de la source : $r_0 = \sqrt{r^2 + (v\tau)^2}$, où r est le rayon de la source, τ , sa durée de vie et v , la vitesse du centre de masse de la paire. Le résultat présenté sur cette figure, peut être interprété comme une évolution de la source au cours du temps. En effet, les particules les plus énergétiques sont émises, en moyenne, au début de la réaction (pré-équilibre et source chaude), avec des intervalles de temps courts, ce qui conduit à une corrélation forte. Puis, à mesure que le système se relaxe, les particules sont libérées avec moins d'énergie, et les intervalles de temps séparant leur émission s'accroissent, atténuant ainsi leur corrélation. Cette évolution va à l'encontre de ce qu'on pourrait attendre en considérant les particules émises par une source statique, ne présentant pas de corrélation entre l'impulsion des particules et leur temps d'émission.

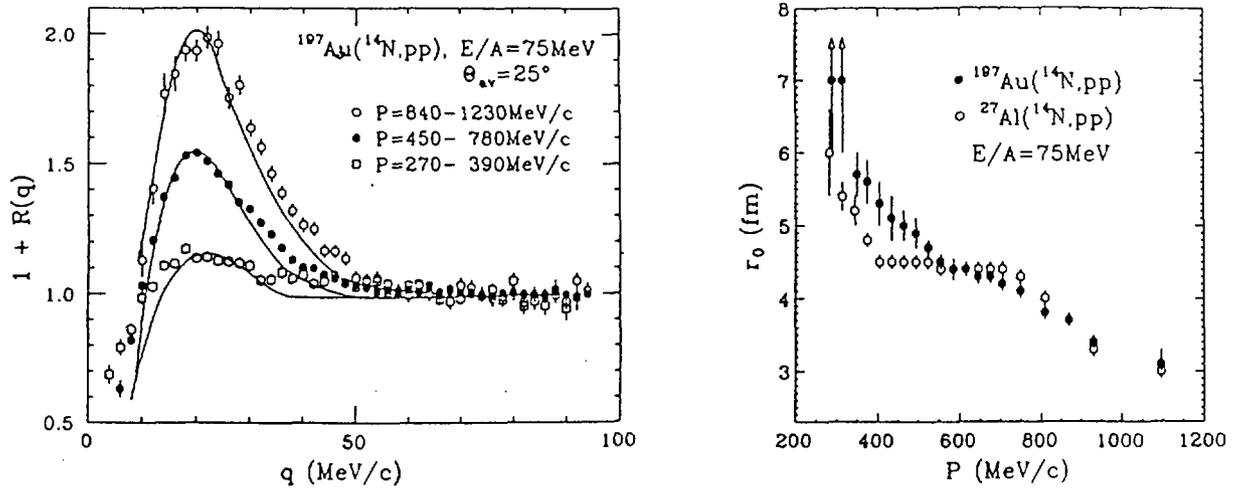


Figure IV-2 : a) Fonctions de corrélation proton-proton mesurées dans la réaction $^{14}\text{N}+^{197}\text{Au}$ à 75 MeV/u pour différentes sélections en impulsion totale de la paire. Les traits continus représentent des calculs effectués dans l'hypothèse où les particules sont émises simultanément par une source gaussienne de rayon r_0 .
 b) paramètre r_0 de la source gaussienne (temps d'émission nul), déduit de la fonction de corrélation proton-proton en fonction de l'impulsion totale de la paire P pour les réactions $^{14}\text{N}+^{197}\text{Au}$ à 75 MeV/u et $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$ à 75 MeV/u. [GON91b].

B. ANALYSE A L'AIDE DU MODELE DYNAMIQUE MICROSCOPIQUE QMD

Nous venons de montrer qu'une description de l'émission des particules nécessiterait de prendre en compte toutes les corrélations entre l'impulsion et les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules. Pour cela, nous avons utilisé les distributions prédites par le modèle microscopique de transport QMD (*QUANTUM MOLECULAR DYNAMICS*) [AIC91].

1. Présentation du modèle dynamique QMD

Le modèle QMD [AIC91] [AIC93] est basé sur une théorie à n corps destinée à la simulation des réactions d'ions lourds dans une gamme d'énergie allant de 30 MeV/u à 1 GeV/u. Chaque nucléon est représenté par un état cohérent de la forme ($\hbar = 1, c = 1$) :

$$\phi_{\alpha}(\vec{r}, t) = \frac{e^{-(\vec{r}-\vec{r}_{\alpha}(t))^2/4L(t)} e^{i\vec{r}\cdot\vec{p}_{\alpha}(t)-ip_{\alpha}^2(t)t/2m}}{(2\pi L(t))^{3/4}} \quad (\text{IV-4})$$

où $L(t) = L = 1.08 \text{ fm}^2$ caractérise l'étalement du paquet d'onde pour un nucléon de rayon 1.8 fm. En négligeant l'antisymétrisation des nucléons, la fonction d'onde totale du système à n nucléons s'écrit comme le produit des états cohérents :

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi_{\alpha}(\vec{r}, t) \cdot \phi_{\beta}(\vec{r}, t) \cdot \phi_{\gamma}(\vec{r}, t) \dots \quad (\text{IV-5})$$

Les valeurs initiales des paramètres $(\vec{r}_{\alpha}(0), \vec{p}_{\alpha}(0)); (\vec{r}_{\beta}(0), \vec{p}_{\beta}(0)); \dots$ sont déterminées de manière à obtenir des distributions spatiales et en impulsion des nucléons convenables pour le projectile et la cible. Le calcul de l'évolution de ces paramètres est mené dans le cadre d'une méthode variationnelle. L'action dans l'intervalle (t_1, t_2) s'écrit :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L(\phi, \phi^*) dt \quad (\text{IV-6})$$

où L est le lagrangien du système :

$$L = \langle \phi | i\hbar \frac{d}{dt} - H | \phi \rangle \quad (\text{IV-7})$$

où $H = \sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij}$ est le hamiltonien du système écrit en fonction des énergies cinétiques T_i des nucléons et de leurs énergies potentielles mutuelles V_{ij} . L'évolution du système est régie par le principe de moindre action :

$$\delta S = \delta \int_{t_1}^{t_2} L(\phi, \phi^*) dt = 0 \quad (\text{IV-8})$$

En développant la dérivée totale par rapport au temps en fonction des dérivées partielles par rapport aux paramètres $\lambda \equiv (\vec{r}_{\alpha}, \vec{p}_{\alpha}); (\vec{r}_{\beta}, \vec{p}_{\beta}); \dots$ on aboutit à un système de $6n$ équations différentielles d'Euler Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\lambda}} - \frac{\partial L}{\partial \lambda} = 0 \quad (\text{IV-9})$$

qui peuvent être explicitées comme suit :

$$\begin{cases} \dot{\vec{r}}_{\alpha} = \frac{\vec{p}_{\alpha}}{m} + \vec{\nabla}_{\vec{p}_{\alpha}} \sum_{\beta} \langle V_{\alpha\beta} \rangle \\ \dot{\vec{p}}_{\alpha} = -\vec{\nabla}_{\vec{r}_{\alpha}} \sum_{\beta} \langle V_{\alpha\beta} \rangle \end{cases} \quad (\text{IV-10})$$

avec $\vec{r}_{\alpha} \equiv \vec{r}_{\alpha} + \vec{p}_{\alpha} t / m$

La résolution de l'équation de Schrödinger d'un problème à n corps a été ramenée, en utilisant une méthode variationnelle à un système de $6n$ équations différentielles permettant de

déterminer les paramètres $(\vec{r}_\alpha, \vec{p}_\alpha); (\vec{r}_\beta, \vec{p}_\beta); \dots$. L'analogie de ces équations avec celles d'un problème classique de n particules décrites par leurs positions \vec{r}_i et leurs impulsions \vec{p}_i permet une interprétation assez aisée des résultats.

