

THESE

Présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3EME CYCLE

Spécialité : Physique Nucléaire

Par

LOUNIS ABDENOUR

DIFFUSION ELASTIQUE CARBONE 12-CARBONE 12

A 30 MeV PAR NUCLEON

Thèse de 3ème Cycle soutenue le 1 er Juillet 1983 devant La Commission d'Examen

MEMBRES DU JURY :

MM J.M. LOISEAUX *Président*

J. ARVIEUX

M. BUENERD

H. NIFENECKER

P. SCHUCK

Examineurs

THESE

Présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE DE GRENOBLE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{EME} CYCLE

Spécialité : Physique Nucléaire

Par

LOUNIS ABDENOUR

DIFFUSION ELASTIQUE CARBONE 12-CARBONE 12

A 30 MeV PAR NUCLEON

Thèse de 3^{ème} Cycle soutenue le 1^{er} en Juillet 1983 devant la Commission d'Examen

MEMBRES DU JURY :

MM J. M. LOISEAUX *Président*

J. ARVIEUX

M. BUENERD

H. NIFENECKER

P. SCHUCK

Examineurs

*Cette thèse est dédiée à la mémoire de
mon père Ramdane
et
de mon cousin Mohand.*

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE.
DE GRENOBLE

année universitaire 1982 - 1983

Président de l'Université : M. TANCHE

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G

PROFESSEURS DE 1ère CLASSE

M ^{lle} AGNIUS DELORS Claudine	Biophysique
ALARY Josette	Chimie analytique Fac. LA TRONCHE
M ^m . AMBLARD Pierre	Clinique dermatologique CHR LES SABLONS
AMBROISE THOMAS Pierre	Parasitologie CHR LES SABLONS
ARNAUD Paul	Chimie organique
ARVIEU Robert	Physique nucléaire I.S.N.
AUBERT Guy	Physique C.N.R.S.
AVANT Yves	Physique approfondie
M ^{me} BARBIER Marie - Jeanne	Electrochimie
M ^m . BARBIER Jean - Claude	Physique expérimentale C.N.R.S. (Labo. de magnétisme)
BARJON Robert	Physique nucléaire I.S.N.
BARNOUF Fernand	Biosynthèse de la cellulose-biologie
BARRA Jean - René	Statistiques - Maths appliquées
BEAUDOING André	Clinique pédiatrie et puériculture-LATREILLE-
BELORISKY Elie	Physique C.E.N.G. - D.R.F.
BENZAKEN Claude	Mathématiques pures
M ^{me} BERIEL Hélène	Pharmacodynamie Fac. LA TRONCHE
M ^m . BERNARD Alain	Mathématiques pures
M ^{me} BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques pures
M ^m . BERTRANDIAS Jean - Paul	Mathématiques pures
BEZES Henri	Clinique chirurgicale & traumat. Hôp. SUD
BILLET Jean	Géographie
BONNET Jean - Louis	Clinique ophtalmologie Fac. LES SABLONS
BONNET EYMARD Joseph	Clinique hépato-gastro-entéro Fac SABLONS
M ^{me} BONNIER Jane Marie	Chimie générale
M ^m . BOUCHERLE André	Chimie et toxicologie Fac. MEYLAN
BOUCHET Yves	Anatomie Fac. "La Mercé"

104. BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire I.S.N.
BRAVARD Yves	Géographie
BUTEL Jean	Orthopédie CHR LES SABLONS
CABANEL Guy	Clinique rhumatologie et hydro. SABLONS -
CARLIER Georges	Biologie végétale
CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie Fac. SABLONS
CAUMETS Georges	Chimie organique
CHARACHON Robert	Clinique O.R.L. CHR LES SABLONS
CHAMPETIER Jean	Anatomie topographique et-app. Fac. "La Merci"
CHATEAU Robert	Clinique neurologique CHR LES SABLONS
CHTSON Pierre	Biologie animale
COLIN DE VERDIERE Yves	Mathématiques pures
COUDERC Pierre	Anatomie pathologique CHR LES SABLONS
CRABBE Pierre détaché	C.E.R.M.O.
CUSSAC Max	Chimie thérapeutique Fac. LA TRONCHE
CYROT Michel	Physique du solide
DAUBIAS Max	Géographie
DEBELMAS Jacques	Géologie générale
DEGRANGE Charles	Zoologie
DELOBEL Claude	M.I.A.G. Mathématiques appliquées
DELOMAS Pierre	Pneumo-physiologie CHR Pav. D1
DEJENGE Charles	Pharmacodynamique Fac. LA TRONCHE
DENIS Bernard	Clinique cardiologique CHR LES SABLONS
DEPORTES Charles	Chimie minérale
DESRE Pierre	Electrochimie
DODU Jacques	Mécanique appliquée IUT 1
DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
DUCRODS Pierre	Cristallographie
FAURE Jacques	Médecine légale (interne & toxicologie) SABLONS
FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques pures
GAGNAIRE Didier	Chimie physique
GASTINEL Noël	Analyse numérique Mathématiques appliquées
GAVEND Jean-Michel	Pharmacologie Fac. "La Merci"
GEINDRE Michel	Electro-radiologie CHR LES SABLONS
GERBER Robert	Mathématiques pures
GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
GRAUD Pierre	Géologie
IDELMAN Simon	Physiologie animale

MM. JANTH Bernard	Géographie
JEANNIN Charles	Pharmacie galénique Fac. MEYLAN
JOLY Jean-René	Mathématiques pures
JULLIEN Pierre	Mathématiques appliquées
KAHANNE André détaché	Physique
Mme KAHANNE Joséette	Physique
KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques pures
KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques appliquées
KUPTA Yvon	Mathématiques pures
LACAZE Albert	Thermodynamique
LACHARNE Jean	Biologie cellulaire Fac. MEYLAN
Mme LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM. LAJZEROWICZ Joseph	Physique
LATREILLE René	Chirurgie thoracique CHR LES SABLONS
LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique Fac. LA TRONCHE
LAURENT Pierre	Mathématiques appliquées
DE LEIRIS Joël	Biologie
LE NÔC Pierre	Bactériologie virologie Fac. "La Merci"
LIBOUTRY Louis	Géophysique
LÔTSEUX Jean-Marie	Sciences nucléaires I.S.N.
LOUP Jean	Géographie
LUU DUC Cuong	Chimie générale et minérale Fac. LA TRONCHE
MACHE Régis	Physiologie végétale
MALINAS Yves	Clinique obstétricale CHR pav. maternité
Mlle MARIOTTE Anne-Marie	Pharmacognosie Fac. LA TRONCHE
MM. MAYNARD Roger	Physique du solide
MAZARE Yves	Clinique médicale A CHR pav. D. Villard
MITCHEL Robert	Minéralogie et pétrographie (géologie)
MYCOM Max	Clinique maladie infectieuses CHR LES SABLONS
MOURIQUAND Claude	Histologie Fac. "La Merci"
NEGRE Robert	Génie civil IUT 1
NOZIERES Philippe	Spectrométrie - Physique
OMONT Alain	Astrophysique
OZENDA Paul	Botanique (biologie végétale)
PAVAN Jean-Jacques détaché	Mathématiques pures
PEBAY PEYROULA Jean-Claude	Physique
PERRET Jean	Sémiologie médicales (neurologie)
PERRIAUX Jacques	Géologie

MM. PERRIER Guy
PIERRARD Jean-Marie

RACHAIL Michel

RASSAT André

RENARD Michel

Mme RENAUDET Jacqueline

MM. REVOL Michel

RICHARD Lucien

Mme RINAUDO Marguerite

MM. ROCHAT Jacques

DE ROUGEMONT Jacques

SARRAZIN Roger

Mme SETGLE MIRANDI Françoise

MM. SENDEL Philippe

SERGERAERT Francis

SIBILLE Robert

SOUTIF Michel

• TANCHE Maurice

VAILLANT François

VALENTIN Jacques

VAN CUTSEM Bernard

VAUQUOTS Bernard

Mme VERAIN Alice

MM. VERAIN André

VIGNAIS Pierre

VIALON Pierre

Géophysique

Mécanique

Clinique médicale B CHR Calmettes Guérin

Chimie systématique

Thermodynamique

Bactériologie Fac. LA TRONCHE

Urologie CHR LES SABLONS

Biologie végétale

Chimie CERMAU

Hygiène et hydrologie Fac. LA TRONCHE

Neuro-chirurgie CHR LES SABLONS

Clinique chirurgicale B CHR LES SABLONS

Botanique et cryptomanie Fac. MEVLAN

Biologie animale

Mathématiques pures

Construction, mécanique IUT 1

Physique

Physiologie Fac. "La Merci"

Zoologie

Physique nucléaire I.S.N.

Mathématiques appliquées

Mathématiques appliquées

Pharmacie galénique Fac. MEVLAN

Biophysique Fac. "La Merci"

Biochimie médicale Fac. "La Merci"

Géologie

PROFESSEURS DE 2ème CLASSE

MM. ADIBA Michel

ARMAND Yves

ARMAND Gilbert

AURIAULT Jean-Louis

BEGUIN Claude

BOEHLER Jean-Paul

BOITET Christian

BORNAREL Jean

BOUTHINON Michel

BRUGEL Lucien

BRUN Gilbert

CASTANG Bernard

CHARDON Michel

Mathématiques pures

Chimie IUT 1

Géographie

Mécanique

Chimie organique

Mécanique

Mathématiques appliquées

Physique

EEA, IUT 1

Energétique IUT 1

Biologie

Physique

Géographie

M. CHENIKIAN Alain	EEA TUT 1
CHENAVAS Jean	Physique TUT 1
COHENADDAD Jean-Pierre	Physique
CONTE René	Physique TUT 1
DENEUVILLE Alain	Physique
DEPASSEL Roger	Mécanique des fluides
DOUCE Roland	Physiologie végétale
DUFRESNOY Alain	Mathématiques pures
GASPARD Francis	Physique
GAUTRON René	Chimie
GIDON Maurice	Géologie
GIGNOUX Claude	Sciences nucléaires I.S.N.
GOSSE Jean-Pierre	EEA TUT 1
GROS Yves	Physique TUT 1
GUITTON Jacques	Chimie
HACQUES Gérard	Mathématiques appliquées
HERBIN Jacky	Géographie
HICTER Pierre	Chimie
JOSELEAU Jean-Paul	Biochimie
KERCKOVE Claude	Géologie
KUHN Gérard	Physique TUT 1
LEBRETON Alain	Mathématiques appliquées
Mme LONGEQUEUE Nicole	Sciences nucléaires I.S.N.
M. LUCAS Robert	Physiques
LUNA Domingo	Mathématiques pures
MASCLE Georges	Géologie
NICHOULIER Jean	Physique TUT 1
Mme NINIER Colette	Physique TUT 1
M. NEMOZ Alain	Thermodynamique (CNRS - CRTBT)
NOUGARET Marcel	Automatique TUT 1
OUDET Bruno	Mathématiques appliquées
PEFFEN René	Métallurgie TUT 1
PELMONT Jean	Biochimie
PERARD Jacques	EEA TUT 1
PERRAUD Robert	Chimie TUT 1
PERRIN Claude	Sciences nucléaires I.S.N.
PFISTER Jean-Claude détaché	Physique du solide
PIBOULE Michel	Géologie
PIERRE Jean-Louis	Chimie organique

MM. RAYNAUD Hervé
ROBERT Gilles
ROBERT Jean-Bernard
ROSSI André
SAKAROVITCH Michel
SARROT REYNAUD Jean
SAXOD Raymond
Mme SOUTIF Jeanne
MM. SCHOOL Pierre-Claude
STUITZ Pierre
SUERA Robert
VIDAL Michel
VIVIAN Robert

Mathématiques appliquées
Mathématiques pures
Chimie physique
Physiologie végétale
Mathématiques appliquées
Géologie
Biologie animale
Physique
Mathématiques appliquées
Mécanique
Chimie
Chimie organique
Géographie

PROFESSEUR SANS CHAIRE (médecine)

MM. BARGE Michel
BOST Michel
BOUCHARLAT Jacques
CHAMBAZ Edmond
CELONG Maurice
COULONS Max
Mme ETERRADOSSI Jacqueline
MM. GROULADE Joseph
HOLLARD Daniel
HUGONOT Robert
JALBERT Pierre
MAGNIN Robert
PHELIP Xavier
RACTINET Claude
REYMOND Jean-Charles
STIEGLITZ Paul
VROUSOS Constantin

Neuro-chirurgie CHR LES SABLONS
Pédiatrie CHR Enfants 1
Psychiatrie Hôpital Sud
Biochimie (Isoammonologie) CHR Pav. P. Génin
Biochimie Hôpital Sud
Radiologie Hôpital Sud
Physiologie Fac. "La Merci"
Biochimie (A) CHR LES SABLONS
Hématologie CHR LES SABLONS
Gérontologie CHR Pav. Chatin
Histologie Fac. "La Merci"
Hygiène Fac. "La Merci"
Rhumatologie CHR LES SABLONS
Gynécologie obstétrique Hôpital Sud
Chirurgie générale 1, rue de la Liberté
Anesthésiologie CHR LES SABLONS
Radiothérapie CHR LES SABLONS

MAÎTRES DE CONFÉRENCES AGREGES (médecine)

MM. BACHELOT Yvon
BENABD Alim Louis
BERNARD Pierre
CONTAMIN Charles
CORDONNIER Daniel

Endocrinologie CHR LES SABLONS
Médecine et chirurgie CHR LES SABLONS
Gynécologie obstétrique CHR Pav. P. Génin
Chirurgie thoracique CHR LES SABLONS
Néphrologie CHR LES SABLONS

MM. CROUZET Guy
DEBRU Jean-Luc
DUPRE Alain
DYON Jean-François
FAURE Claude
FAURE Gilbert
FLOYRAC Roger
FOURNET Jacques
GTRARDET Pierre
GUIDICELLI Henri
GUTGNIER Michel
JUNTEN-LAVILLAUROY Claude
KOLODIE Lucien
DETOUBLON Christian
MASSOT Christian
MOUTILLON Michel
PARAMELLE Bernard
RAMBAUD Pierre
RAPHAËL Bernard
SCHAERER René
SEIGNEURIN Jean-Marie
SOTTO Jean-Jacques
STOEBNER Pierre

Radiologie CHR LES SABLONS
Médecine interne CHR LES SABLONS
Chirurgie générale CHR LES SABLONS
Chirurgie infantile CHR LES SABLONS
Anatomie et organogénèses Fac. "La Merci"
Urologie CHR LES SABLONS
Biophysique Fac. "La Merci"
Hépto-gastro-entérologie CHR LES SABLONS
Anesthésiologie CHR LES SABLONS
Chirurgie générale CHR LES SABLONS
Thérapeutique (réanimation) CHR LES SABLONS
Clinique ORL CHR LES SABLONS
Hématologie biologie CHR LES SABLONS
Chirurgie générale CHR LES SABLONS
Médecine interne CHR Pav. D. Villars
Ophtamologie CHR LES SABLONS
Pneumologie CHR Pav. D4
Pédiatrie CHR Médecine Néonatale
Stomatologie CHR LES SABLONS
Cancérologie CHR LES SABLONS
Bactériologie-virologie Fac. "La Merci"
Hématologie CHR LES SABLONS
Anatomie-pathologie CHR LES SABLONS

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

Je tiens d'abord à remercier les professeurs R. ARVIEU et J.P. LONGQUEUE pour m'avoir admis au sein de cet institut.

Que Monsieur M. BUENERO trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'aide constante qu'il m'a apportée. Ses nombreuses explications sur les phénomènes de transparence m'ont permis de synthétiser cette notion nouvelle et d'avoir une vue globale et générale du problème.

Je tiens à remercier tous les chercheurs et techniciens de notre équipe pour leur collaboration; c'est en particulier grâce à Messieurs D. LEBRUN et J. CHAUVIN que la partie approche semi-classique de Glauber a été menée à bien.

Mes remerciements s'adressent également à Madame M.E. BRANDAN avec qui j'ai eu la chance d'apprendre beaucoup sur les techniques de l'analyse en modèle optique.

Je tiens à remercier également Madame G. DUHAËL pour ses louables efforts de lecture, relecture et corrections de cet ouvrage.

J'aimerais remercier le professeur J.M. LOISEAUX d'avoir accepté la présidence de ce jury, ainsi que Messieurs J. ARVIEUX, H. NIFENECKER et P. SCRUCK qui ont accepté de juger ce travail.

Enfin, il m'est particulièrement agréable de remercier Mesdames M. BLANC et C. CALLOIS qui ont assuré la frappe de cette thèse, ainsi que Madame C. TUR pour sa contribution à la réalisation pratique de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

	PAGES
<u>INTRODUCTION</u>	1
CHAPITRE I : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	
<u>I - L'ACCÉLÉRATEUR RHÔNE ALPES</u>	5
1 - Description	5
2 - Faisceauologie	8
<u>II - L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL</u>	11
<u>A - APPAREILLAGE UTILISE</u>	11
A - 1 Spectromètre.	11
A - 2 La chambre à diffusion.	12
A - 3 Collection de faisceau - Diaphragme.	13
A - 4 Importance de la détermination précise de l'angle de diffusion.	14
A - 5 Les détecteurs.	14
<u>B - METHODE DE DETECTION</u>	17
B - 1 Introduction	17
B - 2 Mesure de la rigidité magnétique	17
B - 3 Mesure de localisation	19
B - 4 Mesure du temps de vol.	19
B - 5 Identification en Z et en A	19
<u>C - TRAITEMENT DES SPECTRES</u>	23
C - 1 Introduction	23
C - 2 Mesure de la section efficace.	23
C - 3 Choix des cibles de carbones.	24
C - 4 Pertes de comptage.	24
C - 5 Erreurs de mesures.	25

CHAPITRE II : DIFFUSION ELASTIQUE

A - <u>INTRODUCTION</u>	27
B - <u>FORMALISME</u>	27
B - 1 Equation de Schrödinger - Fonctions d'ondes - Déphasages - Diffusion par un potentiel central.	27
B - 2 Amplitude de diffusion.	29
B - 3 Sections efficaces.	29
B - 4 Relation fonction de déflexion - Déphasages semi-classique - Déphasage BKW.	31

CHAPITRE III : ANALYSE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE DU SYSTEME CARBONE 12 - CARBONE 12 A 30 MeV/A PAR LE MODELE OPTIQUE

A - LE MODELE OPTIQUE	33
A - 1 Description.	33
A - 2 Ambiguïtés.	34
B - <u>ANALYSE A L'AIDE DE CE MODELE</u>	34
B - 1 Distribution angulaire.	34
B - 2 Recherche des paramètres optiques et résultats.	36
2 - 1 Minimisation du χ^2/N .	36
2 - 2 Ambiguïtés.	39
2 - 3 Diffusivités.	39
2 - 4 Potentiel imaginaire.	39
2 - 5 L'arc en ciel nucléaire.	39
2 - 6 Le rayon d'absorption forte.	45
2 - 7 La section efficace de réaction.	47
2 - 8 Facteur de transparence.	48
2 - 9 Utilisation des paramètres optiques de la voie élastique pour décrire la diffusion inélastique.	49
2 - 10 Evolution du potentiel imaginaire en fonction de l'énergie incidente pour le système étudié.	55

METHODES SEMI-CLASSIQUES

CHAPITRE IV : DETERMINATION DE RAYONS D'ABSORPTION FORTE ET DE SECTION EFFICACE DE REACTION PAR LE MODELE DE DIFFUSION ELASTIQUE PROPOSE PAR BLAIR

IV - 1 INTRODUCTION.	63
2 HYPOTHESES DU MODELE.	63
3 RESULTATS OBTENUS.	66
4 CONCLUSION.	67

CHAPITRE V : LE MODELE DE KAROL

V - 1 <u>DESCRIPTION</u>	71
A Introduction.	71
B Fonction de transparence.	71
C Choix des densités nucléaires.	73
D Section efficace de réaction.	75
E Résultats.	75
F Conclusion.	82

V - 2 LIEN AVEC LA M.Q - AMPLITUDES DES DEPHASAGES

ET DIFFUSION ELASTIQUE

A Exposé des problèmes.	83
B Eléments de la matrice S.	83
C Résultats	85
C.1. Formule de déphasage imaginaire	85
C.2. Application aux énergies incidentes 30 MeV/A, 84,6 MeV/A	86
D Calcul de l'amplitude de diffusion.	89
E Calcul de la section efficace élastique.	90
F Résultats à diverses énergies pour carbone-carbone.	92
G Conclusion.	94

CONCLUSIONS GENERALES

95

REFERENCES

97

INTRODUCTION

Récemment des calculs basés sur la limite optique du modèle microscopique de Glauber (DEV80) appliqué aux réactions induites par des projectiles légers sur différents noyaux aux énergies intermédiaires ($10 < E_{\text{lab}} \text{ (MeV/A)} < 100$) ont donné des valeurs de section efficace de réaction (σ_R) à peu près proportionnelles à la section efficace totale de collision nucléon-nucléon. Ce résultat a remis en cause la prédiction, admise jusque là, d'un comportement de saturation de σ_R avec l'énergie incidente, que Bethe (BET40) a paramétrisé par la formule :

$$\sigma_R(E) = (R + \lambda)^2 \left(1 - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R + \lambda) E_{\text{cm}}} \right)$$

où les notations utilisées sont les suivantes :

R : rayon effectif de collision

λ : longueur d'onde réduite de la particule incidente

Z_1, Z_2 : numéros atomiques du projectile et de la cible respectivement.

E_{cm} : énergie incidente dans le centre de masse.

et qui supposait donc :

$$\sigma_R(E) \text{ (saturation)} = \sigma_R(E) \text{ (Géométrique)} \sim 1400 \text{ mb}$$

pour $E/A \gg 10 \text{ MeV}$

Dernièrement (février 1981) au CERN, une expérience de diffusion élastique utilisant un projectile plus lourd (carbone 12 sur carbone 12) a fourni, après analyse en modèle optique (BUEB2), une section efficace de réaction ($\sigma_R \sim 1000$ mb) largement inférieure à la limite géométrique, suggérant qu'il était possible d'étendre l'interprétation donnée par Glauber (DeVries) de la diffusion élastique aux noyaux de cette taille.

Disposant d'un accélérateur d'ions lourds permettant de couvrir une zone d'énergie inexplorée, il nous est apparu intéressant de tester la validité de ce modèle en étudiant la diffusion élastique du système carbone-carbone à l'énergie incidente de 30 MeV par nucléon, et de rechercher l'existence d'un arc en ciel nucléaire à cette énergie.

La première partie de ce travail (chapitre I) porte sur la description du système accélérateur Rhone-Alpes (SARA) ainsi que des techniques expérimentales utilisées pour l'obtention des résultats : spectromètre magnétique, double chambre à localisation et électronique associée.

Nous avons introduit dans le chapitre II, les notions théoriques nécessaires à la description de la diffusion élastique : fonctions d'ondes, amplitudes de diffusion, section efficace et fonctions de déflexions.

L'analyse des résultats expérimentaux est divisée en trois chapitres : chapitre III, IV, V.

Le chapitre III est consacré à la présentation des résultats obtenus par l'analyse en modèle optique. Dans ce chapitre, nous discuterons des effets d'arc en ciel déjà observés en diffusion élastique d'alphas (GOL74) et de lithium 6 (DEV77), de la transparence superficielle ainsi que du comportement du potentiel optique imaginaire en fonction de l'énergie incidente.

Les chapitres IV et V portent sur les méthodes semi-classiques.

Le quatrième chapitre traite du modèle de Blair ou modèle du disque noir et vise à souligner l'importance de la détermination expérimentale précise de la position angulaire du premier minimum de section efficace pour extraire une valeur réaliste de la section efficace de réaction pour des systèmes faiblement chargés.

Le chapitre V détaille en premier lieu, l'origine de la formule semi-classique de la section efficace de réaction, utilisée par J.P. Karol (KAR75) à haute énergie pour divers systèmes ; nous l'avons appliquée au

système carbone-carbone à diverses énergies et à carbone-noyau.

Constatant le très bon accord des valeurs déduites par cette formule simple avec les autres méthodes de mesure de section efficace de réaction, nous avons établi un parallèle avec la théorie quantique de la diffusion (limite optique de Glauber). Ceci nous a permis de recueillir des informations sur les déphasages et la matrice de diffusion S_L , dans le but de décrire la diffusion élastique du système carbone-carbone à diverses énergies.*

Nous avons terminé par un résumé des conclusions tirées de ce travail.

* Cette étude a fait l'objet d'un article soumis pour publication à Physical Review C.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I - L'ACCELERATEUR RHONE-ALPES

1 - DESCRIPTION

L'expérience qui a fait l'objet de ce travail a été réalisée à l'aide d'un des premiers faisceaux du Système Accélérateur-Rhône-Alpes (SARA), composé de deux cyclotrons. (La figure I-1 en donne une vue d'ensemble, et le tableau I-0 résume ses caractéristiques).

Le premier cyclotron est du type isochrone à secteurs alternés et énergie variable (à un seul électroaimant). Il est caractérisé par un K max de 90.
($E/A \text{ (MeV)} = K (Q/A)^2$).

Il est équipé d'une source interne de type FIG, ainsi que d'une source externe de même type suivie d'une injection axiale. Ces sources ne permettent une accélération à des énergies importantes que pour des ions de masse A inférieure à 40. La mise en place d'une source GELLER (ECR) est en cours. Celle-ci permettra l'extension de la gamme des ions accélérables et des énergies, par exemple l'Argon passant de 19 à 32 MeV/Nucléon.

