

FR 8000284

LPCC.T.79.02

UNIVERSITE de CAEN

THESE

PRESENTEE

à l'U.E.R. des SCIENCES  
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3ÈME CYCLE

MATIERE ET RAYONNEMENT  
option Physique Nucléaire

par

Bernard MARINI

*Mesure et interprétation de la réaction  
inclusive  $ad + \alpha X$  à 3.98 GeV/c.*

Commission d'Examen :

Examineurs : G. BIZARD  
J.L. COJAN  
L. GOLDZAHN  
F. LEFEBVRES

Soutenue le 22 novembre 1979.

UNIVERSITE de CAEN

THESE

PRESENTEE

à l'U.E.R. des SCIENCES  
pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3ÈME CYCLE

MATIERE ET RAYONNEMENT  
option Physique Nucléaire

par

Bernard MARINI

*Mesure et interprétation de la réaction  
inclusive  $ad+\alpha X$  à 3.98 GeV/c.*

Commission d'Examen :

Examineurs : G. BIZARD  
J.L. COJAN  
L. GOLDZAHN  
F. LEFEBVRES

Soutenu le 22 novembre 1979.

# SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u> .....	1
<u>CHAPITRE I</u> : <i>Dispositif expérimental et traitement des données</i> .....	2
I-1 : Dispositif expérimental.....	2
I-1.a : Faisceau de particules alpha.....	2
I-1.b : Cible.....	4
I-1.c : Spectromètre.....	5
I-1.d : Identification des particules.....	7
I-2 : Traitement des données.....	7
I-2.a : Correction des comptages.....	7
I-2.b : Calcul des sections efficaces.....	9
<u>CHAPITRE II</u> : <i>Interprétation qualitative des spectres expérimentaux <math>ad+X</math> et analyse par une méthode de Monte-Carlo</i> .....	11
II-1 : Description des spectres expérimentaux.....	12
II-2 : Réactions inélastiques.....	12
II-2.a : Production de pions.....	12
II-2.b : Réaction quasi-élastique $ad+np$ .....	14
II-3 : Analyse des spectres par Monte-Carlo.....	16
II-3.a : Description et résultats du Monte-Carlo... 16	
II-3.b : Analyse des spectres.....	18
<u>CHAPITRE III</u> : <i>Formalisme de la diffusion multiple et analyse des spectres inclusifs</i> .....	24
III-1 : Formalisme de la diffusion multiple.....	24
III-1.a : Modèle de Glauber.....	24
III-1.b : Amplitude de diffusion élémentaire nucléon-nucléon.....	26
III-1.c : Amplitude de diffusion élastique alpha-Nucléon.....	27

III-2 : Application du modèle de la diffusion multiple à ad+np.....	28
III-2.a : Calcul de la section efficace doublement différentielle de la réaction ad+np.....	29
III-2.b : Comparaison du modèle aux spectres inclusifs expérimentaux.....	32
III-3 : Sections efficaces différentielles de la réaction élastique ad.....	35
<u>CHAPITRE IV</u> : <i>Modèles de la diffusion élastique noyau-noyau et comparaison aux résultats expérimentaux.....</i>	43
IV-1 : Modèles de la diffusion élastique noyau-noyau.....	43
IV-1.a : Amplitude de diffusion élastique ad.....	43
IV-1.b : Modèle de Fäldt et Pilkuhn.....	46
IV-1.c : Modèle de Czyz et Maximon.....	48
IV-1.d : Modèle de Viollier et Turtschi.....	49
IV-2 : Choix des densités nucléaires et des paramètres nucléon-nucléon.....	50
IV-3 : Comparaison des modèles aux résultats expérimentaux.....	54
<u>CONCLUSION</u> .....	59
<u>APPENDICE A</u> : <i>Cinématique de la réaction ad+np.....</i>	61
<u>APPENDICE B</u> : <i>Amplitude de diffusion associée à ad+np.....</i>	63
<u>BIBLIOGRAPHIE</u> .....	67

- INTRODUCTION -

L'accélération d'ions légers tels que l'alpha aux énergies intermédiaires, ouvre une nouvelle voie d'investigations dans le domaine de la diffusion noyau-noyau, complémentaire des collisions hadron-noyau. En effet, il n'est pas exclu que des propriétés nucléaires telles que la présence de sous-structures dans les noyaux lourds ou l'existence de corrélations à courte portée se manifestent clairement dans la diffusion noyau-noyau.

En outre, ce type de collision constitue un excellent test de l'extension du formalisme de Glauber car les possibilités d'interactions entre plusieurs nucléons correspondant à des termes d'ordre élevé de l'amplitude de diffusion, sont absentes dans les réactions nucléon-noyau.

Bien que le système alpha deuton soit un système simple, il présente néanmoins de nombreux avantages. En particulier, une bonne connaissance des fonctions d'onde nucléaires autorise l'emploi de modèles simplifiés qui, en raison du petit nombre de nucléons du projectile et de la cible, permettent des calculs analytiques en général difficilement possibles avec des noyaux plus lourds.

A notre connaissance, nos mesures de la section efficace différentielle élastique alpha-deuton, réalisées auprès de SATURNE I avec des alphas de 3.98 GeV/c, sont les premières dans le domaine des énergies intermédiaires. Ces mesures qui complètent les données relatives à la diffusion élastique  $\alpha\alpha$  à 4.37 et 5.07 GeV/c, obtenues par une collaboration Caen-Saclay-Frascati<sup>(6)</sup>, sont comparées aux prédictions de trois modèles déduits du formalisme de Glauber généralisé à la collision noyau-noyau.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL  
TRAITEMENT DES DONNÉES

---

I-1 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL

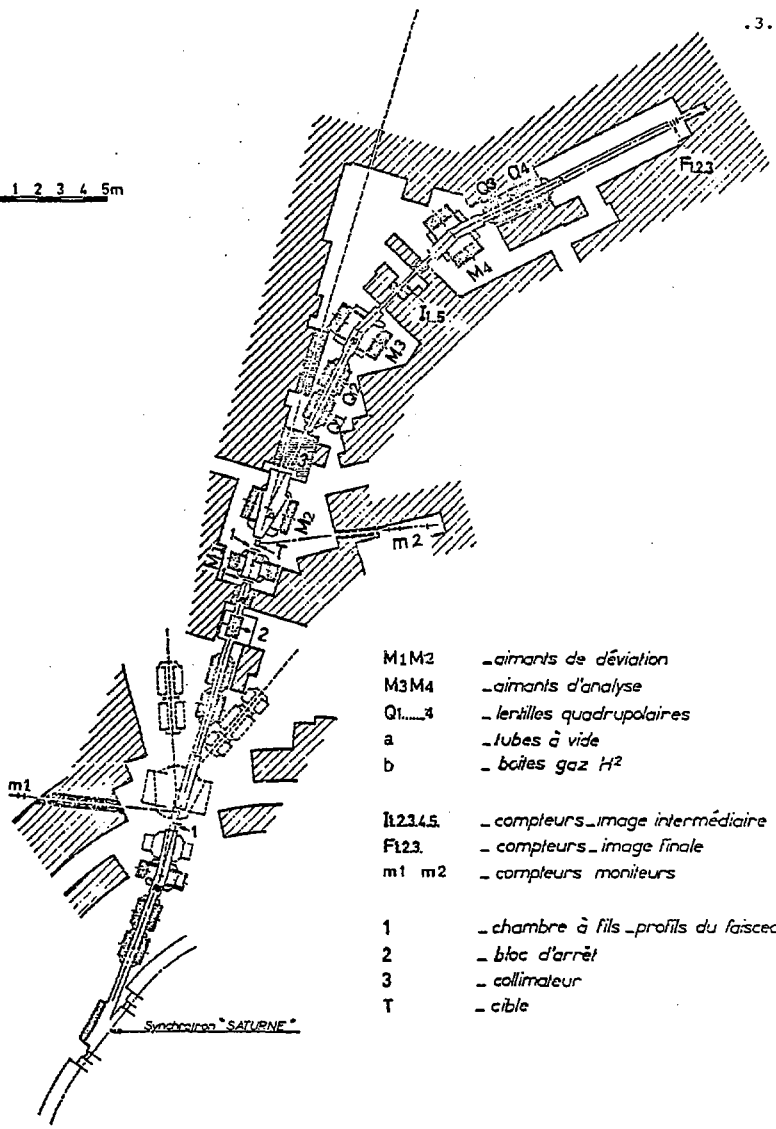
Le dispositif expérimental utilisé pour cette expérience de diffusion élastique alpha-deuteron a été largement décrit dans de nombreuses publications<sup>(1-4)</sup>. Aussi, ce chapitre sera consacré à une présentation succincte de ce dispositif. Le schéma général de l'aire expérimentale est illustré par la figure I-1.

I-1.2 : Faisceau de particules alpha :

Le flux incident de particules alpha extrait du synchrotron SATURNE I est environ de  $2 \cdot 10^{10}$  particules par cycle, sur une durée moyenne de déversement de 200 millisecondes. Durant l'expérience, la forme et la position du faisceau incident sont contrôlées par trois chambres à fils, de type proportionnel, réparties le long du trajet. Le profil du faisceau au niveau de la cible présente une dimension, à mi-hauteur, de 1 cm suivant l'axe vertical et de 2 cm dans le plan horizontal.

Le monitoring relatif du nombre de particules alpha est assuré par deux télescopes. Le moniteur  $m_1$ , constitué de deux compteurs à scintillation, totalise les particules chargées diffusées à  $90^\circ$  par une feuille de plastique placée dans l'axe du faisceau ; ce comptage est indépendant de l'angle de détection. Le moniteur  $m_2$ , constitué de trois compteurs à scintillation, détecte les particules chargées émises de la cible sous un angle voisin de  $70^\circ$  par rapport à la direction du faisceau incident. La cible se déplaçant, le comptage de ce moniteur est lié à l'angle de détection pour lequel le spectromètre est réglé. La stabilité relative

0 1 2 3 4 5m



- M1M2    - aimants de déviation
- M3M4    - aimants d'analyse
- Q1.....4   - lentilles quadrupolaires
- a        - tubes à vide
- b        - boîtes gaz H<sup>2</sup>
- I1I2I3I4I5   - compteurs \_image intermédiaire
- F1F2F3   - compteurs \_image finale
- m1 m2   - compteurs moniteurs
- 1        - chambre à fils \_profils du faisceau
- 2        - bloc d'arrêt
- 3        - collimateur
- T        - cible

Figure I-1 : Schéma général de l'aire expérimentale.

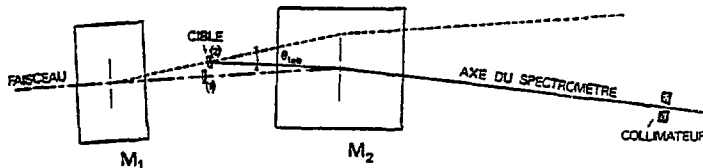
de ces deux moniteurs ne peut être testée qu'à un angle de diffusion fixé.

L'étalonnage des moniteurs et la calibration absolue du faisceau sont obtenus par une mesure de l'activité du carbone 11, produit par l'irradiation d'un échantillon de graphite dans la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, ^{11}\text{C})\text{X}$ . La précision sur cette calibration, liée aux erreurs sur les comptages et sur la section efficace de production du  $^{11}\text{C}$ , est de l'ordre de 10 %.

#### I-1.b : Cible :

Le deutérium liquide est contenu dans un cylindre d'acier inoxydable d'une longueur de 5.9 cm, suivant la direction du faisceau, et de 8 cm de diamètre. Les fenêtres d'entrée et de sortie de ce cylindre ont une épaisseur de 50  $\mu\text{m}$  chacune. La cible est placée dans une enceinte à vide présentant des fenêtres de 50  $\mu\text{m}$  de titane sur le trajet du faisceau.

La variation de l'angle de détection des particules secondaires est obtenue par un déplacement de l'ensemble du dispositif de la cible, mobile sur coussin d'air (figure I-2). Le recentrage du faisceau normalement à la face avant de la cible est assuré par l'aimant  $M_1$ . L'aimant  $M_2$ , en aval de la cible, est réglé pour envoyer les particules émises à l'angle de détection choisi dans l'axe du collimateur disposé à l'entrée du spectromètre.



- Figure I-2 -

Détail de la région de la cible pour un angle de diffusion nul (1) et un angle  $\theta_{lab} \neq 0$  (2).



I-1.c : Spectromètre :

Le spectromètre (figure I-3) est constitué de trois aimants et de quatre quadrupoles. Il est à double analyse, dispersif à l'image intermédiaire et achromatique à l'image finale.

L'image intermédiaire, formée par les deux quadrupoles  $Q_1$  et  $Q_2$  sur cinq compteurs à scintillation contigus  $I_1 \dots I_5$  perpendiculaires à l'axe du faisceau secondaire, est analysée en impulsion par l'aimant  $M_3$ . Ces cinq compteurs présentent une surface de détection de  $7 \times 1 \text{ cm}^2$  et une épaisseur de 1.1 mm.

Le second aimant d'analyse  $M_4$  et les deux quadrupoles  $Q_3$  et  $Q_4$  focalisent le faisceau secondaire en une image finale achromatique sur trois compteurs à scintillation successifs  $F_1, F_2, F_3$  de surface respective  $6.5 \times 8.5 \text{ cm}^2$ ,  $6 \times 8 \text{ cm}^2$  et  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  et d'épaisseur moyenne de 4 mm.

Les valeurs des courants des aimants et des quadrupoles ont été optimisées, en tenant compte des pertes d'énergie, pour des particules alpha produites en milieu de cible avec une impulsion donnée et traversant le compteur central  $I_3$  de l'image intermédiaire. Les courants des aimants d'analyse  $M_3$  et  $M_4$  sont contrôlés en permanence par des sondes à résonance magnétique nucléaire avec une précision supérieure à  $10^{-4}$ .

Le coefficient de dispersion à l'image intermédiaire qui est environ de 1.1 % par cm et l'impulsion analysée par le compteur central  $I_3$  permettent de calculer les impulsions moyennes analysées par les quatre compteurs contigus à  $I_3$ .

L'ouverture angulaire définie par un collimateur de  $8 \times 8 \text{ cm}^2$  est de  $\pm 7.3 \text{ mrad}$ , suivant l'axe vertical et l'axe horizontal. La valeur absolue des angles de détection a été déterminée par les expériences de réaction à deux corps<sup>[5]</sup>



L'acceptance réduite du spectromètre a été calculée par une méthode de Monte-Carlo. Le résultat de cette étude montre que l'acceptance réduite reste constante pour l'ensemble

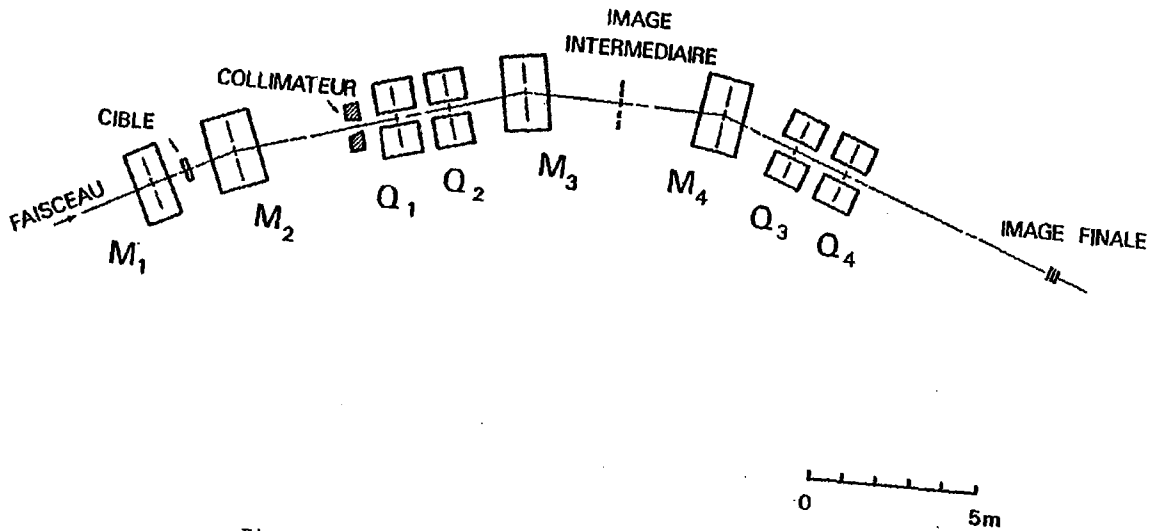


Figure I-3 : Représentation schématique du spectromètre  
 en position  $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$

du domaine en impulsion de notre expérience et qu'elle se fixe à une valeur de  $2.36 \cdot 10^{-6}$  sr pour le compteur central de l'image intermédiaire. La résolution du spectromètre, calculée par cette même méthode, s'établit à 0.55 % et varie très peu avec les dimensions du faisceau incident.

#### I-1.d : Identification des particules :

Les particules alpha secondaires analysées par le spectromètre sont identifiées par une mesure de temps de vol et une discrimination en amplitude en  $\frac{\partial E}{\partial X}$ . Le temps de vol, mesuré sur la distance de 14 m qui sépare l'image intermédiaire de l'image finale, permet de séparer sans ambiguïté les deutons et les alphas, de même  $\frac{P}{Z}$  des autres particules.

