



HAL
open science

Mesures de section efficace de réaction de noyaux exotiques riches en neutrons dans la zone de fermeture des couches $N=20$ et $N=28$

Abdenbi Khouaja

► **To cite this version:**

Abdenbi Khouaja. Mesures de section efficace de réaction de noyaux exotiques riches en neutrons dans la zone de fermeture des couches $N=20$ et $N=28$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2003. Français. NNT: . tel-00005507

HAL Id: tel-00005507

<https://theses.hal.science/tel-00005507>

Submitted on 1 Apr 2004

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.

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. : Sciences

Ecole Doctorale SIMEM

Co-tutelle de thèse

entre

L'Université de CAEN/BASSE-NORMANDIE (France)

et

L'Université de CHOUAIB DOUKKALI - FACULTE des SCIENCES

EL JADIDA (Maroc)

(Arrêté du 18 janvier 1994)

THESE

Présentée par

Abdenbi KHOUAJA

et soutenue

le 19 Décembre 2003

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l' UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 25 avril 2002)

Titre :

**Mesures de section efficace de réaction de noyaux
exotiques riches en neutrons dans la zone de
fermeture des couches $N=20$ et $N=28$**

MEMBRES du JURY

Mr **A.C.C VILLARI**, Directeur de recherche CNRS, GANIL-Caen (directeur)
Mr **M. Benjelloun**, Professeur, Faculté des Sciences, El Jadida (directeur)
Mr **L.Tassan-GOT**, Directeur de recherche CNRS, IPN-ORSAY (rapporteur)
Mr **S.Khazrouni**, Professeur, Université Ibno Tofaïl, Kenitra (rapporteur)
Mr **O.Navilliat-CUNCIC**, Professeur, Université de Caen, ISMRA-Caen
Mr **A.Morsad**, Professeur, Faculté des Sciences Ben Msik, Casablanca

A la mémoire de mon père, auquel je reste très attaché, et dont, bien qu'il repose dans son tombeau, je continue à suivre les conseils avisés.

A ma mère, qui m'a comblé de tendresse et d'encouragements pour la poursuite de mes études, et à laquelle je suis très redevable.

A Amina, ma sœur bien aimée, ainsi qu'à mes deux frères les plus proches, Miloud et Abderrazak, auxquels je souhaite de réussir leur vie.

A mes beaux-parents, que j'estime et respecte beaucoup.

A ma femme, Khadija, qui me comble d'amour et a vécu avec moi tous les moments difficiles avec une patience exemplaire et représente pour moi un véritable soutien lors de l'élaboration de cette thèse.

Remerciements

Cette thèse est le fruit de toutes mes années d'études et le résultat d'un travail acharné jour et nuit, auquel se sont mêlées la passion de la recherche et la joie de la découverte. Son élaboration durant trois années de recherche fut rendue possible grâce à la précieuse aide de mes deux directeurs de thèse, Messieurs A.C.C.Villari et M.Benjelloun, sans oublier les moyens et les conditions de travail mis à disposition par le laboratoire d'accueil « GANIL ».

J'exprime ma profonde gratitude à Antonio C.C.Villari, à qui le mérite de ce travail revient. Antonio, j'ai apprécié, chez toi, la qualité d'un grand chercheur plein d'optimisme, le sens de la rigueur et les qualités humaines : bonne humeur agrémentée de larges sourires, sympathie couronnée d'une énorme modestie, amitié et soutien. Je te remercie, Antonio, de la confiance précieuse que tu m'as accordée et de l'autonomie que tu m'as laissée et qui m'a permis de prendre différentes initiatives dans l'élaboration de ce travail. Je remercie également les deux fleurs de ta vie, Pàola et Julia, et ta femme bien aimée, Zillah.

Ma reconnaissance va, aussi, à Mohammed Benjelloun, avec qui j'ai pu découvrir ma passion pour la physique nucléaire et pour la recherche. En effet, cela fait huit ans que j'ai le plaisir de travailler à ses côtés. Ses conseils et remarques furent précieuses et son enseignement de qualité. C'est peu dire le respect et l'amitié que j'éprouve pour toi Mohammed ! Il est agréable de travailler avec quelqu'un comme toi, qui est toujours de bonne humeur. Ta modestie et ta gentillesse te rendent très accessible, malgré ton érudition. Je te remercie de l'amitié et de la confiance que tu m'accordes. Un grand merci à ta femme, Zakia, et tes charmantes filles, Myriem, Loubna et Salma.

Je tiens à remercier aussi Messieurs L.Tassan-GOT et S.Khazrouni d'avoir rapporté ma thèse en si peu de temps malgré leur emploi du temps chargé, et pour les discussions intéressantes que nous avons pu avoir. Ma gratitude va également à Monsieur Oscar Navilliat-CUNCIC pour avoir accepté de présider le jury et à Messieurs A.Morsad et D.Morrissey pour avoir assisté et évalué la qualité de mon travail.

J'aimerais également remercier tout particulièrement Monsieur Gérard Auger qui m'a beaucoup aidé et n'a jamais compté son temps ni son énergie. Je lui suis grandement reconnaissant des diverses relectures qu'il a effectuées. Ses remarques étaient toujours pertinentes et ses conseils furent irremplaçables. Sa sympathie et sa franchise font de lui une personne de grande qualité.

Je souhaite aussi exprimer ma reconnaissance à Madame Daisy Hirata pour ses qualités humaines et pour l'aide qu'elle m'a apportée dans le domaine de la théorie qui me fut très utile lors de l'interprétation finale des données. Sa gentillesse et sa patience ont enrichi nos discussions, et ce fut un réel plaisir de travailler avec elle. Je suis heureux d'avoir pu faire sa connaissance et je suis fier de pouvoir la compter au nombre de mes amis.

Cette recherche n'aurait pas abouti à d'aussi bons résultats sans l'aide précieuse de Madame P.R.Chamaz et de Messieurs H.Savajols et W.Mittig. Je voudrais encore associer à ces remerciements les techniciens et les ingénieurs ayant participé à l'élaboration de l'expérience de cette thèse.

Je tiens aussi à remercier la direction du GANIL, Messieurs D.Goutte et M.Lewitowicz de m'avoir accepté au sein de ce laboratoire qui a été ma « première » maison étant donné le temps que j'y ai passé... Je remercie personnellement Monsieur A.Kahwati de son amitié, sa gentillesse et de ses conseils avisés. Mes remerciements vont aussi à Madame A.Latour, qui est toujours disponible et serviable et dont j'apprécie la gentillesse. Je voudrais également remercier l'ensemble du personnel pour son accueil chaleureux, sans oublier les gardiens avec qui j'ai passé des moments agréables, leur gentillesse se fait un caractère précieux.

Durant ces trois années, j'ai eu le plaisir de côtoyer de nombreuses personnes : Marie-Geneviève Saint Laurent, Jean-pierre Wieleczko, D.Jone Frankland, J.Marc Casandjian, O.Tuske, François de Oliveira Santos, C.Siminel, S.Gibouin, C.Stodel, R.Cee, Gilles de France, Fanny et Maurycy Rejmund et l'ensemble des thésards et post docs. Je tiens à leur exprimer ma sympathie et ma reconnaissance. Je remercie aussi les équipes de SIRÀ et de FULIS, avec lesquelles j'ai eu l'occasion de passer d'excellents moments.

Je tiens également à remercier Messieurs A.Chbihi et A.Boujrad pour leurs conseils et leur amitié. Ce fut une joie d'avoir Chbihi comme voisin de « bureau », ce qui nous permettait de nous saluer chaque matin et d'échanger nos nouvelles. Mes remerciements vont aussi à mes deux amis intimes, Rody Kandry Samir et Kezzar Khalid, qui ont représenté pour moi un véritable soutien dans les moments difficiles et qui sont toujours présents lorsque j'ai besoin d'eux.

Ma reconnaissance va à la famille Barbedette, Gisèle, Jean Yves et leurs filles aimées, Aurélie et Marie, pour m'avoir soutenu moralement et avoir souhaité mon bonheur. Leur soutien a remonté le moral de ma femme durant les moments mouvementés de ma thèse. Aurélie, j'apprécie ta gentillesse et ta franchise ; tes qualités humaines font de toi une personne exceptionnelle. Je remercie A.Salek de son amitié et sa gentillesse ; ses beaux gestes sont révélateurs de ses qualités.

Cette thèse a été l'objet d'une collaboration entre l'université de Caen et l'université de Sciences d'El Jadida, ainsi qu'entre le centre CNCPREST-Maroc et le centre CNRS-France. Je saisis l'occasion pour remercier les présidents de ces deux universités et de ces deux centres ainsi que leur personnel qui a participé à cette collaboration de près ou de loin. J'en profite aussi pour remercier toutes les personnes du laboratoire LPTN et IMC d'El Jadida.