A la sortie du cyclotron, les ions d'énergie variant de 2 à 10 MeV/A sont épluchés par passage au travers d'une feuille de carbone et se voient dépouillés du reste de leur cortège électronique.

L'injection dans le deuxième accélérateur se fait au moyen d'une ligne de transfert constituée de dipôles ($D_{1,1}$ à $D_{1,3}$), de quadropôles ($Q_{1,1}$ à $Q_{1,4}$) et d'un déflecteur électrostatique EDi. (Fig. I-2).

Le deuxième cyclotron (post-accélérateur) est constitué de 4 électroaimants en forme de secteurs d'angle 46° séparés de 42° . Il est caractérisé

CYCLOTRON INJECTEUR

Type compact
 Construction : 1963 - 1967
 Mise en service : 1968

AIMANT

Diamètre polaire : 2,12 m
 Rayon d'extraction : 85 cm
 Champ moyen à K_{max} : 1,5 T
 $K_{max} = 83 - 90$
 Poids de l'aimant : 200 t
 Puissance bobines principales : 270 KW
 11 bobines de correction : 100 KW

SYSTÈME ACCÉLÉRATEUR

2 Dés de $\theta = 80^\circ$
 Tension max. : 60 KV
 Gain par tour : 240 KV ($n = 2$)
 Harmoniques utilisés : 1, 2, 3
 Gamme de fréquence : 10,5 - 20,5 MHz
 $P_{max} = 30$ KW/cavité

SOURCE D'IONS

Interne : type PIG
 Externe : \bar{p} ou \bar{d}
 ions lourds type PIG
 E.C.R.

EXTRACTION

Déflecteur électrostatique
 Canal magnétique coaxial
 Quadrupôles passifs

PROPRIÉTÉS DU FAISCEAU

Largeur de pulse : 30°
 Résolution $\Delta E/E = 0,5 \text{ à } 1 \%$
 Émission verticale : 19 mm-mr
 Émission horizontale : 30 mm-mr

CYCLOTRON POST-ACCÉLÉRATEUR

Construction : 1977 - 1981
 Mise en service : 1982

AIMANTS

4 secteurs de : 48°
 Gap : 60 mm
 Champ : 1,6 Tesla pour 40 MeV/nucleon
 Poids des 4 secteurs : 400 tonnes
 Bobines principales : $P_{max} = 400$ V x 1000A
 129 000 At
 15 bobines de correction : $I_{max} = 200$ A

TRAJECTOIRE D'INJECTION

Distance au centre suivant l'axe des
 secteurs : 0,900 à 0,941 m
 Distance au centre suivant l'axe médian
 de 2 secteurs : 0,790 à 0,923 m

TRAJECTOIRE D'EXTRACTION

Distance au centre suivant l'axe des
 secteurs : 2,110 m

SYSTÈME ACCÉLÉRATEUR

2 cavités haute fréquence
 Gamme de fréquence : 21 à 22 MHz
 Tension d'accélération : 70 - 100 KV
 Angle des Dés : 34°
 Harmoniques utilisés : 4, 5

SYSTÈME D'INJECTION

9 dipôles et 9 quadrupôles
 1 déflecteur électrostatique
 Stripping externe (en amont de D13)

EXTRACTION

1 déflecteur électrostatique
 1 aimant septum

Tableau I - 0

Caractéristiques techniques des deux cyclotrons de l'ensemble S.A.R.A.

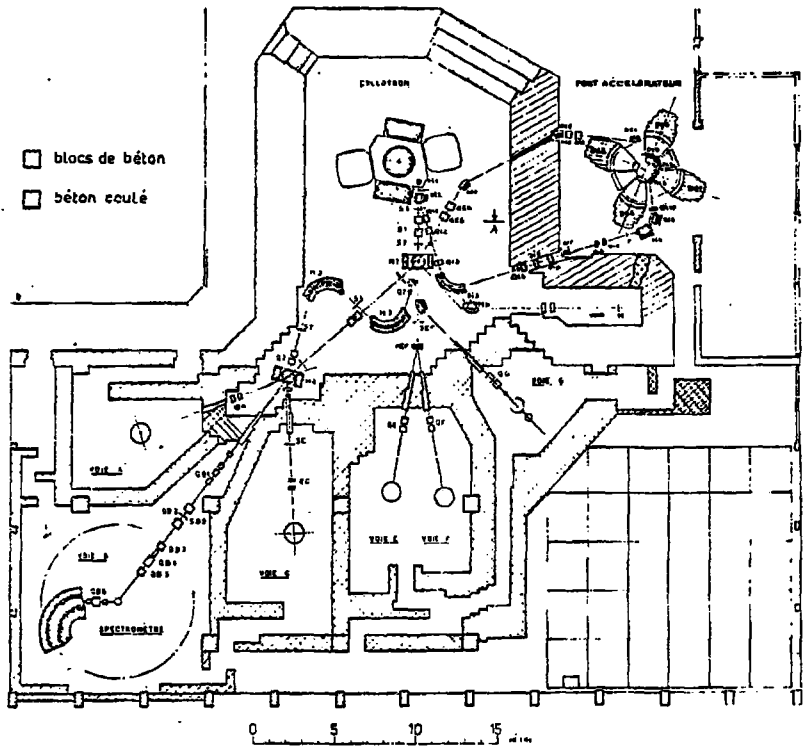


Fig. I - 1

Vue d'ensemble de l'accélérateur S.A.R.A.

par un K max de 160 et est conçu pour délivrer des faisceaux d'ions à des énergies allant de 11 MeV/Nucléon à 40 MeV/Nucléon pour des $Q/A = 1/2$.

L'extraction se fait au moyen du déflecteur électrostatique EDE et de l'aimant Septum Del.

2 - FAISCEAULOGIE : transport du faisceau vers le poste d'expérience.

Le faisceau est amené depuis l'aimant M1 jusqu'à l'aimant M4 par la voie directe. Grâce au doublet QB1, on réalise un point de focalisation intermédiaire en SB3. On focalise le faisceau sur la cible par le triplet asymétrique QB3, QB4, QB5. (Fig. I-3).

Sur la cible les dimensions de la taille du faisceau étaient typiquement de 1 mm de large et 3 mm de hauteur.

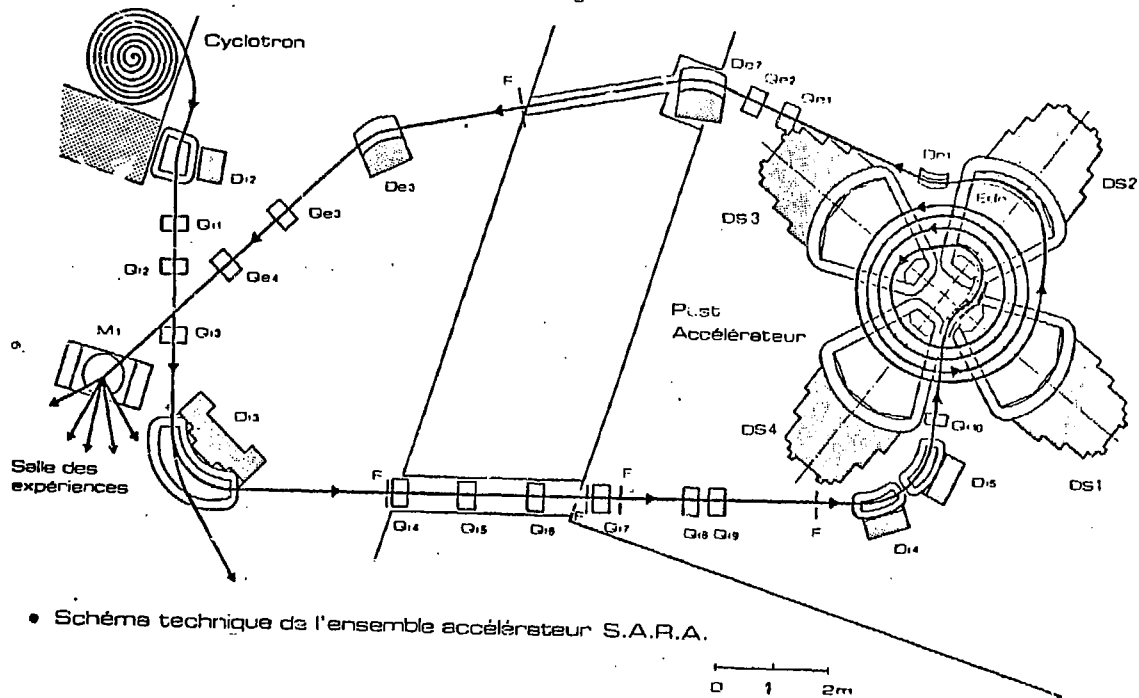
La résolution en énergie obtenue était de 4 à $5 \cdot 10^{-1} \text{ e}$ (1.4 Mev), l'élargissement étant principalement dû au faisceau primaire incident.

Les intensités caractéristiques utilisées étaient de l'ordre de :

$I = 0.4 \text{ nA}$ pour $\theta < 6^\circ$

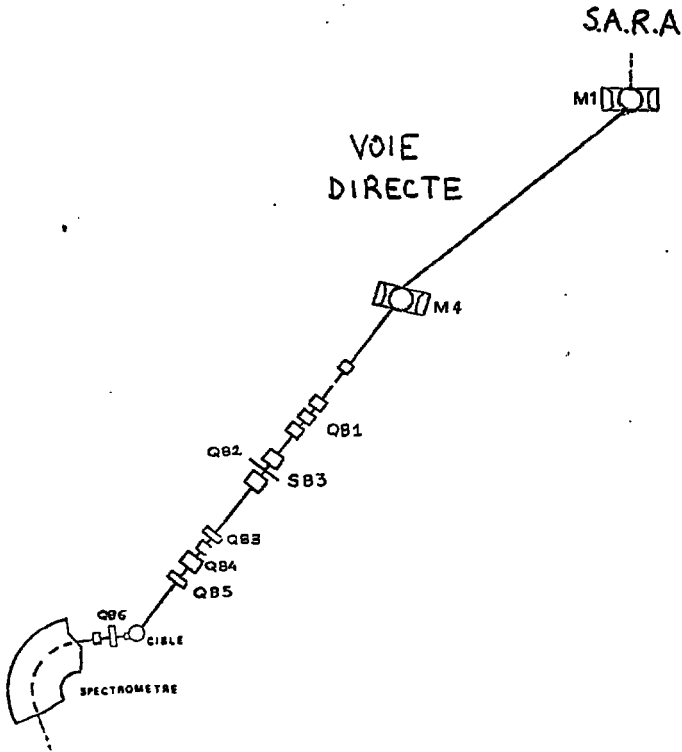
$I = 4 \text{ nA}$ pour $\theta > 6^\circ$

Fig. I - 2



• Schéma technique de l'ensemble accélérateur S.A.R.A.

Fig. 1 - 3
Voie spectrométrique associée à l'accélérateur SARA de l'I.S.N. de Grenoble



II - L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL

A - APPAREILLAGE UTILISE

A1 Spectromètre

Le Spectromètre magnétique permet une séparation des produits de réaction en P/Q (rigidité magnétique où P et Q sont l'impulsion et l'état de charge de la particule.

Dans un champ magnétique constant B, la particule de vitesse V et de charge Q est soumise à la force :

$$\vec{F}_m = Q\vec{V}\wedge\vec{B}$$

Le mouvement étant dans le plan horizontal et le champ magnétique appliqué dans le plan vertical, la force s'écrit donc :

$$F = QVB$$

Cette force est équilibrée par la force d'inertie centrifuge :

$$F_c = \frac{mV^2}{\rho}$$

La rigidité magnétique découle de l'égalité : $\frac{mV^2}{\rho} = QVB$

$$\frac{P}{Q} = B\rho$$

Des particules de rigidités magnétiques différentes empruntent des trajectoires différentes.

Exemple de quelques rigidités magnétiques :

IONS	E(MeV)	m_0 (GeV)	$p = \sqrt{t^2 + 2m_0 t}$	$\frac{P}{Q}$ ($\frac{GeV}{c}$)	Exo (Txm)	B(Tesla) si $\rho = 1.625m$
Protons	60	.93828	.3409	.3409	1.1370	.671
^3He	120	2.8084	.82971	.4149	1.3838	.816
^{12}C	120	11.1749	1.642	.2736	.9126	.538
^{12}C	240	11.1749	2.528	.3880	1.2942	.765
^{12}C	360	11.1749	2.859	.4765	1.5896	.938
^{12}C	480	11.1749	3.310	.5517	1.840	1.085

Tableau I - 1

Caractéristiques :

Le tableau I-2 ci-dessous résume les principales caractéristiques du spectromètre de Grenoble.

Tableau I-2

CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE	
Impulsion maximale des particules de charge unité	. 9 GeV/c
<u>Caractéristiques optiques</u>	
. Dispersion dans le plan focal	3.875 cm/% de $\frac{\Delta p}{p}$
. Grandissement horizontal	- .36
. Résolution pour l'objet de 1 mm donné sur la cible par l'analyse dp/p	10^{-4}
. Rayon de l'orbite moyenne	169.5 cm
. Angle de déviation de l'orbite moyenne	105°
. Angle d'inclinaison de la face d'entrée	40°
. Angle d'inclinaison de la face de sortie	0°
. Rayon de courbure de la face d'entrée	58 cm
. Rayon de courbure de la face de sortie	45 cm
. Acceptance en moment	$\pm 10\%$
. Largeur maximum du faisceau dans l'aimant	27 cm
. Hauteur maximum du faisceau dans l'aimant	7.5 cm

L'ensemble spectrométrique situé après la cible est constitué :

- d'un quadrupôle QB6 défocalisant horizontalement assurant une image verticale dans le plan focal sur l'axe optique.

- d'un dipôle à déviation gauche. Il est monté sur un bras télescopique et peut explorer des régions d'angles qui vont jusqu'à 160 degrés par rapport à la direction du faisceau incident passant par la cible.

A.2 La Chambre à Diffusion

Son schéma est donné sur la figure I-4

Ses dimensions :

- diamètre $\varnothing = 50$ cm
- hauteur $h = 36$ cm

Description

Le corps de la chambre est solidaire du châssis qui supporte la voie spectrométrique. Il repose sur le fond de la chambre par l'intermédiaire de roulements à billes et comporte des hublots régulièrement espacés de 20° . La chambre contient :

- un porte cible mobile en hauteur, et autour de son axe vertical,
- un profileur pour la mesure du zéro degré,
- un moniteur qui est un détecteur (plastique NE102) relié à un photomultiplicateur, fixé hors plan à 10° .

télécommandables depuis la salle de comptage

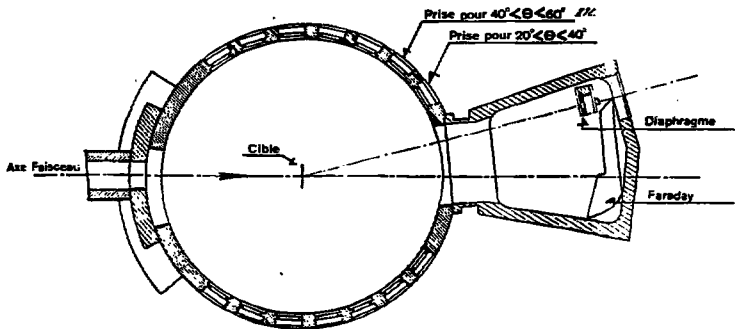
Il fournit une normalisation relative de la section efficace.

A.3 Collection de Faisceau-Diaphragme

Entre la sortie de la chambre et l'entrée du spectromètre, un espace est prévu pour adjoindre une boîte qui contient les collecteurs de faisceau et le collimateur d'entrée du spectromètre définissant son ouverture angulaire.

Schéma de la chambre à diffusion

Fig- I- 4



Pour collecter le faisceau, on utilise soit une plaque de cuivre placée devant le porte collimateur pour des angles inférieurs à 5°, soit un bloc en graphite pour des angles plus grands (voir figure I.4).

Les collecteurs sont reliés à un intégrateur de charges qui donne la mesure de l'intensité du courant des particules incidentes. L'angle solide du spectromètre est défini par les dimensions des deux diaphragmes utilisés (2 X 10 mm² et (6 X 20 mm²) à 50 cm de la cible.

A.4 Importance de la détermination précise de l'angle de diffusion

La section efficace de réaction dépend en première approximation de la taille du disque absorbant (section absorbante du noyau cible) (voir chapitre IV). Dans la diffusion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 360 MeV, la distribution angulaire élastique présente les caractéristiques d'une figure de diffraction. (Diffusion de Fraunhofer). Par analogie avec l'optique ondulatoire, la taille de ce disque est donnée par la position angulaire du premier minimum de diffraction, d'où la nécessité d'une détermination précise de l'angle où il se produit.

A cette fin il a été conçu un profileur de faisceau.

Description du profileur

Le profileur permet à tout instant, au cours de l'expérience, la mesure du décalage angulaire éventuel entre le zéro degré mécanique affiché (défini par l'alignement du collimateur d'entrée du spectromètre sur la direction du faisceau passant par la cible) et la direction réelle du faisceau incident.

C'est un plan constitué de 15 fils verticaux de tungstène doré, de 20 μ de diamètre espacés de 0,5 mm au centre et 1 mm aux extrémités. Il est piloté automatiquement depuis la salle de comptage par un système pneumatique qui l'amène de sa position de repos (au dessus du diaphragme) à sa position de fonctionnement perpendiculaire au trajet du faisceau

A.5 Les Détecteurs

Le système de détection adopté est l'ensemble constitué d'une double chambre multifils couplée à une chambre d'ionisation, et d'un scintillateur relié à un photomultiplicateur.

A.5 - 1. La double chambre (fig. I-5)

Elle regroupe, en fait, trois détecteurs : deux d'entre eux sont identiques et placés à ses extrémités ; ils ont pour rôle une localisation horizontale et verticale des particules diffusées (BALBO).

Ils délimitent une région de 12 cm de profondeur qui constitue la chambre d'ionisation servant à mesurer la perte d'énergie des fragments.

Le mélange gazeux utilisé (70% argon, 30% éthane) est à la pression de 300 torrs.

Les dimensions utiles des chambres à localisation sont 50 cm de largeur, 5 cm de hauteur et 1 cm de profondeur utile.

a) Localisation

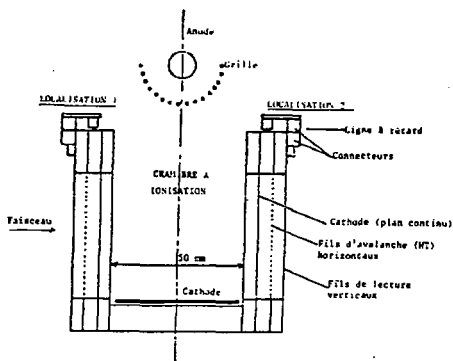
La localisation verticale est réalisée par le plan d'anode qui travaille en régime proportionnel. Celui-ci est constitué de 15 fils horizontaux en inox de 20 μ de diamètre et de 4 fils de garde de 50 μ . Ces fils sont connectés à une ligne à retard, dont le retard unitaire est de 8 nanosecondes. L'information verticale est donc discontinue, avec une résolution spatiale égale à l'espacement des fils, soit 2,54 mm.

Le passage de l'ion à travers la chambre crée une avalanche sur un fil. Cette multiplication soudaine de charges dans l'avalanche va induire une distribution de charges sur les cathodes. La détermination du centre de gravité de cette distribution permet de mesurer la position de l'avalanche le long du fil d'anode.

Pour faire cette détermination on emploie la méthode de la ligne à retard sur une des cathodes. Celle-ci est constituée d'une série de fils verticaux de 20 μ de diamètre réunis trois par trois. Une connexion à la ligne à retard est donc faite tous les trois fils.

La deuxième cathode est un plan de mylar graphité dont le rôle principal au cours de l'expérience est de délivrer une impulsion qui sera mise en coïncidence avec le plastique scintillant E.

Coupe de la double chambre
Fig. I-5



b) Chambre d'ionisation

Les ions chargés vont ioniser sur leur passage des molécules du gaz. Les électrons produits vont migrer vers une anode en inox portée à un potentiel d'environ 1500 Volts. Cette anode est entourée d'une grille de Frish qui élimine la dépendance de l'amplitude du signal détecté vis à vis de la position verticale de l'impact. La résolution observée sur le spectre de perte d'énergie était de 10,4% à l'énergie de 30 MeV par nucléon.

A.5 - 2. Le Scintillateur

C'est un plastique de type NE1C2 d'épaisseur 5 mm disposé en aval de la chambre à localisation.

Le signal fourni par le photomultiplicateur associé à ce détecteur est mis en coïncidence avec le signal collecté sur le plan de mylar de la localisation. Le signal résultant authentifie le passage d'un ion et autorise en même temps la mesure de sa position dans le plan focal. Il fournit, par ailleurs, une référence en temps pour la mesure du temps de vol.

B - METHODE DE DETECTION

B.1 Introduction

La détection de la particule qui a interagi avec la cible comporte plusieurs étapes. Afin de déterminer d'une manière univoque et sans difficultés l'identité du produit de réaction auquel on s'intéresse, c'est-à-dire sa masse, sa charge et son énergie, nous plaçons sur son parcours après la cible le système de détection déjà décrit qui comprend le spectromètre, la double chambre à localisation et le scintillateur plastique E. En traversant chacun de ces éléments auxquels sont associées une logique et une électronique de mise en forme, les produits de réactions laissent des informations, qui après exploitation, nous permettront de les identifier.

B.2 Mesure de la Rigidité Magnétique

Après la cible, la particule traverse successivement un espace libre de 71,5 cm, (voir figure I-6), puis le quadrupôle QB6 défocalisant horizontalement et parcourt un trajet de 134,5 cm avant d'entrer dans le champ magnétique du dipôle.

Géométriquement, il est facile de calculer la position X_g de l'impact d'une particule d'impulsion P dans le plan focal situé à une distance L d'un dipôle à déviation moyenne α_0 , en fonction de δ défini par : $\frac{P-P_0}{P_0}$, où P_0 est l'impulsion des particules se trouvant sur le rayon de courbure ρ_0 (trajectoire centrale)(CHAB3) :

On trouve alors :

$$X_g = -[\rho_0 (1 - \cos \alpha_0) + L (\sin \alpha_0)] \delta + [L \sin \alpha_0 + \frac{1}{2} \rho_0 \sin^2 \alpha_0] \delta^2 + O(\delta^3)$$

En posant le coefficient devant δ égal à D

$$- [\rho_0 (1 - \cos \alpha_0) + L (\sin \alpha_0)] = D$$

et en prenant l'approximation au premier ordre on pourra écrire :

$$X_g = D \delta + O(\delta^2).$$

ou en explicitant l'expression en fonction des rigidités magnétiques :

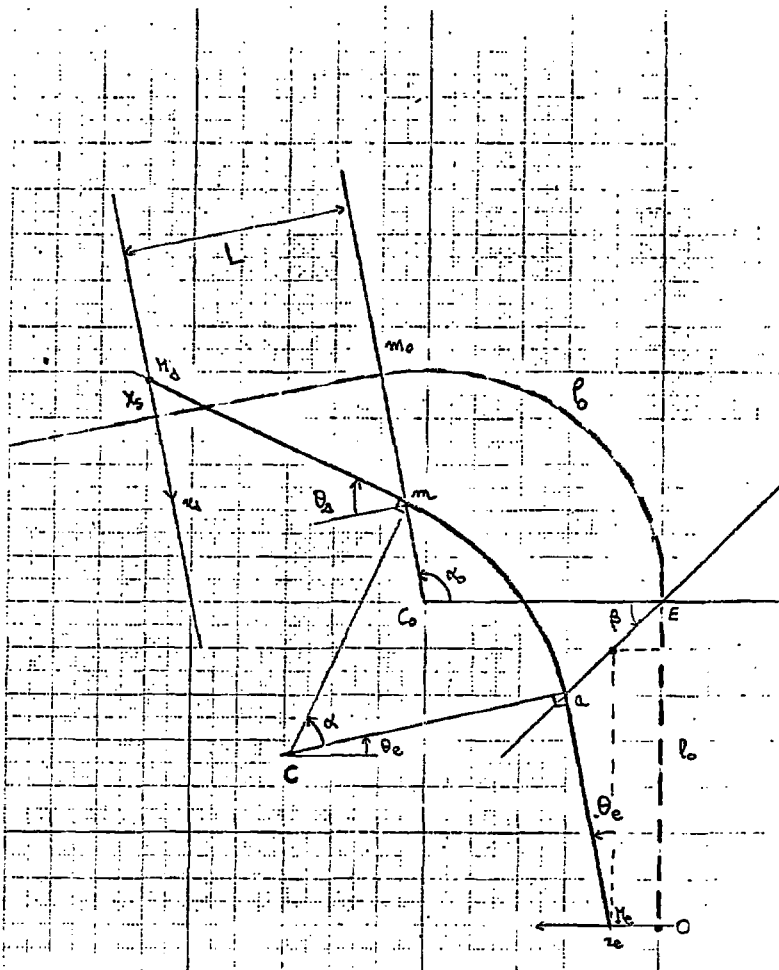
$$\frac{P}{Q} = \frac{P_0}{Q} \left(1 + \frac{1}{D} X_g \right) \quad (I-1)$$

D est la dispersion du spectromètre.