Les particules alpha, suivant la formule de Bethe-Bloch déposent dans la traversée d'un compteur quatre fois plus d'énergie que les deutons. Une discrimination en amplitude des impulsions délivrées par les quatre compteurs  $I_1$ ,  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  permet de distinguer facilement ces deux noyaux. La contamination en deuton sur les comptages des particules alpha ne dépasse pas 1 %.

Remarquons que ce dispositif expérimental a été utilisé avec succès, à deux énergies, dans l'étude de la réaction inclusive  $\alpha\alpha \rightarrow \alpha X$  d'où ont été extraites les sections efficaces différentielles de la réaction élastique  $\alpha\alpha$ <sup>(6)</sup>.

#### I-2 : TRAITEMENT DES DONNEES

Après la soustraction d'évènements fortuits, les comptages, corrigés de l'absorption nucléaire et de l'effet cible vide, sont normalisés en calculant les sections efficaces de la réaction inclusive  $\alpha d \rightarrow \alpha X$ .

#### I-2.a : Correction des comptages :

Les comptages des particules alpha identifiées par le spectromètre sont réalisés à l'aide du dispositif électronique décrit dans la référence<sup>(4)</sup>. Dans cette expérience, le taux d'évènements fortuits est toujours resté inférieur à 1 %.

Au cours de leur trajet, dans la cible et le spectromètre, les alphas secondaires rencontrent une épaisseur de matière qui provoque une perte par absorption nucléaire. Pour tenir compte de cette diminution, nous avons multiplié chaque comptage par le facteur correctif suivant :

$$C_{AN} = \exp \left\{ \sum_i \sigma_{i\alpha} n_i x_i \right\} \quad (1.1)$$

où les quantités  $x_i$ ,  $n_i$  et  $\sigma_{i\alpha}$  représentent respectivement l'épaisseur de l'absorbant  $i$  le long du parcours des alphas secondaires, le nombre de noyaux de cet absorbant par unité de volume et la section efficace totale de réaction de la particule alpha avec ce type de noyau.

Les valeurs des sections efficaces utilisées pour la détermination du facteur correctif  $C_{AN}$  sont calculées à l'aide de la relation :

$$\sigma_{i\alpha} = 144. (A_i^{1/3} + .11)^2 \quad (1.2)$$

où  $A_i$  est le nombre de masse du noyau absorbant  $i$ . Avec les coefficients numériques apparaissant dans cette équation, la valeur de la section efficace est exprimée en millibarn.

Nous avons admis que cette relation<sup>(7)</sup>, déduite d'un ajustement de données expérimentales pour des alphas de 6.2 GeV/c et 11.56 GeV/c, restait valable pour les alphas détectés dans notre expérience dont l'impulsion varie entre 3. et 4. GeV/c.

Pour un parcours des alphas dans une demi-cible pleine et dans le spectromètre, le coefficient  $C_{AN}$  ainsi calculé, est de  $1.2 \pm .02$ .

En outre, les courants des aimants et des quadrupoles du spectromètre sont réglés pour l'impulsion analysée par le compteur central de l'image intermédiaire et l'acceptance du spectromètre calculée pour ce compteur. Les comptages issus des quatre compteurs latéraux qui couvrent les bandes d'impulsion voisines doivent, par suite, être corrigés pour tenir

compte des pertes dues au léger défaut d'optimisation du spectromètre<sup>(4)</sup>.

### I-2.b : Calcul des sections efficaces :

Les sections efficaces doublement différentielles de la réaction inclusive  $\alpha d \rightarrow \alpha X$  sont calculées d'après l'expression suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = \frac{\alpha_{cp} - \alpha_{cv}}{\alpha_I \cdot A_c \cdot l \cdot n \cdot z} \quad (1.3)$$

où les quantités  $A_c$ ,  $l$  et  $n$  représentent respectivement l'acceptance réduite du spectromètre, la longueur de la cible et le nombre de deutons par unité de volume ;  $z$  est la charge de l'alpha.

Les grandeurs  $\alpha_{cp}$  et  $\alpha_{cv}$  désignent les nombres corrigés de particules alpha, rapportés à la rigidité magnétique, détectées respectivement en cible pleine et en cible vide pour un comptage donné au moniteur  $m_1$  ;  $\alpha_I$  symbolise le nombre de particules alpha incidentes pour un même comptage à ce moniteur.

Notons que l'effet cible retranché ici n'est pas le résultat d'une mesure propre mais d'une calibration relative à des données antérieures et normalisée sur les points extrêmes de nos spectres expérimentaux. Les limites de l'effet cible vide se fixent entre 5 % et 10 % des comptages effectués en cible pleine.

La valeur du flux de particules alpha incidentes  $\alpha_I$ , par coup de moniteur  $m_1$ , obtenue sur deux irradiations, est :

$$\alpha_I = 4.48 \cdot 10^8 \pm .46 \cdot 10^8 \quad (1.4)$$

Compte-tenu des valeurs numériques des différentes quantités figurant dans l'expression de la section efficace doublement différentielle, celle-ci s'écrit plus simplement

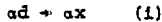
sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = (1.64 \pm .20) \cdot (\alpha_{cp} - \alpha_{cv}) \quad (1.5)$$

L'erreur sur le coefficient numérique, exprimé en mb/sr, inclut les erreurs sur la calibration du faisceau incident, sur l'acceptance réduite et sur l'épaisseur de la cible.

INTERPRÉTATION QUALITATIVE DES SPECTRES EXPÉRIMENTAUX  
ANALYSE PAR UNE MÉTHODE DE MONTE-CARLO

Les distributions en impulsion des particules alpha secondaires de la réaction inclusive (i) ont été mesurées en dix points dans un domaine angulaire du laboratoire compris entre 4 et 20°.



Pour des alphas incidents de 3.980 GeV/c, ces limites correspondent respectivement à des angles de 13° et de 48° dans le système du centre de masse de la diffusion élastique alpha-deuteron. Ces limites ont été principalement imposées par la dynamique de la réaction et les performances du spectromètre. Un flux trop élevé de particules aux faibles transferts par exemple ne permettait pas la réalisation des comptages.

En raison de la cinématique de la réaction élastique (ii) et de celle des différentes contributions issues de la réaction (iii), la résolution du spectromètre ne permet pas de séparer clairement dans les spectres inclusifs, la contribution élastique des autres contributions.



Cette situation impose, par conséquent, un traitement complet de chaque spectre inclusif. Après la description de quelques spectres caractéristiques (figure II-1) et leur interprétation qualitative, ce chapitre est consacré au développement d'une première analyse des données, basée sur une méthode de Monte-Carlo, et destinée à reproduire la forme et la position des contributions de la réaction (iii).

## II-1 : DESCRIPTION DES SPECTRES EXPERIMENTAUX

Aux angles inférieurs à  $7^\circ$ , le recouvrement important des contributions relatives aux réactions (ii) et (iii) ne permet pas de les distinguer (figure II-1.a). Les distributions en impulsion mesurées dont la position cinématique est mal définie, ne présentent pas une largeur à mi-hauteur compatible avec la résolution du spectromètre.

Entre  $7^\circ$  et  $12^\circ$ , les spectres présentent deux pics nettement distincts et comparables en grandeur (figure II-1.b). Dans ce domaine angulaire, le pic situé vers les plus grandes impulsions dont la largeur à mi-hauteur reproduit assez fidèlement la résolution du spectromètre, respecte la cinématique de la réaction élastique  $\alpha d$ . Le pic présent dans la partie basse en impulsion des spectres, traduit la contribution en  $\alpha$  de la réaction quasi-élastique (iii). Compte-tenu de la faible énergie de liaison du deuton et bien que cette réaction ait lieu sur des nucléons liés, la position de cette contribution est en accord avec une cinématique  $\alpha$  nucléon libre. Le mouvement de Fermi des nucléons à l'intérieur du deuton permet de comprendre l'élargissement du signal quasi-élastique par rapport à la résolution du spectromètre.

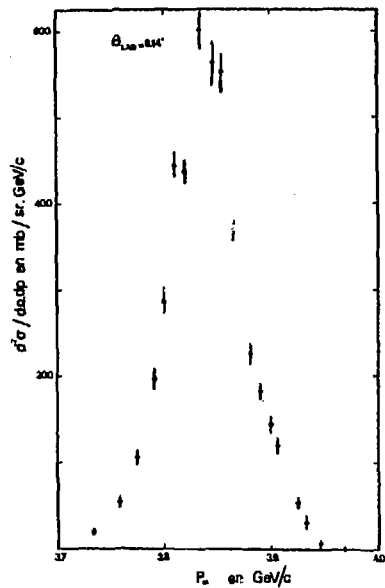
La valeur limite de l'angle d'émission, dans le laboratoire, d'une  $\alpha$  de 3.980 GeV/c diffusant sur un nucléon, est environ de  $15^\circ$ . L'asymétrie des distributions mesurées pour les angles supérieurs à cette valeur (figure II-1.c) trouve son interprétation dans la superposition du pic élastique  $\alpha d$  et d'une contribution de double diffusion quasi-élastique de l' $\alpha$  sur chacun des nucléons du deuton et dont nous justifions la position cinématique dans le paragraphe suivant.

## II-2 : REACTIONS INELASTIQUES

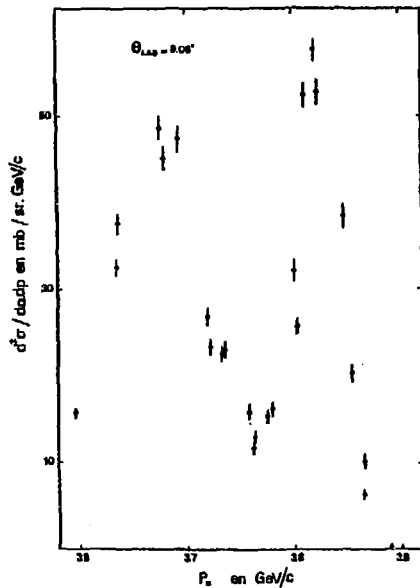
### II-2.a : Production de $\pi$ :

Bien que l'interaction nucléon-nucléon ait lieu à basse énergie dans la réaction  $\alpha d \rightarrow \alpha d$ , la production de  $\pi$

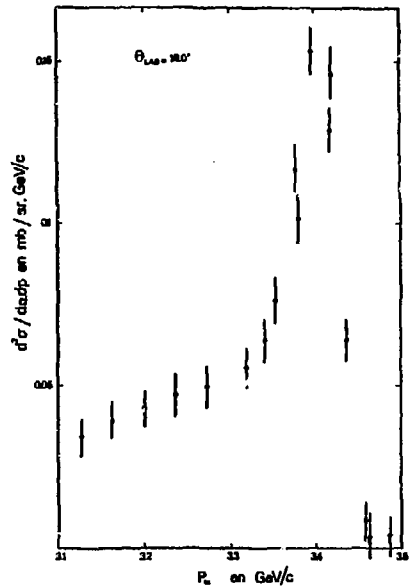




- a -



- b -



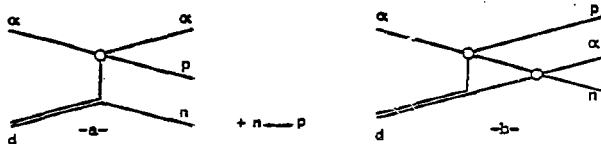
- c -

Figure II-1 : Sections efficaces doublement différentielles typiques mesurées dans la réaction inclusive  $\alpha d + nX$ .

n'est pas impossible. Nous avons cependant négligé cette contribution. En effet, des mesures de sections efficaces de production de  $\pi^{(0^{+}0)}$  et des calculs cinématiques montrent que cette contribution aux spectres inclusifs est faible et se situe à la limite inférieure en impulsion de la contribution quasi-élastique  $\alpha$ -nucléon.

### II-2.b : Réactions quasi-élastiques :

Sans entrer dans le détail du formalisme que nous développons par ailleurs, le modèle de la diffusion multiple de Glauber, par sa simplicité, permet une approche qualitative des composantes essentielles du mécanisme de la réaction quasi-élastique (iii). L'amplitude de diffusion totale construite sur ce modèle pour rendre compte de l'interaction de l' $\alpha$  avec le deuton, conduisant à la cassure de celui-ci, comprend les amplitudes associées aux différents graphes schématiques ci-dessous .



- Figure II-2 -

Description schématique des mécanismes de simple (a) et de double diffusion (b) de la réaction quasi-élastique (iii).

Un rapide calcul suivant des hypothèses simples, permet de préciser la position cinématique de chacune de ces contributions par rapport à celle de la réaction cohérente (ii).

La figure II-2.a symbolise la diffusion de l' $\alpha$  sur l'un des nucléons du deuton, l'autre nucléon jouant un rôle de spectateur dans cette réaction.

Dans une diffusion sur un nucléon, l'alpha d'impulsion incidente  $P_{O\alpha}$  subit, aux petits angles, une perte d'énergie  $\Delta E_\alpha$  voisine de :

$$\Delta E_\alpha = \frac{(P_{O\alpha} \theta)^2}{2m_N} \quad (2.1)$$

où  $\theta$  représente l'angle de diffusion et  $m_N$  la masse du nucléon.

Le diagramme II-2.b illustre la diffusion successive de l'alpha sur chacun des nucléons du deuton. Comme nous allons le montrer, ce mécanisme de double diffusion conduit pour la particule incidente, en négligeant l'énergie de liaison du deuton, à une perte d'énergie  $\Delta E'_\alpha$  qui, en moyenne, est environ la moitié de la précédente. Si ces deux diffusions s'effectuent à des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , elles entraînent, pour l'alpha, une perte d'énergie totale de l'ordre de :

$$\Delta E'_\alpha = \frac{(P_{O\alpha} \theta_1)^2}{2m_N} + \frac{(P_{O\alpha} \theta_2)^2}{2m_N} \quad (2.2)$$

Cependant, pour un transfert total fixé, la probabilité de réaliser une double diffusion atteint un maximum lorsque les deux transferts successifs sont égaux ; cette condition implique, pour un angle de diffusion total  $\theta$ , la relation :

$$\theta_1 = \theta_2 = \frac{1}{2} \theta \quad (2.3)$$

La perte d'énergie  $\Delta E'_\alpha$  s'écrit alors sous la forme :

$$\Delta E'_\alpha = \frac{(P_{O\alpha} \theta)^2}{4m_N} = \frac{1}{2} \Delta E_\alpha \quad (2.4)$$

En outre, ce résultat montre que la position cinématique de la contribution quasi-élastique de double diffusion coïncide avec celle de la contribution de la réaction élastique ad dans laquelle l'alpha perd une énergie

$\Delta E_\alpha''$  telle que :

$$\Delta E_\alpha'' = \frac{(p_{\alpha\alpha} \theta)^2}{2m_d} \quad (2.5)$$

où  $m_d$  symbolise la masse du deuton.

En effet, en posant  $m_d = 2m_N$ , c'est-à-dire en négligeant l'énergie de liaison du deuton, il vient :

$$\Delta E_\alpha'' = \Delta E_\alpha' \quad (2.6)$$

Ces résultats montrent que, compte-tenu de la résolution du dispositif expérimental, il sera difficile d'extraire le pic élastique ad sans un traitement de l'ensemble du spectre en impulsion inclusif.

### II-3 : ANALYSE PAR UNE METHODE DE MONTE-CARLO

Avant de développer une analyse fondée sur le formalisme de la diffusion multiple, nous avons construit un programme de Monte-Carlo permettant de reproduire la forme des spectres en impulsion quasi-élastiques associés aux mécanismes de simple et de double diffusion. L'intérêt de cette démarche est, dans une première approche, de permettre une analyse des spectres en impulsion avec un modèle utilisant des hypothèses physiques simples.

#### II-3.a : Description et résultats du Monte-Carlo :

Dans l'hypothèse de l'approximation en impulsion, ce programme procède tout d'abord au tirage de l'impulsion  $\vec{p}_{NS}$  du nucléon spectateur dans le système propre du deuton. Son module est choisi selon une loi de densité de probabilité déduite de la fonction d'onde de Hulthen<sup>(10)</sup> dans l'espace des moments :

$$\phi_d(p_{NS}) = \frac{\sqrt{ab(a+b)}}{\pi(b-a)} \left( \frac{1}{p_{NS}^2 + a^2} - \frac{1}{p_{NS}^2 + b^2} \right) \quad (2.7)$$

avec :  $a = .0456 \text{ GeV}/c$  et  $b = .260 \text{ GeV}/c$

et sa direction d'émission de manière isotrope. La connaissance de l'impulsion  $\vec{p}_{O\alpha}$  de l'alpha incident et celle  $\vec{p}_{NS}$  du nucléon spectateur suffit, à l'aide des équations de conservation (2-8) exprimées dans le laboratoire, à fixer les caractéristiques cinématiques du référentiel du centre de masse du système alpha nucléon en interaction.

$$E_{O\alpha} + m_d = E_{\alpha} + E_N + E_{NS} \quad (2.8.a)$$

$$\vec{p}_{O\alpha} = \vec{p}_{\alpha} + \vec{p}_N + \vec{p}_{NS} \quad (2.8.b)$$

où  $\vec{p}_{\alpha}$  et  $\vec{p}_N$  désignent respectivement, dans l'état final, les impulsions de l'alpha et du nucléon sur lequel s'opère la diffusion.

