



HAL
open science

Etude de l'influence des forces de Van der Waals de couleur et d'effets non coulombiens dans la diffusion $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ par une experience de haute precision

J.M. Casandjian

► **To cite this version:**

J.M. Casandjian. Etude de l'influence des forces de Van der Waals de couleur et d'effets non coulombiens dans la diffusion $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ par une experience de haute precision. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 1996. Français. NNT: . in2p3-00008707

HAL Id: in2p3-00008707

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008707>

Submitted on 24 Feb 2016

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

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

ORSAY

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Jean-Marc CASANDJIAN

SUJET :

ETUDE DE L'INFLUENCE DES FORCES DE VAN DER WAALS
DE COULEUR ET D'EFFETS NON COULOMBIENS
DANS LA DIFFUSION $208\text{Pb}+208\text{Pb}$
PAR UNE EXPÉRIENCE DE HAUTE PRÉCISION

soutenue le 28 Juin 1996 devant la Commission d'examen

Monsieur	H. Doubre	<i>Président</i>
Monsieur	C. Guet	
Monsieur	W. von Oertzen	
Monsieur	N. Alamanos	
Monsieur	G. Baur	
Monsieur	W. Lynch	
Monsieur	W. Mittag	

ORSAY

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Jean-Marc CASANDJIAN

SUJET :

ETUDE DE L'INFLUENCE DES FORCES DE VAN DER WAALS
DE COULEUR ET D'EFFETS NON COULOMBIENS
DANS LA DIFFUSION $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$
PAR UNE EXPÉRIENCE DE HAUTE PRÉCISION

soutenue le 28 Juin 1996 devant la Commission d'examen

Monsieur	H. Doubre	<i>Président</i>
Monsieur	C. Guet	
Monsieur	W. von Oertzen	
Monsieur	N. Alamanos	
Monsieur	G. Baur	
Monsieur	W. Lynch	
Monsieur	W. Mittag	

1 2 NOV. 1996

C. E. A.
BIBLIOTHÈQUE
S. Ph. N.

A ma mère,
à ma sœur,
à mon frère.

Remerciements

Mon séjour au Département de Physique Nucléaire de l'Université de São Paulo m'a permis de découvrir la physique nucléaire expérimentale, pour m'en avoir donné l'opportunité et pour m'avoir apporté depuis un soutien constant et fondamental, je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance à toute l'équipe du Professeur Lépine-Szily et notamment à mes amis Alinka Lépine-Szily, Antonio Carlos et Zilah Villari, et Rubens Lichtenthäler.

La Normandie et le Brésil ont de nombreux points communs, le soleil, la plage, le carnaval mais aussi un grand laboratoire de physique nucléaire. Je tiens à remercier Monsieur Harrar, Monsieur Guerreau ainsi que l'ensemble des physiciens pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans ce laboratoire. Les moyens exceptionnels mis à la disposition des étudiants ainsi que la possibilité de participer à de nombreuses expériences m'incite à conseiller fortement le Ganil à de futurs doctorants. Je voudrais aussi remercier l'équipe de la documentation ainsi que les physiciens du Dapnia et de l'IPN d'Orsay avec lesquels j'ai pris le plus grand plaisir à travailler.

Ce travail est le résultat d'une collaboration entre des physiciens du Ganil, de l'Institut de Physique de l'Université de São-Paulo, de KVI, du Département de Physique de Catane, de l'Institut de Physique de L'UNAM, et du LPC de Caen. Je tiens à les remercier tous, je voudrais en particulier adresser mes remerciements à Gérard Auger et Maria Ester Brandan pour leur aide ainsi qu'à Rémi Beunard, Jean-Louis Ciffre, Jean-François Libin, Patrice Gangnant et Lionel Garreau pour leur travail d'horloger.

Je souhaite aussi remercier Monsieur Doubre d'avoir présidé mon Jury de thèse, Monsieur Guet et Monsieur von Oertzen d'avoir tenu le rôle de rapporteur et Monsieur Alamanos, Monsieur Baur et Monsieur Lynch d'avoir accepté d'être membre du Jury.

Ce travail a été dirigé par Wolfgang Mittig. Je voudrais lui exprimer ma plus profonde reconnaissance pour sa patience et sa confiance. La porte de son bureau m'a toujours été grande ouverte pour des discussions passionnantes de physique, planche à voile, vie nocturne Caennaise ou recette de caïpirinha. Wolfi, Odile, merci pour votre gentillesse et votre amitié.

Le Ganil est un vivier d'étudiants dynamiques. L'ambiance exceptionnelle qui y a régné a permis de favoriser les échanges d'informations sans lesquelles cette thèse aurait difficilement pu être réalisée. Je pense en particulier à mes amies Lola et Cristina que je voudrais remercier pour tous les bons moments passés ensemble et pour toutes les discussions enrichissantes que nous avons eues. Je pense

aussi à mes amis Alfio, Antonio Cesar, Arnaud, Bernd, Bertrand, François, François, Gilberto, Giuseppe, JJ, Laurent, Lena, Marielle, Maria, Maria Augusta, Marion, Mylène, Nathalie, Nathalie, Odd Harald, Olivier, Olivier, Patricia, Stéphanie, Stéphanie, Valentin, Valérie, Vanessa, Véronique, Vito, Wagner, Xavier, Yann et Yves.

Enfin, je voudrais adresser un remerciement particulier à Lynn, João et Lu qui ont participé activement à rendre joyeuse la réalisation de cette thèse.

A Caen, le 13 Septembre 1996

Table des matières

1	Introduction	9
2	Motivations	11
2.1	Force van der Waals de couleur	11
2.1.1	Etudes théoriques	11
2.1.2	Etudes expérimentales	13
2.2	Etude des effets atomiques	14
3	Principes de l'expérience	17
3.1	Diffusion Mott	17
3.2	Choix de la cible et du projectile	20
3.3	Précision nécessaire	21
4	Dispositif expérimental	23
4.1	Introduction	23
4.2	La production de faisceaux au Ganil	23
4.3	Mesure absolue de l'énergie du faisceau incident	25
4.3.1	Principe	25
4.3.2	Réalisation	25
4.3.3	Résultats	29
4.4	Détermination de l'énergie lors de la diffusion	32
4.4.1	Les cibles utilisées	32
4.4.2	Pertes d'énergie dans la cible	32
4.5	Mesure de l'angle de diffusion	36
4.5.1	Chambre à dérive	36
4.5.2	Détecteur à plaques parallèles	37
4.5.3	Electronique de détecteurs	38
4.5.4	Géométrie	38
4.5.5	Influence du champ magnétique terrestre	42
4.5.6	Calibration angulaire absolue	43
4.5.7	Position des cibles	44

5	Dispersion angulaire	49
5.1	Introduction	49
5.2	Théorie	50
5.2.1	Méthode de Thomas-Fermi	50
5.2.2	Section efficace de diffusion	51
5.3	Dispersion angulaire à 0°	52
5.4	Discussion	55
5.5	Remarque	56
5.6	Conclusion	56
6	Perte d'énergie dans une collision atomique	57
6.1	Introduction	57
6.2	Evidences expérimentales	58
6.2.1	Système $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$	58
6.2.2	Système $^{208}\text{Pb}-^{197}\text{Au}$ et $^{208}\text{Pb}-^{238}\text{U}$	61
6.2.3	Système $^{208}\text{Pb}-^{\text{nat}}\text{Ag}$	63
6.3	Interprétation théorique	63
6.3.1	Emission Bremsstrahlung	63
6.3.2	Excitation coulombienne	65
6.3.3	Production d'électrons δ	66
6.4	Dispersion angulaire à 30°	71
6.4.1	Réaction $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$	71
6.4.2	Réaction $\text{Pb}-^{\text{nat}}\text{Ag}$	74
6.5	Conclusion	76
7	Résultats	79
7.1	Oscillations à 45 degrés	79
7.2	Oscillations à 60 degrés	83
7.3	Oscillations à 30 degrés	83
7.4	Décalage angulaire	88
8	Potentiels supplémentaires lors de la diffusion	91
8.1	Interaction nucléaire	91
8.2	Polarisabilité des noyaux	92
8.2.1	Résonance dipolaire	93
8.2.2	Résonance quadrupolaire	93
8.3	Polarisation du vide	94
8.4	Ecrantage électronique	96
8.5	Potentiel de van der Waals de couleur	97
8.6	Corrections relativistes	99
8.7	Conclusion	102

9	Discussion des résultats	103
9.1	Approximation JWKB	103
9.2	Comparaison Expérience-Théorie	104
10	Etude du potentiel optique	111
10.1	Introduction	111
10.2	Etude théorique	112
10.3	Mesure expérimentale	114
10.4	Conclusion	117
11	Conclusion et perspectives	119
A	Organigramme de la simulation Monte Carlo	121
B	Programme Mathematica pour le calcul du Bremsstrahlung	123
C	Formulaire	125
C.1	Constante	125
C.2	Quantités	125
C.3	Transformation LAB \longleftrightarrow CM, Cinématique à deux corps	126
C.4	Diffusion Rutherford	126

Liste des figures

3.1	Diffusion élastique de deux noyaux dans le centre de masse	18
3.2	Double convolution du potentiel de vdW de couleur	20
4.1	Plan du Ganil	24
4.2	Schéma simplifié de la mesure de temps de vol	27
4.3	Spectre bidimensionnel TAC(1)×TAC(HF)	28
4.4	Porte cible utilisé lors de l'expérience	33
4.5	Evaporation du ^{208}Pb des cibles.	34
4.6	Chambre à dérive et détecteur à plaques parallèles	37
4.7	Electronique des détecteurs à gaz	38
4.8	Disposition particulière des détecteurs sur un cercle	39
4.9	Salle d'expérience G4 et dispositif experimental	40
4.10	Focalisation du faisceau sur le profileur	41
4.11	Calibration angulaire absolue des chambres à dérive	43
4.12	Dispositif expérimental de mesure de la position des cibles	45
4.13	Etat d'une cible de ^{208}Pb à la fin de l'expérience	46
4.14	Image de la jonction PSD	48
5.1	Profil du faisceau à zéro degré	54
5.2	Simulation de N diffusions atomiques dans la cible	55
6.1	Définition de l'angle de folding	59
6.2	Angle de folding expérimental	60
6.3	Q de réaction du système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ à 30° - 60° et 45° - 45°	62
6.4	Emission de radiation Bremsstrahlung quadrupolaire	65
6.5	Energies de liason de la quasimolécule $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	66
6.6	Probabilité d'émission d'électrons δ dans le système $\text{Au} + \text{U}$	68
6.7	Probabilité d'émission d'électrons δ dans le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	69
6.8	Simulation de l'angle de folding du système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	73
6.9	Angles limites de la diffusion $^{208}\text{Pb} + ^{107,109}\text{Ag}$	75
7.1	Distribution angulaire à 45 degrés	80
7.2	χ^2 de l'ajustement des données à 45 degrés	82
7.3	Analyse de Fourier de la distribution angulaire à 30°	84

7.4	Distribution angulaire dans le détecteur à 30 degrés	85
7.5	χ^2 de l'ajustement des données à 30 degrés	87
7.6	Décalage angulaire de la position des oscillations	90
8.1	Niveaux d'excitation du ^{208}Pb	92
8.2	Diagrammes de Feynman de la polarisabilité du vide	95
8.3	Densité nucléaire du ^{208}Pb	99
8.4	Effet de la convolution du potentiel de vdW de couleur	100
9.1	Comparaison entre le décalage théorique et les données	106
9.2	Décalage angulaire dû à un potentiel vdW de couleur pour N=6 .	108
9.3	Décalage angulaire dû à un potentiel vdW de couleur pour N=7 .	109
10.1	Effet de la partie réelle du potentiel optique sur les oscillations .	115
10.2	Effet de la partie imaginaire du potentiel optique sur les oscillations	116
10.3	Analyse de Fourier de la distribution angulaire pour $E = 1306\text{MeV}$	117
10.4	Destruction des oscillations par l'interaction nucléaire	118
A.1	Organigramme de la simulation Monte Carlo	122

Liste des tableaux

2.1	Analogies entre QED et QCD	12
2.2	Limites supérieures de l'interaction vdW de couleur	14
4.1	Modules électroniques utilisés pour la mesure de l'énergie	27
4.2	Energie des faisceaux utilisés	31
4.3	Epaisseurs de plomb des cibles utilisées	35
4.4	Energies lors de la diffusion	36
4.5	Modules électroniques utilisés avec les détecteurs à gaz	39
5.1	Valeurs de la fonction de Thomas-Fermi	52
5.2	Fonction f donnant la section efficace de chaque diffusion	52
5.3	Epaisseurs des cibles d'argent	55
6.1	Q de réaction, en MeV, pour les différents systèmes	63
6.2	Caractéristique des électrons δ émis	70
6.3	Q de réaction donné par la simulation pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$	73
6.4	Q de réaction donné par la simulation pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$	76
7.1	Paramètres de l'ajustement de la distribution angulaire à 45 degrés	81
7.2	Paramètres de l'ajustement de la distribution angulaire à 30 degrés	88
7.3	Décalage angulaire de la position des oscillations	89
9.1	Résultats des différents calculs du décalage angulaire	107

Chapitre 1

Introduction

Les mesures de section efficace de diffusion élastique ont marqué depuis plusieurs dizaines d'années la physique nucléaire. En 1767, J. Priestley en analysant une expérience réalisée par Franklin suggérait que les forces exercées par deux charges l'une sur l'autre étaient à longue portée et suivaient une loi en $1/r^2$, cette propriété était effectivement démontrée par Coulomb vingt ans plus tard. Dès 1909 E. Marsden observait que quelques particules α en traversant une mince feuille d'or étaient déviées à de très grands angles. Cette observation permit à E. Rutherford en 1911 [Rut11] de montrer en utilisant le travail de Coulomb que toute la charge positive de l'atome est concentrée dans un noyau extrêmement plus petit que l'atome lui-même. Depuis, avec l'augmentation progressive de la précision sur l'angle de déviation due à l'amélioration des systèmes de détection, une succession d'expériences basées sur le même principe et réalisées sur différents systèmes à différentes énergies ont permis d'obtenir des informations sur la taille et la forme des noyaux. Mott en 1930 [Mot30] a introduit la mécanique quantique dans la section efficace de Rutherford et a prévu des oscillations dues aux interférences dans la diffusion de systèmes symétriques. Ces oscillations ont effectivement été observées peu de temps après par Chadwick [Cha30].

Une fois les ingrédients principaux des diffusions élastiques connus, il a été possible d'examiner dans des expériences de haute précision des effets secondaires [Ald75, Bau77, Hni79, Lyn80, Lyn82, Kam85, Ben87, Gra89, Der91, Tra91, Vet91, Ege93]. Ainsi les effets de la polarisation du vide et les moments électromagnétiques nucléaires ont été étudiés.

Ce travail se situe dans la prolongation des études précédentes, l'originalité étant d'utiliser un système symétrique très lourd, d'observer le déplacement angulaire des oscillations de la section efficace de Mott et d'en extraire des informations sur les potentiels supplémentaires au potentiel coulombien. Les potentiels qui existent lors d'une diffusion élastique sont connus. Ils sont d'origine nucléaire,

comme la polarisabilité des noyaux et le potentiel nucléaire, ou d'origine atomique comme l'effet d'écrantage des électrons. De plus des corrections dues à la polarisation du vide et à la relativité doivent être prises en compte. Un autre potentiel qui pourrait agir pendant la diffusion, et donc induire un déplacement des oscillations de la section efficace de Mott, est le potentiel van der Waals de couleur. Ce potentiel, très controversé théoriquement, serait expliqué par l'échange de deux gluons. La technique des oscillations a déjà été utilisée par Vetterli *et al.* [Vet91, Tra91, Ege93], pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ afin d'étudier les effets de la polarisation du vide. Parallèlement Baba *et al.* [Bab87] ont pensé mesurer les faibles différences de la section efficace de Rutherford pour étudier les forces de van der Waals de couleur. La combinaison de ces deux méthodes, suggérée par Hussein *et al.* [Hus90], représente un outil puissant d'investigation malgré l'obligation d'une précision expérimentale extrême.

J'ai divisé ce travail en dix parties. La première partie explique les motivations de cette étude. Le principe de l'expérience, peu habituel, est décrit dans la partie suivante qui est suivie d'une description détaillée du dispositif expérimental. Je commence ensuite l'analyse des résultats en étudiant la dispersion angulaire du faisceau à zéro degré. La partie suivante est consacrée aux pertes d'énergie lors de la diffusion et à l'étude de la production d'électrons énergétiques. Le déplacement des oscillations de la distribution angulaire expérimentale est étudié dans le septième chapitre. Pour pouvoir interpréter ce déplacement, les potentiels supplémentaires au potentiel coulombien qui agissent durant la diffusion sont ensuite calculés. Finalement la comparaison entre ces résultats théoriques et les données expérimentales est réalisée. Le chapitre précédant la conclusion est dédié à l'étude de l'influence du potentiel optique sur la section efficace de Mott.

Chapitre 2

Motivations

L'objectif de ce chapitre est d'expliquer les motivations de ce travail et l'intérêt de rechercher des effets d'origine non coulombienne dans une mesure précise de diffusion élastique.

2.1 Force van der Waals de couleur

2.1.1 Etudes théoriques

La physique atomique est dominée par les interactions à longue portée qui décroissent en puissance inverse de la distance. En mécanique quantique ce caractère de longue portée d'une force est associé à l'échange de particules virtuelles de masse nulle. La plus connue est l'interaction coulombienne $V_{coul} \sim Z_1 Z_2 / r$ qui est associée à l'échange d'un photon se propageant entre deux charges Z_1 et Z_2 . Si les noyaux sont électriquement neutres, l'échange d'un photon est aussi possible. Ainsi si les deux noyaux possèdent un spin non nul, on obtient une interaction en $1/r^3$ proportionnelle au produit des moments des noyaux. Même si les noyaux ont un spin nul, l'échange d'un photon reste possible et donne lieu à une interaction décroissant exponentiellement avec la distance. Mais dans ce cas c'est l'interaction associée à l'échange de deux photons qui joue un rôle dominant.

Cette interaction, agissant entre deux atomes ou molécules, est connue sous le nom de force de van der Waals car son existence a été suggérée par J. van der Waals au 19^{ème} siècle pour l'équation d'état des gaz. Cette interaction attractive assurant la cohésion des solides est liée aux fluctuations de la répartition des charges électriques au sein des molécules. La différence de position entre le centre de gravité des charges négatives et celui des charges positives crée un dipôle électrique qui fluctue en intensité et en direction. Bien que généralement ce

QED	QCD
charge électrique	couleur
particules chargées	quarks, antiquarks
photon ($q = 0, m = 0, s = 1$)	gluons (<i>couleur</i> , $m = 0, s = 1$)
atomes neutres	hadrons
potentiel coulombien entre deux charges électriques	interaction forte entre deux sources de couleur

Tableau 2.1: Analogies entre QED et QCD.

dipôle est en moyenne nul, il y a interaction entre les dipôles de deux molécules voisines ce qui donne naissance à une interaction attractive. London [Lon30] a le premier calculé cette force et a obtenu $V = -C/r^6$. Puis, cette expression a été modifiée par Casimir et Polder [Cas48] pour un comportement en $1/r^7$ lorsque r devient grand, de l'ordre de quelques centaines de rayons atomiques, pour tenir compte du caractère retardé de l'interaction électromagnétique.

Les nombreuses analogies entre la QED et la QCD, théorie décrivant l'interaction forte et la structure des hadrons, ont incité de nombreux auteurs [App78, Fis78, Fuj78, Mat79, Fei79, Saw81, Gre81, Bat82, Liu83, Fei89, Bro90, Ros94] à penser qu'une interaction similaire à l'interaction de van der Waals pourrait exister entre deux hadrons avec échange de deux gluons. Le tableau 2.1 indique ces analogies.

Cette interaction van der Waals de couleur ne peut être expliquée par l'échange d'un unique gluon car les gluons étant colorés cet échange ferait perdre la neutralité de couleur des hadrons. Par contre l'échange de deux ou plusieurs gluons respecte la neutralité de couleur et pourrait être possible. Pourtant cette possibilité rencontre de nombreuses complications par rapport à la force de van der Waals classique. D'abord, et c'est la raison du caractère très controversé de cette interaction, l'échange de gluons à des distances de quelques dizaines de fermis est en contradiction avec tous les modèles de confinement. Ces modèles sont couramment admis mais aucune théorie n'a encore pu les expliquer [Fro95]. Ensuite les gluons échangés, contrairement aux photons, peuvent interagir, et enfin le propagateur des gluons n'est pas connu.

Feinberg et Sucher [Fei79] dans un calcul simplifié introduisant quatre constantes a, b, c, s , ont calculé l'amplitude de diffusion $F^{(2)} = GD_gD_gH$ engendrée par l'échange de deux gluons. Ils ont supposé:

- que le propagateur des gluons vaut: $D_g(k^2) = d_g(k^2)/k^2$, avec $d_g(k^2) \sim (k^2)^c$
- que les probabilités d'émission et d'absorption de gluons sont en fonction de leurs impulsions:

$$G(k_1^2, k_2^2) = (k_1^2)^b (k_2^2)^b G_f(k_1^2, k_2^2)$$

$$H(k_1^2, k_2^2) = (k_1^2)^a (k_2^2)^a H_f(k_1^2, k_2^2)$$

avec G_f et H_f non singulier et $\langle G_f H_f \rangle \sim t^s$ au voisinage de t , carré de la différence d'impulsion entre les deux hadrons.

Ils ont montré que cette amplitude se réduisait à:

$$F^{(2)} \sim \text{const} \times t^{2(a+b)+\sigma+2c}$$

ce qui équivaut à existence d'un potentiel:

$$V^{(2)}(r) \sim \text{const} \times r^{-N}$$

avec $N = 4(a + b + c) + 2s + 3$. Dans le cas d'un échange de n gluons, ce résultat se généralise à:

$$V^{(n)}(r) \sim \text{const} \times r^{-N}$$

avec $N = 2n(a + b + c) + 2(s + n) - 1$.

On voit donc que si deux gluons sont échangés, et s'ils se comportent comme des photons ($a = b = c = 0$, et $s = 2$) on retrouve le résultat $N = 7$. D'autres théories plus complexes ont été développées, un comportement similaire a été généralement obtenu mais il est impossible de définir avec assurance les valeurs de N et de l'intensité de l'interaction trop dépendantes des modèles utilisés. La méthode la plus sûre est donc de supposer que le potentiel de van der Waals de couleur se comporte comme $1/r^N$, N étant un entier, et de laisser l'intensité inconnue. On obtient donc pour l'interaction entre deux hadrons:

$$v_{vdW}(r) = -\hbar c \frac{\lambda_N}{r_0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^N$$

dans cette expression, $r_0 = 1 \text{ fm}$ est utilisé uniquement pour sa dimension.

2.1.2 Etudes expérimentales

Plusieurs études ont été consacrées à la recherche de preuves expérimentales de l'existence de cette force. Parmi elles, trois sont particulièrement intéressantes, car elles montrent que l'interaction van der Waals de couleur pourrait se manifester à des échelles très différentes.

D'abord à l'échelle planétaire, des séries d'expériences ont été dédiées à la mesure avec précision de l'accélération par la terre d'objets de mêmes masses mais composés de hadrons différents [Eot22]. La différence de l'accélération ainsi obtenue, de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-12} , a permis d'imposer une limite supérieure sur l'interaction de van der Waals de couleur [Fei79]. En effet au-delà d'une certaine limite, cette interaction aurait une influence sur l'accélération. Etant donné les grandes distances mises en jeu, la limite n'a pu être imposée que pour des faibles valeurs de N , $N = 1, 2, 3$. De même, des expériences similaires aux expériences de Cavendish qui mesurent la force entre des objets macroscopiques, ont été réalisées à l'échelle de distance de quelques centimètres [Lon76].

N	λ_N limite
1	10^{-47}
2	10^{-23}
3	10^{-12}
4	10^{-3}
5	10^{-2}
6	1
7	20-50

Tableau 2.2: Limites supérieures expérimentales de l'intensité de l'interaction de van der Waals de couleur pour différentes valeurs de N .

Au niveau atomique plusieurs études ont été réalisées pour mesurer l'influence de l'interaction van der Waals de couleur sur les niveaux d'énergies de systèmes exotiques. Dans de tels systèmes, une particule chargée négativement (K^- , \bar{p} , π^-) orbite autour d'un noyau à une distance suffisamment grande, quelques dizaines de fermis, pour que le système soit considéré comme un système hydrogénéoïde dont les énergies des niveaux et les énergies de transition entre les niveaux sont bien connues. Ces énergies sont mesurées très précisément en détectant les rayons X émis lors des transitions. Dans ces expériences, la présence de l'interaction van der Waals de couleur modifierait l'énergie de transition. Une étude précise de ces modifications a permis d'imposer une limite supérieure de l'intensité de l'interaction pour des valeurs de $N = 3 - 7$ [Fei79, Bat82].

Enfin une série d'expériences de diffusion élastique a été analysée par Baba *et al.* [Bab87] dans le but de mettre en évidence des déviations de la section efficace de diffusion par rapport à la section efficace qu'un potentiel supplémentaire lors de la diffusion pourrait créer. Ainsi les diffusions $d + {}^{208}\text{Pb}$ et ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ ont été réanalysées et la diffusion $p + {}^{208}\text{Pb}$ réalisée.

Le tableau 2.2 résume les valeurs limites de l'interaction van der Waals de couleur obtenues par ces expériences [Bab87].

2.2 Etude des effets atomiques

Une diffusion de deux ions est l'unique moyen d'exposer les électrons à un champ électromagnétique extrêmement intense. En effet, deux noyaux d'uranium s'approchant à 20fm , créent un champ électrique d'environ 10^{19}V/cm et un champ magnétique d'environ 10^{11}T . La compréhension du comportement des électrons soumis à de telles conditions est particulièrement intéressante. Notamment lorsque la charge totale Z du système est de l'ordre de grandeur de l'inverse de la constante de structure fine α car c'est alors un test de la théorie non perturbative de la QED. En effet, par exemple, le calcul conventionnel de l'énergie de liaison d'un électron dans un atome s'effectue grâce à un développement en

puissance de $Z\alpha$, méthode non valide si $Z\alpha \gtrsim 1$. Le système $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ dont la charge totale est 164 satisfait cette condition de non validité. La formation d'une quasimolécule ou quasiaatome lors de la diffusion est caractéristique de ces diffusions à basse énergie où la vitesse des deux noyaux, de l'ordre de $c/10$, est beaucoup plus faible que la vitesse de déplacement des électrons au sein de l'atome qui est de l'ordre de grandeur de c . Il y a alors réarrangement des deux cortèges électroniques autour des deux noyaux. Ce domaine d'activité a été beaucoup étudié dans les années 70-80 à GSI en utilisant des spectromètres à électrons qui permettaient de mesurer l'énergie des électrons émis durant la diffusion [Gre87]. Il serait intéressant d'observer de tels phénomènes en utilisant une technique expérimentale différente.

Une des motivations de cette étude était aussi reliée à la présence de phénomènes inconnus liés aux champs coulombiens intenses lors de la diffusion. La présence de lignes discrètes dans les spectres de production de positrons avait été observée [Gre87] dans des systèmes proches du système étudié ici. De très nombreuses hypothèses, dont la création de nouvelles particules, avaient été envisagées. Une mesure très précise de diffusion angulaire aurait alors pu confirmer de telles hypothèses. Une série d'expériences récentes n'ayant pas confirmé la présence de ces lignes discrètes [APE95], ce sujet ne sera pas abordé ici.

Chapitre 3

Principes de l'expérience

Ce chapitre explique le principe de l'expérience ainsi que la méthode utilisée. Comme il a été déjà indiqué, la faible intensité de l'interaction van der Waals de couleur nécessite l'emploi d'un dispositif expérimental particulièrement sensible pour pouvoir l'étudier. Le travail de Baba *et al.* [Bab87] a montré qu'il était possible d'atteindre une précision expérimentale suffisante sur l'angle de diffusion d'un noyau lourd lors d'une diffusion élastique pour mettre en évidence, ou au moins imposer une limite supérieure à l'interaction de van der Waals de couleur. Hussein *et al.* [Hus90] ont pensé utiliser la diffusion Mott pour mettre en évidence ce potentiel supplémentaire au potentiel coulombien.

3.1 Diffusion Mott

La diffusion Mott est la diffusion élastique de deux noyaux identiques [Joa83]. La figure 3.1 illustre la diffusion élastique de deux noyaux A et B dans le référentiel du centre de masse. Dans le cas $A \neq B$, un détecteur positionné à θ pourrait détecter, par exemple, les noyaux A diffusés à θ et les noyaux B diffusés à $\pi - \theta$. Ces processus étant distincts, la section efficace différentielle de diffusion du noyau A est:

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

Dans le cas d'une diffusion purement coulombienne, l'amplitude de diffusion f_C s'exprime en fonction des charges Z_A et Z_B des noyaux, de l'unité de charge e , de la phase σ et de l'énergie asymptotique dans le centre de masse E par:

$$f_C = \frac{Z_A Z_B e^2}{4E} \frac{e^{-i2\sigma(\theta)}}{\sin^2 \theta/2}$$

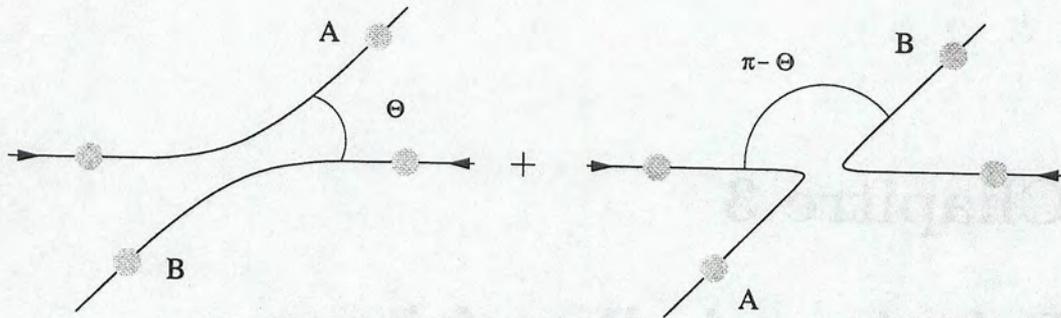


Figure 3.1: Diffusion élastique de deux noyaux dans le centre de masse.

on obtient alors:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{Z_A Z_B e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$

Par contre, dans le cas où A et B sont deux particules identiques il devient impossible de distinguer la diffusion à θ de celle à $\pi - \theta$. Il n'existe qu'un seul état final et qu'une transition. Son amplitude s'obtient en ajoutant les amplitudes de diffusion correspondant aux deux possibilités de la diffusion, pour deux bosons de spin zéro; on obtient:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 \\ &= f(\theta)^2 + f(\pi - \theta)^2 + 2 \operatorname{Re}[f(\theta)f^*(\pi - \theta)] \end{aligned} \quad (3.1)$$

en remplaçant f par sa valeur correspondant au cas purement coulombien on arrive à:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= \left(\frac{Z_A Z_B e^2}{4E} \right)^2 \\ &\times \left(\frac{1}{\sin^4 \theta/2} + \frac{1}{\cos^4 \theta/2} + \frac{2}{\sin^2 \theta/2 \cos^2 \theta/2} \cos(\sigma(\theta) - \sigma(\pi - \theta)) \right) \end{aligned}$$

La différence de phase coulombienne, exprimée en fonction du paramètre de Sommerfeld $\eta = Z_A Z_B e^2 / \hbar v$, vaut:

$$\sigma(\theta) - \sigma(\pi - \theta) = 2\eta \ln \cot \frac{\theta}{2}$$

Dans cette expression, v représente la vitesse asymptotique relative dans le centre de masse, c'est-à-dire la vitesse d'un noyau par rapport à l'autre sans aucune influence des potentiels et dans le référentiel du centre de masse. La

formule utilisée pour calculer η en fonction de l'énergie cinétique E_{lab} dans le laboratoire est:

$$\eta = \frac{Z_A Z_B e^2}{2\hbar c} \sqrt{\frac{2mc^2 + E_{lab}}{E_{lab}}}$$

m étant la masse du noyau au repos.

On voit que la particularité de cette diffusion est la présence d'un terme d'interférence et donc d'oscillations dans la section efficace, provenant de l'indiscernabilité des deux noyaux diffusés à θ et $\pi - \theta$. La période de ces oscillations est :

$$T \simeq \frac{\pi}{\eta} |\sin \theta|$$

On remarque que plus la charge des noyaux est importante ou plus l'énergie de ces noyaux est faible, plus la période des oscillations est petite. De plus, pour un système donné, cette période est maximale à $\theta_{cm} = 90^\circ$.

Si la diffusion n'est pas exclusivement coulombienne, c'est-à-dire si un potentiel central supplémentaire perturbateur ΔV existe lors de la diffusion, une expression similaire est obtenue pour la section efficace différentielle:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= \frac{d\sigma_{clas}}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma_{clas}}{d\Omega}(\pi - \theta) \\ &+ 2 \left[\frac{d\sigma_{clas}}{d\Omega}(\theta) \frac{d\sigma_{clas}}{d\Omega}(\pi - \theta) \right]^{1/2} \\ &\times \cos \left[2\eta \ln \cot \frac{\theta}{2} + 2(\delta(\theta) - \delta(\pi - \theta)) \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

$d\sigma_{clas}/d\Omega$ représente la section efficace différentielle classique, c'est-à-dire la section efficace d'une diffusion élastique en présence de ces potentiels supplémentaires. L'obtention de l'équation 3.2 ainsi qu'un exemple du calcul de $d\sigma_{clas}/d\Omega$ utilisant le potentiel optique sont donnés dans le chapitre 10. L'argument de la fonction cosinus représente la différence entre la phase de la particule diffusée à θ et celle de la particule diffusée à $\pi - \theta$, phases introduites par les potentiels existant durant la diffusion. Le terme $2\eta \ln \cot \theta/2$ déjà vu représente la différence de phase due au potentiel coulombien, alors que le potentiel ΔV crée une différence de phase supplémentaire $\delta(\theta) - \delta(\pi - \theta)$ qui peut facilement être reliée au potentiel perturbateur par l'intermédiaire d'approximations semi classiques. On voit donc que les oscillations présentes dans la section efficace de Mott sont décalées par le potentiel perturbateur. Si l'on connaît la valeur du paramètre de Sommerfeld η on peut, en comparant la section efficace théorique aux données expérimentales, déduire du déplacement angulaire des oscillations des informations sur les potentiels supplémentaires au potentiel coulombien agissant lors de la diffusion. Cette méthode a déjà été utilisée pour étudier avec précision la polarisation du vide créée lors de la diffusion $^{12}C + ^{12}C$ [Vet91, Tra91].

3.2 Choix de la cible et du projectile

Le premier impératif imposé par cette méthode est d'utiliser une cible et un projectile identique et de spin nul car les nombres quantiques internes des deux noyaux doivent être égaux lors de la diffusion. Ensuite, le potentiel de van der Waals de couleur u_{vdW} , s'il existe, agit entre chaque nucléon du noyau cible et chaque nucléon du noyau projectile. On obtient ainsi pour le potentiel total U_{vdW} agissant au cours de la diffusion, en supposant que les deux noyaux de masse A_1 et A_2 soient ponctuels et distant de R :

$$U_{vdW}^{brut}(R) = A_1 A_2 u_{vdW}(R)$$

Mais, puisque les noyaux ne sont pas ponctuels, il faut utiliser la valeur u_{vdW} du potentiel nucléon-nucléon de van der Waals intégrée sur la distribution de densité ρ de chacun des noyaux (figure 3.2):

$$U_{vdW}(\vec{R}) = \int \int \rho(\vec{r}_c) \rho(\vec{r}_p) u_{vdW}(\vec{r}_{cp}) d\vec{r}_c d\vec{r}_p \quad (3.3)$$

$$\text{avec } \vec{r}_{cp} = \vec{R} + \vec{r}_c - \vec{r}_p$$

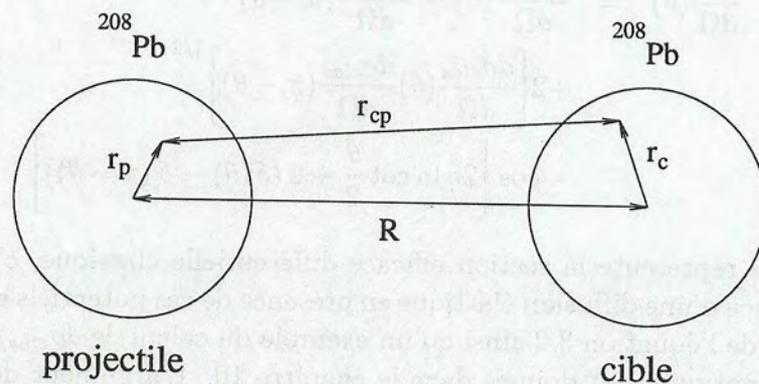


Figure 3.2: Double convolution du potentiel de van der Waals de couleur nucléon-nucléon sur la distribution de matière des deux noyaux.

Pour augmenter l'intensité de l'interaction, il est donc nécessaire d'utiliser des noyaux de masse élevée.

Mais le critère de choix primordial est l'obligation d'utiliser un noyau peu propice à l'excitation coulombienne lors de la diffusion. Cette nécessité vient de la forte influence sur la voie élastique du couplage avec les voies inélastiques et donc des excitations coulombienne réelles et virtuelles. Il a donc fallu utiliser des noyaux avec un premier niveau d'excitation ayant une énergie élevée.

Le noyau de ^{208}Pb a été choisi. C'est un noyau stable, le plus lourd parmi les noyaux doublement magiques, qui possède un état fondamental 0^+ et un premier

niveau d'excitation 3^- à 2.6MeV . De plus il fait partie des faisceaux connus et facilement produits au Ganil. Ce dernier point va permettre de réduire le temps de changement d'énergie du faisceau. A cela il faut ajouter la possibilité de fabriquer des cibles de ^{208}Pb d'épaisseurs très faibles. Il faut noter en outre que, comme nous avons vu, puisque la charge du plomb $Z = 82$ est élevée, la fréquence des oscillations est grande. La sensibilité de la mesure est donc améliorée, mais par contre la détection de ces oscillations très rapides rendue plus difficile.

3.3 Précision nécessaire

Le calcul de la précision expérimentale nécessaire à l'amélioration des informations sur la force van der Waals de couleur est très simple. En utilisant pour $N = 7$ la valeur $\lambda_7 = 100$, ce potentiel va déplacer les oscillations de la section efficace de Mott d'environ 5×10^{-2} degrés. Pour améliorer ce résultat notablement, d'un ordre de grandeur, il est donc nécessaire d'avoir une précision angulaire absolue de quelques milli degrés. De plus, ce déplacement est relatif à la position théorique des oscillations de Mott. Il est donc nécessaire de connaître cette position qui dépend, comme le montre l'équation 3.2, du paramètre η et donc de l'énergie du noyau incident. Pour obtenir la position prévue des oscillations de Mott avec une précision meilleure que quelques milli degrés, l'incertitude sur la valeur absolue de l'énergie du faisceau incident doit être de quelques centaines de KeV. Cette valeur inclut, bien sûr, la stabilité du faisceau au cours du temps.

Pour améliorer les résultats sur la force de van der Waals de couleur et obtenir des informations sur les corrections non-coulombiennes, il faut donc une précision absolue:

$$\Delta\theta \sim 10^{-3} \text{ deg} \quad (3.4)$$

et

$$\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-4} \quad (3.5)$$

Chapitre 4

Dispositif expérimental

4.1 Introduction

Les très grandes précisions absolues recherchées sur la valeur de l'énergie des noyaux de plomb incidents lors de la diffusion et sur la valeur de l'angle de diffusion vont être les deux contraintes expérimentales majeures. Ainsi le dispositif expérimental va comporter deux parties distinctes pour mesurer ces deux paramètres. Le Ganil, *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*, a été utilisé pour délivrer le faisceau de ^{208}Pb à des énergies sous-coulombiennes. Le choix de l'énergie a été fait de telle sorte que la distance de moindre approche soit la plus faible possible, maximisant ainsi la valeur du potentiel de van der Waals de couleur, tout en restant suffisamment grande pour que, lors de la diffusion, les noyaux restent hors de portée de l'interaction nucléaire. Le Ganil a été choisi puisqu'il disposait à la fois d'un faisceau et d'un site expérimental satisfaisant les conditions requises. Le dispositif expérimental de mesure de l'angle a été installé dans la salle G4, habituellement réservée aux expériences d'applications industrielles. La mesure de l'énergie a été effectuée grâce à une mesure de temps de vol du faisceau entre deux profileurs situés sur la partie rectiligne de l'accélérateur, en aval du spectromètre- α . Un dispositif particulier a dû être développé puisque la précision absolue sur l'énergie du faisceau, donnée par le spectromètre- α , était inférieure d'un ordre de grandeur à la précision nécessaire $\Delta E/E \sim 10^{-4}$.