L'interaction entre les nucléons, considérée dans le modèle comprend :

- un potentiel local de Skyrme à 2 et 3 particules :

$$V^{loc} = t_1 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + t_2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3) \quad (\text{IV-11})$$

- un potentiel nucléaire de Yukawa à longue portée pour rendre compte des effets de surface :

$$V^{Yuk} = t_3 \frac{e^{-|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|/m}}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|/m} \quad (\text{IV-12})$$

- une interaction coulombienne, prise en compte habituellement, dans ce modèle, entre tous les nucléons, auxquels est affectée une charge effective $z_P = Z_P/A_P$ ou $z_T = Z_T/A_T$, suivant qu'ils viennent du projectile ou de la cible. En fait, dans notre simulation nous utiliserons les charges normales ($z=1$ pour les protons et $z=0$ pour les neutrons) afin de conserver l'identité des protons et des neutrons.

A ces interactions statiques un potentiel V^{MDI} , dépendant de l'impulsion, peut être ajouté :

$$V^{MDI} = t_4 \ln^2 \left(t_5 (\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2 + 1 \right) \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (\text{IV-13})$$

En plus de ces potentiels, les nucléons interagissent par le biais de collisions à deux corps. Ils diffusent l'un sur l'autre lorsque la distance r les séparant devient inférieure à $r_o = \sqrt{\sigma/\pi}$, où σ représente la section efficace de réaction nucléon-nucléon. Après chaque collision, le principe d'exclusion de Pauli doit être satisfait. La voie de sortie est interdite avec une probabilité proportionnelle au recouvrement, dans l'espace des phases, de chacune des deux particules avec les autres nucléons. Si la voie de sortie est interdite, les particules retrouvent l'état de la voie d'entrée.

2. Simulation de la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u

a) La réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u

Nous avons effectué des simulations de la réaction $^{131}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u, ayant fait l'objet de l'expérience présentée au chapitre II. L'évolution en temps du système est calculée jusqu'à $t=500$ fm/c, ce qui s'avère suffisant pour que la relaxation du système soit quasiment achevée.

L'évolution d'une réaction, calculée pour un paramètre d'impact intermédiaire $b=7.7$ fm est présentée à titre d'exemple sur la Figure IV-3. On voit qu'un quasi-projectile de masse conséquente reste formé après la collision. Par contre, la cible, de taille nettement plus petite semble totalement désintégrée par la collision, laissant échapper quelques fragments de masse intermédiaire.

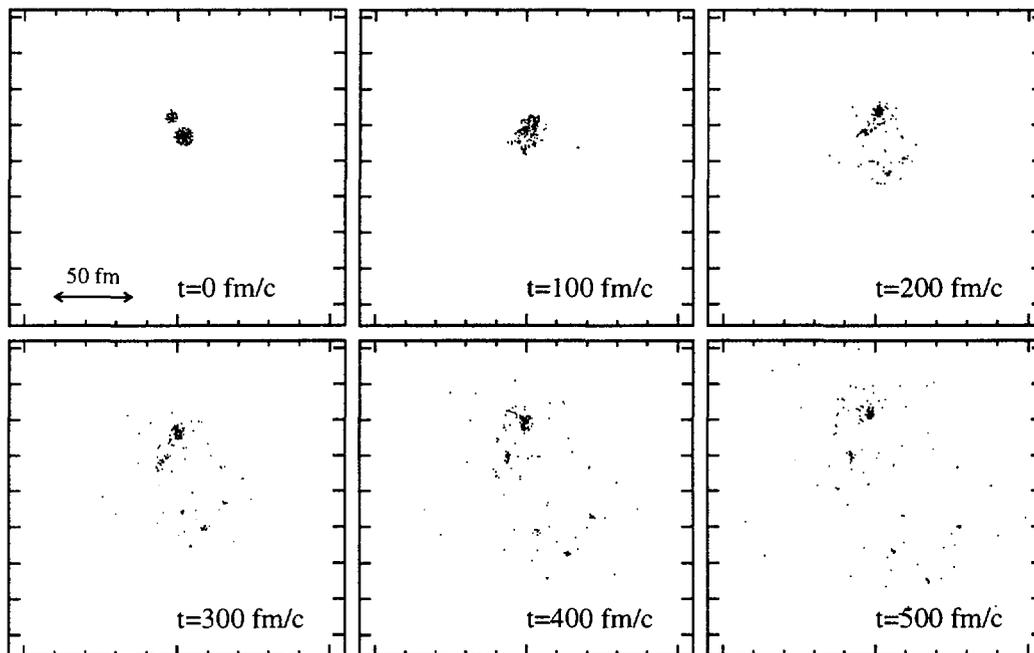


Figure IV-3 : Evolution d'une collision $^{129}\text{Xe}+^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u prédite, jusqu'à $t=500$ fm/c par le modèle dynamique QMD pour un paramètre d'impact $b=7.7$ fm. Le résultat est présenté dans le référentiel du centre de masses (où le projectile se déplace suivant l'axe z), en projection sur le plan de réaction xz .

Tel que nous l'avons présenté, le modèle QMD ne fournit, en sortie, qu'une distribution des nucléons dans l'espace des phases. Une analyse supplémentaire (basée sur une technique de percolation) doit être menée, si on désire avoir des informations sur les fragments. Nous nous limiterons à l'étude des protons. Par conséquent, cette étape restera sommaire dans notre cas : il nous faut simplement déterminer les protons qui restent libres à l'issue de la réaction. Un critère simple a été retenu : Un proton distant d'au moins 3 fm de tout autre nucléon à l'issue de la simulation (500 fm/c) est considéré libre [PEI89].

b) Spectres en énergie et distributions angulaires

Afin de comparer les spectres en énergie prédits par QMD aux spectres expérimentaux, il est nécessaire de convertir les impulsions des particules dans le référentiel du laboratoire et d'appliquer des sélections angulaires identiques à celles imposées par les détecteurs CsI. La Figure IV-4 représente la section efficace différentielle d'émission des protons prédite par QMD, pour tous les paramètres d'impacts confondus, ainsi que la zone

angulaire couverte par les CsI dans l'expérience. Cette figure montre que la simulation réalisée avec QMD prévoit que la majorité des particules atteignant la zone de détection, provient du projectile. Ceci renforce l'hypothèse que nous avons faite au chapitre III, selon laquelle les particules détectées dans l'expérience sont émises par un quasi-projectile.