L'énergie totale disponible pour ce système ainsi que la vitesse de ce référentiel par rapport au laboratoire se traduisent simplement par les relations respectives suivantes :

$$M_{\alpha N}^2 = (E_{O\alpha} + m_d - E_{NS})^2 - (\vec{p}_{O\alpha} - \vec{p}_{NS})^2 \quad (2.9)$$

$$\beta_{\alpha N} = \frac{\vec{p}_{O\alpha} - \vec{p}_{NS}}{E_{O\alpha} + m_d - E_{NS}} \quad (2.10)$$

relations où l'on a posé  $C=1$ .

Un tirage du carré du quadrimoment de transfert permet de réaliser la diffusion alpha-nucléon dans le système du centre de masse de ces deux particules. Une transformation de Lorentz appliquée au quadrivecteur impulsion-énergie de l'alpha, connu dans ce système, permet de calculer ses composantes dans le laboratoire.

Dans une seconde étape, le programme exploite les

résultats obtenus selon le mécanisme de simple diffusion, pour réaliser, suivant un schéma analogue, une seconde diffusion de l'alpha sur le nucléon initialement considéré comme spectateur ; l'énergie totale disponible pour ce nouveau système et sa vitesse relative par rapport au laboratoire sont alors définies respectivement par :

$$M_{\alpha NS}^2 = (E_{\alpha} + E_{NS})^2 - (\vec{p}_{\alpha} + \vec{p}_{NS})^2 \quad (2.11.a)$$

$$\vec{p}_{\alpha NS} = \frac{\vec{p}_{\alpha} + \vec{p}_{NS}}{E_{\alpha} + E_{NS}} \quad (2.11.b)$$

Les événements générés par ce programme pour les deux processus sont sélectionnés par l'égalité de l'angle polaire d'émission de l'alpha secondaire dans le laboratoire avec l'un des angles mesurés expérimentalement, à une ouverture angulaire près définie par les dimensions du collimateur d'entrée du spectromètre. Les données cinématiques correspondant à un bon événement sont alors stockées sur bande magnétique. Les distributions en impulsion sont reconstituées par la lecture des informations portées sur cette bande. Ce programme de lecture introduit en plus une dispersion gaussienne sur le module de l'impulsion pour reproduire la résolution du spectromètre.

La figure II-3 représente les histogrammes déduits du programme de Monte-Carlo pour la simple et double diffusion ainsi que les données expérimentales correspondantes.

### II-3.b : Analyse des spectres :

En regard des hypothèses physiques simples sur lesquelles est construit le Monte-Carlo, on peut considérer que, d'une façon générale, les distributions en impulsion obtenues pour le mécanisme de simple diffusion de l'alpha sur l'un des nucléons du deuton, reproduisent de façon satisfaisante, en forme et cinématiquement, les spectres en impulsion mesurés. En particulier, on retrouve dans ces résultats l'élargissement

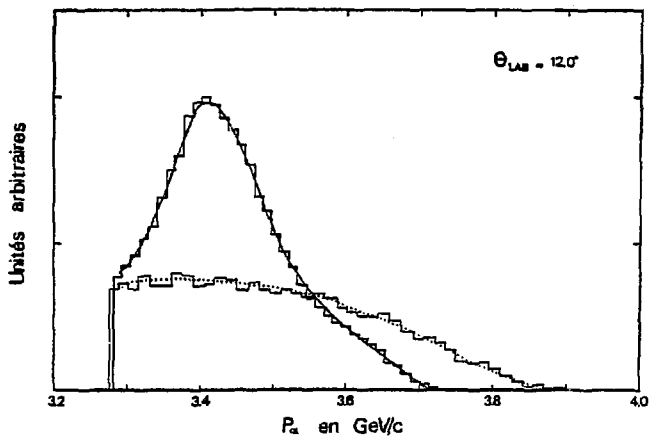
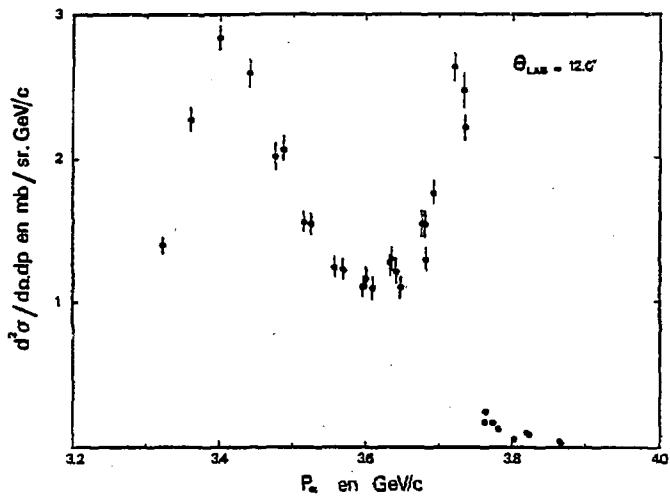


Figure II-3 : Histogrammes déduits du Monte-Carlo pour les diffusions quasi-élastiques simple et double avec leur paramétrisation (—) (---) respective comparées aux données expérimentales correspondantes.

des distributions avec l'accroissement de l'angle diffusion.

Les distributions associées au mécanisme de double diffusion s'étendent sur une large bande d'impulsion. Ceci, par contre, est en désaccord avec les conclusions du paragraphe II-2 qui estimaient leur position cinématique voisine du signal élastique alpha-deuton. Ce désaccord peut s'interpréter par l'indépendance, dans le Monte-Carlo, des tirages sur les transferts successifs de l'alpha car ce programme ne sélectionne pas les configurations spatiales relatives des nucléons du deuton favorisant une double diffusion.

Afin de réaliser un ajustement numérique aux spectres mesurés, les contributions de simple et de double diffusion ont été chacune paramétrisées sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}_{\text{inél.}} = \exp \left[ \sum_{n=0}^N a_n p^n \right] \quad (2.12)$$

au facteur de normalisation près.

Pour chaque angle, les coefficients  $a_n$  relatifs à la simple diffusion et ceux relatifs à la double diffusion ont été déterminés à l'aide d'un programme de minimisation. En moyenne, le degré du polynome dans l'argument de l'exponentielle est égal à 6 ou 7. La figure II-3 montre le résultat de l'une de ces paramétrisations.

A partir de ces résultats pour la partie inélastique, nous avons réalisé, par une méthode de minimum de  $\chi^2$ , un ajustement aux spectres en impulsion mesurés en représentant la contribution élastique par une gaussienne :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp'}_{\text{élast.}} = A \exp \left[ - \frac{(p_c - p)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.13)$$

centrée sur l'impulsion  $p_c$  et dont la largeur à mi-hauteur, reliée à l'écart type  $\sigma$ , est donnée par la résolution du spectromètre.

Pour chaque spectre mesuré, le programme MINUIT<sup>(1)</sup> déter-



mine la valeur des paramètres A et  $p_c$  ainsi que les facteurs d'échelle des deux contributions inélastiques qui minimisent la quantité :

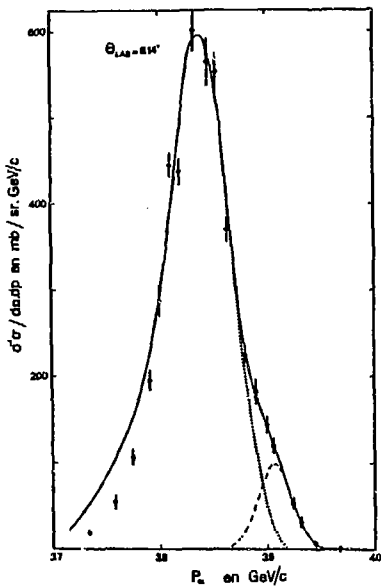
$$\chi^2 = \sum_{\substack{\text{pts} \\ \text{exp}}} \left[ \frac{\left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \right)_{\text{exp}} - \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \right)_{\text{élast}} - \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \right)_{\text{inél}}}{\sigma_{\text{exp}}^2} \right]^2 \quad (2.14)$$

où  $\sigma_{\text{exp}}$  symbolise l'erreur sur la section efficace expérimentale; ce programme donnant également une erreur sur l'estimation de ces paramètres.

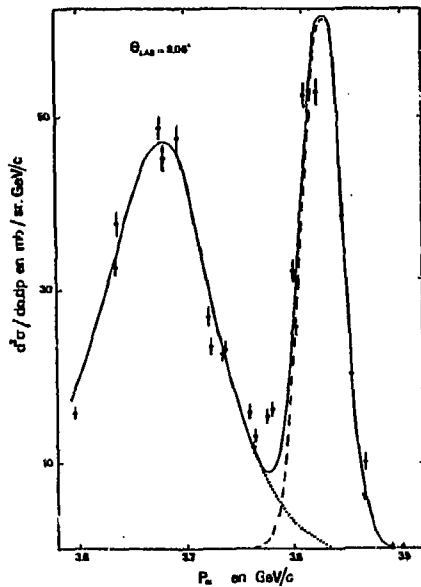
La figure II-4 montre les ajustements obtenus par cette méthode sur des distributions en impulsion caractéristiques de celles que nous avons mesurées.

A partir des paramètres de la contribution élastique A et  $P_c$  donnés par le programme de minimisation, nous avons calculé (figure II-5) la section efficace différentielle de la réaction cohérente  $nd$  en fonction du carré du quadrimoment de transfert. Cette section efficace expérimentale présente l'allure classique d'une figure de diffraction avec un premier minimum situé autour de  $-0.18 \text{ GeV}^2$  et présentant une décroissance très rapide jusqu'à  $-0.7 \text{ GeV}^2$ .

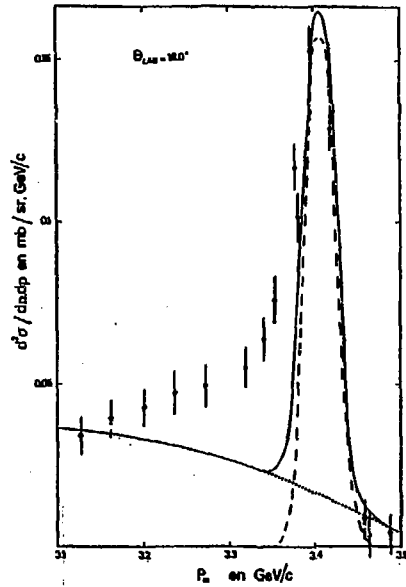
Cependant, ces valeurs constituent une limite supérieure. En effet, dans la plupart des cas, le programme de minimisation rejette l'hypothèse qui lui est fournie pour la double diffusion, (cette situation est illustrée par la figure II.4.b). Toutefois, ce dernier ajustement met clairement en évidence, lorsque les deux pics sont nettement séparés, c'est-à-dire aux transferts pour lesquels le processus de diffusion multiple devient important, la présence d'une contribution inélastique non négligeable au voisinage du signal élastique.



- a -



- b -



- c -

Figure II-4 : Ajustements aux spectres inclusifs de la réaction  $ad+ax$   
 (...) Résultat du Monte Carlo pour  $ad+ang$   
 (---) Contribution élastique  $ad$  gaussienne.



## - CHAPITRE III -

FORMALISME DE LA DIFFUSION MULTIPLE  
ANALYSE DES SPECTRES

---

Afin de mesurer avec précision les sections efficaces différentielles de la réaction élastique alpha-deuton, ce que n'autorisent pas les résultats du Monte-Carlo, nous avons entrepris la description des spectres expérimentaux de la réaction quasi-élastique (iii) :

$$a d \rightarrow a n p \quad (iii)$$

dans le cadre du formalisme de Glauber<sup>[12]</sup> dont nous rappelons brièvement les hypothèses essentielles.

III-1 : FORMALISME DE LA DIFFUSION MULTIPLE :

III-1.a : Modèle de Glauber :

Le modèle de Glauber est une extension, au cas d'un diffuseur composé, de la forme eikonale de l'amplitude de diffusion introduite originalement par Molière<sup>[13]</sup>. Aux énergies élevées, la longueur d'onde associée au projectile est du même ordre de grandeur que la distance moyenne entre les composants de la cible. La diffusion du projectile peut alors s'interpréter par une succession de chocs individuels avec les nucléons de la cible. L'hypothèse essentielle émise par Glauber pour décrire la diffusion par un système composite, réside dans l'expression du déphasage total. Dans l'approximation d'une série de chocs subis par le projectile pour lesquels la quantité de mouvement transférée est faible, le déphasage total est la somme des déphasages élémentaires après diffusion

sur les A nucléons de la cible :

$$X(\vec{B}, \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) = \prod_{j=1}^A X_j(\vec{B} - \vec{s}_j) \quad (3.1)$$

où  $\vec{B}$  représente le paramètre d'impact de la collision et  $\vec{s}_j$  le vecteur position transverse du nucléon  $j$  de la cible.

Pour un ensemble de nucléons supposés stationnaires, cela revient à résoudre le problème de la diffusion par un ensemble de potentiels fixés, décrit par l'opérateur de profil, en prenant la valeur moyenne de cet opérateur sur toutes les positions possibles des nucléons.

Pour une collision hadron-noyau dans laquelle le noyau passe de l'état initial  $|i\rangle$  à l'état final  $|f\rangle$ , l'amplitude de diffusion s'écrit :

$$F_{fi}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle f | \Gamma(\vec{B}, \vec{x}_1 \dots \vec{x}_A) | i \rangle \quad (3.2)$$

où  $\hbar k$  représente l'impulsion incidente dans le système du centre de masse projectile noyau et  $\vec{q}$  le moment transféré.

Compte-tenu de l'expression du déphasage total (3.1), l'opérateur de profil  $\Gamma(\vec{B}, \vec{x}_1 \dots \vec{x}_A)$  associé aux nucléons en position  $\vec{x}_1 \dots \vec{x}_A$ , peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma(\vec{B}, \vec{x}_1 \dots \vec{x}_A) = 1 - \prod_{j=1}^A \{1 - \gamma_j(\vec{B} - \vec{s}_j)\} \quad (3.3)$$

En définissant la fonction de profil totale  $\Gamma_{fi}(\vec{B})$  par la relation :

$$\Gamma_{fi}(\vec{B}) = \langle f | \Gamma(\vec{B}, \vec{x}_1 \dots \vec{x}_A) | i \rangle \quad (3.5)$$

dans laquelle les brackets sous-entendent l'intégration sur les variables spatiales des nucléons, l'amplitude de diffusion (3.2) est la transformée de Fourier à deux dimensions de la fonction de profil totale  $\Gamma_{fi}(\vec{B})$ . Le développement de l'équation (3.2) permet de montrer que l'amplitude de diffusion s'écrit

comme une somme finie et limitée à l'ordre A de termes décrivant la diffusion simple, double ... ; le modèle de Glauber excluant les rediffusions sur un même nucléon.

D'autre part, les états  $|i\rangle$  et  $|f\rangle$  peuvent dépendre des variables de spin de même que l'opérateur de profil  $\Gamma$ , mais pour la suite, nous négligerons cette dépendance.

### III-1.b : Amplitude de diffusion élastique nucléon-nucléon :

La détermination de la fonction de profil totale (3.5) nécessite la connaissance des fonctions de profil élémentaires  $\gamma(\vec{B})$  ; celles-ci se calculent à partir de la paramétrisation de l'amplitude de diffusion élémentaire  $f(\vec{q})$  par la transformation de Fourier inverse :

$$\gamma(\vec{B}) = \frac{1}{2\pi i k_0} \int e^{-i\vec{q}\vec{B}} f(\vec{q}) d^2q \quad (3.6)$$

où  $\hbar k_0$  symbolise le moment incident dans le système du centre de masse nucléon-nucléon.

En négligeant la dépendance en spin des grandeurs dynamiques et sans introduire de distinction entre proton et neutron, la partie centrale de l'amplitude élémentaire nucléon-nucléon est généralement paramétrisée par l'expression :

$$f(\vec{q}) = \frac{k_0 \sigma}{4\pi} (1+\alpha) e^{-\beta q^2/2} \quad (3.7)$$

où  $\sigma$  représente la section efficace totale nucléon-nucléon  
 $\alpha$  le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion prise à  $0^\circ$ .  
 et  $\beta$  la pente de la section efficace différentielle nucléon-nucléon.

La forme de cette paramétrisation, satisfaisant au théorème optique, est suggérée par la variation de la section efficace différentielle de diffusion élastique nucléon-nucléon aux faibles transferts. L'application de la relation (3.6) con-

duit à l'expression suivante de la fonction de profil élémentaire :

$$\gamma(b) = \frac{g}{4\pi\beta} (1-ia)e^{-b^2/2\beta} \quad (3.8)$$

### III-1.c : Amplitude de diffusion élastique alpha-nucléon :

Dans l'expression de la section efficace différentielle que nous avons établie pour la réaction inélastique  $ad+anp$  apparaît l'amplitude de diffusion élastique alpha-nucléon. Une application directe de la relation (3.2) utilisant la paramétrisation (3.8) de la fonction de profil élémentaire conduit pour cette amplitude, au résultat :

$$F_{aN}(q) = \frac{ik}{2} \theta(q) (R_\alpha^2 + 2\beta) \sum_{m=1}^4 \binom{4}{m} \frac{(-)^{m+1}}{m} \left[ \frac{g(1-ia)}{2\pi(R_\alpha^2 + 2\beta)} \right]^m \exp \left[ -\frac{(R_\alpha^2 + 2\beta) q^2}{4m} \right] \quad (3.9)$$

Les valeurs successives de  $m$  donnent les différents ordres de la diffusion.