4.2 La production de faisceaux au Ganil

Le système d'accélération du Ganil est capable d'accélérer des ions allant du Carbone à l'Uranium, à des énergies d'environ 25.AMeV pour les faisceaux les plus lourds jusqu'à 95.AMeV pour les plus légers. La chaîne d'accélération commence

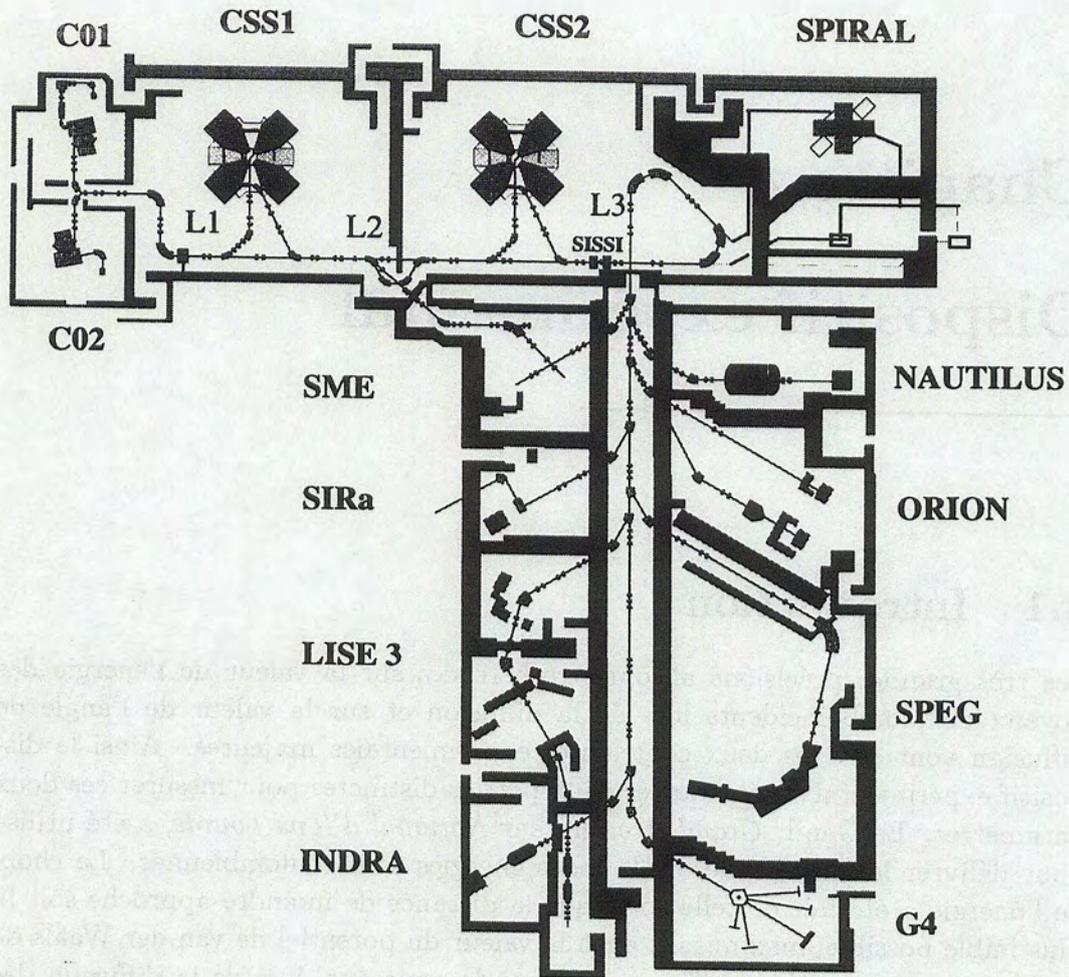


Figure 4.1: Plan du Ganil.

par une source d'ions de type ECR (Résonance Cyclotronique Electronique) dans laquelle des atomes sont introduits pour y être ionisés plusieurs fois. Les ions ainsi créés sont ensuite préaccélérés par un premier petit cyclotron *C0* jusqu'à une énergie de quelques centaines de $AkeV$. Puis le faisceau est dirigé vers le cyclotron *CSS1* composé de quatre secteurs séparés où il est accéléré jusqu'à, dans notre cas, une énergie d'environ $5.AMeV$. Cette énergie étant l'énergie requise pour notre expérience de diffusion élastique sous coulombienne, le faisceau n'était pas réaccéléré par le *CSS2* mais dirigé d'abord vers le spectromètre- α pour y être analysé puis vers les aires expérimentales jusqu'à la salle *G4* (figure 4.1).

4.3 Mesure absolue de l'énergie du faisceau incident

4.3.1 Principe

Pour mesurer l'énergie du faisceau de ^{208}Pb incident nous avons mesuré le temps de vol (TOF) du faisceau le long d'un parcours dont la distance était connue avec précision. De ce temps de vol nous avons déduit la vitesse et donc l'énergie. Cette méthode a été rendue possible par la structure temporelle du faisceau due à l'accélération par les cyclotrons. La méthode du temps de vol pour mesurer de façon absolue l'énergie d'un faisceau est bien connue [Jun82, Rom72, Man54] et a déjà permis l'obtention d'une précision de $\Delta E/E \sim 10^{-3}$. D'autres méthodes ont été développées, comme la technique du "cross-over" [Bar64, Smy64, Tre70] ou la méthode de résonances [Mar66] surtout utilisée pour des accélérateurs électrostatiques. Ces méthodes sont surtout utiles pour des faisceaux de basse énergie. En effet, dans le cas de la méthode des résonances, il est nécessaire d'avoir une réaction développant une résonance ou atteignant un seuil permettant l'obtention de réaction nucléaire. Ceci est impossible dans le cas d'un faisceau à haute énergie ou d'ions lourds. La méthode du "cross-over", quant à elle, nécessite, à haute énergie, une mesure précise des sections efficaces élastiques et inélastiques à très petit angle, ce qui est difficile à réaliser.

4.3.2 Réalisation

Le temps de vol des noyaux de ^{208}Pb a été mesuré entre deux profileurs distants de $d = (4841.48 \pm 0.10)\text{cm}$ et situés sur une section rectiligne de l'accélérateur, entre le spectromètre " α " et l'aimant servant à dévier le faisceau dans la salle d'expérience G4. Les profileurs sont composés de fils de tungstène de $20\mu\text{m}$ de diamètre distants de 0.5mm . La haute précision dans la détermination de la distance entre les deux profileurs a été rendue possible par l'utilisation d'un distancemètre électronique prêté par le Groupe de Géodésie Appliquée du CERN à Genève et étalonné avec un interféromètre. Le distancemètre, situé sur un des profileurs, émet une onde porteuse infrarouge de période environ $\lambda = 0.850\mu\text{m}$ qui est réfléchié par un prisme situé sur le deuxième profileur. L'instrument mesure la différence de phase $\Delta\Phi$ entre l'onde émise et l'onde réfléchié. La distance d est déduite par la relation:

$$d = \frac{k\lambda}{2} + \frac{\lambda\Delta\Phi}{4\pi}$$

où k est un nombre entier. On obtient donc une équation à deux inconnues, d et k , que l'on résoud en utilisant plusieurs fréquences différentes. L'incertitude de 0.10cm inclut l'incertitude sur la verticalité des fils du profileur, l'incertitude sur la position des fils par rapport aux points de calibration et l'incertitude sur l'angle entre la direction du faisceau et la normale au plan des fils.

Deux détecteurs de type scintillateur inorganique BaF_2 délivrant un signal rapide ont été positionnés, avec un angle de 90 degrés par rapport au faisceau, contre les profileurs pour détecter les photons γ résultant de l'excitation coulombienne des noyaux des fils de tungstène des profileurs par le faisceau de ^{208}Pb .

Si les signaux provenant des deux détecteurs avaient été provoqués par le passage de la même particule, le temps de vol de cette particule serait simplement la différence de temps entre le signal "start" d'un des BaF_2 et le signal "stop" de l'autre. Mais une même particule ne peut provoquer successivement un signal dans les deux détecteurs et il a donc fallu procéder différemment.

Une manière alternative consiste à utiliser la structure temporelle du faisceau délivré par le cyclotron en mesurant par rapport à la haute fréquence (HF) du cyclotron les signaux provenant des deux détecteurs, et ceci de façon indépendante en utilisant deux convertisseurs temps-amplitudes (TAC). Les signaux des BaF_2 sont alors les "start" et celui de la HF les "stop". Il faut souligner que les signaux ne sont pas engendrés par le passage du même noyau du faisceau ni même nécessairement par un noyau du même pulse. Les deux mesures de temps sont alors indépendantes et ne sont reliées entre elles que par la HF. Grâce à la calibration absolue en énergie du cyclotron et à la sélection du spectromètre- α le nombre n de périodes HF correspondant au temps de vol est connu. Le temps de vol se déduit par:

$$t_{TOF} = nT_{HF} + (TAC(2) - TAC(1)) - t_0$$

où t_{TOF} est le temps de vol, T_{HF} la période de la haute fréquence et $TAC(i)$ est le temps mesuré dans les TACs. t_0 est la différence en temps d'un événement détecté simultanément par les deux BaF_2 , et mesuré aussi par rapport à la HF. Ce signal de référence a été obtenu en positionnant les deux détecteurs l'un en face de l'autre et en détectant les rayons γ provenant de l'annihilation des positrons d'une source de ^{22}Na . La HF n'étant pas synchronisée avec ce signal, le signal couvre toute la gamme du TAC.

En fait, afin de minimiser les effets de non-linéarité des TAC, nous avons adopté une troisième variante de ce dispositif. Les signaux de temps (T_1 et T_2) provenant des deux BaF_2 étaient encore utilisés comme signal "start" des deux convertisseurs temps-amplitudes ($TAC(1)$ et $TAC(2)$), mais les signaux "stop" ($TC(1)$ and $TC(2)$) provenaient d'une horloge générant des signaux n'ayant aucune corrélation en temps avec le faisceau (figure 4.2). Les générateurs de signaux étaient déclenchés par les signaux "start" correspondants. Une description des différents modules est donnée dans le tableau 4.1.

Ainsi les spectres de $TAC(1)$ et $TAC(2)$ obtenus étaient totalement aléatoires (figure 4.3). De cette façon les signaux temps étaient distribués sur toute la gamme des TACs, évitant alors tout problème de non-linéarité différentielle.

Un spectre aléatoire similaire a été obtenu en utilisant le signal de radiofréquence du cyclotron $T(HF)$ comme "start" d'un troisième convertisseur temps-amplitude $TAC(HF)$ qui avait pour "stop" les signaux $TC(1)$ ou $TC(2)$ du générateur dépendant du profileur ayant produit l'événement.

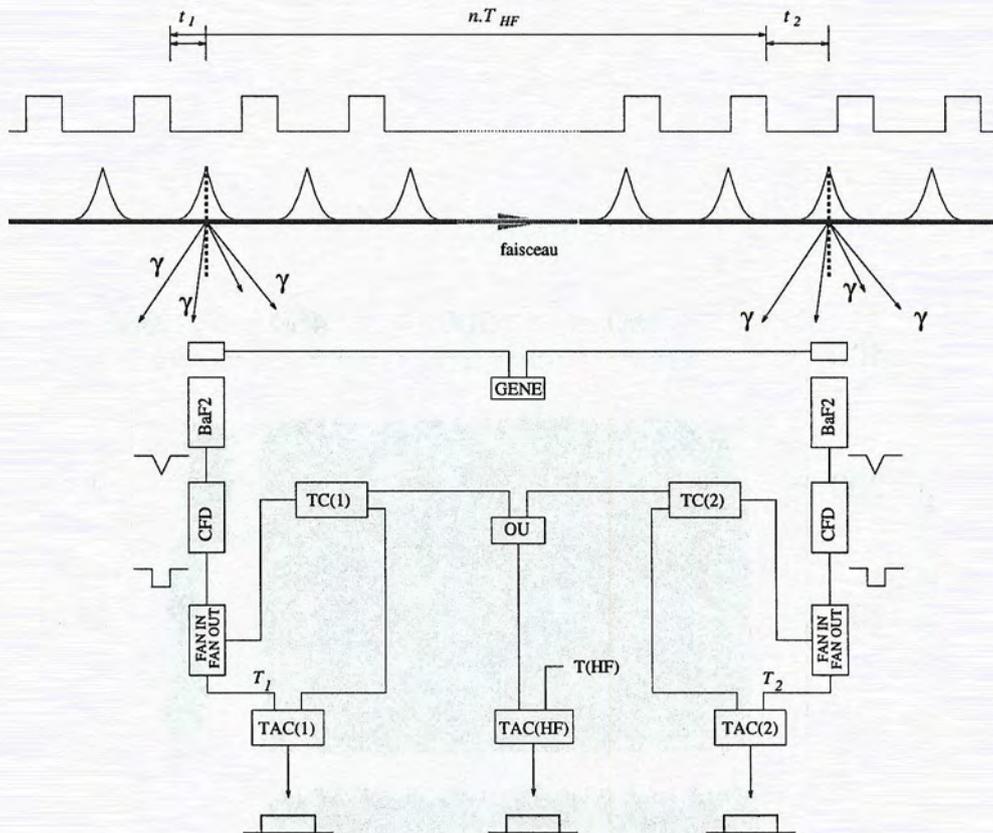


Figure 4.2: Schéma simplifié de la mesure de temps de vol, incluant dans la partie supérieure les profilers et les temps t_1 , t_2 et T_{HF} . La partie inférieure représente l'électronique utilisée pour la mesure du temps de vol.

sigle	nom	type
CFD	Discriminateur à fraction constante	ENERTEC 7174
FAN IN FAN OUT	Module Entrée-Sortie	LeCroy 428F
TC	Horloge	ORTEC 462
TAC	Convertisseur temps-amplitude	ORTEC 566
OU	Module de coïncidence OU	LeCroy 622
GENE	Générateur de lumière	

Tableau 4.1: Nomenclature des modules électroniques utilisés pour la mesure de l'énergie.

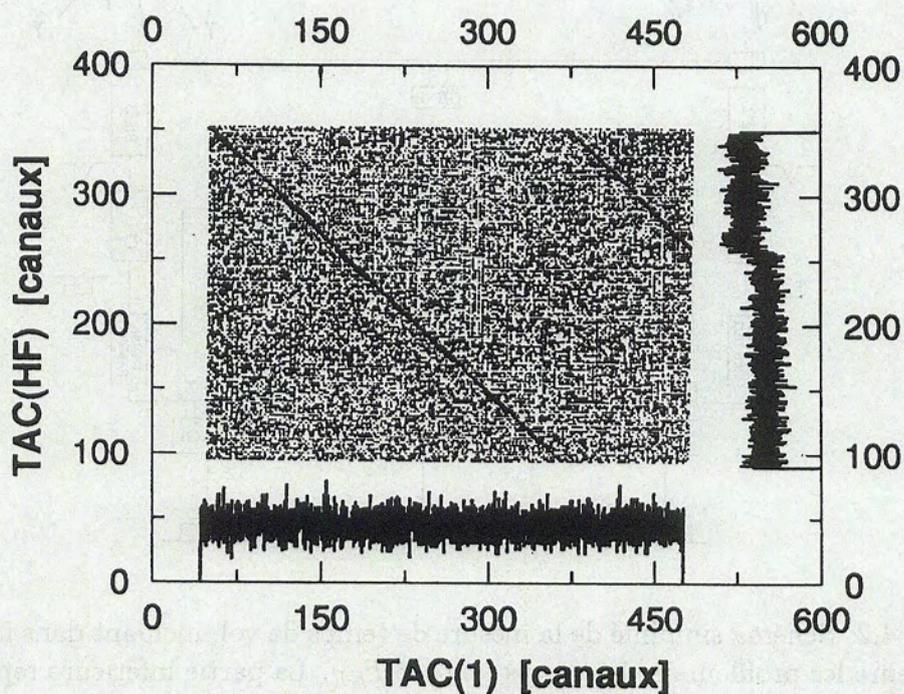


Figure 4.3: Spectre bidimensionnel $TAC(1) \times TAC(HF)$, et ses projections sur chaque axe. Bien que les spectres $TAC(1)$ et $TAC(HF)$ soient aléatoires, il existe une corrélation entre eux lorsque le signal intermédiaire $TC(1)$ est éliminé.

Le temps ainsi mesuré correspond à une valeur moyenne des particules contenues dans les paquets du faisceau. Il est important de noter que les noyaux utilisés en aval, dans la salle d'expérience, n'ont été interceptés nulle part.

La différence de temps entre le moment où le faisceau traverse le profileur et le signal de la radiofréquence la plus proche est donnée par:

$$\begin{aligned} t_i &= TAC(i) - TAC(HF) \\ &= (T_i - TC(i)) - (T(HF) - TC(i)) \quad i = 1, 2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

t_i représente la corrélation en temps observé dans le spectre bi-dimensionnel de la figure 4.3. Sa largeur à mi-hauteur, de $1ns$, est essentiellement dû à la résolution en temps du pulse du faisceau. Le temps de vol des noyaux entre les deux profileurs est obtenu à partir de la différence entre les temps t_2 et t_1 à laquelle il faut ajouter un nombre entier de période de radiofréquence (fig. 4.2):

$$t_{TOF} = n T_{HF} + (t_2 - t_1) - t_0 \quad (4.2)$$

t_0 est le temps de décalage du système. Cette différence de temps absolu a été régulièrement mesurée avec une source de ^{22}Na comme il a été expliqué précédemment. Avec cette méthode, on a:

$$t_0\gamma = TAC(2) - TAC(1) \quad (4.3)$$

Dans le but de corriger les instabilités éventuelles des détecteurs et de l'électronique, un générateur de lumière a été utilisé durant toute l'expérience. Ce générateur permet d'obtenir une différence de temps t_{pulser} . On obtient finalement:

$$t_0 = t_0\gamma - t_{pulser}\gamma + t_{pulser} \quad (4.4)$$

où $t_{pulser}\gamma$ et t_{pulser} sont les valeurs obtenues pour les runs réalisés respectivement avec la source- γ et avec le faisceau. C'est ce t_0 de l'équation 4.4 qui est utilisé dans l'équation 4.2. De cette façon, une éventuelle influence de champ magnétique résiduel ou de tout autre effet pouvant modifier le temps donné par les détecteurs est ainsi éliminée. Les détecteurs BaF_2 avec leurs câbles ont été interchangeés plusieurs fois au cours de l'expérience afin d'éliminer toute erreur systématique, ce qui a fourni aussi un test indépendant de la validité des temps mesurés.

4.3.3 Résultats

L'énergie du faisceau a été calculée en utilisant le temps de vol donné par l'équation 4.2 et la distance d entre les deux profileurs:

$$E = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) mc^2 \quad (4.5)$$

avec $\beta = v/c$ et $v = d/t_{TOF}$

Durant les deux expériences, six énergies différentes du faisceau de ^{208}Pb ont été utilisées. Le cas de l'énergie $E = 873MeV$ va être maintenant étudié en détail. Le tableau 4.2 résume les résultats obtenus pour les cinq autres énergies.

Pour l'énergie $E = 873MeV$, la différence de temps $t_2 - t_1$ valait environ $31ns$. La valeur exacte, $T_{HF} = (133.65428 \pm 0.00017)ns$, de la période de la radiofréquence du cyclotron a été vérifiée en comparant plusieurs horloges électroniques. La valeur $n = 13$ a été obtenue en utilisant l'énergie nominale du faisceau donnée par la calibration absolue du spectromètre- α . Le temps de vol total déduit était de $1706ns$. L'incertitude sur l'énergie peut être calculée à partir des erreurs estimées sur le temps de vol t_{TOF} et sur la distance d .

L'incertitude sur la valeur de $(t_2 - t_1)$ provient principalement des erreurs suivantes:

- L'erreur causée par la précision sur la position du centroïde des pics des spectres de temps t_1, t_2 , du générateur de lumière et de la source: $40ps$
- L'incertitude sur la calibration des TACs: $30ps$
- L'incertitude sur la distance profileur/détecteur ($18ps$), sur la variation du temps de transit du signal dans les câbles du générateur ($18ps$) et sur l'enveloppe du faisceau ($12ps$). La racine carrée de la somme des carrés de ces petites erreurs ayant rapport au détecteur BaF_2 est d'environ $28ps$.

Une étude plus détaillée de ce dernier point peut être utile: la position mécanique des deux détecteurs avait une précision de $\pm 5mm$, la position de la tache de $5mm$ du faisceau focalisé sur les profileurs avait une précision de $\pm 1mm$. Pour calculer les variations de la longueur du trajet des noyaux dues à l'enveloppe du faisceau nous avons supposé qu'il y avait deux points de croisement supplémentaires entre les deux profileurs et que le faisceau avait une enveloppe gaussienne de largeur à mi-hauteur de $3cm$. Avec ces paramètres, l'erreur sur la distance obtenue est de 0.007% , ce qui correspond à une erreur de $12ps$ dans la mesure.

Ainsi l'erreur totale sur $(t_2 - t_1)$ est de $57ps$. Puisque l'incertitude sur la période de la radiofréquence est environ 1×10^{-6} , sa contribution à l'erreur de t_{TOF} peut être négligée. Ainsi, $\Delta t_{TOF} = 0.057ns$ et $\Delta t_{TOF}/t_{TOF} = 3 \times 10^{-5}$.

L'erreur maximale obtenue lors de la mesure de la distance d est $\Delta d/d = 2 \times 10^{-5}$. L'erreur relative sur E calculée à partir de la formule non relativiste de l'énergie est:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \left(\left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t_{TOF}}{t_{TOF}} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

$\bar{E}(MeV)$	$\Delta E/E$	σ/\bar{E}	$(\bar{E} - E_{\alpha''})/\bar{E}$
787.42	5×10^{-5}	4×10^{-5}	$+6 \times 10^{-4}$
873.48	8×10^{-5}	7×10^{-5}	$+0.06 \times 10^{-4}$
948.74	4×10^{-5}	1.5×10^{-4}	$+5 \times 10^{-4}$
1030.39	8×10^{-5}	3×10^{-5}	$+3 \times 10^{-4}$
1129.86	8×10^{-5}	8×10^{-5}	$+3 \times 10^{-4}$
1306.93	8×10^{-5}	6×10^{-5}	$+3 \times 10^{-4}$

Tableau 4.2: Résumé des résultats obtenus pour toutes les énergies du faisceau accéléré. La première colonne indique la valeur moyenne de l'énergie, la deuxième l'incertitude relative et la troisième colonne donne la dispersion comme il est expliqué dans le texte. Dans la quatrième colonne sont comparées l'énergie mesurée par la méthode du temps de vol et l'énergie donnée par la calibration du spectromètre- α'' .

On obtient alors, avec les incertitudes calculées ci-dessus, l'erreur relative de E pour l'énergie étudiée ici: $\Delta E/E = 8 \times 10^{-5}$.

Parallèlement à la mesure absolue de l'énergie, il est aussi possible de vérifier la stabilité en énergie du faisceau, et ceci run par run. Il suffit pour cela de pondérer l'énergie des 26 runs réalisés avec cette énergie par le nombre d'événements détectés lors de l'expérience, en prenant ainsi en compte les différentes durées de chaque run.

En utilisant cette procédure, une énergie $\bar{E} = 873.48 MeV$ a été obtenue, avec une déviation standard $\sigma_1 = 0.06 MeV$ ce qui correspond à $\sigma_1/\bar{E}_1 = 7 \times 10^{-5}$.

Le fait que l'erreur estimée $\Delta E/E$ et la dispersion relative σ/\bar{E} soient très similaires démontre l'excellente stabilité à long terme du faisceau du Ganil après passage par le spectromètre- α'' [Reb83] puisque ce résultat est similaire pour les autres énergies et puisque chaque expérience a duré environ une semaine. De plus, si l'on compare l'énergie nominale du faisceau qui est déterminée par le spectromètre-analyseur α'' à haute résolution en énergie, la différence est extrêmement faible (tableau 4.2). Ceci prouve la grande précision de la calibration absolue du spectromètre- α'' . Pour obtenir une bonne résolution en énergie, les fentes en énergie du spectromètre- α'' étaient assez fermées, l'intensité du faisceau était d'environ $10nAe$.

Le tableau 4.2 indique la valeur des différentes énergies du faisceau de ^{208}Pb utilisé, ces résultats montrent que cette méthode de temps de vol pour mesurer l'énergie est très précise. De plus, tout en étant facilement réalisable, elle permet un contrôle continu de l'énergie du faisceau utilisé pour une expérience. Enfin, cette méthode améliore d'un ordre de grandeur la précision par rapport à d'autres méthodes déjà utilisées.

4.4 Détermination de l'énergie lors de la diffusion

La valeur de l'énergie du faisceau incident de ^{208}Pb étant connue avec précision, il reste à déterminer la perte d'énergie dans la cible pour connaître l'énergie des noyaux lors de la diffusion.

4.4.1 Les cibles utilisées

Dans le but de réduire au maximum la dispersion angulaire, des cibles de très faible épaisseur ont été utilisées. Ces cibles avaient une épaisseur nominale d'environ $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{208}Pb enrichi. Le plomb a été évaporé sur un support de $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{12}C . Afin d'avoir une bonne tenue du plomb, une couche d'environ $2\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au a été déposée sur le carbone. Durant l'expérience le côté où le plomb a été déposé faisait face au faisceau.

Le plomb, du fait de son bas point d'évaporation, a tendance à s'évaporer rapidement des cibles. Pour s'affranchir de cet inconvénient, et étant donné l'extrême faible épaisseur des cibles que nous avons utilisées, il a fallu développer un système de cibles rotatives. Six cibles de 10mm de diamètre ont alors été montées sur une roue tournante dont l'axe était parallèle à la direction du faisceau (figure 4.4). Cette roue, montée sur un porte cible, tournait à la vitesse de quelques dizaines de tours par seconde durant toute l'expérience. Sur ce porte cible, et en plus de ce système rotatif, étaient installées:

- Une cible plus épaisse de $27\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{208}Pb sur un support de $2\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au et de $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{12}C et d'un diamètre de 20mm .
- Une cible de $80\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{238}U placé entre deux couches de $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{12}C .
- Une cible d'argent naturel $^{107,109}\text{Ag}$ de $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sur un support de $25\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{12}C .

4.4.2 Pertes d'énergie dans la cible

Afin de simplifier les calculs, et du fait de la très faible épaisseur des cibles et donc de la perte d'énergie du faisceau dans la cible, il est possible de supposer que la diffusion a eu lieu au milieu de la cible. Cette approximation ne change pas la valeur moyenne de la perte d'énergie mais néglige seulement la fluctuation de cette perte suivant le lieu dans la cible où la diffusion s'est produite.

L'épaisseur nominale des cibles de ^{208}Pb est calculée, lors de la fabrication, en mesurant la masse de plomb avant l'évaporation. Cette méthode est relativement incertaine car il est difficile de connaître exactement le pourcentage de matière

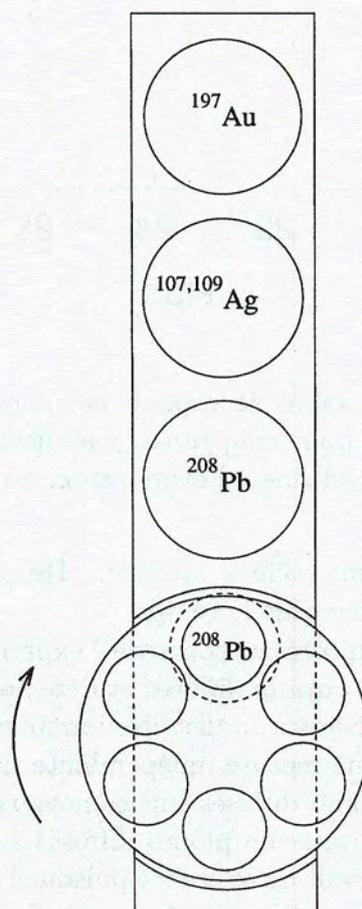


Figure 4.4: Porte cible utilisé lors de l'expérience. Il comporte quatre emplacements dont un pour une cible rotative.

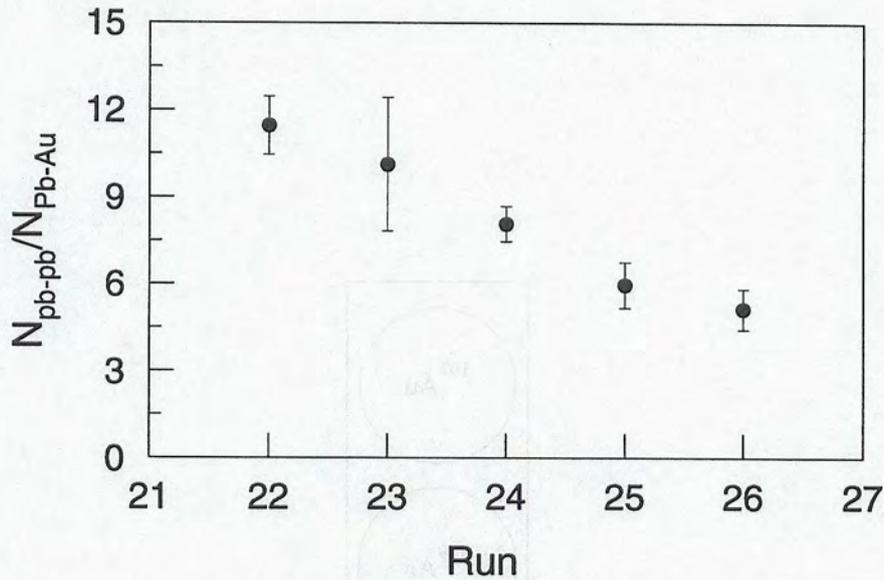


Figure 4.5: Rapport du nombre de noyaux de plomb diffusés sur le plomb et diffusés sur l'or de la cible pour cinq runs consécutifs avec la cible rotative. La décroissance de ce rapport est due à l'évaporation du ^{208}Pb des cibles.

évaporée qui a effectivement collé à la cible. De plus, le plomb s'évaporant, l'épaisseur des cibles diminue avec le temps.

Ce paramètre était monitoré au cours de l'expérience en fonction du temps en surveillant le nombre de noyaux diffusés et détectés par les chambres à dérive qui étaient utilisées pour observer la distribution angulaire de Mott. Pour avoir, au cours de l'expérience, une mesure indépendante des fluctuations du faisceau, le nombre de noyaux de plomb diffusés sur les noyaux du plomb de la cible était comparé au nombre des noyaux de plomb diffusés sur les noyaux d'or présents dans la cible. Ce dernier servait de référence puisque l'or a un point d'évaporation beaucoup plus élevé que le plomb et ne s'évaporait donc pas. La figure 4.5 montre l'évaporation du plomb de la cible tournante lors de cinq runs consécutifs.

L'épaisseur absolue e des cibles a été déduite, run par run, du nombre N de noyaux de plomb diffusés et détectés dans une des chambre à dérive, de l'angle solide de cette chambre, de la section efficace de diffusion σ et du flux Φ du faisceau incident par la formule:

$$e = \frac{N}{\sigma\Phi} \quad (4.7)$$

avec

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

σ est la section efficace, calculée à partir de la section efficace différentielle de Mott 3.2 intégrée sur l'angle solide de la chambre à dérive, celui-ci étant connu avec précision.

Le flux du faisceau incident a été obtenu à partir de la charge totale intégrée du faisceau qui a été mesurée dans une cage de Faraday située en aval de la cible. Une lecture de cette valeur était effectuée à la fin de chaque run. Le flux a été obtenu en divisant cette valeur par la charge moyenne du faisceau après la traversée de la cible. Celle-ci est difficilement calculable puisque, étant donné la faible épaisseur des cibles, l'état de charge n'est pas encore équilibré. Des mesures réalisées au CIRIL (Centre Interdisciplinaire de Recherches avec les Ions Lourds) [Cas95] avec un faisceau de Pb^{23+} à $4.6A.MeV$ ont permis d'estimer à $\bar{Q} = 50 \pm 5$ l'état de charge d'un noyau de plomb après la traversée de la cible. A titre d'indication, l'état de charge à l'équilibre d'un noyau de charge Z et de vitesse relative β est indépendante du milieu traversé et est donnée par la formule [Bar88]:

$$\bar{Q}_{eq} = Z \left[1 - \exp \left(-83.275\beta/Z^{0.477} \right) \right]$$

La valeur $\bar{Q}_{eq} = 56$ est obtenue avec les paramètres du faisceau utilisé.

Lors de l'expérience, la cible rotative et la cible épaisse ont été utilisées en alternance. La cible rotative étant plus fine, la dispersion angulaire était moins importante qu'avec la cible épaisse, par contre le nombre de noyaux détectés était moindre. Dans le but de simplifier les calculs une valeur moyenne \bar{e} , pondérée, de l'épaisseur des cibles utilisées a été calculée pour chaque énergie.

L'incertitude sur l'épaisseur calculée à partir de l'équation 4.7 est donnée par:

$$\frac{\Delta \bar{e}}{\bar{e}} = \frac{\Delta \bar{Q}}{\bar{Q}} + \frac{\Delta N}{N}$$

Les épaisseurs moyennes obtenues correspondant aux six énergies utilisées sont indiquées dans le tableau 4.3.

$E (MeV)$	$\bar{e} (\mu g/cm^2)$
787.42	29.92 ± 4.89
873.48	6.0 ± 0.7
948.74	4.93 ± 0.47
1030.39	18.72 ± 3.42
1129.86	6.0 ± 0.7
1306.93	20.17 ± 4.51

Tableau 4.3: Epaisseurs de plomb des cibles utilisées pondérées par le nombre de noyaux détectés pour tenir compte des différentes longueurs en temps des runs. L'incertitude sur cette valeur est aussi indiquée.

L'énergie lors de la diffusion est finalement calculée en supposant que la diffusion ait eu lieu au milieu de la cible. Il suffit donc de soustraire des énergies mesurées par la méthode du temps de vol, les pertes d'énergie des noyaux de plomb dans les demi-épaisseurs calculées précédemment. Le tableau 4.4 résume les énergies initiales \bar{E} , les pertes d'énergie $\Delta\bar{E}$ dans les demi-cibles et les énergies lors de la diffusion \bar{E}_{diff} obtenue ainsi que l'incertitude sur la valeur finale. Afin de simplifier les notations, dans la suite de ce travail ces énergies seront notées 787, 873, 949, 1030, 1130 et 1306, mais les valeurs réelles ont été utilisées dans les calculs.

$\bar{E} (MeV)$	$\Delta\bar{E} (MeV)$	$\bar{E}_{diff} (MeV)$
787.42	0.71	786.72±0.06
873.48	0.08	873.40±0.07
948.74	0.12	948.62±0.04
1030.39	0.46	1029.93±0.09
1129.86	0.12	1129.74±0.10
1306.93	0.51	1306.41±0.12

Tableau 4.4: Energies incidentes du faisceau en MeV , pertes d'énergie dans la demi-cible et énergies lors de la diffusion avec l'incertitude sur cette valeur.

4.5 Mesure de l'angle de diffusion

4.5.1 Chambre à dérive

Les noyaux de plomb diffusés étaient détectés dans quatre chambres à dérive [Vil89] habituellement utilisées avec le spectromètre magnétique SPEG mais montées, à l'occasion de cette expérience, dans la salle d'expérience G4. Ces chambres, de longueur active $80cm$ et de hauteur active $12cm$, étaient remplies d'isobutane à la pression de $20mb$, qui est ionisé lors de la traversée de la chambre par un noyau. Les électrons ainsi créés migrent, dans un premier temps, sous l'action du champ électrique résultant de la différence de potentiel entre la cathode portée à $-800V$ et la grille de Frisch conservée à $0V$ (figure 4.6). Dans un deuxième temps, les électrons sont multipliés par effet d'avalanche au voisinage de fils portés au potentiel de $700V$. Les électrons, collectés par les fils de ce compteur proportionnel, engendrent par induction un signal sur la cathode de ce compteur. Cette cathode est composée de bandes conductrices espacées de $2.5mm$ et larges de $2mm$ connectées les unes aux autres par une ligne à retard. La position horizontale de l'ion est donnée par la différence de temps d'arrivée des signaux à chaque extrémité de la ligne à retard. Lors de l'utilisation standard des chambres la cathode est séparée en deux parties dans le sens de la longueur,

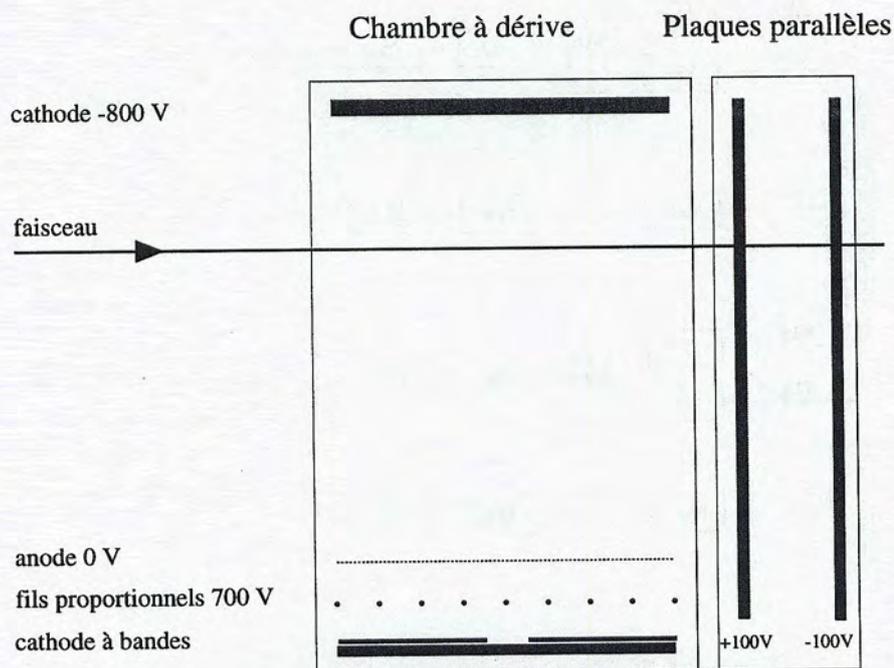


Figure 4.6: Chambre à dérive et détecteur à plaques parallèles.

ce qui permet d'obtenir deux positions horizontales pour avoir accès à la trajectoire de l'ion. Lors de cette expérience, les signaux de ces deux cathodes ont été additionnés pour augmenter leur amplitude. Ces chambres permettent une résolution de 0.4mm (largeur à mi-hauteur) sur la position horizontale.

Une mesure de la perte d'énergie ΔE du noyau dans le gaz a été obtenue en intégrant la charge collectée par les fils du compteur proportionnel.

4.5.2 Détecteur à plaques parallèles

La position verticale du noyau ayant traversé la chambre était déduite du temps de dérive des électrons dans l'isobutane calculé lui-même en mesurant la différence de temps entre le signal des fils du compteur proportionnel et un signal rapide émis lors de la traversée. Ce signal était donné par des détecteurs à plaques parallèles placés derrière chaque chambre à dérive (figure 4.6). Ces détecteurs à gaz étaient simplement composés de deux feuilles de mylar aluminisé servant d'électrodes entre lesquelles était appliqué un potentiel proche de la tension de rupture. Le passage d'un ion déclenche une avalanche des électrons de l'isobutane qui sont collectés sur l'anode. Un signal possédant un temps de montée très court d'environ 5ns était ainsi engendré. Cette méthode a permis d'obtenir une résolution de 0.4mm (largeur à mi-hauteur) sur la position verticale.

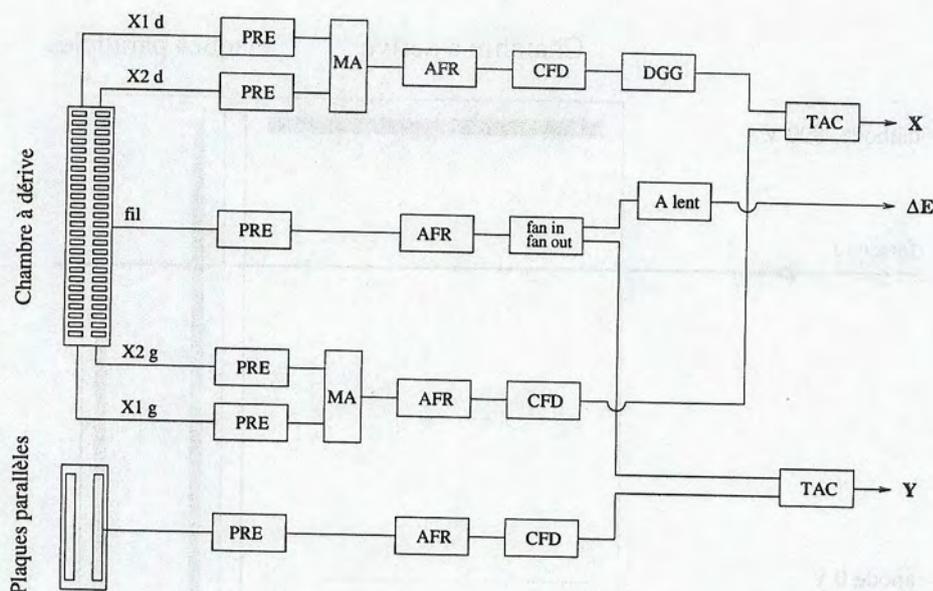


Figure 4.7: Electronique des détecteurs à gaz.