On peut donc déduire la mesure de la rigidité magnétique d'un ion par la mesure de sa position dans le plan focal.

Fig. I - 6

Construction géométrique permettant de déduire
la position X_s du point d'impact dans le plan focal du spectromètre.



B.3 Mesure de la localisation

Le schéma de l'électronique utilisée est présenté sur la figure I-7.

Les signaux collectés aux extrémités des lignes à retard associées aux plans de localisation horizontale et verticale seront successivement amplifiés et envoyés chacun dans un discriminateur à fraction constante (DFC). Ceux-ci vont délivrer deux signaux logiques qui constitueront le déclenchement (START) et l'arrêt (STOP) d'un convertisseur Temps-Amplitude (CTA). Ce dernier aura pour rôle de fournir un signal analogique dont l'amplitude sera proportionnelle à la différence de temps de parcours des deux signaux le long de la ligne à retard. L'information "temps" recueillie permet alors de localiser la position de la particule. Il est à noter qu'afin de s'assurer que tous les "start" arrivent avant les "stop", on retarde l'un des deux signaux de la longueur d'une ligne. Ce start est conditionné par l'existence de la coïncidence avec les signaux venant des deux plans de mylar et du scintillateur E.

B.4 Mesure de Temps de Vol

La mesure du temps de vol (TOF) depuis la cible jusqu'au scintillateur E est fournie par un CTA.

Il est déclenché par la coïncidence entre le scintillateur E et le mylar. Le signal radiofréquence est utilisé pour arrêter l'incréméntation du CTA. Ceci fournit une mesure du temps de vol modulé n fois la période de la radiofréquence.

B.5 Identification en Z et A

Les mesures des quantités : position de l'impact, rigidité magnétique, temps de vol, perte d'énergie ΔE dans la chambre à ionisation, et énergie perdue dans le plastique NE102, permettent de déterminer sans ambiguïté le nombre de masse A et le numéro atomique Z des ions de masse $A \leq 14$.

En effet la connaissance de la position nous permet de déduire la rigidité magnétique :

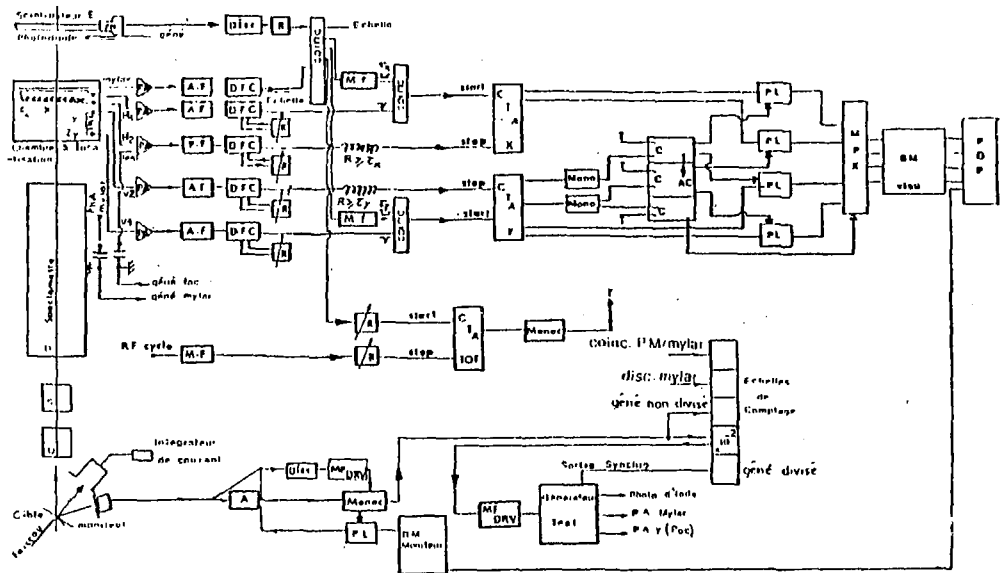
$$\frac{P}{Q} = \frac{P_0(1 + \alpha X)}{Q}$$

où α est l'inverse de la dispersion D du spectromètre (relation I-1)

Dispositif électronique

Fig. I - 7

PA : Préamplificateur ; AR : Ampli-rapide ; MF : mise en forme ; R : Retard ; MFDRV : Mise en forme durée-retard variable ;
 BDDO : Selecteur monocal ; DISC : Discriminateur ; DFC : Discriminateur à fonction constante ; CAT : Convertisseur d'imp.
 amplitude ; C : Coïncidence ; AC : Anti-coïncidence ; TOF, T : Temps de vol ; MPX : Multiplexeur ; BM : Bloc mémoire ;
 PL : Porte linéaire



La perte d'énergie de l'ion de numéro atomique Z, d'énergie cinétique E, de masse M, s'exprime par la relation :

$$\Delta E \sim \frac{MZ^2}{E}$$

Sachant que :

$$E = \frac{P^2}{2} \quad \text{et} \quad \frac{P}{Q} = \frac{P_0}{Q} (1 + \alpha X)$$

$$\Delta E = \left(\frac{MZ^2}{Q}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\left(\frac{P_0}{Q}\right)^2}\right) (1 - 2\alpha X) \quad (\text{I-2})$$

à ces informations s'ajoute le temps de vol.

$$\text{TOF} = \frac{\text{distance parcourue}}{\text{vitesse de l'ion}} = \frac{L}{V} = \frac{LM}{P} = \frac{L}{\left(\frac{P_0}{Q}\right)} \frac{M}{Q}$$

qui s'exprime ainsi :

$$\text{TOF} = \frac{L}{P_0} \left(\frac{M}{Q}\right) (1 - \alpha X) \quad (\text{I-3})$$

On peut donc extraire les deux quantités $\left(\frac{MZ^2}{Q}\right)^2$ et $\frac{M}{Q}$ par les mesures de $\frac{P}{Q}$, ΔE et TOF.

On note qu'il peut subsister une ambiguïté en $\left(\frac{M}{Q}\right)$.

Les événements sont traités en ligne par un ordinateur PDP 11/34. Pour chaque événement, les paramètres X, ΔE , TOF, E sont enregistrés sur bande magnétique. Une correction sur ces paramètres peut être effectuée par rapport à leur dépendance en fonction de la position (relations I-2, I-3). Un spectre d'identification biparamétrique du temps de vol en fonction de la perte d'énergie ΔE est alors construit. Ainsi les isotopes se regroupent en flots.

Les résultats sont illustrés sur la figure I-8. (ce spectre a été obtenu avec notre faisceau de carbone 12 à 360 MeV).

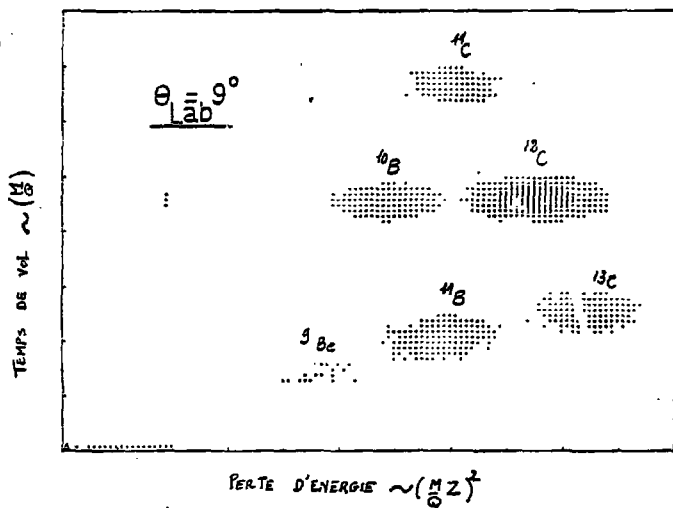
Pour chaque fragment (A,Z), les spectres en impulsion peuvent être générés à partir de fenêtres sur ΔE et TOF (encadrement de l'ist d'identification correspondant au fragment).

Les données correspondant aux spectres conditionnés et au moniteur sont transférées sur diskette.

Fig. I - 8

Spectre biparamétrique d'identification
des fragments de la réaction.

On remarquera la très bonne résolution des flots.



C - TRAITEMENT DES SPECTRES

C. 1 Introduction

Le dépouillement des spectres en moment et des divers fragments est effectué à l'aide du programme LIRBU au calculateur PDP 11/34. Une reconstruction à partir des événements sur bande des spectres biparamétriques (fig. I-8) permet de vérifier la position des fenêtres en temps de vol et en perte d'énergie utilisées pendant la durée des mesures, et les modifier le cas échéant.

C. 2 Mesure de la section efficace

Dans le repère du laboratoire la section efficace différentielle élastique s'exprime par la relation :

$$\frac{dg(\theta)}{d\Omega_{\text{Lab}}} = n(\theta) \frac{1}{\Delta\Omega} \frac{1}{N\nu}$$

$n(\theta)$ = nombre de coups dans l'élastique.

N = nombre de particules incidentes pendant le temps de la mesure qui est égal à :

$$N = \frac{Q}{Ze} = \frac{\text{charge totale incidente pendant le temps de mesure}}{\text{charge de l'ion carbone}}$$

Z = 6 pour le carbone 12

e = $1.6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb.

ν = est le nombre d'atomes cibles par cm^2 .

$$\nu = 6.02 \cdot 10^{+23} \frac{\rho e}{A}$$

A = nombre de masse de la cible,

(ρe) = son épaisseur exprimée en mg/cm^2

$\Delta\Omega = \Delta S/r^2$: angle solide vu par le détecteur

Exprimée en millibarns par stéradian la section efficace devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{eL} = 2.66 \cdot 10^{-13} \times \frac{n(\theta) \cdot A \cdot Z}{\Delta\Omega \cdot (j_e) \cdot Q} \text{ mb/sr}$$

qui donne pour notre cas précis ($^{12}\text{C}^{6+}$ à 30 MeV/A)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eL} = 3.19 \cdot 10^{-12} \frac{n(\theta) \cdot I}{\Delta\Omega \cdot (\rho_e)}$$

Dans le repère du centre de masse elle devient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = J \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eL}$$

J est le Jacobien de la transformation donné par le programme CINE 2C.

C.3 Choix des épaisseurs de cibles de carbone

Deux épaisseurs de cible ont été utilisées : 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ et 4,2 mg/cm^2 .

Aux petits angles correspondant aux forts taux de comptage, il a été nécessaire de prendre une cible mince, dans le but d'une part d'obtenir un faisceau plus stable (car moins dégradé et plus intense) et d'autre part de ne pas détériorer la résolution en énergie.

(Straggling en énergie = 190 KeV par mg/cm^2)

C.4 Pertes de Comptage

Leur cause est attribuée au temps mort dans le multiplexeur et le codeur, pour une grande partie, ainsi qu'à la chaîne électronique où le taux de pertes est évalué à l'aide d'un moniteur. En effet tout événement moniteur est d'une part compté sur une échelle et d'autre part, va déclencher un générateur qui envoie une impulsion test sur tous les détecteurs (voir schéma électronique fig. I-7), simulant un événement vrai.

Le rapport du nombre de coups lus sur l'échelle au nombre de coups contenus dans le spectre donne le taux de pertes.

Pour chaque angle ce taux de pertes a été mesuré et n'a guère dépassé 15%.

C. 5 Erreurs de Mesure

Les barres d'erreurs qui figurent sur chaque point expérimental tiennent compte uniquement de la statistique.

Les erreurs systématiques dues à la mesure de l'intensité de faisceau et des épaisseurs de cibles sont de l'ordre de 15%. Elles affectent la normalisation absolue des sections efficaces.

CHAPITRE II

DIFFUSION ELASTIQUE

A - INTRODUCTION

La diffusion élastique de deux particules est la moins complexe de toutes les réactions nucléaires. L'analyse de la diffusion élastique d'un système d'ions en interaction fournit d'importantes informations sur les forces mises en jeu et la géométrie des éléments de la réaction. C'est un processus où les particules subissent des collisions sans transmutation, en d'autres termes sans changement de leur état interne.

Nous donnons dans ce chapitre les éléments de formalisme nécessaires à l'interprétation des résultats.

B - FORMALISME

Nous ramenons le problème de deux particules en interaction à l'étude du mouvement d'une seule particule de masse μ (masse réduite du système) dans un potentiel situé au centre de masse du système.

B.1 Equation de Schrödinger - Fonction d'ondes - Déphasage - Diffusion par un potentiel central.

Pour un potentiel central $V(r)$, l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\Delta^2 \psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (V(r) - E) \psi = 0$$

qui a pour solution :

$$\psi = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{U_L(r)}{r} P_L(\cos\theta)$$

avec $P_L(\cos\theta)$: polynôme de Legendre,

où les fonctions U_L sont solutions de l'équation radiale :

$$\frac{d^2 U_L(r)}{dr^2} + \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) - \frac{L(L+1)}{r^2} \right) U_L(r) = 0$$

Les solutions physiquement acceptables sont celles qui correspondent à des fonctions U_L régulières à l'origine et qui sont asymptotiquement une combinaison d'une onde entrante et d'une onde sortante :

$$U_L = \frac{1}{2i} S_L \left(e^{i(kr - L\pi/2)} - e^{-i(kr - L\pi/2)} \right)$$

k est le moment incident.

Le facteur S_L est un coefficient introduit pour rendre compte de la perturbation amenée par le potentiel nucléaire.

Dans le cas d'une diffusion élastique, S_L élément de matrice qui détermine l'amplitude de diffusion s'écrit :

$$S_L = e^{2i\Delta_L} \quad \text{où } \Delta_L \text{ est le déphasage entre les ondes entrantes et sortantes.}$$

Si le potentiel d'interaction comporte une partie complexe qui rend compte de l'absorption, alors le déphasage Δ_L est complexe et s'écrit :

$$\Delta_L = \delta_L + i\epsilon_L$$

$$S_L = e^{-2\epsilon_L} e^{2i\delta_L} \quad (\text{II-1})$$

représente le facteur atténuation de l'onde.

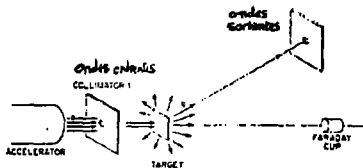
La fonction d'onde solution de l'équation(II-1) s'écrit alors :

$$\psi = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \frac{1}{2k} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) (1 - S_L) P_L(\cos\theta)$$

L'amplitude de diffusion est déduite de cette solution en écrivant la fonction d'onde qui décrit le système sous la forme d'une onde incidente et d'une onde diffusée (Fig.II-1) telles que :

$$\psi = \underbrace{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}_{\text{onde incidente}} + \underbrace{f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r}}_{\text{onde diffusée}}$$

Fig. II - 1



$$\text{L'amplitude de diffusion est : } f(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) (1-S_L) P_L(\cos\theta) \quad (\text{II-2})$$

B.2 Amplitude de diffusion

Elle est composée de deux termes : une amplitude de diffusion coulombienne et une amplitude de diffusion nucléaire : (MES65)

$$f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta) \quad (\text{II-3})$$

$$\text{avec } f_C(\theta) = \frac{-\eta}{k} \frac{e^{i\sigma_0} - \ln \log \left(\frac{1 - \cos\theta}{2} \right)}{(1 - \cos\theta)} \quad (\text{II-4})$$

$$\text{et } f_N(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) e^{i\sigma_L} (1 - S_L) P_L(\cos\theta) \quad (\text{II-5})$$

les notations sont les suivantes :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi V} ; \sigma_L = \sigma_0 + \sum_{k=1}^L \arctg \frac{\eta}{k}$$

$$\gamma = 0.577215 ; \sigma_0 = -\gamma\eta + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\eta}{k} - \arctg \frac{\eta}{k} \right)$$

B.3 Sections efficaces

a) Section efficace élastique nucléaire totale : la section efficace différentielle est le module au carré de l'amplitude de diffusion nucléaire : (dans le cas où l'on n'a pas de Coulombien)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = k^{-2} \sum_{L,L'} (2L+1) (2L'+1) P_L(\cos\theta) \sin\delta_L \sin\delta_{L'} \cos(\delta_L - \delta_{L'}) P_{L'}(\cos\theta)$$

En intégrant sur les angles θ, ϕ et en utilisant la relation d'orthogonalité des harmoniques sphériques : (SAT180)

$$\int P_L(\cos\theta) P_L(\cos\theta) d\Omega = \frac{4\pi}{2L+1} \delta_{LL}$$

on obtient la section efficace élastique totale :

$$\sigma_e = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) |1 - S_L|^2 \quad (\text{II-6})$$

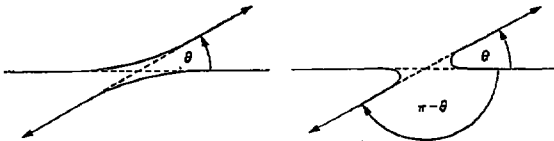
b) Section efficace Coulombienne : Le système étudié étant symétrique, c'est-à-dire constitué de particules identiques et de spin zéro, il doit donc être tenu compte de l'indiscernabilité des ions après l'interaction pour le calcul de la section efficace Coulombienne. Les deux cas d'interaction schématisés sur la Fig.II-2 sont équiprobables et nous donnent la section efficace de Mott (DAV73) qui s'exprime par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega \text{ Mott}} = \left(\frac{Z^2 e^2}{2\mu V^2} \right)^2 \left(\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{1}{\cos^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{2 \cos(\lambda \text{Log} \tan^2(\theta/2))}{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \right) \quad (\text{II-7})$$

où $\lambda = \frac{Z^2 e^2}{\hbar V}$ est le paramètre de Sommerfeld pour deux ions identiques de charge Z et de vitesse incidente V .

Schéma des deux événements indiscernables

Fig. II - 2



c) Section efficace de réaction : On définit la section efficace de réaction comme la somme des contributions des sections efficaces de toutes les voies ouvertes hormis la voie élastique.

Elle s'écrit :

$$\sigma_r = \sum_{\beta \neq \alpha} \sigma_{\beta} = \frac{4\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{L \geq 0} (2L+1) \sum_{\beta \neq \alpha} |S_{L,\beta}|^2$$

Cette formule nous fournit l'expression générale de la section efficace de réaction :

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \left(1 - |S_L|^2 \right) \quad (\text{II-8})$$

Nous pouvons retrouver cette expression par le théorème optique (SATSO) qui s'exprime par l'égalité : $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_r = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f(\theta = 0)$

Remarque

Ce théorème n'est pas valable pour un système chargé, car l'amplitude de diffusion à zéro degré est divergente à cause de la singularité du Coulombien à cet angle.

3.4 Relation fonction déflexion - déphasage semi classique - déphasage BKW

Le déphasage δ_L d'une onde incidente L par un pot central $U(r)$ réel peut être calculé par la méthode BKW. Il est relié au potentiel par la relation suivante (MEZ61)

$$\delta_L = \frac{1}{\pi} \int_a^{\infty} 2m \left(E - U(r) - \frac{\hbar^2}{2r} L(L+1) - k^2 \right)^{1/2} dr - \frac{\pi}{2} \cdot \left(L + \frac{1}{2} \right) - ka \quad (\text{II-9})$$

a : point tournant

E = Veffectif

k : vecteur d'onde incident

La fonction de déflexion associe classiquement un angle de diffusion à chaque moment angulaire L . Nous allons l'exprimer dans l'approximation classique. Pour cela il faut faire les approximations suivantes :

i) remplacer la sommation discrète sur L de l'amplitude $f(\theta)$ par une intégrale sur une variable continue : $\lambda = L + \frac{1}{2}$

ii) prendre le comportement asymptotique des polynômes de Legendre :

$$P_L(\cos \theta) \approx \left(\frac{2}{\pi(L+\frac{1}{2})\cos \theta} \right)^{1/2} \cos \left(\left(L + \frac{1}{2} \right) \theta - \pi/4 \right) \quad (\text{II-10})$$

$$L^{-1} \ll \theta \ll \pi - L^{-1}$$

D'après (FRA73) cette amplitude $f(\theta)$ s'écrit :

$$f(\theta) = -\frac{i}{k} \frac{1}{(2\pi \sin \theta)^{3/2}} \int_0^{\infty} d\lambda \lambda^{1/2} n(\lambda) \left(e^{i\psi_+(\lambda, \theta)} + e^{-i\psi_-(\lambda, \theta)} \right)$$

où les déphasages des ondes entrantes et sortantes s'expriment par la relation :

$$\psi_{\pm}(\lambda, \theta) = \frac{1}{4} \pi - \lambda \theta \pm 2\delta(\lambda)$$

Pour les valeurs de λ grandes (domaine de validité de la relation (10)), l'intégrande oscille rapidement, la contribution à l'intégrale vient des valeurs λ pour lesquelles les ψ_{\pm} sont stationnaires. Ces points sont déterminés par :

$$\frac{d\psi_{\pm}(\lambda, \theta)}{d\lambda} = -\theta \pm 2\delta'(\lambda) = 0 \quad (\text{II-11})$$

Cette relation définit l'expression générale de la fonction de déflexion.

$$\theta_L = 2 \frac{d\delta_L}{d\lambda} \quad (\text{II-12})$$

Cette équation est valable strictement pour des potentiels réels.

Remarques

1) Dans le cas d'un potentiel diffuseur complexe, les trajectoires et les points tournants classiques deviennent des nombres complexes et la phase BKW peut être calculée par la "méthode du point selle" (KNO76), (Saddle point method), qui introduit la notion de paramètre d'impact complexe. Ce formalisme étend la théorie semi-classique aux phénomènes quantiques tels que la diffraction due à l'absorption forte et les effets de réflexion de surface des parties réelles et imaginaires du potentiel.

2) Il est à noter qu'il n'existe pas de relation analogue à la relation (II-12) dans le cas d'un potentiel complexe. Cependant si la partie imaginaire du potentiel est faible devant sa partie réelle, il apparaît alors intuitivement plausible d'utiliser l'approximation postulée par Goldberg (GOL74) qui consiste à écrire :

$$\theta_L = 2 \frac{d}{dL} (\text{Re} \Delta_L) \quad (\text{II-13})$$

où Δ_L est déduit, par un calcul semi-classique, du potentiel complexe.

C H A P I T R E III

ANALYSE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE DU SYSTEME CARBONE 12-CARBONE 12 A 30 MeV/A PAR LE MODELE OPTIQUE

A - LE MODELE OPTIQUE.

A.1 - DESCRIPTION

C'est un modèle simple qui a été largement appliqué à l'étude de nombreuses réactions élastiques utilisant des ions lourds ou légers.

Il caractérise l'interaction de deux noyaux en terme de potentiels. C'est un modèle phénoménologique qui est guidé par l'idée que l'interaction est schématisée par :

- un potentiel réel qui représente l'interaction nucléaire.
- un potentiel imaginaire qui tient compte de l'absorption ayant lieu lors de la collision.
- un potentiel d'interaction coulombienne.

Son expression globale est :

$$V(R) = V_0 f_V(R) + iW_0 f_W(R) + iW_S g_S(R) + V_{\text{coul}}(R)$$

où

$$f_i(R) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R-R_i}{a_i}\right)} \quad \text{: forme volumique de Woods-Saxon} \quad (\text{III-0})$$

$$\text{et} \quad g_i(R) = \frac{df_i(R)}{dR} \quad \text{: forme de surface}$$

$R_i = r_{oi} (A_c^{1/3} + A_p^{1/3})$ A_c, A_p : nombre de masse de la cible ou du projectile.

a_i : est la diffusivité ou épaisseur de surface.

Le potentiel électrostatique entre deux ions adopté par le modèle est celui qui existe entre une charge et une distribution sphérique uniforme de charges de rayon R_c , dont la forme est :

$$V_c(R) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{R^2}{R_c^2} \right) & R \leq R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} & R > R_c \end{cases}$$

$$\text{avec } R_c = r_c (A_c^{1/3} + A_p^{1/3})$$

A.2 - AMBIGUITES

Le modèle optique pour les projectiles fortement absorbés présente des ambiguïtés du même genre que celles rencontrées en ions légers (CAG72).

En effet bien que le potentiel optique détermine la diffusion élastique, l'inverse n'est pas vrai dans la mesure où plusieurs potentiels donnent la même distribution angulaire. On constate en particulier l'existence de familles discrètes de potentiels, différents chacun de 50 à 100 MeV qui reproduisent de manière équivalente un même jeu de données.

D'autre part il existe une ambiguïté continue pour chacune des "bonnes familles". En effet quelle que soit la profondeur de puits réel, il existe une relation $VR^n = \text{cte}$ qui est satisfaite pour les familles de potentiels reproduisant les données élastiques.

Goldberg a proposé de mesurer l'angle d'arc en ciel pour discriminer parmi les familles de paramètres qui reproduisent également les données (GOL72).

B. ANALYSE A L'AIDE DU MODELE OPTIQUE.

B.1- DISTRIBUTION ANGULAIRE ELASTIQUE.

Avant d'entamer l'analyse en modèle optique des données obtenues, discutons l'allure de la distribution angulaire élastique rapportée (Fig. III-1) à la section efficace coulombienne.

Celle ci présente une allure de diffraction de Fraunhofer. On note que le comportement oscillatoire tend à s'amortir à environ $\theta > 24^\circ$ centre de masse.

Cette structure met en relief les effets de diffraction dus à la taille du rayon d'absorption forte (qui sera déduit dans la suite). On note dans cette région l'existence d'un minimum de section efficace très profond habituellement présent dans cette réaction à diverses énergies.