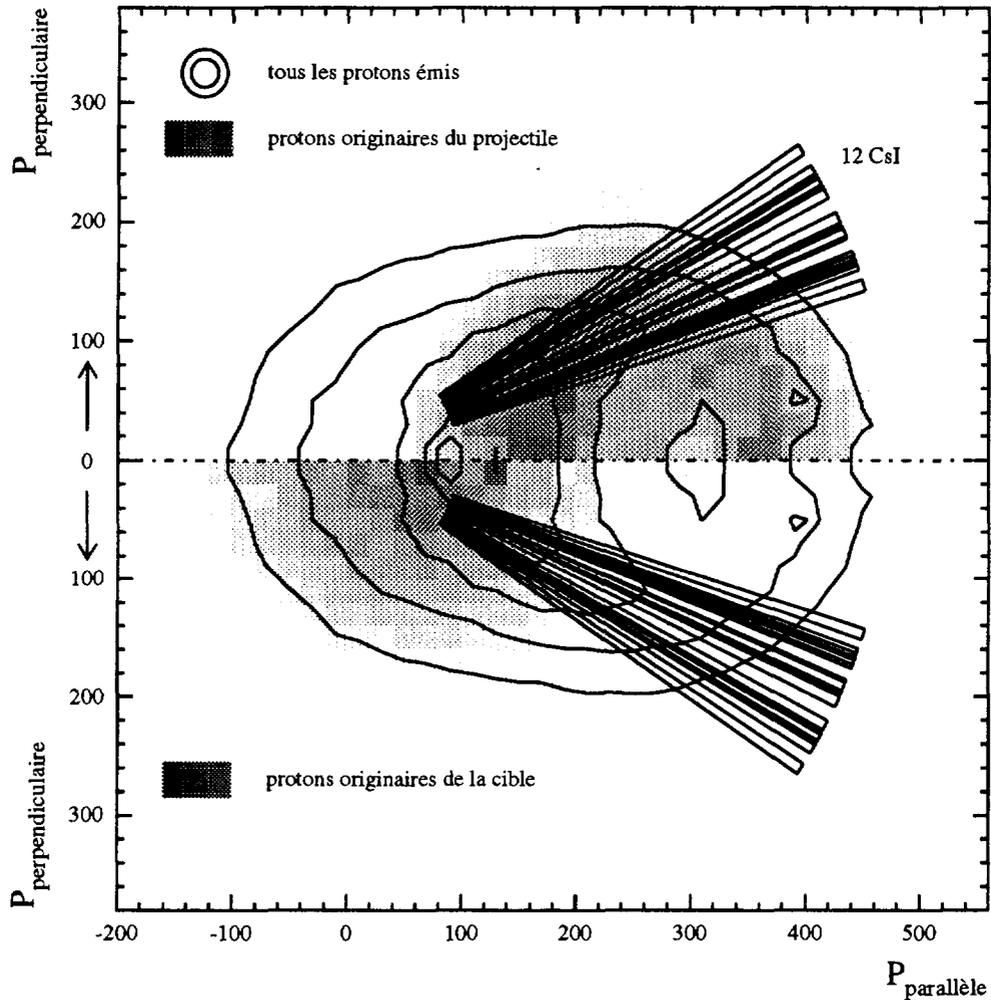


Figure IV-4 : Section efficace différentielle de production des protons, prédite par QMD, en fonction des composantes parallèle et perpendiculaire de leur impulsion dans le référentiel du laboratoire. Le grisé correspond aux protons provenant du projectile dans la partie supérieure de cette figure, et aux protons provenant de la cible dans la partie inférieure. L'espace des impulsions couvert par les CsI dans l'expérience décrite au chapitre II est également porté sur les deux parties de cette figure.

La distribution angulaire, dans le référentiel du centre de masse, de l'ensemble des protons émis, et la contribution des protons provenant du projectile, sont présentées sur la Figure IV-5. On a également porté sur cette figure, les mêmes distributions, avec une sélection angulaire dans le référentiel du laboratoire $15^\circ < \theta < 35^\circ$, proche de celle imposée par le système

de détection. Ces courbes montrent que, globalement, le dispositif de détection sélectionne préférentiellement les particules émises vers l'avant, évitant ainsi les particules de la cible, fortement dirigées vers l'arrière.

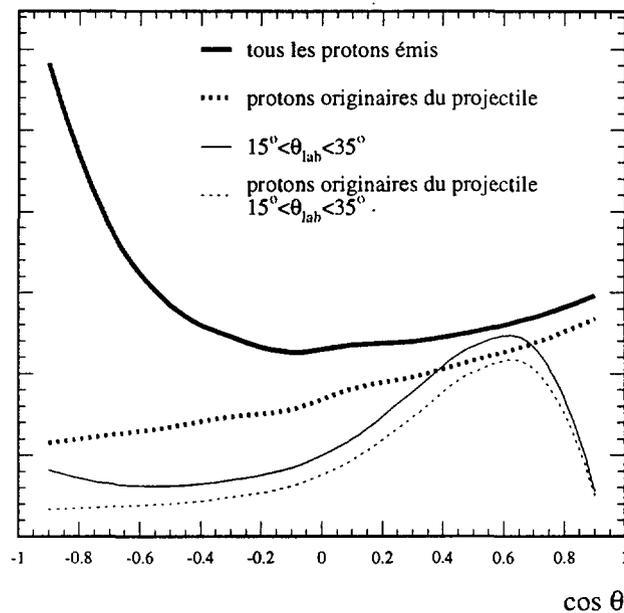


Figure IV-5 : Distributions angulaires des protons dans le référentiel du centre de masse, obtenues avec et sans la sélection angulaire dans le référentiel du laboratoire, imposée par l'ensemble de détection.

Les spectres prédits aux angles couverts par les CsI sont comparés avec les spectres expérimentaux sur la Figure IV-6. L'accord n'est pas très satisfaisant ; en particulier, les spectres aux angles les plus proches de l'axe du faisceau, ne présentent pas, dans la simulation, la double structure (ou l'épaule) observé sur les spectres expérimentaux.

c) Sélection en paramètre d'impact

Nous avons évoqué au Chapitre II, le fait qu'une différence de sélection indésirable des événements, pouvait être induite par le dispositif de mesure, selon la multiplicité des particules détectées. Nos simulations permettent une estimation quantitative de ce phénomène. La Figure IV-7a, montre un diagramme de multiplicité de protons émis en fonction du paramètre d'impact. Cette figure révèle, comme on pouvait le prévoir, que la multiplicité est d'autant plus importante que la collision est centrale. Il en découle, comme le montre la Figure IV-7b, que les paires de protons qui pourraient être mesurés par le dispositif expérimental constitué des 12 CsI, proviennent préférentiellement des collisions centrales, pour lesquelles la multiplicité est la plus élevée. La distribution en paramètre d'impact des événements où une seule particule est mesurée, est élargie vers les grands paramètres d'impact.