4.5.3 Electronique de détecteurs

L'électronique analysant les signaux des détecteurs était une électronique de standard NIM classique (tableau 4.5). Les signaux étaient d'abord préamplifiés puis amplifiés dans des amplificateurs rapides. Ensuite ils étaient transformés en signaux numériques, et envoyés dans le système d'acquisition en standard CAMAC (figure 4.7).

4.5.4 Géométrie

Comme il est indiqué dans les figures 4.8 et 4.9, les chambres à dérive et les détecteurs à plaques parallèles étaient positionnés de telle sorte qu'ils puissent détecter en coïncidence les noyaux diffusés à 30 – 60 degrés et ceux diffusés à 45 – 45 degrés. Ils étaient reliés à la chambre à cible par des tubes maintenus sous vide.

Les tubes reliant les détecteurs situés à 45 – 45 degrés avaient un diamètre constant de seulement 10cm ce qui réduisait l'angle solide des chambres. Ce choix simplifiait la réalisation mécanique du montage sans nuire aux résultats puisque comme nous le verrons les oscillations de la distribution angulaire de Mott ne sont pas déplacées à 45 degrés. Ces détecteurs étaient donc uniquement destinés à valider les résultats expérimentaux.

Par contre les détecteurs situés à 30 et 60 degrés, où le déplacement des oscillations a été mesuré, étaient reliés à la chambre à cible par une succession

sigle	nom	type
CFD	Discriminateur à fraction constante	ENERTEC 7174
PRE	Préamplificateur	
AFR	Amplificateur rapide	IPN
fan in. fan out	Module Entré-Sortie	LeCroy 428F
DGG	Générateur de porte	
TAC	Convertisseur temps-amplitude	ORTEC 462
A lent	Amplificateur lent	ORTEC 571

Tableau 4.5: Nomenclature des modules électroniques utilisés avec les détecteurs à gaz.

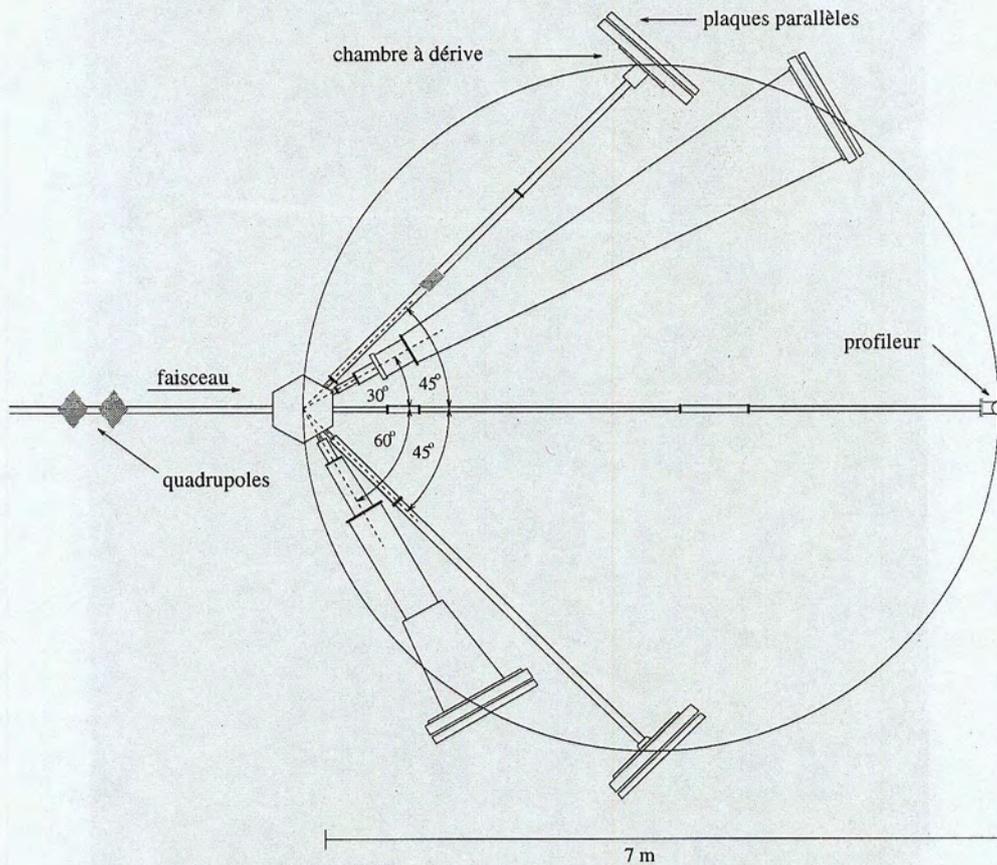


Figure 4.8: Disposition particulière des détecteurs sur un cercle de 7m de diamètre. Le faisceau est focalisé sur un profileur lui aussi positionné sur le cercle.

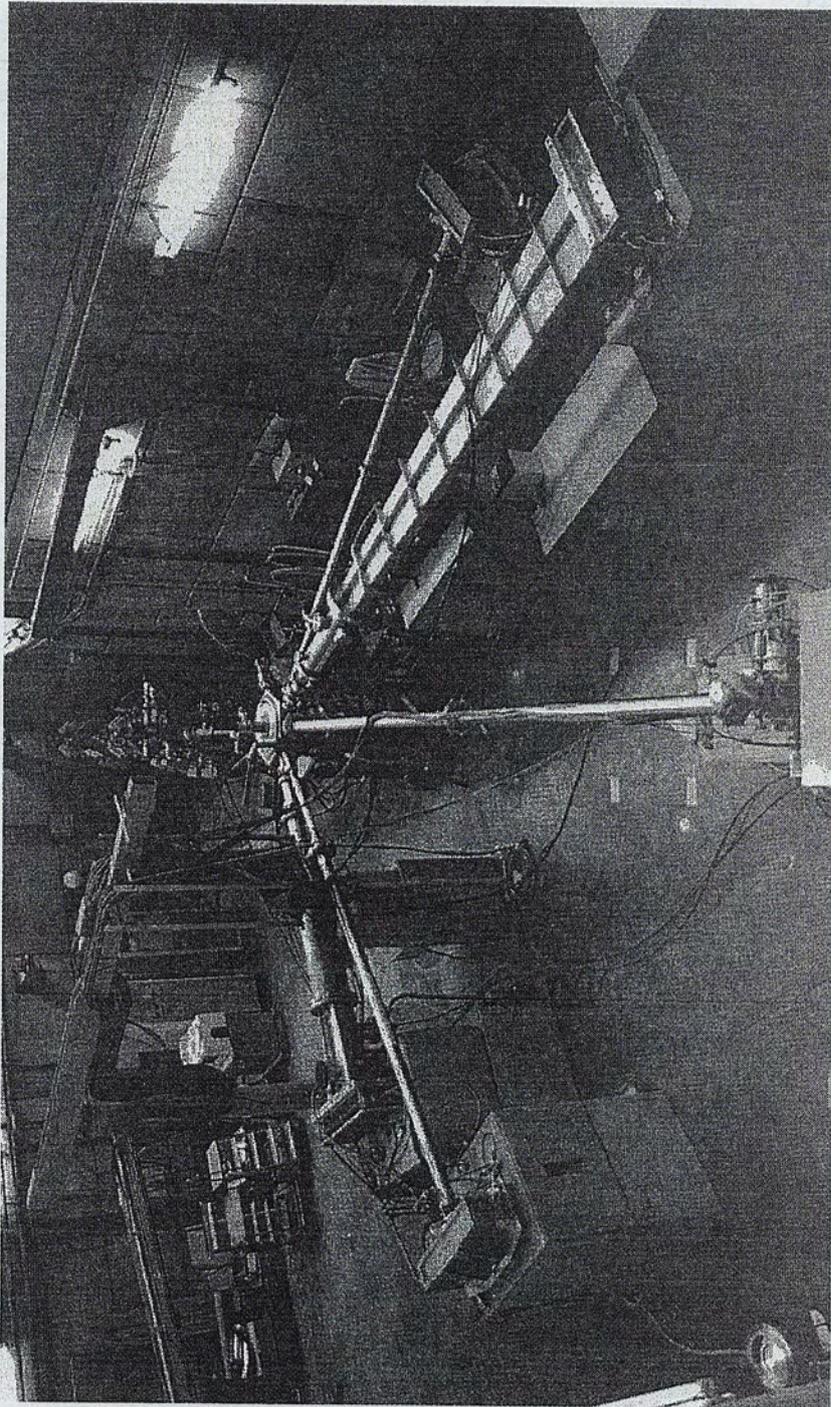


Figure 4.9: Salle d'expérience G4 et dispositif experimental.

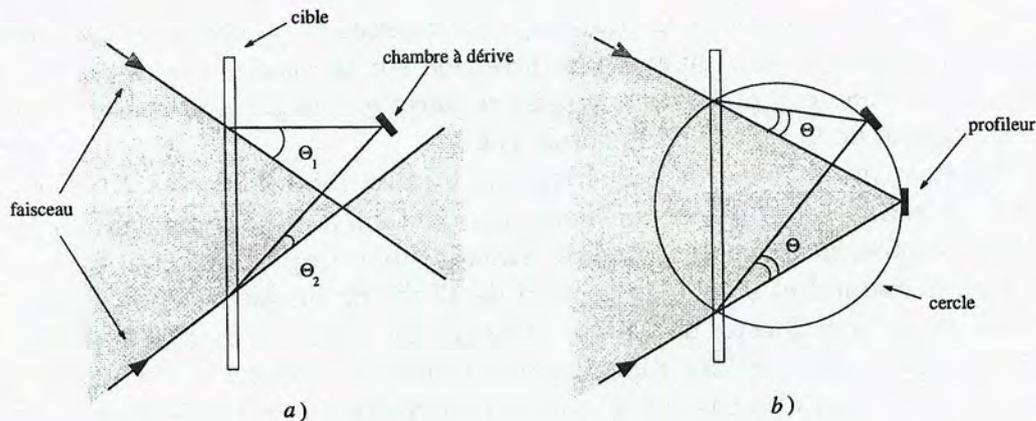


Figure 4.10: Disposition géométrique des détecteurs sur le cercle. Cette simple astuce permet de s'affranchir des effets de centrage et de convergence du faisceau sur la cible. Dans cette figure les dimensions du faisceau et de la cible sont exagérées.

de tubes dont la section augmentait pour obtenir un angle solide maximum. Il a été ainsi possible de couvrir un domaine angulaire de 6° dans le plan horizontal et de 0.6° dans le plan vertical.

La connaissance précise de l'angle de diffusion nécessite la connaissance du point d'impact du faisceau sur la cible mais aussi la connaissance de l'angle de convergence du faisceau. La figure 4.10a illustre ce fait, il est possible de détecter à la même position dans le détecteur des noyaux diffusés à des angles différents. Pour éviter cela, on peut collimater le faisceau à l'aide de deux diaphragmes ou deux fentes très fermées pour obtenir un faisceau pinceau centré sur la cible [Vet91]. Cette méthode qui a l'énorme désavantage d'entraîner une forte réduction de l'intensité du faisceau n'a pas été utilisée. Une autre méthode, de plus en plus utilisée depuis l'apparition des faisceaux exotiques, consiste à utiliser des détecteurs de faisceau placés en amont de la cible et permettant de reconstruire la trajectoire de chaque noyau. Cette méthode a aussi été écartée car le faisceau est alors obligatoirement intercepté et perturbé. La technique que nous avons finalement utilisée est basée sur une relation géométrique bien connue du cercle qui stipule que l'angle entre deux droites reliant deux points situés sur un cercle avec un troisième point situé sur le même cercle est indépendant de la position de ce troisième point. La figure 4.10b illustre cette relation, le faisceau n'était pas focalisé sur la cible comme sur la figure 4.10a, mais sur un profileur situé en aval de celle-ci. Il suffit alors de placer le détecteur sur le cercle passant par la cible et le profileur pour que l'angle de diffusion soit indépendant de la position et de l'angle de convergence du faisceau sur la cible.

Suivant cette technique, lors de l'expérience, la cible, le profileur sur lequel

était focalisé le faisceau et les quatre chambres à dérive ont été disposés sur un cercle de $7m$ de diamètre (figure 4.8). La dimension du cercle a été choisie suffisamment grande pour qu'avec une précision sur la mesure des distances de $0.1mm$ l'on obtienne la précision angulaire recherchée et aussi choisie en fonction de la géométrie de la salle expérimentale G4.

Régulièrement au cours de l'expérience la focalisation du faisceau sur le profileur était vérifiée et si besoin améliorée en ajustant le champ magnétique des deux quadripôles situés quelques mètres avant la cible. Le profileur était composé d'un plan horizontal et d'un plan vertical de 47 fils de tungstène d'un diamètre de $20\mu m$ et espacés chacun de $0.5mm$. Chaque 30 minutes, un relevé du profil du faisceau était effectué pour connaître la position de ce faisceau. Une précision de 0.001° était ainsi obtenue sur la position angulaire du centroïde du faisceau. Cette position a ensuite servi de référence lors du calcul de l'angle de diffusion.

4.5.5 Influence du champ magnétique terrestre

La composante verticale du champ magnétique terrestre présent dans la salle d'expérience provoque une déviation de la trajectoire du noyau diffusé ainsi que celle du faisceau après la cible. Un calcul rapide montre que, même si le champ magnétique terrestre est faible, cet effet ne peut être négligé dans une expérience de haute précision. En supposant que la composante verticale du champ magnétique terrestre vaut $0.2G$, une déviation de la trajectoire du faisceau de 0.005° est prévue à une distance de $7m$, ce qui aurait introduit une erreur systématique supérieure à l'incertitude voulue. Pour s'affranchir de ce phénomène, Vetterli *et al.* [Vet91] avaient disposé la chambre à réaction et les détecteurs entre une paire de bobines de Helmholtz qui compensait le champ terrestre. Etant donné les dimensions de notre expérience, une telle méthode n'était pas applicable.

La disposition particulière des composants du dispositif expérimental sur un cercle nous a permis de nous affranchir de ce problème. En effet, comme nous avons vu, l'angle de diffusion θ était toujours mesuré par rapport à la position du faisceau à 0° , ainsi, puisque le champ magnétique dévie à la fois la trajectoire du noyau diffusé et celle du faisceau à 0° , θ , l'angle entre ces deux trajectoires, ne dépend pas du champ magnétique. En fait, puisque l'énergie du noyau après la diffusion Rutherford est inférieure d'environ $\cos^2 \theta$, la trajectoire de ce noyau et celle du faisceau ne sont pas déviées de la même quantité. Par contre, puisque les chambres où est mesurée la position du noyau diffusé sont placées sur le cercle, la distance parcourue par le noyau est inférieure de $\cos \theta$ à la distance que parcourt le faisceau avant d'arriver sur le profileur. Ainsi les déviations spatiales des deux trajectoires sont identiques et la mesure de l'angle de diffusion θ n'est pas affectée par le champ magnétique terrestre.

Une mesure du champ magnétique en différents points de la salle d'expérience a été effectuée pour vérifier que le champ était bien homogène. De plus aucune

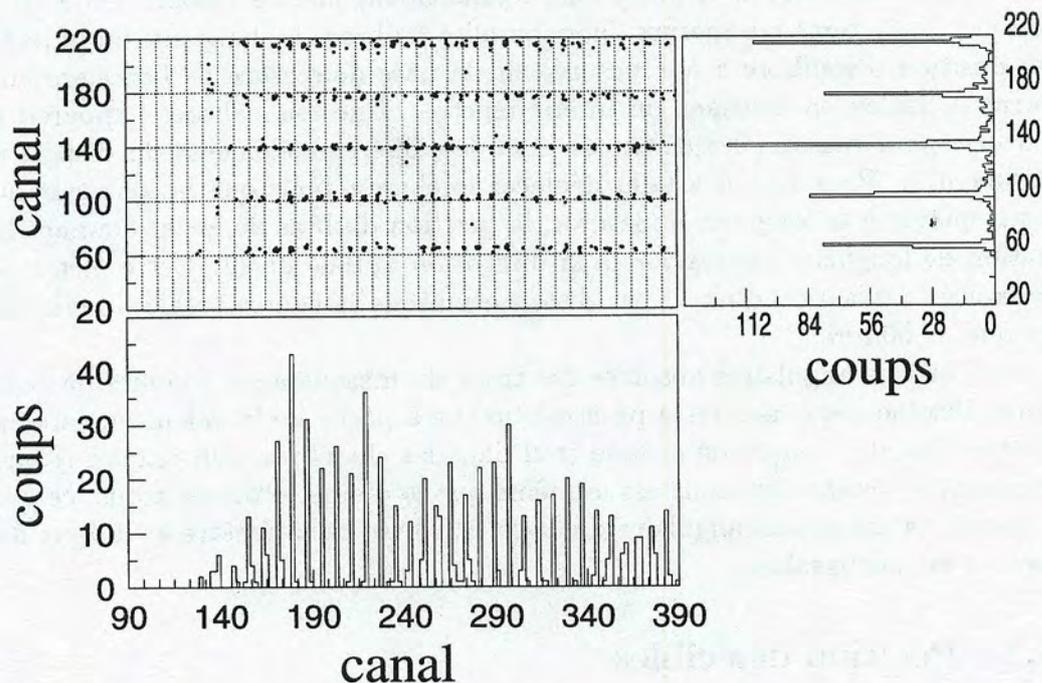


Figure 4.11: Image du masque dans une des chambre à dérive. Les projections sur l'axe horizontal et vertical ont permis d'obtenir la calibration angulaire absolue.

trace de champ résiduel créé par les aimants de la ligne n'a été observée.

4.5.6 Calibration angulaire absolue

Afin d'écartier toute source d'erreurs systématiques, une attention particulière a été accordée à la calibration angulaire absolue des chambres à dérive. Celle-ci a été réalisée en plaçant devant chaque chambre un masque amovible percé de quatre rangées de 31 trous de 1mm de diamètre espacés de 20mm . La figure 4.11 montre l'image du masque dans la chambre positionnée à 30° . Cette image représente les noyaux passés par les trous du masque, pour cela une cible d'or a été utilisée. Le trou central avait un diamètre de 2mm pour pouvoir le différencier des autres.

La position des trous sur les masques, les distances entre les trous centraux et la cible ainsi que les distances entre les trous centraux et l'axe du faisceau ont été mesurées avec une précision de 0.1mm . Cette précision a été obtenue en employant un Distinvar. Le Distinvar est un appareil utilisant un fil d'invar de 1.65mm de diamètre. L'invar est un mélange de nickel et d'acier qui a un coefficient de dilatation thermique très faible. Grâce à un bras de levier, un

pois de $1.5Kg$ exerce une traction constante de $15Kg$ sur le fil. Un chariot, relié à une extrémité du fil, se déplace longitudinalement jusqu'au point d'équilibre défini par un système qui mesure l'horizontalité du bras. La longueur du fil dans cette position d'équilibre a été mesurée sur la base de mesure de l'accélérateur Saturne à Saclay en utilisant un interféromètre. Une fois calibré, l'appareil a été utilisé pour mesurer les distances entre les différents éléments du dispositif expérimental. Pour cela il a fallu déplacer le chariot pour que la longueur du fil corresponde à la longueur à mesurer, la position du bras de levier donnant la variation de longueur par rapport à la dimension initiale du fil. Cette méthode a nécessité l'utilisation d'un fil par distance puisque la course totale du chariot n'est que de $50mm$.

Les positions angulaires absolues des trous du masque ainsi connues, la calibration absolue des chambres a pu être obtenue à partir de la valeur en canaux de la position des images de chaque trou dans les chambres. On remarque que la largeur de l'image des trous est la même que le diamètre de ces trous, ce qui prouve que la dispersion angulaire due à la traversée de la fenêtre et du gaz du détecteur est négligeable.

4.5.7 Position des cibles

La position des cibles, de même que la mesure de l'énergie, la calibration angulaire et l'effet du champ magnétique terrestre, est une source d'erreur systématique possible dans la détermination de l'angle de diffusion. Cette position a donc été soigneusement mesurée, avant et après l'expérience, avec une précision de $0.1mm$ en utilisant la technique du Distinvar. Malgré les changements de cibles durant l'expérience, la position longitudinale du porte-cible était maintenue constante grâce à un système de cônes emboîtables.

Pour mesurer au cours de l'expérience la position absolue des cibles, un système de détection a été disposé dans la chambre à réaction. La chambre, de forme hexagonale, avait une largeur de $1m$ ce qui a permis l'introduction de ce système. Le principe de la méthode utilisée était de mesurer l'angle entre les trajectoires de deux noyaux de ^{208}Pb diffusés, ceci en utilisant la position mesurée géométriquement, puis de corriger cette position afin de retrouver l'angle théorique. Pour cela deux détecteurs silicium Ortec de $300\mu m$ d'épaisseur ont été utilisés (figure 4.12). Le premier (Si), positionné à $153mm$ de la cible et à 73° de l'axe du faisceau, était masqué par un cache percé uniquement d'un trou de $1mm$ de diamètre. Le second positionné à $240mm$ de la cible et à 17° de l'axe du faisceau était un détecteur sensible à la position (PSD). Il permettait de détecter et de mesurer la position des noyaux de ^{208}Pb diffusés à 17° en coïncidence avec ceux diffusés à 73° et passés par le trou du masque du premier détecteur. Les angles 73° et 17° ont été choisis de telle sorte que les deux jonctions ne puissent pas intercepter le faisceau diffusé à 30° et à 60° et de telle sorte que l'ensemble cible-détecteurs soit positionné sur un cercle pour ainsi réduire la dépendance de

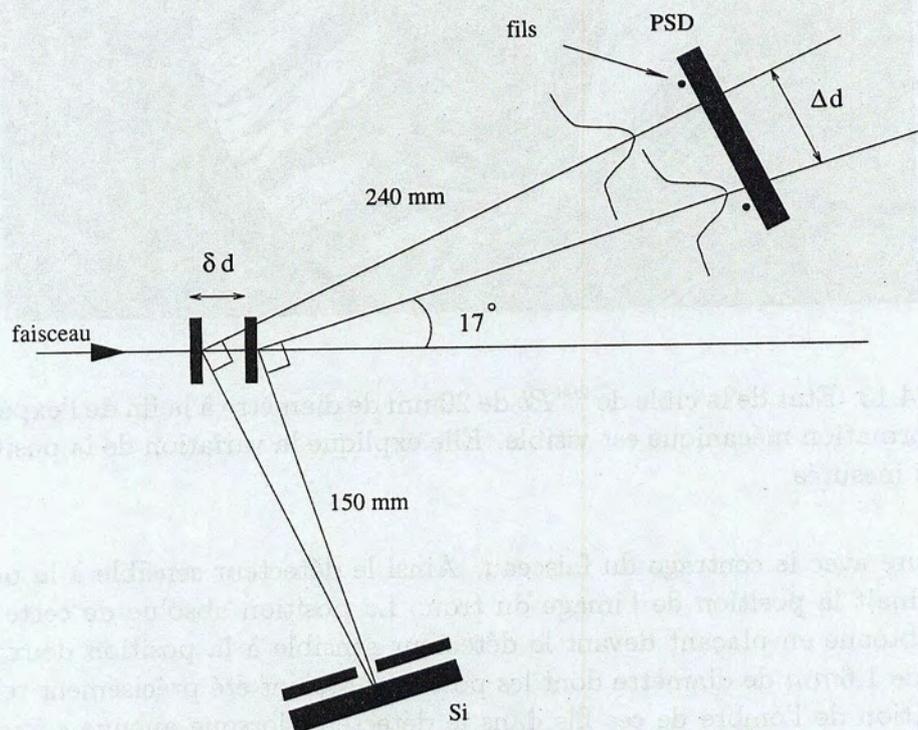


Figure 4.12: Dispositif expérimental de mesure de la position des cibles. La jonction sensible à la position (PSD) détectait les noyaux de plomb en coïncidence avec ceux passés par le trou du masque de la jonction silicium (Si). La position de l'image de ce trou nous donne la position de la cible. Ce dispositif, monté à l'intérieur de la chambre à cible, fonctionnait en permanence.

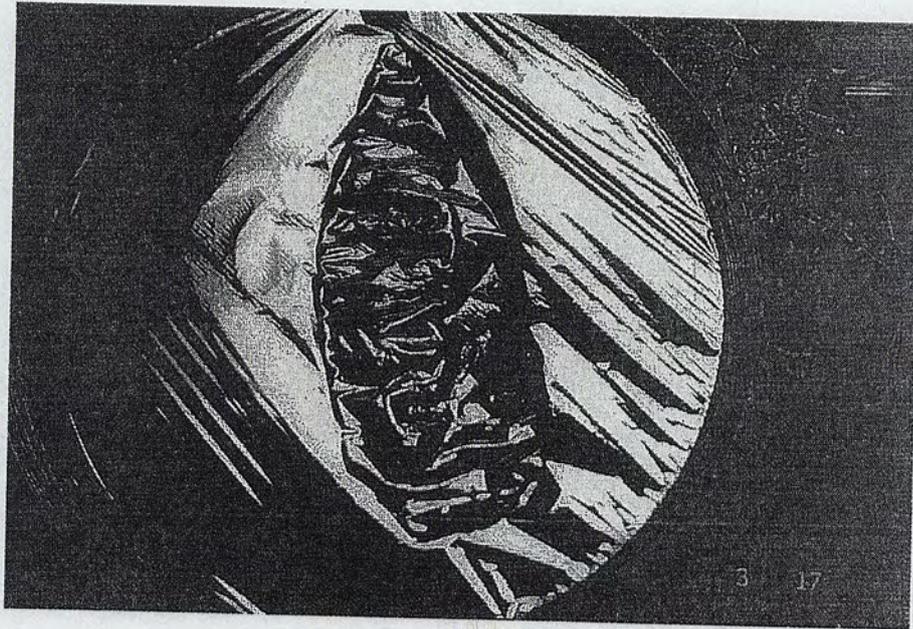


Figure 4.13: Etat de la cible de ^{208}Pb de 20mm de diamètre à la fin de l'expérience. La déformation mécanique est visible. Elle explique la variation de la position de la cible mesurée.

la mesure avec le centrage du faisceau. Ainsi le détecteur sensible à la position déterminait la position de l'image du trou. La position absolue de cette image a été obtenue en plaçant devant le détecteur sensible à la position deux fils de cuivre de 1.6mm de diamètre dont les positions avaient été précisément relevées. La position de l'ombre de ces fils dans le détecteur, lorsque aucune coïncidence entre les deux détecteurs n'est exigée, a permis d'obtenir à la fois la calibration et la position absolue de la jonction.

La figure 4.14a montre la jonction sensible à la position sans coïncidence et en utilisant une cible épaisse d'or, on peut voir clairement l'ombre des deux fils. La figure 4.14b montre cette même jonction en coïncidence avec les noyaux ayant traversés le trou du masque. La position de la cible est déduite de l'angle théorique entre les trajectoires des deux noyaux diffusés et l'angle mesuré grâce à la position du trou, déterminée géométriquement, et la position de l'image du trou mesurée dans la jonction (figure 4.14c).

L'incertitude sur la position des cibles obtenue par cette méthode est de 0.3mm. La principale contribution à cette incertitude vient de la position du centroïde de l'image du trou. Une variation de la position des cibles de 0mm à 1.8mm suivant la cible utilisée a été observée. La position des cibles de ^{208}Pb de petit diamètre montées sur la cible rotative n'a que très peu variée. Par contre, celle des cibles de plus grand diamètre était maximum. Cette variation corre-

spont à une déformation mécanique des cibles sous l'action du faisceau, observée sur les cibles lors du démontage de l'expérience (figure 4.13).

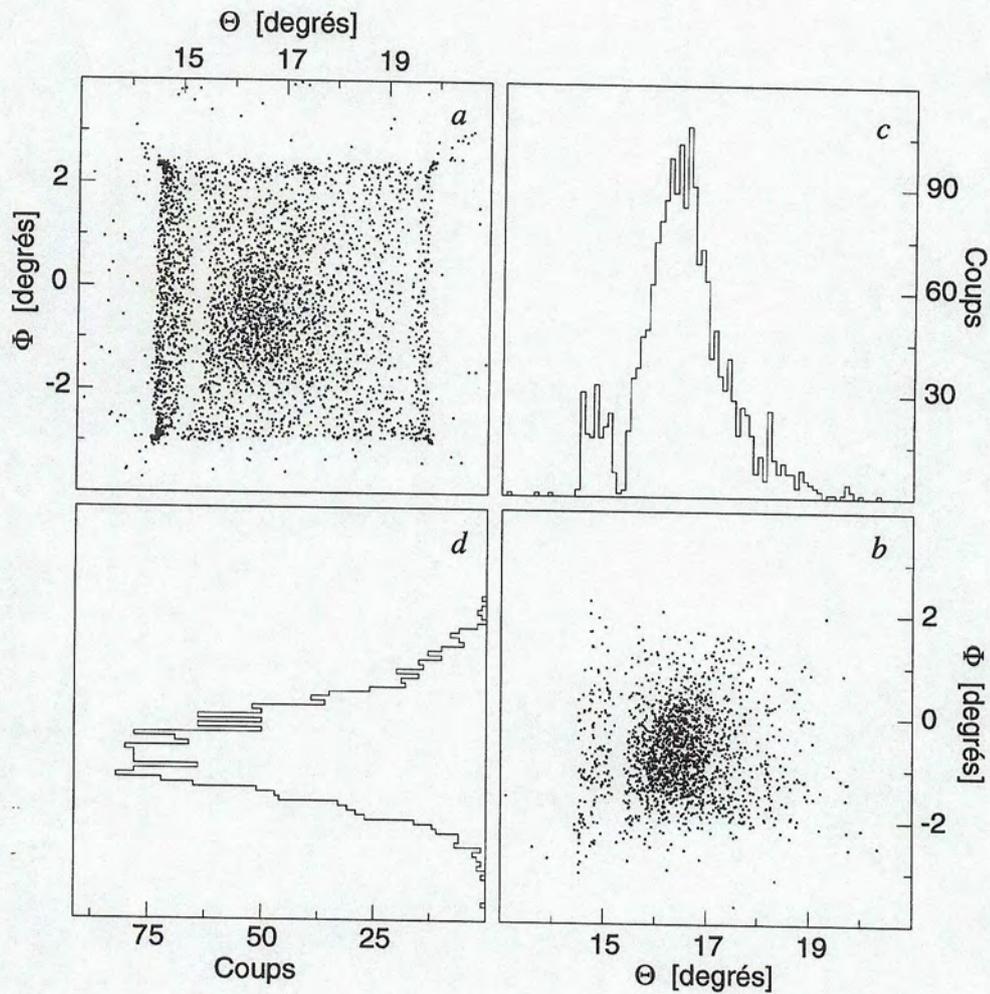


Figure 4.14: Image de la jonction PSD. Lorsque la détection n'est pas réalisée en coïncidence entre la jonction PSD et la jonction Si, l'image des fils qui donne la calibration angulaire absolue de la jonction est visible (a). Lorsque cette détection est faite en coïncidence on obtient l'image du trou (b) dont les projections (c) et (d) donnent la position de la cible.

Chapitre 5

Dispersion angulaire

5.1 Introduction

La dispersion angulaire d'un noyau après traversée d'une cible résulte de la succession de diffusions avec les constituants atomiques de la cible. Cette dispersion apparaît surtout, pour les physiciens expérimentateurs, comme un processus non désirable diminuant la résolution d'une expérience et qu'il faut pouvoir calculer pour connaître la forme du faisceau après traversée d'une cible, d'une fenêtre de détecteur ou d'un volume de gaz. D'un point de vue pratique, une bonne connaissance de la dispersion angulaire dans des couches minces est importante, par exemple pour les traitements de surface par implantation ionique [Mar95]. D'un point de vue théorique, la dispersion angulaire est aussi un moyen d'extraire le potentiel inter-atomique directement responsable de ce phénomène. On peut exprimer ce potentiel comme:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \chi\left(\frac{r}{a}\right)$$

ou Z_1 est la charge du noyau incident, Z_2 celle du noyau de la cible et $\chi(r)$ une fonction représentant l'écrantage dû à la charge des électrons.

La diffusion multiple à haute énergie a été étudiée en détail [Sco63], Bohr a d'abord suggéré l'emploi d'un potentiel de type Yukawa $\chi(r) = e^{-\lambda r}$, qui a été amélioré par Molière [Mol48] dans le cas de plus grandes valeurs du paramètre de Sommerfeld:

$$\chi(r) = 0.35e^{-\lambda r} + 0.55e^{-4\lambda r} + 0.1e^{-20\lambda r}$$

D'autres potentiels comme celui de Lenz-Jensen $\chi(r) = qe^{-\lambda\sqrt{r}}$ ont aussi été étudiés.

Ces différents potentiels sont essentiellement phénoménologiques; ils reproduisent bien les données obtenues à haute énergie ou pour un grand nombre de collisions au cours desquelles le nombre important de processus itératif fait disparaître les informations physiques. Pour des cibles plus minces, lorsque le nombre de collisions est plus faible, ces potentiels ne suffisent plus: il devient impératif d'utiliser un potentiel contenant des informations physiques. La méthode de Thomas-Fermi a ainsi été utilisée pour calculer la répartition de la charge à l'intérieur de l'atome [And72]. Par contre, il n'existe aucun travail de ce type dans le cas d'ions lourds pour des énergies intermédiaires, de l'ordre du GeV.

5.2 Théorie

5.2.1 Méthode de Thomas-Fermi

Cette méthode permet de calculer le potentiel électrostatique à l'intérieur d'un atome neutre de charge Z [Tho27, Fer28]. Plus rapide qu'une méthode de calcul de champs auto-consistants, surtout pour des systèmes complexes, elle en fournit néanmoins une bonne approximation [Gom49]. Cette méthode comporte trois étapes [Lan74]:

- le calcul de la densité ρ du nombre d'électrons à l'intérieur de l'atome. Pour cela, on utilise le volume de l'espace des phases des électrons dont l'impulsion est comprise entre p et $p + dp$ et se trouvant dans un volume V , que l'on divise par le volume d'une cellule. On obtient alors $(1/2\pi)\hbar^3 4\pi p^2 dp V$ cellules possibles qui peuvent être occupées au maximum par deux électrons de spins opposés. En intégrant cette valeur entre 0 et p_F , impulsion maximum d'un électron, on obtient le nombre total d'électrons contenus dans le volume V . La densité résultante est:

$$\rho = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} p_F^3 \quad (5.1)$$

- le calcul du moment de Fermi p_F en fonction du potentiel électrostatique. Pour cela on suppose que les électrons se comportent comme un gaz de Fermi dont la fonction de distribution est:

$$f = \frac{1}{e^{(E-\mu)/kT} + 1}$$

où T est la température absolue et k la constante de Boltzmann. Le potentiel chimique μ représente l'énergie individuelle des électrons. Si l'on suppose le système en équilibre thermique, μ est constant et vaut:

$$\mu = -e\phi + \frac{p_F^2}{2m} \quad (5.2)$$

où ϕ est le potentiel électrostatique, m et $-e$ la masse et la charge de l'électron.

En insérant 5.2 dans 5.1 on obtient la densité du nombre d'électrons en fonction du potentiel électrostatique:

$$\rho = \frac{1}{3\pi^2\hbar^3} (2m)^{3/2} (\mu + e\phi)^{3/2}$$

Puisqu'à la frontière de l'atome, à la fois ρ et ϕ s'annulent, on a aussi $\mu = 0$. La densité se simplifie en:

$$\rho = \frac{1}{3\pi^2\hbar^3} (2m)^{3/2} (e\phi)^{3/2} \quad (5.3)$$

- la relation entre la densité du nombre d'électrons et le potentiel électrostatique qui est réalisée grâce à l'équation de Poisson $\nabla^2\phi = 4\pi e\rho$. En remplaçant ρ par sa valeur, on obtient l'équation dite de Thomas-Fermi:

$$\nabla^2\phi(r) = \frac{4e}{3\pi\hbar^3} (2me)^{3/2} \phi^{3/2}(r)$$

Un changement de variable permet de simplifier cette équation, on introduit une nouvelle fonction χ telle que:

$$\begin{aligned} \phi(r) &= \frac{Ze}{r} \chi\left(\frac{r}{a}\right) \\ a &= \left(\frac{9\pi^2}{128}\right)^{1/3} \frac{\hbar^2}{me^2} Z^{-1/3} = \frac{0.885a_0}{Z^{1/3}} \end{aligned}$$

avec $a_0 = 0.529 \times 10^{-8} \text{cm}$, rayon de Bohr. L'équation de Thomas-Fermi se résout par intégration numérique en utilisant les conditions aux limites $\chi = 1$ pour $r/a = 0$ et $\chi = 0$ pour $r/a \rightarrow \infty$, la fonction χ est donnée dans le tableau 5.1 en fonction du paramètre r/a .

5.2.2 Section efficace de diffusion

La section efficace de diffusion a été déduite du potentiel calculé par la méthode de Thomas-Fermi par Lindhard, Nielsen et Scharff [Lin68]. Ils ont d'abord extrapolé le calcul du champ électrostatique à l'intérieur d'un noyau de charge Z au potentiel d'interaction V de deux noyaux de charge Z_1 et Z_2 :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \chi\left(\frac{r}{a}\right)$$

r/a	$\chi(r/a)$	r/a	$\chi(r/a)$
0.00	1.00	2.6	0.185
0.04	0.947	3.0	0.157
0.08	0.902	3.4	0.134
0.2	0.793	3.8	0.116
0.4	0.660	4.5	0.0919
0.6	0.561	6	0.0594
0.8	0.485	8	0.0366
1.0	0.424	10	0.0243
1.4	0.333	14	0.0125
1.8	0.268	30	0.0023
2.2	0.221	60	0.00039

Tableau 5.1: Valeurs de la fonction de Thomas-Fermi.

η	0.002	0.004	0.01	0.02	0.04	0.10	0.15	0.20
$f(\eta)$	0.162	0.209	0.280	0.334	0.383	0.431	0.435	0.428
η	0.40	1	2	4	10	20	40	
$f(\eta)$	0.385	0.275	0.184	0.107	0.05	0.025	0.0125	

Tableau 5.2: Valeurs de la fonction f donnant la section efficace de chaque diffusion en fonction d'une variable unique.

Suivant le choix de Bohr, la valeur du paramètre d'écrantage a a été choisie comme:

$$a = \frac{0.885a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

La dépendance en angle de diffusion θ_{lab} et en énergie E_{lab} de la section efficace a été ramenée à un seul paramètre $\eta = \varepsilon \sin(\theta_{lab}/2)$ avec $\varepsilon = aE_{lab}/(Z_1 Z_2 e^2)$. Un calcul classique a alors permis d'obtenir la section efficace différentielle pour chaque diffusion dans la cible:

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \pi a^2 \frac{f(\eta)}{\eta^2} \quad (5.4)$$

où f est une fonction tabulée donnée dans le tableau 5.2.

5.3 Dispersion angulaire à 0°

Le faisceau de plomb était, comme nous avons vu, focalisé sur un profileur situé à 7m en aval de la chambre à réaction. Sans cible, la largeur à mi-hauteur de la tache du faisceau sur ce profileur n'était que d'environ 0.5mm, cette valeur très faible rend négligeable l'effet de la forme du faisceau sur le spectre de la dispersion angulaire obtenu.

La figure 5.1 montre la valeur de l'intensité du courant relevée sur chaque fil du profileur en fonction de la position angulaire de ces fils, et ceci pour trois énergies. Régulièrement pendant l'expérience, une lecture de cette intensité était effectuée sans faisceau pour régler la mise à zéro de l'intensité des fils du profileur. Ces profils ont été obtenus après traversée d'une cible d'argent naturel $^{107,109}\text{Ag}$ par un faisceau de ^{208}Pb . La dispersion dans des cibles d'argent est étudiée ici car ce travail va par la suite être utilisé pour étudier les angles limites de la diffusion $^{208}\text{Pb} - ^{107,109}\text{Ag}$ utilisés comme méthode de calibration absolue des chambres à dérive. Des résultats identiques ont été obtenus avec l'étude de la dispersion angulaire dans les cibles de plomb. On remarque que le profil ainsi obtenu n'est pas gaussien mais contient des queues exponentielles. Ce fait n'est pas en contradiction avec le théorème de la limite centrale, puisque celui-ci impose une succession de processus aléatoires indépendants ayant une même distribution de probabilité de variance finie, ce qui n'est pas le cas ici du fait de la lente convergence de la section efficace donnée par l'équation 5.4.

Une simulation de la traversée de la cible par le faisceau a été réalisée en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Comme l'a suggéré Meyer [Mey71] il a été supposé que chaque centre diffuseur occupait un volume de rayon r_o , demi-distance entre deux atomes voisins. En appelant N le nombre d'atomes par unité de volume on obtient:

$$r_o = \frac{1}{2}N^{-1/3}$$

La restriction à ce volume impose un angle minimum θ_o pour chaque diffusion devant satisfaire la condition:

$$\int_{\theta=\theta_o}^{\theta=\pi} \frac{d\sigma}{d\eta} d\eta = \pi r_o^2 \quad (5.5)$$

Le nombre moyen n de collisions subies par un noyau traversant une cible d'épaisseur t est alors:

$$n = \pi r_o^2 N t$$

Dans la simulation, nous avons utilisé comme probabilité de chaque diffusion atomique celle donnée par l'équation 5.4 normalisée avec la condition donnée par l'équation 5.5 puis divisée en intervalles d'égale probabilité. Une variable unique η correspondant à un de ces intervalles a été tirée aléatoirement pour chacune des n diffusions. Cette variable correspondant à un angle θ_1 dans le demi-plan horizontal positif; il a aussi été tiré aléatoirement un angle β dans le plan vertical entre 0 et 2π , pour finalement obtenir l'angle de diffusion θ . Chaque angle θ obtenu par diffusion a ensuite été projeté dans le plan horizontal puis additionné à l'angle de la diffusion précédente, et ceci n fois comme le montre la figure 5.2. Cette procédure a été réalisée pour la traversée de l'argent naturel dont la masse a été choisie égale à 108, puis pour la traversée du carbone.