A. Khouaja

Table des matières

Introduction	1
Chapitre I : Phénoménologie de fermetures de couches et de la distribution de matière dans les noyaux exotiques	7
1. Distribution de densité de matière.....	9
2. Modèle en couche.....	11
3. Les fermetures de couches loin de la vallée de stabilité	14
4. Mesures de sections efficaces de réaction.....	16
Chapitre II : Dispositif expérimental	19
1 Production de faisceau exotique au GANIL	21
2 Mesures du temps de vol (Tvol).....	25
3 Mesures de rigidité magnétique	27
3.1 Petite chambre à dérive	27
3.2 Galotte	29
4 Télescope de Silicium	31
4.1 Semi-conducteurs	31
4.1.a Détecteur à jonction pn	33
4.1.a.1 Détecteur à barrière de surface totalement déplétée (50 μ m)	35
4.1.a.2 Détecteur à jonction implantée et passivée (300 μ m)	36
4.1.b Détecteurs de Si(Li)	37
4.2 Identification des particules chargées par l'Amplitude du signal	38
Chapitre III : Mesures de sections efficaces de réaction	45
1 Méthode de transmission.....	47
2 Etalonnage des détecteurs de Silicium (dE1, dE2, Si-Li)	51
3 Sélection des événements	54
3.1 Temps de vol (Tvol)	55
3.2 Longueurs de lignes de la Galotte et de la chambre à dérive	57
3.3 Matrice d'Identification	59
3.4 Bilan de différentes sélections	62
4 Mesures de section efficaces de réaction	62
4.1 Analyse et résultats des sections efficaces de réaction des noyaux autour de N=20	62
4.2 Analyse et résultats des sections efficaces de réaction des noyaux autour de N=28. ...	70

Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte	77
1 Paramétrisation de Kox	79
2 Evaluation du rayon d'absorption forte (r_0^2)	82
2.1 Dépendance isotopique	85
2.1.a Rayon d'absorption forte et fermetures de couches	90
2.1.b Noyaux à halo ?	93
2.2 Dépendance en isospin	99
Chapitre V : Distribution de matière et Modèle de Glauber	105
1 Théorie de Glauber	108
1.1 Modèle de Glauber standard	108
1.2 Modèle de Glauber avec correction coulombienne	112
2 Distribution de densité nucléaire	115
2.1 Formes fonctionnelles de la distribution de densité	117
2.2 Calculs des paramètres de densité du noyau ^{12}C	119
2.3 Calculs des paramètres de densité du noyau ^{14}C	122
3 Calculs et résultats	125
3.1 Calculs Glauber	128
3.2 Distribution de matière et le rayon carré moyen	132
Conclusion	135
Bibliographie	139

Introduction

Introduction

Dés 1914 Ernest Rutherford, propose un modèle moderne de l'atome. Il est constitué d'une grande région diffuse peuplée d'électrons chargés négativement, et d'une partie centrale concentrant la majorité de la matière de charge électrique positive : le noyau. Ce dernier a un rayon de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-12} cm très petit par rapport à l'atome (10^{-8} cm), et dont la masse représente 99.7% celle de l'atome. Il faut attendre la découverte du neutron par Chadwick en 1932 pour que le cœur même de l'atome révèle une partie de son mystère. Il est constitué de particules neutres les neutrons et de particules chargées positivement les protons qui équilibrent les charges négatives des électrons. Le noyau est le siège de deux interactions l'une, l'interaction forte qui en assure la cohésion, et l'autre, l'interaction faible responsable de sa désintégration. Au fur et à mesure des études menées sur son comportement la complexité du noyau s'est imposée. C'est l'avènement d'accélérateurs de plus en plus performants associés à des équipements expérimentaux perfectionnés qui a permis de sonder les multiples comportements du noyau.

Préalablement, notre compréhension de la structure nucléaire reposait essentiellement sur les noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité. Les modèles nucléaires se sont appliqués avec succès à quelques 278 noyaux stables formant la vallée de stabilité (figure1). Cependant, au fil des ans, notre champ d'investigation de la structure du noyau s'est étendu à des noyaux radioactifs ce qui a permis de suivre des chaînes isotopiques (variation du rapport N/Z, N et Z représentent les nombres de neutrons et de protons dans un noyau). Jusqu'à ce jour 2500 noyaux ont été déjà identifiés sur les 7000 noyaux radioactifs prédits.

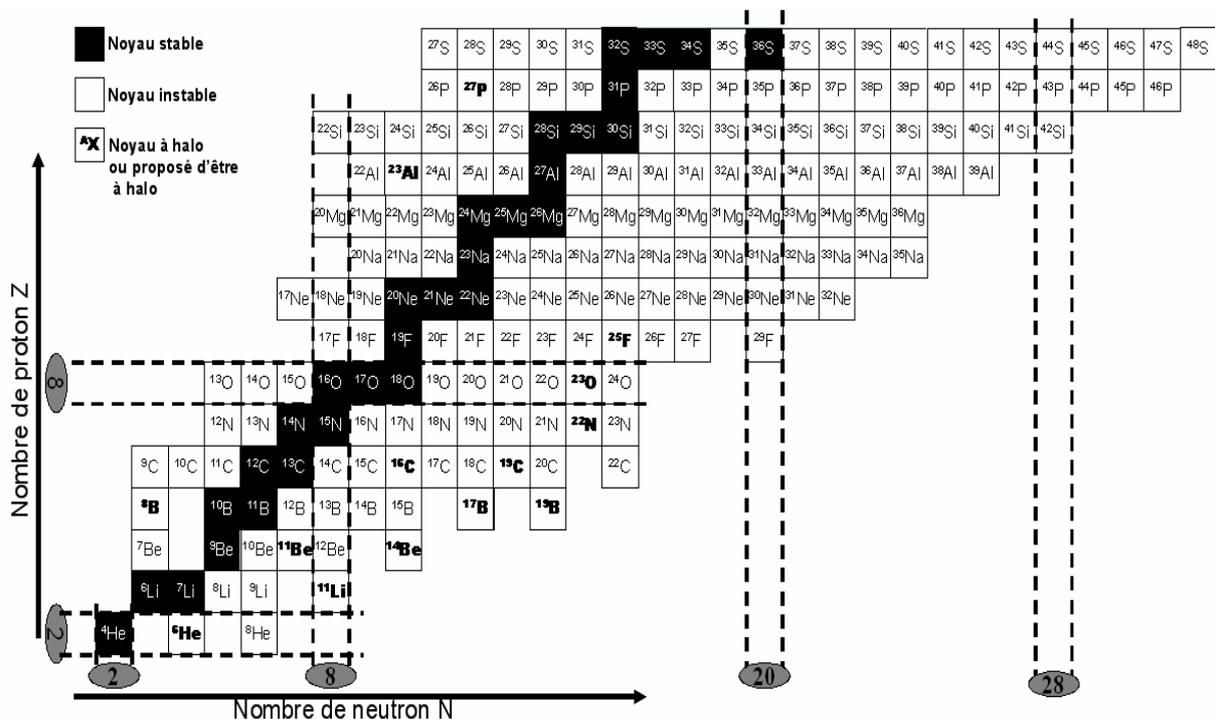


Figure 1: Charte des nucléides dans la zone de fermetures de couches entre $N(Z)=2$ et $N(Z)=28$.

Sur la figure 1, sont indiqués, de part et d'autre de la ligne de stabilité, les noyaux radioactifs que l'on appelle "noyaux exotiques" riches en neutrons suite à leurs excès de neutrons ou riches en protons dans le cas contraire. Les modèles nucléaires, qui sont essentiellement basés sur les noyaux proches de la stabilité, divergent au fur et à mesure que l'on s'approche des limites de stabilité. Par rapport aux noyaux stables, on maîtrise encore plus difficilement les perturbations (grande énergie d'excitation, haut spin, moment angulaire, ...) appliquées au champ moyen d'un noyau exotique. En particulier, les termes de l'interaction effective dépendant de l'asymétrie de l'isospin sont mal connus. Il faut donc perturber le noyau pour explorer ces termes, c'est à dire mesurer la réponse du noyau exotique aux différentes perturbations qu'on peut lui faire subir.

La production et l'étude des noyaux exotiques constituent l'une des préoccupations actuelles de la physique nucléaire.

Il a fallu attendre les années 80 pour voire apparaître les premiers faisceaux radioactifs « RIB » (Radioactive Ion Beams). Dès lors, les scientifiques ont disposé d'un outil puissant pour progresser dans la connaissance de la structure nucléaire. A ce jour, plusieurs laboratoires disposent de faisceaux radioactifs, par exemple GSI en Allemagne, GANIL en France, RIKEN au Japon et NSCL/MSU aux Etats-Unis. Avec ces équipements, il est maintenant possible d'explorer le noyau en fonction du degré de liberté isospin.

Une des grandes propriétés des noyaux est de présenter pour des nombres spécifiques de nucléons des propriétés de grande stabilité. Ces configurations de nucléons dites « fermetures de couches ou couches magiques » se présentent pour les nombres : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 ; on parle donc de noyau magique ou doublement magique pour le noyau présentant ce type de configurations.

L'étude des noyaux exotiques, et spécialement des noyaux magiques, proches de la limite de cohésion nucléaire 'drip-line', permet de mieux comprendre la structure des noyaux et d'étudier la compétition entre magicité et exotité, à travers l'évolution de la structure en couches des noyaux.

L'observation de larges déformations dans des noyaux magiques comme le ^{32}Mg [Mot95] et ^{44}S [Gla97] pose la question de l'affaiblissement et de la persistance de la fermeture de couche autour de $N=20$ et $N=28$. La découverte d'un état isomérique dans le noyau de ^{43}S ($E = 319$ KeV, $T_{1/2} = 478 \pm 48$ ns) [Sar00] a été la première réponse expérimentale à une coexistence de formes dans cette région proche de $N=28$. Récemment, en se basant sur des mesures de sections efficaces d'interaction, A. Ozawa [Oza00] a pu proposer un nouveau nombre magique autour de $N=16$. Doit-on alors remettre en cause la magicité quand on s'écarte de la zone de stabilité des noyaux ?