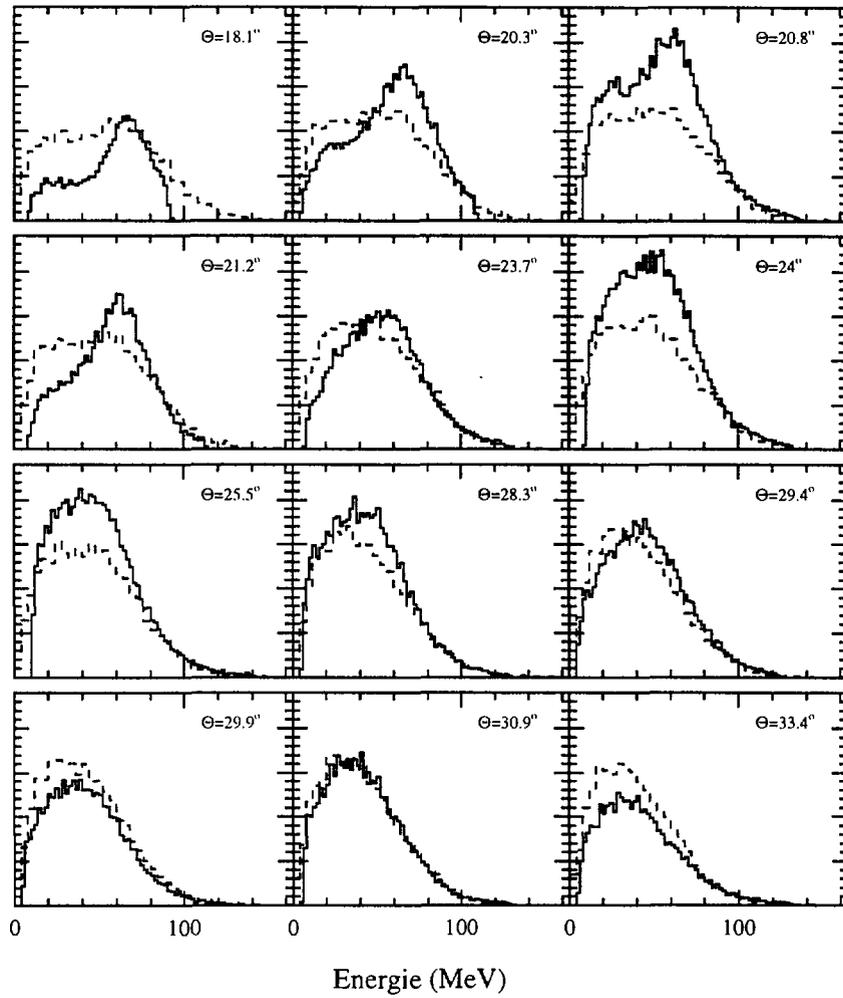


Figure IV-6 : Comparaison des spectres de protons prédits par le modèle dynamique QMD et des spectres expérimentaux pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u.

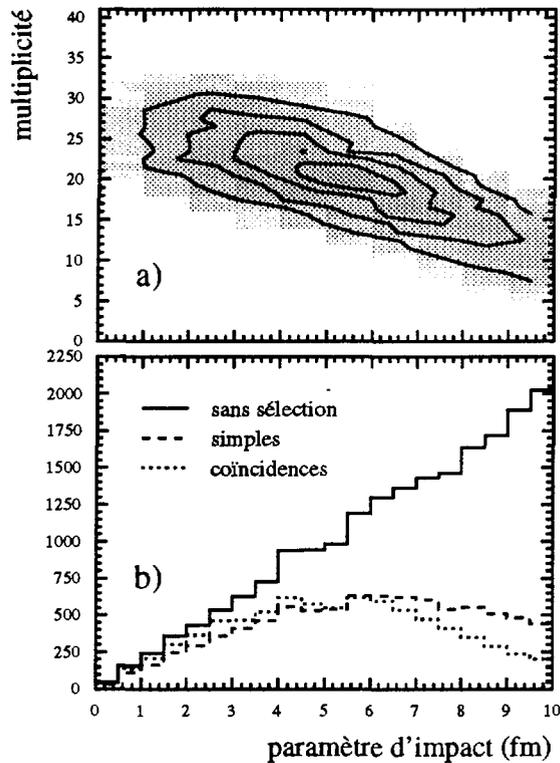


Figure IV-7 : a) Multiplicité de protons émis dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u en fonction du paramètre d'impact, extraite des simulations réalisées avec QMD. b) Distribution en paramètre d'impact des événements pour lesquels une seule particule (tirets) ou une paire (points) auraient été détectées par l'ensemble des CsI.

C. ANALYSE DES CORRELATIONS

1. Distributions spatio-temporelles des points d'émission des particules

a) Critère d'émission des particules

Le calcul des corrélations par le modèle quantique requiert la donnée des impulsions asymptotiques des deux particules, ainsi que les coordonnées de leurs points d'émission et les temps auxquels elles ont été émises. Pour effectuer un tel calcul à partir des simulations réalisées avec QMD, on doit tout d'abord donner une définition de l'émission d'une particule. Deux critères ont été envisagés :

- On peut considérer qu'une particule est émise, lorsque la densité du milieu dans lequel elle se trouve, devient inférieure à une valeur seuil. Ce critère a été choisi dans la référence [GON91c] pour définir l'émission des particules décrite par le modèle dynamique BUU. Une

telle définition est assimilable à une émission de surface, mais peut sembler arbitraire puisque aucun argument ne permet de déterminer la valeur seuil, qui est alors considérée comme un paramètre de calcul supplémentaire. D'autre part, une particule peut être recapturée par un milieu dense après avoir été émise.

- On peut aussi définir l'émission d'une particule, lorsqu'elle vient de subir sa dernière collision avec un autre nucléon. En effet, la collision est un événement précis où la particule perd la mémoire de ces interactions antérieures. Cette représentation est plus habituellement utilisée pour la description des collisions à haute énergie [ERA96]. Nous avons retenu ce critère pour définir les coordonnées spatio-temporelles du point d'émission des particules.

b) Distributions spatiale et temporelle d'émission des protons

La Figure IV-8 présente les coordonnées spatiales dans le référentiel du centre de masses, et le temps d'émission des protons au moment de la dernière collision. On note que la distribution des points d'émission suivant la direction du faisceau (axe z) est très étendue. La distribution en temps présente deux composantes assimilables respectivement à une émission de pré-équilibre, en deçà de 100 fm/c, et une émission de relaxation à des temps plus élevés.

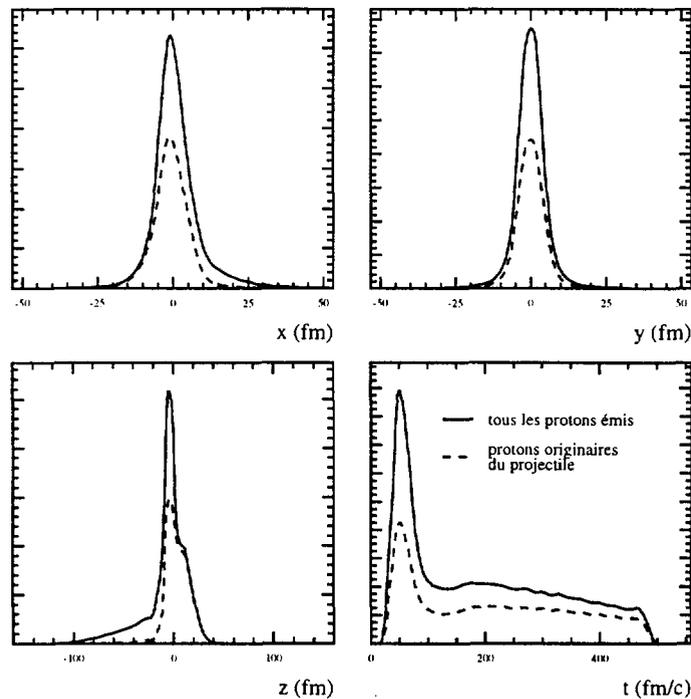


Figure IV-8 : Distributions spatiale et temporelle des points d'émission des protons dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u prédites à partir des simulations réalisées avec QMD. Les particules sont considérées émises après leurs dernières collisions.