Plus loin en angle, la structure est complètement inexistante; la section efficace rapportée à la section efficace coulombienne décroît de manière exponentielle : ceci pourrait constituer la signature de la présence d'un arc en ciel nucléaire déjà observé dans d'autres systèmes (DAS 73), et qui sera décrit plus loin ; ce dernier effet étant interprété par analogie avec l'optique ondulatoire par l'effet de réfraction du milieu nucléaire (GOL 74).

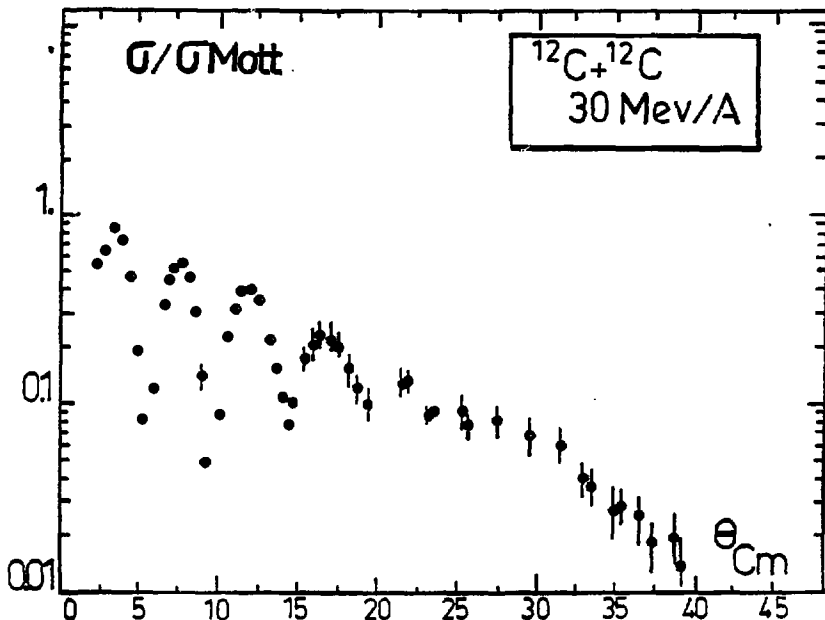


Fig. III-1

Section efficace élastique expérimentale rapportée à la section efficace coulombienne en fonction de l'angle centre de masse.

Les barres d'erreurs ne tiennent compte que de la statistique.

B.2 - RECHERCHE DES PARAMETRES OPTIQUES ET RESULTATS.

2.1 Minimisation du χ^2 par point.

L'analyse des données élastiques a été effectuée avec le code SPI. La figure III-2 montre le résultat obtenu. Nous disposons de sept paramètres (V_0, r_r, a_r) et (W_0, r_i, a_i) (concernant respectivement la partie réelle et la partie imaginaire) et le rayon coulombien r_c .

Dans le cadre de notre étude, nous n'avons pris que des formes de volume (relation III-0) pour les parties réelles et imaginaires des potentiels et des rayons égaux à :

$$R_r = 2 \times 12^{1/3} r_r = 4,56 r_r$$

$$R_i = 2 \times 12^{1/3} r_i = 4,56 r_i$$

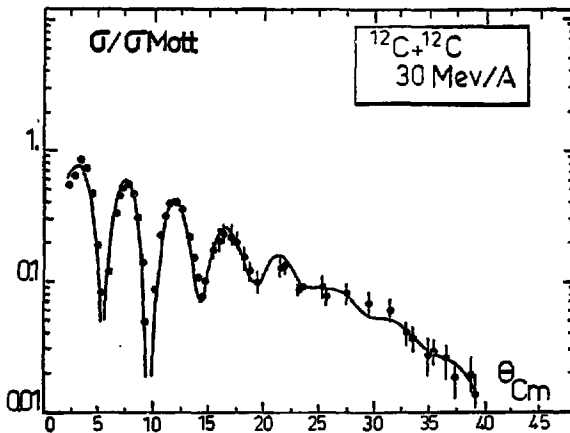


Fig. III-2

La courbe en trait plein provient d'un calcul en modèle optique avec la famille de paramètres E du tableau III-1.

Le rayon réduit r_c a été fixé à 1.3 fm, la section efficace calculée étant peu sensible à ce paramètre.

Le nombre d'ondes partielles permis dans le calcul des fonctions d'ondes coulombiennes est de 500. Nous nous sommes limités aux 200 premières, car au delà de $L = 200$ la contribution coulombienne est faible (pour $d > 200/K$, $V_c < 1.84$ MeV).

Le programme effectue une recherche automatique sur les paramètres du modèle optique par la méthode des moindres carrés, pour minimiser la quantité moyenne χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{\text{exp}}(\theta_i) - \sigma_{\text{th}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2$$

où $\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ et $\sigma_{\text{th}}(\theta_i)$ sont respectivement les sections efficaces expérimentale et calculée à l'angle θ_i , $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ est l'erreur expérimentale associée à $\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ et N est le nombre de points expérimentaux. Dans notre cas $N = 53$. Les différentes séries de paramètres optiques qui reproduisent d'une manière équivalente ($\chi^2/N \leq 13$) les données élastiques sont rassemblées sur le tableau III-1 ci-dessous.

N°	V_0 (MeV)	r_r (fm)	a_r (fm)	W_0 (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N	$L_{1/2}$	θ_R (deg)
A	46.34	1.01	.52	37.04	.857	1.02	1500	13	46	-
B	60	.94	.62	55.28	.84	.783	1259	11	43	25
C	80	.87	.65	57.38	.85	.75	1247	8.5	43	33
D	100	.839	.6743	49.19	.919	.72	1258	7.1	43	44.5
E	120	.794	.704	47.53	.925	.72	1258.9	5.9	43	49.5
F	150	.74	.72	55.	.88	.72	1257	4.9	43	65.
G	180	.693	.787	56.73	.8938	.727	1268.8	4.8	43	66
H	220	.68	.742	49.03	.947	.674	1242	7.8	43	82.
I	260	.65	.756	55.55	.9273	.69	1267	6.5	44	
J	300	.625	.764	62.49	.91	.686	1264	7.1	43	

Tableau III-1

Les valeurs du CHI2 par point (χ^2/N) sont portées sur la figure III-3. Cette courbe présente un minimum dans la région des potentiels réels compris entre 120 MeV et 180 MeV. Elle est dissymétrique et remonte plus lentement du côté des potentiels plus profonds.

Sur cette figure est aussi portée l'allure du χ^2/N obtenue par l'analyse des données pour la même système à l'énergie de 84.6 MeV/A (BUE82).

Nos résultats à 30 MeV/A présentent une allure générale comparable à ceux obtenus à plus haute énergie, avec une région de minima légèrement décalée vers les potentiels réels plus profonds.

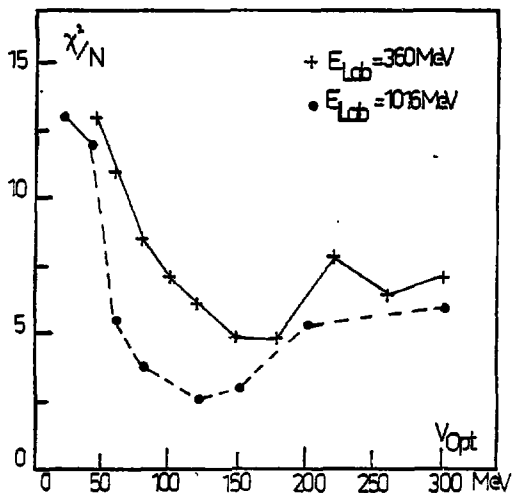


Fig. III-3

Allure du CHI2 par point en fonction de la profondeur réelle des potentiels optiques.

2.2 Ambiguïtés.

Les deux sortes d'ambiguïtés habituellement rencontrées dans ce genre d'analyse ont été confirmées.

a) L'Ambiguïté discrète.

Les familles de paramètres optiques reproduisant convenablement les données expérimentales possèdent des puits réels qui diffèrent de 20 à 40 MeV de profondeur, (voir tableau III-1).

b) L'Ambiguïté continue (Fig.III-4)

Pour ces familles, cette ambiguïté est traduite en moyenne par la relation :

$$V_{r_c}^4 = 47 \text{ (MeV fm}^4\text{)}$$

La même relation a été obtenue pour la diffusion élastique des alphas de 200 MeV sur noyau (VAN78).

2.3 Diffusivité. (Fig.III-5)

Il est à remarquer que la diffusivité imaginaire est en général importante et égale à 0.72 fm en moyenne.

2.4 Potentiel imaginaire.

Les potentiels imaginaires ont des profondeurs comprises entre 49 MeV et 56 MeV pour toutes les familles ayant des χ^2/N inférieurs à 11. Ils sont relativement moins profonds que les puits réels qui leur correspondent.

2.5 L'arc en ciel Nucléaire.

2.5. 1°) Etude qualitative.

a) Qu'est ce que l'arc en ciel ?

Classiquement définie, la section efficace différentielle élastique présente des discontinuités. Elle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{class}} = \frac{b}{\sin\theta} \frac{db}{d\theta} = \frac{b}{\sin\theta} \left(\frac{db}{db} \right)$$

L'arc en ciel en général correspond à un extremum de la fonction de déflexion. Si $\theta(L)$ est la fonction de déflexion, ses extrema se produisent lorsque

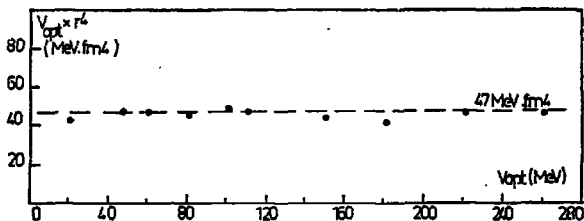


Fig. III-4

L'ambiguïté continue pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 30 MeV/A

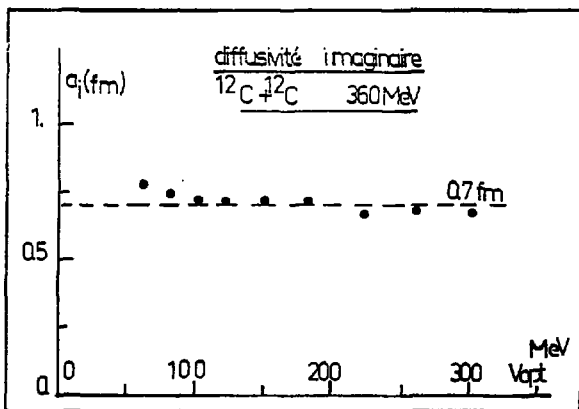


Fig. III-5

Diffusivités imaginaires des potentiels optiques du tableau III-1.

$$\frac{d\theta(L)}{db} = 0 \longrightarrow \frac{d\sigma}{dn}_{\text{class}} \longrightarrow =$$

L'un des extrema de la fonction de déflexion a lieu pour un paramètre d'impact très proche de la région où l'attraction nucléaire commence à surmonter la répulsion coulombienne. L'arc en ciel "coulombien" se produit et est caractérisé par un angle positif.

Un deuxième arc en ciel se présente à des paramètres d'impact plus petits. La particule pénètre à l'intérieur du champ nucléaire et subit une déflexion vers les angles négatifs. La plus forte déflexion négative provoque l'arc en ciel nucléaire.

Dans cette interprétation, nous associons à chaque onde de moment orbital L , un angle de déflexion θ ; l'arc en ciel correspond à un angle bien précis θ_r où s'accumulerait un grand nombre de trajectoires classiques, donnant ainsi une contribution infinie à la section efficace différentielle.

L'enveloppe de toutes ces trajectoires marque une frontière entre une région classiquement permise $\theta < \theta_r$ et une autre classiquement interdite $\theta > \theta_r$ (voir Fig. III-6).

Cette enveloppe définit une surface appelée en général caustique qu'on retrouve de façon analogue en optique dans le phénomène de diffusion de la lumière à travers des gouttes d'eau (MOY77).

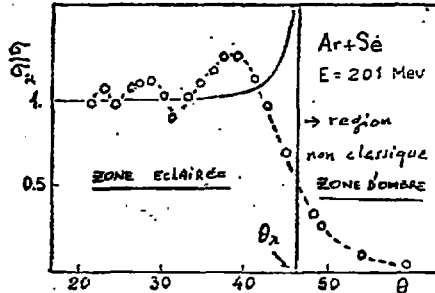


Fig. III-6

Séparation des zones de diffusion classique et quantique dans le système (Ar + Se) à 201 MeV (DAS73).

b) Conditions sur l'observation de l'arc en ciel nucléaire.

Elle sont au nombre de deux. La première condition impose aux particules incidentes d'avoir une énergie seuil au delà de laquelle les forces à longue portée du coulombien, ainsi que la barrière centrifuge, sont vaincues. Cette énergie seuil s'exprime par la relation : (FRA73)

$$E_{\text{seuil}} = \frac{1}{2} \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0} + V_0 \left(\frac{r_0}{4a_r} - 1 \right) \right] \quad (\text{III-1})$$

Cette relation est valable pour des potentiels de forme Saxon-Woods de profondeur réelle V_0 , de rayon r_0 et de diffusivité a_r .

Pour notre cas cette énergie seuil calculée à l'aide de la relation (III-1) n'a guère dépassé 30 MeV (centre de masse) pour tous les potentiels qui figurent dans le tableau III-1. Elle est évidemment largement inférieure à l'énergie du faisceau utilisé ici.

La deuxième condition est que l'absorption soit modérée. Concrètement cela correspond à des puits imaginaires beaucoup moins profonds que les puits réels comme cela a été le cas dans nos résultats ($V_0/V_0 < 0.4$).

En effet si l'absorption est présente de façon importante dans l'interaction, les trajectoires pénétrant dans le champ nucléaire sont atténuées ou bien alors ne réémergent pas.

Remarques.

La densité de trajectoires émergentes peut être infinie dans le cas où l'angle θ s'annule ou prend la valeur π .

Ces cas sont :

$\theta = 0$: la diffusion est appelée "Diffusion de HALO avant"

$\theta = \pi$: la diffusion est appelée "Diffusion de HALO arrière"

Si la fonction de déflexion elle même présente une singularité pour un paramètre d'impact b_0 caractérisé par :

$\theta(b_0) = -\pi$: on a alors affaire au phénomène de mouvement spiral (orbiting) qui physiquement signifie que la trajectoire b_0 décrit une spirale autour du centre diffuseur un nombre infini de fois sans jamais réapparaître.

2.5 2°) Résultats.

Les potentiels correspondant à la zone du minimum des χ^2/N reproduisent l'allure de décroissance exponentielle de σ/σ_R . Ceux-ci correspondent pour tous les cas à des situations où la partie imaginaire qui rend compte de l'inélasticité et de l'absorption est moins importante que la partie nucléaire réelle. Pour ces familles le rapport W_0/V_0 est inférieur à 0.4. Les angles d'arc en ciel qui couvrent cette région sont :

$$49;5 < \theta_{NR} < 66^\circ$$

Remarques.

Pour le même système à l'énergie de 300 MeV (25 MeV/A), l'arc en ciel nucléaire a été estimé dans la référence (BOL82) à $\theta_{NR} = 53^\circ$

Ce dernier résultat et le fait que l'angle d'arc en ciel doit diminuer quand l'énergie incidente augmente, pourraient fixer notre choix sur la famille de profondeur réelle 120 MeV qui donne un angle d'arc en ciel de 49;5.

La fonction de déflexion qui permet d'obtenir cet angle d'arc en ciel est tracée en fonction du moment orbital L des ondes partielles incidentes sur la Fig. III-7.

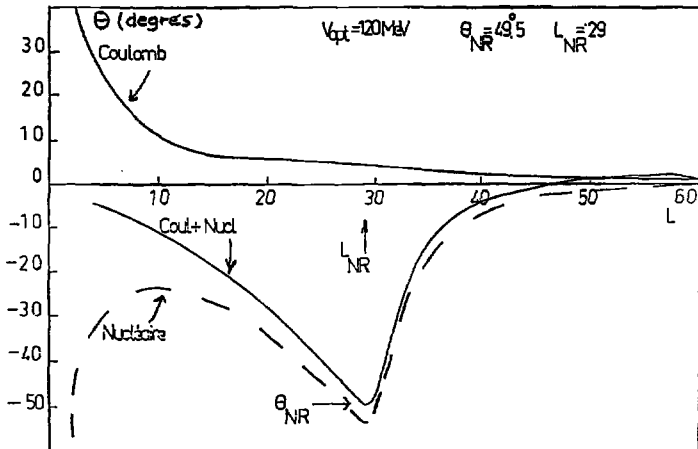


Fig. III-7

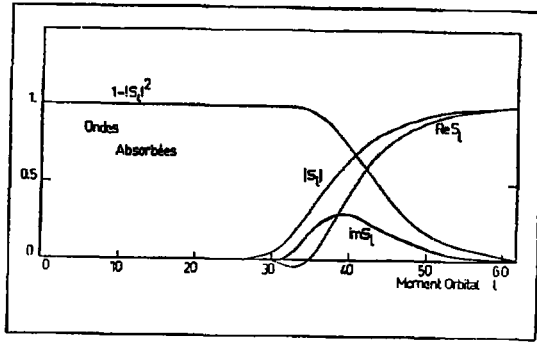


Fig. III-8-A

- Coefficients de réflexion $|S_L|$, et fonction représentant l'absorption $(1 - |S_L|^2)$ obtenus par le modèle optique.

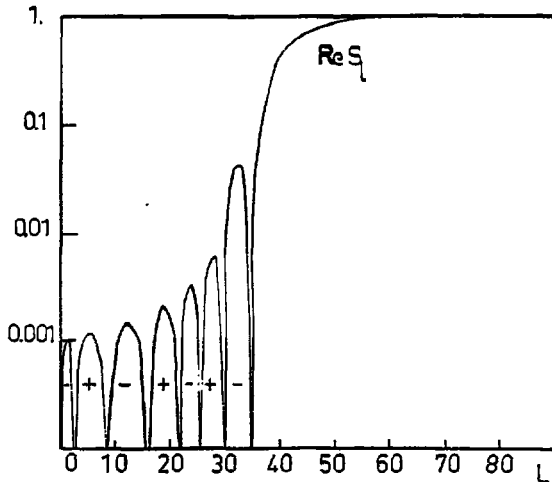


Fig. III-8-B

Coefficient de réflexion.

Nous remarquons que celui-ci décrit des oscillations positives et négatives de très faible amplitude pour les moments orbitaux correspondant à la région de l'absorption complète.

Cet angle θ_{NR} correspond à un moment orbital L égal à 29, ou un paramètre d'impact $b_{NR} = L_{NR}/K = 3.89$ fm.

La fonction de déflexion a été calculée par la formule II-13 du chapitre II où les déphasages sont définis par :

$$\theta_L = 2 \frac{d}{dL} (\text{Re } \phi_L) \quad (\text{III-2})$$

$$\text{Re } \phi_L = \text{Re } \Delta_L + \alpha_L \quad (\text{III-3})$$

Δ_L étant le déphasage nucléaire

α_L le déphasage coulombien qui vérifie :

$$\frac{d\alpha_L}{dL} = \text{arctg } \frac{\eta}{L} \quad (\text{III-4})$$

η : paramètre de Sommerfeld (chapitre II, paragraphe B2).

Sur la figure III-8A sont portés les coefficients de réflexion (réel et imaginaire) et le coefficient de transmission.

Dans la zone d'arc en ciel il faut noter le comportement oscillatoire du coefficient de réflexion (voir fig. III-8B) avec des amplitudes positives ou négatives très faibles. Il est surprenant d'observer que les amplitudes des ondes partielles dans la région de l'arc en ciel ont des valeurs très petites ($|S_L| \sim 9.10^{-3}$); ces valeurs de $|S_L|$ bien que très petites ne sont pas à négliger, car le faire introduirait une modification assez nette de la distribution angulaire aux grands angles (présence d'une structure oscillatoire).

2.6 Le rayon d'absorption forte.

On le définit comme la distance associée à l'onde $L_{1/2}$ pour laquelle le coefficient de transmission T_L est égal à 0.5. Il est donné par la relation semi-classique :

$$R_{1/2} = \frac{1}{K} \left(\eta + \sqrt{\eta^2 + L_{1/2} (L_{1/2} + 1)} \right) \quad (\text{III-5})$$

à 30 MeV/A :

$$K = 7.18 \text{ fm}^{-1}$$

$$\eta = 1.035$$

$$L_{1/2} = 43$$

ceci donne un rayon d'absorption forte :

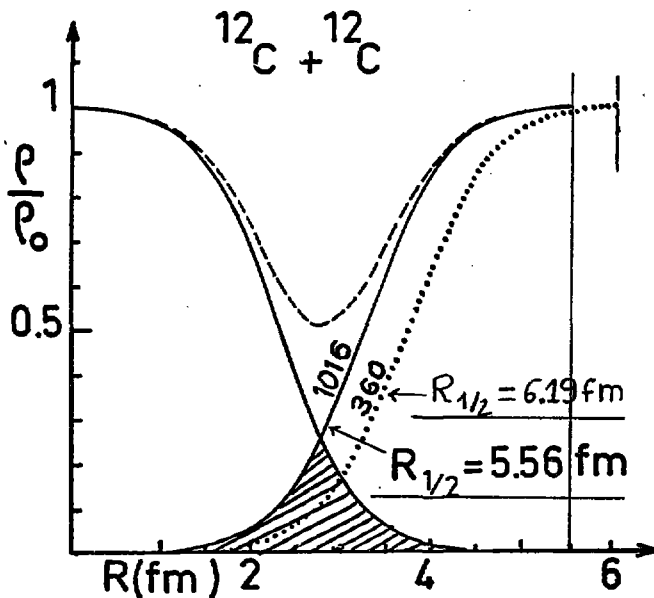
$$R_{1/2} = 6.19 \text{ fm.}$$

Cette grandeur est interprétée comme la distance d'approche des deux noyaux pour laquelle la probabilité de ressortir dans la voie élastique est de 50 %.

La figure III-9 montre le recouvrement des densités nucléaires aux énergies $E_{\text{Lab}} = 360 \text{ MeV}$ et 1016 MeV .

Nous constatons que le recouvrement à 360 MeV bien que moins important qu'à plus haute énergie est non négligeable, et manifeste une transparence de surface appréciable du noyau cible au projectile.

Fig. III - 9



2.7 Section efficace de réaction.

La valeur de la section efficace de réaction obtenue est pratiquement indépendante du jeu de paramètres qui reproduisent également les données. Elle est stable à 1260 mb quelle que soit la profondeur du puits réel (Fig.III-10A).

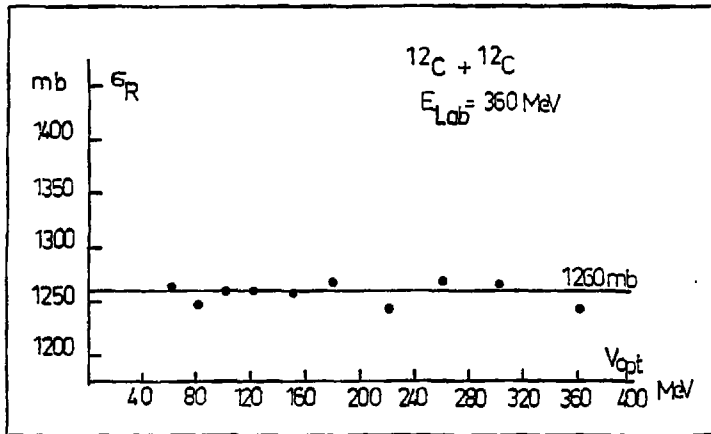


Fig.III-10-A

Valeurs des sections efficaces de réactions extraites du tableau III-1, en fonction de V_{opt} réel.

Cette valeur est en accord avec celle mesurée par la méthode d'atténuation du faisceau (1315 ± 20 mb), (KOK83), (Fig.III-10B), et est bien inférieure à la limite géométrique paramétrisée par l'expression de Bethe (BET40) :

$$\sigma_R = \pi(R + \lambda)^2 \left(1 - \frac{z_1 z_2 e^2}{(R + \lambda)E} \right) \quad (\text{III-6})$$

où $\lambda = \frac{1}{k}$

et R est obtenu en ajustant les données à basse énergie avec la formule ci-dessus, (en général il est très voisin du rayon de charge).

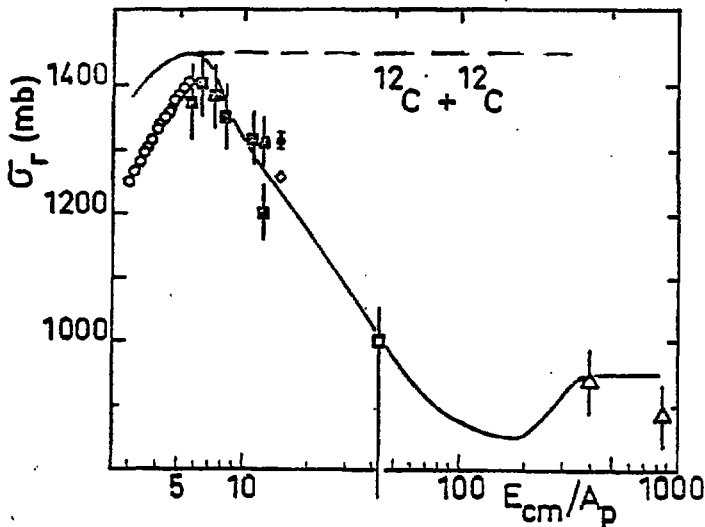


Fig.III-10-B

Section efficace de réaction en fonction de l'énergie incidente pour le système carbone 12 - carbone 12. Le résultat de notre analyse est schématisé par le symbole \diamond . (Le rond avec la barre d'erreur est le résultat d'une mesure directe). La ligne discontinue représente la limite géométrique. La courbe en traits pleins résulte d'un calcul microscopique basé sur le modèle de Glauber.