Macroscopiquement, la paramétrisation de S.Kox [Kox87] permet de calculer les rayons d'absorption forte à partir des mesures de sections efficaces de réaction. L'observation d'une large section efficace de réaction du noyau de ^{11}Li , expliquée par la présence d'un « halo » de neutron, par I.Tanihata en 1985 [Tan85] a été suivie d'une série de mesures permettant

d'identifier d'autres noyaux à halo avec un neutron ou deux neutrons : ${}^6\text{He}$, ${}^{11,14}\text{Be}$, ${}^{17,19}\text{B}$, ${}^{19}\text{C}$. En outre, l'augmentation monotone, en fonction de l'excès des neutrons, des sections efficaces d'interaction des isotopes de Na et Mg [Suz98] peut être expliquée par l'existence d'un effet de peau ou « skin » dans la structure de ces noyaux. L'une des questions que nous poserons ici est de savoir si la paramétrisation de S.Kox peut différencier ces deux phénomènes : halo, effet de peau ?

Microscopiquement le modèle de Glauber reproduit bien les mesures de sections efficaces d'interaction des noyaux stables à haute énergie. Il est utilisé pour des calculs de la section efficace de réaction et de l'estimation de sa dépendance à la distribution de matière. Mais aux énergies intermédiaires, les résultats obtenus par ce modèle dans sa version standard ne sont pas convaincants. Faut-il ajouter des corrections à ce modèle pour reproduire les mesures de sections efficaces de réaction à basse et à énergie intermédiaire?

La section efficace de réaction permet de donner des informations sur la distribution de densité de matière et la taille du noyau. Dans la région de fermeture des couches $N=20$ et $N=28$, des mesures ont été déjà réalisées à haute énergie incidente. Dans ce travail, nous réaliserons ces mêmes mesures mais à des énergies incidentes intermédiaires.

Dans le premier chapitre, nous allons expliquer brièvement la motivation du choix de ces mesures de sections efficaces de réaction et de rayons de matière. Dans la zone de fermeture des couches $N=20$ et $N=28$, plusieurs phénomènes ont été observés : l'affaiblissement de fermeture de ces deux couches, la découverte d'un état isomérique dans le noyau de ${}^{43}\text{S}$, un îlot d'inversion pour des noyaux de Ne, Na et Mg [Orr91], l'apparition d'une nouvelle fermeture de couche $N=16$, la découverte de nouveaux noyaux à halo d'un seul neutron (${}^{22}\text{N}$, ${}^{23}\text{O}$, ${}^{24}\text{F}$) [Oza00] et l'effet de peau dans les noyaux de Na et Mg. Que pouvons nous apporter avec ces nouvelles mesures de sections efficaces de réaction, dans cette région de fermetures de couches?

Dans le deuxième chapitre, nous introduirons la technique développée pour effectuer les mesures de sections efficaces de réaction. L'utilisation du dispositif SISSI en conjonction avec le spectromètre de haute résolution SPEG associés aux hautes intensités du faisceau de ${}^{48}\text{Ca}$ délivré par le GANIL, permettent une production importante de noyaux exotiques éloignés de la vallée de stabilité. Dans ce chapitre, on verra bien l'utilité du détecteur de Silicium à jouer le rôle d'une cible active pour mener à bien des mesures de sections efficaces de réaction avec une technique appelée « directe » [Vil91].

Dans le troisième chapitre, nous présenterons la méthode d'analyse que nous avons employée pour obtenir les valeurs des sections efficaces de réaction. L'enjeu est de bien identifier les événements réels, de les distinguer de ceux de bruit de fond et des défauts du système de détection.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation des résultats. A l'aide de la paramétrisation de S.Kox, les rayons d'absorption forte peuvent être calculés à partir des mesures de sections efficaces de réaction. A partir de la dépendance isotopique et en isospin

Introduction

des rayons d'absorption forte obtenus aux différentes énergies (énergie intermédiaire et haute énergie), nous verrons qu'on est capable de signer les fermetures de couches de cette région et de donner l'indication sur l'existence ou la non existence de noyaux à halo. À l'aide d'une paramétrisation de rayons d'absorption forte, on étudiera l'évolution de ces rayons en fonction de l'excès des neutrons et des protons.

La paramétrisation de S.Kox est macroscopique basée sur des faits expérimentales. Avec elle, il est impossible de déterminer la distribution de densité de matière. Ainsi même, avec notre paramétrisation du rayon d'absorption forte, on ne peut pas déterminer la distribution de matière et étudier la forme du noyau même en étant capable de donner des indications sur l'existence des noyaux à halo. Donc, il faut faire appel à un modèle microscopique tel que le modèle de Glauber qui fait l'objet du cinquième chapitre. Ce modèle permet la décomposition de la section efficace de réaction en termes de distribution de densité de matière et de la section efficace de collisions individuelles nucléon-nucléon.

Enfin, une conclusion suivie des perspectives rappelleront les principaux résultats abordés au cours de ce travail.

P hénoménologie de
fermetures de couches et
de la distribution de
matière des noyaux
exotiques

1. Distribution de densité de matière

L'étude de la densité nucléaire par diffusion élastique d'électrons et de rayons X (d'un atome muonique) sur un noyau stable supposé sphérique, a montré que les nucléons sont confinés dans un volume présentant une densité très plate au centre qui décroît de manière brutale vers les frontières du noyau (voir figure I.1).

Pour les noyaux stables légers ($Z=N$) :

- Le volume du noyau de rayon $R_C = 1.08 A^{1/3} \text{ fm}$, peut être décrit comme un simple remplissage de nombre de nucléons A ,
- La répartition spatiale des neutrons et des protons est quasi-similaire : $\rho_p(r) \approx \rho_n(r)$,
- La densité centrale est : $\rho_0 = 0.17 \text{ nucléon} \cdot \text{fm}^{-3}$.

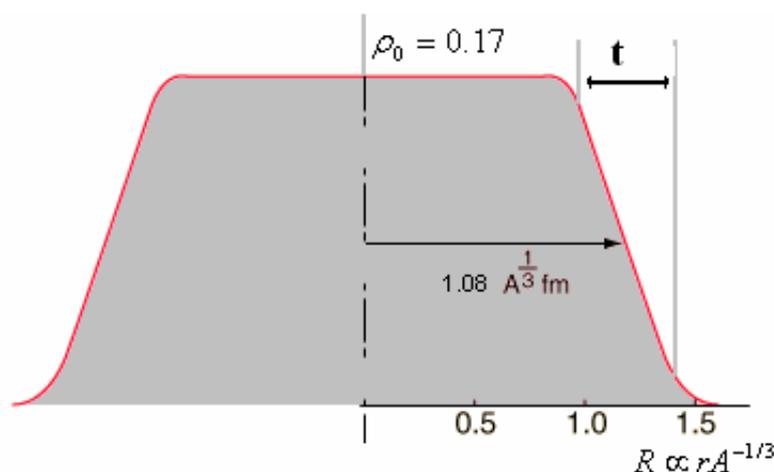


Figure I.1 : Distribution de densité d'un volume de matière nucléaire [Hyp].

Dans le cas des noyaux stables lourds, pour compenser l'effet de la répulsion coulombienne, le nombre de neutrons doit être plus grand que celui des protons ; et donc on constate un déplacement de la ligne de stabilité vers $N \approx 1.3Z$. Cet effet entraîne une différence de distribution, appelée effet de « peau des neutrons », à la périphérie de ces noyaux. Des mesures de rayons carrés moyens « RMS : Root Mean Square » dans des noyaux stables de ^{48}Ca et ^{208}Pb [Tan95] montrent que le rayon carré moyen de la distribution des neutrons dans ces noyaux est légèrement supérieur à celui de la distribution des protons, ce qui entraîne une différence de rayons de 0.2 et 0.15 fm respectivement.

Le rayon quadratique moyen peut être défini à partir de la densité $\rho(r)$, dans le cas d'un noyau de symétrie sphérique, par :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi \int r^4 \rho(r) dr}{4\pi \int r^2 \rho(r) dr} \quad \text{I.1}$$

Il dépend, ainsi la densité $\rho(r)$, de la méthode d'analyse qui les met en évidence.

Dans le cas où la mesure se fait par diffusion élastique d'électrons ou par rayons X, les interactions de type électromagnétiques sont prépondérantes, et on détermine en fait le « rayon de charge » c'est-à-dire la distribution de charge du noyau :

$$\langle r^2 \rangle_{ch} = \frac{4\pi \int r^4 \rho(r) dr}{Ze} \quad \text{I. 2}$$

Afin de donner une meilleure détermination sur la distribution des neutrons et des protons de la matière nucléaire, on utilise la diffusion des neutrons qui reste insensible à la répulsion coulombienne. On mesure ainsi, le rayon de masse qui détermine la distribution de densité de masse. La comparaison entre les deux rayons de charge et de masse se traduit par une légère différence :

$$\langle r^2 \rangle_m = \langle r^2 \rangle_{ch} - 0.64 \text{ fm}^2 \quad \text{I. 3}$$

Pour la majeure partie des noyaux de la vallée de stabilité, ces deux propriétés sont bien établies dans les deux références [Jag74, Vri87]. L'étude du moment quadrupolaire de la distribution de charge nucléaire montre que la forme sphérique des noyaux n'est essentiellement rencontrée que pour certaines configurations, dites couches magiques, de neutrons et de protons données par : 2, 8, 28, 50, 82, 126. Les noyaux qui ne présentent pas de magie, peuvent présenter des états d'équilibre déformés. On entend par magie le fait que comme pour les électrons dans l'atome, les électrons de 2, 8 ou 18 montrent une stabilité exceptionnelle, ce qui correspond à des configurations où les couches électroniques sont complètement remplies. Dans le noyau, le même cas de figure se présente, les nombres magiques correspondent à des couches complètement remplies.