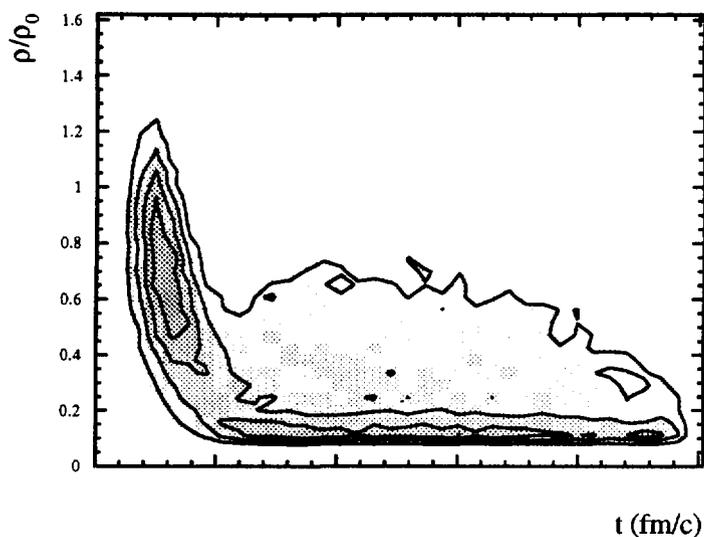


Figure IV-9 : Densité nucléaire vue par les particules, en fonction de leur temps d'émission.
 (ρ_0 est la densité normale de la matière nucléaire infinie)

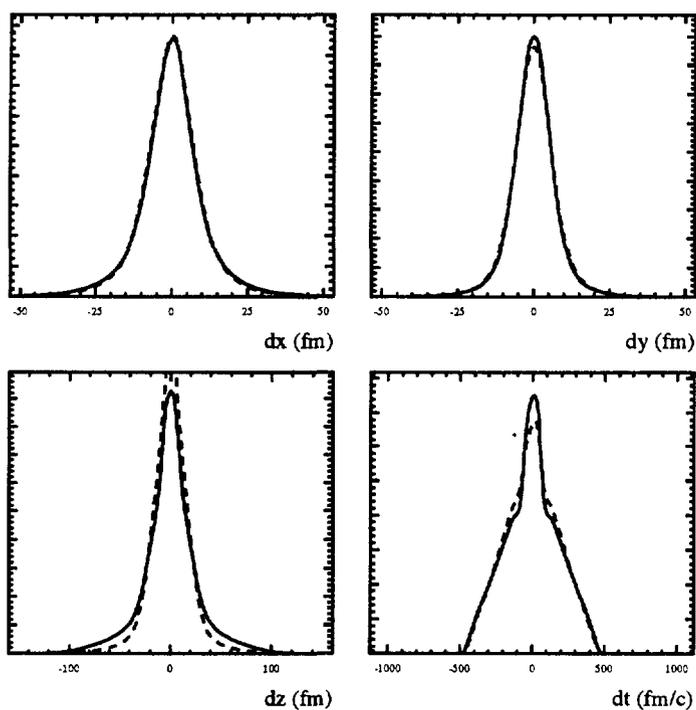


Figure IV-10 : Distributions des différences des coordonnées spatiales et des temps d'émission de deux particules, sans sélection (traits pleins), et avec la sélection angulaire imposée par le dispositif expérimental sur la direction des vecteurs impulsion des protons.
 Les deux distributions ont été normalisées.

Remarque : *L'origine des temps correspond au début de la simulation, à ce stade, les deux noyaux cible et projectile sont distants de 3 fm. Le recouvrement des deux noyaux intervient à 30 fm/c environ.*

La distinction entre l'émission de pré-équilibre et de relaxation peut se faire plus distinctement sur le diagramme à deux dimensions représentant la densité nucléaire du milieu dans lequel se trouvent les particules au moment de leur temps d'émission (Figure IV-9). On voit que les particules émises dès le début de la réaction se trouvaient majoritairement dans le milieu dense de la phase de compression de la matière nucléaire alors que les particules émises ultérieurement se trouvaient dans un milieu de basse densité.

La fonction de corrélation est sensible à la distance séparant les deux particules. La Figure IV-10 montre les différences des coordonnées spatiales et des temps d'émission entre deux protons. Les distributions spatiales révèlent une forte anisotropie. La sélection réduit légèrement l'écart entre les coordonnées spatiales z des points d'émission, ce qui est compatible avec le fait que les particules mesurées viennent préférentiellement d'un quasi-projectile.

2. Corrélations dynamiques entre les variables cinématiques

La Figure IV-11 montre, sur des diagrammes à deux dimensions, les distributions du temps auquel s'est produite la dernière collision de chaque particule en fonction des coordonnées spatiales du point où elle a eu lieu. Le diagramme (t,z) présente une allure très différente des deux autres (t,x) et (t,y) du fait que l'axe z est l'axe de la collision.

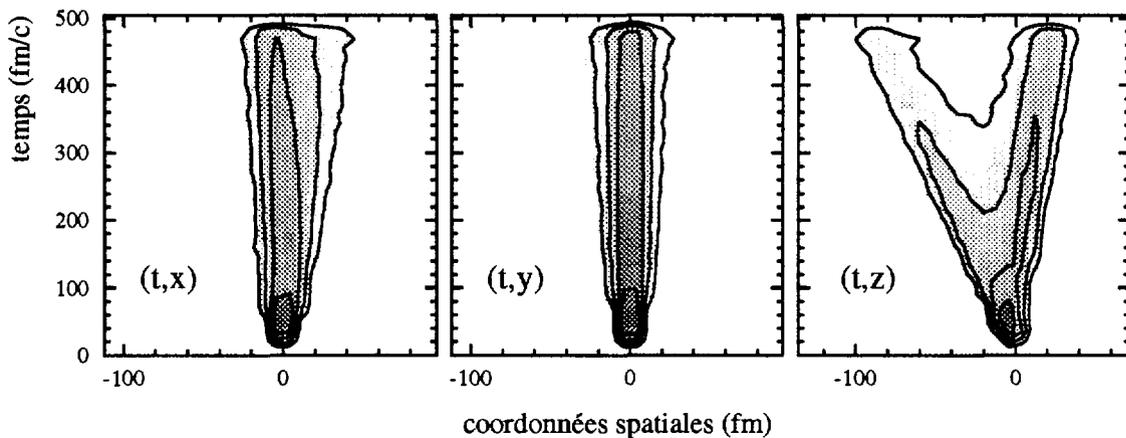


Figure IV-11 : Corrélations entre le temps d'émission, et les coordonnées spatiales des points d'émission des protons d'après les simulations réalisées avec QMD. Les résultats sont présentés dans le référentiel du centre de masse.