Cette expression est obtenue à l'aide d'une fonction d'onde nucléaire de l'alpha à particules indépendantes construite à partir des fonctions de densité de chaque nucléon. Dans le cadre d'un potentiel d'oscillateur harmonique, ces densités pour des nucléons sur la couche  $1s$ , s'écrivent sous la forme gaussienne :

$$\rho_\alpha(r) = (\pi R_\alpha^2)^{-3/2} \exp\{-r^2/R_\alpha^2\} \quad (3.10)$$

où  $R_\alpha$  est le paramètre d'oscillateur harmonique.

La fonction d'onde  $\psi$  est reliée aux fonctions de densité par :

$$|\psi|^2 = (\pi R_\alpha^2)^{-6} \prod_{i=1}^4 \exp\{-r_i^2/R_\alpha^2\} \quad (3.11)$$

La contrainte du centre de masse se traduit, en fonction

du moment transféré  $q$ , par le facteur correctif :

$$\theta(q) = \exp\{q^2 R_0^2 / 16\} \quad (3.12)$$

calculé dans le cas de l'oscillateur harmonique<sup>(14)</sup>.

### III-2 : APPLICATION DU MODELE DIFFUSION MULTIPLE A $ad \rightarrow \alpha p$ :

La diffusion de protons de 19.2 GeV/c par une cible de deutérium<sup>(15)</sup>, analysée suivant le formalisme de Glauber<sup>(16)</sup>, met en évidence la présence des contributions de simple et de double diffusion quasi-élastique dans les spectres mesurés. Dans le domaine des énergies intermédiaires, une expérience plus récente, utilisant un faisceau de deuton<sup>(17)</sup>, révèle également l'existence de ces deux contributions.

$$\begin{aligned} pd + pX & \quad (1) \\ dd + dX & \quad (2) \\ ad + \alpha X & \quad (iii) \end{aligned}$$

Au niveau du formalisme utilisé, l'une des différences essentielles entre les réactions (1), (2) et (iii) réside dans l'expression de la fonction de profil qui dans le cas de (iii) doit traduire la présence des quatre nucléons composant le projectile ; ceci entraînant dans l'amplitude de diffusion correspondante des termes de diffusion d'ordre plus élevé que dans le cas des réactions (1) et (2).

La nécessité d'employer les quatre termes de l'amplitude de diffusion alpha-nucléon (3.9) est confirmée par les résultats d'une première analyse adaptée à la réaction (iii) et déduite des travaux de Bertocchi sur la cassure du deuton provoquée par un hadron<sup>(18)</sup>.

Dans cette analyse où l'amplitude alpha-nucléon n'est



représentée que par un seul terme, les distributions en impulsion obtenues ne permettent pas de décrire, en valeur absolue, les variations des données expérimentales sur l'ensemble du domaine de transfert étudié.

D'autre part, ces résultats préliminaires nous ont contraints à abandonner la représentation simplement gaussienne de la fonction d'onde du deuton proposée par Verde<sup>(19)</sup>, utilisée dans la référence<sup>(18)</sup>. Avec cette paramétrisation, les distributions en impulsion obtenues pour la simple diffusion quasi-élastique alpha-nucléon qui sont facilement comparables en forme aux données expérimentales, présentent une largeur à mi-hauteur supérieure à celle que nous avons mesurée.

Par ailleurs, une légère dérive en impulsion de cette contribution en fonction du transfert, montre qu'il est nécessaire par la suite de calculer les variables cinématiques dans le cadre relativiste.

### III-2. a : Section efficace doublement différentielle de la réaction quasi-élastique ad+np :

D'après l'hypothèse de l'additivité des fonctions de déphasage, l'opérateur de profil adapté à la réaction (iii) a pour expression :

$$F(\vec{b}, \{\vec{s}_d\}, \{\vec{s}_\alpha\}) = 1 - \prod_{i=1}^2 \prod_{j=1}^4 \left\{ 1 - \gamma_{ij} (\vec{b} + \vec{s}_{di} - \vec{s}_{\alpha j}) \right\} \quad (3.13)$$

où  $\{\vec{s}_d\}$  et  $\{\vec{s}_\alpha\}$  représentent respectivement l'ensemble des vecteurs positions transverses des nucléons du deuton et de l'alpha.

A partir de cet opérateur de profil et en négligeant la dépendance en spin et en isospin des nucléons, nous avons calculé l'amplitude de diffusion associée à la réaction (iii) (appendice B). Pour un moment  $\vec{q}$  transféré à l'alpha, celle-ci peut s'écrire sous la forme :

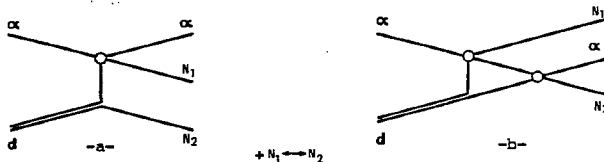
$$F(\vec{q}) = F^{(1)}(\vec{q}) + F^{(2)}(\vec{q}) \quad (3.14)$$

où  $F^{(1)}(\vec{q})$  et  $F^{(2)}(\vec{q})$ , associées respectivement à la simple et à la double diffusion quasi-élastique, traduisent dans l'ordre les diagrammes (III-1.a) et (III-1.b) avec :

$$F^{(1)}(\vec{q}) = \phi_d(\vec{p}_2) F_{\alpha N_1}(\vec{q}) + \phi_d(\vec{p}_1) F_{\alpha N_2}(\vec{q}) \quad (3.15.a)$$

$$F^{(2)}(\vec{q}) = \frac{1}{2\pi k} \int d^2q' \phi_d(\vec{\Delta} + \vec{q}') F_{\alpha N}(\frac{\vec{q}}{2} - \vec{q}') F_{\alpha N}(\frac{\vec{q}}{2} + \vec{q}') \quad (3.15.b)$$

Dans ces expressions  $\phi_d$  représente la fonction d'onde du deuton dans l'espace des impulsions et  $F_{\alpha N}(\vec{q})$  l'amplitude de diffusion élastique alpha-nucléon.



- figure III-1 -

Schémas des processus de simple (a) et de double diffusion (b) dans la réaction de cassure du deuton, traduits respectivement par les amplitudes  $F^{(1)}$  et  $F^{(2)}$ .

Pour la description cinématique, dans le système du deuton au repos, de l'état final de la réaction quasi-élastique (iii), nous avons choisi les quatre variables indépendantes suivantes :

L'angle de diffusion de l'alpha, le module de son impulsion et les angles polaire et azimutal du vecteur  $\vec{\Delta}$  défini par l'impulsion relative des nucléons  $N_1$  et  $N_2$  dans l'état final :

$$\vec{\Delta} = \frac{1}{2} (\vec{p}_2 - \vec{p}_1) \quad (3.16)$$

Le module de  $\vec{\Delta}$ , calculé suivant une cinématique relativiste (appendice A) s'exprime simplement en fonction de ces quatre variables, de l'énergie totale disponible dans le laboratoire et des masses des particules par :

$$\Delta^2 = \frac{\frac{1}{4}(W^2 - q^2) - m_N^2}{1 - \frac{q^2}{W^2} \cos^2(\vec{q}, \vec{\Delta})} \quad (3.17)$$

$$\text{où } W = E_{\alpha} + m_d - E_{\alpha} \quad \text{et} \quad m_N = m_{N1} = m_{N2}$$

$E_{\alpha}$  représente l'énergie de l'alpha dans l'état final.

Il est facile de reconnaître dans le premier terme  $F^{(1)}(\vec{q})$  de l'amplitude de diffusion, la contribution associée à la diffusion de l'alpha sur l'un des nucléons du deuton où la distribution en impulsion du spectateur est déterminée par la fonction d'onde du deuton.

Le terme  $F^{(2)}(\vec{q})$  traduit la diffusion successive de l'alpha sur chaque nucléon du deuton. Ce terme, obtenu en introduisant la relation de fermeture relative aux états nucléaires de l'alpha, néglige les éléments de matrice de l'opérateur de profil total alpha-nucléon entre les états différents du fondamental. En outre, la description du proton et du neutron dans l'état final par un produit de deux ondes planes ne prend pas en compte les effets d'une interaction entre ces particules dans la voie de sortie de la réaction (iii).

La section efficace différentielle pour la réaction quasi-élastique (iii) dans laquelle les nucléons possèdent l'impulsion relative  $\vec{\Delta}$  et l'alpha subit un moment transféré  $\vec{q}$ , s'exprime en fonction de l'amplitude de diffusion (eq. 3.14) par la relation :

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega d^3\Delta} = |F^{(1)}(\vec{q}) + F^{(2)}(\vec{q})|^2$$

Un changement de variable, d'après l'équation (3.17) permettant

de passer de  $|\vec{\Lambda}|$  à  $|\vec{q}|$  et l'intégration sur les variables angulaires de  $\vec{\Lambda}$  conduisant à la section efficace différentielle :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\Delta d\Omega_\alpha} = \int_{\Omega_\Delta} \Delta^2 \left| \frac{\partial \Delta}{\partial P_\alpha} \right| \cdot |F^{(1)}(\vec{q}) + F^{(2)}(\vec{q})|^2 d\Omega_\Delta \quad (3.19)$$

Dans le développement de cette expression qui donne les distributions en impulsion des alphas secondaires de la réaction (iii), apparaît un terme qui résulte de l'interférence entre les amplitudes  $F^{(1)}(q)$  et  $F^{(2)}(q)$ .

### III-2.b : Comparaison du modèle aux spectres inclusifs expérimentaux :

En raison des incertitudes liées aux valeurs de la pente  $\beta$  et du rapport  $\alpha$  de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique nucléon-nucléon autour de 1 GeV/c, nous avons cherché, à l'aide d'un programme de minimisation, celles qui optimisent l'accord quantitatif entre les prédictions du modèle et l'ensemble de nos mesures. Cet ajustement a été réalisé en se normalisant sur les maxima des spectres expérimentaux à l'endroit où domine la simple diffusion. Cette méthode attribue à ces paramètres les valeurs suivantes :

$$\beta = 2.40 \text{ GeV}^{-2} \quad \alpha = 0.870$$

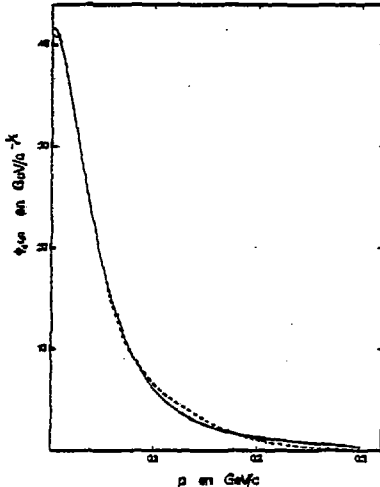
La section efficace totale nucléon-nucléon a été fixée en prenant la valeur moyenne des sections efficaces p-p et n-p autour de 430 MeV à partir de la compilation de Bystricky et al.<sup>[20]</sup>. Cette méthode conduit à la valeur de :

$$\sigma_{NN} = 30.04 \text{ mb}$$

La contribution relative à la simple diffusion a été calculée suivant l'équation (3.19) en utilisant dans l'expres-

sion de  $F^{(1)}(q)$  (3.15.a), la fonction d'onde du deuteron donnée par Hulthen (éq. 2.7). Afin de minimiser les temps de calcul, nous avons réalisé l'intégration qui figure dans l'amplitude de diffusion double (éq. 3.15.b) en paramétrisant cette fonction d'onde sous la forme d'une somme de deux gaussiennes :

$$\phi_D(p) = N (\delta e^{-\alpha_1 p^2} + e^{-\alpha_2 p^2}) \quad (3.20)$$



L'ajustement numérique de  $\phi_D(\vec{p})$  à la fonction d'onde de Hulthen (figure III-2) sur les paramètres  $\delta$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ , conduit aux valeurs :

$$\delta = 2.47$$

$$\alpha_1 = 519. (\text{GeV}/c)^{-2}$$

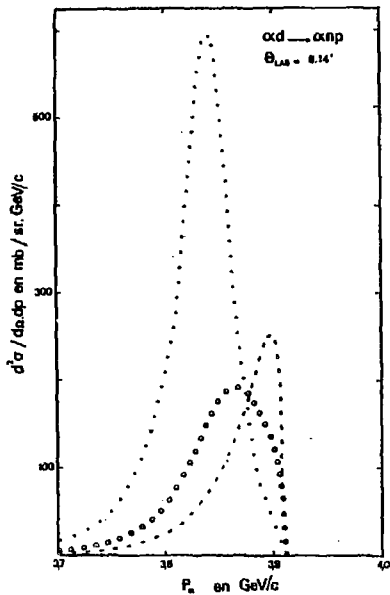
$$\alpha_2 = 50.4 (\text{GeV}/c)^{-2}$$

La condition de normalisation entraîne  $N=11.8 (\text{GeV}/c)^{-3/2}$ .

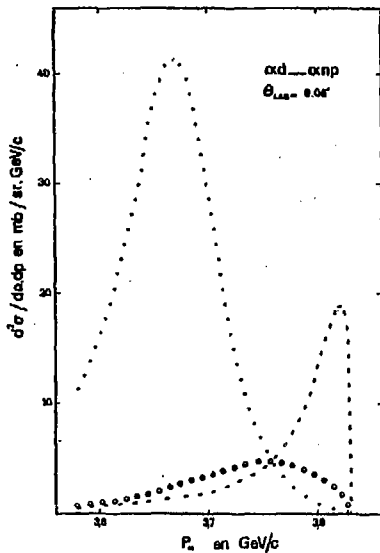
Figure III-2 : Fonction d'onde de Hulthen (—) et paramétrisation utilisée (---) pour la double diffusion.

La figure (III-3) où sont représentées les contributions de simple et de double diffusion, ainsi que la valeur absolue de la contribution du terme d'interférence, permet de comparer pour quelques angles, les distributions en impulsion données par l'équation (3.19). Les spectres obtenus reproduisent de façon satisfaisante en forme, en position et en grandeur, les distributions liées à la simple diffusion sur l'ensemble du domaine angulaire étudié.

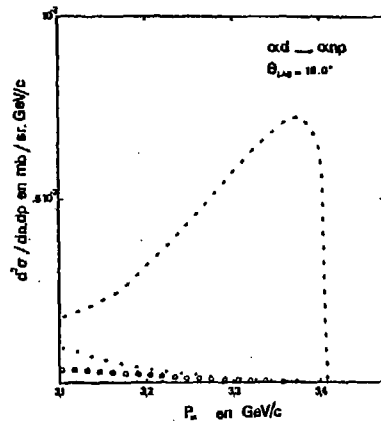
Quant à la position cinématique de la double diffusion, ce modèle confirme les conclusions du paragraphe (II-2.b). Cette contribution, très asymétrique, limitée vers les hautes impul-



-a-



-b-



-c-

Figure III-3 : Sections efficaces différentielles données par  
 l'analyse dynamique pour la simple diffusion (...) la  
 double diffusion (---) et la valeur absolue  
 du terme d'interférence (ooo).

sions par l'énergie seuil de cassure du deuton, domine au voisinage du pic élastique. Bien que les prédictions de ce modèle vers les grands transferts s'écartent en amplitude de la situation expérimentale, en particulier pour la double diffusion, nous avons conservé, pour l'ajustement aux spectres mesurés, la forme de chaque contribution de la réaction quasi-élastique (iii).

### III-3 : SECTIONS EFFICACES DE LA REACTION ELASTIQUE $\alpha d$

L'ajustement aux spectres expérimentaux, par un minimum de  $\chi^2$  selon la méthode décrite au paragraphe II-3.b a été réalisé, après avoir corrigé les spectres théoriques de la réaction inélastique (iii) par l'application d'une fonction de dispersion gaussienne reproduisant la résolution du spectromètre, en introduisant des facteurs d'échelle pour les contributions de simple et de double diffusion. Chaque contribution élastique alpha-deuton a été représentée par une gaussienne dont le rapport de la demi-largeur à mi-hauteur à la position centrale en impulsion est égal à .55 %.

Les figures (III-4.a.b.c) présentent les ajustements obtenus pour l'ensemble des spectres en impulsion avec la partie inélastique totale et la contribution élastique.

Le tableau I donne les sections efficaces expérimentales  $d\sigma/dt$  de la réaction élastique alpha-deuton en fonction du carré du quadrimoment de transfert ; les erreurs sur ces sections efficaces tiennent compte des erreurs sur la calibration de l'intensité du faisceau incident, sur l'acceptance réduite du spectromètre et sur le paramètre qui détermine la surface de la gaussienne.