Récemment, le développement des faisceaux radioactifs a permis de produire un grand nombre de noyaux radioactifs, permettant d'élargir le champ d'investigation de la structure nucléaire des noyaux. L'ajout d'un ou plusieurs nucléons à un noyau stable confère à ce dernier une forme de matière caractérisée d'une part, par des irrégularités de distribution de matière dans la région de surface du noyau, et d'autre part, par une faible énergie de séparation des nucléons surtout lorsqu'on se déplace vers des noyaux proches de la limite de cohésion dite « drip-line ». Des mesures de sections efficaces d'interaction montrent l'existence d'un effet de peau dans les noyaux de Na et Mg [Suz95, Suz97, Suz98] et d'un effet de halo de neutrons dans les noyaux [Tan85, Tan88, Tan92, Fud91, Maq96, Nak99, Oza00] : ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11,14}\text{Be}$, ${}^{17,19}\text{B}$, ${}^{19}\text{C}$, ${}^{22}\text{N}$, ${}^{23}\text{O}$, ${}^{25}\text{F}$.

L'épaisseur de la surface de diffusion "s" définie par la différence radiale des distributions de neutrons et de protons [Mey69] : $s = R_N(\rho_0/2) - R_P(\rho_0/2)$, traduit l'effet de peau dans un noyau dans le cas où $s \approx \text{Cte}$ (voir figure I.2). Dans le cas contraire on parle d'un noyau à halo. Ce dernier phénomène se distingue par une faible énergie de séparation du dernier ou des deux derniers nucléons et par un large rayon nucléaire par rapport à ces voisins (voir figure I.3).

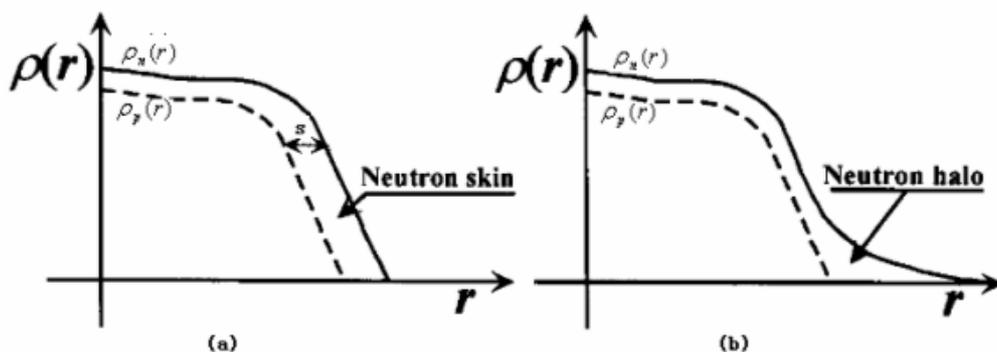


Figure I.2 : Schéma de la distribution de densité de matière pour des noyaux ayant un effet de peau (a) ou d'halo (b) [Zhe02].

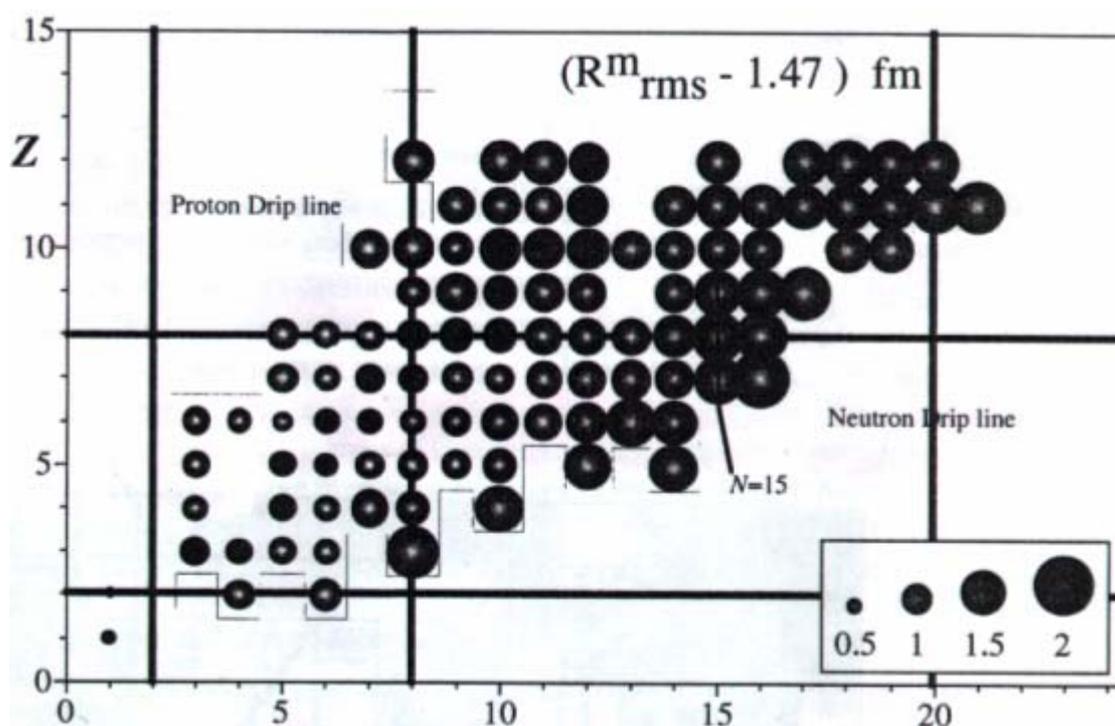


Figure I.3 : Rayon quadratique moyen (R_{rms}) en fonction du nombre de neutrons dans différents isotopes de Hélium ($Z=2$) jusqu'au Magnésium ($Z=12$). Les noyaux à halo de neutron se caractérisent par l'augmentation soudaine $R_{rms} = \langle r^2 \rangle^{1/2}$ [Tan00].

Dans le prochain paragraphe, nous aborderons, dans le cadre du modèle en couche, les différents paramètres qui assurent au noyau sa stabilité.

2. Modèle en couche

Macroscopiquement, dans le cadre du modèle de la goutte liquide, le noyau peut être assimilé à une goutte liquide de matière nucléaire homogène uniformément chargée. C'est un système lié de A nucléons, subissant de fortes interactions deux à deux, caractérisé par une énergie de liaison B . Cette dernière a fait l'objet de plusieurs travaux théoriques et

expérimentaux. Basée sur des faits expérimentaux, la première paramétrisation est donnée par la formule semi-empirique de Bethe-Weizaecker [Sam02] :

$$B(N, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \delta A^{-1/2} \quad \text{I. 4}$$

avec $a_v=15.79 \text{ MeV}$, $a_s=18.34 \text{ MeV}$, $a_c=0.71 \text{ MeV}$, $a_a=23.21 \text{ MeV}$ et $\delta=12 \text{ MeV}$ pour A pair, dans le cas contraire ce dernier paramètre est nul.

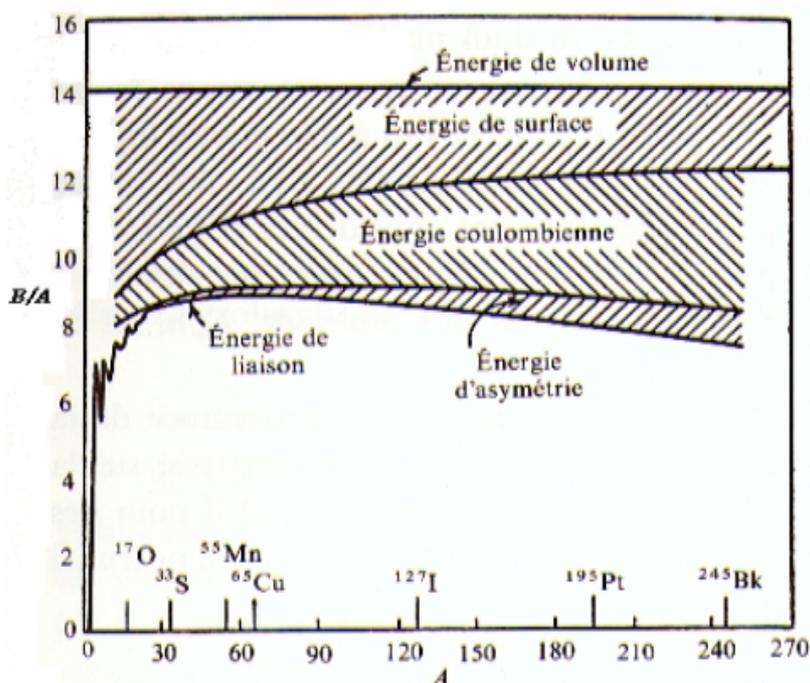


Figure I.4 : Energie de liaison moyenne en fonction du nombre atomique A [Val82].