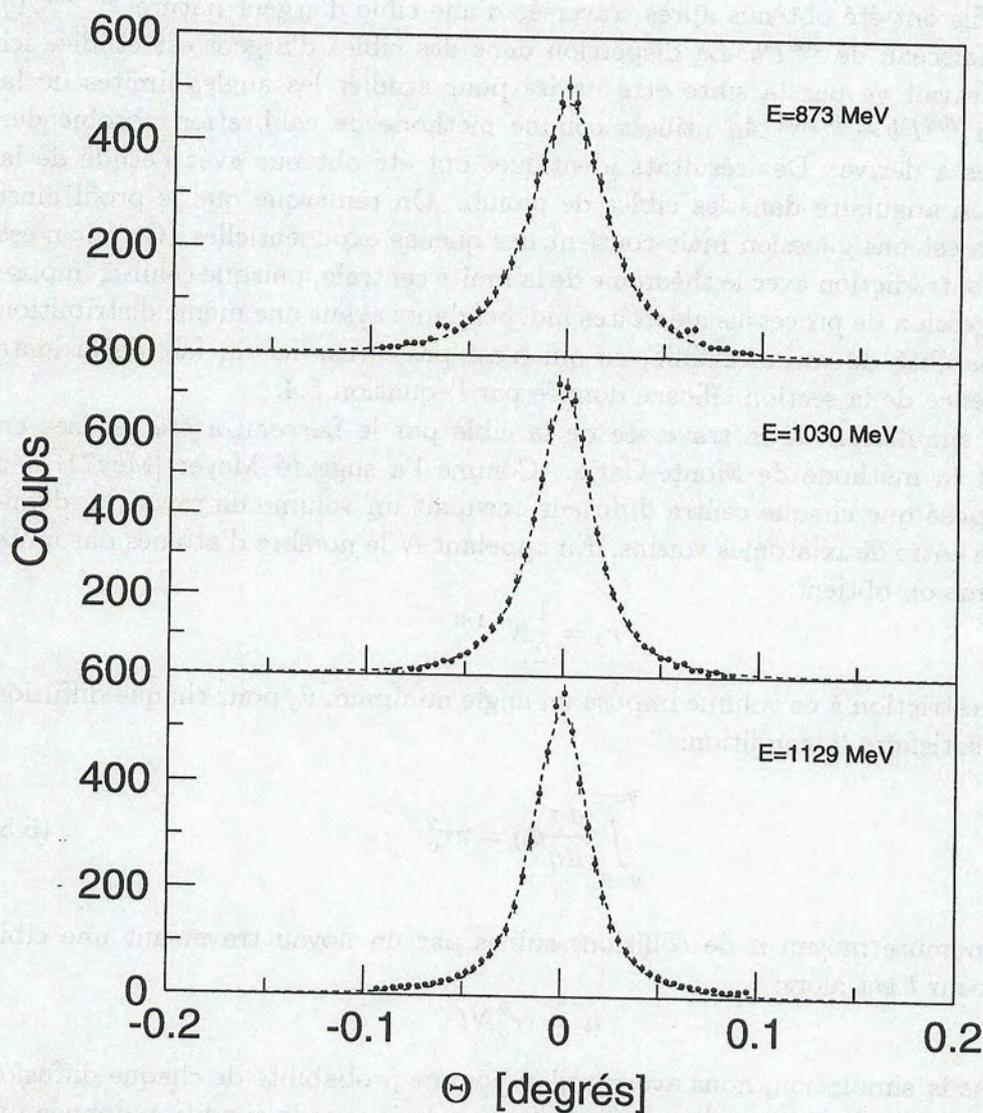


Figure 5.1: Profil du faisceau à zéro degré pour trois énergies utilisées après traversée d'une cible de ^{nat}Ag . Les points représentent l'intensité lue sur les fils du profileur. La courbe est le résultat de la simulation Monte Carlo. Sans cible la résolution angulaire est de 0.004° (largeur à mi-hauteur).

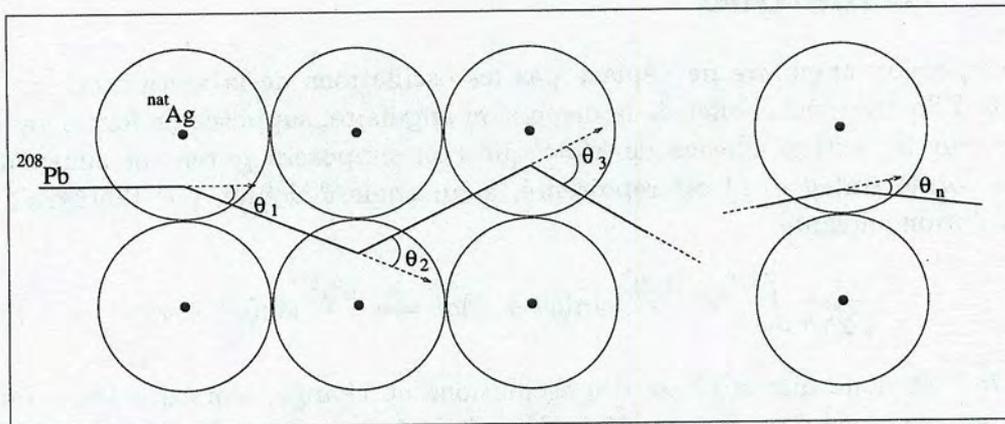


Figure 5.2: Simulation de N diffusions atomiques dans la cible. L'angle de déviation final est la somme de tous les angles correspondant à chaque diffusion.

Energie (MeV)	873	1030	1130
épaisseur théorique ^{12}C ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	25	10	25
épaisseur obtenue ^{12}C ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	25	10	25
épaisseur théorique $^{\text{nat}}\text{Ag}$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	40	70	40
épaisseur obtenue $^{\text{nat}}\text{Ag}$ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	39	41	38

Tableau 5.3: Épaisseurs théoriques des cibles et épaisseurs reproduisant le mieux les données pour trois énergies. Ces cibles étaient composées d'argent naturel sur un support de carbone.

5.4 Discussion

Les courbes en continu de la figure 5.1 montrent le résultat de cette simulation pour les trois énergies. Pour obtenir ce résultat, deux paramètres variables ont été utilisés. Le premier était un paramètre de normalisation, pour faire coïncider les surfaces des deux courbes, l'autre était l'épaisseur de la couche d'argent qui reproduisait les données expérimentales. Le tableau 5.3 indique les épaisseurs théoriques des cibles ainsi que celles utilisées dans la simulation. On remarque qu'un très bon accord est obtenu entre les données expérimentales et le calcul utilisant la méthode de Meyer. L'ajustement qu'il a fallu effectuer sur l'épaisseur des cibles est très faible et est dans l'incertitude, difficilement estimable, de l'épaisseur de ces cibles. Une valeur est cependant notablement différente, cette différence peut être expliquée par une erreur d'étiquetage de cette cible ou une erreur lors du montage de la cible qui appartenait à un lot de cibles d'épaisseur de 50, 60 et $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

5.5 Remarque

La dispersion angulaire ne déplace pas les oscillations de la section efficace de Mott. Effectivement, l'effet de la dispersion angulaire, supposée de forme gaussienne, sur la section efficace de Mott que l'on supposera purement sinusoïdale de la forme $\sin(\omega t + \varphi)$ est représenté, à un angle θ donné, par l'intégrale de convolution suivante:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(t-\theta)^2}{2\sigma^2}} \sin(\omega t + \varphi) dt = e^{-\frac{\omega^2 \sigma^2}{2}} \sin(\omega \theta + \varphi) \quad (5.6)$$

On voit donc que la phase des oscillations ne change, alors que leur amplitude est atténuée d'un facteur dépendant de la largeur de la fonction de dispersion, c'est-à-dire de l'épaisseur de la cible. C'est la raison pour laquelle il a été décidé d'utiliser des cibles très fines. On remarque aussi que les oscillations sont d'autant plus atténuées que la fréquence des oscillations est grande, c'est à dire que l'énergie est faible. Ce fait a été observé expérimentalement.

Il a été utilisé dans ce calcul une dispersion de forme gaussienne, mais le résultat reste le même pour toute autre forme symétrique. Par contre, le fait que la section efficace de Mott ne soit pas purement sinusoïdale entraîne un déplacement angulaire des oscillations dû à la dispersion angulaire d'environ 10^{-6} degrés à 30° .

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que la dispersion angulaire à zéro degré dans une cible mince était parfaitement reproduite lorsque le potentiel électrostatique était calculé en suivant la méthode de Thomas-Fermi. Cette méthode reproduit donc bien le champ à l'intérieur de l'atome. Une telle étude n'est possible qu'avec des cibles minces car la dispersion angulaire provient d'un processus statistique répétitif, l'emploi de cibles épaisses fait donc converger la dispersion vers une forme gaussienne en perdant une sensibilité aux phénomènes physiques durant la diffusion.

Chapitre 6

Perte d'énergie dans une collision atomique

6.1 Introduction

Nous avons observé expérimentalement une surprenante perte d'énergie lors de la diffusion élastique. La mesure précise des positions des cibles utilisées nous a permis de ne pas attribuer cette perte d'énergie à un déplacement de ces cibles dont l'effet aurait été équivalent. Nous allons montrer dans ce chapitre que la cause de cette perte d'énergie est la production d'électrons énergétiques. Cette possibilité a aussi été envisagée par W.G. Lynch [Lyn80] lors de la diffusion $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, où l'influence de cette émission sur l'angle de diffusion asymptotique a été estimée négligeable. La production d'électrons lors de diffusions est reliée aux champs coulombiens intenses créés temporairement dans des diffusions d'ions lourds et qui peuvent être utilisés comme test des prédictions de QED. La formation d'une quasimolécule est un des phénomènes les plus intéressants lié à ce sujet. L'idée que des états quasimoléculaires puissent être formés durant des collisions à basses énergies date des années 30 [Hun27, Mul28], de même que les premières preuves expérimentales [Coa34]. C'est en 1972 que Saris *et al.* [Sar72] virent pour la première fois, en observant les rayons X, une transition entre deux niveaux de la quasimolécule. Meyerhof *et al.* [Mey79] observerent le même phénomène pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ lors d'une diffusion à 4.2A MeV . La QED prédit, en présence de ces champs coulombiens intenses, que l'énergie de liaison des électrons les plus internes de ces quasimolécules augmente énormément. Une forte localisation de leur fonction d'onde et une augmentation de leur impulsion doit accompagner cette augmentation de l'énergie de liaison [Gre85]. Ces électrons peuvent donc être éjectés facilement en emportant beaucoup d'énergie. Ils ont été détectés

pour de nombreuses collisions grâce à des spectromètres en fournissant ainsi des indications sur la forte localisation des fonctions d'ondes. Mais jusqu'à présent la production de ces électrons δ n'avait pas d'impact sur une expérience de physique nucléaire. La précision nécessaire à la recherche de forces de van der Waals de couleur nous a permis de mettre en évidence la production de ces électrons par une méthode différente des méthodes utilisées habituellement.

6.2 Evidences expérimentales

La perte d'énergie lors de la diffusion va se manifester dans le laboratoire par une diminution de l'angle entre l'éjectile et le projectile. Cette diminution est due à un Q de réaction atomique de la diffusion élastique causé par la perte d'énergie du système lors de la production des électrons. Il est important de préciser que ce Q de réaction ne déplace pas les oscillations de la section efficace de Mott dans le centre de masse, mais intervient uniquement dans la transformation cinématique entre l'angle dans le centre de masse et l'angle dans le laboratoire. La connaissance de la valeur de la perte d'énergie lors de la réaction va donc être essentielle pour l'étude de la position des oscillations de la section efficace de la diffusion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ mais sera aussi intéressante dans d'autres systèmes à cause des informations que l'on pourrait en extraire sur l'énergie de liaison des électrons.

6.2.1 Système $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$

La valeur du Q de réaction de la diffusion $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ est donnée avec précision par l'angle de "folding", angle entre le projectile et l'éjectile après diffusion (figure 6.1), et ceci car la cinématique relativiste d'une collision à deux corps identiques est parfaitement connue.

Cet angle est mesurable dans deux configurations possibles: en mesurant la position des deux noyaux de plomb détectés en coïncidence dans le détecteur positionné à 30° et celui situé à 60° et en mesurant la position des deux noyaux de plomb détectés en coïncidence dans les deux détecteurs situés à 45° . Il est important de séparer ces deux cas car ils correspondent à des diffusions à des paramètres d'impacts différents, et qui peuvent donc donner des résultats différents. Comme le montre la figure 6.2, l'angle de folding est mesuré avec précision, la comparaison entre cet angle et l'angle prévu pour un choc purement élastique nous donne le Q de réaction atomique.

La valeur absolue du Q de réaction ainsi obtenu est indiquée dans la figure 6.3 pour les cinq énergies mesurées et pour la configuration $30^\circ-60^\circ$ et $45^\circ-45^\circ$ en fonction de l'énergie du faisceau incident. On obtient une valeur absolue du Q de réaction légèrement inférieure à 1MeV , augmentant avec l'énergie. Les différentes contributions à l'incertitude sur cette perte d'énergie sont:

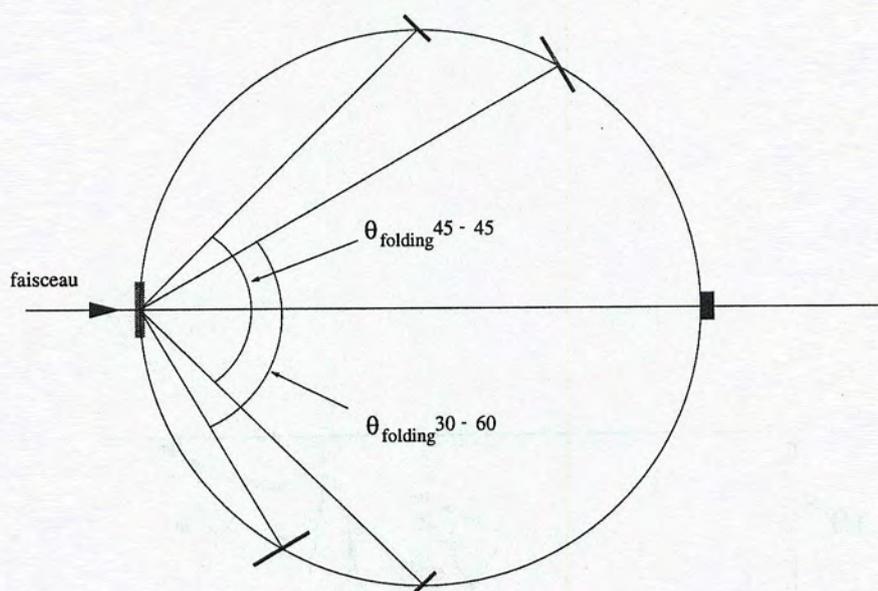


Figure 6.1: On appelle angle de folding l'angle entre les deux noyaux diffusés. Il peut soit correspondre au système diffusé à 30° - 60° soit au système diffusé à 45° - 45° .

- l'incertitude sur la calibration qui a été estimée en considérant une précision maximum de 0.1mm sur la position des trous du masque qui recouvraient les chambres à dérive lors des runs de calibration. Dans ce cas l'erreur est inversement proportionnelle à la distance cible-détecteur et est donc minimale pour la chambre placée à 30° . Cette précision entraîne une incertitude angulaire de:

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta_{60_cal}} &= 0.002^\circ \\ \sigma_{\theta_{45_cal}} &= 0.001^\circ \\ \sigma_{\theta_{30_cal}} &= 0.001^\circ\end{aligned}\tag{6.1}$$

- l'incertitude liée à l'incertitude de 0.3mm sur la position de la cible, qui est aussi d'autant plus réduite que le détecteur est éloigné de la cible, on obtient:

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta_{60_cib}} &= 0.004^\circ \\ \sigma_{\theta_{45_cib}} &= 0.002^\circ \\ \sigma_{\theta_{30_cib}} &= 0.002^\circ\end{aligned}\tag{6.2}$$

- la précision sur la position du centroïde de chaque pic de l'angle de folding. Cette contribution était plus importante pour les chambres à dérive placées

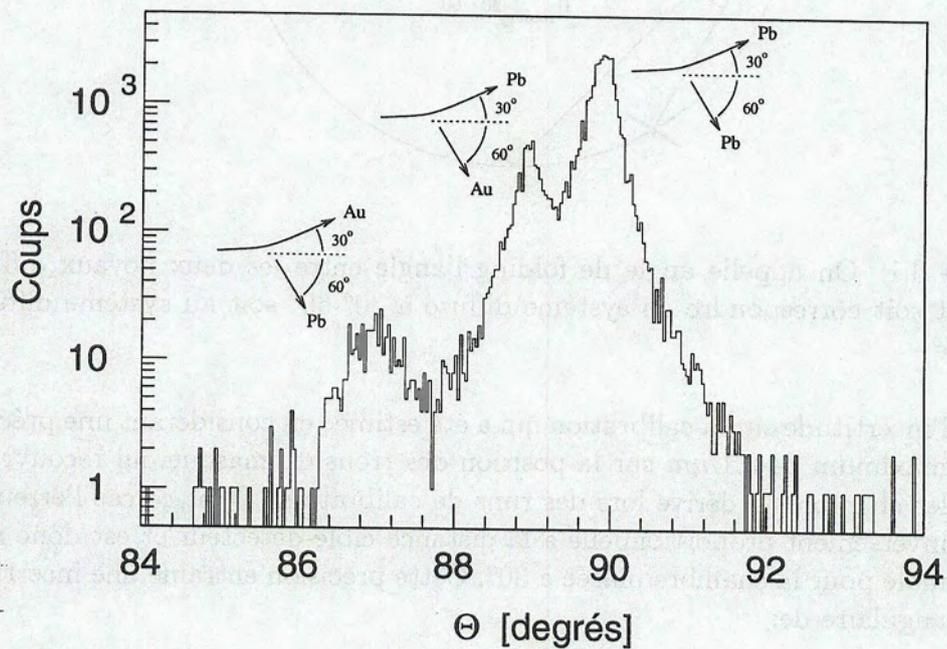


Figure 6.2: Angle de folding expérimental correspondant au système 30°-60°. Trois diffusions sont visibles. Ce paramètre nous permet de différencier la diffusion élastique des autres réactions.

à 45° car la section constante des tubes les reliant à la cible diminuait l'angle solide et donc aussi la statistique. Nous avons obtenu les incertitudes moyennées pour les différentes énergies:

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta_{60_stat}} &= 0.002^\circ \\ \sigma_{\theta_{45_stat}} &= 0.004^\circ \\ \sigma_{\theta_{30_stat}} &= 0.002^\circ\end{aligned}\tag{6.3}$$

L'incertitude totale est alors la somme quadratique de toute ces contributions:

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta_{60_tot}} &= 0.005^\circ \\ \sigma_{\theta_{45_tot}} &= 0.005^\circ \\ \sigma_{\theta_{30_tot}} &= 0.003^\circ\end{aligned}$$

et l'incertitude totale sur l'angle de folding la somme quadratique des contributions de chacun des deux angles:

$$\begin{aligned}\sigma_{\theta_{30-60}} &= \sqrt{\sigma_{\theta_{30_tot}} + \sigma_{\theta_{60_tot}}} = 0.006^\circ \\ \sigma_{\theta_{45-45}} &= \sqrt{\sigma_{\theta_{45_tot}} + \sigma_{\theta_{45_tot}}} = 0.006^\circ\end{aligned}$$

Cette incertitude angulaire équivaut à une incertitude d'environ 100 KeV sur la perte d'énergie, elle est représentée par les barres d'erreurs de la figure 6.3.

6.2.2 Système $^{208}\text{Pb}-^{197}\text{Au}$ et $^{208}\text{Pb}-^{238}\text{U}$

Une perte d'énergie a aussi été observée pour la diffusion des noyaux de plomb sur les noyaux d'or qui composaient aussi la cible. La cinématique autorise en effet la détection en coïncidence d'un noyau de plomb à 30° et d'un noyau d'or à 60°. Par contre la cinématique ne permet pas la détection en coïncidence des deux noyaux dans les détecteurs à 45°. Comme le montre la figure 6.2 l'angle de folding de la réaction $^{208}\text{Pb}-^{197}\text{Au}$ est bien séparé de celui de la diffusion $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$. La perte d'énergie de cette réaction peut donc être déterminée à partir de cet angle, il est indiqué pour chaque énergie du faisceau incident dans le tableau 6.1.

Dans ce même tableau est indiquée la valeur absolue du Q de réaction de la diffusion $^{208}\text{Pb}-^{238}\text{U}$, étudiée en utilisant la cible d'uranium.

La figure 6.2 montre aussi la présence de la diffusion $^{208}\text{Pb}-^{197}\text{Au}$ où un noyau de plomb est détecté à 60° en coïncidence avec un noyau d'or à 30° que la cinématique autorise dans une partie seulement des détecteurs, ce qui rend la probabilité de détection de cette diffusion beaucoup plus faible.

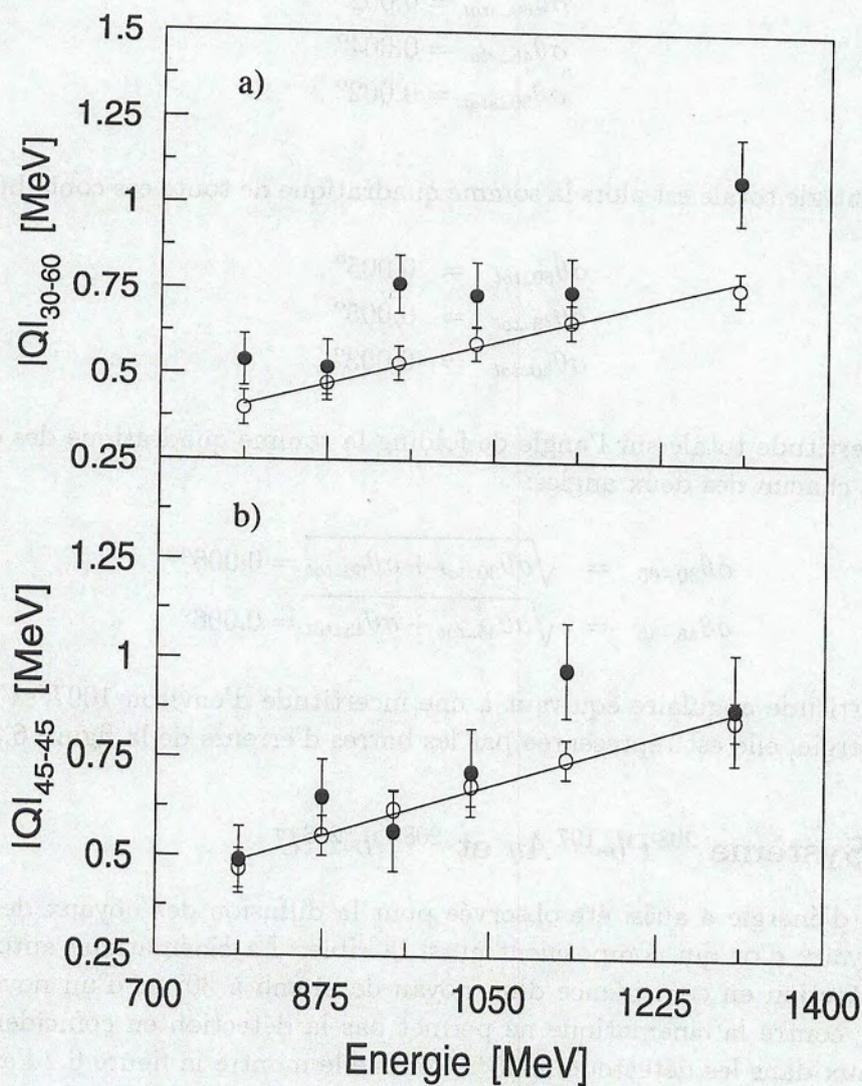


Figure 6.3: Valeur absolue du Q de réaction du système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ à $30^\circ-60^\circ$ et $45^\circ-45^\circ$. Les points fermés sont les données expérimentales. Les cercles sont les résultats du calcul théorique dans lequel la perte d'énergie est uniquement due à la production d'électrons δ .

Energie (MeV)	$ Q $ de $^{208}\text{Pb}-^{197}\text{Au}$	$ Q $ de $^{208}\text{Pb}-^{238}\text{U}$	$ Q $ de $^{208}\text{Pb}-^{\text{nat}}\text{Ag}$
787	0.45 ± 0.16	0.82 ± 0.15	—
873	—	—	0.9
949	0.95 ± 0.15	—	—
1030	0.90 ± 0.14	1.39 ± 0.15	1.5
1130	—	—	1.4
1306	2.25 ± 0.17	2.04 ± 0.15	—

Tableau 6.1: Q de réaction et son incertitude pour différents systèmes. Les données de $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ et $^{208}\text{Pb} + ^{238}\text{U}$ sont obtenues à partir de l'angle de folding, celles du système $^{208}\text{Pb} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ à partir des angles limites de la diffusion.

6.2.3 Système $^{208}\text{Pb}-^{\text{nat}}\text{Ag}$

La cinématique de la diffusion $^{208}\text{Pb}-^{107,109}\text{Ag}$ n'autorise ni la détection des deux noyaux en coïncidence dans les détecteurs situés à 30° et à 60° ni dans ceux situés à 45° . Par contre, une cible d'argent a été utilisée pour vérifier la calibration angulaire absolue des chambres à dérive, et ceci en observant dans celle située à 30° l'écart entre les positions des deux angles limites des diffusions $^{208}\text{Pb}-^{107}\text{Ag}$ et $^{208}\text{Pb}-^{109}\text{Ag}$, angles théoriquement connus, car uniquement déterminés par la cinématique de la transformation entre le référentiel du centre de masse et celui du laboratoire. Le Q de réaction est donc déterminé par la différence entre la position angulaire des angles limites théoriques et la position observée expérimentalement. Le résultat est indiqué dans le tableau 6.1.

6.3 Interprétation théorique

Une valeur d'environ 1MeV peut sembler trop importante pour un effet d'ordre atomique; la vérification théorique d'un tel résultat est donc souhaitable de même qu'une revue des autres effets susceptibles de provoquer une perte d'énergie du système lors de la diffusion.

6.3.1 Emission Bremsstrahlung

On appelle émission de radiation Bremsstrahlung le rayonnement électromagnétique d'une charge qui est accélérée. Lorsqu'un noyau est dévié de sa trajectoire comme c'est le cas lors d'une diffusion, une perte d'énergie par l'émission d'une telle radiation est donc attendue. Pour notre système l'émission de radiation Bremsstrahlung de type dipolaire est interdite du fait de la symétrie du système, par contre celle de type quadrupolaire peut aussi entraîner une perte d'énergie du système lors de la diffusion. Une valeur d'environ 1MeV a même été prévue pour le système $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ aux énergies que nous avons utilisées [Ber94]. Ce

résultat étonnamment grand pour un phénomène de deuxième ordre aurait pu expliquer à lui seul la perte d'énergie lors de la diffusion. Nous avons donc décidé de calculer cette contribution en partant des articles originaux [Mal61, Rei76].

L'énergie totale dissipée par radiation Bremsstrahlung est donnée par:

$$\bar{E}_\gamma = \int_0^\infty E_\gamma \frac{dP}{dE_\gamma} dE_\gamma \quad (6.4)$$

où dP/dE_γ est la probabilité d'émission d'un photon d'énergie E_γ par collision, intégré sur toutes les directions d'émission, mais pour un angle de diffusion ou un paramètre d'impact donné. Cette probabilité, en utilisant les notations de [Mal61] et [Rei76], est:

$$\frac{dP}{dE_\gamma} = \frac{1}{\hbar\omega_0} \alpha \beta^4 \frac{4}{\pi} A_R^4 f_2^2 h_2^{(0)}(\nu) \quad (6.5)$$

avec $E_\gamma = \hbar\omega = \hbar\omega_0\nu$ et $\omega_0 = \sqrt{Z_1 Z_2 / \mu a^3}$ une fréquence typique de collision, μ étant la masse réduite du système en MeV/c^2 et a la demi-distance de moindre approche d'une collision centrale. α est la constante de structure fine, β la vitesse réduite, A_R le numéro atomique réduit $A_R = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$, et $f_2 = Z_1 / A_1^2 + Z_2 / A_2^2$ le moment quadrupolaire. $h_2^{(0)}(\nu)$ est une fonction dépendant de l'énergie des photons émis et de l'angle de diffusion:

$$\begin{aligned} h_2^{(0)}(\nu) = & e^{-\pi\nu} \nu \frac{2}{5} \times \left(\frac{1}{\varepsilon^4} (\nu^2 (\varepsilon^2 - 1)^3 + (\frac{\varepsilon^4}{3} - \varepsilon^2 + 1)) K^2 \right. \\ & + \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^3} (4 - 3\varepsilon^2) \nu K K' \\ & \left. + \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} (1 + \nu^2 (\varepsilon^2 - 1)) K'^2 \right) \end{aligned}$$

où ε est l'excentricité de la trajectoire du noyau, supposée hyperbolique, et $K = K_{i\nu}(\varepsilon\nu)$ est l'intégrale de MacDonalld définie comme:

$$K_{i\nu}(\nu) = \frac{1}{2} e^{\pi\nu/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{-i\nu(\sinh t + t)\} dt$$

et K' est la dérivée de K par rapport à ν . En reportant l'équation 6.5 dans la relation 6.4 on obtient la valeur moyenne de l'énergie dissipée:

$$\bar{E}_\gamma = \frac{4}{\pi} \hbar\omega_0 \alpha \beta^4 A_R^4 f_2^2 \int_0^\infty \nu h_2^{(0)}(\nu) d\nu$$

Le calcul analytique de cette intégrale est impossible, et le calcul numérique direct est très délicat du fait des rapides divergences des fonctions $\sinh(x)$ et

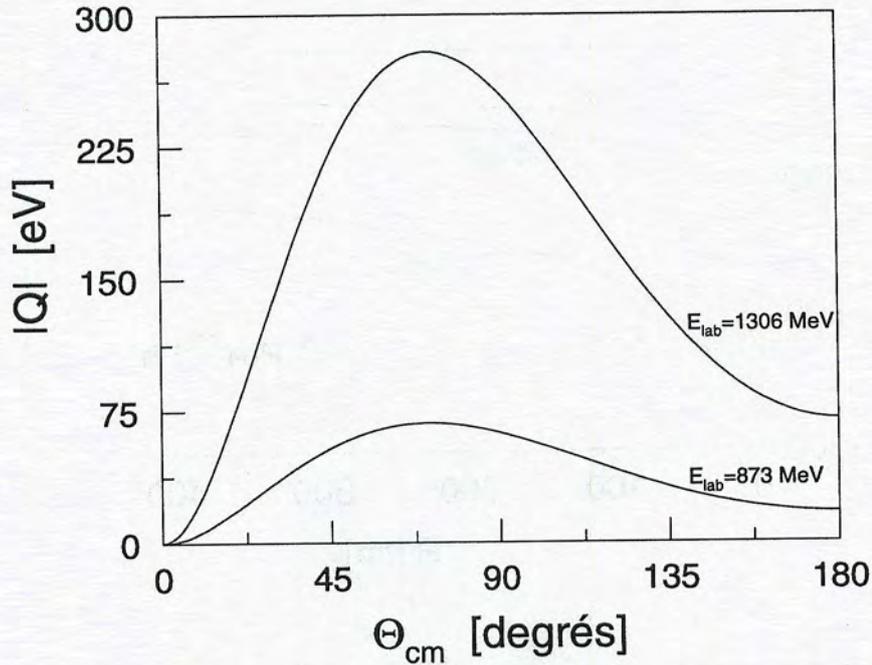


Figure 6.4: Perte d'énergie du système $^{208}Pb + ^{208}Pb$ par émission de radiation Bremsstrahlung quadrupolaire lors de la diffusion pour deux énergies du faisceau.

$\exp(x)$. Il existe des simplifications de $h_2^{(0)}(\nu)$ pour des photons émis peu énergétiques ou au contraire très énergétiques, mais qui ne sont pas applicables ici car tout le spectre en énergie est nécessaire. Cette intégrale a donc été calculée en deux étapes, une première analytique en suivant la méthode suggérée par [Mal61] puis une deuxième numérique en utilisant le logiciel Mathematica (©Wolfram Research, Inc) [Wol91]. Un exemple de ce calcul est montré dans l'annexe B.

L'énergie moyenne dissipée par émission radiative ainsi calculée, c'est-à-dire la contribution de cet effet à la perte d'énergie de la diffusion, est indiquée sur la figure 6.4 pour le système $^{208}Pb-^{208}Pb$ pour deux énergies. Comme on peut le voir, cette contribution est de l'ordre de la centaine d'électron-volts, c'est-à-dire complètement négligeable.

6.3.2 Excitation coulombienne

La distinction entre diffusion élastique et inélastique se fait grâce à l'angle de folding. Une coupure sur ce paramètre permet de ne sélectionner que la contribution élastique. L'excitation coulombienne ne contribue donc pas à la perte d'énergie de la diffusion. Le choix du plomb a permis cette distinction puisque l'importante valeur de l'énergie d'excitation de son premier état excité permet

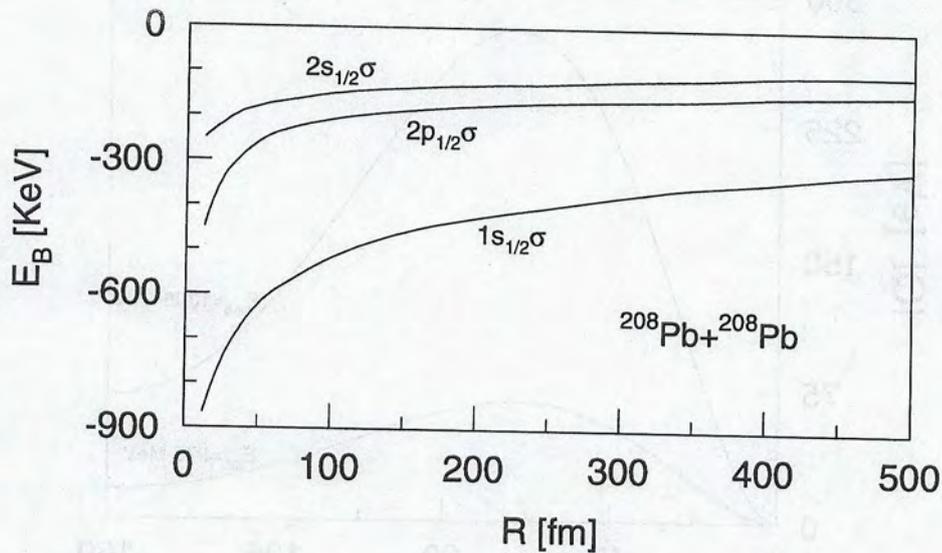


Figure 6.5: Energies de liaison de trois orbitales de la quasimolécule formée lors d'une collision $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ en fonction de la distance entre les deux noyaux [Sof79].

une distinction entre l'angle de folding de la diffusion élastique et celui des diffusions inélastiques. Cette méthode a aussi permis de séparer la diffusion sur le plomb des diffusions sur les contaminants des cibles.

6.3.3 Production d'électrons δ

Le comportement des électrons soumis à un champ coulombien intense a été beaucoup étudié, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement. La création d'une quasimolécule, ou quasiatome, vient du fait que la vitesse de déplacement des électrons dans l'atome est de l'ordre de 6 à 10 fois plus rapide que la vitesse de déplacement des ions. Le temps d'interaction devient alors suffisamment long pour autoriser un réarrangement autour des deux noyaux du cortège électronique des deux ions, les électrons étant alors principalement soumis à un champ monopolaire créé par la charge totale $Z_1 + Z_2$ des deux noyaux. Un des phénomènes les plus intéressants accompagnant la présence d'un tel champ où $\alpha Z \geq 1$ est la forte augmentation de l'énergie de liaison des électrons les plus internes. La figure 6.5 montre ainsi l'énergie de liaison de trois orbitales de la quasimolécule formée lors de la diffusion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ en fonction de la distance entre les deux noyaux.

Ce phénomène peut aussi être étudié expérimentalement, car cette augmentation s'accompagne d'une augmentation de la localisation spatiale de la fonc-

tion d'onde de ces électrons et d'une augmentation de leur impulsion; ils vont donc devenir propices à être expulsés du noyau lors de la diffusion. Un système de détection composé d'un spectromètre à électrons a été utilisé à GSI pour étudier la probabilité d'émission de ces électrons δ et leur énergie. La figure 6.6 montre cette probabilité d'éjection en fonction de leur énergie cinétique pour le système $^{197}\text{Au} - ^{238}\text{U}$ à 630MeV . Sur cette même figure est indiqué le résultat du calcul de cette probabilité basé sur la résolution d'équations couplées qui sont solutions de l'équation de Dirac à deux centres. Cette équation décrit le comportement relativiste des électrons dans le champ de deux noyaux en mouvement [Sof77, Sof80, Sof81, Mul84, dR84, dR89]. Le bon accord entre les prédictions de ce code et les données nous a incité à l'appliquer à notre système pour calculer le nombre d'électrons émis durant la diffusion élastique et en déduire ainsi la perte d'énergie induite. Il faut noter que même si aucune donnée expérimentale de la diffusion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ n'a été comparée aux résultats des dernières versions de ce code, celui-ci doit bien reproduire la production d'électrons δ pour ce système lourd et symétrique [Gre96]. Un des résultats de ce calcul, effectué par E. Ditzel, est indiqué sur la figure 6.7 pour le cas correspondant au système $^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$ à 873MeV et pour un paramètre d'impact correspondant à la détection de l'éjectile à 30° .

Ce calcul a aussi été réalisé pour les autres énergies, pour des paramètres d'impact correspondant à la détection de l'éjectile à 30° , 45° , et dans un cas 60° . La probabilité de production ainsi obtenue a été ajustée à l'aide de la théorie développée par E. Kankeleit [Kan80] qui prévoit par un calcul de perturbation la forme suivante pour la probabilité d'émission d'électrons δ :

$$\frac{dP}{dE_{e^-}} = C \frac{1}{(E_{e^-} + \bar{E}_B)^2} \exp\left(-2 \frac{E_{e^-} + \bar{E}_B}{\hbar} \hat{t}\right) \quad (6.6)$$

où E_{e^-} est l'énergie cinétique des électrons, \bar{E}_B leur énergie de liaison moyenne, C est une constante et \hat{t} est le temps caractéristique défini comme: $\hat{t} = a/v(\varepsilon + 1.6 + 0.449/\varepsilon)$.

De cet ajustement on déduit le nombre moyen d'électrons émis par collision,

$$\bar{n} = \int_0^\infty \frac{dP}{dE_{e^-}} dE_{e^-}$$

et l'énergie cinétique moyenne de ces électrons:

$$\bar{E}_{e^-} = \frac{1}{\bar{n}} \int_0^\infty E_{e^-} \frac{dP}{dE_{e^-}} dE_{e^-}$$

L'énergie de liaison moyenne a aussi été déduite de l'ajustement des données du programme de deux centres de Dirac par la formule 6.6. Dans cet ajustement les données correspondant aux trois plus faibles énergies ont été exclues pour réduire la forte dépendance de l'ajustement sur ces données qui sont peu sensibles

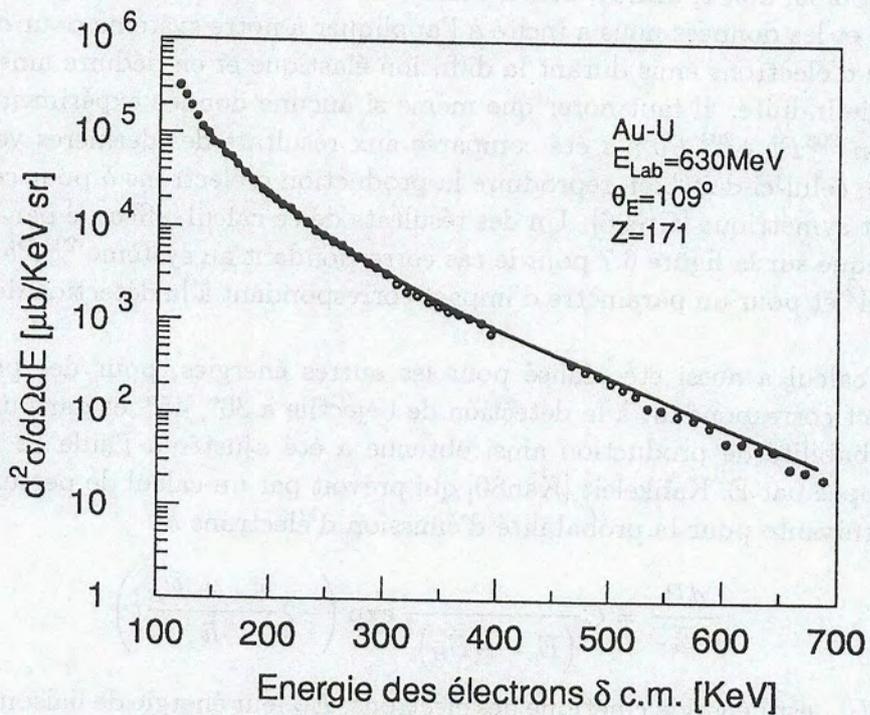


Figure 6.6: Probabilité d'émission d'électrons δ dans le système $Au + U$ [Meh85]. Les points sont les données expérimentales qui sont bien reproduites par le calcul basé sur la résolution de l'équation de Dirac à deux centres (ligne continue).