Les sections efficaces expérimentales (figure III-5) présentent l'aspect classique d'une figure de diffraction avec un premier minimum situé à un transfert de  $\sim 18 \text{ GeV}^2$ . Ces sections efficaces varient de manière très rapide (de l'ordre de  $10^4$ ) jusqu'à un transfert de  $\sim 7 \text{ GeV}^2$ . Au delà du second minimum qui semble peu marqué, la décroissance des sections efficaces

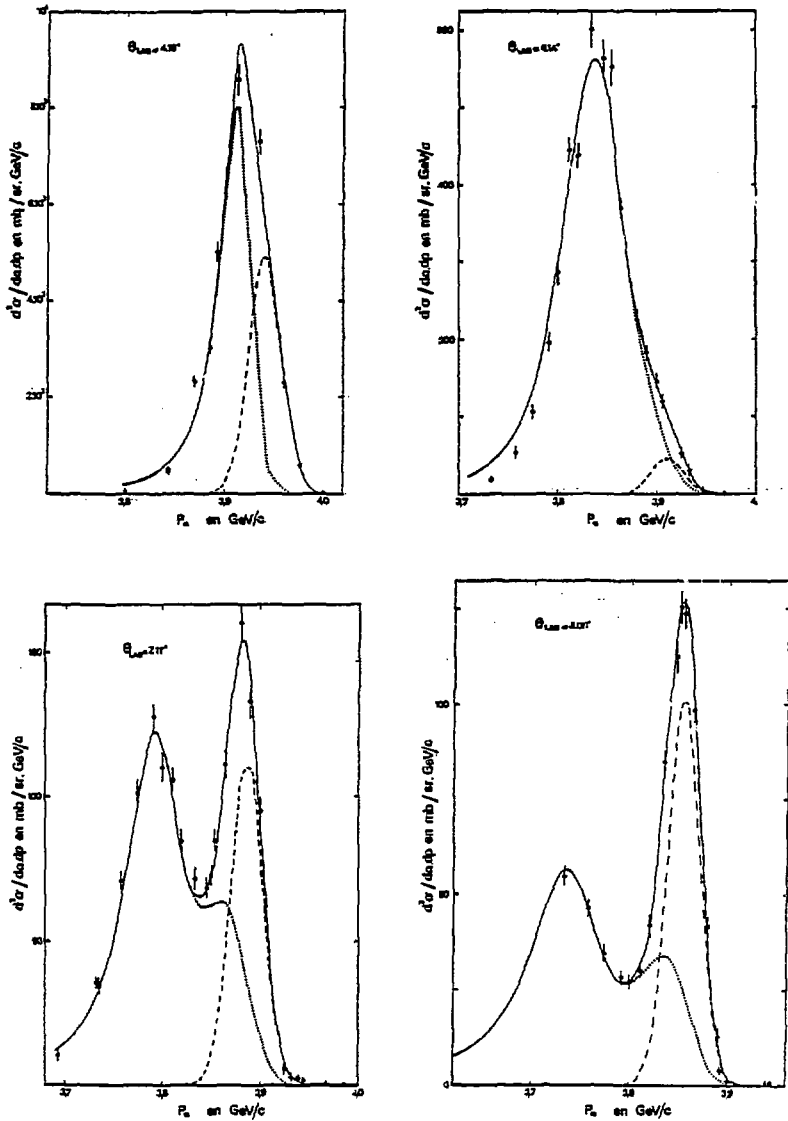


Figure III-4.a : Ajustements aux données expérimentales  
 (...) total quasi-élastique ad- $\nu$ np  
 (—) contribution gaussienne élastique ad.



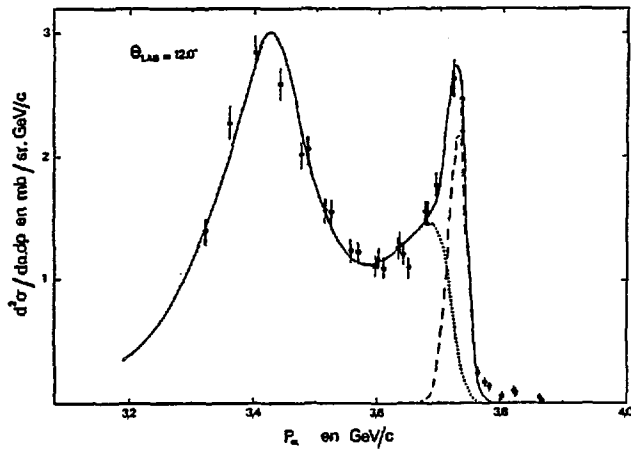
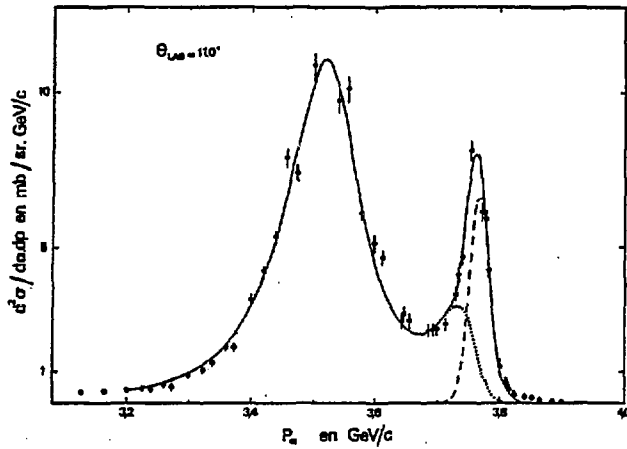


Figure III-4.b : Ajustements aux données expérimentales  
 (...) total quasi élastique ad+np  
 (—) contribution gaussienne élastique ad.

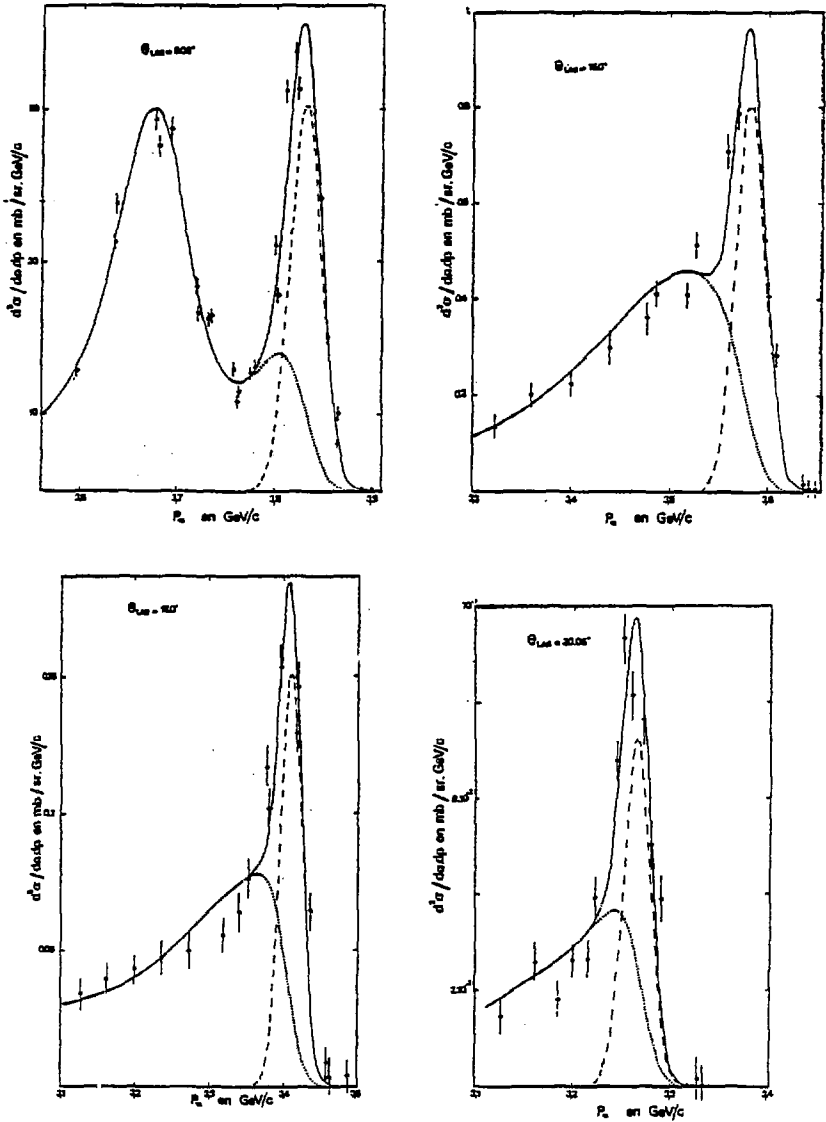


Figure III-4.c : Ajustements aux données expérimentales  
 (...) total quasi-élastique ad+np  
 (—) contribution gaussienne élastique ad

$\theta_{lab}$ (deg)	$p_a$ GeV/c	$-t$ GeV <sup>2</sup>	$d\sigma/dt$ mb/GeV <sup>2</sup>
4.19	3.941	.0848	$(4.13 \pm .73) 10^1$
6.14	3.910	.1804	$(3.95 \pm .85) 10^{-1}$
7.11	3.886	.242	$(9.3 \pm 1.5) 10^{-1}$
8.08	3.855	.312	$(8.5 \pm 1.2) 10^{-1}$
9.06	3.831	.391	$(4.22 \pm .60) 10^{-1}$
11.0	3.768	.574	$(5.51 \pm .77) 10^{-2}$
12.0	3.728	.679	$(1.78 \pm .27) 10^{-2}$
15.0	3.581	1.05	$(6.5 \pm 1.1) 10^{-3}$
18.0	3.410	1.49	$(1.18 \pm .21) 10^{-3}$
20.0	3.265	1.84	$(5.4 \pm 1.0) 10^{-4}$

- Tableau 1 -

Sections efficaces différentielles de la réaction  
élastique  $\pi d$ .

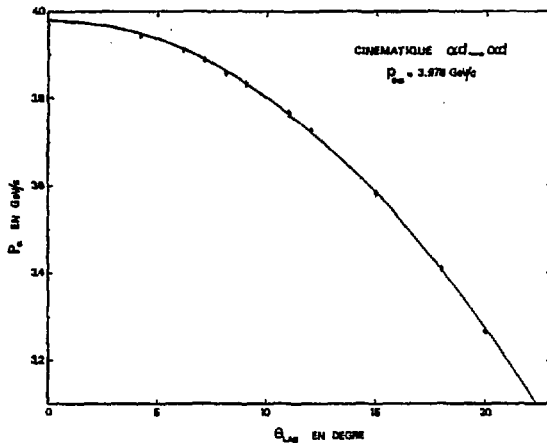


Figure III-6 : Position centrale de la contribution  
élastique déterminée par le programme  
de minimisation

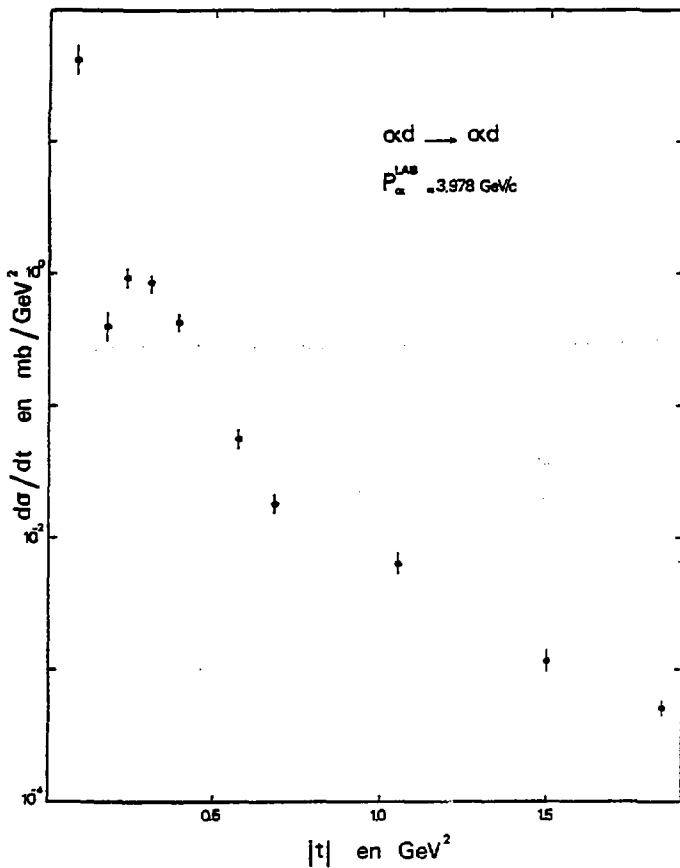


Figure III-5 : Sections efficaces expérimentales  $\alpha d$  élastique déduites de l'analyse des spectres inclusifs basée sur le modèle de Glauber.

est plus lente.

La position centrale de la contribution élastique, déterminée par le programme de minimisation est comparée (figure III-6) avec une cinématique  $\alpha d + \alpha d$  pour une impulsion incidente de l'alpha de 3.978 GeV/c. D'autre part, la comparaison (figure III-7) de la section efficace différentielle de simple diffusion quasi-élastique  $\alpha$ -nucléon, déduite de l'ajustement à nos spectres expérimentaux, avec les données de la diffusion  $\alpha$ -proton à 4 GeV/c<sup>(21)</sup> confirme également la cohérence des résultats obtenus pour la section efficace différentielle  $\alpha d$  élastique.

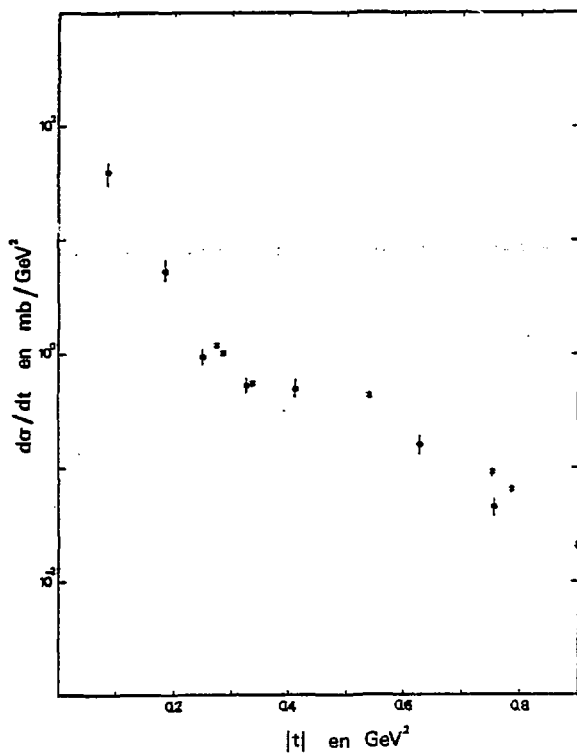


Figure III-7 : Simple diffusion quasi-élastique  $\alpha$ -nucléon (e) comparée à sp élastique à 4. GeV/c (x) donnée dans la référence [21].

## - CHAPITRE IV -

MODÈLES DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE NOYAU-NOYAU  
COMPARAISON AUX RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

---

Dans ce chapitre, les sections efficaces expérimentales de la réaction élastique alpha deuton sont comparées aux prédictions de trois modèles basés sur le formalisme de Glauber étendu à la diffusion élastique noyau-noyau. Ces modèles se différencient dans le développement du calcul de l'amplitude de diffusion totale dont l'expression générale commune est construite à partir des amplitudes élémentaires nucléon-nucléon.

IV-1 : MODELES DE LA DIFFUSION ÉLASTIQUE NOYAU-NOYAU

IV-1.a : Amplitude de diffusion :

Dans le cas de la diffusion élastique, les noyaux  $\hat{A}$  et  $\hat{B}$  constitués respectivement de A et B nucléons, se retrouvent après le choc dans leur état fondamental. Par conséquent, l'état initial et l'état final de chaque noyau sont décrits par des fonctions d'onde identiques. Suivant le formalisme de la diffusion multiple de Glauber et sans introduire l'interaction coulombienne, l'amplitude de diffusion élastique s'écrit

$$F_{11}(\vec{q}) = \frac{i k}{2\pi} \int d^2 b e^{i \vec{q} \cdot \vec{b}} \bar{\Psi}_{1A}(\{\vec{r}_A\}) \bar{\Psi}_{1B}(\{\vec{r}_B\}) F(\vec{b}, \{\vec{s}_A\}, \{\vec{s}_B\}) \prod_{j=1}^A d^3 r_{Aj} \prod_{k=1}^B d^3 r_{Bk} \quad (4.1)$$

où  $\vec{h}k$  représente l'impulsion relative des noyaux  $\hat{A}$  et  $\hat{B}$  dans le système du centre de masse et  $\vec{q}$  le moment transféré.

Par définition, la section efficace différentielle correspondante se déduit de l'amplitude de diffusion suivant la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_{11}(\vec{q})|^2 \quad (4.2)$$

Les fonctions d'onde  $\psi_{i\bar{A}}(\{\vec{r}_A\})$  et  $\psi_{i\bar{B}}(\{\vec{r}_B\})$  décrivent respectivement les états fondamentaux de  $\bar{A}$  et de  $\bar{B}$  en fonction de l'ensemble des vecteurs position  $\{\vec{r}_A\}$  et  $\{\vec{r}_B\}$  des A et B nucléons de chaque noyau.

L'opérateur de profil  $\Gamma(\vec{B}, \{\vec{s}_A\}, \{\vec{s}_B\})$  dans lequel  $\{\vec{s}_A\}$  et  $\{\vec{s}_B\}$  représentent les projections de  $\{\vec{r}_A\}$  et  $\{\vec{r}_B\}$  sur le plan des paramètres d'impact (fig.-IV.1), s'exprime d'après l'hypothèse de l'additivité des déphasages élémentaires par la relation :

$$\Gamma(\vec{B}, \{\vec{s}_A\}, \{\vec{s}_B\}) = 1 - \prod_{j=1}^A \prod_{k=1}^B \left\{ 1 - \gamma_{jk}(\vec{B} - \vec{s}_{Aj} + \vec{s}_{Bk}) \right\} \quad (4.3)$$

où  $\gamma_{jk}$  symbolise la fonction de profil associée à l'interaction du nucléon j de  $\bar{A}$  avec le nucléon k de  $\bar{B}$  suivant un paramètre d'impact relatif  $\vec{B} - \vec{s}_{Aj} + \vec{s}_{Bk}$ .