Dans la figure I.4, en première approximation, l'énergie de liaison du noyau est proportionnelle au nombre de ses nucléons : $B \sim a_v A$, ce qui exprime l'incompressibilité de la matière nucléaire et la saturation des forces nucléaires. Cependant, il peut se trouver que quelques nucléons de surface ne ressentent pas complètement l'interaction de ceux qui sont à l'intérieur du noyau, ce qui conduit à une réduction d'énergie de liaison de ces nucléons. Cet effet de tension superficielle est beaucoup plus significatif, évidemment dans les noyaux légers qui ont proportionnellement plus de nucléons près de la surface que les noyaux lourds. En outre, la répulsion coulombienne est beaucoup plus prononcée pour les noyaux lourds. Donc pour assurer la stabilité des noyaux lourds, le nombre des neutrons est plus grand que celui des protons ; ce qui conduit à une asymétrie de masse réduisant l'énergie de liaison dans ces noyaux. De plus, dans les noyaux de nombre de masse pair et selon le principe de Pauli, les nucléons identiques ne peuvent se coupler que deux par deux dans le même état de moment angulaire. Cet effet, dit d'appariement, stabilise les noyaux de nombre de masse pair par rapport à ceux de nombre de masse impair. Pour réduire le caractère de sur-stabilité des noyaux pairs un terme prenant en compte l'effet d'appariement est ajoutée à la description de l'énergie de liaison d'un noyau.

Chapitre I : Phénoménologie de fermetures de couches et de la distribution de matière

Par conséquent, d'après cette image simple, il apparaît que la diffusion élastique est très sensible à la surface du noyau où se répercute de nombreux les effets : effet de peau, répulsion coulombienne, halo,...

Cependant, la comparaison de l'énergie de liaison calculée par l'équation I.4 avec celle mesurée montre des irrégularités au niveau de certains nombres dits magiques : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Microscopiquement, dans le modèle à particules indépendantes, contrairement au modèle de la goutte liquide, chaque nucléon se déplace dans un champ moyen $V(r)$ créé par les autres nucléons. Le potentiel nucléaire $V(r)$ est approximé par un oscillateur harmonique par :

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + Dl^2 + Cl \cdot S \quad \text{I.5}$$

où l est l'opérateur de moment orbital angulaire, S est l'opérateur de spin intrinsèque. Le deuxième terme de cette équation a pour conséquence de lever la dégénérescence accidentelle du moment angulaire l de l'oscillateur harmonique ; la constante D est un paramètre négatif ajusté afin de reproduire les déplacements des niveaux d'énergie de $D\hbar^2 l(l+1)$. Ces deux premiers termes sont insuffisants pour reproduire la séquence de remplissage des couches. Il a fallu attendre le travail de Mayer et Jensen [May49, Hax49], qui leur a valu le prix Nobel, pour ajouter le dernier terme dit de couplage « spin-orbite » qui lève la dégénérescence des états de spin de la même sous-couche. Ainsi, les nombres magiques sont reproduits (figure I.5) et les noyaux peuvent présenter une stabilité exceptionnelle autour de ces nombres. Dans

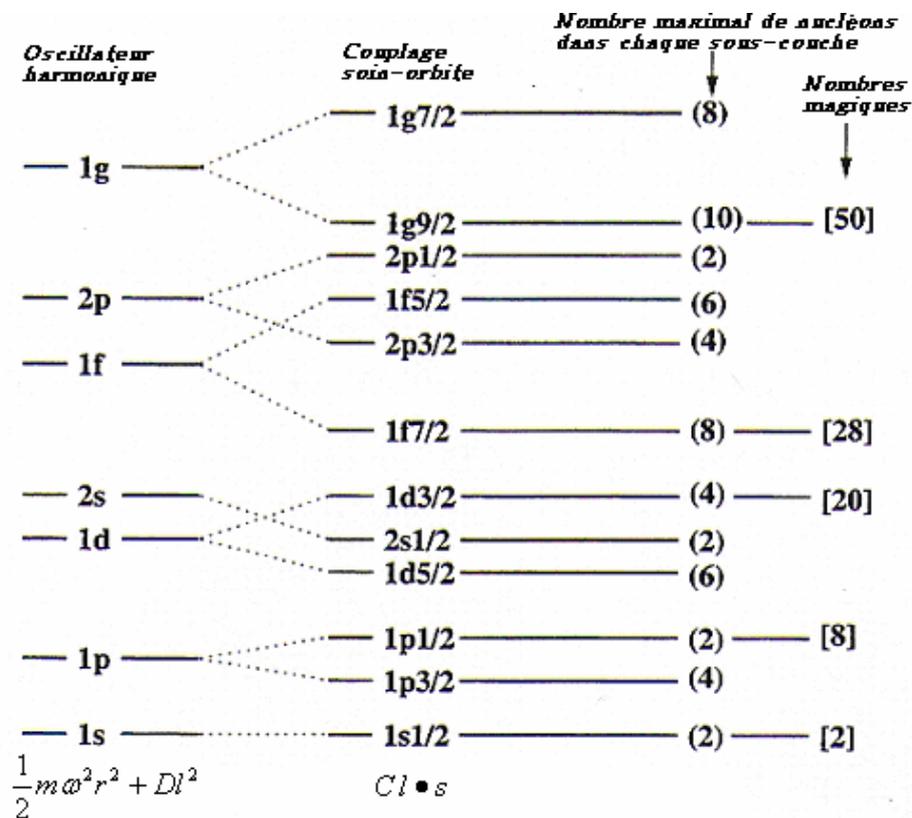


Figure I.5 : Couches magiques dans le cadre du modèle en couche

ce contexte, les noyaux qui ont un ou deux nombres magiques, appelés noyaux magiques ou doublement magiques, sont de formes sphériques et présentent une grande stabilité.

Dans ce modèle, le spin et la parité de l'état fondamental du noyau sont parfaitement déterminés. Pour un noyau de nombre de masse impair, le spin et la parité du noyau sont ceux des nucléons célibataires. Quant au noyau pair-pair le spin de ce noyau est nul et sa parité est positive.

Pour réunir les deux modèles « macroscopique » et « microscopique », Bohr et Mottelson [Boh69] ont développé le modèle dit de « couches-collectives » dans lequel l'énergie d'un état excité du noyau peut être donnée par :

$$E_J = \left(\frac{\hbar^2}{2I} \right) J(J+1) \quad \text{I. 6}$$

où: J est le moment de spin, qui est pour un noyau pair-pair égale à : 0, 2, 4... et I est le moment d'inertie du noyau. Cette équation décrit le mouvement individuel des nucléons qui sont en faibles interactions deux à deux, ainsi que le mouvement collectif des nucléons dans le noyau. Ce comportement général se retrouve dans :

- La fission du noyau qui décrit l'effet de vibration d'une goutte liquide,
- Le moment quadrupolaire qui représente le seul mouvement des nucléons de noyau,
- La durée de vie moyenne du rayonnement gamma de type quadrupolaire électrique.

Dans ce cas, l'état excité d'un tel noyau pair-pair ne peut être représenté que par des spins: 0, 2, 4, ...

3. Les fermetures de couches loin de la vallée de stabilité

Dans le paragraphe précédent, on a vu que les noyaux magiques ou doublement magiques présentent une grande stabilité par rapport à ses proches voisins. L'ajout d'un ou plusieurs nucléons à une fermeture de couche rend ces derniers moins liés. Donc l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons apporte des informations sur le potentiel nucléaire en présence de nucléons supplémentaires qui sont moins liés. Expérimentalement, plusieurs quantités permettent d'étudier l'évolution de la stabilité des noyaux parmi lesquelles on peut citer : l'énergie de séparation des deux derniers neutrons S_{2n} et l'énergie du premier état excité 2^+ .

Sur la figure I.6, la fermeture d'une couche est signée soit par la chute brutale de l'énergie de séparation S_n (S_{2n}) soit par l'augmentation spectaculaire de l'énergie d'excitation 2^+ . Ces deux propriétés décrivent bien la fermeture des deux couches $N=20$ et $N=28$ dans les isotopes d'Argon, de Calcium et de Titane. Cependant, dans cette zone de fermetures de couches, les mesures de l'énergie d'excitation coulombienne pour des noyaux de ^{32}Mg ($E(2^+)=885.5(7)$ KeV, $E(4^+)=1430(3)$ KeV) [MOT95] et ^{44}S ($E(2^+)=1297(18)$ KeV) [Gla97], supposés magiques autour de $N=20$ et $N=28$, indiquent que l'état fondamental de chacun de ces noyaux est déformé. De plus, la découverte d'un état isomérique dans le noyau de ^{43}S , avec une énergie de transition $E=319$ KeV et une durée de vie $T_{1/2}=478\pm 48$ ns [Sar00],

indique la présence d'une coexistence de formes dans ce noyau prédit par T. Werner et ses collaborateurs [Wer94, Wer96].