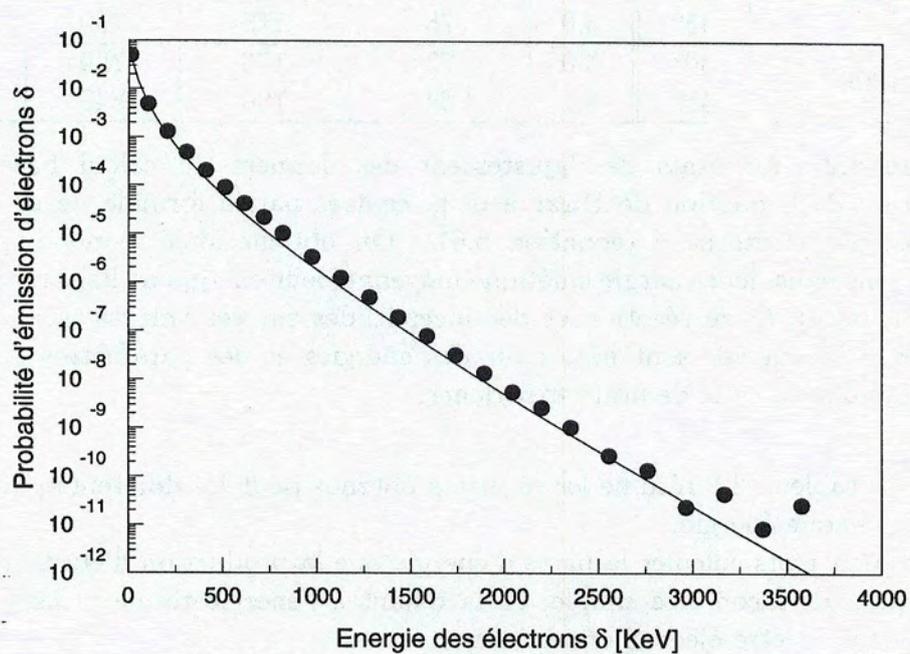


Figure 6.7: Probabilité d'émission d'électrons δ pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ à 873MeV .

Energie (MeV)	Angle	\bar{n}	\bar{E}_{e^-} (KeV)	\bar{E}_B (KeV)	Q (KeV)	σQ (KeV)
787	30°	2.4	46	123	406	303
	45°	2.5	51	136	467	346
873	30°	2.5	53	134	467	349
	45°	2.7	57	148	553	403
949	30°	2.7	57	143	540	388
	45°	2.8	63	157	616	448
1030	30°	2.8	62	151	596	437
	45°	2.9	69	166	681	494
	60°	3.0	71	174	735	528
1130	30°	2.8	70	160	644	478
	45°	3.0	75	175	750	546
1306	30°	3.0	77	176	759	561
	45°	3.1	84	190	849	627

Tableau 6.2: Résultats de l'ajustement des données du calcul basé sur la résolution de l'équation de Dirac à deux centres par la formule de probabilité d'émission d'électrons δ (équation 6.6). On obtient ainsi le nombre moyen d'électrons émis, leur énergie cinétique moyenne, leur énergie de liaison moyenne. Les valeurs du Q de réaction et des incertitudes sur ces valeurs sont aussi indiquées. Ces calculs sont faits pour des énergies et des paramètres d'impacts correspondant à ceux de notre expérience.

à \bar{E}_B . Le tableau 6.2 résume les résultats obtenus pour les différents paramètres et pour chaque énergie.

On peut alors calculer la perte d'énergie que la production d'électrons δ doit provoquer, de façon très simple, en la reliant à l'énergie totale utilisée par ces électrons pour être éjectés, on obtient:

$$\begin{aligned}
 Q &= \int_0^\infty (E_{e^-} + \bar{E}_B) \frac{dP}{dE_{e^-}} dE_{e^-} \\
 &= \bar{n}(\bar{E}_{e^-} + \bar{E}_B)
 \end{aligned}
 \tag{6.7}$$

Le calcul de Q dans le cas de la diffusion détectée à 45° – 45° est simplifié par le fait qu'il correspond à un paramètre d'impact unique. Par contre deux paramètres d'impacts correspondent au cas de la diffusion détectée à 30° – 60°. En considérant la section efficace intégrée sur toute la plage angulaire du détecteur, et donc en supprimant l'aspect ondulatoire de la diffusion, on peut estimer que le rapport du nombre de diffusions donnant lieu à un noyau diffusé à 60° sur celui de diffusions donnant lieu à un noyau diffusé à 30° est de l'ordre du rapport des sections efficace de Rutherford $(\sin 30^\circ / \sin 60^\circ)^4$, c'est à dire seulement 10%. En utilisant cette valeur, nous avons calculé que pour le cas $E = 1030 \text{ MeV}$ l'influence des électrons provenant de la diffusion à 60° n'était que 2% du Q de

réaction total, cette contribution a été négligée par la suite pour simplifier les calculs.

Le résultat du calcul de l'équation 6.7 est indiqué dans le tableau 6.2 et dans la figure 6.3 où il est comparé aux données expérimentales calculées à partir de l'angle de folding. Une incertitude d'environ 50KeV provenant de l'ajustement des données du code a été utilisée. L'incertitude liée par exemple au nombre total d'électrons du système lors de la diffusion et utilisée dans le code n'a pas été estimée, la charge de l'ion entrant a été supposée égale à 23^+ .

On obtient un très bon accord entre les deux résultats pour le cas de la diffusion à $45^\circ - 45^\circ$, et un accord satisfaisant pour celui de la diffusion à $30^\circ - 60^\circ$. Cet accord permet d'affirmer que le Q de réaction provient bien de la production d'électrons δ et n'est pas lié à une incertitude systématique mal contrôlée.

Une étude similaire, comparant les résultats expérimentaux et un calcul prédisant la probabilité d'électrons δ émis, n'a pas pu être réalisée pour les systèmes $^{208}\text{Pb}-^{197}\text{Au}$, $^{208}\text{Pb}-^{238}\text{U}$ et $\text{Pb}-^{\text{nat}}\text{Ag}$ car les calculs du code de deux centres de Dirac ne sont pas encore réalisés. De plus l'influence de l'excitation coulombienne va rendre l'interprétation moins précise.

6.4 Dispersion angulaire à 30°

L'étude de la dispersion angulaire à 0° a été complétée par une étude de la dispersion angulaire à 30° . Cette étude est moins directe car la distribution angulaire continue de la diffusion Rutherford ne permet pas d'obtenir un pic à cet angle. Par contre il est possible d'observer la largeur du pic de l'angle de folding de la diffusion $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ et l'étalement des spectres des angles limites de la réaction $\text{Pb}-^{\text{nat}}\text{Ag}$.

6.4.1 Réaction $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$

La largeur prévue du spectre de l'angle de folding entre le projectile et l'éjectile peut être simulée en introduisant une diffusion Rutherford ayant un Q de réaction dans la simulation Monte Carlo utilisée pour l'étude de la dispersion angulaire à 0° . Ce programme se décompose alors en six étapes:

- Calcul des densités de probabilité des diffusions atomiques dans le plomb et le carbone de la cible et de la diffusion Rutherford, division en intervalles équiprobables.
- Tirage du lieu de la diffusion, calcul du nombre n_1 et n_2 de collisions atomiques après la collision pour les noyaux diffusés à 30 et à 60 degrés.
- Tirage d'un angle de diffusion Rutherford dans le centre de masse.

- Transformation de cet angle dans le référentiel du laboratoire en introduisant un Q de réaction. Calcul de l'énergie des noyaux après la diffusion.
- Calcul de la distribution angulaire des noyaux diffusés à 30 et 60 degrés après respectivement n_1 et n_2 collisions atomiques. Calcul de l'angle de folding, somme de ces deux angles.

Le résultat est représenté par la courbe en pointillés de la figure 6.8 représentant l'angle de folding expérimental pour deux énergies $E = 787 \text{ MeV}$ et $E = 1030 \text{ MeV}$. Comme le montre cette figure les données expérimentales ne sont pas bien reproduites par la simulation. Par contre, en encadré dans cette figure est aussi représenté le profil du faisceau à 0° qui, lui, est bien reproduit par la simulation. Ceci vient du fait que le spectre de l'angle de folding est aussi élargi par la fluctuation sur la perte d'énergie d'origine atomique de la diffusion élastique. En effet, la fluctuation sur le nombre d'électrons éjectés va rendre très importante la fluctuation σQ sur la valeur du Q de réaction. On peut l'estimer à partir de l'équation 6.7 :

$$\sigma Q^2 = \sigma \bar{n}^2 (\bar{E}_{e^-} + \bar{E}_B)^2 + \bar{n}^2 \sigma (\bar{E}_{e^-} + \bar{E}_B)^2$$

$\sigma \bar{n} \sim \sqrt{\bar{n}}$ est la fluctuation sur le nombre d'électrons émis, et $\sigma (\bar{E}_{e^-} + \bar{E}_B)$ est la fluctuation sur l'énergie utilisée par ces électrons qui, si l'on fait l'hypothèse que ceux ci proviennent toujours des mêmes couches, se réduit à la fluctuation sur leur énergie cinétique:

$$\sigma \bar{E}_{e^-}^2 = \frac{1}{\bar{n}} \int_0^\infty (E_{e^-} - \bar{E}_{e^-})^2 \frac{dP}{dE_{e^-}} dE_{e^-}$$

on obtient alors:

$$\sigma Q^2 = \bar{n} (\bar{E}_{e^-} + \bar{E}_B)^2 + \bar{n} \int_0^\infty (E_{e^-} - \bar{E}_{e^-})^2 \frac{dP}{dE_{e^-}} dE_{e^-}$$

Le premier terme de cette expression représente la fluctuation du Q de réaction due à la fluctuation sur le nombre d'électrons émis, le deuxième est dû à la fluctuation sur la valeur moyenne de l'énergie cinétique et ne représente que 25% de la valeur totale. La fluctuation sur la perte d'énergie ainsi calculée est très importante, de l'ordre de 75% de sa valeur. Le résultat de ce calcul est indiqué dans le tableau 6.2.

Cette fluctuation sur le Q de réaction a été introduite, dans la simulation précédente, sous la forme d'une gaussienne de largeur σQ_{exp} . Le résultat est représenté par la courbe continue de la figure 6.8 pour deux énergies. Pour reproduire les données expérimentales il a fallu introduire une fluctuation σQ_{exp} bien supérieure à σQ calculée. Les résultats sont donnés dans le tableau 6.3. Cette différence entre les valeurs calculées et obtenues est certainement due au

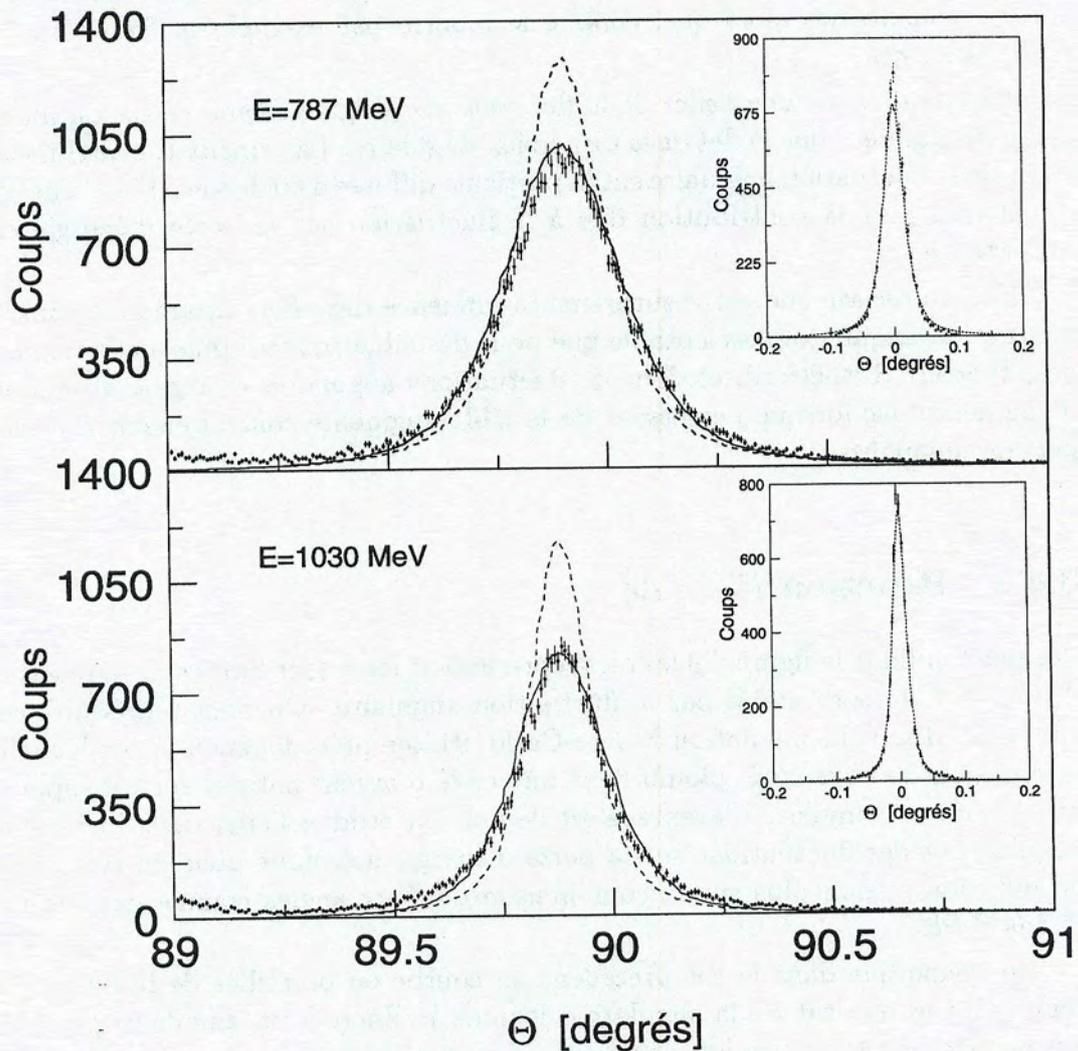


Figure 6.8: Angle de folding du système $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ pour deux énergies utilisées. Les points représentent les données, la courbe en pointillé est le résultat de la simulation sans introduction de fluctuation sur la perte d'énergie. Lorsqu'une telle fluctuation est introduite on obtient la courbe en trait continu. Les encadrés représentent les profils expérimentaux et les profils calculés du faisceau à 0° .

Energie (MeV)	$ Q \pm \sigma_{Q_{\text{exp}}}$ de $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$
787	0.54 ± 0.9
1030	0.735 ± 1.1

Tableau 6.3: Q de réaction du système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ et fluctuation sur cette valeur qu'il a fallu introduire dans la simulation pour reproduire l'angle de folding expérimental.

fait que lors du calcul toutes les distributions de probabilités sont considérées comme gaussiennes alors que, comme le montre par exemple la figure 6.7, ce n'est pas le cas.

Il apparaît donc que l'effet de la fluctuation d'origine atomique est du même ordre de grandeur que l'effet de la dispersion angulaire. La principale contribution vient de la fluctuation angulaire sur la particule diffusée à 60 degrés. Plus l'énergie est élevée, plus la contribution due à la fluctuation sur la perte d'énergie est importante.

Il faut préciser que cette surprenante influence des effets atomiques dans la fluctuation angulaire n'est notable que pour des cibles minces puisque le nombre de diffusions Rutherford, et donc de fluctuations angulaires d'origine atomique, n'augmente pas lorsque l'épaisseur de la cible augmente contrairement à la dispersion angulaire.

6.4.2 Réaction $Pb^{nat}Ag$

Comme l'indique la figure 6.9 les pics représentant les angles limites de la réaction $^{208}Pb-^{107,109}Ag$ sont étalés par la fluctuation angulaire. On peut reproduire cet effet en utilisant la simulation Monte-Carlo utilisée précédemment dans laquelle la diffusion de noyaux de plomb dans une cible d'argent naturel sur un support de carbone est simulée. L'avantage est de pouvoir étudier l'effet de la dispersion angulaire et des fluctuations sur la perte d'énergie atomique pour un seul angle de diffusion et non plus sur la combinaison de deux angles comme dans le cas $^{208}Pb-^{208}Pb$.

De même que dans le cas précédent, la courbe en pointillés de la figure 6.9 représente le résultat de la simulation lorsque la fluctuation angulaire provient uniquement de la dispersion angulaire. Comme on le voit sur cette figure, et comme l'indique la valeur de $\chi_{red}^2 = (1.30, 1.63, 5.45)$ respectivement pour les trois énergies utilisées, les données expérimentales ne sont pas bien reproduites par la simulation. Comme dans le cas précédent, il a fallu introduire une fluctuation sur la valeur du Q de réaction, qui a été tirée dans une gaussienne de largeur σQ_{exp} . L'organigramme de la simulation de la traversée d'une cible de ^{nat}Ag sur un support de ^{12}C par un noyau de ^{208}Pb est montré dans l'annexe A. Le résultat est représenté par la courbe continue, les données expérimentales sont alors bien reproduites ($\chi^2 = 1.12, 1.06, 1.42$) pour les trois énergies. Les résultats obtenus par l'ajustement sont résumés dans le tableau 6.4. De même que pour le système $^{208}Pb-^{208}Pb$, l'effet de la fluctuation due à la perte d'énergie atomique est plus faible pour l'énergie la plus faible mais devient du même ordre de grandeur que la dispersion angulaire lorsque l'énergie augmente, et ceci parce que la distance de moindre approche diminue et donc le nombre d'électrons éjectés ainsi que la fluctuation sur ce nombre est plus importante.

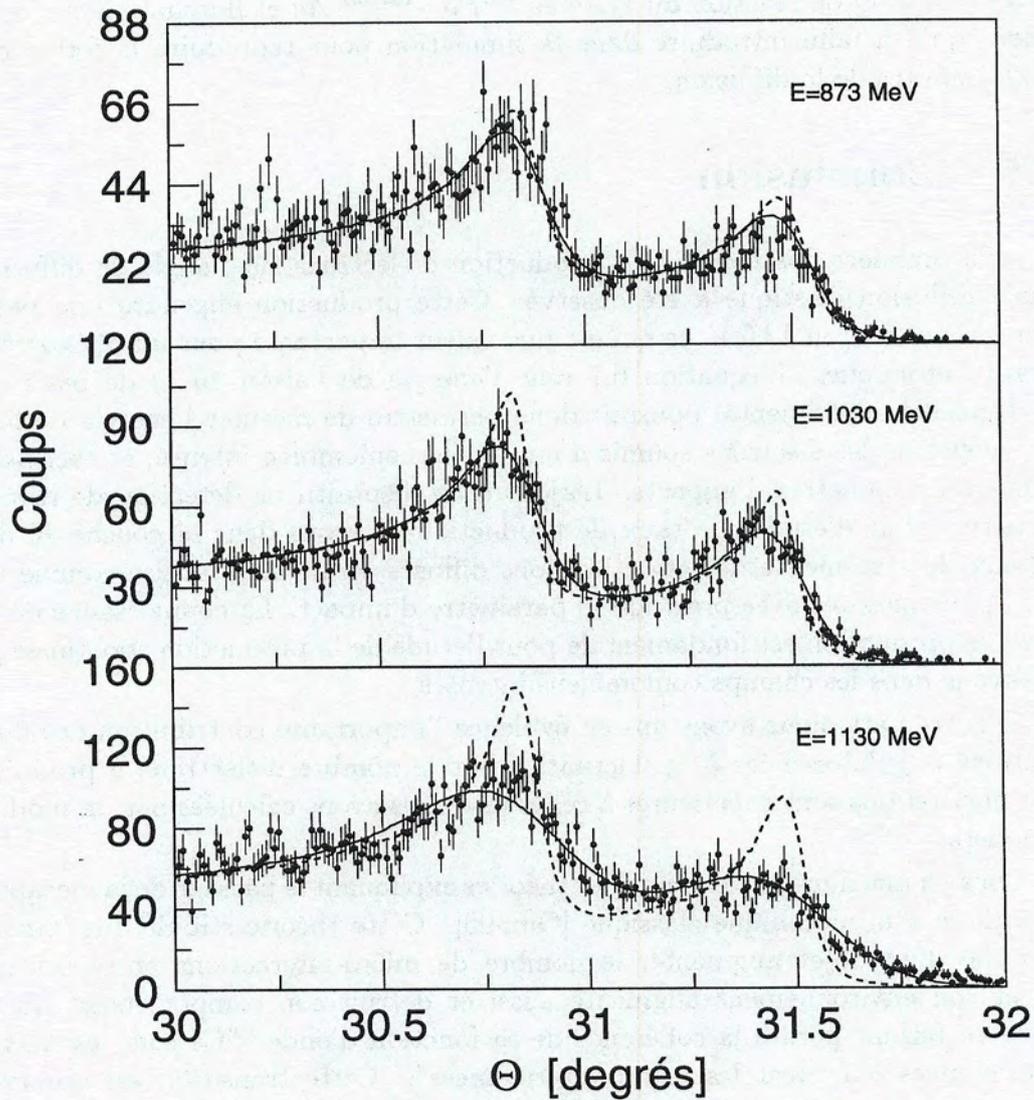


Figure 6.9: Spectres des deux angles limites de la diffusion $^{208}\text{Pb} + ^{107,109}\text{Ag}$. Les points représentent les données, la courbe en pointillé est le résultat de la simulation sans introduction de fluctuation sur la perte d'énergie. Lorsque une telle fluctuation ajustée est introduite on obtient la courbe en continue.

Energie (MeV)	$ Q \pm \sigma_{Q_{\text{exp}}}$ de $^{208}\text{Pb-nat}\text{Ag}$
873	0.9 ± 0.8
1030	1.5 ± 1.2
1130	1.4 ± 3.2

Tableau 6.4: Q de réaction du système $^{208}\text{Pb} + ^{107,109}\text{Ag}$ et fluctuation sur cette valeur qu'il a fallu introduire dans la simulation pour reproduire la forme des angles limites de la diffusion.

6.5 Conclusion

Pour la première fois l'effet de la production d'électrons sur l'angle de diffusion d'une diffusion élastique a été observé. Cette production engendre une perte d'énergie d'environ 1MeV , ce qui est une valeur importante pour un phénomène d'ordre atomique. L'équation 6.7 relie l'énergie de liaison au Q de réaction, ce dispositif expérimental pourrait donc permettre de mesurer l'énergie de liaison moyenne des électrons soumis à un champ coulombien intense, et ceci pour différents paramètres d'impacts. L'ajout d'un dispositif de détection de rayons X permettrait d'étudier le taux de production de trous dans la couche K des noyaux, le système de détection des ions diffusés serait alors utilisé comme un outil pour mesurer avec précision le paramètre d'impact. La connaissance de ce taux de production est fondamentale pour l'étude de la production spontanée de positrons dans les champs coulombiens intenses.

D'autre part, nous avons mis en évidence l'importante contribution des fluctuations angulaires liées à la fluctuation sur le nombre d'électrons δ produits. Ces fluctuations sont supérieures à celles que nous avons calculées par un modèle simpliste.

On a ici une illustration d'une des théories expliquant le passage de la mécanique quantique à la mécanique classique [Omn95]. Cette théorie stipule que lorsque la taille d'un objet augmente, le nombre de micro-interactions entre cet objet et son environnement augmente aussi et détruit son comportement quantique en faisant perdre la cohérence de sa fonction d'onde. "Ce sont les micro-interférences qui tuent les macro-interférences". Cette transition est observée dans notre expérience, l'aspect quantique des noyaux se manifeste par l'obtention d'oscillations dans la section efficace qui sont atténuées par les interactions avec l'environnement des noyaux. En effet, nous avons vu que les interactions avec la cible entraînent une dispersion angulaire qui atténue les oscillations, de même que l'émission d'électrons δ par l'intermédiaire de la fluctuation sur la perte d'énergie atténue aussi ces oscillations.

Une autre interprétation est possible. Les électrons δ sont émis en nombre différent suivant qu'ils proviennent d'une diffusion à θ ou d'une diffusion à $\pi - \theta$. Cela donne alors la possibilité de distinguer entre ces deux diffusions. La

mécanique quantique nous "fait payer" cette possibilité en diminuant le caractère quantique et donc l'amplitude des oscillations.

Finalement il faut préciser que l'existence d'une perte d'énergie d'origine atomique n'induit pas un déplacement des oscillations de la section efficace de Mott dans le référentiel du centre de masse mais intervient uniquement lors du passage entre le référentiel du centre de masse et le référentiel du laboratoire. Dans la suite de ce travail, cette prise en compte sera toujours effectuée lors du calcul des angles de diffusion dans le laboratoire.

Chapitre 7

Résultats

7.1 Oscillations à 45 degrés

Les deux détecteurs positionnés à 45° ont servi d'ultime vérification aux précautions prises sur la mesure de la position angulaire absolue des oscillations. En effet, de la section efficace de Mott:

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

on déduit que:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)$$

La section efficace est symétrique par rapport à 90° dans le référentiel du centre de masse, c'est-à-dire par rapport à un peu moins de 45° dans le référentiel du laboratoire. Elle doit alors présenter un extremum à cet angle. La position de cet extremum dépend uniquement de la transformation relativiste entre le centre de masse et le laboratoire, elle est donc précisément connue. Les deux détecteurs positionnés à 45° permettent, en détectant les deux noyaux de plomb en coïncidence, de vérifier si la position de l'extrémum de la section efficace est correcte, et donc de valider les mesures angulaires absolues. Il est important de préciser que cette position est indépendante des potentiels agissant lors de la diffusion puisque les trajectoires et donc les phases des particules diffusées à θ et à $\pi - \theta$ sont identiques. Cette méthode est complémentaire de la méthode consistant à mesurer la position des angles limites de l'argent naturel expliquée dans le chapitre précédent.

La figure 7.1 représente le nombre de noyaux de plomb détectés en coïncidence dans les chambres à dérive situées à 45° en fonction de l'angle de diffusion

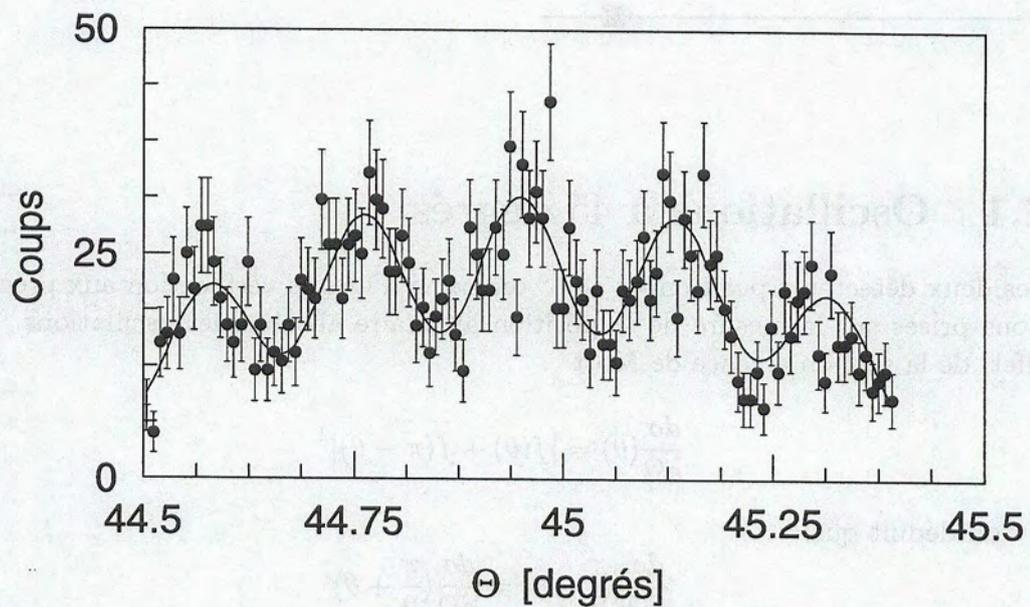


Figure 7.1: Distribution angulaire à 45 degrés pour $E = 1030 \text{ MeV}$. La courbe continue représente le résultat de l'ajustement des données par la section efficace de Mott, atténuée par un facteur $1/A$, décalée de $\delta\theta$ et convoluée par la forme du tube.

Détecteur	θ_o	$\Delta\theta$	$1/A$	$\delta\theta$
45°-droite	44.95°	0.52°	3.8	0.006°
45°-gauche	44.95°	0.52°	4.5	-0.007°

Tableau 7.1: Paramètres de l'ajustement de la distribution angulaire à 45 degrés. Les paramètres représentent la position du centre du tube, l'ouverture angulaire du tube, l'atténuation des oscillations et le décalage angulaire.

pour l'énergie $E = 1030 \text{ MeV}$. Comme prévu, la section efficace obtenue semble symétrique. Afin de déterminer avec précision la position du maximum de l'oscillation proche de 45° et de vérifier si cette position est bien celle attendue, les données expérimentales ont été ajustées par la section efficace théorique de Mott. Deux paramètres libres ont été introduits, le premier, A , permettait de varier l'amplitude des oscillations pour tenir compte de l'atténuation due à la dispersion angulaire et à la fluctuation sur la perte d'énergie, le deuxième, $\delta\theta$, permettait de faire varier la position angulaire des oscillations. De plus nous avons introduit lors de la transformation référentiel centre de masse - référentiel laboratoire le Q de réaction déduit des angles de folding. Pour tenir compte de l'atténuation de la section efficace due à la forme du tube deux paramètres supplémentaires ont été ajoutés: θ_o qui représentait la position angulaire du centre du tube et $\Delta\theta_o$ qui représentait la demi-ouverture angulaire du tube. La section efficace théorique utilisée pour ajuster les données était donc la section efficace de Mott $d\sigma/d\Omega_{Mott}$ donnée par l'équation 3.2 et modifiée comme suit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = A \left(1 - \frac{\theta - \theta_o}{\Delta\theta_o}\right)^{1/2} \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}}(E, \theta + \delta\theta)$$

Les valeurs des paramètres minimisant le χ^2 de l'ajustement sont indiquées dans le tableau 7.1, pour simplifier la présentation des résultats, il est indiqué la moyenne des paramètres obtenus pour les différentes énergies.

Ces résultats montrent que les deux tubes reliant les chambres à dérive à la chambre à cible étaient centrés autour de 44.95° et avaient une ouverture angulaire totale d'un peu plus d'un degré. On remarque aussi qu'en moyenne les oscillations sont atténuées d'un facteur 4. Les χ^2_{red} qui ont été obtenus par ce fit varient de 0.99 à 1.17; afin de les minimiser, il a fallu introduire un décalage angulaire de la position théorique des oscillations de 0.006° et de -0.007° en moyenne respectivement dans les deux chambres. Ces valeurs sont à comparer avec l'incertitude sur la position angulaire obtenue pour ces oscillations à 45°. Cette précision inclut les incertitudes sur la calibration angulaire des chambres $\sigma_{\theta_{45-cal}} = 0.001^\circ$, sur la position de la cible $\sigma_{\theta_{45-cib}} = 0.002^\circ$ et sur la position du centroïde du pic de l'angle de folding donnant la valeur du Q de réaction $\sigma_{\theta_{45-stat}} = 0.004^\circ$. A ces incertitudes que nous avons déjà vues dans le chapitre précédent il faut ajouter l'incertitude liée à l'angle incident du faisceau. Cette valeur est connue

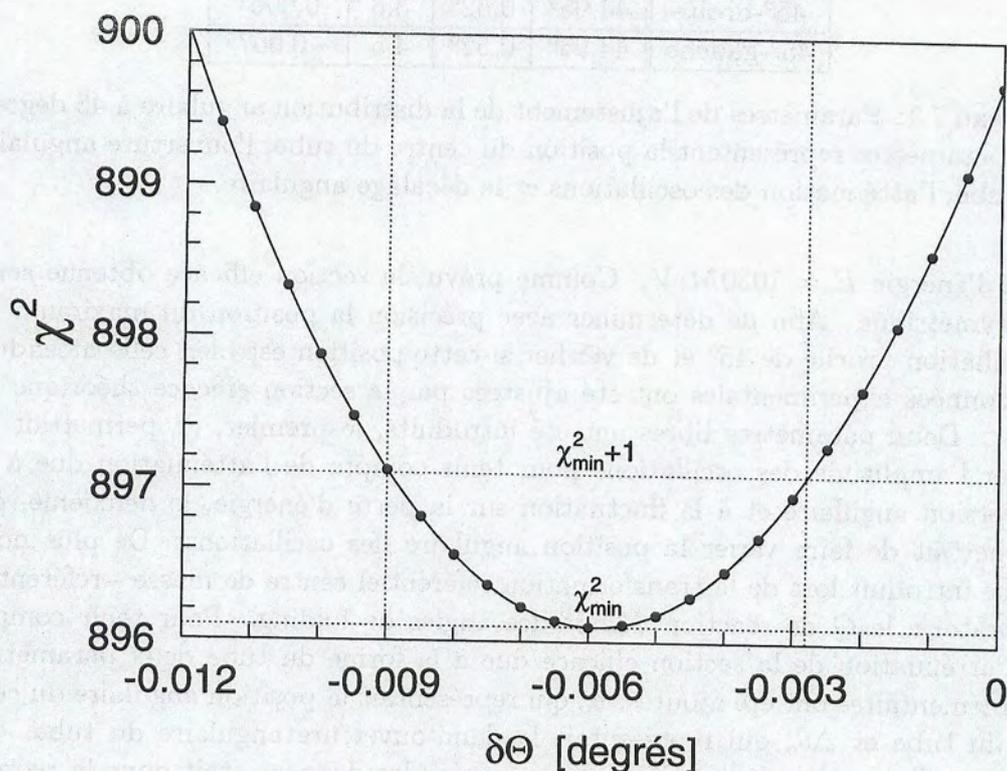


Figure 7.2: χ^2 résultant de l'ajustement des données de l'un des détecteurs situé à 45 degrés pour $E_{lab} = 1030 MeV$. L'incertitude de cet ajustement a été calculée en supposant un comportement parabolique local.

puisque la position du faisceau a été relevée régulièrement dans le profileur situé à 7m en aval de la cible avec une précision de 0.1mm ce qui équivaut à une précision angulaire de $\sigma_{\theta_0} = 0.001^\circ$. De plus, il faut ajouter l'incertitude liée à la minimisation du χ^2 qui est difficilement estimable car l'ajustement réalisé sur les oscillations comportait quatre paramètres libres plus un facteur de normalisation. Néanmoins on peut avoir une valeur approximative de cette incertitude en supposant que le χ^2 varie principalement avec le décalage angulaire $\delta\theta$. La figure 7.2 illustre cette supposition, elle représente la variation de la fonction χ^2 en fonction du décalage angulaire $\delta\theta$. L'incertitude sur la valeur du minimum de la fonction χ^2 a été calculée en utilisant la méthode habituelle qui suppose une forme parabolique locale pour cette fonction, l'incertitude est alors l'écart type de cette parabole, c'est-à-dire la valeur de l'abscisse correspondant à l'ordonnée $\chi^2 + 1$. La valeur moyenne obtenue pour cette incertitude est $\sigma_{\chi^2} = 0.003^\circ$.

On obtient donc comme incertitude sur la position angulaire des oscillations détectées à 45° la somme quadratique de ces incertitudes, soit $\sigma_{\theta_{45}} = 0.006^\circ$.

Le décalage angulaire qu'il a fallu introduire dans la section efficace théorique pour reproduire les données expérimentales est donc $\delta\theta = (0.006 \pm 0.006)^\circ$ et $\delta\theta = (-0.007 \pm 0.006)^\circ$ respectivement dans les deux chambres. Nous avons donc obtenu une faible déviation qui est à la limite des barres d'erreurs. Une source probable de l'aspect limite de ces résultats réside dans la difficulté d'obtenir un minimum d'une fonction à quatre paramètres, l'incertitude de l'ajustement est certainement supérieure à celle calculée par la méthode de la parabole. La position angulaire des oscillations correspond donc, dans la limite des incertitudes expérimentales, à la position attendue.

7.2 Oscillations à 60 degrés

Alors que le système de détection positionné à 45 degrés validait la méthode utilisée, le système de chambres positionnées à 30 et 60 degrés a été utilisé pour mesurer la déviation des oscillations par rapport à une diffusion purement coulombienne. La position angulaire des oscillations a été mesurée dans la chambre à dérive situé à 30°. Celle située à 60° détectait en coïncidence le noyau de recul de la diffusion. L'observation de l'angle de folding des deux trajectoires permettait de sélectionner uniquement la diffusion élastique $^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$. Dans cette chambre les oscillations n'étaient pas visibles. Ce fait est expliqué par une très grande atténuation des oscillations due aux fluctuations angulaires des trajectoires des noyaux causées par la dispersion angulaire et par la fluctuation sur la perte d'énergie atomique. En utilisant l'approximation de l'équation 5.6 ce facteur d'atténuation est:

$$A = e^{-\omega^2\sigma^2/2}$$

où ω est la fréquence des oscillations et σ^2 la variance de la distribution représentant les fluctuations angulaires. Pour $E = 1030\text{MeV}$, la période des oscillations est 0.17° et les variances des fluctuations angulaires des noyaux diffusés à 30° et 60° sont respectivement 0.03° et 0.1° . Le facteur d'atténuation ainsi calculé est égal à 2 pour les oscillations détectées à 30° et 925 pour celles détectées à 60°. Cette énorme atténuation explique que nous n'ayons pas observé des structures oscillantes à 60°.

7.3 Oscillations à 30 degrés

La structure oscillante de la distribution angulaire est clairement visible à 30°. Une analyse de Fourier des données permet de confirmer ce résultat. Cette méthode consiste de décomposer les données en une somme de sinusoides de fréquences variables. La représentation de l'amplitude de ces sinusoides en fonction des différentes fréquences montre l'existence de structures oscillantes dans les données. La figure 7.3 montre le résultat d'une telle analyse faite avec les

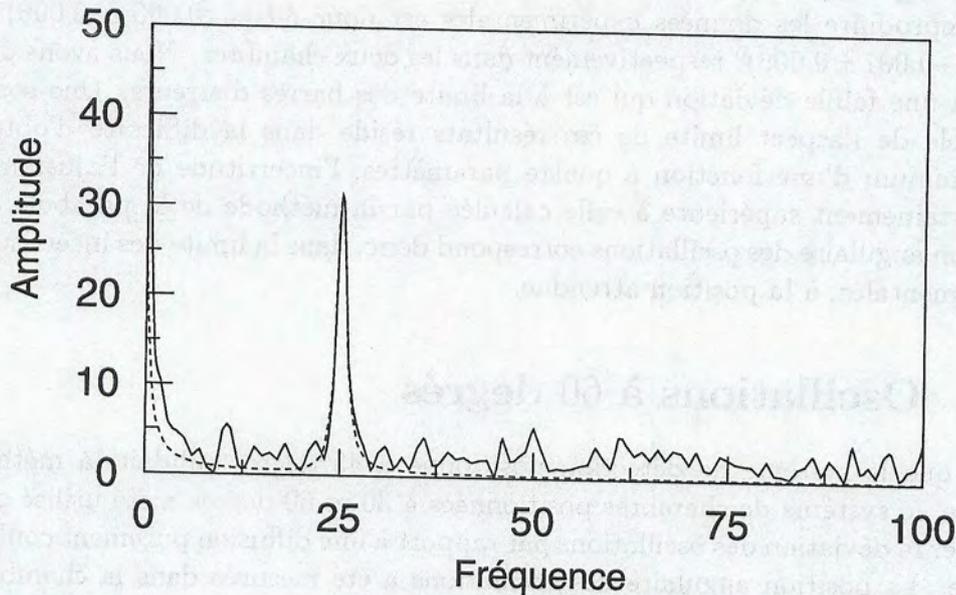


Figure 7.3: Analyse de Fourier des données de la distribution angulaire à 30° pour l'énergie $E = 1030 \text{ MeV}$. La courbe en pointillé représente l'analyse des données du code ECIS pour la même énergie.

données expérimentales correspondant à l'énergie $E = 1030 \text{ MeV}$ et au domaine angulaire $[28^\circ, 32^\circ]$. La présence d'un pic est clairement visible. La courbe en pointillé de cette figure représente le résultat d'une analyse similaire faite avec les données calculées par le code ECIS [Ray81] pour une diffusion similaire et sur la même plage angulaire. Une renormalisation a été effectuée sur ces données pour pouvoir faire coïncider les deux études. L'accord entre les deux résultats est parfait. Ce type d'étude ne permet d'obtenir aucun résultat concernant la position angulaire des oscillations, la présence d'un pic montre juste la présence d'une structure oscillante, et l'accord entre les données et le résultat du code montre que la fréquence des oscillations est celle attendue et donc que l'énergie du faisceau a été correctement mesurée. Un résultat similaire a été obtenu pour les autres énergies.