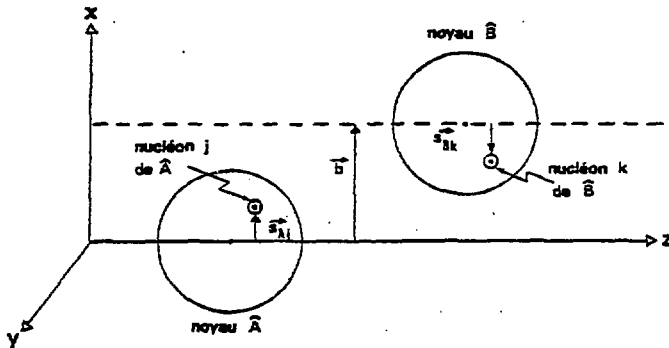


Figure IV-1 : Description des variables spatiales transverse figurant dans l'expression de l'opérateur de profil associé à la diffusion élastique des noyaux A et B.

En supposant que les états fondamentaux des noyaux



$\hat{A}$  et  $\hat{B}$  peuvent être décrits par un modèle à particules indépendantes, les densités à A et B particules de ces états s'expriment respectivement comme le produit de A et de B densités à une particule, soit :

$$|\psi_{\hat{A}}(\{\vec{x}_A\})|^2 = \prod_{j=1}^A \rho_{Aj}(\vec{x}_{Aj}) \quad (4.4.a)$$

et

$$|\psi_{\hat{B}}(\{\vec{x}_B\})|^2 = \prod_{k=1}^B \rho_{Bk}(\vec{x}_{Bk}) \quad (4.4.b)$$

Sans distinguer proton et neutron, nous admettons d'une part, l'identité des densités individuelles des nucléons de  $\hat{A}$  et de  $\hat{B}$ , c'est-à-dire :

$$\rho_{Aj}(\vec{x}_{Aj}) = \rho_A(\vec{x}_{Aj}) \quad \forall j \quad (4.5.a)$$

$$\rho_{Bk}(\vec{x}_{Bk}) = \rho_B(\vec{x}_{Bk}) \quad \forall k \quad (4.5.b)$$

et d'autre part, l'égalité des paramètres nucléon-nucléon qui décrivent les fonctions de profils élémentaires  $\gamma_{jk}$ . A l'aide de ces hypothèses, un calcul direct réalisé à partir de l'équation (4.1) conduit à l'expression suivante de l'amplitude de diffusion :

$$F_{11}(\vec{q}) = \frac{1k}{2\sqrt{v}} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \{1 - (1-G)^A\} \prod_{k=1}^B \rho_B(\vec{x}_{Bk}) d^3r_{Bk} \quad (4.6)$$

avec :  $1-G = \int d^3r_A \rho_A(\vec{x}_A) \prod_{l=1}^B \{1 - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_A + \vec{s}_{Bl})\}$  (4.7)

où  $\gamma$  est définie par l'équation (3.8).

Cette dernière expression de  $F_{11}(\vec{q})$  est commune aux

modèles de Czyz et Maximon<sup>(22)</sup> et de Fäldt et Pilkuhn<sup>(23)</sup>. A ce niveau du calcul, ces derniers introduisent deux approximations qui, comme nous le verrons, conduisent à des résultats numériques sensiblement différents de ceux obtenus par Czyz et Maximon.

IV-1.b : Modèle de Fäldt et Pilkuhn :

Ces auteurs proposent une première simplification de l'équation (4.6) en écrivant sous une forme exponentielle la quantité en puissance de A, soit :

$$(1-G)^A = e^{-AG} \quad (4.8)$$

En identifiant le noyau  $\tilde{A}$  à l'alpha et le noyau  $\tilde{B}$  au deuton, cette simplification permet d'écrire l'amplitude de diffusion sous la forme :

$$F_{11}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \{1 - e^{-4G}\} \frac{2}{k} \prod_{d=1}^2 \rho_d(\vec{r}_{dk}) d^3r_{dk} \quad (4.9)$$

Cette approximation qui s'apparente à la limite optique de Glauber est d'autant meilleure que le nombre A de nucléons est grand.

Avec la fonction d'épaisseur de l'alpha définie suivant ces auteurs par :

$$T_\alpha(\vec{s}_\alpha) = \frac{1}{4} \int \rho_\alpha(\vec{s}_\alpha, z_\alpha) dz_\alpha$$

l'intégration sur les variables spatiales des nucléons de l'alpha permet d'aboutir pour l'argument de l'exponentielle à l'expression :

$$4G = 2\pi\beta\delta \left[ T_\alpha(\vec{B} + \frac{\vec{s}}{2}) + T_\alpha(\vec{B} - \frac{\vec{s}}{2}) \right] - \pi a \delta^2 T_\alpha(\vec{B}) \exp\left(-\frac{g^2}{4\beta}\right) \quad (4.10)$$

où  $\vec{s}$  représente la position relative transverse des nucléons du deuton ; le coefficient  $\delta$  étant relié à la fonction de

profil élémentaire par :

$$\gamma(b) = \delta e^{-b^2/2\delta} \quad (4.11.a)$$

$$\text{soit :} \quad \delta = \frac{(1-\alpha)\sigma}{4\pi\beta} \quad (4.11.b)$$

Avant de réaliser dans l'équation (4.9) l'intégration sur les variables spatiales relatives aux nucléons du deuton, Fildt et Pilkuhn développent les grandeurs qui dépendent de  $\vec{s}$  autour de  $\vec{s}=\vec{0}$ . Le terme d'ordre zéro correspondant à une configuration dans laquelle le proton et le neutron possèdent le même paramètre d'impact, c'est-à-dire celui du centre de masse du deuton. Les termes d'ordre plus élevé qui corrigent ce terme d'ordre zéro, permettent de traduire les configurations réelles.

Avec une fonction de densité à une particule du type de l'oscillateur harmonique (eq.-4.13) et en se limitant au second ordre en  $s$ , cette méthode conduit au résultat :

$$\begin{aligned} F(\vec{q}) = & \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \exp\{-\sigma' T_\alpha(\vec{b})\} \right. \\ & + \frac{\sigma' R_d^2}{16} \Delta T_\alpha(\vec{b}) \exp\{-\sigma' T_\alpha(\vec{b})\} \\ & \left. + \frac{\sigma \sigma' T_\alpha(\vec{b})}{4(1+R_d^2/4\beta)} \exp\{-\sigma' T_\alpha(\vec{b})\} \right\} \quad (4.12) \end{aligned}$$

$$\text{où } \Delta T_\alpha(b) = \frac{d^2 T_\alpha(b)}{db^2} + \frac{1}{b} \frac{dT_\alpha(b)}{db}$$

et  $\sigma' = \sigma(1-\alpha)$

$R_d$  symbolise le paramètre d'oscillateur harmonique du deuton.

La section efficace différentielle a été calculée, pour un  $\vec{q}$  donné, par un programme d'intégration numérique sur le paramètre d'impact  $\vec{b}$ .

IV-1.c : Modèle de Czyz et Maximon :

Au niveau de l'équation (4.6) définissant l'amplitude de diffusion, Czyz et Maximon n'introduisent pas d'hypothèses supplémentaires autre que celle d'une fonction de densité individuelle du type de l'oscillateur harmonique pour les nucléons de l'alpha et du deuton.

$$\text{soit : } \rho_N(r_i) = (\pi R_N^2)^{-3/2} \exp(-r_i^2/R_N^2) \quad (4.13)$$

avec :  $N = \alpha, d$

La valeur du paramètre d'oscillateur harmonique  $R_N^2$  est donnée par le rayon carré moyen nucléaire selon la relation :

$$R_N^2 = \frac{2}{3} \langle r_N^2 \rangle$$

Ils réalisent analytiquement les intégrations successives qui figurent dans l'expression (4.6) de l'amplitude de diffusion pour aboutir au résultat :

$$F(q) = -\theta(q) \frac{ik}{2\pi} \pi R_d^2 \sum_{(j_\alpha)} \frac{4!}{j_0! j_1! j_2! j_{12}!} \epsilon_1^{j_1+j_2+j_{12}} \epsilon_2^{j_{12}} \\ \times \frac{1}{||T_d||} \exp \left[ -\frac{R_d^2 q^2}{4} \frac{||S_d||}{||T_d||} \right] \quad (4.14)$$

$$\text{avec : } \epsilon_M = \left[ \frac{-1-i\alpha}{4\pi\beta} \sigma \right]^M \frac{2\beta}{MR_\alpha^2+2\beta} \quad \text{et } \theta(q) = \exp \left[ q^2 \left( \frac{R_\alpha^2}{16} + \frac{R_d^2}{8} \right) \right]$$

$\theta(q)$  exprime la contrainte des centres de masse de l'alpha et du deuton.

La sommation est étendue à tous les  $j_\alpha$  ( $\alpha=0,1,2,12$ ) positifs ou nuls tels que :  $\sum_\alpha j_\alpha = 4$  sauf  $j_0 = 4$ .

$||T_d||$  et  $||S_d||$  représentent les déterminants des matrices  $(T_d)$  et  $(S_d)$  définies par :

$$(T_d) = \begin{pmatrix} 2 & -1 & -1 \\ -1 & & (S_d) \\ -1 & & \end{pmatrix}$$

avec les éléments de la matrice 2-2  $(S_d)$

$$(S_d)_{11} = 1 + j_1 \omega_1 + j_2 \omega_2$$

$$(S_d)_{22} = 1 + j_2 \omega_2 + j_1 \omega_1$$

$$(S_d)_{12} = (S_d)_{21} = -j_{12} \delta_2$$

où :

$$\omega_m = \frac{R_d^2}{2\beta} \left[ \frac{(m-1)R_d^2 + 2\beta}{mR_d^2 + 2\beta} \right]$$

et

$$\delta_2 = \frac{R_d^2}{2\beta} \times \frac{R_d^2}{(2R_d^2 + 2\beta)}$$

#### IV-1.d : Modèle de Viollier et Turttschi :

Viollier et Turttschi<sup>{24}</sup> introduisent dans l'expression générale de l'amplitude de diffusion (eq. 4.1) la relation de fermeture relative aux états nucléaires de l'un des noyaux et négligent dans la sommation les états intermédiaires différents du fondamental. Cette approximation consiste à traiter ce noyau comme une particule élémentaire. Avec des fonctions d'onde à particules indépendantes, l'application de cette méthode sur les états nucléaires de l'alpha conduit à :

$$F(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \theta_d(q) \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left[ 1 - \left\{ 1 - \int \rho_d(\vec{r}_d) d^3r_d \Gamma_{\alpha N}(\vec{b} - \vec{s}_d) \right\}^2 \right] \quad (4.15)$$

où  $\theta_d(q) = \exp\left\{\frac{R_d^2 q^2}{8}\right\}$  traduit la contrainte du centre de masse du deuton.

Dans cette expression  $\Gamma_{\alpha N}(\vec{b})$  représente la fonction de profil associée à la diffusion élastique  $\alpha$ -nucléon, déduite de l'amplitude  $F_{\alpha N}(\vec{q})$  correspondante (eq.-3.9) par la relation d'inversion :

$$\Gamma_{\alpha N}(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k_{\alpha N}} \int F_{\alpha N}(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\vec{b}} d^2q \quad (4.16)$$

L'introduction du facteur de forme nucléaire à 1 corps du deuton  $\hat{\rho}_d(\vec{q})$  qui, dans le cas d'une densité individuelle gaussienne, s'écrit :

$$\hat{\rho}_d(q) = \exp \left\{ -\frac{R^2 d q^2}{4} \right\} \quad (4.17)$$

permet avec l'équation (4.16) de mettre l'amplitude de diffusion élastique alpha deuton sous la forme :

$$F(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \theta_d(\vec{q}) \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \left[ 1 - \left\{ 1 - \frac{1}{2\pi i k_{\alpha N}} \int F_{\alpha N}(\vec{q}') \hat{\rho}_d(\vec{q}') e^{-i\vec{q}'\vec{b}} d^2q' \right\}^2 \right] \quad (4.18)$$

En utilisant l'expression (3.9) de  $F_{\alpha N}(\vec{q})$ , les intégrations sur  $\vec{q}'$  et  $\vec{b}$  nous ont conduit au résultat :

$$F(q) = 2ik \theta_d(q) \left[ 2 \sum_{n=1}^4 A_n \exp(-B_n q^2) - \sum_{n=1}^4 \sum_{m=1}^4 \frac{A_n A_m}{(B_n + B_m)} \exp \left\{ -\frac{q^2}{1/B_n + 1/B_m} \right\} \right] \quad (4.19)$$

où :

$$A_n = \frac{1}{4} (2\beta + R_\alpha^2) \binom{4}{n} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \left[ \frac{\sigma(1-i\alpha)}{2^* (2\beta + R_\alpha^2)} \right]^n$$

$$\text{et } B_n = \frac{2\beta + R_\alpha^2}{4n} - \frac{R_\alpha^2}{16} + \frac{R_d^2}{4}$$

#### IV-2 : CHOIX DES DENSITES ET DES PARAMETRES NUCLEON NUCLEON

En dehors de l'hypothèse faite sur le modèle, le

calcul de la section efficace de diffusion élastique noyau noyau repose sur la connaissance de l'amplitude élémentaire nucléon nucléon et des densités nucléaires.

Une des premières difficultés provient du choix de la fonction d'onde ou plus précisément de celui des densités. L'usage d'un produit de densités gaussiennes est très pratique car il permet de traiter facilement les corrélations du centre de masse et conduit à des expressions analytiques simples de l'amplitude de diffusion noyau-noyau.

Cependant, ce type de densité n'est pas optimum pour le deuton et la particule  $\alpha$ . En effet, le facteur de forme électromagnétique correspondant décroît uniformément avec le transfert alors que l'expérience montre pour l'alpha un minimum prononcé au voisinage de  $q^2=10\text{fm}^{-2}$ <sup>[25]</sup>. Ce désaccord se manifeste également avec les mesures du facteur de forme électromagnétique du deuton<sup>[26]</sup>. D'autre part, la figure IV-2 illustre le rôle prépondérant de la valeur du paramètre d'oscillateur harmonique (eq. 4.13) dans la position du premier minimum de la section efficace différentielle.

Toutefois, afin de conserver au formalisme la simplicité introduite par l'emploi de densités gaussiennes, nous avons choisi pour le deuton d'ajuster la valeur du paramètre  $R_0$  de manière à reproduire la position du premier minimum de nos données expérimentales. Du résultat de Sick et al<sup>[27]</sup> sur la valeur du rayon nucléaire de l'alpha  $\langle r_\alpha^2 \rangle^{1/2} = 1.674 \text{ fm}$ , nous avons fixé la valeur  $R_0 = 1.367 \text{ fm}$ .

La seconde difficulté réside dans le choix des paramètres moyens  $\bar{\sigma}$ ,  $\bar{\sigma}$  et  $\bar{\sigma}$ , utilisés pour décrire l'amplitude élémentaire nucléon nucléon (eq. 3.7). En effet, pour une énergie cinétique voisine de 430 MeV, les valeurs de ces paramètres sont plus ou moins bien déterminées.

A partir des données compilées de Bystricky et al<sup>[28]</sup> complétées par les mesures de Mischke<sup>[29]</sup>, nous avons porté sur les figures IV-3.a et b les sections efficaces totales nucléon-nucléon mesurées autour de 1 GeV/c d'impulsion dans le laboratoire. La valeur moyenne  $\bar{\sigma}$  que nous pouvons raisonnable-

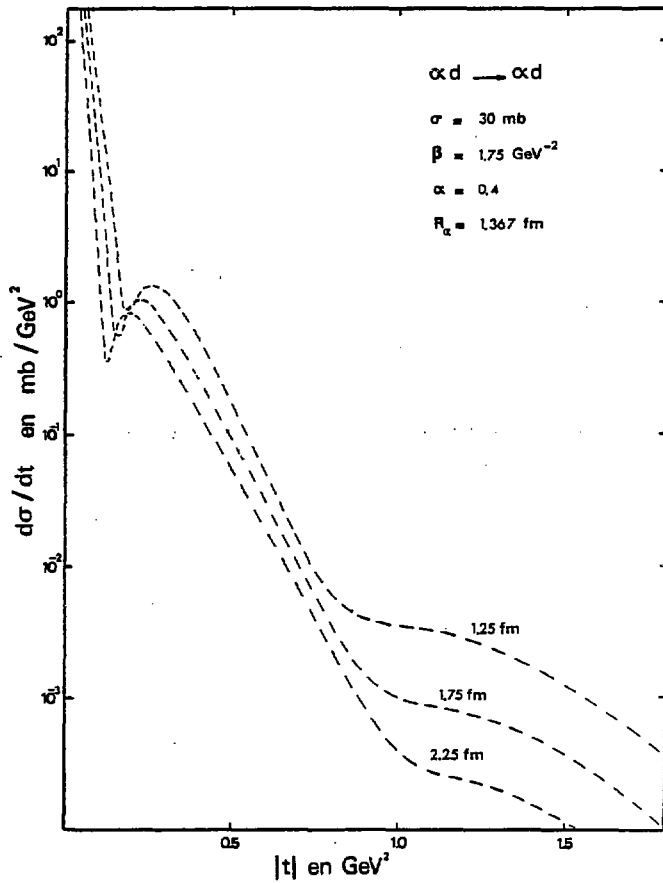


Figure IV : Influence du paramètre  $R_d$  sur la section efficace différentielle donnée par le modèle de Czyz et Maximon.