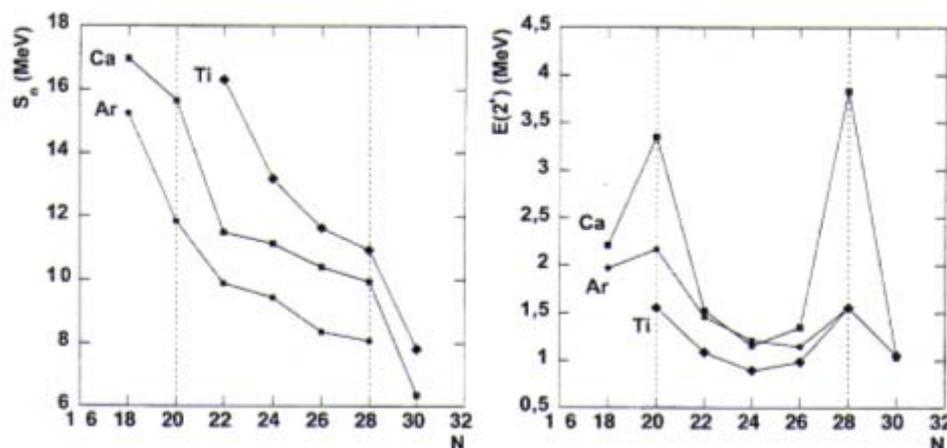


Figure I.6 : Evolution de l'énergie de séparation du dernier neutron S_n et l'énergie d'excitation de l'état 2^+ en fonction du nombre de neutrons dans les isotopes d'Argon, de Calcium et de Titane [Toi96, Sch96]

Sur la figure I.7, l'énergie de séparation des deux derniers neutrons S_{2n} montre que les deux fermetures de couches $N=20$ et $N=28$ persistent dans les isotopes de Calcium, de Potassium et d'Argon. En dessous de ces isotopes, la variable S_{2n} vient renforcer l'idée de la disparition des deux fermetures de couches dans les isotopes de Magnésium et de Soufre. On observe un comportement similaire autour de $N=22$ et $N=26$ comme celui observé autour de $N=28$ dans les isotopes de Calcium. Récemment, A.Ozawa et ses collaborateurs [Oza00], s'appuyant sur des mesures de sections efficaces d'interaction, montrent l'existence d'une nouvelle fermeture de couche autour de $N=16$ (voir figure I.8).

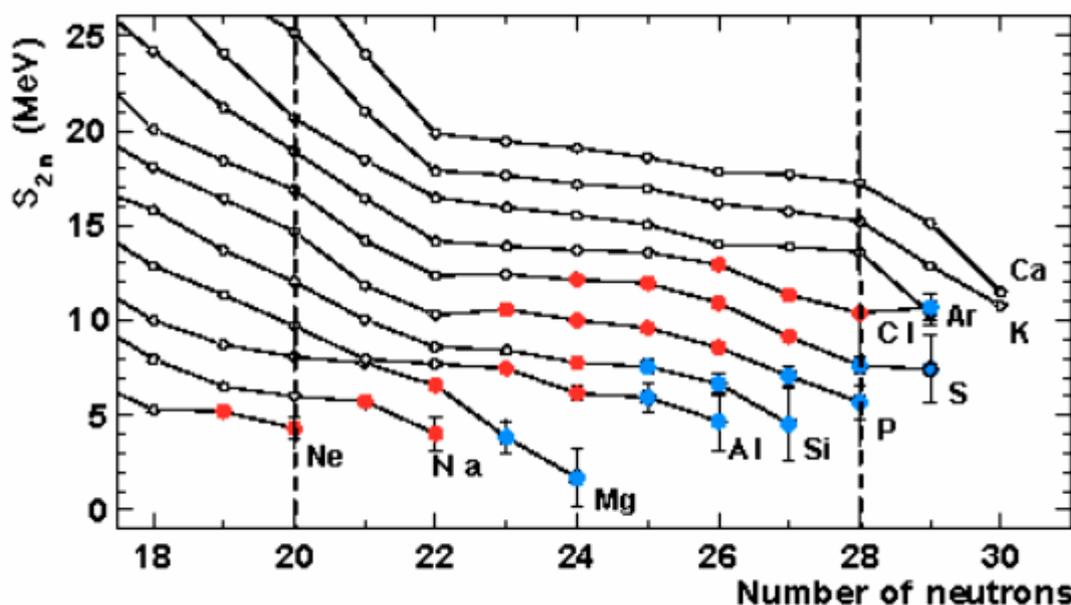


Figure I.7 : Energie de séparation des deux derniers neutrons des noyaux exotiques de la région de fermeture des couches $N=20$ et $N=28$ [Sar99, Sar00, Dlo02].

4. Mesures de sections efficaces de réaction

Sur la figure I.8, la section efficace d'interaction a permis de découvrir un nouveau nombre magique $N=16$ dans les noyaux d'Azote, d'Oxygène et de Fluor. La signature de ce nouveau nombre magique se manifeste par une augmentation brutale de la valeur de la section efficace d'interaction entre $N=14$ et $N=15$. Cette augmentation autour de $N=15$ a conduit A.Ozawa et ses collaborateurs [Oza00], en mesurant l'énergie de séparation du dernier nucléon S_n , à proposer l'existence d'un phénomène de halo à un neutron dans les noyaux de ^{22}N , ^{23}O et ^{24}F .

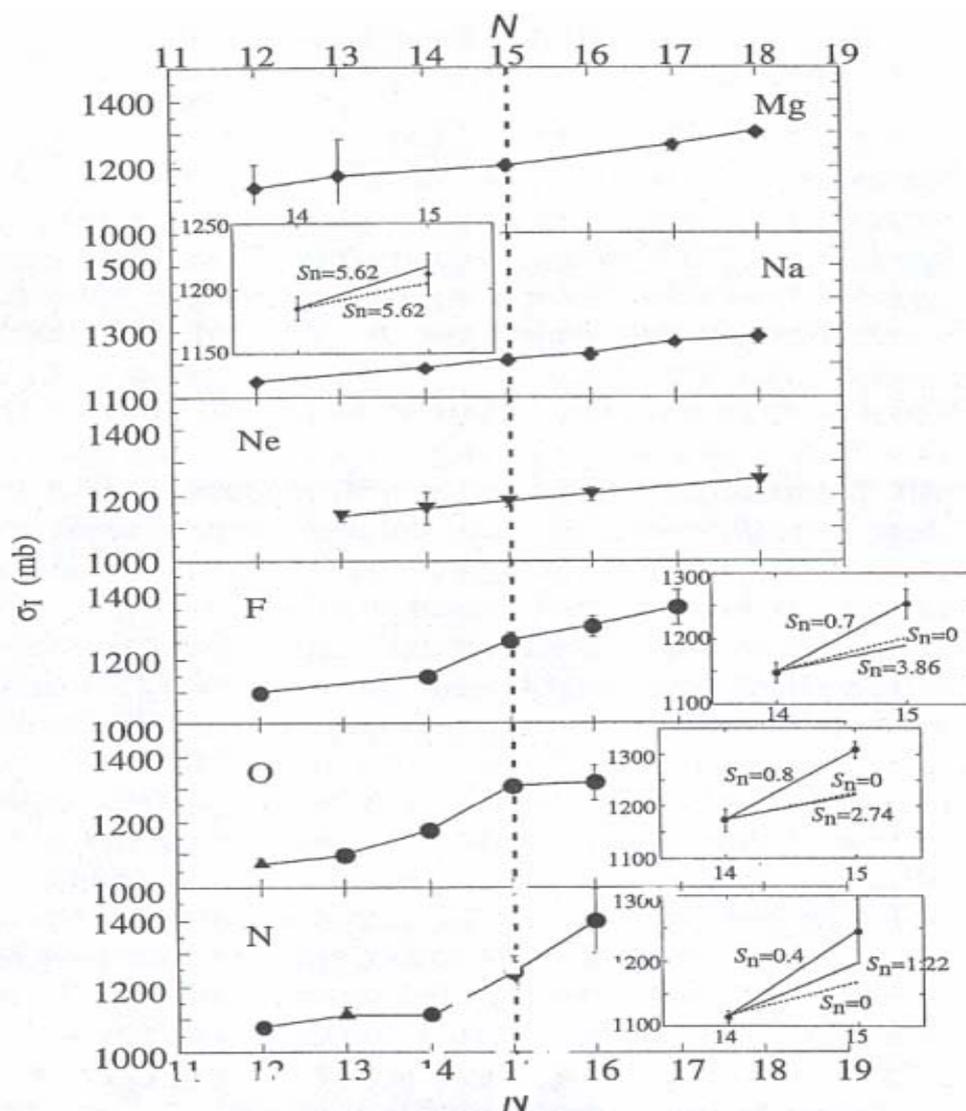


Figure I.8: Découverte d'un nouveau nombre magique $N=16$ et l'existence du phénomène à halo d'un neutron dans les noyaux de ^{22}N , ^{23}O , ^{24}F à partir des mesures de sections efficaces d'interaction σ_I et d'énergies de séparation du dernier neutron S_n [Oza00, Tan00].

Ces auteurs, proposent que l'apparition d'un halo précède une nouvelle zone de grande stabilité, qui peut selon eux être interprétée comme une nouvelle fermeture de couche.