2.8 Facteur de transparence.

Pour tenir compte de cet effet de transparence, l'on multiplie l'équation (III-6) par le facteur : $(1 - T)$. T représente donc l'écart entre la valeur expérimentale et la valeur de la section efficace géométrique.

A 360 MeV la transparence est de 10 % ($\sigma_{\text{géo}} = 1400 \text{ mb}$).

2.9 Utilisation des paramètres optiques de la voie élastique pour la description du premier état excité du carbone 12 ($\eta = +$, $J = 2$, $E_x = 4.4$ MeV).

Vue les ambiguïtés introduites par le choix des familles de paramètres optiques (paragraphe 2.2), nous avons mesuré la distribution angulaire inélastique qui mène le système étudié de l'état fondamental au premier état excité dans le but de voir si les familles qui reproduisent bien les données expérimentales élastiques (celles du tableau III.1), reproduisent également convenablement la distribution angulaire du 2^+ .

Si les événements dus à la diffusion élastique sont prédominants, l'interaction responsable de la transition de l'état fondamental vers un état excité peut être traitée comme une perturbation par rapport au potentiel de la diffusion élastique et l'approximation DWBA s'avère alors adéquate pour décrire le problème. Cette approximation a été de nombreuses fois décrite et justifiée, aussi nous nous contenterons de n'en souligner que les aspects importants nécessaires à notre analyse.

1. Section efficace et amplitude de transition.

La section efficace différentielle de diffusion inélastique pour un moment angulaire transféré L est donné par (HOD78) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^2 \frac{\kappa'}{K} \frac{2J'+1}{(2J'+1)(2L+1)} \sum_{\mu = -L}^{\mu = +L} |T_{\mu}^L(\theta)|^2 \quad (\text{III-7})$$

où l'amplitude de transition est :

$$T_{\mu}^L(\theta) = \sum_{\lambda\lambda'} i^{\lambda-\lambda'} \exp\{i(\sigma_{\lambda'} + \sigma_{\lambda})\} \langle \lambda' 0 0 | \lambda 0 \rangle \langle \lambda' L -\mu | \lambda 0 \rangle \times$$

$$\left(\frac{(\lambda-\mu)!}{(\lambda+\mu)!} \right)^{1/2} \cdot P_{\mu}^{\lambda'}(\cos\theta) \cdot F_L^{\lambda\lambda'}$$

où les notations utilisées sont les suivantes :

J : moment angulaire total du canal d'entrée

σ_{λ} : déphasage du potentiel coulombien

λ : moment angulaire orbital

K : nombre d'onde du mouvement relatif

μ : sont les projections azimuthales du moment angulaire transféré

m : masse réduite du système.

* Les quantités primées correspondantes se réfèrent à la voie de sortie.

Les éléments de matrice coulombiens et nucléaires sont définis par les intégrales radiales :

$$F_L^{\lambda\lambda'} = \frac{1}{KK'} \int_0^\infty f_\lambda(Kr) F_L(r) f_{\lambda'}(K'r) dr$$

où les $f_\lambda(Kr)$ sont les fonctions d'ondes radiales entrantes et sortantes des particules. Elles sont solutions de l'équation de Schrödinger comportant un potentiel optique.

2. Facteur de forme et déformations.

L'élément de matrice $F_L(r)$ dépend des états nucléaires initial et final ; il est appelé facteur de forme et peut être déduit à l'aide d'un modèle rotationnel (ou vibrationnel) en déformant le potentiel optique (Relation III-0).

En effet si l'on suppose que la surface du noyau se déforme suivant (PRE62) :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{L,m} \beta_L^m Y_L^m(\theta, \phi) \right)$$

nous pouvons alors faire un développement du potentiel $V(r)$ au 1er ordre par rapport à la déformation β :

$$V(r) = V(r - R(\theta, \phi)) - R_0 Y_2^0(\theta, \phi) \frac{dV}{dr}$$

$$\text{où } \beta = \beta_L^0$$

Le facteur de forme apparaît comme une somme d'un terme coulombien et d'un terme nucléaire, et s'écrit :

$$F_L(r) = F_L^C(r) + F_L^N(r)$$

où :

$$F_L^C(r) = \frac{4 \sqrt{Z_1} e^{-B(EL)}}{2L+1} \times \begin{cases} r^{-L-1} & \text{pour } r \geq R_c \\ r^L R_c^{-2L-1} & \text{pour } r < R_c \end{cases}$$

Z_1 charge du projectile

$$R_c = 1.3 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

et

$$F_L^N(r) = (\beta_{NR}) U_0 \frac{df(r)}{dr} + i (\beta_{NR}) W_0 \frac{dg(r)}{dr} \quad (\text{III-8})$$

La déformation de matière β_{NR} est très voisine de celle d'une distribution de charge (β_{cR_c}) qui est reliée à la probabilité de transition électromagnétique réduite :

$$B(EL) = \left(\frac{3}{4\pi} Z_2 e R_c^L \right)^2 \beta_c^2 R_c^2 \quad (\text{III-9})$$

Au 1er ordre des perturbations les deux modèles rotationels et vibrationnels donnent les mêmes résultats.

3. Résultats.

Nous avons donc mesuré et analysé la distribution angulaire de la section efficace du 1er état excité 2^+ , $E_x = 4.4$ MeV du ^{12}C .

Pratiquement pour tous les angles la mesure du nombre d'événements correspondants à cette énergie d'excitation a été facilitée par la stabilité et la très bonne résolution du faisceau.

Un des spectres obtenus (sans conditionnement et avec conditionnement) est montré sur la figure III.11.

La distribution angulaire inélastique théorique a été calculée à l'aide du programme DWUCK (KUN75) qui utilise les paramètres du modèle optique.

(a)

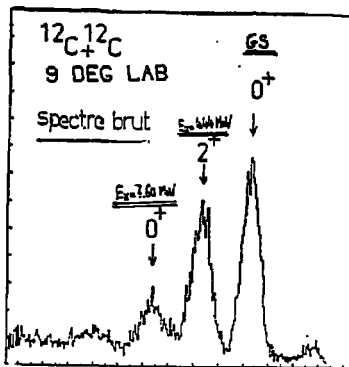


Fig. III-11-A

Spectre de localisation horizontale à l'angle de diffusion 9° Lab.

(b)

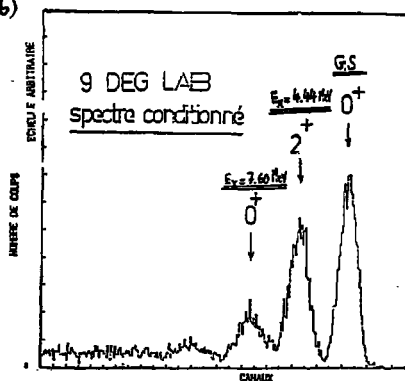


Fig. III-11-B

Résultat d'une sélection des événements bruts (figure du dessus) par des fenêtres en temps de vol (TOF) et perte d'énergie (ΔE).

Sur la figure III.12 est montré, comme exemple, le résultat de l'analyse en DWBA obtenu en utilisant le potentiel E du tableau III.1 ($V_{OPT} = 120$ MeV) où le paramètre β choisi est celui de la référence (STE65) égal à 0.6.

Nous constatons que la distribution angulaire du 2^+ obtenue à l'aide des paramètres choisis reproduit très bien les données inélastiques expérimentales.

Nous remarquons par ailleurs, que les paramètres optiques correspondant aux faibles valeurs du $CHI2$ par point ($80 < V(\text{MeV}) < 200$) rendent également bien compte de cette distribution angulaire inélastique.

Les calculs DWBA et les données inélastiques ne permettent donc pas de lever l'ambiguïté discrète des familles de paramètres optiques.

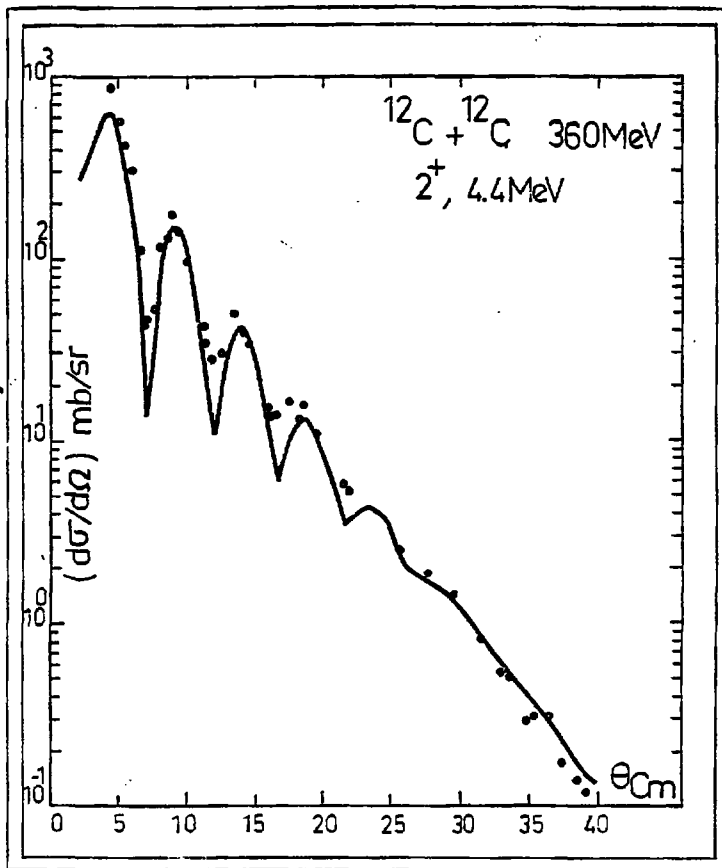


Fig. III-12

Distribution angulaire inélastique du 2^+ . (Les barres d'erreurs sont de la taille des points (5%). La courbe représente le résultat de l'analyse en DWBA avec les paramètres de la famille E du tableau III-1.

2.10 Evolution du potentiel imaginaire W_{OPT} en fonction de l'énergie incidente.

1. Introduction.

Nous avons fait cette étude à trois énergies différentes :

** $E_{LAB} = 161$ MeV (13.4 MeV/A), données communiquées par Berkeley Laboratory que nous avons analysées à l'aide du modèle optique avec le code SPI.

** $E_{LAB} = 360$ MeV (30 MeV/A)

** $E_{LAB} = 1016$ MeV (84.6 MeV/A), données obtenues au CERN (Février 1982) et analysées par M. Buenerd.

2. Données de Berkeley : La distribution angulaire de la section efficace élastique rapportée à la section efficace de Mott est donnée sur la figure III.13.

2.a) Paramètres optiques.

Les paramètres optiques qui reproduisent bien les données expérimentales sont rassemblés dans le tableau III.2

2.b) Etude du $CHI2/N$. (voir figure III.14)

Nous remarquons l'existence d'un minimum local tous les 80 à 100 MeV de profondeur de puits réel (ambiguïté discrète). Dans ce cas la relation $VR^4 = cte$ (voir paragraphe A.2) reste valable.

La profondeur moyenne de puits imaginaire obtenue est de 29 MeV. Celle ci a été déterminée par la formule :

$$W_{moy} = \frac{\sum_i (x^2/N)_i W_i}{\sum_i (x^2/N)_i} \quad (III-10)$$

où la sommation sur l'indice i porte sur l'ensemble des douze familles du tableau III-2.

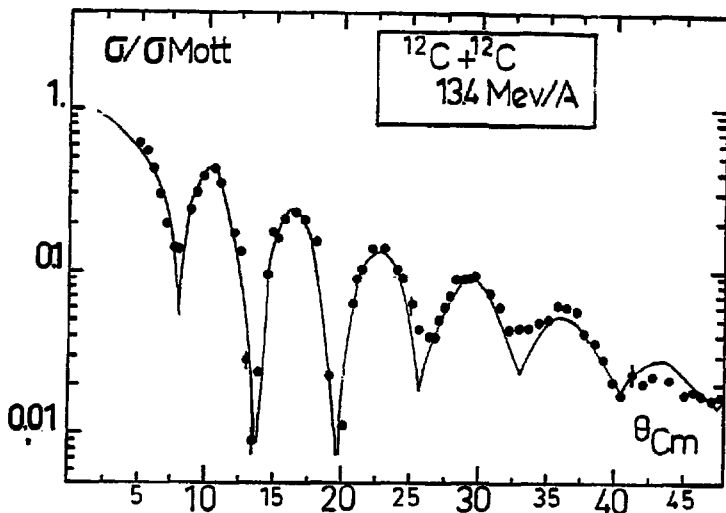


Fig. III-13

Données expérimentales $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 13.4 MeV/A. La courbe est le résultat d'un calcul en modèle optique avec la famille n° 5 des paramètres du tableau III-2.

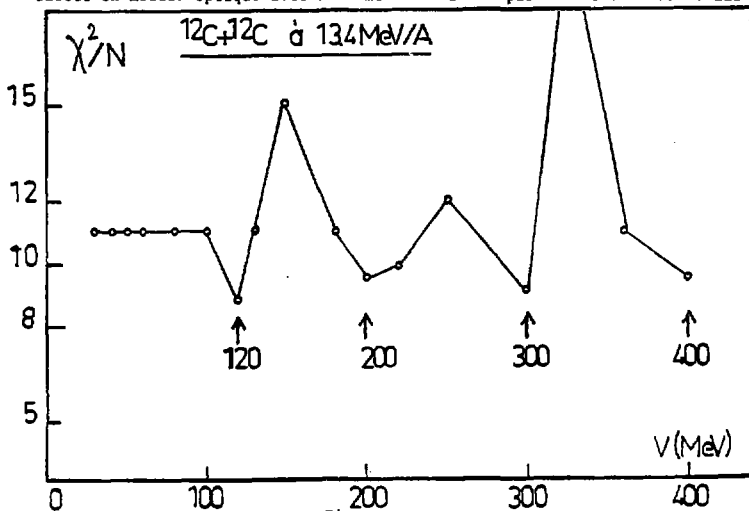


Fig. III-14

résultat du CH12 par point à $E_i = 13.4$ MeV.

Tableau III-2

N°	V (MeV)	r_r (fm)	a_r (fm)	W (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N	L1/2	
1	40.	1.072	.664	28.53	1.031	.7684	1465	11	31	
2	60.	.984	.732	41.23	1.035	.644	1398	11	-	
3	80.	.917	.764	41.43	1.04	.639	1400	11	-	
4	100.	.863	.785	30.78	1.092	.632	1404	11	-	
5	120.	.813	.80	24.08	1.1162	.659	1416	8.9	-	*
6	180.	.753	.788	28.56	1.10	.633	1411	11	-	
7	200.	.709	.819	27.026	1.10	.641	1406	9.5	-	*
8	250.	.70	.78	37.09	1.06	.645	1417	12	-	
9	280.	.663	.80	26.42	1.117	.629	1405	9.3	-	*
10	300.	.631	.822	25.97	1.116	.629	1401	9.1	-	*
11	360.	.64	.778	33.52	1.081	.639	1417	11	-	
12	400.	.60	.80	28.05	1.114	.624	1408	9.5	-	*

- indique que la valeur obtenue est identique à la précédente.

* L'étoile représente un minimum local du χ^2/N .

La section efficace de réaction est pratiquement indépendante du jeu de paramètres qui reproduisent les données expérimentales ; sa valeur moyenne est de 1400 mb et est égale à la limite géométrique.

Le moment orbital relatif pour lequel la fonction de transparence $T_R = 0.5$ est égal à 31. ($L1/2 = 31$).

3. Résultats à $E_{LAB} = 1016 \text{ MeV}$.

L'analyse en modèle optique obtenue par M. Buenerd (BUE82) a donné les résultats suivants : (voir figure III.15).

- Les paramètres optiques sont rassemblés dans le tableau III.3

N°	V (MeV)	r_r (fm)	a_r (fm)	W (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	χ^2/N	σ_r (mb)
a	15.	1.24	.54	39.	1.03	.47	13	970
b	40	1.02	.63	34.	1.0	.52	12	1000
c	80	.80	.74	42.	.90	.73	3.8	1026
d	120	.70	.85	46.8	.96	.60	2.7	1022
e	200	.54	.95	43.8	1.	.53	5.3	1000

Tableau III.3

- Nous avons estimé le potentiel imaginaire moyen à l'aide de la formule III-10 en nous servant des familles c, d, e : $W_{\text{moy}} = 45 \text{ MeV}$
- La section efficace de réaction est d'environ 1000 mb ; celle ci ne dépend pas du jeu de paramètres. La transparence est de 28 %.
- L'arc en ciel nucléaire pourrait se situer entre 10 degrés et 17 degrés (centre de masse).

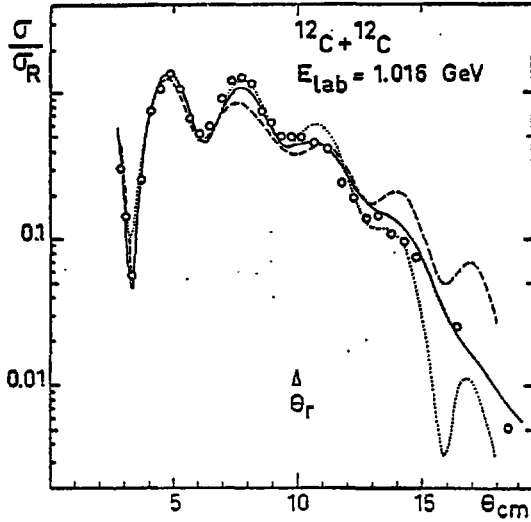


Fig. III-45

Rapport section efficace élastique sur section efficace coulombienne pour $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 1016 MeV. Les points expérimentaux sont comparés aux calculs en modèle optique (BUE82).

Les trois courbes correspondent à des potentiels réels de 15 MeV (traits discontinus), 80 MeV (traits pleins) et 200 MeV (pointillés).

4. Discussion et remarques.

Parmi les différentes familles de paramètres reproduisant bien la diffusion élastique $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ aux trois énergies incidentes citées précédemment, on peut remarquer qu'il en existe une en particulier ayant sensiblement la même partie réelle ($V_{\text{opt}} \approx 120$ MeV, r_r et a_r peu sensibles à la variation d'énergie incidente), mais des parties imaginaires différentes. Nous avons regroupés ces potentiels dans le tableau III-4.

E_i (MeV)	V (MeV)	r_r (fm)	a_r (fm)	W (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	θ_R (deg)	σ_R (mb)	χ^2/N
161.10	120	.813	.80	24.08	1.11	.659	-	1416	8.9
360	120	.794	.70	47.53	.925	.72	49°5	1259	5.9
1016	120	.70	.85	46.8	.965	.60	16°7	1022	2.7

Tableau III-4

- Des potentiels imaginaires à basse énergie (< 12 MeV/A) ont été extraits de l'analyse en modèle optique effectuée par STOKSTAD (STO79).

Si l'on porte sur un diagramme les profondeurs imaginaires obtenues à basse énergie et celles que l'on a déduites de notre analyse aux trois énergies incidentes : 13,4 MeV/A, 30 MeV/A, 84,6 MeV/A, nous pouvons remarquer que W croit presque linéairement en fonction de l'énergie incidente jusqu'à 30 MeV/A, puis que cette dépendance en énergie semble s'estomper pour les énergies plus hautes. (voir figure III.16)

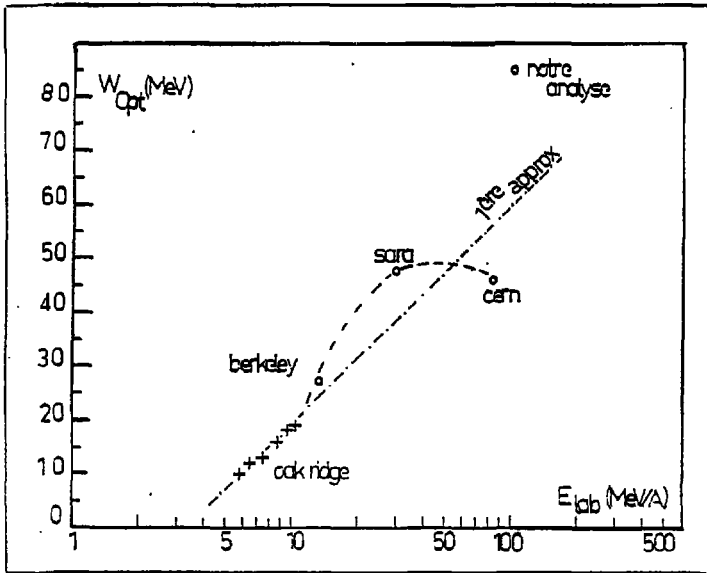


Fig.III-16

Evolution du potentiel imaginaire en fonction de l'énergie incidente.

- Les potentiels représentés par des croix (x) sont extraits de la référence ST079.
- Les ronds résultent de notre analyse avec le code SPI.
- La ligne brisée correspond à un prolongement linéaire (1ère approximation) des résultats obtenus à basse énergie .

5. Conclusions.

L'étude du système carbone-carbone aux trois énergies nous permet de faire les remarques suivantes :

- il est possible de décrire l'attraction nucléaire aux trois énergies avec un puits réel de 120 MeV dont la géométrie (rayon et diffusivité) varie assez peu avec l'énergie incidente du projectile.
- Le potentiel imaginaire croît très vite jusqu'à 360 MeV d'énergie incidente, par la suite il semble atteindre une valeur limite (~ 50 MeV).

Ces résultats montrent en particulier que dans le domaine d'énergie situé entre 15 et 40 MeV/A, où Orland et Schaeffer (ORL76, ORL78) prédisent l'existence des deux phénomènes de friction, à un corps (à basse énergie l'excitation du noyau cible est due à l'ensemble des nucléons du projectile) et à deux corps (l'excitation de la cible est le résultat de frictions par collisions individuelles nucléon sur nucléon), la dissipation d'énergie représentée par le potentiel optique imaginaire W est une fonction croissante de l'énergie.

Il faut signaler que ces conclusions doivent être envisagées avec beaucoup de précautions à cause des ambiguïtés dues à l'absorption qui fait que l'interaction n'est sensible qu'à la queue des potentiels et de l'incapacité à contrôler les conséquences de la variation d'un paramètre sur les autres.

CHAPITRE IV

DETERMINATION DE RAYONS D'ABSORPTION FORTE ET DE SECTION EFFICACE DE REACTION PAR LE MODELE DE DIFFUSION ELASTIQUE PROPOSE PAR BLAIR

1 - INTRODUCTION

Pour un système de particules où les effets du coulombien restent faibles, et pour des énergies incidentes assez élevées, telle que la longueur d'onde incidente est inférieure aux dimensions nucléaires, le modèle de Blair ou modèle du disque noir rend bien compte qualitativement des phénomènes observés.

2 - HYPOTHESES DU MODELE

Le modèle considère que le centre diffuseur est assimilable à un disque absorbant de rayon R_0 perpendiculaire au trajet du faisceau incident. Cette hypothèse de départ a été conçue par analogie au phénomène de diffraction de la lumière qui a lieu lorsque la longueur d'onde incidente est inférieure aux dimensions de l'ouverture circulaire. L'amplitude de diffusion d'une onde de moment incident k , et de moment diffusé k' vers un angle θ est donnée par la relation (BLA65)

$$f(\theta) = \frac{ik}{4\pi} (1 + \cos\theta) \int_S \exp(iqr) \, ds \quad (\text{IV-1})$$

avec q : moment transféré.

Son module au carré donne la section efficace élastique :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = (kR_0)^2 \frac{J_1^2(kR_0 \theta)}{(kR_0 \theta)^2} \quad (\text{IV-2})$$

R_0 : rayon du disque

où k : est le vecteur d'onde incidente

θ : est l'angle de diffusion dans le C.M

J_1 : est la fonction de Bessel d'ordre 1.

Afin de mieux reproduire les sections efficaces correspondant aux plus grandes impulsions transférées, il faut considérer le disque noir comme ayant un bord diffus qui représenterait une zone de transition (zone grise) entre l'absorption et la transparence.