La figure 7.4 représente les oscillations de la section efficace correspondant à l'énergie $E = 1030 \text{ MeV}$ pour une plage angulaire de deux degrés, pour plus de visibilité. Il est aussi montré les oscillations sur la plage totale utile pour la même énergie. L'incertitude sur le nombre de coups est d'origine statistique. La période des oscillations varie de 0.14° à 0.18° suivant l'énergie du faisceau incident, elle augmente avec l'énergie. On remarque une décroissance moyenne du nombre de coups lorsque θ augmente qui est due à la pente de la section

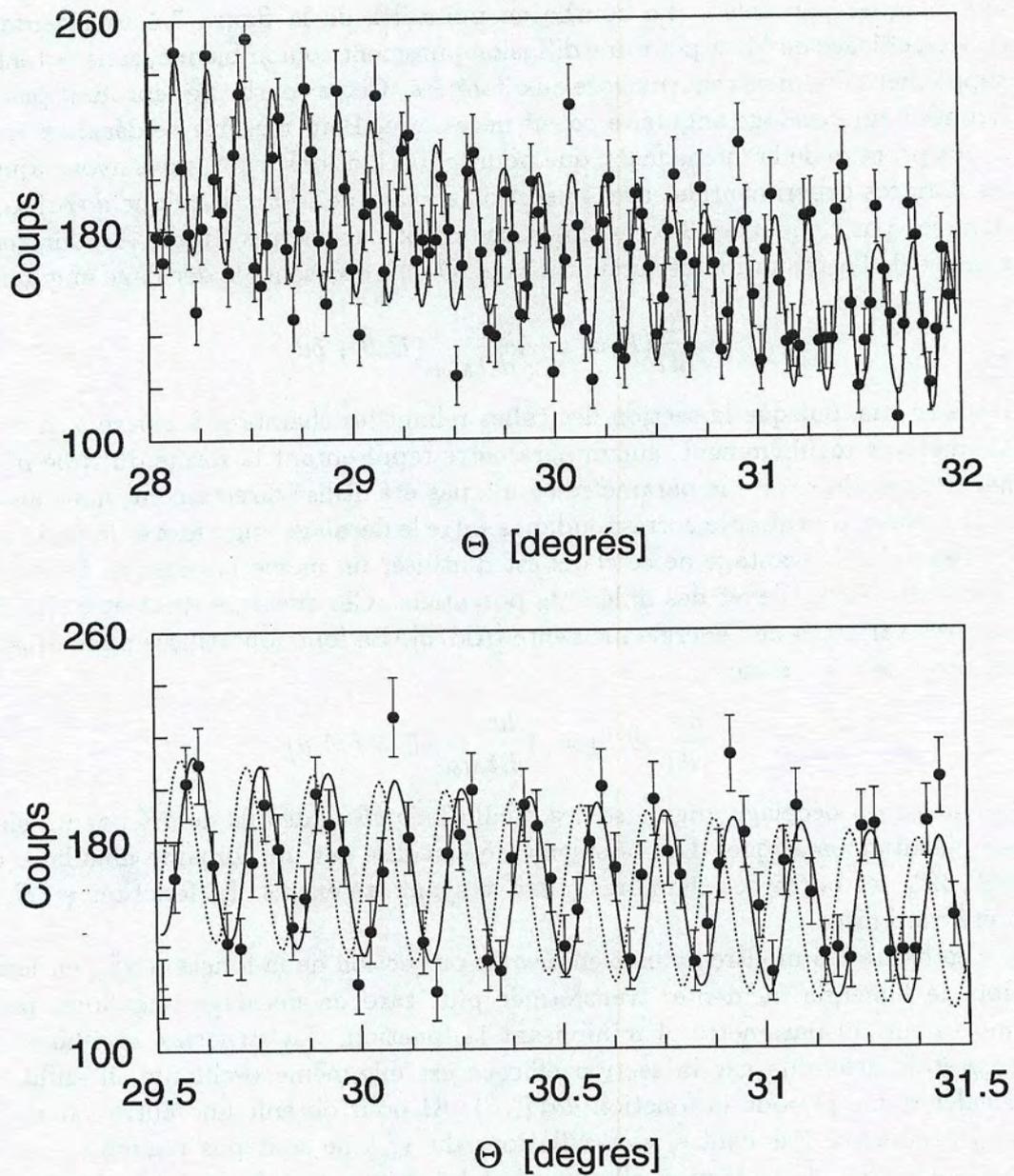


Figure 7.4: Distribution angulaire sur toute la plage angulaire utile ainsi que dans seulement une partie du détecteur à 30 degrés pour l'énergie $E = 1030 \text{ MeV}$. La courbe continue représente le résultat de l'ajustement des données par la section efficace de Mott atténuée par un facteur $1/A$ et correspondant à une énergie incidente décalée de δE . La courbe en pointillé représente la section efficace de Mott théorique renormalisée aux données.

efficace de Rutherford sur laquelle se superposent les données. La composante verticale, presque négligeable, de l'angle de diffusion a été prise en compte grâce aux plaques parallèles. La courbe en pointillés de la figure 7.4 représente la section efficace de Mott pour une diffusion purement coulombienne, sans potentiel supplémentaire mais renormalisée aux données. Cette courbe ne reproduit pas les données, un décalage angulaire paraît nécessaire. Pour mesurer ce décalage nous avons procédé de la même façon que pour les oscillations à 45° , nous avons ajusté les données expérimentales avec la section efficace de Mott théorique $d\sigma/d\Omega_{Mott}$, données par l'équation 3.2, modifiée par deux paramètres libres, A pour tenir compte de l'atténuation des oscillations et $\delta\theta$ qui représente le décalage angulaire:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = A \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}}(E, \theta + \delta\theta)$$

Dans ce cas, puisque la section des tubes reliant les chambres à dérive à la cible augmentait régulièrement, aucun paramètre représentant la forme du tube n'est nécessaire. En réalité le paramètre $\delta\theta$ n'a pas été utilisé directement, nous avons plutôt choisi d'utiliser la correspondance entre le décalage angulaire et la variation de l'énergie. L'avantage de ce choix est d'utiliser un même paramètre, l'énergie, pour représenter l'effet des différents potentiels. Ces effets peuvent être simulés par une variation de l'énergie incidente [Ald75]. La fonction utilisée pour ajuster les données était donc:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = A \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}}(E + \delta E, \theta)$$

La valeur du décalage angulaire des oscillations $\delta\theta$ se déduit de δE par un simple calcul cinématique. L'ajustement a été réalisé sur un domaine angulaire de $[28^\circ, 32^\circ]$, les bords des chambres à dérive ayant été exclus. La fonction $\chi^2(E, \theta)$ a été minimisée.

La figure 7.5 montre deux exemples de projection de la fonction χ_{red}^2 en fonction de l'énergie incidente, transformée plus tard en décalage angulaire, pour une valeur du paramètre A minimisant la fonction. La structure oscillante de χ_{red}^2 était attendue car la section efficace est elle-même oscillante, il suffit de décaler d'une période la fonction $d\sigma(E, \theta)/d\Omega$ pour obtenir une autre valeur de χ_{red}^2 minimum. Par contre les oscillations du χ_{red}^2 ne sont pas régulières car le comportement de la section efficace n'est lui-même pas régulier, la période des oscillations augmentant avec θ et la section efficace décroissant lorsque θ augmente. Sur la figure 7.5 sont représentés deux cas extrêmes, le premier correspond à $E = 787 \text{ MeV}$ et ne comporte aucune d'ambiguïté sur la détermination du minimum de la fonction χ_{red}^2 qui est symétrique autour d'une valeur bien définie. A l'opposé, il est plus difficile de déterminer le minimum du cas correspondant à $E = 949 \text{ MeV}$. La forme de la fonction est peu symétrique et deux minima correspondent à des valeurs assez proches de χ_{red}^2 . Pour s'affranchir de ce minimum un argument de continuité a été utilisé, en effet la différence entre

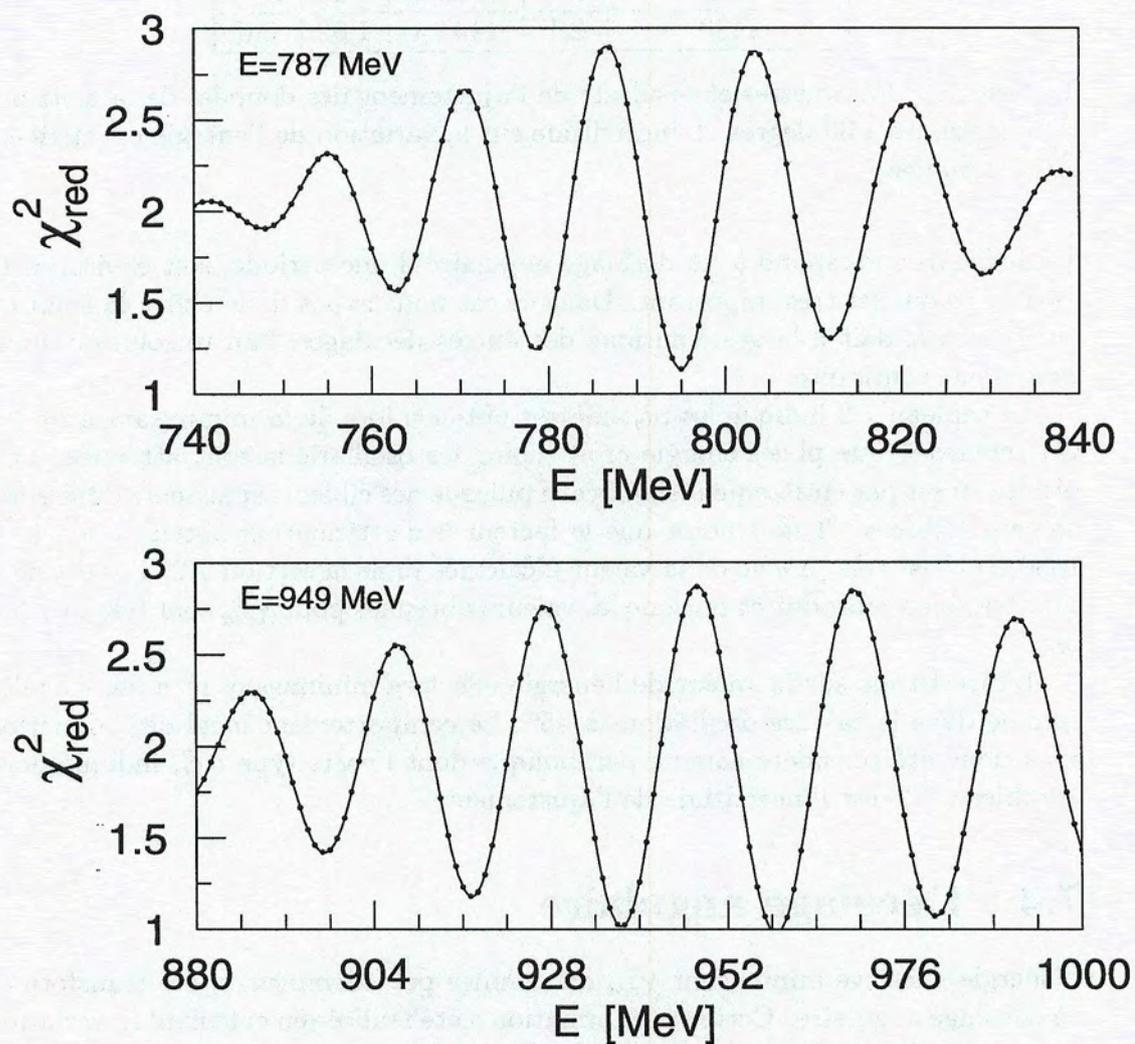


Figure 7.5: χ^2 obtenu par l'ajustement des oscillations de la distribution angulaire à 30 degrés pour deux énergies utilisées. Dans le cas correspondant à $E = 787$ MeV il n'y a pas d'ambiguïté sur la position du minimum absolu. Une ambiguïté existe par contre pour le cas $E = 949$ MeV.

Energie (MeV)	1/A	$E + \delta E$	χ_{red}^2	σE
787	5.2	794.99	1.14	0.18
873	3.0	880.5	1.04	0.4
949	4.2	958.74	0.99	0.23
1030	2.9	1042.41	1.14	0.18
1130	2.1	1144.4	1.02	0.6

Tableau 7.2: Paramètres et résultats de l'ajustement des données de la distribution angulaire à 30 degrés. L'incertitude sur la variation de l'énergie effective est aussi indiquée.

les deux cas correspond à un décalage angulaire d'une période, soit environ 0.17 degrés, ce qui est très important. Dans ce cas nous avons donc choisi la solution qui correspondait à la systématique des autres décalages, l'autre solution étant exclue par continuité.

Le tableau 7.2 indique les paramètres obtenus lors de la minimisation de χ^2 . On remarque que plus l'énergie croît moins les oscillations sont atténuées. Ce résultat n'est pas entièrement significatif puisque des cibles d'épaisseurs différentes ont été utilisées. Il faut noter que le facteur 3 d'atténuation obtenu pour $E = 1030 \text{ MeV}$ est très proche de la valeur 2 calculée dans la section 7.2. Les données sont très bien reproduites puisque les valeurs obtenues pour χ_{red}^2 sont très proches de 1.

L'incertitude sur la valeur de l'énergie effective minimisant χ^2 a été calculée comme dans le cas des oscillations à 45°. Le comportement local de la fonction χ^2 a donc été considéré comme parabolique dont l'écart type σE , indiqué dans le tableau 7.2, est l'incertitude de l'ajustement.

7.4 Décalage angulaire

L'énergie effective minimisant χ_{red}^2 déterminée précédemment a été transformée en décalage angulaire. Cette transformation a été réalisée en calculant la variation de position des oscillations lorsque l'énergie du faisceau incident varie de la valeur réelle mesurée à la valeur obtenue par l'ajustement des données. Par convention un décalage faisant s'éloigner les oscillations de $\theta_{cm} = 90^\circ$ est positif. Un décalage angulaire d'environ 0.07° par rapport à la position théorique des oscillations a ainsi été obtenu. Les valeurs exactes sont indiquées dans le tableau 7.3. Ce décalage correspond au décalage angulaire de l'extremum le plus proche de 30°.

La procédure utilisée pour calculer l'incertitude sur ces décalages est la même que celle utilisée pour les oscillations à 45°: il faut d'abord calculer l'incertitude systématique sur la position absolue des oscillations puis calculer l'incertitude liée à la mesure du décalage. Les différentes contributions à l'incertitude sur la position absolue sont:

Energie (MeV)	$\delta\theta$
787	0.071 ± 0.04
873	0.055 ± 0.04
949	0.072 ± 0.04
1030	0.082 ± 0.04
1130	0.088 ± 0.04

Tableau 7.3: Décalage angulaire de la position des oscillations de la section efficace de Mott par rapport à la position des oscillations d'une diffusion purement coulombienne.

- L'incertitude liée à la calibration des chambres: $\sigma_{\theta_{30_cal}} = 0.001^\circ$.
- L'incertitude liée à l'incertitude sur la position de la cible: $\sigma_{\theta_{30_cib}} = 0.002^\circ$.
- L'incertitude liée à l'angle incident du faisceau: $\sigma_{\theta_o} = 0.001^\circ$.
- L'incertitude liée à l'incertitude sur la valeur du Q de réaction donnée par l'incertitude sur la position du centroïde du pic de l'angle de folding: $\sigma_{\theta_{30_stat}} = 0.002^\circ$.

A ces incertitudes systématiques sur la position absolue il faut ajouter l'incertitude liée au calcul du décalage, c'est à dire à la différence entre la position théorique et la position angulaire observée.

- La position théorique est parfaitement connue si l'énergie du noyau incident lors de la diffusion est connue. L'incertitude sur cette énergie est liée à l'incertitude sur l'énergie du faisceau incident et à l'incertitude sur la perte d'énergie du faisceau dans la cible. Cette incertitude de quelques dizaines de keV entraîne une incertitude de seulement 0.0003° .
- L'incertitude angulaire due à l'ajustement, elle est calculée à partir de σE et vaut 0.002° .

L'incertitude totale est alors la somme quadratique de toute ces contributions, elle vaut 0.004° . Le décalage angulaire obtenu est représenté sur la figure 7.6 en fonction de l'énergie du faisceau incident, l'incertitude sur le décalage est représentée par la taille des points.

Énergie [MeV]	Décalage [degré]
780	0.075
870	0.055
950	0.075
1030	0.085
1130	0.090

Figure 7.6: Décalage angulaire de la position des oscillations de la section efficace de Mott par rapport à la position des oscillations d'une diffusion purement coulombienne en fonction de l'énergie du faisceau incident. La taille des points représente l'incertitude angulaire expérimentale.

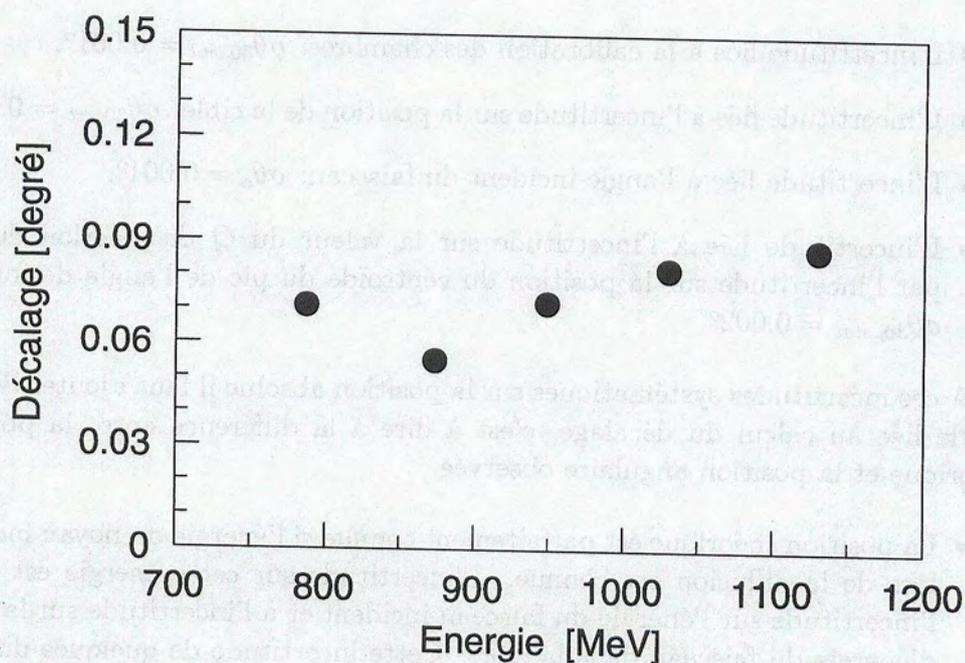


Figure 7.6: Décalage angulaire de la position des oscillations de la section efficace de Mott par rapport à la position des oscillations d'une diffusion purement coulombienne en fonction de l'énergie du faisceau incident. La taille des points représente l'incertitude angulaire expérimentale.

Chapitre 8

Potentiels supplémentaires lors de la diffusion

L'existence d'un décalage angulaire des oscillations par rapport à la position attendue, et donc l'existence de potentiels autres que le potentiel coulombien lors de la diffusion, n'est pas une surprise. La précision de l'expérience et la faible valeur de la limite supérieure de l'interaction van der Waals de couleur nous impose de prendre en compte plusieurs autres potentiels. Ces potentiels ont déjà été étudiés pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ [Hus84, Hus90, Vil93, Ber94, Hen95] ainsi que pour des systèmes plus légers [Ald75, Bau77, Ros77, Rod82, Lyn82, Vet89, Vet91, Tra91, Hen91].

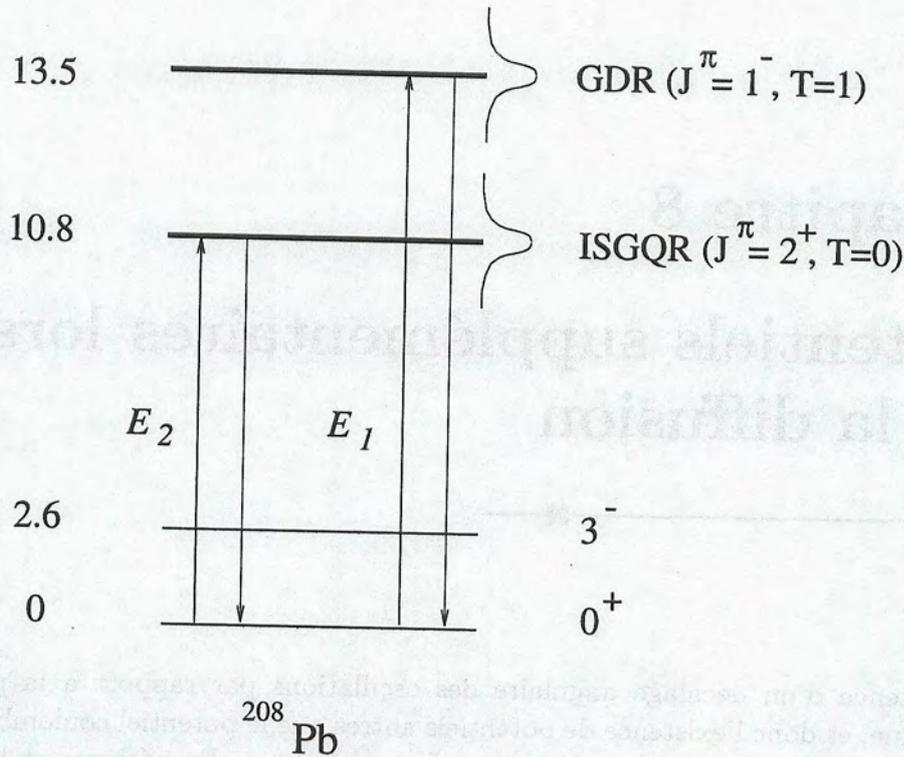
8.1 Interaction nucléaire

L'influence du potentiel nucléaire lors de cette diffusion a été calculée en utilisant le potentiel de forme Woods Saxon suivant:

$$V_{nuc}(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_r}{a_r}}} - \frac{W_0}{1 + e^{\frac{r-R_i}{a_i}}}i$$

avec les paramètres pour la partie réelle du potentiel: ($V_0 = 300\text{MeV}$, $a_r = 0.67$, $R_r = 13.4\text{fm}$) et pour la partie imaginaire: ($W_0 = 50\text{MeV}$, $a_i = 0.6$, $R_i = 13.0\text{fm}$). Le chapitre 9 explique le choix de ce potentiel et montre que pour estimer le décalage angulaire qu'il provoque on peut considérer uniquement la partie réelle. On obtient donc:

$$V_{nuc}(r) = -\frac{300}{1 + e^{\frac{r-13.4}{0.67}}}$$

Figure 8.1: Niveaux d'excitation du ^{208}Pb .

8.2 Polarisabilité des noyaux

Le potentiel de polarisabilité des noyaux provient de l'excitation virtuelle de résonances géantes des noyaux lors de la diffusion (figure 8.1). Cet effet, résultant du couplage sur la voie d'entrée de voies collectives inélastiques durant la diffusion, est décrit physiquement par une variation temporaire de la forme de l'un ou des deux noyaux. Etant donnée la précision recherchée, il nous faut tenir compte de l'excitation de la résonance géante dipolaire correspondant à la transition E_1 , mais aussi des résonances de multipolarités supérieures comme l'excitation des résonances géantes quadrupolaires isovectorielles et isoscalaires. Comme le montrent Alder *et al.* [Ald56], [Ald75] le potentiel, attractif, de polarisation correspondant au passage de l'état $\langle I_o, M_o |$ par l'état $| I_n, M_n \rangle$ est:

$$\begin{aligned} \langle I_o, M_o | V_{pol} | I_o, M_o' \rangle &= \sum_n \frac{\langle I_o, M_o | V_{pol}^{(\lambda)} | I_n, M_n \rangle \langle I_n, M_n | V_{pol}^{(\lambda)} | I_o, M_o' \rangle}{E_n - E_o} \\ &= -\delta_{M_o, M_o'} |E_\lambda| P_\lambda \end{aligned}$$

où P_λ est la polarisabilité et E_λ est égal à :

$$E_\lambda = \left(\frac{Ze}{r^{\lambda+1}} \right)^2$$

8.2.1 Résonance dipolaire

Dans le cas de la résonance dipolaire, on peut exprimer la polarisabilité en fonction de la section efficace de photo-absorption σ [Ber75]:

$$P_1 = \frac{\hbar c}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sigma(E)}{E^2} dE = \frac{\hbar c}{4\pi^2} \sigma_{-2}$$

On obtient alors, pour les deux noyaux:

$$V_{pol}^{(1)}(r) = -2 \frac{\hbar c}{4\pi^2} \sigma_{-2} \left(\frac{Ze}{r^2} \right)^2$$

Berman *et al.* ont étudié de manière systématique la valeur du second moment σ_{-2} de la section efficace intégrée. Pour les noyaux tels que $A \geq 60$, un comportement uniforme autour de la valeur $\sigma_{-2} = (1.06 \pm 0.09)(0.00225A^{5/3}) mb.MeV^{-1}$ a été obtenu. Cela correspond pour le plomb 208 à $\sigma_{-2} = 17.41 \pm 1.5 mb.MeV^{-1}$.

En utilisant cette valeur, avec $\hbar c = 137e^2 MeV fm$, $e^2 = 1.44 MeV.fm$ et $Z = 82$, on obtient le potentiel correspondant à l'excitation de la résonance dipolaire suivant:

$$V_{pol}^{(1)}(r) = - \frac{(1.68 \pm 0.14)10^5}{r^4}$$

8.2.2 Résonance quadrupolaire

La polarisabilité dans le cas de la résonance quadrupolaire ne peut pas être déterminée par la section efficace de photo-absorption car les photons ont un spin 1 et donc seule la transition E_1 vers la résonance dipolaire est possible. Par contre on peut exprimer cette polarisabilité en fonction des probabilités de transition $B(E_\lambda, 0 \rightarrow n)$ associées à la transition radiative de multipolarité λ de l'état fondamental d'énergie E_0 vers l'état d'énergie E_n [Ald56],[Hus84]:

$$P_2 = \frac{4\pi}{25} \sum_{n \neq 0} \frac{B(E_2, 0 \rightarrow n)}{(E_0 - E_n)}$$

Cette expression peut être calculée en utilisant l'intermédiaire de la règle de somme énergétique $S(E_2)$ et de l'énergie d'excitation de la résonance géante quadrupolaire ΔE_2 :

$$\sum_{n \neq 0} \frac{B(E_2, 0 \rightarrow n)}{(E_0 - E_n)} = \frac{S(E_2)}{(\Delta E_2)^2}$$

en rappelant que $S(E_2) = \sum_n B(E_2, 0 \rightarrow n) (E_0 - E_n)$.
on obtient alors le potentiel:

$$V_{pol}^{(2)}(r) = -\frac{4\pi}{25} \frac{S(E_2)}{(\Delta E_2)^2} \left(\frac{Ze}{r^3}\right)^2$$

Bohr et Mottelson [Boh75] ont calculé classiquement $S(E_2)$:

$$S(E_2) = \frac{30}{4\pi} \frac{\hbar^2}{2uA} Z^2 R^2 (e^2 fm^4 MeV)$$

où $R = 1.2A^{1/3}$ est le rayon du noyau de nombre de masse A et de charge Z . L'unité de masse atomique est notée u . Pour le cas correspondant à notre système, $S(E_2) = 8.15 \times 10^4 e^2 fm^4 MeV$. En utilisant la formule empirique suivante pour l'énergie d'excitation $\Delta E_2 = 60.0A^{-1/3} MeV$, et la valeur $m = 931.5 MeV$, le potentiel devient:

$$V_{pol}^{(2)}(r) = -\frac{55.71 \cdot 10^5}{r^6}$$

Mais il faut tenir compte à la fois de la résonance quadrupolaire isovectorielle ($\lambda = 2, T = 1$) et de la résonance quadrupolaire isoscalaire ($\lambda = 2, T = 0$). Pour cela Hussein *et al.* [Hus84] utilisent le fait que l'énergie d'excitation de la résonance ($\lambda = 2, T = 1$) est quasi le double de celle ($\lambda = 2, T = 0$), et que donc:

$$V_{pol}^{(2),T=1}(r) = \frac{1}{4} V_{pol}^{(2),T=0}(r)$$

Nous obtenons donc en considérant à la fois l'excitation de la cible et celle du projectile vers ces deux résonances:

$$V_{pol}^{(2)}(r) = -\frac{139.28 \times 10^5}{r^6}$$

De la même façon, on peut estimer la valeur du potentiel lié au couplage à l'état 3^- , hexapolaire. Le résultat obtenu par [Hus84] est:

$$V_{pol}^{(6)}(r) = -\frac{669.57 \times 10^5}{r^8}$$

8.3 Polarisation du vide

Cette correction supplémentaire est due aux photons virtuels, propagateurs de l'interaction électromagnétique, qui interagissent avec le vide. La création et annihilation de paires électrons-positrons induit une distribution de charge supplémentaire et modifie, en l'augmentant, le potentiel coulombien, et ceci d'autant plus que la distance de moindre approche des deux noyaux pendant la diffusion est beaucoup plus petite que la longueur d'onde de Compton de l'électron.

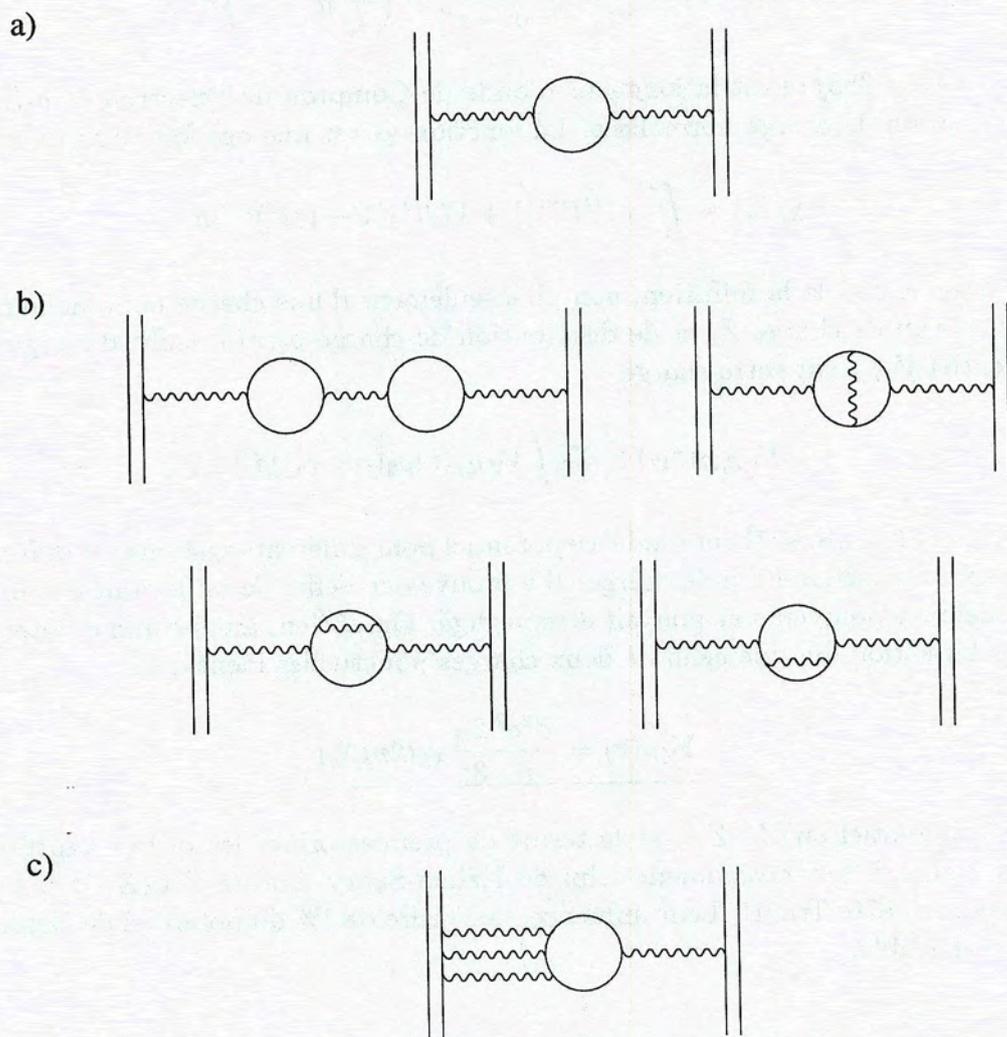


Figure 8.2: Diagrammes de Feynman montrant les différents ordres de la polarisabilité du vide [Tra91]. a) en $Z\alpha.Z\alpha$ (Uehling), b) en $Z\alpha.(Z\alpha)^2$ (Källén-Sabry), c) en $Z\alpha.(Z\alpha)^3$ (Wichmann-Kroll).

La figure 8.2 montre les différents ordres de la théorie de perturbation. Au premier ordre, on peut considérer que ce potentiel est le potentiel de polarisation du vide d'une charge ponctuelle se déplaçant dans un champ coulombien, créé par une charge Z_1 , calculé par Uehling [Ueh35] comme étant:

$$V_{VP,1}(r) = \frac{2\alpha Z_1 e^2}{3\pi} \int \frac{\rho_1(r)}{|r-r'|} \chi_1\left(\frac{2}{\lambda_e} |r-r'|\right) d^3r'$$

où $\lambda_e = 386 fm$ est la longueur d'onde de Compton de l'électron et $\rho_1(r)$ la distribution de charge normalisée. La fonction χ_1 est une des fonctions du type:

$$\chi_n(z) = \int_1^\infty e^{-tz} t^{-n} (1 + 1/2t^2)(1 - 1/t^2)^{1/2} dt$$

Dans le cas de la diffusion, non plus seulement d'une charge ponctuelle mais d'un noyau de charge Z_2 et de distribution de charge $\rho_2(r)$ il suffit d'intégrer le potentiel $V_{VP,1}$ sur cette charge:

$$V_{VP,12}(r_{12}) = Z_2 \int V_{VP,1}(r) \rho_2(r - r_{12}) d^3r$$

Rösel *et al.* [Ros77] ont étudié ce potentiel pour différents systèmes et différentes formes de la distribution de charge. Il a prouvé que l'effet de taille était de l'ordre de quelques pourcents et pouvait être négligé. On obtient alors comme potentiel de polarisation du vide celui de deux charges ponctuelles identiques:

$$V_{VP}(r) = \frac{Z^2 e^2}{r} \frac{2\alpha}{3\pi} \chi_1(2r/\lambda_e)$$

Ce potentiel en $Z\alpha.Z\alpha$ est le terme de premier ordre, les ordres supérieurs de la figure 8.2 et notamment celui de Källén-Sabry d'ordre $Z\alpha.(Z\alpha)^2$ ont été calculés [Hua76, Tra91]. Leur influence, de l'ordre de 1% du potentiel de Uehling, est négligeable.

8.4 Ecrantage électronique

L'influence de la charge des électrons entourant les deux noyaux doit être prise en compte pour calculer correctement le potentiel coulombien. Cette influence a déjà été testée lors de l'étude de la dispersion angulaire, le calcul du potentiel électrostatique à l'intérieur de l'atome par la méthode de Thomas-Fermi a permis de bien reproduire les données. Ce potentiel, calculé dans la section 5.2.2, vaut:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \chi\left(\frac{r}{a}\right)$$

où χ est la fonction de Thomas-Fermi tabulée dans le tableau 5.1. Cette fonction peut être donnée approximativement par l'équation suivante:

$$\chi(r) = (1.004 + 1.245r + 0.076r^2 + 0.0423r^3 - 0.00269r^4)^{-1}$$

Le paramètre a représente le paramètre d'écrantage et vaut:

$$a = \frac{0.885a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

Le potentiel perturbateur dû à l'écrantage électronique est donc:

$$V_{ecr}(r) = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left(1 - \chi\left(\frac{r}{a}\right)\right)$$

8.5 Potentiel de van der Waals de couleur

Comme nous avons vu, l'interaction de van der Waals de couleur entre deux hadrons distants de r prend la forme théorique suivante:

$$u_{vdW}(r) = -\hbar c \frac{\lambda_N}{r_0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^N$$

avec $r_0 = 1 fm$ et avec les valeurs $N = 6, 7$ favorisées. Si les noyaux distants de R sont considérés comme ponctuels on a:

$$U_{vdW}^{brut}(R) = A_1 A_2 u_{vdW}(R)$$

Sinon, pour obtenir la valeur du potentiel entre les deux noyaux, cette expression doit être convoluée sur la distribution de densité de matière ρ de ces deux noyaux, on obtient donc, en utilisant les notations de la figure 3.2:

$$U_{vdW}(\vec{R}) = \int \int \rho(\vec{r}_c) \rho(\vec{r}_p) u_{vdW}(\vec{r}_{cp}) d\vec{r}_c d\vec{r}_p \quad (8.1)$$

où $\vec{r}_{cp} = \vec{R} + \vec{r}_c - \vec{r}_p$. La méthode classique pour calculer cette double convolution est d'utiliser les transformées de Fourier de chacune des fonctions intervenant dans l'intégrale:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{\rho}(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{k}$$

$$\tilde{\rho}(\vec{k}) = \int \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

et :

$$u_{vdW}(\vec{r}_{cp}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{u}_{vdW}(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_{cp}} d\vec{k}$$

en remplaçant dans 8.1 u_{vdW} par sa transformée de Fourier on obtient:

$$\begin{aligned} U_{vdW}(\vec{R}) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int \rho(\vec{r}_c) \rho(\vec{r}_p) \tilde{u}_{vdW}(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{R} + \vec{r}_c - \vec{r}_p)} d\vec{k} d\vec{r}_c d\vec{r}_p \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{\rho}(\vec{k}) \tilde{\rho}(-\vec{k}) \tilde{u}_{vdW}(\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \tilde{U}_{vdW} e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} \end{aligned}$$

avec:

$$\tilde{U}_{vdW}(\vec{k}) = \tilde{\rho}(\vec{k}) \tilde{\rho}(-\vec{k}) \tilde{u}_{vdW}(\vec{k})$$

on voit donc qu'une méthode simple pour calculer la double intégrale de convolution 8.1 consiste à calculer le produit des transformées de Fourier de la distribution de densité de matière et du potentiel nucléon-nucléon, puis d'en calculer la transformée de Fourier inverse.

Cette méthode a été appliquée en utilisant la densité pour le ^{208}Pb obtenue à partir de diffusion élastique d'électrons [Hei69] et représentée sur la figure 8.3:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[f_{c,z,n}(r) + w \left(r^2/c^2 \right) f_{c,z,n}^2(r) \right]$$

avec:

$$\begin{aligned} f_{c,z,n}(r) &= \{1 + \exp[(r^n - c^n)/z^n]\}^{-1} \\ n &= 2 \\ c &= 6.4745 \\ z &= 2.975 \\ w &= 0.361 \end{aligned}$$

de plus, la distribution de densité des neutrons a été supposée égale à celle des protons, et ρ a donc été normalisé comme suit:

$$\int \rho(\vec{r}) d\vec{r} = 208$$

L'effet de la convolution sur la distribution de matière n'est pas négligeable. Comme on peut le voir sur la figure 8.4 qui montre le rapport de l'intensité de la force de van der Waals convoluée par rapport à l'intensité de la force brute où les noyaux sont supposés ponctuels, cet effet peut induire jusqu'à un facteur 10 supplémentaire. Ceci est dû à la forte non linéarité de la force en $1/r^7$, les nucléons proches participant beaucoup plus que ceux plus éloignés.

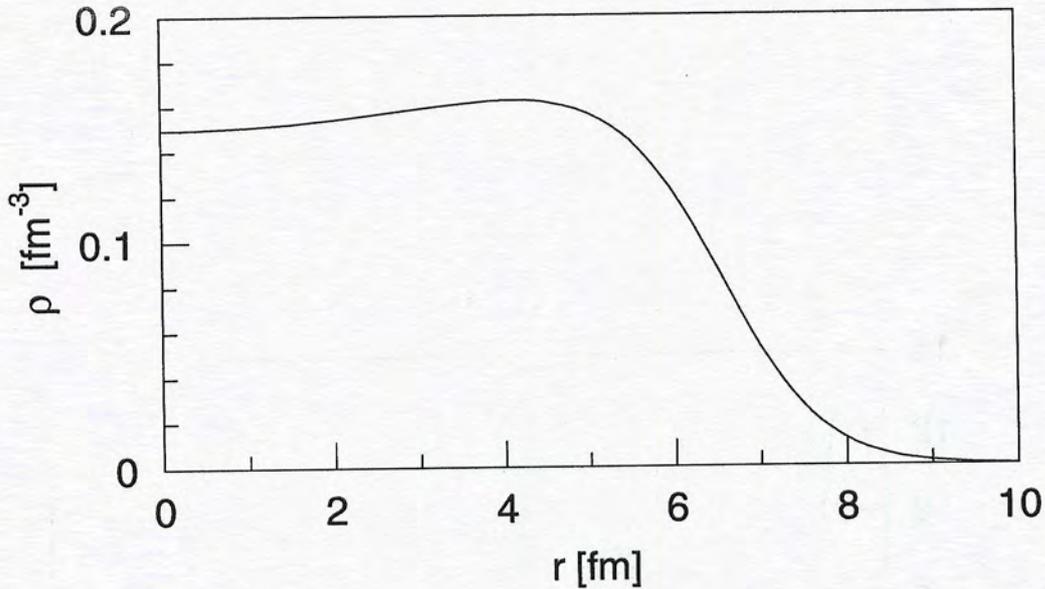


Figure 8.3: Densité nucléaire du ^{208}Pb [Hei69]. Le rayon quadratique moyen est $r_{rms} = 5.5\text{fm}$.