On distingue parfaitement deux branches. La plus marquée (pour $z > 0$) correspond aux protons émis par le quasi-projectile, dont on peut estimer la vitesse dans le centre de masses à l'aide de la pente de cette distribution : $v_{CM} = 0.05c$, ce qui correspond à une vitesse $v_{Labo} = 0.27c$ dans le référentiel du laboratoire. Cette valeur est en très bon accord avec l'estimation faite à partir des spectres expérimentaux, et une modélisation très simplifiée de la source. La seconde branche (pour $z < 0$) correspond à l'émission des particules provenant essentiellement de la cible. La légère différence entre les diagrammes (t,x) et (t,y) vient du fait que le plan xz est, par convention, le plan de réaction. Lors d'une expérience, le plan de réaction est distribué aléatoirement.

La Figure IV-12 représente les composantes de l'impulsion asymptotique des particules dans le référentiel du centre de masse, en fonction des coordonnées spatiales de leurs points d'émission. On note une forte corrélation dans les trois directions. Cette corrélation est particulièrement importante suivant l'axe du faisceau, ce à quoi on pouvait s'attendre à cause du mouvement d'entraînement des noyaux initiaux, mais elle est aussi significative dans les autres directions. D'une manière générale, les particules sont émises avec une impulsion préférentiellement orientée suivant la direction du vecteur position de leur point d'émission. La distribution suivant la loi de Lambert, que nous avons discutée au début de ce chapitre, présente des caractéristiques analogues.

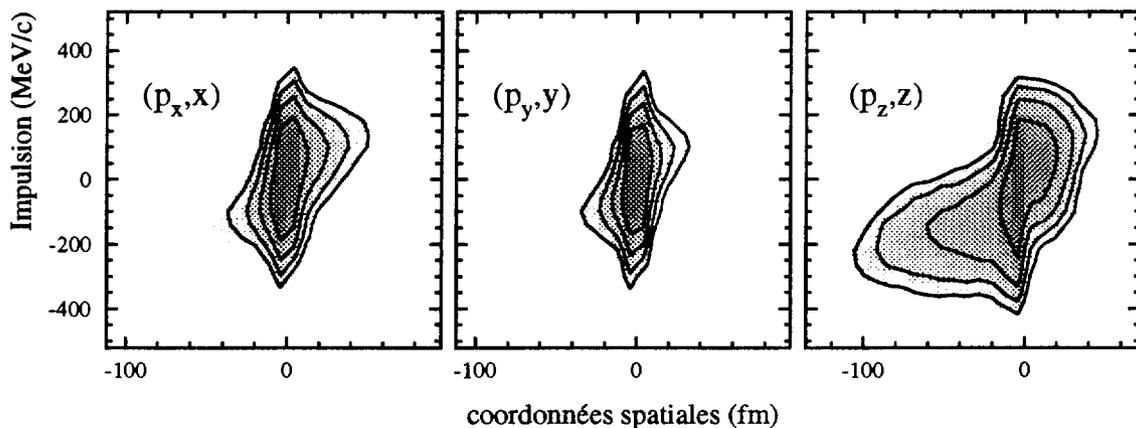


Figure IV-12 : Corrélations entre les composantes de l'impulsion, et les coordonnées spatiales des points d'émission des protons extraits des simulations réalisées avec QMD. Les résultats sont présentés dans le référentiel du centre de masse.

3. Fonction de corrélation

a) Influence des corrélations dynamiques

On a représenté sur la Figure IV-13 les fonctions de corrélation proton-proton calculées avec le modèle quantique, suivant les prédictions de QMD. La fonction de corrélation

corrélation représentée par des carrés noirs a été obtenue en tenant compte des distributions spatio-temporelles des points d'émission des particules et des impulsions asymptotiques. La quasi-résonance autour 20 MeV/c est assez prononcée. Tout en conservant les distributions inclusives prédites par QMD, nous avons construit la fonction de corrélation en découplant artificiellement l'impulsion des particules, des coordonnées spatio-temporelles de leur point d'émission (cercles vides). En découplant, de plus, le temps d'émission des protons de leurs coordonnées spatiales (cercles pleins), le pic disparaît totalement. Ces calculs révèlent l'importance des corrélations dynamiques sur la fonction de corrélation, et montre donc l'insuffisance d'une description de l'émission des particules en terme de source statique.

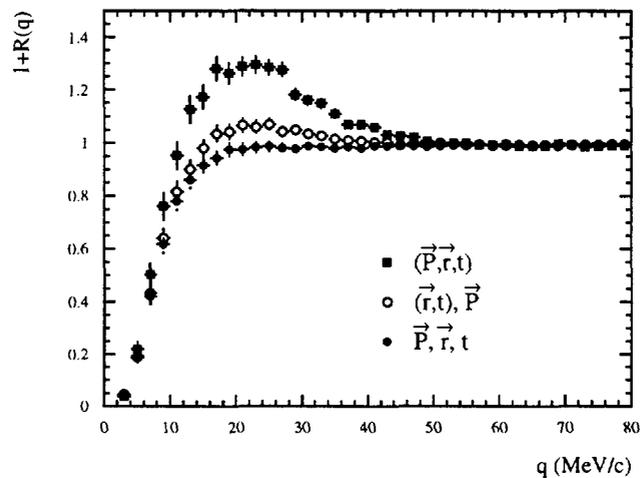


Figure IV-13 : Fonctions de corrélation proton-proton calculées avec le modèle quantique, suivant les distributions spatio-temporelles des points d'émission des protons et les impulsions asymptotiques prédites par QMD (carrés pleins). La fonction de corrélation en cercles vides a été obtenue en supprimant les corrélations entre impulsion et coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules. La fonction de corrélation en cercles pleins a été obtenue en retirant également les corrélations entre les coordonnées spatiales et le temps d'émission.

b) Comparaison avec la fonction de corrélation expérimentale

Jusqu'à présent, nous avons mené notre étude sans tenir compte des sélections angulaires imposées par le dispositif expérimental. Nous avons montré (cf Figure IV-4 et Figure IV-5) que, d'après les simulations réalisées avec QMD, le dispositif de mesure détecte essentiellement les protons venant du projectile. La Figure IV-14 permet de comparer les fonctions de corrélation obtenues avec la sélection angulaire $15^\circ < \theta < 35^\circ$, et sans aucune sélection. L'application de la sélection produit une légère atténuation de la fonction de corrélation.

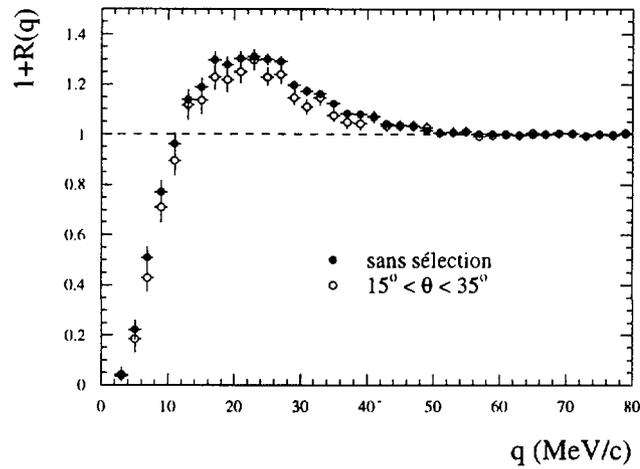


Figure IV-14 : Comparaisons des fonctions de corrélation calculées à partir des prédictions de QMD, sans sélection et en tenant compte approximativement de la zone angulaire couverte par les CsI dans le référentiel du laboratoire : $15^\circ < \theta < 35^\circ$.