Si on paramétrise les éléments de la matrice de diffusion de la façon suivante (FVE63) ; la partie réelle du coefficient de réflexion par :

$$\text{Re } S_L = g(t) \quad (\text{IV-3})$$

et sa partie imaginaire par :

$$\text{Im } S_L = \frac{pdg(t)}{dt} \quad (\text{IV-4})$$

avec $t = L + \frac{\lambda}{2}$

et si l'on choisit pour $g(t)$ une forme de Woods-Saxon telle que :

$$g(L + \frac{\lambda}{2}) = \left(1 + \exp \left[(L - L_0) / \Delta \right] \right)^{-1} \quad (\text{IV-5})$$

où Δ est une épaisseur de surface (kd) dans l'espace des phases,

alors cette épaisseur de surface Δ peut être reliée à une distance d dans l'espace de configuration par la relation (RAS80) :

$$d = \frac{a_c^2 + a_p^2}{R \frac{\lambda}{2}} \times \frac{1}{4 \ln 2} = 0.3607 \frac{(a_c^2 + a_p^2)}{R \frac{\lambda}{2}}$$

a_c et a_p sont reliés aux rayons quadratiques moyens de charge des cibles et projectiles par la relation :

$$a = (1.5)^{-\frac{1}{2}} r_{ms}$$

Cette façon de paramétriser les coefficients de réflexion (relations IV-3, IV-4, IV-5), introduit un facteur d'amortissement dans l'expression de la section efficace qui s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{(kR_0^2)^2}_{\text{disque noir}} \frac{J_1^2(kR_0\theta)}{(kR_0\theta)^2} \times \underbrace{F_1^2(k.\Delta.\theta)}_{\text{bord diffus}} \quad (\text{IV-6})$$

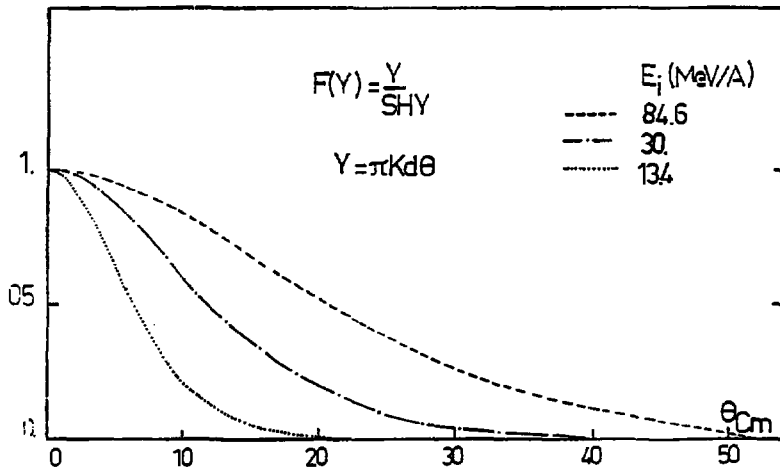
F représente la fonction d'atténuation et son expression est :

$$F_1(k\Delta\theta) = \frac{\pi \cdot \Delta \cdot \theta}{\text{Sh}(\pi \cdot \Delta \cdot \theta)}$$

Celle-ci est représentée sur la figure IV-1.

Fig. IV - 1

Allure des fonctions d'atténuation
en fonction de l'angle de diffusion (CM)
du système carbone-carbone aux
trois différentes énergies incidentes.



3 - RESULTATS OBTENUS

Les distributions angulaires calculées à l'aide de ce modèle par la relation (IV-6) sont portées sur les figures IV-2, IV-3 et IV-4 pour les différentes énergies, respectivement 13.4 MeV/A, 30 MeV/A et 84.6 MeV/A.

Elles présentent donc la caractéristique oscillatoire d'une figure de diffraction. L'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales des sections efficaces différentielles n'est bon que pour les deux premières oscillations.

Cet accord se dégrade pour les angles supérieurs, ce qui est prévisible à cause des hypothèses de ce modèle qui ignore les effets coulombiens et les effets réfractifs.

La zone où l'accord est bon nous permet d'extraire le rayon du disque absorbant. Celui-ci est obtenu grâce à la relation donnant le premier zéro de la fonction de Bessel J_1 :

$$kR_{\text{abs}} \theta = 3.8317$$

ou par l'espacement des minima :

$$kR_{\text{abs}} (\Delta\theta) = \pi$$

θ_1 est la position angulaire du premier minimum de diffraction,

$\Delta\theta$ est l'écart angulaire entre deux minima de diffraction.

En faisant varier le rayon d'absorption forte qui constitue donc un paramètre libre, nous réalisons un ajustement du premier minimum de la section efficace élastique calculée (relation IV-6), à celui de la section efficace élastique expérimentale.

Résultats :

E_1 (MeV)	R_{abs} (fm)	$P_{\frac{1}{2}}^{\text{Mo}}$ (fm)	d (fm)	πR_{abs}^2 (mb)	$\pi R_{\frac{1}{2}}^2$ (mb)	σ_r^{Mo} (mb)
161.10	6.91	6.88	.39	1500	1487	1400
360.	6.19	6.19	.45	1203	1203	1280
1016.	5.55	5.55	.51	970	970	1000

CONCLUSION

Sur ces trois exemples nous remarquons que le modèle simple permet de retrouver presque exactement le rayon d'absorption forte extrait de la fonction de transparence du modèle optique déjà défini dans le chapitre III, relation III-5.

La surface de recouvrement des deux noyaux (πR_{abs}^2) exprimée en millibarns est voisine de la section efficace obtenue par le modèle optique.

Ceci constitue un renseignement très utile pour extraire facilement la section efficace d'une réaction qui présente une distribution angulaire élastique ayant l'allure d'une diffraction de Fraunhofer.

Il est donc primordial de déterminer expérimentalement le premier minimum de la distribution angulaire avec la plus grande précision possible.

Fig. IV - 2

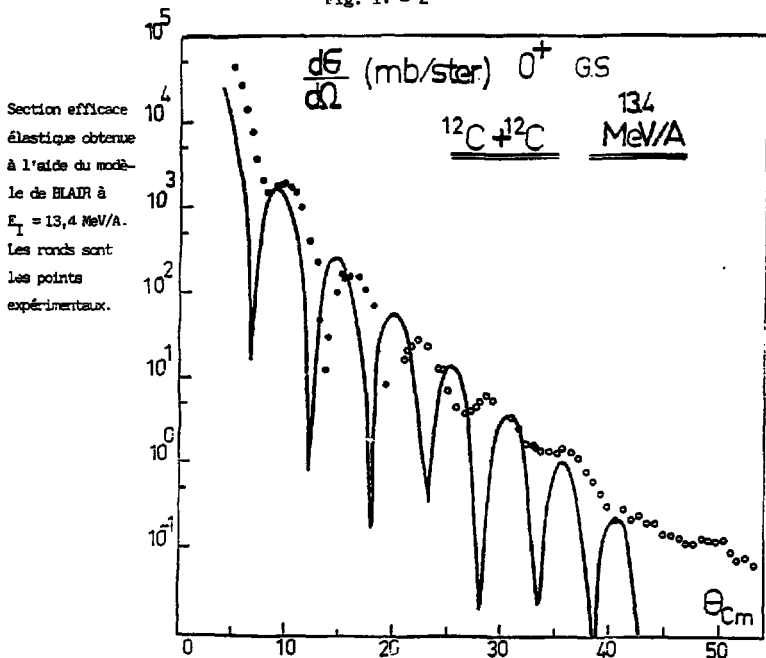


Fig. IV - 3

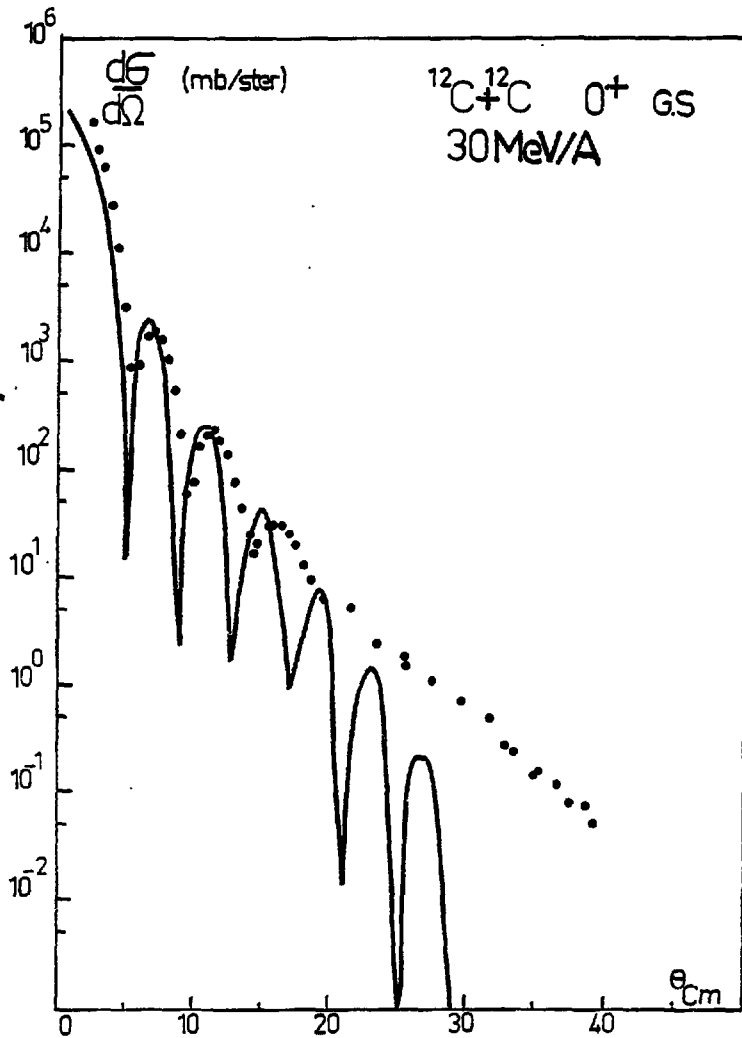


Fig. IV - 4

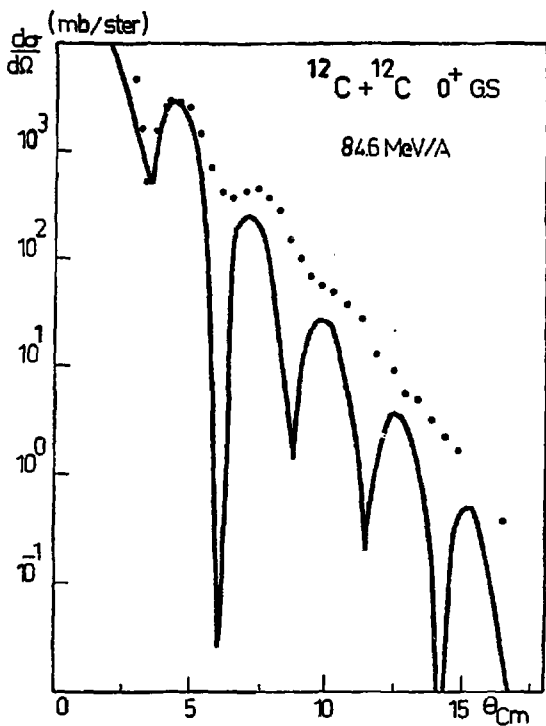


Fig. IV - 3 , Fig. IV - 4 : A ces deux énergies (30 et 84,6 MeV/A) les distributions angulaires élastiques calculées à l'aide du disque noir (trait plein) ne reproduisent que la partie avant (diffractive) des distributions angulaires expérimentales.

*Savoir que l'on sait ce que l'on sait,
et savoir que l'on ne sait pas ce que
l'on ne sait pas : voilà la véritable
science.*

Confucius

METHODE SEMI-CLASSIQUE

CHAPITRE V

LE MODELE DE KAROL

V - 1 DESCRIPTION

A - INTRODUCTION

C'est un modèle permettant un calcul de section efficace de réaction noyau sur noyau par la méthode du modèle optique semi-classique de Fernbach, Serber et Taylor (FER49) qui utilise comme ingrédient de base la section efficace expérimentale de collisions nucléon-nucléon.

Il a surtout été adapté et utilisé pour des systèmes interagissant à haute énergie ($E > 1$ GeV). En effet ne sont pas pris en compte, dans cette théorie, les effets coulombiens, ceux du mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau, et ceux du principe d'exclusion de Pauli. Néanmoins, nous verrons que le modèle fournit des résultats en accord avec ceux obtenus par les mesures directes et par le modèle optique, dans un domaine d'énergie compris entre 10 et 100 MeV/A.

B - FONCTION DE TRANSPARENCE.

La fonction de transparence est calculée en supposant que les interactions noyau-noyau résultent de collisions individuelles nucléon-nucléon dans la région de recouvrement spatial du projectile et de la cible. Les projectiles et les cibles sont assimilés à des sphères de densité nucléaire uniforme à l'intérieur, mais présentant des bords diffus.

La fonction de transparence représente la probabilité qu'un ensemble de nucléons dn confinés dans un volume dr , autour du paramètre d'impact b , se propageant sur un trajet Oz , réémerge de la collision après avoir subi un certain nombre de chocs dN avec les nucléons du noyau cible. Ce nombre de collision s'écrit :

$$dN = dn \cdot \rho_c(b, z) \bar{\sigma} dz$$

où $dn = \rho_p(b, z) dz$

et $\bar{\sigma}$ est la section efficace moyenne de diffusion nucléon-nucléon.

si $P(z)$ est la probabilité de trouver ces dn nucléons à la distance z , la probabilité de les trouver en $z + dz$ devient :

$$P(z+dz) = P(z) - P(z) \cdot dN(b, z)$$

$$\text{ou bien } P(z+dz) = P(z) (1 - dN(b, z))$$

d'où la probabilité de réémergence :

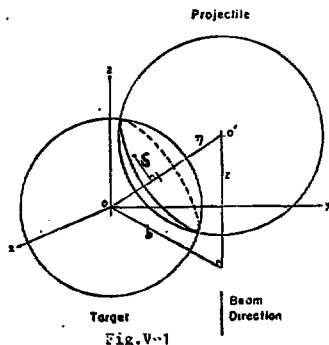
$$\frac{dP}{P} = - dN(b, z) = -\rho_c \rho_p \bar{\sigma} dz d\tau$$

La probabilité totale est obtenue en intégrant sur le parcours total z et sur le volume de recouvrement, qui moyennant le changement de variable

(s, n) (voir figure V.1) est égal à : $d\tau = 2\pi s ds dn$; d'où la probabilité de transmission au paramètre d'impact b :

$$P(b) = \exp \left[- \bar{\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} 2\pi dn \int_0^a \rho_c(b, z, s, n) \rho_p(b, z, s, n) s ds \right]$$

$P(b)$ est aussi appelée fonction de transparence, que l'on notera $T(b)$. Elle exprime la perte de flux dans la voie élastique par collision nucléon-nucléon le long de la trajectoire rectiligne de paramètre d'impact b .



Le projectile se meut sur une trajectoire rectiligne à un paramètre d'impact b . Au contact, les centres des deux sphères représentant la cible et le projectile sont éloignés de $n = OO'$. s est la distance de la projecteur d'un point quelconque de la surface de contact sur le segment OO' .

La section efficace moyenne de collision nucléon-nucléon est définie par :

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}(E) = & \left[\frac{Z_c}{A_c} \frac{Z_p}{A_p} + \frac{N_c}{A_c} \frac{N_p}{A_p} \right] \sigma_{ii}(E) \\ & + \left[\frac{Z_c}{A_c} \frac{N_p}{A_p} + \frac{Z_p}{A_p} \frac{N_c}{A_c} \right] \sigma_{ij}(E) \end{aligned} \quad (V-1)$$

où σ_{ij} et σ_{ii} sont les sections efficaces expérimentales de diffusion proton-neutron et proton-proton, Z_i et A_i sont respectivement les charges et nombres de masse du projectile ou de la cible.

$E = E_p/A_p$ avec E_p = énergie du projectile dans le laboratoire.

*C - CHOIX DES DENSITES NUCLEAIRES.

Il est important de reproduire correctement la partie de surface des densités des deux noyaux.

Pour les ions légers (jusqu'aux masses 40), la distribution nucléaire est prise de forme gaussienne.

$$\rho(R) = \frac{A}{a^3} e^{- (R/a)^2} \quad (V-2)$$

où $a = (1.5)^{-1/2}$ Rms (Rms : rayon quadratique moyen de charge)

A = nombre de masse.

Pour les noyaux plus lourds, l'interaction se produit surtout en surface, à cause de l'absorption; pour en rendre compte on choisit pour distribution nucléaire une gaussienne que l'on normalisera par un ajustement en surface sur une distribution de Fermi du type :

$$\rho(R) = \rho_0 \{ 1 + \exp(R-c)/4.4 t \}^{-1} \quad (V-3)$$

t est définie comme l'épaisseur de surface des densités nucléaires (Fig. V-2) Celle-ci est fonction d'un paramètre z : $t = 4 z \ln 3$, qui est tabulé (DEJ74), c représente le rayon de densité moitié et est souvent pris égal à : $1.07 A^{1/3}$.

Un facteur de normalisation $\rho(0)$ est donc introduit dans l'expression de la gaussienne : $\rho(R) = \rho(0) e^{-R^2/a^2}$ (V-4)
 L'égalisation des relations(V-3)et(V-4) aux distances c , et $c + t/2$ nous fournit la valeur de $\rho(0)$ et les égalités suivantes :

$$\rho(0) = \frac{1}{2} \rho_0 \exp(c/a)^2$$

$$\rho_0 = \frac{3A}{49c^3 (1 + \sqrt{t^2/19.36c^2})}$$

$$a^2 = \frac{4ct + t^2}{k}$$

$$k = 4\ln 5 = 6.4377$$

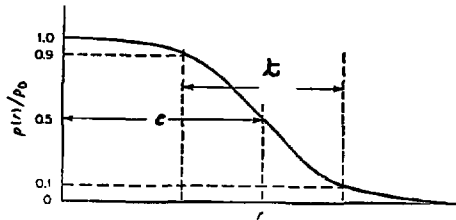


Fig.V-2

Fonction de Fermi (équation V-3) utilisée pour décrire la densité nucléaire des noyaux lourds ($A > 40$).

ce choix de densité donne pour résultat une fonction de transparence qui s'exprime par la relation:

$$T(b) = \exp \left\{ - \frac{\bar{\sigma} \sqrt{c}^2 \rho_c(0) \rho_p(0) a_c^3 a_p^3}{10 (a_c^2 + a_p^2)} \cdot \exp - \frac{b^2}{a_c^2 + a_p^2} \right\} \quad (V-5A)$$

en posant $\beta = \frac{1}{a_c^2 + a_p^2}$

$$\alpha = \frac{\bar{\sigma} \sqrt{c}^2 \rho_c(0) \rho_p(0) a_c^3 a_p^3}{10 (a_c^2 + a_p^2)} \quad (V-5B)$$

on obtient : $T(b) = \exp(-\alpha \exp(-\beta b^2))$

Le paramètre d'impact correspondant à une probabilité de réemergence dans la voie élastique égale à 0.5 ($T(b_{1/2}) = 0.5$) est :

$$b_{1/2} = \left(-\frac{1}{\beta} \text{Log} (0.693/\alpha) \right)^{1/2} \quad (V-6A)$$

D - SECTIONS EFFICACES DE REACTION.

La probabilité d'absorption est le complément à 1, de la probabilité de transmission par la voie élastique :

$$P_{\text{abs}}(b) = 1 - P_{\text{trans}}(b)$$

La section efficace de réaction s'obtient en intégrant cette probabilité d'absorption sur tous les paramètres d'impact incidents et s'écrit :

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - T(b)) b \, db$$

ou bien

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^{\infty} \left[1 - \exp(-\alpha \exp(-\beta b^2)) \right] b \, db$$

En évaluant l'intégrale sur b, on trouve :

$$\sigma_R = 10\pi \left(a_c^2 + a_p^2 \right) \left(E_1(\alpha) + (\text{Log} \alpha) + \gamma \right) \quad (V-6B)$$

$E_1(\alpha)$ est une fonction exponentielle intégrale dont les valeurs sont tabulées dans la référence (ABR68).

γ = constante d'Euler = 0.5772...

E - RÉSULTATS OBTENUS AVEC LA FORMULE DE KAROL.

E.1 : section efficace moyenne de diffusion nucléon-nucléon et paramètre d'impact.

Nous avons paramétrisé les sections efficaces proton-proton et neutron-proton schématisées sur la figure V-3 dans la zone d'énergie comprise entre 12 et 90 MeV/A par les expressions

$$\sigma_{pp} = (3.35 \cdot 10^3 \cdot E_p^{-1.048}) \text{ mb}$$

$$\sigma_{np} = (1.66 \cdot 10^4 \cdot E_p^{-1.19}) \text{ mb}$$

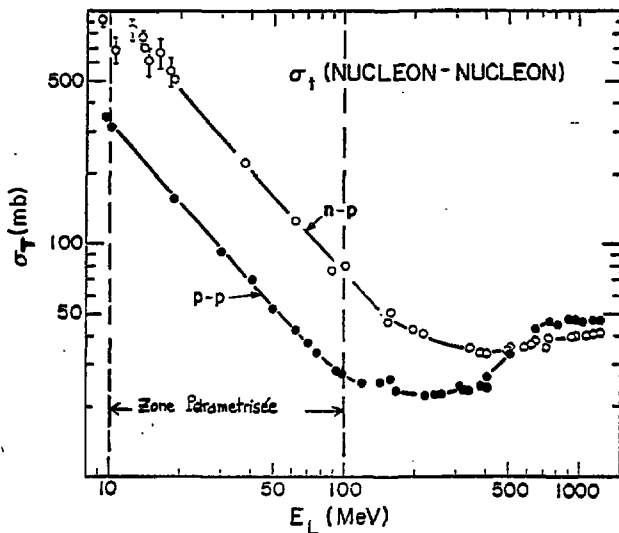


Fig.V-3

Les paramétrisations de σ_{pp} et σ_{np} n'ont lieu que dans la zone de décroissance exponentielle de σ_T .

La section efficace moyenne $\bar{\sigma}$ de diffusion nucléon-nucléon a été calculée par la relation V-1.

Dans le cas du noyau carbone 12, le rayon quadratique moyen (Rms) choisi est celui de la référence (HOF63) :

$$\text{Rms } ({}^{12}\text{C}) = 2.369 \text{ fm.}$$

ce qui nous donne :

$$a = (1.5)^{-1/2} \text{ Rms} = 1.935 \text{ fm.}$$

La densité est : $\rho(R) = .2974 \exp - (R/1.935)^1$ en fm^{-3}

Ces valeurs sont portées dans la relation V-5A qui définit la fonction de transparence. Celle-ci est tracée pour le même système à diverses énergies (13.4 MeV/A, 30 MeV/A, 84.6 MeV/A), en fonction du moment orbital L: (fig. V-4).

Il apparaît sur cette figure une zone de transparence qui s'épaissit au fur et à mesure que l'énergie de bombardement augmente. On remarquera le très bon accord de ces fonctions de transparence avec celles obtenues par le modèle optique pour des potentiels réels de 120 MeV aux trois énergies.

Les paramètres d'impact $b_{1/2}$ déduits pour $T(b) = 0.5$ sont rassemblés dans le tableau V-1

E/A (MeV)	Karol $b_{1/2}$ (fm)	MO $R_{1/2}$ (fm)	MO $L_{1/2}$
13.4	6.91	6.88	31
30	6.35	6.19	43
84.6	5.55	5.55	66

Tableau V-1

Sont aussi portées sur ce tableau les valeurs des rayons d'absorption forte déduits du modèle optique (MO) (Relation III-3); nous pouvons remarquer que ces valeurs sont très voisines des paramètres d'impact $b_{1/2}$ obtenus avec le modèle de Karol.

E-2 : Sections efficaces de réaction.

a) Projectile carbone 12 avec une énergie incidente de 30 MeV par nucléon.

i) Le calcul de la section efficace de réaction à l'aide de la relation V-6B a donné le résultat suivant : $\sigma_R = 1322$ mb.

On remarque que cette valeur est très proche des valeurs obtenues soit par la mesure directe (par atténuation du faisceau) : $1315 \text{ mb} \pm 40 \text{ mb}$ (KOK83), soit par notre analyse des données élastiques à l'aide du modèle optique : 1260 mb.

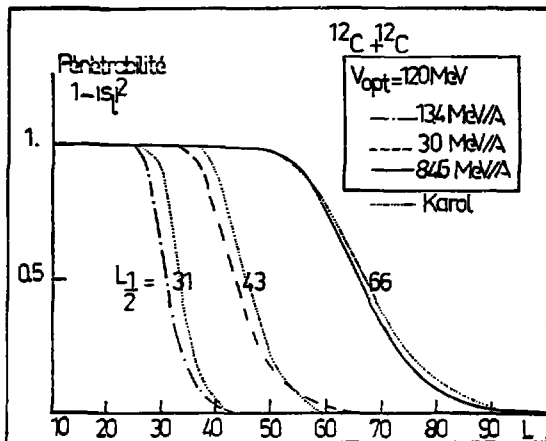


Fig.V-4

Fonctions de transparence $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à diverses énergies comparées avec celles obtenues en modèle optique, en fonction du moment orbital relatif L.

Les valeurs $L_{\frac{1}{2}}$ sont obtenues par le modèle optique, où l'on prend la fonction de transparence égale à 0,5.

ii) Quelques prédictions.

Vu le succès de cette méthode nouvelle et rapide, nous nous sommes proposés de calculer les sections efficaces de réaction de divers noyaux cibles avec un même projectile (^{12}C) possédant une énergie de 30 MeV/A (Fig. V-5)

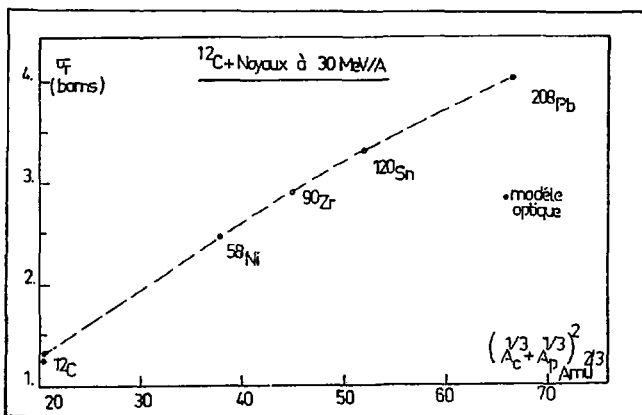


Fig. V-5

Prédictions de sections efficaces de réaction à 30 MeV/A ($^{12}\text{C} + \text{Noyaux}$) estimées à l'aide de la formule V-6B .