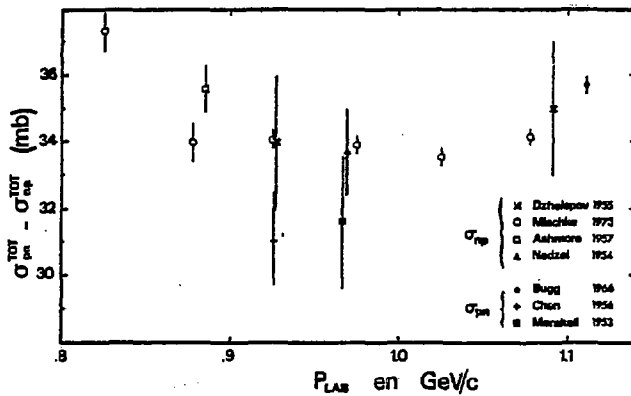


Figure IV-3.a : Sections efficaces totales  $\sigma_{pn}$  et  $\sigma_{np}$  mesurées autour de 1 GeV/c données dans la référence [20].

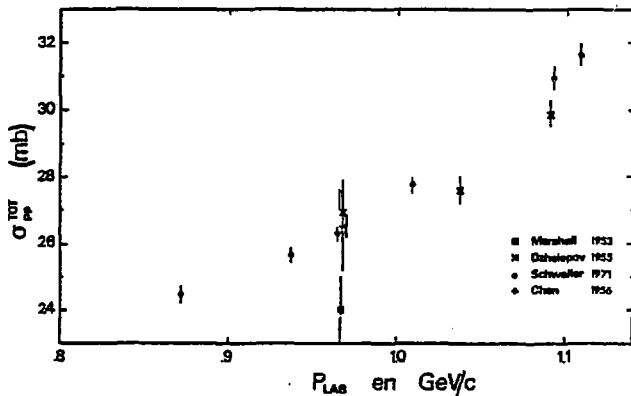


Figure IV-3.b : Sections efficaces totales  $\sigma_{pn}$  expérimentales données dans la référence [20].

ment utiliser, d'après ces mesures, est de 30 mb à 3 % près environ.

Si les valeurs expérimentales de ce paramètre sont assez connues, il n'en est pas de même pour le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude élémentaire prise à  $0^\circ$  et pour la pente de la section efficace différentielle élastique de diffusion nucléon-nucléon pour les faibles transferts. En raison des incertitudes liées aux valeurs expérimentales publiées de ces deux derniers paramètres, nous avons choisi de déterminer celles qui conduisent au meilleur accord entre nos mesures et les prédictions des modèles.

#### IV-3 : COMPARAISON DES MODELES AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les figures IV-4.a.b présentent nos résultats expérimentaux ainsi que les courbes théoriques calculées à partir du modèle de Fäldt et Pilkuhn en fonction de leur sensibilité aux paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ , ceci pour une valeur de  $R_d=1.50$  fm. Ce modèle qui prédit autour de  $t=-.45$  GeV<sup>2</sup> un minimum non observé expérimentalement, s'écarte sensiblement en valeur absolue de nos mesures sur l'ensemble du domaine de transfert étudié. Ce désaccord peut en partie s'interpréter par l'emploi de l'approximation de la limite optique de Glauber, en principe valable pour des noyaux constitués par un grand nombre de nucléons. En fait, nous estimons que ce désaccord provient essentiellement de l'approximation originale de ce modèle contenue dans le développement autour de zéro de la distance relative des deux nucléons du deuton. En effet, la valeur du rayon carré moyen, calculée à partir de la fonction d'onde de Hulthen, dépassant 15 fm<sup>2</sup>, montre que cette approximation qui traite le deuton comme un noyau très "fermé" n'est pas réaliste.

La figure IV-5.a illustre en fonction du quadrimoment de transfert, les variations de la section efficace différentielle déduite du modèle de Viollier et Turtzchi. Avec  $R_d=1.38$  fm  $\beta=.002$  GeV<sup>-2</sup> et  $\alpha=.348$ , ce modèle décrit beaucoup mieux que le précédent l'allure générale de nos résultats expérimentaux. Par rapport à ceux-ci, on notera cependant dès  $-.75$  GeV<sup>2</sup> un défaut

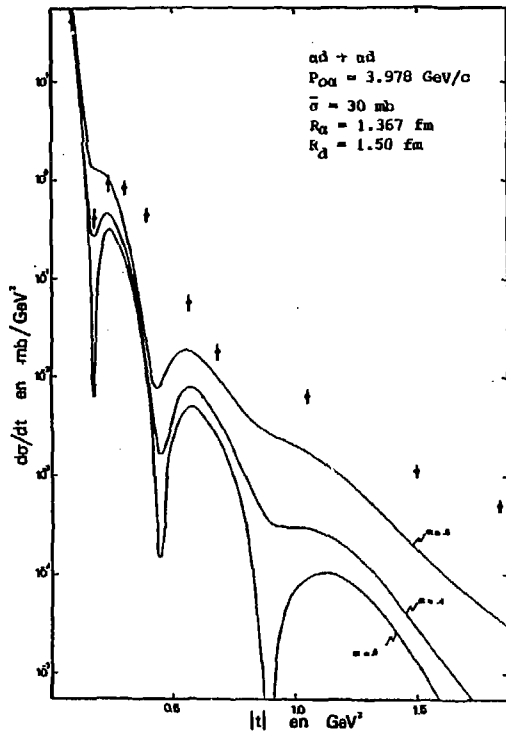


Figure IV-4.a : Sensibilité du modèle de Fäldt et Pilkuhn au paramètre  $\alpha$  avec  $\beta = 1.5 \text{ GeV}^{-2}$ .

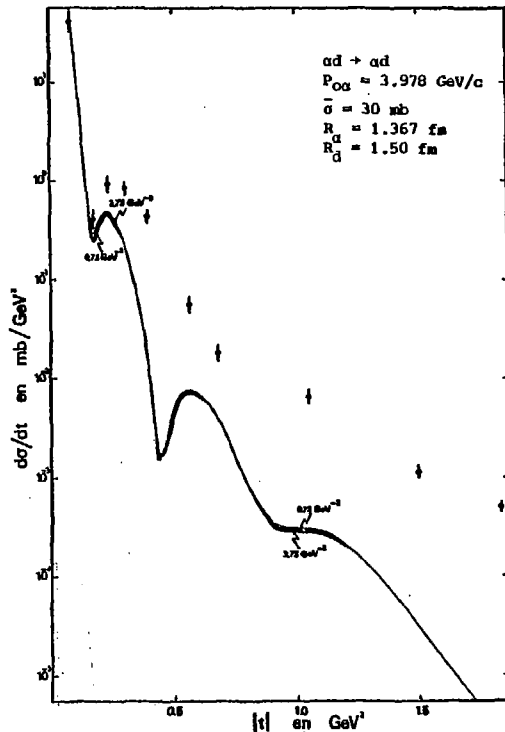


Figure IV-4.b : Sensibilité du modèle de Fäldt et Pilkuhn au paramètre  $\beta$  avec  $\alpha = .4$ .

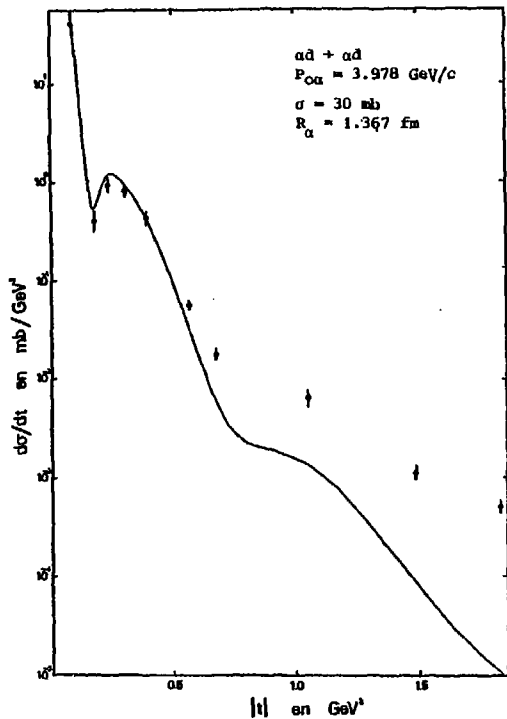


Figure IV-5.a : Ajustement du modèle de Viollier et Turtch aux mesures expérimentales obtenues avec les valeurs de  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $R_\alpha$  données dans le texte.

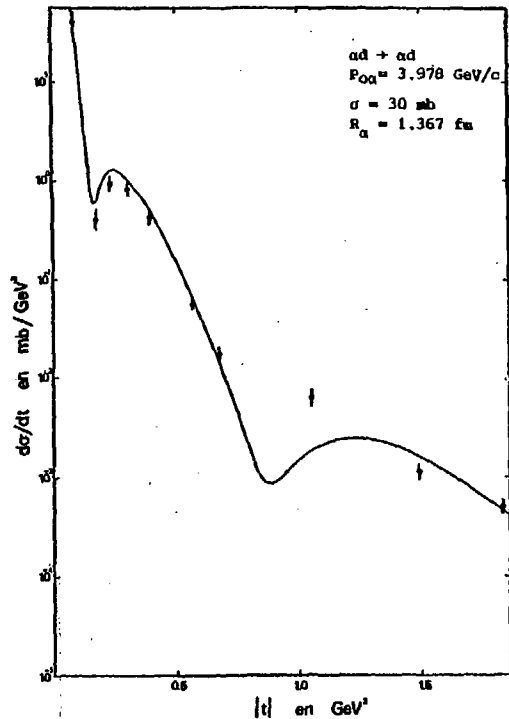


Figure IV-5.b : Ajustement du modèle de Czyz et Maximon aux données expérimentales obtenues avec  $\alpha = .27$ ,  $\beta = .86 \text{ GeV}^{-2}$  et  $R_\alpha = 1.45 \text{ fm}$ .

sensible en valeur absolue atteignant environ un ordre de grandeur vers  $-1.5 \text{ GeV}^2$ .

Compte-tenu des hypothèses simples formulées au niveau de l'amplitude élémentaire nucléon-nucléon purement centrale et des fonctions d'onde nucléaires, on peut considérer que le modèle de Czyz et Maximon où sont négligés les effets de l'interaction coulombienne, reproduit très correctement en forme et en grandeur nos résultats expérimentaux sur l'ensemble du domaine de transfert étudié (figure IV-5.b). Dans la région du second minimum où se manifeste un léger désaccord, quelques points de mesures supplémentaires auraient été nécessaires pour une meilleure comparaison.

Les valeurs des paramètres  $R_d$ ,  $\bar{\alpha}$  et  $\bar{a}$  obtenues pour l'ajustement de ce modèle aux mesures expérimentales sont les suivantes :

$$R_d = 1.45 \pm 0.10 \text{ fm} \quad \bar{\alpha} = 0.86 \pm 0.29 \text{ GeV}^{-2} \quad \bar{a} = 0.27 \pm 0.04$$

La valeur du paramètre  $R_d$  ci-dessus permet avec une densité nucléaire du type gaussien (éq.-4.12) de reproduire l'ordre de grandeur du carré du module de la fonction d'onde de Hulthen dans la zone du rayon carré moyen nucléaire du deuton (figure IV-6).

Compte-tenu des incertitudes expérimentales sur le paramètre  $\beta$  autour de  $1 \text{ GeV}/c$  d'impulsion, la valeur qui optimise les résultats de ce modèle n'est pas incompatible avec celles déduites par Lasinski<sup>{29}</sup> et ses collaborateurs des expériences de Ryan<sup>{30}</sup> et Albrow<sup>{31}</sup> (figure IV-7).

Pour une énergie cinétique par nucléon voisine de  $430 \text{ MeV}$ , la valeur  $\bar{a} = 0.27 \pm 0.04$  est peu différente de la moyenne obtenue à partir de  $\alpha_n = 0$  calculée par Carter<sup>{32}</sup> en utilisant les relations de dispersion et de  $\alpha_p = 0.6$  déduites d'une analyse en déphasages par Bystricky et al<sup>{33}</sup>.

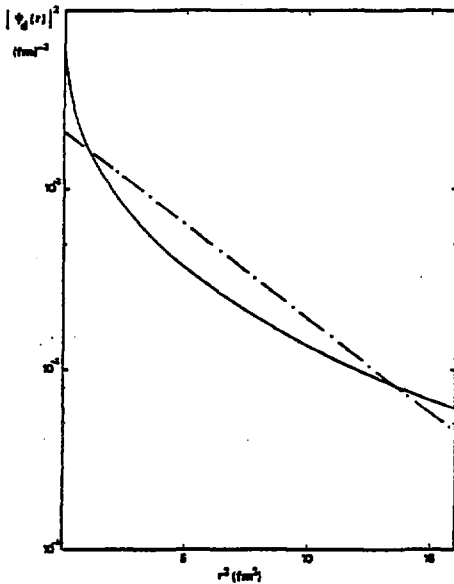


Figure IV-6 : Comparaison de la densité du deuteron déduite de la fonction d'onde de Hulthén (courbe pleine) à celle calculée à partir de densités individuelles gaussiennes avec  $R_G=1.45$  fm (courbe discontinue).

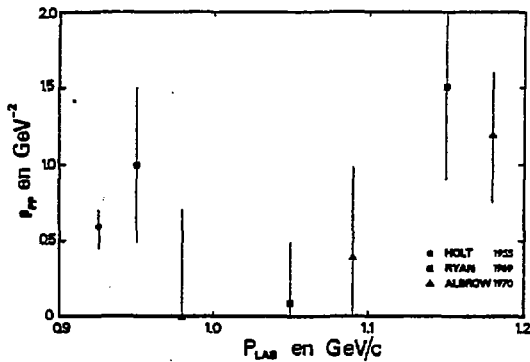


Figure IV-7 : Pentes de la section efficace différentielle élastique pp aux faibles transferts données par Lasinski [29] autour de 1 GeV/c.

- CONCLUSION -

La possibilité offerte par le synchrotron SATURNE I d'accélérer des particules alpha aux énergies intermédiaires, nous a permis de mesurer la section efficace différentielle de la diffusion élastique alpha deuton à 3.978 GeV/c. L'intervalle de quadrimoment de transfert étudié, compris entre  $-0.08 \text{ GeV}^2$  et  $-1.8 \text{ GeV}^2$ , couvre les régions du premier et du second minimum.

Ces mesures ont été extraites des distributions en impulsion issues de la réaction inclusive  $ad \rightarrow \alpha X$ . La juxtaposition des contributions élastiques et quasiélastiques observées dans ces distributions a nécessité un traitement complet de chaque spectre inclusif suivant une analyse basée sur le formalisme de la diffusion multiple.

Bien que le système alpha deuton soit composé d'un petit nombre de nucléons, il constitue cependant un test intéressant de la généralisation du formalisme de Glauber à la diffusion élastique noyau-noyau. De la comparaison de nos données aux prédictions de trois modèles construits sur ce formalisme, il résulte que celui proposé par Czyz et Maximon est le seul qui reproduit correctement en forme et en grandeur nos résultats expérimentaux. Cette situation confirme de nouveau la validité de ce modèle, précédemment manifestée par l'accord obtenu dans la description de la diffusion élastique  $\alpha\alpha$  à 4.32 et 5.07 GeV/c<sup>(6)</sup>.

Nous noterons qu'il n'est pas nécessaire d'introduire des hypothèses physiques supplémentaires telles que des corrélations nucléon-nucléon pour aboutir à une compréhension satisfaisante des interactions  $ad$  et  $\alpha\alpha$  aux énergies intermédiaires. En effet, Czyz et Maximon utilisent des fonctions d'onde nucléaires à particules indépendantes avec des densités individuelles gaussiennes. De plus, les valeurs des paramètres de l'amplitude élémentaire nucléon-nucléon sont compatibles

avec les données expérimentales connues dans cette région d'énergie.

Bien que les mesures en  $\alpha$  et  $\alpha_d$  aient été réalisées à la limite inférieure en énergie du domaine d'application de la théorie de Glauber, elles constituent un test probant de l'extension de cette théorie à la diffusion élastique des ions légers relativistes.



## - APPENDICE A -

CINEMATIQUE DE LA REACTION  $\alpha d \rightarrow \alpha n p$  :

A l'aide des équations de conservation ci-dessous :

$$E_{O\alpha} + m_d = E_\alpha + E_1 + E_2 \quad (A-1.a)$$

$$\vec{P}_{O\alpha} = \vec{P}_\alpha + \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \quad (A-1.b)$$

nous nous proposons de calculer, en fonction des quatre variables cinématiques indépendantes décrites au paragraphe III-2.b, le module du vecteur  $\vec{A}$  défini par :

$$\vec{A} = \frac{1}{2}(\vec{P}_2 - \vec{P}_1) \quad (A-2)$$

où  $\vec{P}_1$  et  $\vec{P}_2$  représentent les impulsions des deux nucléons du deuton dans l'état final.