La Figure IV-15 présente la comparaison de la fonction de corrélation expérimentale proton-proton et de la fonction de corrélation calculée avec le modèle quantique à partir des prédictions de QMD (les sélections angulaires du dispositif expérimental sont prises en compte dans les calculs).

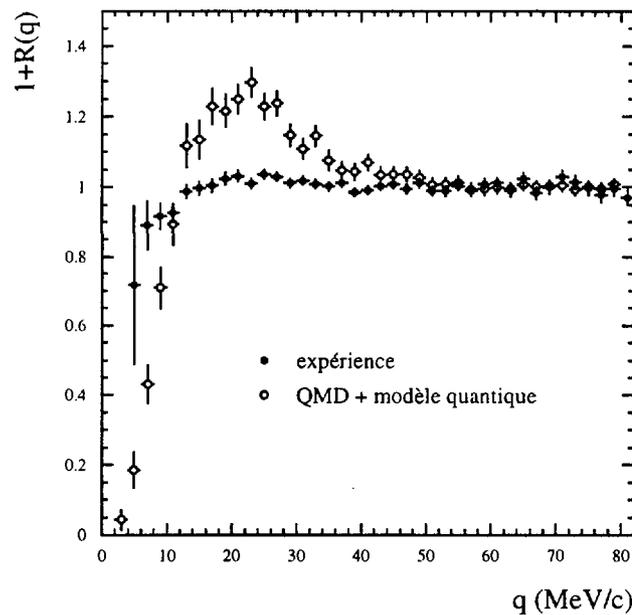


Figure IV-15 : Fonction de corrélation proton-proton calculée à partir des prédictions de QMD, et tenant compte de la couverture angulaire des détecteurs CsI, comparée à la fonction de corrélation obtenue à partir des données expérimentales.

Le désaccord important, observé peut provenir de raisons multiples :

- Le critère d'émission des particules adapté à haute énergie, peut ne pas être totalement valide pour les collisions aux énergies auxquelles nous nous sommes intéressés.
- La phase de percolation est restée très succincte. Des calculs effectués pour différents rayons de percolation n'ont pourtant montré que de légères variations de la fonction de corrélation, insuffisantes pour expliquer les différences avec la fonction de corrélation expérimentale. L'émission de protons par des fragments instables formés lors de la collision pourraient modifier la forme de la fonction de corrélation.
- Le calcul de l'évolution du système est arrêté à $t=500$ fm/c. A ce stade, il reste une énergie potentielle résiduelle. Une étude menée actuellement, semble montrer que la fonction de corrélation est très sensible aux variations d'impulsion imposées par la dissipation de cette énergie potentielle.
- Nous avons observé de fortes variations de la valeur de l'impulsion des particules entre le moment de leur dernière collision, dans un champ moyen nucléaire fort, et à $t=500$ fm/c. L'utilisation des valeurs des impulsions prises au moment de la dernière collision pour construire la fonction de corrélation conduit à la disparition totale du pic autour de 20 MeV/c. Cette forte sensibilité de la fonction de corrélation indique que les interactions entre les particules doivent être décrites minutieusement pour traiter l'interaction des paires depuis la dernière collision des particules jusqu'à leur état final. Les interactions employées dans QMD ne sont pas destinées à cette tâche, c'est pourquoi, une étude complémentaire est nécessaire afin de réaliser ce travail.

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté au chapitre I, un modèle quantique, permettant de décrire les corrélations de particules légères. Outre les effets purement quantiques, qui ont été historiquement les premiers à être considérés, ce modèle prend en compte les interactions nucléaire et coulombienne dans l'état final entre les particules. Son caractère original tient au fait que les particules sont également soumises à l'influence du champ coulombien de l'émetteur, ce qui est réalisé pour la première fois dans le cadre d'un modèle quantique. Ce problème à trois corps est traité en utilisant l'approximation adiabatique, qui consiste à factoriser la fonction d'onde du système constitué du noyau et des deux particules, en un produit de trois fonctions d'ondes à deux corps. Ce modèle a été utilisé pour l'analyse des données expérimentales prélevées lors d'une expérience originale réalisée au GANIL, employant le spectromètre SPEG.

L'un des objectifs de cette expérience était l'étude de la désexcitation séquentielle d'un quasi-projectile, formé dans la réaction en cinématique inverse $^{129}\text{Xe}+^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/nucléon. Dans de telles conditions, la fonction de corrélation proton-proton ne présente généralement pas de structures très prononcées, dans le domaine des impulsions relatives atteintes avec les dispositifs expérimentaux habituellement utilisés.

L'adaptation du système de détection du spectromètre SPEG a permis de mesurer, pour la première fois, des paires de protons en coïncidences, dans la gamme des très faibles impulsions relatives (1-10 MeV/c). C'est en effet pour ces valeurs que la fonction de corrélation proton-proton reste sensible (grâce à la longue portée de l'interaction coulombienne) à l'intervalle de temps séparant l'émission de deux protons. L'analyse en termes de source statique de ces données a en effet permis de déterminer précisément un temps de vie long égal à $\tau=1500$ fm/c.

Des détecteurs à cristaux scintillateurs d'iodure de césium CsI(Tl) étaient également inclus dans le dispositif expérimental. Nous avons été conduits à développer une méthode originale de calibration de ces détecteurs, basée sur la mesure en coïncidence des produits de désintégration de fragments instables. Cette technique présente l'avantage de ne pas nécessiter de prise de données spécifique pour l'étalonnage.

La fonction de corrélation p-p construite à partir des protons mesurés dans ces détecteurs, pour une gamme en impulsion relative allant de 5 à 150 MeV/c, présente, comme on pouvait s'y attendre, assez peu de structure. Néanmoins l'analyse réalisée avec le modèle quantique nous a permis de déduire un temps de vie pour les protons, supérieur à 1500 fm/c, compatible avec le résultat précédent.

L'analyse des fonctions de corrélation construites avec les détecteurs CsI pour les couples de particules p-d, d-d et t-t a révélé des temps de vie beaucoup plus courts. Nous avons mis en évidence, l'influence du champ coulombien de l'émetteur sur la fonction de

corrélation. Dans notre étude, deux hypothèses extrêmes ont été considérées pour le choix de la valeur de la charge du noyau résiduel. Nous avons supposé, d'une part, que l'émetteur était un quasi-projectile dont les caractéristiques étaient proches de celles du noyau de xénon. Cette hypothèse surestime l'énergie des protons dans le calcul à trois corps, et, par conséquent, l'effet du noyau émetteur sur les corrélations. Une autre approche a consisté à utiliser la charge du noyau ($Z=20$) qui permet de reproduire la distribution en énergie des particules. Ces deux hypothèses de calcul ont permis de déterminer des valeurs limites pour les intervalles de temps séparant l'émission de deux particules. Nous avons observé que dans le cas du couple p-d, pour lequel les particules ont des rapports charge/masse différents, la valeur de τ prédite varie sensiblement en fonction de la charge considérée.