Etant donné l'inexistence de résultats expérimentaux à cette énergie, nos calculs représentent une éventuelle prédiction des valeurs de section efficace de réaction.

b) Projectile $^{12}\text{C} + \text{Noyau à } 84.6 \text{ MeV/A}$.

Les sections efficaces de réactions calculées par la méthode décrite plus haut sont rassemblées dans le tableau V-2 et reportées sur

la figure V-6. Elles sont comparées aux valeurs obtenues par les deux autres méthodes (Mesures directes et modèle optique).

Tableau V-2

cible	σ_R (calculé) (mb)	σ_R (direct) (mb)	σ_R (M.O) (mb)
$^{12}_C$		960 ± 25	$1000 \pm^{50}_{250}$
$^{27}_{Al}$	1448	1390 ± 40	-
$^{40}_{Ca}$	1745.7	1550 ± 60	1523
$^{54}_{Fe}$	1964.8	1815 ± 100	-
$^{56}_{Fe}$	2047.8	1810 ± 150	-
$^{64}_{Zn}$	2190.66	1900 ± 140	-
$^{66}_{Zn}$	2230.54	2010 ± 140	-
$^{68}_{Zn}$	2223.25	2120 ± 140	-
$^{89}_Y$	2464.6	2020 ± 160	2231
$^{208}_{Pb}$	3635	-	2564

- le tiret indique qu'il n'existe pas encore de données élastiques avec ces cibles.

Pour les masses allant jusqu'à $A = 89$, les trois méthodes donnent des résultats assez voisins. Pour les noyaux plus lourds on peut voir qu'il existe jusqu'à présent peu de valeurs expérimentales et que dans le cas du plomb la section efficace de réaction obtenue par le modèle optique est bien inférieure à la valeur calculée. Néanmoins nous devons signaler que la valeur obtenue par le modèle optique peut être entachée d'une erreur due à l'imprécision sur la détermination de l'angle de diffusion lors de la prise des données élastiques.

De toute façon il apparaît clairement que le modèle de Karol "marche" moins bien pour les cibles lourdes ; ceci s'explique par le fait que pour ces systèmes, le coulombien (dont on ne tient pas compte) prend des proportions non négligeables et contribue à distordre fortement les trajectoires empêchant par là les projectiles incidents d'être absorbés.

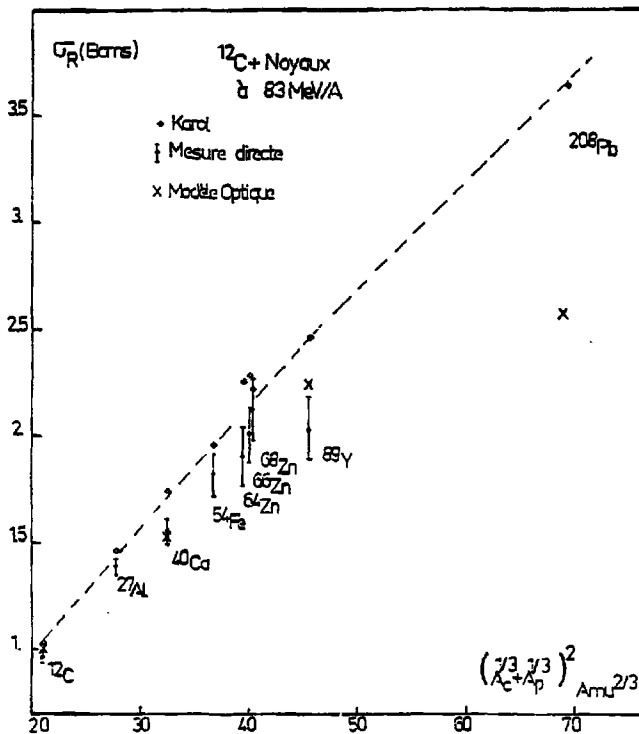


Fig.V-6

Les valeurs des sections efficaces de réaction sont portées en fonction de la quantité $(A_C^{1/3} + A_P^{1/3})^2$ à 83 MeV. Nous remarquons que l'accord entre les valeurs de σ_R obtenues par la formule V-6B et expérimentales a lieu pour les ions de masse inférieures ou égales à $A = 89$.

CONCLUSION.

La méthode proposée par Karol pour le calcul des sections efficaces de réactions fournit des résultats satisfaisants en accord avec les mesures expérimentales pour les noyaux de masse $A \leq 89$.

Cette méthode a l'avantage de présenter une forme analytique simple et s'avère d'un grand intérêt pour les prédictions des valeurs de sections efficaces de réaction dans la zone des énergies de transition (10 à 100 MeV/A).

Il est à noter que cette approche confirme le fait que dans une collision Noyau-Noyau, tout se passe comme si la section efficace de réaction était la somme des contributions individuelles dues aux collisions nucléon-nucléon.

A ces énergies, et pour des systèmes pas trop lourds, cette théorie met en évidence la faible contribution du principe de Pauli et du mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau.

V-2 - LIEN AVEC LA MECANIQUE QUANTIQUE ET INFORMATIONS SUR LES DEPHASAGES
ET LA DIFFUSION ELASTIQUE.

La formule de la section efficace de réaction de Karol est une formule semi-classique. Vu le succès de ce modèle (exposé dans le paragraphe V-1) dans la région des énergies intermédiaires qui a permis de confirmer les effets de transparence, nous avons alors fait un parallèle avec la théorie quantique de la diffusion pour extraire les coefficients de réflexion et les déphasages donnés par cette approche et tenter de décrire la diffusion élastique du système carbone 12 sur carbone 12 à diverses énergies.

A - EXPOSE DU PROBLEME.

<u>Théorie quantique</u>	<u>Liens</u>	<u>Théorie semi-classique</u>
Section efficace de Réaction		
$\sigma_R = \pi \lambda^2 \sum_L (2L+1) (1 - S_L ^2)$		$\sigma_R = \int x dx (1 - T(x))$
$S_L = e^{2i\delta_L} = n_L e^{2i\delta_L}$	$x = \lambda(L+1/2)$?
$r_L =$ coefficient de réflexion		
	$\sum_L \frac{1}{k} \int dx$?
$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left \pi \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) \frac{(S_L - 1)}{2i} \right ^2$?

Il s'agit donc de répondre à ces questions.

B - ELEMENTS DE LA MATRICE S.

Le point de départ de cette étude a été d'identifier n_L^2 à $T(x)$

$$\frac{1}{n_L} = T(x)$$

On sait que : $S_L = e^{2i\Delta_L} = e^{2i(\text{Re}\Delta_L + i \text{Im}\Delta_L)}$

Si le déphasage s'écrit : $\Delta_L = \delta_L + i\epsilon_L$

Alors nous avons l'égalité suivante :

$$T(x) = e^{-4\epsilon_L}$$

qu'on peut aussi écrire :

$$T(x) = e^{-4 \text{Im}\Delta_L} \quad (V-7)$$

En utilisant la fonction de transparence définie dans ce chapitre au paragraphe V-4-B et exprimée par la relation :

$$T(x) = \exp\left(-\frac{\bar{\sigma}_{NN}}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_c(b,z) \rho_p(b,z) dz\right) \quad (V-8)$$

et la théorème optique qui lie la section efficace totale nucléon-nucléon à l'amplitude de diffusion à zéro degré :

$$\frac{\bar{\sigma}_{NN}}{4\pi} = 4\pi \chi_{NN} \text{Im} f_{NN}(0) \quad (V-9)$$

Nous pouvons alors écrire la relation (V-7) en nous servant des égalités (V-8) et (V-9). Ce qui donne :

$$e^{-4\text{Im}\Delta_L} = e^{-4\pi \chi_{NN} \text{Im} f_{NN}(0)} I(x)$$

avec

(V-10)

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_c(b,z) \rho_p(b,z) dz$$

Nous pouvons alors déduire de l'expression (V-10) l'amplitude imaginaire du déphasage qui va s'écrire :

$$\text{Im } \Delta_L = \eta \lambda_{NN} \text{Im } f_{NN}(0) \quad I(x) = \epsilon_L \quad (\text{V-11})$$

Par analogie nous pouvons postuler que :

$$\text{Re } \Delta_L = \eta \lambda_{NN} \text{Re } f_{NN}(0) \quad I(x) = \delta_L \quad (\text{V-12})$$

Les deux expressions (V-11) et (V-12) nous permettent alors d'exprimer les éléments de la matrice de diffusion en fonction de l'amplitude de diffusion Nucléon-Nucléon à zéro degré par l'expression

$$S_L = e^{2i\eta \lambda_{NN} f_{NN}(0) I(x)} \quad (\text{V-13})$$

Ce résultat n'est rien d'autre que la limite optique donnée par la méthode de Glauber (GLA58).

C - RESULTATS.

C.1 - Formule du déphasage imaginaire.

Le déphasage ϵ_L^K est calculé à l'aide de la formule (V-10) que nous rappelons : (K pour Karol)

$$\epsilon_L^K = \eta \lambda_{NN} \text{Im } f_{NN}(0) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_p(b, z) \rho_c(b, z) dz.$$

Le résultat de l'intégrale de recouvrement obtenu pour des gaussiennes s'écrit :

$$I(b) = \frac{\eta^2 \rho_c(0) \rho_p(0) a_c^3 a_p^3}{(a_c^2 + a_p^2)} e^{-\frac{b^2}{a_c^2 + a_p^2}}$$

pour le cas ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ nous avons les données ci-dessous :

$$a_c = a_p = a = 1.9351 \text{ fm}$$

$$\rho_c(R) = \frac{A}{(a^2 \pi)}, \quad e^{-\left(\frac{R^2}{a^2}\right)} = \rho_p(R)$$

$$A = 12$$

$$\text{donc } I(b) = \frac{A^2}{2^2 a^2} e^{-\frac{b^2}{2a^2}} = 5.7439 e^{-0.125 b^2} \quad (V.14)$$

la fonction ϵ_L^K est déduite de la façon suivante : il s'agit de :

i) remplacer la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion par son expression en fonction de la section efficace moyenne de collision nucléon-nucléon (relation V-9).

ii) remplacer l'intégrale de recouvrement par la valeur obtenue en (V-14) :

faire le passage $b \rightarrow \kappa(L+1/2)$

d'où :

$$\epsilon_L^K = \frac{1}{4} \bar{\sigma}_{NN} \frac{A^2}{2^2 a^2} \exp - \frac{\kappa^2 (L+1/2)^2}{2a^2}$$

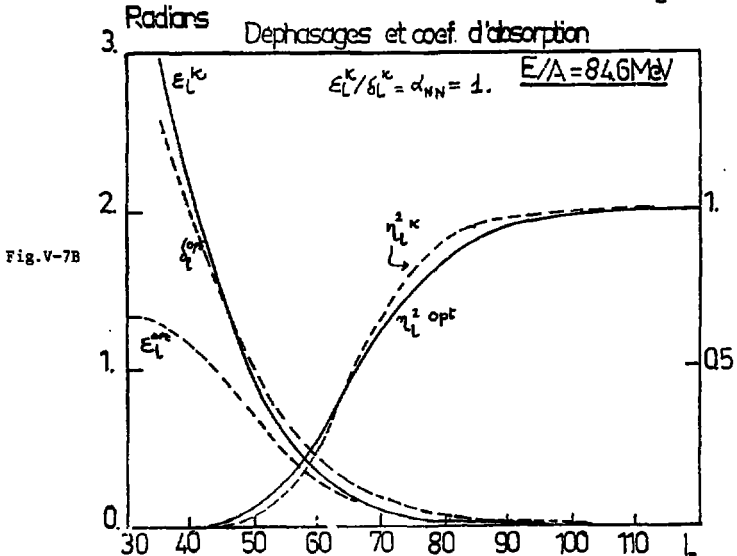
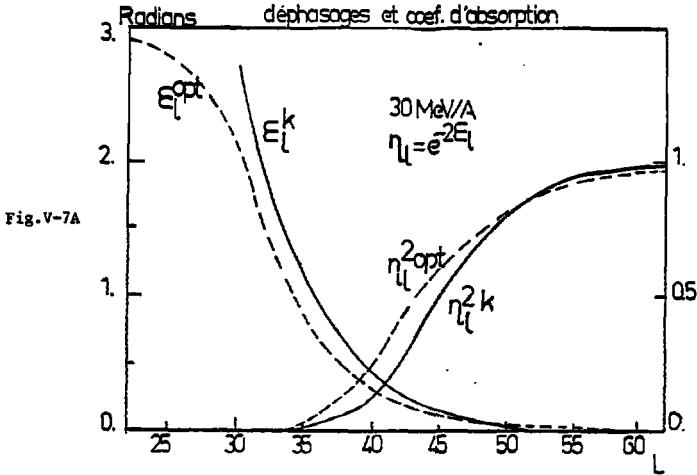
C.2 Application aux énergies incidentes 30 MeV/A, 84.6 MeV/A.

Les valeurs obtenues sont portées dans le tableau III-3

E/A (MeV)	κ (fm)	$\bar{\sigma}_{NN}$ (mb)	ϵ_L^K (rd)
30	.14	196.	$28.145 \exp\left(-2.45 \cdot 10^{-3} (L+1/2)^2\right)$
84.6	.082	61	$8.76 \exp\left(-8.98 \cdot 10^{-4} (L+1/2)^2\right)$

Tableau III-3

Les figures V-7A, V-7B illustrent les déphasages imaginaires aux deux énergies citées.



Ces déphasages et coefficients d'absorptions sont tracés en fonction du moment L et comparés à ceux obtenus à l'aide du modèle optique pour les deux énergies.

Nous constatons que ces déphasages ϵ_K^K , ϵ_L^K sont très peu différents de ceux obtenus à l'aide d'une des familles de paramètres optiques qui reproduit convenablement les données ($V_{opt} = 120$ MeV).

Ces résultats satisfaisants nous ont amené à tenter de prédire la diffusion élastique par cette nouvelle approche.

D - CALCUL DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION.

Quantiquement elle s'écrit : $f(\theta) = \frac{\lambda}{2i} \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) (S_L - 1)$

En remplaçant S_L par l'expression (V-13), on obtient :

$$f(\theta) = \frac{\lambda}{2i} \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) \left(e^{2i\pi \chi_{NN}} f_{NN}^{(0)} I(x) - 1 \right)$$

Passage classique.

On intègre sur un grand nombre d'ondes partielles, d'où les approximations :

$$\begin{aligned} \pi(L + 1/2) &\rightarrow x \\ \sum_L &\rightarrow \frac{1}{\pi} \int dx \end{aligned}$$

on prend le comportement asymptotique des polynômes de Legendre :

$$P_L(\cos\theta) \sim J_0 \left((2L+1) \sin(\theta/2) \right) + 1/4 \sin^2(\theta/2) + \dots$$

bien que cette approximation ne soit valable que pour des angles petits et des moments orbitaux L grands, le terme du 1er ordre ne contribue que pour $\theta \approx 0$ pour $L = 0$ et $\theta = 60^\circ$. On peut donc le négliger.

L'amplitude de diffusion s'écrit alors :

$$f(\theta) = \frac{1}{i} \int \frac{dx}{\pi} \cdot x J_0 \left(\frac{2x}{\pi} \sin(\theta/2) \right) \left(e^{2i\pi \chi_{NN}} f_{NN}^{(0)} I(x) - 1 \right)$$

en notant :

$$\begin{aligned} \chi(x) &= 2\pi \chi_{NN} f_{NN}^{(0)} I(x) \\ q &= 2k \sin\theta/2 \\ k &= \frac{1}{\lambda} \end{aligned}$$

nous aurons :

$$f(q) = -ik \int x dx J_0(qx) (e^{i\chi(x)} - 1)$$

Nous reconnaissons dans l'expression ci-dessus, la forme habituelle de l'amplitude de diffusion de Glauber (limite optique), (GLAUB), valable pour

$$E \gg V \quad \text{et} \quad \lambda_p \ll a$$

où E est l'énergie incidente du projectile, V le potentiel d'interaction, a étant la distance où le potentiel V varia de façon notable (a est de l'ordre de la diffusivité d'un potentiel optique, par exemple).

E - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE ELASTIQUE.

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est déduite de la matrice de diffusion S_L ou bien des déphasages complexes déjà définis A_L (relations V-11, V-12, V-13). En ajoutant à l'amplitude de diffusion nucléaire, l'amplitude de diffusion coulombienne et en appliquant le principe d'indiscernabilité des deux ions identiques de spin nul, l'amplitude totale va s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta) + f(\pi-\theta)|^2$$

avec

$$f(\theta) = f_{\text{Coul}}^{(\theta)} + \frac{\kappa}{2i} \sum_L (2L+1) e^{2i\alpha_L} (e^{2iA_L} - 1) P_L(\cos\theta)$$

Remarque : au lieu de donner des valeurs numériques de $\Re f_{\text{NN}}^{(C)}$ et de $\text{Im } f_{\text{NN}}^{(C)}$, il est plus habituel dans la théorie de Glauber d'utiliser la section efficace σ_{NN} :

$$\sigma_{\text{NN}} = 4\pi \lambda_{\text{NN}} \text{Im } f_{\text{NN}}^{(C)}$$

et le rapport partie réelle sur partie imaginaire soit α_{NN} :

$$\begin{aligned} f_{\text{NN}}^{(C)} &= \text{Im } f_{\text{NN}}^{(C)} (i + \alpha_{\text{NN}}) \\ &= \frac{\sigma_{\text{NN}}}{4\pi\lambda_{\text{NN}}} (i + \alpha_{\text{NN}}) \end{aligned}$$

De même que l'on a défini une section efficace de collision N-N moyenne, il faut définir un rapport σ_{NN} moyen.

Ceci n'est pas trivial, car en toute rigueur, $f_{NN}(0)$ est une matrice 4×4 dans l'espace des spins et ne se réduit pas à une valeur complexe. A basse énergie ($E/A < 50$ MeV) on peut procéder ainsi :

a) il est raisonnable de négliger les ondes $L > 0$ nucléon-nucléon

b) si comme il est supposé dans Glauber, on peut définir une interaction N-N moyenne indépendante des spins et de l'isospin, pour l'onde S on écrira que l'amplitude de diffusion nucléaire Nucléon-Nucléon à zéro degré est :

$$f_{NN}(0) = -\frac{\kappa_{NN}}{2i} (e^{2i\delta_0} - 1)$$

$$f_{NN}(0) = -\frac{\kappa_{NN}}{2} (\sin 2\delta_0 + i (1 - \cos 2\delta_0))$$

Le théorème optique fixe la phase effective δ_0 :

$$\bar{\sigma}_{NN} = 2\pi \kappa_{NN}^2 (1 - \cos 2\delta_0)$$

d'où

$$\frac{\bar{\sigma}_{NN}}{\sigma_{NN}} = \frac{\sin 2\delta_0}{1 - \cos 2\delta_0}$$

ou

$$\text{tg } \delta_0 = \frac{1}{\sigma_{NN}}$$

F- RESULTATS DE LA DIFFUSION ELASTIQUE A DIVERSES ENERGIES POUR LE SYSTEME CARBONE-CARBONE.

Le calcul de la section efficace élastique ($\frac{d\sigma}{d\Omega}$) a été entrepris en incluant les 500 premières ondes partielles.

Les valeurs de $\bar{\sigma}_{NN}$ sont portées sur le tableau V-4.

Tableau V-4

E/A (MeV)	$\bar{\sigma}_{NN}$ (fm ²)	r_{NN} (fm)	δ_0 (deg)	$\bar{\sigma}_{NN}$
13.4	48.4	2.48	52.4	.77
25	24.1	1.82	49.57	.85
30.	19.6	1.66	48.81	.87
84.6	6.1	1.	44.17	1.

Sur la figure V-8 le résultat du calcul de la section efficace élastique est comparé aux résultats expérimentaux pour $E = 13.4$ MeV/A.

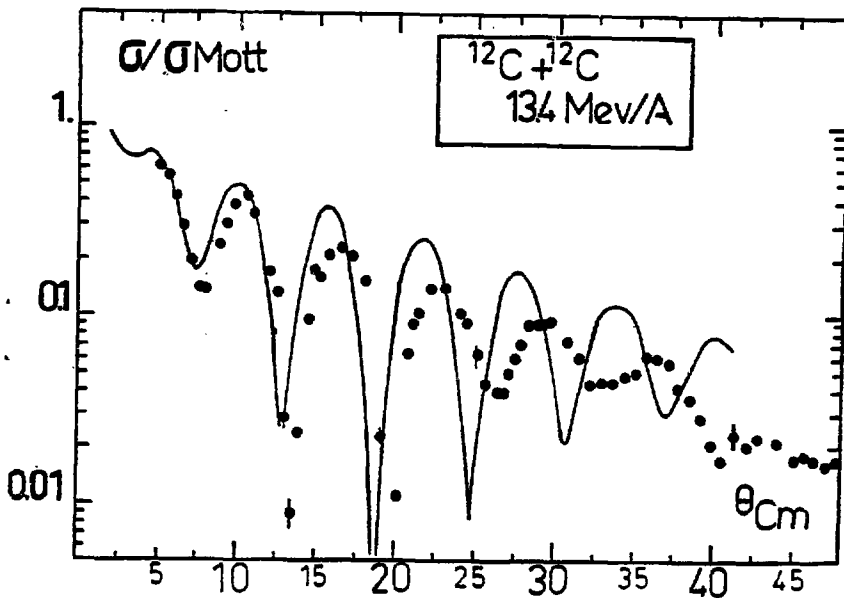
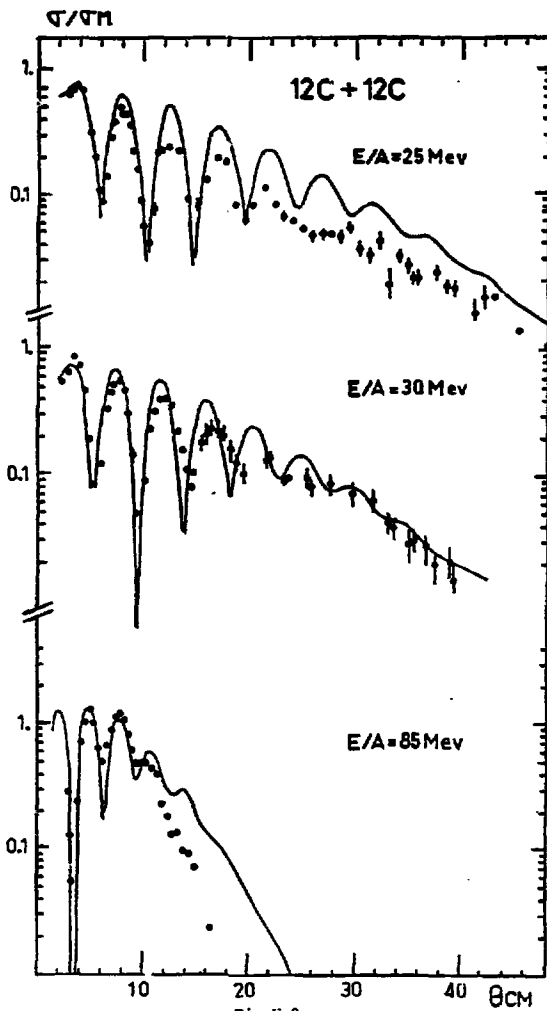


Fig. V-8



Sections efficaces élastiques rapportées à la section efficace de Mott.

*Les données à 25MeV/A ont été récemment communiquées par le laboratoire de Physique nucléaire de Berlin.

*celles à 85MeV/A sont le résultat de l'expérience de Fev.81 effectuée au CERN.

Les sections efficaces calculées et expérimentales sont en bon accord jusqu'à 25 degrés (CN) ; cet accord se dégrade pour les angles supérieurs.

La figure V-9 regroupe les résultats des sections efficaces élastiques rapportées à la section efficace coulombienne (MOTT) aux énergies 25 MeV/A, 30 MeV/A, 85 MeV/A.

L'accord entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales est meilleur dans les trois cas aux angles avant (partie diffractive).

La chute exponentielle aux grands moments transférés a lieu effectivement, mais elle présente encore une légère structure par rapport à l'allure expérimentale.

G - CONCLUSION.

Une fois de plus, nous constatons que cette approche de la diffusion élastique basée sur la limite optique du modèle de Glauber est capable de reproduire de façon correcte les aspects quantitatifs de la diffusion élastique carbone-carbone dans la région des énergies de 10 à 100 MeV A.

Cette méthode mérite néanmoins d'être testée pour d'autres noyaux et cibles dans la zone des énergies de transition et à plus haute énergie (au delà de 1 GeV), pour voir dans quelles limites la diffusion nucléon-nucléon libre détermine la diffusion élastique noyau-noyau et pour avoir des indications sur les diverses contributions des effets du second ordre tels que le principe de Pauli (Pauli-blocking), mouvement de Fermi, ... qui pour $10 \leq E \leq 100$ MeV/A n'ont que peu d'importance.

CONCLUSION

L'utilisation du système accélérateur Rhone-Alpes (SARA) nous a permis d'étudier pour la première fois, à l'énergie de 30 MeV par nucléon, un système (carbone 12 + carbone 12) qui a suscité au cours de ces dernières années un grand intérêt parmi les physiciens (STO79, COL81, BRAS1, BUE82, BRAS2, PER82).