8.6 Corrections relativistes

Les potentiels qui viennent d'être étudiés créent une phase supplémentaire dans l'amplitude de diffusion des noyaux qui va s'ajouter à la différence de phase coulombienne $2\eta \ln \cot \theta/2$ comme le montre l'équation 3.2. Mais cette différence de phase coulombienne dérive de l'équation de Schrödinger qui décrit la diffusion non relativiste de deux noyaux dans un potentiel coulombien, et ne correspond pas à la réalité. Il va donc falloir introduire une correction à la phase coulombienne pour tenir compte du caractère relativiste de la diffusion. Pour cela la méthode de Todorov a été utilisée.

La méthode de Todorov [Tod71, Pil82, Pil84, Hen91, Tra91] consiste à rendre équivalents la diffusion de deux noyaux de charge Z , de masse m et d'énergie cinétique dans le laboratoire E_{lab} et le comportement d'une pseudo particule de masse μ_E et d'énergie ε dans un champ coulombien V qui est le même que celui créé par les deux noyaux. Dans notre cas les masses des noyaux sont identiques et leur spin est nul, mais cette méthode est aussi valide dans un cas plus général. Le comportement de cette pseudo particule est donné par l'équation relativiste de Klein-Gordon:

$$((\varepsilon - V)^2 + \nabla^2 - \mu_E) \psi = 0 \quad (8.2)$$

avec $\hbar = c = 1$ et $V = Z^2\alpha/r = \zeta/r$.

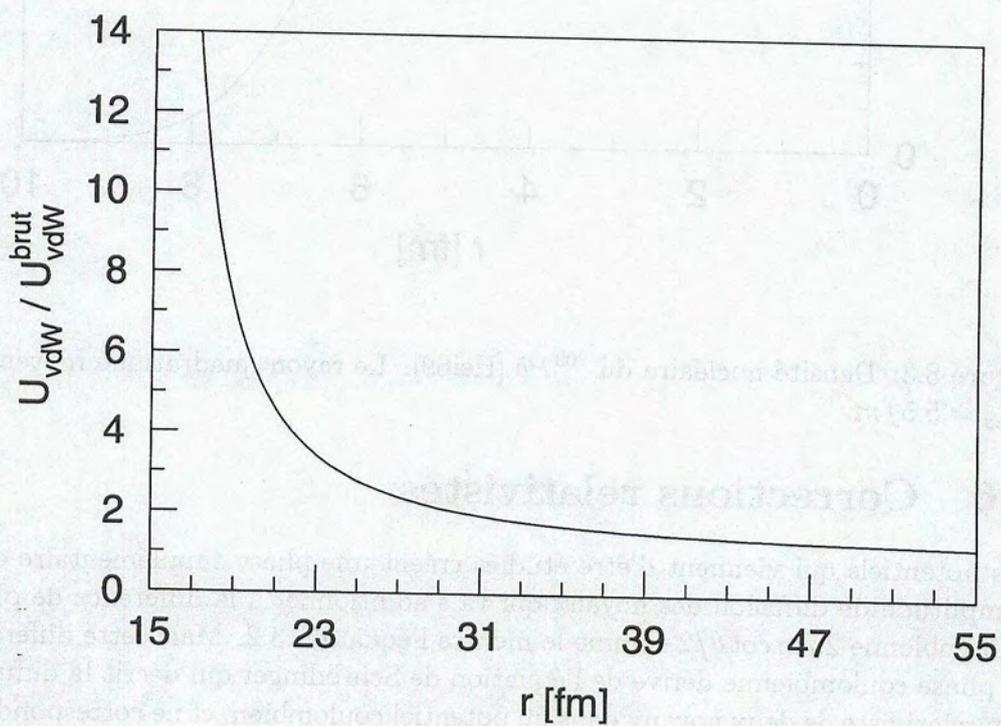


Figure 8.4: Rapport entre l'intensité du potentiel de van der Waals de couleur convolué sur la distribution de matière des noyaux et celle calculée en supposant les deux noyaux ponctuels.

Pour relier les deux systèmes Todorov a imposé l'équivalence entre les deux sections efficaces. Dans le cas de la diffusion élastique, celle-ci est obtenue à partir de l'amplitude de diffusion donnée par les courants des deux noyaux et le propagateur du photon échangé. Dans le cas de la pseudo-particule, c'est la section efficace de diffusion d'un noyau de masse μ_E et d'énergie ε dans un champ coulombien V . L'égalité des sections efficaces donne la valeur des paramètres de la pseudo particule:

$$\varepsilon = \frac{E_{tot}^2 - 2m^2}{2E_{tot}}$$

$$\mu_E = \frac{m^2}{E_{tot}}$$

où l'énergie totale dans le centre de masse est $E_{tot} = 2m\sqrt{1 + E_{lab}/2m}$

On peut, à partir de l'équation 8.2, retrouver la forme classique de l'hamiltonien de Breit-Darwin [Bet77] décrivant le comportement relativiste d'une particule dans un champ externe:

$$(\varepsilon - V)\psi = (\mu_E - \nabla^2)^{1/2}\psi$$

$$\simeq (\mu_E - \nabla^2/2\mu_E - \nabla^4/8\mu_E^3)\psi$$

en utilisant $k = -i\nabla^2$ cette relation devient:

$$(V + k^2/2\mu_E - k^4/8\mu_E^3)\psi = (\varepsilon - \mu_E)\psi$$

On obtient donc bien l'hamiltonien de Breit-Darwin, les deux premiers termes représentent l'hamiltonien non relativiste. Le terme $k^4/8\mu_E^3$ représente la correction due à la variation de la masse avec la vitesse. Le terme correspondant à la correction due aux effets de retard du champ électromagnétique créé par l'un des deux noyaux sur l'autre est implicitement compris dans la valeur de $\varepsilon - \mu_E$.

La méthode de Todorov reproduit donc bien le caractère relativiste de la diffusion, la résolution de l'équation 8.2 doit alors fournir la phase coulombienne relativiste exacte. Pour cela, il suffit de développer l'équation 8.2:

$$(k^2 - 2\varepsilon V + V^2 + \nabla^2)\psi = 0$$

avec $k^2 = \varepsilon^2 - \mu_E^2$.

On retrouve une pseudo équation de Schrödinger dont la composante radiale s'écrit, en remplaçant V par sa valeur et en incorporant le terme en V^2 dans un pseudo potentiel centrifuge:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\frac{1}{4} - \mu^2}{r^2} + k^2 - \frac{2\eta_E k}{r} \right) y_\ell = 0$$

avec $\mu = \sqrt{(\ell + \frac{1}{2})^2 - \zeta^2}$ et $\eta_E = \varepsilon\zeta/k$.

Cette équation est une équation de Laplace dont les solutions exactes sont les fonctions de Whittaker $M_{i\eta_E, \pm\mu}(2ikr)$. La phase de ces solutions s'écrit, en utilisant l'approximation des phases stationnaires qui donne $\ell = \ell_s = \eta_E / \tan(\theta/2)$:

$$\sigma_\theta = 2 \left(\frac{\pi}{2} (\ell_s - \mu + \frac{1}{2}) + \arg \Gamma(\mu + \frac{1}{2} + i\eta_E) \right)$$

La méthode de Todorov nous donne donc la phase coulombienne exacte σ_θ d'une particule diffusée à θ . La différence entre la phase coulombienne du noyau diffusé à θ et celle du noyau diffusé à $\pi - \theta$ n'est plus $2\eta \ln \cot \theta/2$ mais $(\sigma_\theta - \sigma_{\pi-\theta})$. Pour tenir compte de cette différence, il faut introduire une correction relativiste au décalage angulaire:

$$\Theta_{rel}(E_{lab}) = \frac{(\sigma_\theta - \sigma_{\pi-\theta}) - 2\eta \ln \cot \frac{\theta}{2}}{2}$$

8.7 Conclusion

Dans ce chapitre sont détaillés les potentiels supplémentaires au potentiel coulombien qui agissent durant la diffusion. Ces potentiels sont connus et calculables précisément. Ils sont soit de nature nucléaire (potentiel optique et polarisabilité) soit de nature atomique (écranage des électrons). Les interactions avec le vide de QED et les corrections relativistes doivent aussi être prises en compte. Le calcul de cette dernière est délicat, il nécessite notamment la connaissance de la valeur exacte du paramètre η utilisée lors du dépouillement des données.

Chapitre 9

Discussion des résultats

9.1 Approximation JWKB

Chaque potentiel supplémentaire crée une phase supplémentaire dans la fonction d'onde du noyau après la diffusion. La forme finale de la section efficace de diffusion Mott (équation 9.1) montre que cette phase se manifeste par un déplacement angulaire des oscillations.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega}(\pi - \theta) + 2 \left[\frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega}(\theta) \frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega}(\pi - \theta) \right]^{1/2} \\ &\times \left[\cos 2\eta \ln \cot \frac{\theta}{2} + 2 [\delta(l_s(\theta)) - \delta(l_s(\pi - \theta))] \right] \end{aligned} \quad (9.1)$$

ou $\delta(l_s(\theta))$ est la phase de l'onde sortante correspondant à la diffusion d'un noyau à un angle θ . Pour calculer cette phase, puisque la grande valeur du paramètre $\eta \sim 500$ nous y autorise, nous pouvons utiliser l'approximation semi classique WKB (Wentzel-Kramer-Brillouin et Jeffreys). En effet, η représente le rapport entre la demi-distance de moindre approche d'une collision centrale et la longueur d'onde de de Broglie du noyau. Le fait que cette valeur soit grande signifie que le paquet d'ondes qui représente le noyau est de petite taille par rapport à la trajectoire et ce paquet va donc se déplacer en suivant les équations classiques. La phase est alors l'intégrale du potentiel perturbateur sur la trajectoire de la particule:

$$\delta = -\frac{1}{2\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta V(r(t)) dt \quad (9.2)$$

où ΔV est le potentiel perturbateur.

Dans le cas d'une diffusion coulombienne, la trajectoire est une hyperbole. Il est alors possible de paramétriser les variables caractéristiques de la trajectoire

d'un noyau diffusé à un angle θ , c'est-à-dire la distance r et le temps t , en fonction de la vitesse v_θ , de la demi-distance de moindre approche pour une collision centrale a , de l'excentricité de la trajectoire $\varepsilon_\theta = 1/(\sin \theta/2)$ et d'une variable w :

$$\begin{cases} t = \frac{a}{v_\theta} [\varepsilon_\theta \sinh w + w] \\ r = a [\varepsilon_\theta \cosh w + 1] \end{cases}$$

La phase 9.2 devient alors:

$$\delta(\theta) = -\frac{1}{\hbar v_\theta} \int_{r_{\min \theta} = a(\varepsilon_\theta + 1)}^{\infty} \Delta V(r) \frac{r}{a \sqrt{\left(\frac{r}{a} - 1\right)^2 - \varepsilon_\theta^2}} dr = \int_{r_{\min \theta}}^{\infty} \Delta V_\theta(r) dr$$

Cette méthode est valide pour des potentiels convergeant plus vite que $1/r$, ce qui n'est pas le cas pour certains des potentiels perturbateurs que nous avons étudiés. Pour nous affranchir de cette difficulté nous avons choisi de ne pas calculer chaque phase indépendamment mais de calculer directement la différence de phase de la section efficace 9.1, et cela puisque cette différence converge rapidement:

$$\begin{aligned} \Delta\delta &= \delta(\theta) - \delta(\pi - \theta) = \int_{r_{\min \theta}}^{\infty} \Delta V_\theta(r) dr - \int_{r_{\min \pi - \theta}}^{\infty} \Delta V_{\pi - \theta}(r) dr \\ &= \int_{r_{\min \theta}}^{r_{\min \pi - \theta}} \Delta V_{\pi - \theta}(r) dr + \int_{r_{\min \theta}}^{\infty} (\Delta V_\theta(r) - \Delta V_{\pi - \theta}(r)) dr \end{aligned}$$

Cette différence de phase $\Delta\delta$ a été transformée en décalage angulaire $\Delta\theta$ en supposant une dépendance linéaire très locale:

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{d}{d\theta} \left(\cos 2\eta \ln \cot \text{an} \frac{\theta}{2} \right) \Delta\delta \\ &= \frac{180}{2\pi} \sin \theta \frac{\Delta\delta}{\eta} \end{aligned}$$

Il faut noter que θ et $\Delta\theta$ représentent les angle de diffusion et les décalages angulaires mesurés dans le centre de masse, la dernière étape de ce calcul est donc le passage dans le référentiel du laboratoire.

9.2 Comparaison Expérience-Théorie

Le décalage angulaire a été calculé suivant cette méthode pour tous les potentiels. La figure 9.1 montre le comportement de tous les décalages, excepté celui créé par le potentiel de van de Waals de couleur, dans le référentiel du laboratoire

en fonction de l'énergie du faisceau. Les corrections relativistes sont également indiquées de même que la somme de tous les effets, excepté le potentiel de van der Waals de couleur. Les cinq points expérimentaux sont indiqués sur la même figure. Ces points expérimentaux semblent être bien reproduits par la somme de tous les effets.

L'effet d'écrantage électronique est le plus important. De même que pour le calcul des épaisseurs de cible décrit dans la section 4.3, la charge incidente du plomb dans ce calcul a été supposée égale à $Q = 50 \pm 5$. L'incertitude sur le décalage angulaire résultant de l'incertitude sur cette valeur est négligeable.

L'influence de la formation d'une quasimolécule sur l'angle de diffusion d'une diffusion élastique a été étudiée par Schäfer *et al.* [Sch76]. Cette influence peut être estimée en comparant le potentiel d'écrantage électronique au potentiel quasimoléculaire qui est la différence entre les énergies de liaison des électrons dans la quasimolécule formée lors de la diffusion et les énergies de liaison des électrons lorsque les deux noyaux sont séparés. W.G. Lynch [Lyn80] a montré, en utilisant un potentiel d'écrantage correctement calculé par la méthode Hartree-Fock relativiste, que le potentiel quasimoléculaire et le potentiel d'écrantage étaient équivalents pour la diffusion $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Par contre l'influence de la formation d'une quasimolécule a été jugée importante par Bertulani *et al.* [Ber94] et Hencken *et al.* [Hen95] pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$, mais sans qu'un calcul correct d'écrantage électronique ait été réalisé en comparaison. Nous avons décidé d'utiliser la méthode de Thomas-Fermi pour calculer le potentiel d'écrantage électronique. Ce calcul n'est pas aussi correct qu'un calcul Hartree-Fock relativiste, mais il est une très bonne approximation de l'effet d'écrantage pour des distances inférieures à 100 fm [Gre96]. En effet, la particularité de notre étude fait que l'influence de ce potentiel pour des distances supérieures à 100 fm est négligeable. Ceci est dû au fait que le décalage angulaire est relié à la différence entre la phase du noyau diffusé à θ et celle de celui diffusé à $\pi - \theta$, et que au delà de 100 fm cette différence est négligeable car la différence entre la valeur du potentiel d'écrantage sur les trajectoires des deux noyaux est négligeable. L'influence de la formation d'une quasimolécule est donc négligeable pour le calcul du décalage angulaire des oscillations de la section efficace, par contre un calcul correct d'écrantage électronique est nécessaire pour estimer son influence sur l'angle de diffusion asymptotique de la diffusion $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$.

La polarisation du vide est l'unique effet qui décale négativement les oscillations car c'est le seul potentiel répulsif. Comme nous l'avons vu, la contribution des ordres plus élevés en $Z\alpha$ est d'environ 1%, l'incertitude sur cet effet est donc négligeable.

L'incertitude sur le décalage dû au potentiel de polarisabilité de type dipolaire des noyaux provient de l'incertitude sur la section efficace de photo-absorption. Pour l'énergie $E_{lab} = 1130\text{ MeV}$, celle-ci vaut 0.004° . L'incertitude sur la polarisabilité de type quadrupolaire et l'effet des ordres supérieurs sont par contre négligeables.

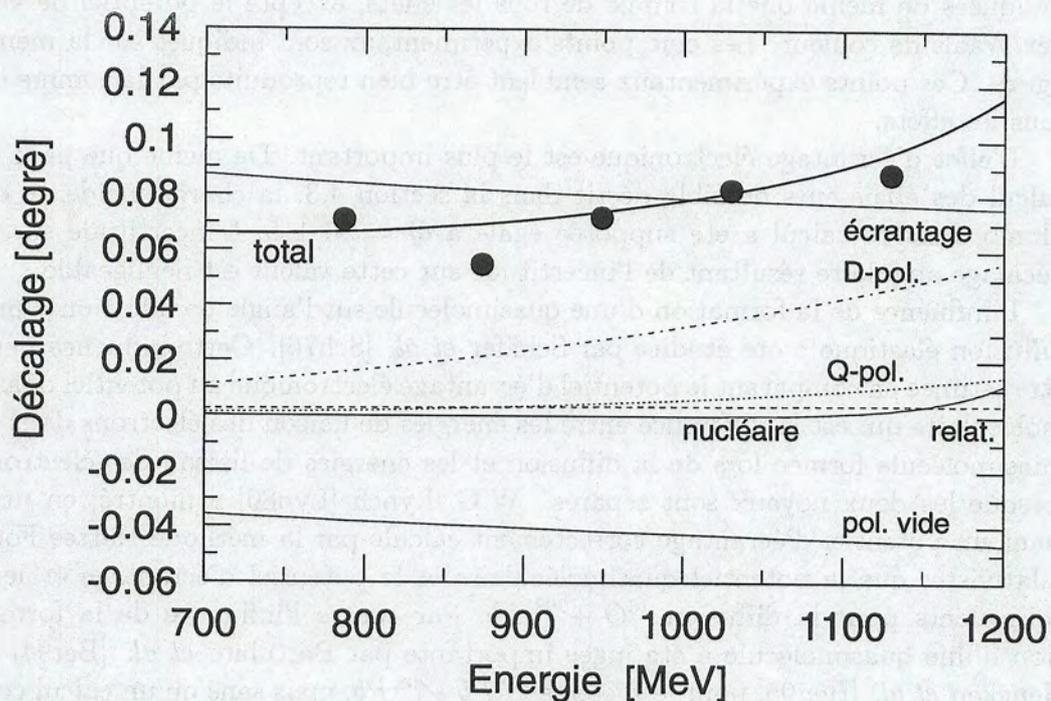


Figure 9.1: Comparaison entre le décalage théorique et les données. Les effets séparés de la polarisation du vide, de l'interaction nucléaire, de la polarisabilité dipolaire et quadrupolaire des noyaux, de l'effet d'écranage des électrons et des corrections relativistes sont indiqués. La somme de tous ces effets est représentée par la courbe continue "total".

Le potentiel nucléaire ne commence à être influent que pour des énergies supérieures à 1100 MeV . A partir de cette énergie, l'incertitude sur les effets théoriques doit donc inclure l'incertitude sur la valeur du potentiel optique, d'origine microscopique, qui a été estimée à 30% de sa valeur. Cette estimation provient de l'incertitude sur la validité de l'interaction effective utilisée pour représenter le potentiel nucléaire ainsi que de l'incertitude sur la valeur de la densité du plomb.

Les corrections relativistes ont aussi été calculées par [Hen95] en utilisant la méthode de Todorov. Un résultat différent a été obtenu. Ce désaccord provient vraisemblablement du fait que ces corrections sont partiellement de nature cinématique. Il est donc possible d'utiliser un calcul non relativiste du paramètre de Sommerfeld η mais il faut alors tenir compte de cette approximation dans le calcul des corrections relativistes [Tra91]. Notre choix a été différent puisque le paramètre η utilisé était toujours calculé de manière relativiste.

Effets	[Hus90, Vil93]	[Ber94]	[Hen95, Müh96]	ici
Relativiste	0.044	0.0435	-0.0112	0.0040
Dipolaire	0.045	0.0435	0.0238	0.0469
Quadrupolaire		0.0105	0.0085	0.0108
Polar. vide	-0.042	-0.042	-0.0415	-0.0452
Ecrantage	0.017	0.0135	0.069	0.0768
Quasimole.		0.021		
Potentiel Nuc.	-	0.0015	-	0.0024
van der Waals	0.023	0.0345	0.0352	0.0238
	$\lambda_7 = 10$	$\lambda_7 = 100$	$\lambda_7 = 10$	$\lambda_7 = 10$

Tableau 9.1: Liste des différents résultats du calcul des décalages angulaires théoriques en degrés dans le laboratoire pour l'énergie $E = 1130 \text{ MeV}$.

Le tableau 9.1 indique les valeurs des décalages angulaires obtenues par [Hus90, Vil93, Ber94, Hen95] et par ce travail pour l'énergie $E_{lab} = 1130 \text{ MeV}$. Le manque de précision sur certains de ces calculs et quelques erreurs de typographie dans les publications citées ci-dessus rendent difficile une comparaison des résultats.

La différence $\Delta\theta_{diff}$ entre le décalage angulaire expérimental et la somme des décalages angulaires théoriques est indiquée sur les figures 9.2 et 9.3 en fonction de l'énergie du faisceau incident. L'incertitude de ces points est la somme quadratique des incertitudes expérimentales et des incertitudes sur l'effet de polarisabilité dipolaire ainsi que sur l'interaction nucléaire. Cette différence fluctue autour de zéro. Seul le point correspondant à $E_{lab} = 873 \text{ MeV}$ est un peu éloigné de cette valeur. Pour connaître la qualité de l'accord données-théorie l'étude du χ^2 de l'ajustement est nécessaire. Dans notre cas la valeur obtenue pour ce paramètre est $\chi^2 = 13.2$. Cette valeur signifie que l'ajustement est très mauvais puisque avec cinq degrés de liberté, il n'y a que 2.3% de chance que χ^2 soit supérieur à 13. Si maintenant on suppose une erreur systématique dans le calcul théorique ou dans l'ensemble des données, il est possible d'améliorer la valeur de χ^2 qui vaut alors $\chi_{min}^2 = 10.4$. Cette supposition n'est pas encore satisfaisante puisque la probabilité que χ^2 soit supérieur à cette valeur est encore trop faible, de l'ordre de 3.3%. Si maintenant on élimine le point correspondant à $E = 873 \text{ MeV}$, on obtient un très bon accord expérience-théorie puisque alors $\chi^2 = 2.9$, et qu'avec quatre degrés de liberté il y a 68% de chances que χ^2 satisfasse la relation suivante: $1.6 \leq \chi^2 \leq 6.2$. En résumé, on remarque que l'ajustement entre tous les points expérimentaux et la théorie est mauvais. Si l'on suppose une incertitude systématique dans l'ensemble des données ou dans le calcul théorique, cet accord ne s'améliore pas. Par contre, si l'on suppose que la position du point correspondant à $E = 873 \text{ MeV}$ n'est pas correcte, l'accord devient parfait. Une autre possibilité qui pourrait expliquer ce mauvais ajustement est l'existence d'une erreur systématique entre les résultats de la première

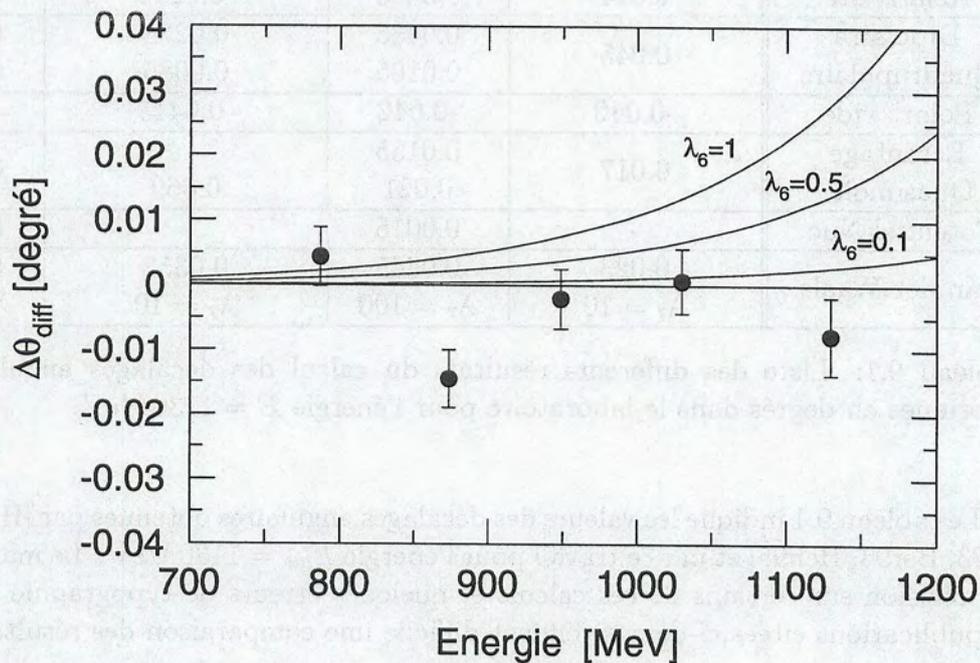


Figure 9.2: Les points représentent la différence entre le décalage expérimental et le décalage théorique, somme de tous les effets. L'incertitude sur ces points est la somme quadratique des incertitudes expérimentales et théoriques. Les courbes continues représentent le décalage qui serait créé par un potentiel de van der Waals de couleur correspondant à $N = 6$ et à $\lambda_6 = 1, 0.5, 0.1$.

prisé de données correspondant aux énergies $E = 873\text{MeV}$ et $E = 1130\text{MeV}$ et la seconde réalisée un an plus tard et correspondant aux énergies $E = 787\text{MeV}$, $E = 949\text{MeV}$ et $E = 1030\text{MeV}$.

Sur ces mêmes figures 9.2 et 9.3 est indiqué le décalage angulaire des oscillations qui serait créé par une interaction de van der Waals de couleur ayant pour intensité $\lambda_6 = (1, 0.5, 0.1)$ et $\lambda_7 = (10, 5, 1)$. Seul un potentiel dont l'intensité serait inférieure à $\lambda_6 = 0.1$ et $\lambda_7 = 1$ pourrait être en accord avec nos résultats. Ces deux valeurs correspondent à deux nouvelles limites supérieures de l'interaction de van der Waals de couleur pour $N = 6$ et $N = 7$. Les nouvelles limites obtenues améliorent de deux ordres de grandeur pour λ_7 et d'un ordre de grandeur pour λ_6 les limites précédentes.

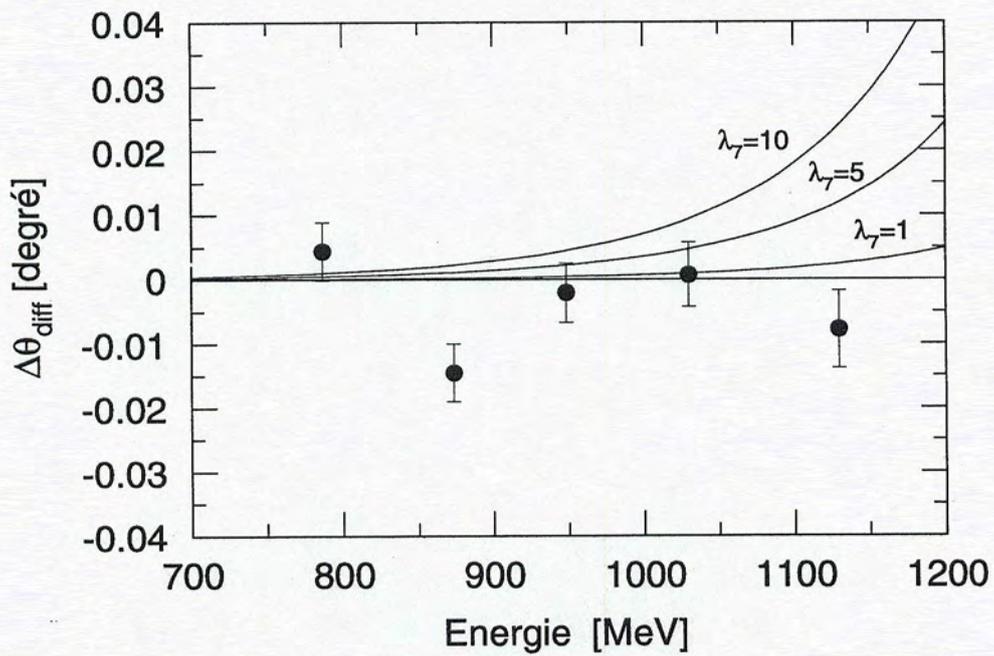


Figure 9.3: Les points représentent la différence entre le décalage expérimental et le décalage théorique, somme de tous les effets. L'incertitude sur ces points est la somme quadratique des incertitudes expérimentales et théoriques. Les courbes continues représentent le décalage qui serait créé par un potentiel de van der Waals de couleur correspondant à $N = 7$ et à $\lambda_7 = 10, 5, 1$.

Chapitre 10

Etude du potentiel optique

10.1 Introduction

La distribution angulaire de la diffusion élastique $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ a aussi été mesurée pour l'énergie $E_{lab} = 1306\text{MeV}$. Cette énergie correspond à une valeur très proche de la barrière coulombienne qui vaut pour notre système $E_{bar} \simeq 1380\text{MeV}$. L'influence de l'interaction nucléaire devient alors importante. L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence du potentiel nucléaire sur la section efficace de Mott et de discuter des effets décorrélés de la partie réelle V et de la partie imaginaire W sur la structure oscillante de la section efficace de Mott. L'utilisation de ces effets pour extraire des informations sur la valeur du potentiel optique dans la région de surface sera aussi étudiée.

La détermination du potentiel optique à partir des données d'une diffusion élastique d'un système de deux ions très lourds est rendue délicate par la forte absorption. Les ondes partielles expérimentant l'intérieur du potentiel sont fortement absorbées et leur contribution à l'amplitude de diffusion élastique est insuffisante pour pouvoir déterminer le potentiel pour des petites valeurs de la distance de séparation r . Ainsi, pour ces systèmes, seule la valeur de l'interaction limitée à la région de surface est possible [Sat83]. De plus, les effets de la partie réelle et imaginaire du potentiel peuvent être indiscernables, ce qui résulte en la présence d'ambiguïtés dans la détermination indépendante de V et de W dans une région proche de la surface. Dans ce travail nous avons étudié les effets découplés de la partie réelle et de la partie imaginaire du potentiel sur la section efficace de diffusion élastique de deux ions lourds, et nous avons essayé d'appliquer ce résultat aux valeurs expérimentales mesurées à $E_{lab} = 1306\text{MeV}$ pour le système $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$. Les effets supplémentaires au potentiel coulombien et au potentiel nucléaire ne sont pas traités ici.

10.2 Etude théorique

Nous avons estimé ces effets en appliquant les résultats de la théorie de perturbation semi-classique de Landowne and Wolter [Lan81] à la section efficace de Mott, où nous devons prendre en compte pour la section efficace l'amplitude de diffusion des noyaux diffusés dans le centre de masse à θ et à $\pi - \theta$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} &= |f(\theta) + f(\pi - \theta)|^2 \\ &= |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2 + 2\text{Re}[f(\theta)f^*(\pi - \theta)] \end{aligned} \quad (10.1)$$

où $f(\theta)$ est l'amplitude de diffusion qui peut être simplifiée en utilisant l'approximation des phases stationnaires par:

$$f(\theta) = \frac{1}{k} e^{i(2\sigma(l_s(\theta)) + 2\delta(l_s(\theta)) - l_s(\theta)\theta)} \times \left[\frac{l_s(\theta)}{\sin \theta |\Theta'(l_s(\theta))|} \right]^{1/2} \quad (10.2)$$

où $k = \sqrt{2\mu E_{cm}/\hbar^2}$ est le nombre d'ondes asymptotiques, $\sigma(l_s(\theta))$ la phase créée par le potentiel coulombien pour l'onde partielle stationnaire $l_s(\theta)$, $\Theta(l) = \Theta_C(l) + \Theta_N(l)$ est la fonction de déflexion, somme de la fonction nucléaire $\Theta_N(l) = 2\text{Re}\delta'(l)$ et de la fonction coulombienne $\Theta_C(l) \simeq 2 \arctan(\eta/l)$ avec η paramètre de Sommerfeld et $\delta(l)$ la phase créée par le potentiel nucléaire. Θ' est la dérivé de la fonction de déflexion par rapport à l .

Rappelons que les conditions de stationnarité sont:

$$\Theta(l_s) = \Theta_C(l_c) = \theta$$

et que l'on peut estimer $l_s(\theta)$ par:

$$l_s \simeq l_c - \Theta_N(l_c)/\Theta'_C(l_c) \quad (10.3)$$

où $l_c(\theta)$ est l'onde partielle stationnaire d'une diffusion purement coulombienne.

Pour estimer l'influence du potentiel nucléaire, considéré comme potentiel perturbateur, sur l'amplitude de diffusion nous utilisons la relation 10.3 pour obtenir:

$$\frac{l_s}{|\Theta'(l_s)|} = \frac{l_c}{|\Theta'_C(l_c)|} \times \left[1 + \frac{\Theta''_C(l_c)}{\Theta'_C(l_c)^2} \Theta_N(l_c) + \frac{\Theta'_N(l_c)}{|\Theta'_C(l_c)|} - \frac{1}{l_c} \frac{\Theta_N(l_c)}{|\Theta'_C(l_c)|} \right]$$

et en remplaçant les fonctions de déflexions par leurs expressions nous obtenons,

$$\frac{l_s}{|\Theta'(l_s)|} = \frac{l_c}{|\Theta'_C(l_c)|} A_{\theta,\delta} \quad (10.4)$$

avec:

$$A_{\theta,\delta} = \left[1 + \left(\frac{\eta}{l_c} + \frac{3l_c}{\eta} \right) \operatorname{Re}\delta'(l_c) + \eta \left(l_c + \frac{l_c^2}{\eta^2} \right) \operatorname{Re}\delta''(l_c) \right] \quad (10.5)$$

Nous utilisons la relation 10.4 dans l'équation 10.2 pour estimer la section efficace de diffusion élastique donnée par l'équation 10.1 :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} &= A_{\theta,\delta} e^{4\operatorname{Im}\delta(l_s(\theta))} \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\pi - \theta) \\ &+ 2 \left[A_{\theta,\delta} e^{4\operatorname{Im}\delta(l_s(\theta))} \right]^{1/2} \left[\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\theta) \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\pi - \theta) \right]^{1/2} \\ &\times \cos \left[2\eta \ln \cotan \frac{\theta}{2} + 2\operatorname{Re}\delta(l_s(\theta)) \right] \end{aligned} \quad (10.6)$$

ici, nous avons supposé que, par exemple, seulement la particule diffusée à θ était sensible au potentiel nucléaire.

Il faut maintenant calculer la phase δ créée par le potentiel nucléaire perturbateur $U(r) = -V(r) - iW(r)$, ceci peut être fait en utilisant l'approximation WKB [Lan81, Bro72]:

$$2\delta(l) = -\frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} U(r(t)) dt \simeq -\frac{\tau}{\hbar} U(r_0) \quad (10.7)$$

ou r_0 est la distance de moindre approche et τ est le temps effectif d'interaction qui peut être estimé par:

$$\tau \simeq \frac{\hbar E}{\sqrt{2\pi\eta ka}}$$

En utilisant l'équation 10.7 nous pouvons donc estimer la quantité:

$$\begin{aligned} B_{\theta,\delta} &= A_{\theta,\delta} e^{4\operatorname{Im}\delta(l)} \\ &= 1 - \frac{\sqrt{2\pi\eta ka}}{E} \left[2W(r_0) + \frac{V(r_0)}{ka} \left(1 - \frac{l^2}{2\eta ka} \right) \right] \end{aligned}$$

et donc réécrire la section efficace de l'équation 10.6 en fonction du potentiel optique:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} &= B_{\theta,\delta} \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\pi - \theta) \\ &+ 2[B_{\theta,\delta}]^{1/2} \left[\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\theta) \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega}(\pi - \theta) \right]^{1/2} \\ &\times \cos \left[2\eta \ln \cotan \frac{\theta}{2} - \frac{\tau}{\hbar} V(r_0) \right] \end{aligned} \quad (10.8)$$

Comme le montre cette expression, la section efficace de diffusion élastique présente une structure oscillante. Nous notons que la partie imaginaire du potentiel optique n'a aucun effet sur la position angulaire des oscillations qui est uniquement déterminée par η et par la partie réelle $V(r_0)$. D'un autre côté, pour un système d'ions lourds où ka est grand, la partie réelle du potentiel optique n'a pas d'effet sur l'amplitude des oscillations qui est affectée principalement par la partie imaginaire $W(r_0)$.

Dans le but de vérifier ce calcul, nous avons aussi calculé la section efficace de Mott pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ à l'énergie $E_{lab} = 1306\text{MeV}$ en utilisant le code ECIS [Ray81]. Pour ce système, à cette énergie, la distance de moindre approche pour une particule diffusée à $\theta = 60^\circ$ est approximativement 22fm , ce qui est hors de la portée de l'interaction nucléaire. Par contre, la distance de moindre approche correspondant à celle diffusée à $\pi - \theta = 120^\circ$ est environ 16fm , distance à laquelle le potentiel nucléaire peut être considéré comme perturbateur.

Les calculs de modèles optiques ont été réalisés par M.E. Brandan en utilisant un potentiel Woods Saxon "réaliste" obtenu en ajustant la queue d'un potentiel calculé par une double convolution de l'interaction effective M3Y [Sat79] et en utilisant la densité nucléaire du ^{208}Pb [Far85]. Un "test de l'encoche" (perturbation gaussienne étroite introduite dans le potentiel à un rayon donné) a confirmé que les données de la diffusion, dans la plage angulaire mesurée, ne sont sensibles qu'aux valeurs du potentiel à environ $15 - 16\text{fm}$.

Dans la figure 10.1 la partie imaginaire du potentiel a été conservée constante alors que l'intensité de la partie réelle a été augmentée en augmentant son rayon. Comme on peut le voir sur cette figure, il y a un décalage des oscillations sans modification de l'amplitude.

Au contraire, dans la figure 10.2, nous avons utilisé une partie réelle fixe et nous avons réalisé une variation du rayon de la partie imaginaire de manière à augmenter l'absorption. On observe alors une diminution de l'amplitude avec seulement un très faible décalage angulaire.

Donc, en mesurant avec précision la section efficace élastique d'un système symétrique d'ions lourds, on doit être capable d'obtenir la partie réelle du potentiel optique en mesurant le décalage angulaire des oscillations de même que la partie imaginaire en mesurant l'atténuation des oscillations.

10.3 Mesure expérimentale

Nous avons appliqué cette méthode aux données de l'expérience correspondant à l'énergie $E_{lab} = 1306\text{MeV}$. Malheureusement comme le montre l'analyse de Fourier de ces données (figure 10.3) aucune oscillation ne semble visible.

La disparition des oscillations peut être due à une valeur trop forte de la partie imaginaire du potentiel. Nous avons utilisé le code ECIS pour calculer la section efficace de diffusion en introduisant une partie imaginaire importante,

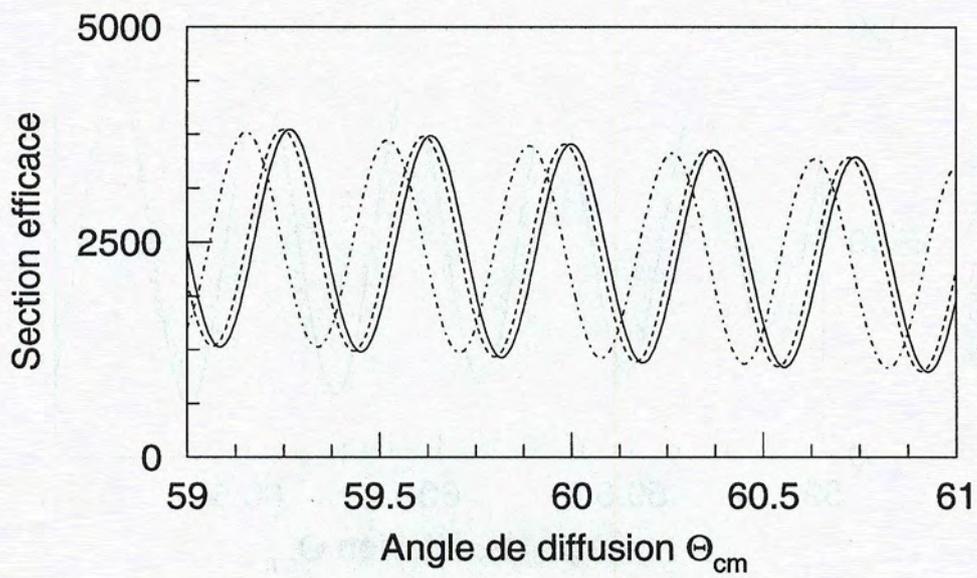


Figure 10.1: Section efficace de Mott pour le système $^{208}Pb + ^{208}Pb$ à $E_{lab} = 1306 MeV$ avec une partie imaginaire du potentiel optique constante $W_0 = 50 MeV$, $a_i = 0.6$, $R_i = 13.0 fm$ et une partie réelle $V_0 = 300 MeV$, $a_r = 0.67$, $R_r = 11 fm$ (ligne continue), $R_r = 12 fm$ (ligne en tirets), et $R_r = 13 fm$ (ligne en pointillés et tirets).