En notant  $W = E_{O\alpha} + m_d - E_\alpha$ , l'équation (A-1.a) s'écrit :

$$W = E_1 + E_2$$

qui, élevée au carré et en explicitant  $E_1^2$  et  $E_2^2$ , conduit à :

$$W^2 = p_1^2 + p_2^2 + m_1^2 + m_2^2 + 2(p_1^2 p_2^2 + p_1^2 m_2^2 + p_2^2 m_1^2 + m_1^2 m_2^2)^{1/2} \quad (A-3)$$

Introduisons d'après l'équation (A-1.b) le moment transféré  $\vec{q}$ , tel que :

$$-\vec{q} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \quad (A-4)$$

l'inversion des relations (A-2) et (A-4) et les notations :

$$d^2 = \frac{1}{m} \frac{1}{2} (m_1^2 - m_2^2) \quad \text{et} \quad s^2 = \frac{1}{m} \frac{1}{2} (m_1^2 + m_2^2)$$

permettent d'écrire l'équation (A-3), élevée au carré, sous la forme :

$$\left( \frac{W^2}{2} - \left( \frac{q^2}{4} + \Delta^2 + s_m^2 \right) \right)^2 = \left( \frac{q^2}{4} + \Delta^2 + s_m^2 \right)^2 - \left( \frac{q^2}{4} - d_m^2 \right)^2$$

Soit, en posant  $\vec{q} \cdot \vec{\Delta} = q\Delta \cos(\vec{q}, \vec{\Delta})$

$$\Delta^2 \left[ W^2 - q^2 \cos^2(\vec{q}, \vec{\Delta}) \right] + 2\Delta d_m^2 q \cos(\vec{q}, \vec{\Delta}) - \left[ d_m^4 + \frac{W^4}{4} - W^2 \left\{ \frac{q^2}{4} + s_m^2 \right\} \right] = 0$$

En admettant l'égalité des masses  $m_1$  et  $m_2$  des nucléons, nous aboutissons au résultat cherché :

$$\Delta^2 = \frac{\frac{1}{4}(W^2 - q^2) - m_N^2}{1 - \frac{q^2}{W^2} \cos^2(\vec{q}, \vec{\Delta})}$$

Pour un angle de diffusion fixé de l'alpha, la quantité  $\cos(\vec{q}, \vec{\Delta})$  s'exprime aisément en fonction des angles polaire et azimuthal de  $\vec{\Delta}$ .

Amplitude de diffusion associée à la réaction  $\alpha d + n p$  :

L'amplitude de diffusion associée à cette réaction, où le système passe de l'état initial  $|\alpha_1\rangle |d_1\rangle$  à l'état final  $|\alpha_f\rangle |d_f\rangle$ , s'écrit suivant le formalisme de Glauber :

$$F_{1f}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle d_f | \langle \alpha_f | \Gamma(\vec{B}, \{\vec{s}_d\}, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha_1 \rangle | d_1 \rangle \quad (B-1)$$

Dans cette relation, les brachets sous-entendent l'intégration sur les variables spatiales des nucléons du deuton et de l'alpha.

En supposant identiques les expressions analytiques de toutes les fonctions de profil élémentaires  $\gamma_{jk}$  qui figurent dans l'expression de l'opérateur de profil défini par :

$$\Gamma(\vec{B}, \{\vec{s}_d\}, \{\vec{s}_\alpha\}) = 1 - \prod_{j=1}^2 \prod_{k=1}^4 \left\{ 1 - \gamma_{jk}(\vec{B} + \vec{s}_{dj} - \vec{s}_{\alpha k}) \right\} \quad (B-2)$$

Celui-ci peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma(\vec{B}_1, \vec{B}_2, \{\vec{s}_\alpha\}) = 1 - \left[ \prod_{k=1}^4 \left\{ 1 - \gamma(\vec{B}_1 - \vec{s}_{\alpha k}) \right\} \right] \left[ \prod_{\ell=1}^4 \left\{ 1 - \gamma(\vec{B}_2 - \vec{s}_{\alpha \ell}) \right\} \right] \quad (B-3)$$

avec  $\vec{b}_1 = \vec{b} + \vec{s}_{d1}$  et  $\vec{b}_2 = \vec{b} + \vec{s}_{d2}$

L'introduction de l'opérateur de profil alpha-nucléon tel que :

$$\Gamma_{\alpha N}(\vec{B}, \{\vec{s}_\alpha\}) = 1 - \prod_{j=1}^4 \left\{ 1 - \gamma(\vec{B} - \vec{s}_{\alpha j}) \right\} \quad (B-4)$$

relié à l'amplitude de diffusion élastique correspondante par :

$$F_{\alpha N}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\vec{q}\vec{b}} \Gamma_{\alpha N}(\vec{B}) \quad (B-5)$$

où :  $\Gamma_{\alpha N}(\vec{B}) = \langle \alpha | \Gamma_{\alpha N}(\vec{B}, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha \rangle \quad (B-6)$

permet d'écrire l'équation (B-3) sous la forme :

$$\Gamma(\vec{b}_1, \vec{b}_2, \{\vec{s}_\alpha\}) = 1 - \left\{ 1 - \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_1, \{\vec{s}_\alpha\}) \right\} \left\{ 1 - \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_2, \{\vec{s}_\alpha\}) \right\} \quad (B-7)$$

L'amplitude de diffusion  $F_{if}(\vec{q})$  s'exprime alors comme une somme de trois termes, telle que :

$$F_{if}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \, e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle \alpha_f | \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_1, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha_i \rangle |d_i\rangle \\ + \text{un terme analogue en } \vec{b}_2 \\ - \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \, e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle \alpha_f | \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_1, \{\vec{s}_\alpha\}) \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_2, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha_i \rangle |d_i\rangle \quad (B-8)$$

soit :

$$F_{if}(\vec{q}) = F_1(\vec{q}) + F_2(\vec{q}) + F_{12}(\vec{q})$$

Pour la réaction considérée, l'état final  $|\alpha_f\rangle$  et l'état initial  $|\alpha_i\rangle$  sont identiques à l'état fondamental  $|\alpha\rangle$  de l'alpha, soit :

$$|\alpha_i\rangle = |\alpha_f\rangle = |\alpha\rangle$$

La fonction d'onde interne  $\psi_{id}(\vec{r}_{d1}, \vec{r}_{d2})$  associé au ket  $|d_i\rangle$  qui décrit l'état initial du deuton s'écrit simplement :

$$\psi_{id}(\vec{r}_{d1}, \vec{r}_{d2}) = \int d^3p \, \phi_d(\vec{p}) \exp(i\vec{p}(\vec{r}_{d2} - \vec{r}_{d1})) \quad (B-9)$$

où  $\vec{p}$  représente l'impulsion des nucléons du deuton dans son système propre.

Nous décrirons l'état final  $\psi_{fd}(\vec{r}_{d1}, \vec{r}_{d2})$  des deux nucléons du deuton, d'impulsion  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$ , par un produit de deux ondes planes, soit :

$$\psi_{fd}(\vec{r}_{d1}, \vec{r}_{d2}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \exp(i(\vec{p}_1\vec{r}_1 + \vec{p}_2\vec{r}_2)) \quad (B-10)$$

L'inversion de la relation (B-5) et l'introduction des états du deuton (éq. B-9 et B-10) permettent d'écrire le premier terme  $F_1$  de l'amplitude  $F_{if}$  (éq. B-8) sous la forme :

$$F_1(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^6} \int d^2b e^{i(\vec{q}-\vec{q}')\vec{b}} d^2q' F_{\alpha N}(\vec{q}') d^3p \phi_d(\vec{p}) d^3r_{d1} e^{-i(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p})\vec{r}_{d1}} d^3r_{d2} e^{i(\vec{p}-\vec{p}_2)\vec{r}_{d2}} \quad (\text{B-11})$$

L'intégration sur le paramètre d'impact  $\vec{b}$  fait apparaître la fonction  $(2\pi)^2 \delta(\vec{q}-\vec{q}')$  qui permet d'intégrer sur la variable  $\vec{q}'$ , d'où :

$$F_1(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^6} F_{\alpha N}(\vec{q}) \int d^3p \phi_d(\vec{p}) d^3r_{d1} e^{-i(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p})\vec{r}_{d1}} d^3r_{d2} e^{i(\vec{p}-\vec{p}_2)\vec{r}_{d2}} \quad (\text{B-12})$$

Les intégrations sur les variables  $\vec{r}_{d1}$  et  $\vec{r}_{d2}$  introduisent le produit :

$$(2\pi)^3 \delta(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p}) (2\pi)^3 \delta(\vec{p}-\vec{p}_2)$$

L'intégration sur  $\vec{p}$  réalisée à l'aide de la seconde fonction delta ci-dessus, conduit au résultat :

$$F_1(\vec{q}) = \delta(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p}_2) F_{\alpha N}(\vec{q}) \phi_d(\vec{p}_2) \quad (\text{B-13})$$

où la fonction  $\delta(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p}_2)$  exprime la conservation de l'impulsion totale.

Un calcul semblable permet d'aboutir à un résultat analogue en  $\phi(\vec{p}_1)$  pour le deuxième terme de  $F_{if}(q)$ .

Pour calculer le troisième terme  $F_{12}(\vec{q})$  de l'équation (B-8), nous introduisons entre les opérateurs de profil la relation de fermeture sur les états nucléaires de l'alpha et nous négligeons dans la sommation les éléments de matrice entre les états différents du fondamental, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} & \langle \alpha | \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_1, \{\vec{s}_\alpha\}) \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_2, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha \rangle \\ & \approx \langle \alpha | \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_1, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha \rangle \langle \alpha | \Gamma_{\alpha N}(\vec{b}_2, \{\vec{s}_\alpha\}) | \alpha \rangle \end{aligned} \quad (B-14)$$

De la même manière que pour  $F_1(\vec{q})$ , cette hypothèse permet alors d'écrire  $F_{12}(\vec{q})$  sous la forme :

$$\begin{aligned} F_{12}(\vec{q}) = & \frac{1}{(2\pi)^{3K}} \int d^2b \, e^{i(\vec{q}-\vec{q}_1-\vec{q}_2)\vec{b}} \, d^2q_1 F_{\alpha N}(\vec{q}_1) \, d^2q_2 F_{\alpha N}(\vec{q}_2) \\ & d^3p \phi_{\vec{q}}(\vec{p}) \, d^3r_{d1} \, e^{-i(\vec{q}_1+\vec{p}_1+\vec{p})\vec{r}_{d1}} \, d^3r_{d2} \, e^{-i(\vec{q}_2+\vec{p}_2-\vec{p})\vec{r}_{d2}} \end{aligned} \quad (B-15)$$

En utilisant les propriétés relatives à la fonction delta, suivant une démarche analogue au calcul de  $F_1(\vec{q})$ , les intégrations successives sur les variables  $\vec{b}$ ,  $\vec{q}_1$ ,  $\vec{r}_{d1}$  et  $\vec{r}_{d2}$  conduisent à :

$$F_{12}(\vec{q}) = \frac{1}{2\pi k} \int d^2q_2 F_{\alpha N}(\vec{q}-\vec{q}_2) F_{\alpha N}(\vec{q}_2) \delta(\vec{q}-\vec{q}_2+\vec{p}_1+\vec{p}) \delta(\vec{q}_2+\vec{p}_2-\vec{p}) d^3p \phi_{\vec{q}}(\vec{p}) \quad (B-16)$$

L'intégration sur  $\vec{p}$  réalisée à l'aide de la fonction  $\delta(\vec{q}_2+\vec{p}_2-\vec{p})$  permet d'aboutir à :

$$F_{12}(\vec{q}) = \delta(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p}_2) \frac{1}{2\pi k} \int d^2q_2 F_{\alpha N}(\vec{q}-\vec{q}_2) F_{\alpha N}(\vec{q}_2) \phi_{\vec{q}}(\vec{q}_2+\vec{p}_2) \quad (B-17)$$

En effectuant le changement de variable  $\vec{q}_2 = \vec{q}' + \frac{\vec{q}}{2}$  et en accord avec l'équation de conservation  $\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p}_2 = \vec{0}$ , nous aboutissons au résultat :

$$F_{12}(\vec{q}) = \delta(\vec{q}+\vec{p}_1+\vec{p}_2) \frac{1}{2\pi k} \int d^2q' F_{\alpha N}(\vec{q}_2 - \vec{q}') F_{\alpha N}(\vec{q}_2 + \vec{q}') \phi_{\vec{q}}(\vec{q}' + \frac{\vec{p}_2 - \vec{p}_1}{2}) \quad (B-18)$$

- BIBLIOGRAPHIE -

- (1) - M. COTTEREAU, Thèse d'Etat ès Sciences Physiques, Université de Caen, 1972
- (2) - J. BANAIGS, J. BERGER, L. GOLDZAHN, Nucl. Phys. B67 (1973) 1
- (3) - J. BANAIGS et al, Nucl. Phys. B105 (1976) 52
- (4) - C. LE BRUN, Thèse d'Etat ès Sciences Physiques, Université de Caen, 1977
- (5) - J.F. LECOLLEY, Thèse d'Etat à paraître, Université de Caen
- (6) - J.C. STECKMEYER et al, à paraître dans Phys. Rev. Lett.
- (7) - J.A. JAROS, Ph. D. Thesis LBL-3849 (1975)
- (8) - J. MARSHALL et al, Phys. Rev. 88 (1952) 632
- (9) - S. FOCARDI et al, Nuc. Cim. 39 (1965) 405
- (10)- L. HULTHEN et M. SUGAWARA, Hand. der Phys. ed. S. Flugge (Berlin 1957), Vol. 39, p. 1
- (11)- Programme MINUIT CERN (Genève)
- (12)- R.J. GLAUBER "Lectures in Theoretical Physics" W.E. Brittin et al, Interscience 1 (1959)315
- R.J. GLAUBER "High Energy Physics and Nuclear Structure" G. Alexander, North Holland (1969) 311
- R.J. GLAUBER "High Energy Physics and Nuclear Structure" S. Devons, Plenum Press (1970) 207

- {13}- G. MOLIERE, Z. Naturforsch 2A (1947) 133
- {14}- L.J. TASSIE et F.C. BARKER, Phys. Rev. 111 (1958) 940
- {15}- J.V. ALLABY et al, Phys. Lett. 30B (1969) 547
- {16}- R.J. GLAUBER, O. KOFOED-HANSEN et B. MARGOLIS, Nucl. Phys. B30 (1971) 220
- {17}- L.S. AZHGIREY et al, Nucl. Phys. A305 (1978) 397
- {18}- L. BERTOCCHI, Nuc. Cim. 50A (1967) 1015
- {19}- M. VERDE, Helv. Phys. Acta 22 (1949) 339
- {20}- J. BYSTRICKY, F. LEHAR, Z. JANOUT, Note CEA-N-1547(E) (1972)
- {21}- J. BERGER et al, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1195
- {22}- W. CZYZ, L.C. MAXIMON, Ann. of Phys. 52 (1969) 59
- {23}- G. FALDT, H. PILKUEHN, Ann. of Phys. 58 (1970) 454
- {24}- R.D. VIOLLIER, E. TURTSCHI, TH. 2529-CERN (1978)
- {25}- R.F. FROSCHE et al, Phys. Rev. 160 (1967) 874
- {26}- J.E. ELIAS et al, Phys. Rev. 177 (1969) 2075
- {27}- I. SICK et al, Phys. Lett. 64B (1976) 33
- {28}- R.E. MISCHKE et al, Phys. Rev. D8 (1973) 136
- {29}- T. LASINSKI et al, Nucl. Phys. B37 (1972) 1
- {30}- B.A. RYAN et al, Phys. Rev. D3 (1971) 1



{31}- M.G. ALBROW et al, Nucl. Phys. B23 (1970) 445

{32}- A.A. CARTER, D.V. BUGG, Phys. Lett. 20 (1966) 203

{33}- J. BYSTRICKY, A. GERST, A. JONOD, F. LEHAR, Nucl. Phys.  
A285 (1977) 469

## REMERCIEMENTS

---

Ces remerciements s'adressent tout d'abord à Monsieur le Professeur F. LEFEBVRES, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire et Nucléaire. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire. Ses conseils m'ont aidé à résoudre les problèmes auxquels j'ai été confronté dans l'analyse et l'interprétation des résultats expérimentaux.

Je remercie Monsieur le Professeur J.L. COJAN et Monsieur G. BIZARD de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail en acceptant de participer au jury de cette thèse.

L'expérience qui fait le sujet de cette thèse a été réalisée en collaboration avec le groupe de recherche dirigé par Monsieur L. GOLDZAHL. Que chacun des membres de cette équipe trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je suis redevable aux techniciens et aux chercheurs du Laboratoire qui, à quelque titre que ce soit, m'ont aidé au cours de ce travail. En particulier, je remercie vivement Messieurs C. LE BRUN, J.F. LECOLLEV, A. OSMONT, R. REGIMBART et J.C. STECKMEYER de leur très active participation à l'expérience.

Je tiens enfin à remercier Mesdames de CLAVERIE, LETERRIER et PARIS ainsi que Monsieur LELANDATS qui ont participé à l'élaboration de ce manuscrit.