Notre étude a permis par différentes méthodes d'analyse d'apporter des éclaircissements à certaines questions liées aux processus d'interaction de deux ions légers dans le domaine des énergies intermédiaires.

Les potentiels fournis par le modèle optique permettant de caractériser le système étudié comme étant peu absorbant et assez réfractif ($W_0/V_0 < 0.4$) à cette énergie incidente.

De ce point de vue la situation à 30 MeV/A apparaît comme intermédiaire entre les résultats obtenus à basse énergie (13 MeV/A) où l'absorption domine largement et ceux obtenus à $E/A = 85$ MeV où les effets de réfraction se manifestent plus clairement.

L'analyse de nos résultats dans le cadre du modèle optique fait apparaître l'existence d'un arc en ciel associé à des ondes de moment orbital relatif assez bas ($L_{NR} = 29$). Cela correspond à une situation où la distance minimum d'approche des deux noyaux est très petite (4fm), et où l'amplitude du coefficient ($|S_L|$) de réflexion de l'onde incidente est remarquablement faible ($\approx 9.10^{-3}$).

La valeur de la section efficace de réaction obtenue dans cette analyse a permis :

- de constater qu'elle était assez proche de la valeur obtenue par mesure directe.
- de confirmer que la prédiction du modèle microscopique (DEV80, KAR75) était également valable pour des ions de cette taille, à l'énergie de 30 MeV/A.

Par contre il est important de signaler que les effets de l'absorption forte ne permettent pas de lever complètement l'ambiguïté sur le potentiel.

Concernant les méthodes semi-classique d'analyse le bilan suivant peut être tiré :

Le modèle de Blair (ou du disque noir) permet, pour des systèmes où la force coulombienne n'est pas trop importante, d'obtenir la section efficace de réaction en calculant la surface de recouvrement des deux noyaux (TR_{abs}^2) à l'aide du rayon du disque noir associé au premier minimum de diffraction de la section efficace expérimentale.

Il est à noter que les valeurs obtenues par cette méthode sont d'autant plus proches de la réalité que la précision de mesure de l'angle de diffusion est grande.

La limite optique du modèle de Glauber s'avère être une méthode simple et rapide (sans poser le problème des paramètres ajustables) pour décrire la diffusion élastique du système carbone-carbone à partir de 20 MeV/A.

Les informations que nous avons pu tirer de cette étude ont montré que pour les trois énergies 25 MeV/A, 30 MeV/A, et 84.6 MeV/A, les collisions Noyau-Noyau (N-N) sont dominées par des collisions Nucléon-Nucléon ($N-N$), et fournissent des sections efficaces de réactions σ^{N-N} qui suivent la même dépendance en énergie que σ_1^{N-N} .

Dans les perspectives de développement de ce travail, il serait souhaitable d'étendre l'étude du système ($^{12}C + ^{12}C$) jusqu'au minimum de σ^{N-N} (~ 200 MeV/A) où les effets de transparence superficielle devraient être maximum. Les effets de réfraction devraient se manifester avec plus d'évidence encore qu'à 30 et 85 MeV/A.

D'autre part il serait également très intéressant d'étudier à 30 MeV par nucléon d'autres cibles et en particulier de rechercher des manifestations de l'arc en ciel nucléaire sur des masses plus lourdes.

APPENDICE

TABLEAUX DE SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION ELASTIQUE (ET INELASTIQUE A 30 MeV/A) CARBONE 12 , ET DE PARAMETRES OPTIQUES OBTENUS A L'AIDE DU PROGRAMME S.P.I.

Données élastiques $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ à $E_i = 30 \text{ MeV/A}$.

Les erreurs sont en pourcentage.

THETA CM	EXP	EXP/COUL	ERR
2.32	.1700E+06	.5510E+00	.5000E+01
2.82	.8920E+05	.6300E+00	.5000E+01
3.32	.6270E+05	.8512E+00	.5000E+01
3.84	.2890E+05	.7014E+00	.5000E+01
4.33	.1190E+05	.4664E+00	.5000E+01
4.84	.3120E+04	.1907E+00	.5000E+01
5.34	.8910E+03	.8060E-01	.5000E+01
5.94	.9000E+03	.1245E+00	.5000E+01
6.45	.1790E+04	.3439E+00	.5000E+01
6.85	.1805E+04	.4408E+00	.5000E+01
7.03	.1940E+04	.5254E+00	.1500E+02
7.46	.1670E+04	.5732E+00	.5000E+01
7.96	.1045E+04	.4647E+00	.1000E+02
8.46	.5330E+03	.3023E+00	.1000E+02
8.87	.2120E+03	.1453E+00	.1000E+02
9.37	.5760E+02	.4916E-01	.1000E+02
9.88	.7150E+02	.7546E-01	.1000E+02
10.38	.1670E+03	.2148E+00	.1500E+02
10.88	.2160E+03	.3357E+00	.1500E+02
11.29	.2250E+03	.4057E+00	.1500E+02
11.39	.2130E+03	.3980E+00	.1500E+02
11.89	.1830E+03	.4065E+00	.1500E+02
12.40	.1350E+03	.3553E+00	.1500E+02
12.90	.7400E+02	.2285E+00	.1500E+02
13.40	.4390E+02	.1581E+00	.1500E+02
14.01	.2580E+02	.1113E+00	.1000E+02
14.31	.1670E+02	.7853E-01	.1800E+02
14.51	.2050E+02	.1020E+00	.1500E+02
15.32	.2930E+02	.1819E+00	.1500E+02
15.82	.3000E+02	.2123E+00	.2000E+02
16.33	.2950E+02	.2377E+00	.1500E+02
16.83	.2520E+02	.2298E+00	.1500E+02
17.43	.1950E+02	.2085E+00	.2000E+02
18.04	.1300E+02	.1577E+00	.1000E+02
18.44	.9370E+01	.1244E+00	.2000E+02
19.35	.6400E+01	.1036E+00	.2000E+02
21.46	.5240E+01	.1302E+00	.2000E+02
21.67	.5200E+01	.1346E+00	.1000E+02
23.38	.2470E+01	.8760E-01	.2000E+02
23.48	.2580E+01	.9314E-01	.1000E+02
25.39	.1840E+01	.9187E-01	.2000E+02
25.49	.1500E+01	.7613E-01	.1000E+02
27.41	.1180E+01	.8083E-01	.2000E+02
29.52	.7350E+00	.6821E-01	.2000E+02
31.54	.5060E+00	.6134E-01	.2000E+02

THETA, CM	EXP	EXP/COUL	ERR
32.81	.2900E+00	.4113E-01	.3000E+02
33.25	.2500E+00	.3737E-01	.2000E+02
34.82	.1560E+00	.2790E-01	.3000E+02
35.26	.1590E+00	.2984E-01	.2000E+02
36.33	.1270E+00	.2669E-01	.3000E+02
37.28	.8200E-01	.1898E-01	.2000E+02
38.54	.7700E-01	.2012E-01	.3000E+02
39.09	.5400E-01	.1484E-01	.3000E+02

N°	V_0 (MeV)	r_1 (fm)	a_1 (fm)	W_0 (MeV)	r_1 (fm)	a_1 (fm)	σ_R (mb)	X^2/N	$L_{1/2}$	θ_R (deg)
A	46.34	1.01	.52	37.04	.857	1.02	1500	13	46	-
B	60	.94	.62	55.28	.84	.783	1259	11	43	25
C	80	.87	.65	57.38	.85	.75	1247	8.5	43	33.
D	100	.839	.6743	49.19	.919	.72	1258	7.1	43	44.5
E	120	.794	.704	47.53	.925	.72	1258.9	5.9	43	49.5
F	150	.74	.72	55.	.88	.72	1257	4.9	43	65.
G	180	.693	.787	56.73	.8938	.727	1268.8	4.8	43	66
H	220	.68	.742	49.03	.947	.674	1242	7.8	43	82.
I	260	.65	.756	55.55	.9273	.69	1267	6.5	44	
J	300	.625	.764	62.49	.91	.686	1264	7.1	43	

Tableau de paramètres optiques à 30 MeV/A.

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}^*$ pour $E_i = 30 \text{ MeV/A}$.

Données inélastiques du fer état excité du carbone $E_x = 4,44 \text{ MeV}$

$J = 2 \quad \pi = +$

ANGLE C,M	EXP. VAL.	EXP. ERROR
4.330	.88200F+03	.26460E+02
4.840	.59200F+03	.17760E+02
5.340	.42300F+03	.12690E+02
5.940	.30300F+03	.90900E+01
6.450	.11400F+03	.34700E+01
6.850	.43820F+02	.35056E+01
7.030	.47480F+02	.14744E+01
7.460	.51860F+02	.41488E+01
7.960	.11491F+03	.91928E+01
8.460	.13037F+03	.10430E+02
8.870	.17776F+03	.14721E+02
9.370	.14900F+03	.11920E+02
9.880	.99900F+02	.79920E+01
10.380	.80400F+02	.96480E+01
10.880	.43190F+02	.51828E+01
11.290	.34290F+02	.41148E+01
11.390	.34090F+02	.40908E+01
11.890	.28500F+02	.34200E+01
12.400	.30730F+02	.36876E+01
13.400	.50430F+02	.60516E+01
14.010	.38230F+02	.38230E+01
14.310	.34760F+02	.34760E+01
14.820	.14700F+02	.17440E+01
15.820	.14100F+02	.21150E+01
16.000	.13930F+02	.20895E+01
16.730	.16100F+02	.24150E+01
17.430	.13470F+02	.20205E+01
18.040	.16380F+02	.24570E+01
18.440	.11630F+02	.17445F+01
19.350	.56300F+01	.84450E+00
21.460	.54100F+01	.81150E+00
21.670	.42600F+01	.63900F+00
23.480	.24800F+01	.37200E+00
25.390	.13900F+01	.28350E+00
27.410	.14200F+01	.21200E+00
29.520	.83700F+00	.12555F+00
31.540	.52000F+00	.93200F-01
32.810	.50000F+00	.75000F-01
33.250	.29000F+00	.52203F-01
34.920	.31800F+00	.47700E-01
35.260	.31200F+00	.56160F-01
36.730	.16900F+00	.25250F-01
37.280	.13600F+00	.18820F-01
38.540	.12100F+00	.21280F-01
39.000		

THETA	EXP	EXP/COUL	ERR
2.90	.4763E+04	.3092E+00	.5000E+01
3.10	.1627E+04	.1339E+00	.1000E+02
3.30	.5320E+03	.5623E-01	.2500E+02
3.70	.1526E+04	.2550E+00	.8000E+01
4.10	.2564E+04	.7469E+00	.5000E+01
4.50	.2867E+04	.1049E+01	.5000E+01
4.90	.2566E+04	.1320E+01	.5000E+01
5.30	.1483E+04	.1045E+01	.5000E+01
5.70	.7010E+03	.6612E+00	.5000E+01
6.10	.4150E+03	.5137E+00	.7000E+01
6.50	.3690E+03	.5893E+00	.7000E+01
7.00	.4210E+03	.9051E+00	.5000E+01
7.40	.4460E+03	.1198E+01	.5000E+01
7.80	.3730E+03	.1238E+01	.5000E+01
8.20	.2800E+03	.1136E+01	.5000E+01
8.60	.1510E+03	.7417E+00	.5000E+01
9.00	.1050E+03	.6191E+00	.7000E+01
9.40	.7000E+02	.4915E+00	.7000E+01
9.80	.5530E+02	.4923E+00	.1000E+02
10.20	.5050E+02	.4923E+00	.1000E+02
10.70	.3310E+02	.4502E+00	.1000E+02
11.25	.2870E+02	.4148E+00	.7000E+01
11.80	.1380E+02	.2416E+00	.7000E+01
12.30	.9200E+01	.1903E+00	.1000E+02
12.80	.5700E+01	.1384E+00	.1500E+02
13.30	.5000E+01	.1415E+00	.1500E+02
13.80	.3280E+01	.1077E+00	.1500E+02
14.30	.2510E+01	.9505E-01	.2500E+02
14.80	.1730E+01	.7519E-01	.1500E+02
16.40	.3500E+00	.2556E-01	.3000E+02
18.40	.5000E-01	.5186E-02	.4000E+02

Données expérimentales $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ à $E_L = 84.6$ MeV/A.

ERR = erreur en pourcentage.

THETA = angle dans le centre de masse.

Tableau de paramètres optiques à 1016 MeV

N°	V (MeV)	r_r (fm)	a_r (fm)	W (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	χ^2/N	σ_r (mb)
a	15.	1.24	.54	39.	1.03	.47	13	970
b	40	1.02	.63	34.	1.0	.52	12	1000
c	80	.80	.74	42.	.90	.73	3.8	1026
d	120	.70	.85	46.8	.96	.60	2.7	1022
e	200	.54	.95	43.8	1.	.53	5.3	1000

12C(12C,12C)12C ELASTIC SCATTERING ELAB= 161.1 MEV

THETA C.N. (DEG)	SIGMA (MB/SR)	ERROR (PER CENT.)
4.989	.4459E+05	5.01
5.462	.2693E+05	5.02
5.993	.1476E+05	5.02
6.487	.7532E+04	5.07
6.988	.3774E+04	5.09
7.489	.2093E+04	5.27
7.969	.1595E+04	5.23
8.800	.1817E+04	5.01
8.973	.1951E+04	5.17
9.162	.1947E+04	5.28
9.472	.1950E+04	5.20
9.490	.1765E+04	5.01
9.657	.2008E+04	5.17
9.990	.1821E+04	5.08
10.159	.1730E+04	5.31
10.350	.1511E+04	5.01
10.479	.1585E+04	5.06
10.649	.1238E+04	5.26
10.681	.1062E+04	5.13
11.050	.1171E+04	5.01
11.152	.9741E+03	5.38
11.652	.5308E+03	5.59
11.760	.5932E+03	5.02
11.882	.4031E+03	6.22
12.377	.1825E+03	6.62
12.450	.2567E+03	5.07
12.660	.8071E+02	6.50
12.879	.4517E+02	11.72
13.369	.1288E+02	17.50
13.661	.2155E+02	8.21
13.872	.5242E+02	9.73
14.373	.1056E+03	7.51
14.420	.1024E+03	5.10
14.873	.1692E+03	7.00
15.110	.1514E+03	5.11
15.380	.1903E+03	5.70
15.730	.1664E+03	5.11
16.391	.1860E+03	5.69
16.420	.1542E+03	5.08
17.140	.1172E+03	5.09
17.830	.7104E+02	5.24
19.000	.8429E+01	10.31
19.015	.6727E+01	7.41
19.990	.1182E+02	5.14
19.994	.3597E+01	7.88
20.690	.1682E+02	5.06
20.998	.2275E+02	5.74
21.390	.2401E+02	5.07
21.981	.2972E+02	6.95
21.995	.2139E+02	5.77
22.080	.2810E+02	5.06

THE TA CM	SIGMA (MB/SA)	EAR (PER CENT.)
22.950	.2400E+02	5.07
22.974	.2552E+02	5.94
23.850	.1848E+02	5.05
23.978	.1438E+02	6.10
24.350	.1293E+02	5.13
24.661	.7660E+01	10.66
24.675	.4726E+01	7.24
25.040	.7604E+01	5.20
25.610	.4687E+01	5.33
25.654	.2112E+01	10.38
26.310	.3832E+01	5.24
26.658	.2648E+01	8.55
27.010	.4358E+01	5.38
27.381	.4528E+01	12.80
27.395	.5175E+01	8.64
27.700	.5454E+01	5.29
28.330	.5470E+01	5.28
28.374	.6303E+01	8.13
29.030	.5576E+01	5.17
29.378	.5532E+01	7.54
29.730	.5414E+01	5.31
30.420	.4256E+01	5.36
30.680	.3568E+01	5.29
31.390	.2632E+01	5.61
32.060	.1742E+01	5.73
32.780	.1643E+01	7.96
32.940	.1492E+01	5.60
33.460	.1465E+01	7.34
33.640	.1453E+01	5.69
34.350	.1426E+01	6.07
35.040	.1264E+01	5.89
35.600	.1561E+01	5.58
35.740	.1438E+01	8.30
36.300	.1351E+01	5.73
36.440	.1287E+01	7.60
37.010	.1157E+01	6.29
37.700	.8120E+00	6.44
38.320	.6500E+00	6.28
38.400	.6200E+00	10.47
39.020	.4670E+00	6.99
39.100	.5080E+00	10.38
39.730	.3190E+00	8.77
40.420	.2410E+00	8.94
41.120	.3030E+00	15.34
41.820	.2610E+00	13.56
41.990	.2380E+00	8.68
42.670	.2530E+00	7.86
43.370	.2040E+00	7.60
44.070	.2050E+00	7.39
44.950	.1540E+00	10.20
45.620	.1510E+00	9.35

THETA (CM)	SIGMA (MB/SA)	ERR (PER.CENT)
46.330	.1360E+00	8.63
47.030	.1220E+00	8.67
47.610	.1470E+00	10.44
47.730	.1200E+00	10.22
48.290	.1400E+00	9.48
48.990	.1300E+00	8.79
49.690	.1250E+00	8.55
50.330	.1140E+00	11.49
50.390	.1350E+00	10.02
51.010	.5300E-01	11.08
51.710	.7600E-01	10.69
52.410	.7500E-01	9.95
53.100	.6700E-01	13.35

N°	V (MeV)	r_T (fm)	a_T (fm)	W (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	σ_R (mb)	χ^2/N	L1/2	
1	40.	1.072	.664	28.53	1.031	.7684	1465	11	31	
2	60.	.984	.732	41.23	1.035	.644	1398	11	-	
3	80.	.917	.764	41.43	1.04	.639	1400	11	-	
4	100.	.863	.785	30.78	1.092	.632	1404	11	-	
5	120.	.813	.80	24.08	1.1162	.659	1416	8.9	-	*
6	150.	.753	.788	28.56	1.10	.633	1411	11	-	
7	200.	.709	.819	27.026	1.10	.641	1406	9.5	-	*
8	250.	.70	.78	37.09	1.06	.645	1417	12	-	
9	280.	.663	.80	26.42	1.117	.629	1405	9.3	-	*
10	300.	.631	.822	25.97	1.116	.629	1401	9.1	-	*
11	360.	.64	.778	33.52	1.081	.639	1417	11	-	
12	400.	.60	.80	28.05	1.114	.624	1408	9.5	-	*

- indique que la valeur obtenue est identique à la précédente.

* L'étoile représente un minimum local du χ^2/N .

REFERENCES

- (ABR68) - M. Abramowitz and I. Segun .
Handbook of Mathematical functions (Dover - New York, 1968)
- (BAL80) - J. Ballon et J. Pouxe .
Rapport annuel ISN Grenoble (1980)
- (BET40) - H.A. Bethe
Phys. Rev. 57 (1940) 1125
- (BLA65) - J.S. Blair
Lectures in theoretical physics, vol.8 (1965) 375.
- (BOL82) - H.G. Bohlen et al.
Z. Phys. A308 - Atoms and Nuclei (1982) 121
- (BRAB1) - M.E. Brandan et A. Menchaca-Rocha
Phys. Rev. C23 (1981) 1272
- (BRAB2) - M.E. Brandan
Phys. Rev. Lett.49 (1982) 1132
- (BUE82) - M. Buenerd et al.
Phys. Rev. C26 (1982) 1299
et XXth Winter Meeting in Nuclear Physics (January 25-30, 1982)
Bormio, Italy.
- (CAG72) - M.E. Cage et al.
Nucl. Phys. A201 (1973) 418
- (CHAB3) - J. Chauvin
Rapport interne ISN Grenoble n° 82-48 -(1983)
- (COL81) - A.J. Cole et al.
Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1705
- (DAS73) - R.A. Da Silveira
Phys. Lett. 45B (1983) 211.

- (DAV73) - A.S. Davidov
Quantum Mechanics 2nd Edition
Pergamon Press (1973) 485
- (DEV77) - R.M. DeVries et al.
Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 450
- (DEV80) - R.M. DeVries and J.C. Peng
Phys. Rev. C22 (1980) 1055
- (FER49) - S. Fernbach, R. Serber et T.B. Taylor
Phys. Rev. 75 (1949) 1353
- (FRA73) - W.E. Frahn,
Heavy ion high spin states and nuclear structure, Vol. 1. Lectures
presented at the extended seminar Trieste(17-21 dec. 1973)
- (FVE63) - W.E. Frahn and R.N. Venter
Annals of Phys. 24 (1963) 243
- (GLA58) - R.J. Glauber
Lectures on theoretical Physics (Interscience, New-York) Vol. 1
(1958)
- (GOL72) - D.A. Goldberg and S.M. Smith
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 500
- (GOL74) - D.A. Goldberg, S.M. Smith and G.H. Budzik
Phys. Rev. C10 (1974) 1362
- (HOF63) - R. Hofstadter
Nuclear and nucleon structure, Benjamin books (1963)
- (HOD78) - P.E. Hodgson
Nuclear Heavy ion reaction, Clarendon-press (1978) Oxford 268
- (KAR75) - P.J. Karol
Phys. Rev. C11 (1975) 1203
- (KNO76) - J. Knoll and R. Schaeffer
Phys. Lett. B52 (1974) 131
et Annals of Phys. 49 (1982) 1905

- (PER82) - C. Perrin et al.
Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1905
- (KOK83) - S. Kox et al.
International conference on Nuclear Physics Florence (1983) et
communication privée.
- (KUN75) - P.D. Kunz
University of Colorado, Report COO-535-606 (1975)
- (MER61) - E. Merzbacher
Quantum mechanics. Wiley- Interscience, New-York (1961) 112
- (MES65) - A. Messiah
Mécanique quantique 1 (1965)
- (MOY77) - M. Moysés
The theory of the rainbow - Scientific American 236 (1977) 116
- (ORL76) - Y. Orland - R. Schaeffer
J. Phys. Lett. 37 (1976) 327
- (ORL78) - H. Orland - R. Schaeffer
Nucl. Phys. A299 (1978) 442
- (PRE62) - M.A. Preston
Physics of the nucleus (Addison Wesley Reading, Mass. (1962))
- (RAS80) - J.O. Rasmussen, J.S. Blair, X.J. Qiu
Condensed from proceeding of nuclear workshop Draxel University
(sept. 1980).
- (SAT80) - G.R. Satchler,
Introduction to Nuclear Reactions appendice A (1980) 213
- (SAT65) - G.R. Satchler
Lectures in theoretical physics, University of Colorado,
Boulder (1965)
- (STE65) - P.H. Stelson and L. Grodzins
Nucl. Data A1 (1965) 21
- (STO79) - R.G. Stokstad, G.R. Satchler et al.
Phys. Rev. C20 (1979) 655
- (VAN78) - J. Van de Wiele
Thèse d'état - Orsay. Université Paris-Sud (1980)
Nucl. Phys. A279 (1978) 61

DERNIERE PAGE D'UNE THESE

3^E CYCLE, DOCTEUR INGÉNIEUR OU UNIVERSITÉ

Vu les dispositions de l'arrêté du 16 avril 1974,

Vu les rapports de M.^s BUENERD Michel.....

M.

M. LOUNIS ahdenour..... est autorisé

à présenter une thèse en vue de l'obtention du grade de DOCTEUR 3^{ème} Cycle..

Physique Nucléaire.....

Grenoble, le 10 JUIN 1983

Le Président de l'Université Scientifique
et Médicale



M. TANCHE

E. Tanche

RÉSUMÉ

Ce mémoire est une étude concernant le phénomène de transparence superficielle des noyaux en fonction de l'énergie incidente, et les manifestations de l'arc en ciel nucléaire.

Une mesure de section efficace élastique a été effectuée pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 360 MeV d'énergie incidente.

Dans ce travail, l'ensemble expérimental permettant de réaliser l'expérience est détaillé. Il est expliqué le soin apporté à la mesure de l'angle de diffusion (profileur de faisceau) ainsi que les techniques de détection (spectromètre) et localisation (chambre à localisation couplée à une chambre d'ionisation).

Du point de vue théorique, des approches quantiques (modèles optique et de Blair) et semi-classique (limite optique de Glauber) ont été utilisées pour décrire la diffusion élastique.

Ces différentes méthodes d'analyse ont permis de prouver l'existence d'un arc en ciel nucléaire et ont montré la dépendance étroite entre la section efficace de réaction et l'énergie incidente confirmant ainsi la décroissance de σ_R entre 10 et 100 MeV/A et les prédictions déduites du modèle microscopique de Glauber.

ABSTRACT

The elastic scattering cross section $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ has been measured in the angular range between $2^\circ 32'$ and $39^\circ 09'$ in the C.M. system at $E_{\text{lab}} = 360$ MeV, with a magnetic spectrometer of constant dispersion. The focal plane detector consists of a multiwire proportional chamber coupled to a ionisation chamber for the measurements of positions and energy loss. Time of flight information was obtained by means of a large plastic scintillator coupled to a photomultiplier placed behind the chambers.

The results presented are obtained from an optical model analysis and a simplified semi-classical Glauber approach.

These results confirm the presence of a nuclear rainbow which is discussed in details, and suggest that the observed energy dependence of σ_R reflects the dominance of constituent nucleon - nucleon collisions in this nuclear interaction, and agree with theoretical predictions based on Glauber Theory.

Mots Clés

DIFFUSION ELASTIQUE - REACTION PAR CARBONE 12 - CARBONE 12 -
MODELE OPTIQUE - POTENTIEL WOODS - SAXON - SECTION EFFICACE - MODELE
DIFFRACTIONNEL - THEORIE DE GLAUBER