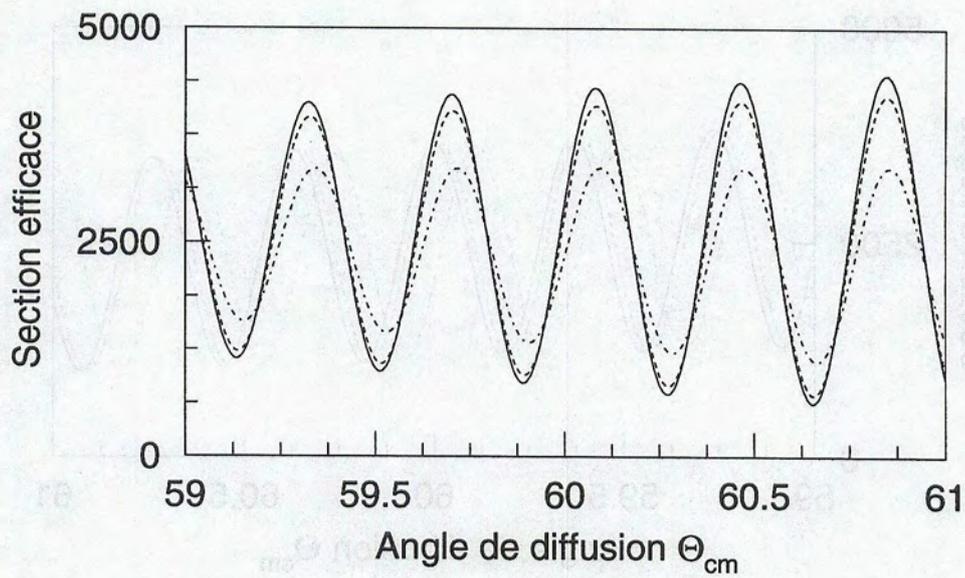


Figure 10.2: Section efficace de Mott pour le système $^{208}Pb + ^{208}Pb$ à $E_{lab} = 1306 MeV$ avec une partie réelle du potentiel constante $V_0 = 300 MeV$, $a_r = 0.67$, $R_r = 13.4 fm$, et une partie imaginaire $W_0 = 50 MeV$, $a_i = 0.6$, $R_i = 11 fm$ (ligne continue), $R_i = 12 fm$ (ligne en tirets), et $R_i = 13 fm$ (ligne en pointillés et tirets).

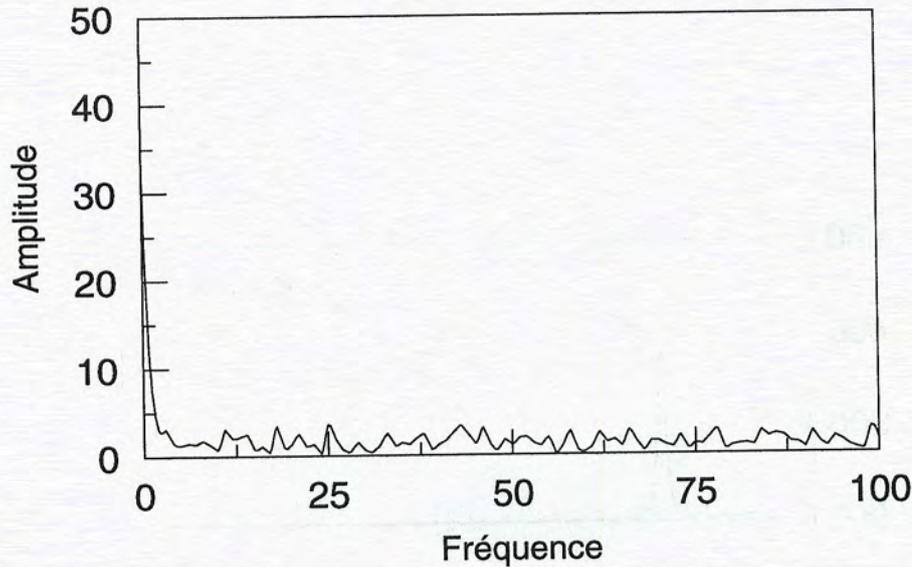


Figure 10.3: Analyse de Fourier des données de la distribution angulaire expérimentale correspondant à $E = 1306 \text{ MeV}$.

$W_0 = 50 \text{ MeV}$, $a_i = 0.6$, $R_i = 13.0 \text{ fm}$, 14.2 fm et 15.4 fm . La figure 10.4 montre le résultat de l'analyse de Fourier de ces données. On observe bien une destruction des oscillations mais la structure oscillante reste clairement visible. C'est donc sans doute les effets conjugués de la dispersion angulaire, de la fluctuation sur le nombre d'électrons δ émis et de la partie imaginaire du potentiel optique qui ont fait disparaître les oscillations des données correspondant à l'énergie la plus élevée.

10.4 Conclusion

En résumé nous avons montré qu'il est théoriquement possible d'obtenir, à partir de la section efficace d'un système symétrique d'ions lourds, la partie réelle du potentiel optique sans l'influence de la partie imaginaire. Mais comme nous l'avons vu, bien que la dispersion angulaire diminue avec l'énergie, la fluctuation due aux effets atomiques augmente, rendant la réalisation expérimentale plus délicate. L'étude d'un système plus léger ayant une période d'oscillation plus grande serait plus facile. De plus, cette étude n'étant pas l'objectif de l'expérience, la statistique correspondant à l'énergie la plus élevée était très faible.

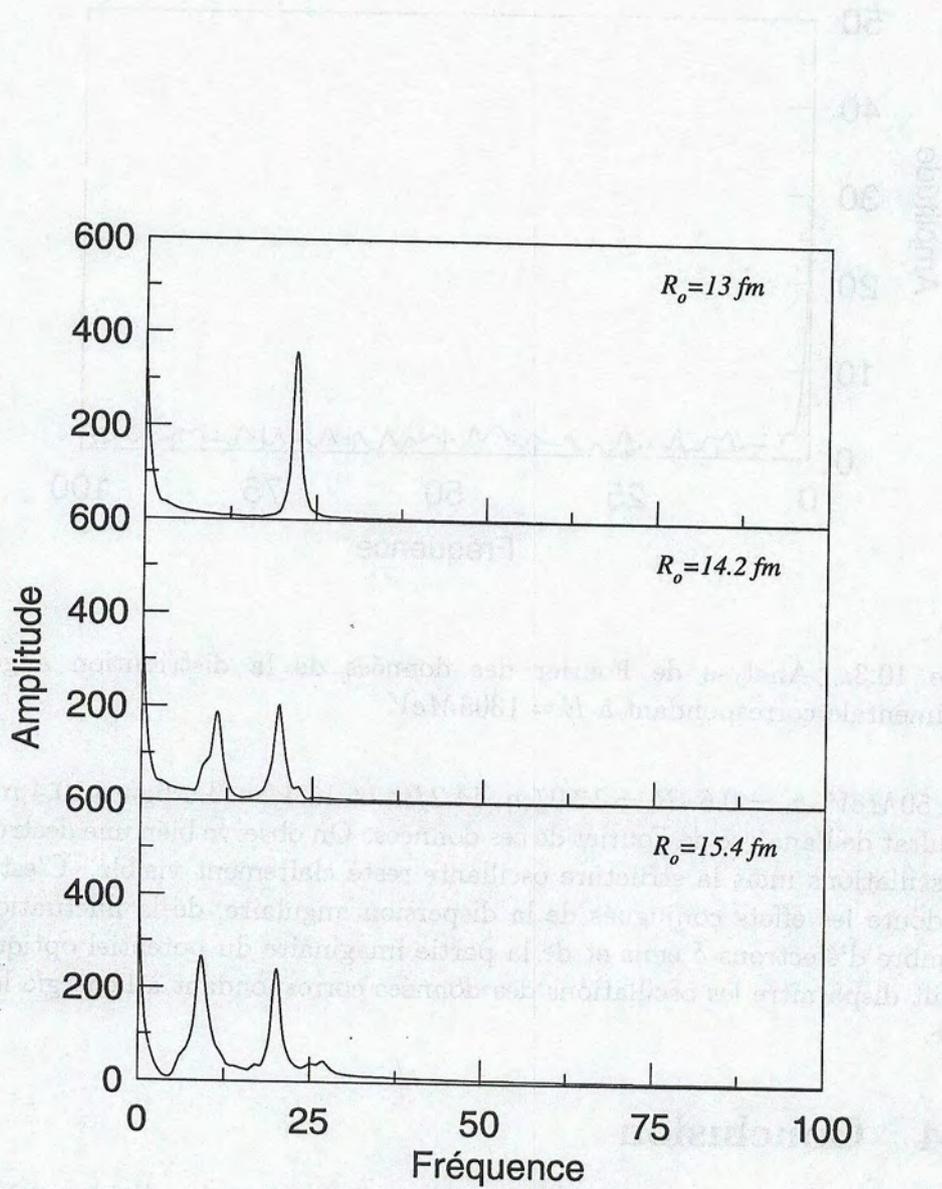


Figure 10.4: Analyse de Fourier des données du code ECIS correspondant à $E = 1306 \text{ MeV}$ et à une partie imaginaire du potentiel dont la valeur était augmentée par augmentation de son rayon $R_0 = (13, 14.2, 15.4) \text{ fm}$.

Chapitre 11

Conclusion et perspectives

Nous avons mesuré la position angulaire absolue des oscillations de la section efficace de Mott pour le système $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ à des énergies d'environ 5.4MeV avec une précision angulaire absolue de 0.004° degrés. Pour accomplir ce défi expérimental des techniques originales ont été développées. L'énergie absolue du faisceau a ainsi été mesurée durant toute l'expérience avec une précision $\Delta E/E \leq 10^{-4}$, et ceci sans le perturber afin de pouvoir l'utiliser par la suite. La position de la cible a été mesurée tout au long de l'expérience avec une précision de 0.3mm . Un déplacement d'origine mécanique a été observé. De plus, l'emploi d'une disposition particulière des détecteurs et de la cible sur un cercle nous a permis de nous affranchir des problèmes de centrage et de focalisation du faisceau ainsi que de l'effet du champ magnétique terrestre. Ces techniques peuvent être adaptées et utilisées pour d'autres types d'expériences.

La précision angulaire atteinte nous a d'abord permis d'étudier la dispersion angulaire du faisceau à zéro degré. Le calcul du champ électrostatique à l'intérieur de l'atome par la méthode de Thomas-Fermi a été utilisé pour simuler la traversée d'une cible mince par le noyau de plomb. Un accord parfait avec les données a été obtenu.

Nous avons ensuite étudié la cause de la perte d'énergie lors de la diffusion. Cette importante perte d'énergie, environ 1MeV , est due à l'éjection d'électrons énergétiques. Pour la première fois cette perte d'énergie d'origine atomique a été mise en évidence et mesurée dans une expérience de physique nucléaire. Une théorie très simple a été développée et comparée aux données. Un bon accord a été obtenu. Notre méthode peut s'avérer être un outil original, différente des méthodes traditionnelles, pour mesurer l'énergie de liaison des électrons, ou le taux de production de trous dans la couche K , en présence d'un champ coulombien intense et ceci pour différents systèmes, à différents paramètres d'impacts. Nous avons aussi vérifié que l'émission de radiation Bremsstrahlung était négligeable.

Par la suite nous avons étudié la dispersion angulaire à 30 et 60 degrés. Contrairement à l'étude à zéro degré, les données n'ont pas été bien reproduites par la théorie de Thomas-Fermi. Nous avons montré que cette différence était due aux fluctuations angulaires supplémentaires causées par la fluctuation sur le nombre d'électrons émis et donc sur la perte d'énergie du système. Pour la première fois nous avons montré que, pour des cibles minces aux énergies proches de la barrière coulombienne, cette fluctuation angulaire d'origine atomique est du même ordre de grandeur que la dispersion angulaire.

Enfin nous avons calculé tous les potentiels supplémentaires au potentiel coulombien susceptibles de déplacer les oscillations. Un bon accord a été obtenu entre le décalage expérimental et celui créé par tous ces effets. Pour calculer l'effet de l'écrantage des électrons nous avons aussi utilisé la méthode de Thomas-Fermi, l'effet de la formation d'une quasimolécule sur le décalage angulaire étant négligeable. Le calcul de la correction relativiste nécessite des précautions particulières pour ne pas prendre en compte deux fois la partie cinématique de cette correction.

On ne peut bien entendu pas affirmer uniquement à partir de cette expérience que les forces de van der Waals de couleur n'existent pas. Par contre nous avons obtenu de nouvelles limites supérieures de cette interaction qui sont plus faibles, jusqu'à deux ordres de grandeur, que celles obtenues dans de précédentes expériences. Le bon accord entre les données et les calculs prouve que la diffusion élastique de deux noyaux lourds est bien connue, même lorsqu'elle est étudiée très précisément. Une approche différente de cette étude pourrait être réalisée avec des noyaux complètement épluchés puis stockés afin de simplifier l'interprétation théorique. Toutefois, la réalisation d'une telle expérience avec une grande précision sur la mesure de l'angle de diffusion semble très complexe.

Finalement nous avons aussi étudié l'effet découplé de la partie imaginaire et de la partie réelle du potentiel optique sur les oscillations de la section efficace. Cet effet intéressant, que nous avons expliqué par une méthode semi-classique, pourrait permettre de mesurer exactement la partie réelle du potentiel optique sans l'influence de la partie imaginaire. Une telle mesure pourrait permettre la mise en évidence d'un éventuel comportement atypique de la dépendance de la partie réelle du potentiel optique avec l'énergie (anomalie de seuil) ou pourrait permettre de mesurer avec précision les distributions de matière dans la partie la plus éloignée du noyau.

Annexe A

Organigramme de la simulation Monte Carlo



Cette annexe présente l'organigramme de la simulation Monte Carlo utilisée pour le calcul de la dispersion angulaire. Ce programme détermine la distribution angulaire d'un noyau de plomb traversant une cible d'argent naturel et un support de carbone, et subissant ou non une diffusion Rutherford avec une perte d'énergie fluctuante.

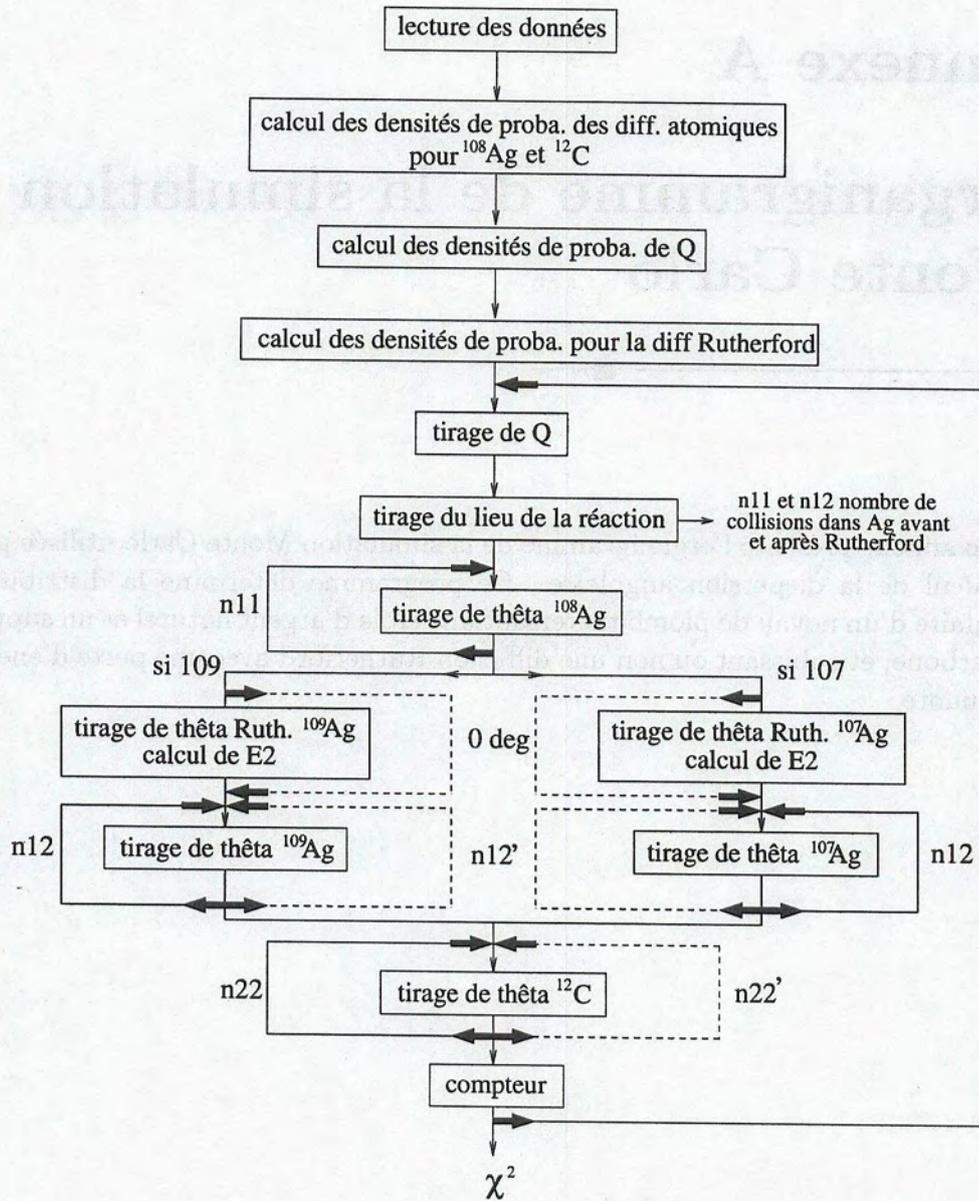


Figure A.1: Organigramme de la simulation Monte carlo calculant la dispersion angulaire.

Annexe B

Programme Mathematica pour le calcul du Bremsstrahlung

Cette annexe présente le programme écrit pour le logiciel Mathematica [Wol91] et utilisé pour le calcul de la composante quadrupolaire de la radiation Bremsstrahlung. L'objectif de cette annexe est de montrer que ce logiciel permet de calculer très simplement des expressions mathématiques complexes, comme ici l'intégrale de la dérivée n-ième d'une fonction.

```
(* systeme *)  
eparnuc = 6.2788  
Z1 = 82.  
A1 = 207.9766  
Z2 = 82.  
A2 = 207.9766
```

```
(* constante *)  
hbar = 6.582122*10^-22  
alpha = 1/137.0359895  
pi = 3.141592654  
u = 931.502  
e2 = 1.4399652
```

```
(* masse reduite *)  
Ar = A1*A2/(A1+A2)  
Mr = Ar*u
```

```

(* moment quadrupolaire *)
Q = (Z1/A1^2+ Z2/A2^2)
ecm = A1*eparnuc*(A2/(A1+A2))
beta = (2*eparnuc/u)^0.5
eps = 1./Sin[tetacm/2 Degree]
a = 0.5*e2*Z1*Z2/ecm
ohm0 = (Z1*Z2*e2/(Mr*a^3))^0.5
ohm0 = ohm0 * 3*10^23

(* definition de l'integrale *)
FJ/: FJ[tau,x] := 1/(1+Cosh[tau+x/(1+eps*Cosh[tau])])

(* calcul des integrales *)
DJ1/: DJ1[tau] := D[FJ[tau,x], x, 4] /. x->0
J1= pi/4 * NIntegrate[DJ1[tau],tau,-25,25]
DJ2/: DJ2[tau] := D[FJ[tau,x], x, 2] /. x->0
J2= -pi/4 * NIntegrate[DJ2[tau],tau,-25,25]
DJ3/: DJ3[tau] := D[FJ[tau,x], x, 3] /. x->0
J3= -pi/4 * NIntegrate[Sinh[tau]*DJ3[tau],tau,-25,25]
DJ4/: DJ4[tau] := D[FJ[tau,x], x, 2] /. x->0
J4= pi/4 * NIntegrate[Sinh[tau]*Sinh[tau]*DJ4[tau],tau,-25,25]
DJ5/: DJ5[tau] := D[FJ[tau,x], x, 4] /. x->0
J5= -pi/4 * NIntegrate[Sinh[tau]*Sinh[tau]*DJ5[tau],tau,-25,25]

(* calcul des coefficients *)
C1 = J1*(eps^2-1)^3/eps^4
C2 = J2*(1/3*eps^4-eps^2+1)/eps^4
C3 = J3*(eps^2-1)*(4-3*eps^2)/eps^3
C4 = J4*(eps^2-1)/eps^2
C5 = J5*(eps^2-1)^2/eps^2

(* calcul de l'energie moyenne *)
fact = (4/pi) * hbar*ohm0 * alpha * beta^4* Ar^4* Q^2* (2/5)
Q = fact * (C1+C2+C3+C4+C5)

```

Annexe C

Formulaire

La précision angulaire recherchée nécessite parfois une grande précision sur les constantes et les quantités utilisées. Cette annexe indique les valeurs de celles utilisées dans tous les calculs de ce travail, même si parfois, dans le texte, des expressions simplifiées sont utilisées.

C.1 Constante

Pi: $\pi = 3.141592654$

Vitesse de la lumière: $c = 2.99792458 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$

Charge élémentaire: $e^2 = 1.4399652 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$

Constante de structure fine: $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137.0359895$

Constante de Planck: $\hbar = 6.582122 \times 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{s}$ et $\hbar^2 = 41.80127 \text{ u} \cdot \text{MeV} \cdot \text{fm}^2$

Nombre d'Avogadro: $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

Unité de masse atomique: $u = 931.502 \text{ MeV}/c^2$

masse de l'électron: $m_{e^-} = 0.511 \text{ MeV}/c^2$

masse du neutron: $m_n = 939.573 \text{ MeV}/c^2$

masse du proton: $m_p = 938.28 \text{ MeV}/c^2$

C.2 Quantités

Longueur d'onde de Compton de l'électron: $\hbar/m_e c = 386.16 \text{ fm}$

Longueur d'onde de Compton du proton: $\hbar/m_p c = 0.2103 \text{ fm}$

Paramètre de Sommerfeld: $\eta = Z_A Z_B e^2 / \hbar v = Z_A Z_B e^2 / 2 \hbar c \cdot \sqrt{(2mc^2 + E_{lab})} / E_{lab}$

Longueur d'onde de de Broglie d'un noyau d'impulsion p : $\lambda = \hbar/p$

C.3 Transformation LAB \longleftrightarrow CM, Cinématique à deux corps

Si E_{cm} et E_{lab} sont les énergies cinétiques: $E_{cm} = 2mc^2 \left[\sqrt{1 + E_{lab}/2mc^2} - 1 \right]$

Pour une diffusion élastique $\theta_{lab} = \arctan \left[\sin \theta_{cm} / (\cos \theta_{cm} + 1) \right]$

Pour une diffusion élastique $E_{lab\theta} = E_{lab} \cos^2 \theta$

C.4 Diffusion Rutherford

Moment angulaire $\ell = \eta \cot \theta / 2 \cdot \hbar$

Distance de moindre approche d'une collision centrale $a = Z_1 Z_2 e^2 / E_{cm}$

Paramètre d'impact $b = a/2 \cdot \cot \theta/2$

Distance de moindre approche $d = a/2 \cdot (1 + 1/\sin(\theta/2))$

Bibliographie

- [Ald56] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B.R. Mottelson, and A. Winther, *Rev. Mod. Phys.* **28** (1956), 423.
- [Ald75] K. Alder and A. Winther, *Electromagnetic excitation*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam Oxford, 1975.
- [And72] S. Andersen, *Atomic collisions in solids*, Gordon and Breach Science Publishers, London, 1972.
- [APE95] Collaboration APEX, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995), 2658.
- [App78] T. Appelquist and W. Fishler, *Phys. Lett. B* **77** (1978), 405.
- [Bab87] C.V.K. Baba, V.M. Datar, and A. Roy, *Pramāna-J. Phys.* **29** (1987), 143.
- [Bar64] B.M. Bardin and M.E. Rickey, *Rev. Sci. Instr.* **35** (1964), 902.
- [Bar88] E. Baron, J. Gillet, and C. Ricaud, *Les Nouvelles du Ganil* **26** (1988), 32.
- [Bat82] J.C. Batty, *Phys. Lett. B* **115** (1982), 278.
- [Bau77] G. Baur, F. Rosel, and D. Trautmann, *Nucl. Phys.* **A288** (1977), 113.
- [Ben87] G. Bencze, C. Chandler, J.L. Friar, A.G. Gibson, and G.L. Payne, *Phys. Rev. Lett.* **C35** (1987), 1188.
- [Ber75] B.L. Berman and S.C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975), 713.
- [Ber94] C.A. Bertulani, A.B. Balantekin, and E. Ditzel, *Phys. Rev. C* **50** (1994), 1104.
- [Bet77] H.A. Bethe and E. Salpeter, *Quantum mechanics of one- and two-electrons atoms*, Plenum, New York, 1977.
- [Boh75] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear structure*, vol. II, Benjamin, New York, 1975.

- [Bro72] R.A. Broglia, S. Landowne, R.A. Malfiet, V. Rostokin, and A. Winther, Phys. Reports **4C** (1972), 153.
- [Bro90] S.J. Brodsky, I. Schmidt, and G.F. de Teramond, Phys. Rev. Lett. **64** (1990), 1011.
- [Cas48] H.B.G. Casimir and D. Polder, Phys. Rev. **73** (1948), 360.
- [Cas95] A. Cassimi, 1995, communication privée.
- [Cha30] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. **A128** (1930), 114.
- [Coa34] W.M. Coates, Phys. Rev. **46** (1934), 542.
- [Der91] J.C. Derner and G. Grawert, Nucl. Phys. **A531** (1991), 404.
- [dR84] T.H.J. de Reus, J. Reinhardt, B. Muller, W. Greiner, G. Soff, and U. Muller, J. Phys. B **17** (1984), 615.
- [dR89] T. de Reus, U. Muller-Nehler, G. Soff, J. Reinhardt, S. Graf, B. Muller, and W. Greiner, Phys. Rev. **C40** (1989), 752.
- [Ege93] P. Egelhof, *Precision experiments on the coulomb interaction of heavy ions*, Tech. Report GSI-93-44, GSI, 1993.
- [Eot22] R.V. Eotvos and D. Pekar and E. Fekete, Ann. Phys. (N.Y.) **68** (1922), 11.
- [Far85] M. El-Azab Farid and G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A438** (1985), 525.
- [Fei79] G. Feinberg and J. Sucher, Phys. Rev. D **20** (1979), 1717.
- [Fei89] G. Feinberg, Comm. on Nucl. Part. Phys. **19** (1989), 51.
- [Fer28] E. Fermi, Z. Phys. **48** (1928), 73.
- [Fis78] P.M. Fishbane and M.T. Grisaru, Phys. Lett. B **74** (1978), 98.
- [Fro95] B. Frois, P.A.M. Guichon, J.M. Laget, and B. Pire, *Daphnia/sphn 95 16*, 1995.
- [Fuj78] Y. Fujii and K. Mina, Phys. Lett. B **79** (1978), 138.
- [Gom49] P. Gombas, *Die statistische theorie des atoms und ihre anwendungen*, Springer, Wien, 1949.
- [Gra89] G. Grawert and J.C. Derner, Nucl. Phys. **496** (1989), 165.
- [Gre81] O.W. Greenberg and H.J. Lipkin, Nucl. Phys. **A370** (1981), 349.

- [Gre85] W. Greiner, B. Muller, and J. Rafelski, *Quantum electrodynamics of strong fields*, Springer-Verlag, Berlin, 1985.
- [Gre87] W. Greiner, *Physics of strong fields*, Plenum, New York and London, 1987.
- [Gre96] W. Greiner, 1996, communication privée.
- [Hei69] J. Heisenberg, R. Hofstadter, J.S. McCarthy, I. Sick, B.C. Clark, R. Herman, and D.G. Ravenhall, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969), 1402.
- [Hen91] K. Hencken and D. Trautmann, *Z. Phys. A* **338** (1991), 163.
- [Hen95] K. Hencken, H. Mühry, I. Sick, D. Trautmann, and G. Baur, *Nucl. Phys.* **A591** (1995), 548.
- [Hni79] V. Hnizdo, C. Toepfer, A. Richter, and O. Titze, *Nucl. Phys.* **A315** (1979), 233.
- [Hua76] K.N. Huang, *Phys. Rev. A* **14** (1976), 1311.
- [Hun27] F. Hund, *Z. Phys.* **40** (1927), 742.
- [Hus84] M.S. Hussein, V.L. M. Franzin, R. Franzin, and A.J. Baltz, *Phys. Rev. C* **30** (1984), 184.
- [Hus90] M.S. Hussein, C.L. Lima, M.P. Pato, and C.A. Bertulani, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990), 839.
- [Joa83] C.J. Joachain, *Quantum collision theory*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam Oxford, 1983.
- [Jun82] J.A. Jungerman, J.L. Romero, and R. Uhlenkott, *Nucl. Instrum. Meth.* **204** (1982), 41.
- [Kam85] J.E. Kammeraad and L.D. Knutson, *Nucl. Phys.* **A435** (1985), 502.
- [Kan80] E. Kankeleit, *Nukleonika* **25** (1980), 253.
- [Lan74] L. Landau and E. Lifchitz, *Mécanique quantique*, Mir, Moscou, 1974.
- [Lan81] S. Landowne and H.H. Wolter, *Nucl. Phys.* **A351** (1981), 171.
- [Lin68] J. Lindhard, V. Nielsen, and M. Scharff, *Mat.-Fys. Medd. Vid.* **36** (1968), 10.
- [Liu83] K.L. Liu, *Phys. Lett. B* **131** (1983), 195.
- [Lon30] F. London, *Z. Phys.* **63** (1930), 245.

- [Lon76] D.R. Long, *Nature* **260** (1976), 417.
- [Lyn80] W.G. Lynch, 1980, Dissertation for the Degree of Ph.D., University of Washington.
- [Lyn82] W.G. Lynch, M.B. Tsang, H.C. Bhang, J.G. Cramer, and R. J. Puigh, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982), 979.
- [Mal61] E.I. Malkov and I.M. Shmushkevich, *Sov. Phys. JETP* **12** (1961), 1282.
- [Man54] J.H. Manley and M.J. Jakobson, *Rev. Sci. Instr.* **25** (1954), 368.
- [Mar66] J.B. Marion, *Rev. Mod. Phys.* **38** (1966), 660.
- [Mar95] G. Marest, *Lettres de l'IN2P3* **22** (1995), 12.
- [Mat79] S. Matsuyama and H. Miyazawa, *Prog. Theo. Phys.* **61** (1979), 942.
- [Meh85] G. Mehler, T. De Reus, J. Reinhardt, G. Soff, and U. Moller, *Z. Phys.* **A320** (1985), 355.
- [Mey71] L. Meyer, *Phys. Stat. Sol.* **B44** (1971), 253.
- [Mey79] W.E. Meyerhof, D.L. Clark, C. Stoller, E. Morenzoni, W. Wölffi, F. Folkmann, P. Vincent, P. H. Mokler, and P. Armbruster, *Phys. Lett.* **70A** (1979), 303.
- [Mol48] G. Molière, *Z. Naturf.* **3A** (1948), 78.
- [Mot30] N.F. Mott, *Proc. Roy. Soc.* **A126** (1930), 259.
- [Müh96] H. Mühry, 1996, communication privée.
- [Mul28] R.S. Mulliken, *Phys. Rev.* **32** (1928), 186.
- [Mul84] U. Muller, G. Soff, J. Reinhardt, T. de Reus, B. Muller, and W. Greiner, *Phys. Rev.* **C30** (1984), 1199.
- [Omn95] R. Omnès, *La Recherche* **280** (1995), 50.
- [Pil82] H. Pilkuhn, *Z. Phys. A* **305** (1982), 241.
- [Pil84] H. Pilkuhn, *J. Phys. B* **17** (1984), 4061.
- [Ray81] J. Raynal, *Phys. Rev. C* **23** (1981), 2571.
- [Reb83] R. Rebmeister, G. Gaudiot, and P. Wagner, *Crn/pn 83-16*, 1983.
- [Rei76] J. Reinhardt, G. Soff, and W. Greiner, *Z. Physik A* **276** (1976), 285.

- [Rod82] N.L. Rodning, L.D. Knutson, W.G. Lynch, and M.B. Tsang, Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 909.
- [Rom72] J.L. Romero, H. Massman, F.P. Brady, and J. Zamudio, Nucl. Instrum. Meth. **100** (1972), 551.
- [Ros77] F. Rosel, D. Trautmann, and R.D. Viollier, Nucl. Phys. **A292** (1977), 523.
- [Ros94] M. Rosina and B. Povh, Nucl. Phys. **A572** (1994), 48.
- [Rut11] E. Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911), 669.
- [Sar72] F.W. Saris, W.F. Van der Weg, H. Tawara, and W.A. Laubert, Phys. Rev. Lett. **28** (1972), 717.
- [Sat79] G.R. Satchler and W.G. Love, Phys. Reports **55** (1979), 183.
- [Sat83] G.R. Satchler, *Direct nuclear reaction*, University Press, Oxford, 1983.
- [Saw81] T. Sawada, Phys. Lett. B **100** (1981), 50.
- [Sch76] W. Schaefer, V. Oberacker, and G. Soff, Nucl. Phys. **A272** (1976), 493.
- [Sco63] W.T. Scott, Reviews of Modern Physics **35** (1963), 231.
- [Smy64] R. Smythe, Rev. Sci. Instr. **35** (1964), 1197.
- [Sof77] G. Soff, J. Reinhardt, B. Muller, and W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **38** (1977), 592.
- [Sof79] G. Soff, W. Greiner, W. Betz, and B. Muller, Phys. Rev. **A20** (1979), 169.
- [Sof80] G. Soff, J. Reinhardt, B. Muller, and W. Greiner, Z. Phys. **A294** (1980), 137.
- [Sof81] G. Soff, B. Muller, and W. Greiner, Z. Phys. **A299** (1981), 189.
- [Tho27] L.H. Thomas, Proc. Cambridge Philo. Soc. **23** (1927), 542.
- [Tod71] I.T. Todorov, Phys. Rev. **D3** (1971), 2351.
- [Tra91] D. Trautmann, G. Baur, D. Vetterli, P. Egelhof, R. Henneck, M. Jaskola, H. Mhry, and I. Sick, Nucl. Phys. **A533** (1991), 528.
- [Tre70] G.F. Trentelman and E. Kashy, Nucl. Instrum. Meth. **82** (1970), 304.
- [Ueh35] E.A. Uehling, Phys. Rev. **48** (1935), 55.

- [Vet89] D. Vetterli, W. Boeglin, P. Egelhof, M. Jaskola, A. Klein, H. Muhry, G.R. Plattner, I. Sick, D. Trautmann, G. Baur, and A. Weller, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989), 1453.
- [Vet91] D. Vetterli, W. Böglin, P. Egelhof, R. Henneck, M. Jaskola, A. Klein, H. Mühry, I. Sick, D. Trautmann, and G. Baur, *Nucl. Phys.* **A533** (1991), 505.
- [Vil89] A.C.C. Villari, W. Mittig, Y. Blumenfeld, A. Gillibert, P. Gangnant, and L. Garreau, *Nucl. Instrum. Meth.* **A281** (1989), 240.
- [Vil93] A.C.C. Villari, W. Mittig, A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler Filho, G. Auger, L. Bianchi, R. Beunard, J.M. Casandjian, J.L. Ciffre, A. Cunsolo, A. Foti, L. Gaudard, C.L. Lima, E. Plagnol, Y. Schutz, R.H. Siemssen, and J.P. Wieleczko, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 2551.
- [Wol91] S. Wolfram, *Mathematica*, Addison-Wesley, 1991.

Index

A

- Ambiguïtés, 111
- Amplitude de diffusion, 17, 112
- Analyse de Fourier, 83
- Approximation des phases stationnaires, 102, 112

C

- Champ magnétique terrestre, 42
- χ^2 , 81, 86, 107
- Cibles
 - épaisseur, 32
 - position, 44
- Corrections relativistes, 99

D

- Détecteurs à gaz, 36
- Densité nucléaire du plomb, 98
- Diffusion
 - inélastique, 65
 - Mott, 17, 112
 - Rutherford, 17
- Dispersion angulaire
 - à 30 degrés, 71
 - à zéro degré, 52

E

- Ecrantage électronique, 49, 96
- Effets quantiques, 76
- Electrons δ , 14, 57, 66
- Energie
 - de liaison des électrons, 67
 - du faisceau, 25, 31
 - effective, 86
- Equation
 - de Breit-Darwin, 101

de Kankeleit, 67

de Klein-Gordon, 99

Etat de charge, 35

Excitation coulombienne, 65

F

- Fonction de déflexion, 112
- Fonctions de Whittaker, 102

G

- Ganil, 23
- Gluons, 12

M

- Méthode
 - de Thomas-Fermi, 50, 96
 - de Todorov, 99
- Moment quadrupolaire, 64

O

- Oscillations
 - à 30 degrés, 83
 - à 45 degrés, 79
 - à 60 degrés, 83
 - décalage angulaire, 88

P

- Paramètre
 - d'impact, 126
 - de Sommerfeld, 18, 103
- Phase
 - coulombienne, 18, 102
 - décalage, 19
 - nucléaire, 113
- Polarisabilité des noyaux, 92
- Polarisation du vide, 94

Potentiel

- de Uehling, 96
- de van der Waals, 11, 97, 108
- M3Y, 114
- optique, 91, 111

Q

- Quasimolécule, quasiatome, 15, 57, 66

R

- Radiation Bremsstrahlung, 63

S

- Simulation Monte Carlo, 71
- Systèmes exotiques, 14

T

- Temps de collision, 67
- Trajectoire hyperbolique, 103

W

- WKB
 - condition d'application, 103
 - phase, 104

Index

A

Aiguilles, 111

Amplitude de diffusion, 17, 112

Analyse de Fourier, 63

Approximation des phases stationnaires

102, 112

C

Champ magnétique vectoriel, 42

C, 81, 86, 107

Chocs

cristallin, 32

condition, 44

Concavité relative, 96

D

Dilatation à gaz, 36

Densité nucléaire du plomb, 92

Diffraction

diffraction, 65

Mott, 17, 112

Rutherford, 17

Description angulaire

à 30 degrés, 71

à 45 degrés, 62

E

Ecartage électrostatique, 19, 98

Effet Doppler, 70

Équation de Schrödinger, 14, 57, 66

Énergie

de liaison des électrons, 67

de liaison, 25, 31

émisive, 26

États

de spin-Darwin, 107

Résumé

Dans ce travail la mesure précise de la position angulaire absolue des oscillations de la section efficace de la diffusion élastique $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ est étudiée. L'objectif principal est de vérifier si tous les ingrédients d'une diffusion élastique sont connus même lorsque la précision angulaire est de quelques milli-degrés, ou s'il l'on doit introduire des éléments nouveaux comme une force de van der Waals de couleur. L'expérience a été réalisée au Ganil, une précision de 0.004° a été obtenue sur la position absolue des oscillations et un décalage de quelques centièmes de degrés par rapport à la position attendue pour une diffusion purement coulombienne a été observé. L'obtention de cette précision a nécessité des précautions particulières dans la mesure absolue de l'énergie, de la position de la cible et de l'angle de diffusion. Il est d'abord étudié la dispersion angulaire dans une cible mince et la production d'électrons δ lors de la diffusion. Ensuite l'origine du décalage angulaire des oscillations de la section efficace a été étudiée par le calcul de tous les potentiels présents lors de la diffusion. L'accord entre expérience et théorie a permis d'instaurer une nouvelle limite de l'interaction de van der Waals de couleur.

Abstract

This work deals with the precise measurement of the absolute angular position of the elastic $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ scattering cross section oscillations. The main objective is to verify if all of the elastic scattering ingredients are known even with an angular position precision of a few milli-degrees or if it is necessary to introduce new elements such as the color van der Waals force. This experiment was performed at Ganil. We obtained a precision of 0.004° on the absolute cross section oscillation position and an angular shift of a few hundredths of degrees in relation to the expected position of a pure coulomb scattering. The attainment of this precision required particular precautions in the measurement of the absolute energy target position and scattering angle. First, the angular straggling on a thin target and the production of δ electrons during the scattering is studied. Next the origin of the angular shift is examined by the calculation of all the potentials that act during the scattering. The agreement between experimentation and theory allowed us to set a new limit on the color van der Waals interaction.

Mots-clés

Physique Nucléaire, Ions lourds, Diffusion élastique, Précision angulaire, Oscillations, Dispersion angulaire, Electrons, Potentiels, van der Waals