Une nouvelle possibilité d'analyse de la séquence d'émission des particules a été développée, pour la première fois dans une approche quantique. Appliquée au couple p-d, cette étude a montré, qu'en moyenne, les deutons étaient émis avant les protons. L'hypothèse de l'émission des deutons par coalescence du proton et du neutron pourrait être un élément d'explication de ce résultat. La mesure, dans une même expérience, des protons, des neutrons et des deutons [PLU96], serait le moyen le plus direct de vérifier cette hypothèse. L'étude qualitative des autres fonctions de corrélation de particules différentes nous a également permis de déduire que les tritons et les particules α seraient émis, en moyenne, avant les protons, et sans ordre préférentiel par rapport aux deutons.

Les limites de la description de l'émission des particules par une source statique nous ont amenés à considérer l'influence des phénomènes dynamiques sur la fonction de corrélation. Cette étude a été menée à l'aide du modèle de transport QMD. Nous avons mis en évidence l'influence importante, sur la fonction de corrélation, des corrélations dynamiques entre les impulsions et les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules.

Dans l'état actuel de ce travail, nous ne sommes pas parvenus à reproduire la fonction de corrélation proton-proton expérimentale à l'aide des prédictions théoriques extraites du modèle QMD. La principale cause de ce désaccord pourrait être liée à une description inadaptée de l'interaction entre les particules pour l'analyse en termes de corrélations. Or, les variations de l'impulsion observées entre le moment de l'émission des particules dans un champ moyen et sa valeur asymptotique, témoignent de la nécessité d'une description fine des interactions.

Références bibliographiques

- [AIC91] J. Aichelin
Physics Reports 202 (1991) 233
- [AIC93] J. Aichelin
Prog. Part. Nucl. Phys. 30 (1993) 191
- [ARV74] J. Arvieux
Nucl. Phys. A 221 (1974) 253
- [ASS97] M. Assenard
Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes (Soutenance prévue en 1997)
- [BER93] G. Bertsch, P. Danielewicz et H. Schulz
Europhys. Lett. 21 (1993) 817
- [BIA89] L. Bianchi *et al*
Nucl. Inst. and Meth. A276 (1989) 509
- [BIR64] J.B.Birks
The theory and practice of scintillation counting. Pergamon (1964)
- [BOA90] D. H. Boal
Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 553
- [BOU94] Ch. Bourgeois
Ecole Joliot-Curie (1994)
- [CRO93] M. Cronqvist *et al*
Phys. Lett. B 317 (1993) 505
- [DAB90] H. Dabrowski
Proceeding of the International Workshop on Particle Correlation and Interferometry in Nuclear Collisions, CORINNE 90, Nantes, France, 1990 (ed. D. Ardouin, World Scientific, 1994)
- [ELM92] A. Elmaani *et al*
Nucl. Inst. and Meth. A313 (1992) 401
- [ERA91] B. Erazmus *et al*
Phys. Rev. C44 (1991) 2663
- [ERA94] B. Erazmus *et al*
Phys. Rev. C49 (1994) 349
- [ERA95] B. Erazmus, R. Lednicky, V.L. Lyuboshitz, L. Martin, D. Nouais, J. Pluta, N. Carjan, B. Jakobsson *et al* (Collaboration CHIC)
Nucl. Phys. A583 (1995) 349 (Proceeding of the Fifth International Conference on Nucleus Nucleus Collisions. Taormina, Italy, 1995.)

- [ERA96] B. Erazmus, R. Lednicky, L. Martin, D. Nouais et J. Pluta
 Proceeding of the XXXI International Winter Meeting on Nuclear Physics.
 Bormio, Italy (1996), et références incluses.
- [GEL95] Gelderloos *et al*
 Phys. Rev. C52 (1995) 1884
- [GHE93] R. Ghetti *et al*
 Nucl. Inst. and Methods A 335 (1993) 156
- [GHI94] C. Ghisalberti
 Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes (1994)
- [GHI95] C. Ghisalberti *et al*
 Nucl. Phys. A583 (1995) 401 (Proceeding of the Fifth International
 Conference on Nucleus Nucleus Collisions. Taormina, Italy, 1995.)
- [GHI96] C. Ghisalberti
 Soumis pour publication
- [GOL60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, A. Pais
 Phys. Rev. 120 (1960) 300
- [GON91a] W. G. Gong
 PhD Thesis, Michigan State University (1991)
- [GON91b] W. G. Gong *et al*
 Phys. Rev. C43 (1991) 1804
- [GON91c] W. G. Gong *et al*
 Phys. Rev. C43 (1991) 781
- [GON92] W. G. Gong *et al*
 Phys. Rev. C45 (1992) 863
- [GOU96] D. GOURIO
 Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes (1996)
- [HAN56] R. Hanbury-Brown et R. Q. Twiss
 Nature 178 (1956) 1046.
- [KNO79] G.F. Knoll
 Radiation detection and measurements. ed. John Wiley and sons, inc. (1979)
- [KOO77] S.E. Koonin
 Phys. Lett. B 70 (1977) 43
- [KOP74] G. I. Kopylov, M. I. Podgoretskii
 Sov. J. of Nucl. Phys. 18 (1975) 336
- [KOP75] G. I. Kopylov, M. I. Podgoretskii
 Sov. J. of Nucl. Phys. 42 (1975) 211

- [LAN74] L.D. Landau et E.M. Lifshitz
Mécanique Quantique Tome III. Ed. MIR Moscou (1974)
- [LED82] R. Lednický, V. L. Lyuboshitz
Yad. Fiz. 35 (1982) 1316
- [LED90] R. Lednický, V. L. Lyuboshitz
Proceeding of the International Workshop on Particle Correlation and Interferometry in Nuclear Collisions, CORINNE 90, Nantes, France, 1990 (ed. D. Ardouin, World Scientific, 1990)
- [LED94] R. Lednický, V. L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais
Rapport interne SUBATECH 94-04
Soumis pour publication dans Nuclear Physics A
- [LED96] R. Lednický, V. L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais
Phys. Lett. B 373 (1996) 30
- [LEO87] W.R. LEO
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer (1987)
- [LIS93a] M. A. Lisa *et al*
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2863
- [LIS93b] M. A. Lisa
PhD Thesis, Michigan State University (1993)
- [LIS94] M. A. Lisa *et al*
Phys. Rev. C49 (1994) 2788
- [MARQ93] M. Marqués *et al*
Compilation GANIL 1992-1993
- [MAR93] L. Martin
Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes (1993)
- [MAR96] L. Martin *et al*
Nucl. Phys. 604 (1996) 69
- [PEI89] G. Peilart, H. Stöcker, A. Rosenhauer, A. Bohnet, J. Aichelin, and A. Greiner
Phys. Rev. C39 (1989) 1402
- [PLU96] J. Pluta *et al*
Letter of Intent to the Committee of Experiments at GANIL (1996)
- [POC85] J. Pochodzalla *et al*
Phys. Lett. B161 (1985) 256
- [POC87] J. Pochodzalla *et al*
Phys. Rev. C35 (1987) 1695

- [PRA87] S. Pratt et B. Tsang
Phys. Rev. C36 (1987) 2390
- [SEZ93] L. Sézac
Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble (1993)
- [VIL89] A.C.C. Villari *et al*
Nucl. Instr. and Meth. A281 (1989) 240
- [XUA85] Z.S XUAN et Z. Fan-An
Nuclear science and Engineering 89 (1985) 351