Le noyau, comme nous l'avons déjà mentionné, ne présente pas toujours une forme sphérique. En fonction du rapport N/Z , il atteint un état d'équilibre collectif déformé. Cette

déformation se répercute essentiellement sur le terme d'énergie de surface, présent dans l'équation I.4 et évidemment sur la section efficace de diffusion.

Le modèle de Glauber permet de calculer la section efficace d'interaction σ_I . Il exprime la dépendance en énergie de la section efficace d'interaction dans le terme des collisions individuelles entre les nucléons du système : projectile-cible. Dans ce modèle, la section efficace d'interaction est en étroite relation avec la distribution de matière et avec la section efficace totale des interactions individuelles nucléon-nucléon. Elle dépend de la taille des noyaux en interaction. La réussite de ce modèle, à haute énergie, nous conduit à l'appliquer à des énergies incidentes plus basses, où l'opacité¹ (figure I.9) du système nucléaire est faible. Dans ce domaine d'énergie, l'effet de surface influence la majeure partie de la section efficace de réaction. De ce fait, devant une telle extension de distribution de matière, le modèle de Glauber arrivera-t-il à bien reproduire, avec des formes usuelles de densité de matière, les sections efficaces de réaction mesurées ? La réponse à cette question sera l'objet du dernier chapitre.

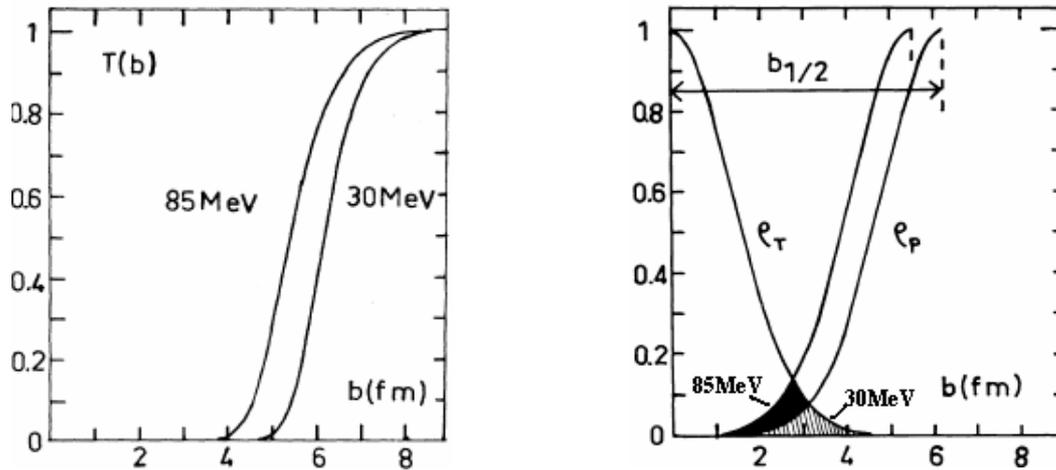


Figure I.9 : à gauche, la fonction de transparence $T(b)$ ¹, du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, est présentée en fonction du paramètre d'impact b pour deux énergies incidentes 30 et 85A MeV. A droite, pour les deux mêmes énergies à une distance d'approche minimale $b_{1/2}$, le volume de recouvrement (le volume d'interaction) est présenté par les deux densités ρ_p et ρ_t de la projectile et de la cible respectivement. Ce volume est petit à énergie 30A MeV que celui à énergie 85A MeV [Chu83].

1. Dans le modèle de Glauber, la section efficace de réaction σ_R est exprimée en fonction du paramètre d'impact b par : $\sigma_R = 2\pi \int b db [1 - T(b)]$, où $T(b)$ est la fonction de transparence : la probabilité de la non-réaction entre projectile et cible à un paramètre d'impact b . Cette fonction est exprimée en fonction de densités des noyaux en interaction (voir chapitre V). Le volume d'interaction déterminé à partir des portions de densités des noyaux en interaction dans la région de contact, définit l'opacité du système. Sur la figure I.9, un exemple est donné pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Ce volume augmente en fonction de l'énergie incidente.

Dispositif expérimental

Expérimentalement, plusieurs techniques de mesures de sections efficaces de réaction ont été utilisées parmi lesquelles on peut citer la méthode des γ -associés. Dans cette technique, un ensemble de détecteurs $4\pi\gamma$ entourant une cible a permis de mesurer la section efficace de réaction de plusieurs noyaux de He au Ne [Sla89]. Le principe de cette technique est basé sur l'émission d'au moins un rayonnement γ à chaque réaction nucléaire. Cela est vrai pour des noyaux proches de la vallée de stabilité, mais, pour des noyaux éloignés de cette ligne, la faible énergie de séparation des derniers nucléons ne donne pas toujours lieu à un rayonnement- γ . En plus, l'efficacité de détection de l'ensemble de détection des gammas constitue aussi un autre obstacle.

Pour surmonter ces problèmes, on a recours à une autre technique plus performante : celle dite « directe » [Vil91]. Le principe de cette technique est basé sur l'utilisation d'un détecteur Silicium, qui joue aussi le rôle de cible, sur lequel aussi bien les particules incidentes que les réactions sont détectées. La mesure des particules incidentes N_i et le nombre des particules N_f ayant subi des réactions, permet de déduire la section efficace totale de réaction.

Nous aborderons ici, dans un premier temps, la méthode de production de faisceau de noyaux exotiques que nous avons utilisée au GANIL ainsi que la technique de séparation employée pour sélectionner les noyaux exotiques incidents. Dans un deuxième temps, nous décrirons plus spécifiquement le dispositif expérimental utilisé.

1. Production de faisceau exotique au GANIL

Les mesures de sections efficaces de réaction avec des noyaux exotiques, sont évidemment limitées par notre capacité à produire des faisceaux de noyaux radioactifs. Selon la disponibilité et l'intensité des faisceaux secondaires, des mesures de sections efficaces de réaction des noyaux exotiques auprès de plusieurs accélérateurs ont été effectuées : GSI en Allemagne et HILAC/Berkeley aux Etats-Unis, pour des mesures à hautes énergies ; GANIL en France, RIKEN au Japon et NSCL/MSU aux Etats-Unis pour des mesures à énergies intermédiaires.

Le GANIL dispose actuellement de deux méthodes principales de production de faisceaux radioactifs : la fragmentation du projectile et la méthode appelée ISOL : Isotope Séparation On Line. L'ensemble (figure II.1) C0-CSS1-2 permet d'accélérer une large gamme de faisceaux stables allant de ^{238}U au ^{12}C , dans un domaine d'énergie de 10 à 96A MeV pour les noyaux de masses inférieures à 40. Pour ces mêmes noyaux légers des intensités $\sim 10^{13}$ pps sont atteintes. Cette énergie et cette grande intensité sont mises à profit pour produire des noyaux exotiques.

Aux énergies intermédiaires comprises entre 50 et 100A MeV, un des mécanismes de réaction dominants est celui de la fragmentation. Ce mécanisme, utilisé avec une cible mince, dans laquelle la perte d'énergie est typiquement de 10 à 20% de l'énergie incidente, produit des ions secondaires, dont les distributions en masse et en charge sont, au premier ordre, indépendantes de la nature de la cible et dont la distribution en moment est voisine d'une gaussienne de vitesse moyenne légèrement inférieure à la vitesse du faisceau. Les particules ainsi créées sont focalisées vers l'avant. Dans ce type de production par fragmentation, le

Chapitre II : Dispositif expérimental

dispositif expérimental utilisé doit collecter efficacement les noyaux émis à des angles proches de 0° et être susceptible de les sélectionner en vol à des vitesses proches de celle du faisceau. Dans ce contexte, le dispositif SISSI (figure II.2) [Cor96, Jou91], constitué de deux solénoïdes supraconducteurs, installé à l'entrée du spectromètre alpha, permet de focaliser le faisceau primaire sur la cible de production avec une taille de $\pm 0.2\text{mm}$ et, puis, de refocaliser le faisceau ainsi produit à l'aide d'un deuxième solénoïde. Ce dispositif permet d'augmenter l'acceptance angulaire à l'entrée de la ligne de transport (de $\pm 5\text{mrad}$ à $\pm 80\text{mrad}$), tout en gardant une faible émittance globale du faisceau radioactif produit. Il permet de délivrer des faisceaux secondaires intenses produits par fragmentation de bonne qualité optique dans toutes les salles du GANIL (figure II.1).

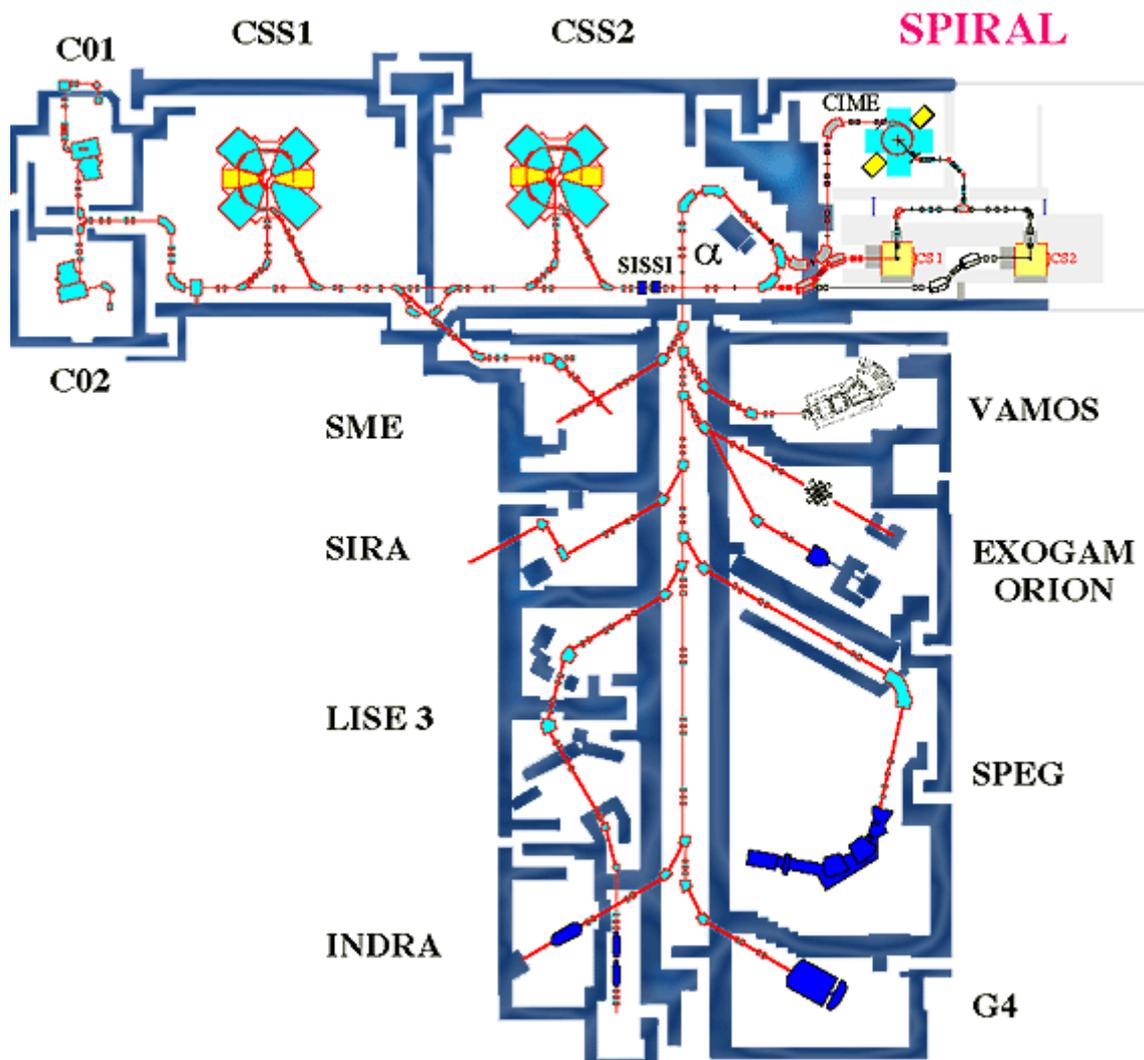


Figure II.1 : Système accélérateur GANIL et les différentes salles d'expériences.

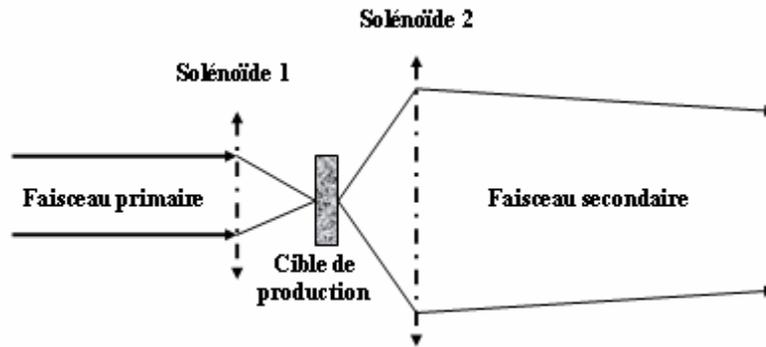


Figure II.2 : Vue schématique du dispositif SISSI

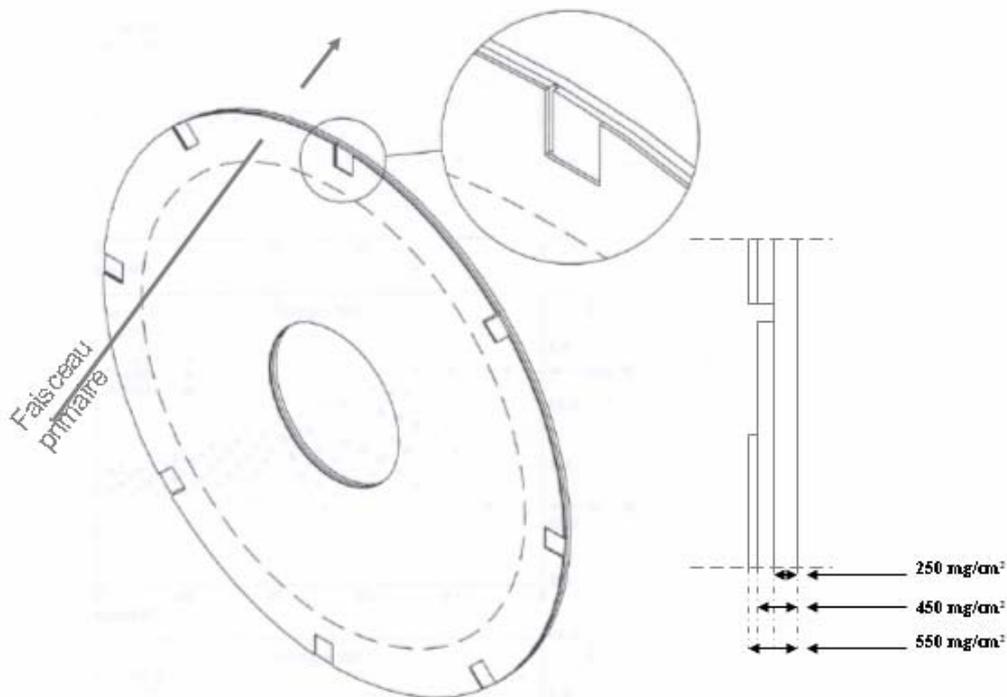


Figure II.3 : Vue schématique de la cible de production

Entre les deux fermetures de couches $N=20$ et $N=28$, peu de sections efficaces de réaction sont mesurées avec bonne précision. Pour obtenir des mesures de bonne précision, le choix de l'intensité et de la nature du faisceau primaire est prépondérant. Au GANIL, des faisceaux primaires de $^{40-48}\text{Ca}$ d'intensité ($\sim 10^{13}$ pps) sont disponibles pour la production des noyaux riches en neutrons.

Dans ce travail, nous avons utilisé le dispositif SISSI afin de produire des noyaux exotiques par la fragmentation d'un faisceau primaire de ^{48}Ca d'énergie 60.3A MeV et d'intensité $\sim 4\mu\text{Ae}$ sur une cible de production de ^{181}Ta . Afin d'assurer la production d'un grand nombre de noyaux avec un taux de comptage suffisant pour réaliser les mesures de sections efficaces de réaction, nous avons utilisé différentes épaisseurs de cible de production disposées sur la même cible tournante (figure II.3) : $550\text{mg}/\text{cm}^2$ pour la production des noyaux d'intérêts pendant 89% du temps, $450\text{mg}/\text{cm}^2$ et $250\text{mg}/\text{cm}^2$ pour la production des noyaux de référence pendant 10% et 1% du temps respectivement. Non content de permettre

l'utilisation de plusieurs cibles simultanément, la rotation de la cible (2000 tours/min) en permet le refroidissement.

Les noyaux exotiques produits sont alors sélectionnés en vol par le spectromètre alpha (figure II.4). Pour une particule de nombre de masse A , de charge Q et de vitesse v , la rigidité magnétique s'écrit :

$$B\rho = \frac{Av}{Q} = \frac{Av}{Z} \quad \text{II. 1}$$

Puisque tous les noyaux ont des vitesses voisines, on obtient alors une sélection grossière en A/Z . Pour limiter le transport d'un grand nombre de noyaux légers on interpose, au niveau du plan dispersif du séparateur alpha, un ralentisseur appelé dégradeur (typiquement une feuille de Be ou Al). Dans une feuille mince de ${}^9\text{Be}$ d'épaisseur $25\mu\text{m}$, les noyaux perdent de l'énergie selon la formule de Bethe et Bloch [Bet53] :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad \text{II. 2}$$

Ce sélecteur, en moment des noyaux produits, constitue avec le spectromètre SPEG un dispositif doublement achromatique, en angle et en position, ce qui signifie que la trajectoire est indépendante de l'énergie des particules incidentes [Mit94] :

$$\begin{pmatrix} x \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \theta \\ \delta \end{pmatrix} = 0 \quad \text{II. 3}$$

Cette propriété permet aisément d'identifier la masse des noyaux incidents par une mesure de temps de vol ($L_{\text{vol}} = 82\text{m}$) entre la sortie du spectromètre alpha et le plan focal du SPEG (figure II.4). Connaissant la rigidité magnétique et le temps de vol d'un ion, l'équation suivante permet d'en déduire la masse :

$$\gamma m_0 = \frac{qB\rho}{L_{\text{vol}}} T_{\text{vol}} \quad \text{II. 4}$$

où γ est le facteur de Lorentz pour une masse en mouvement.

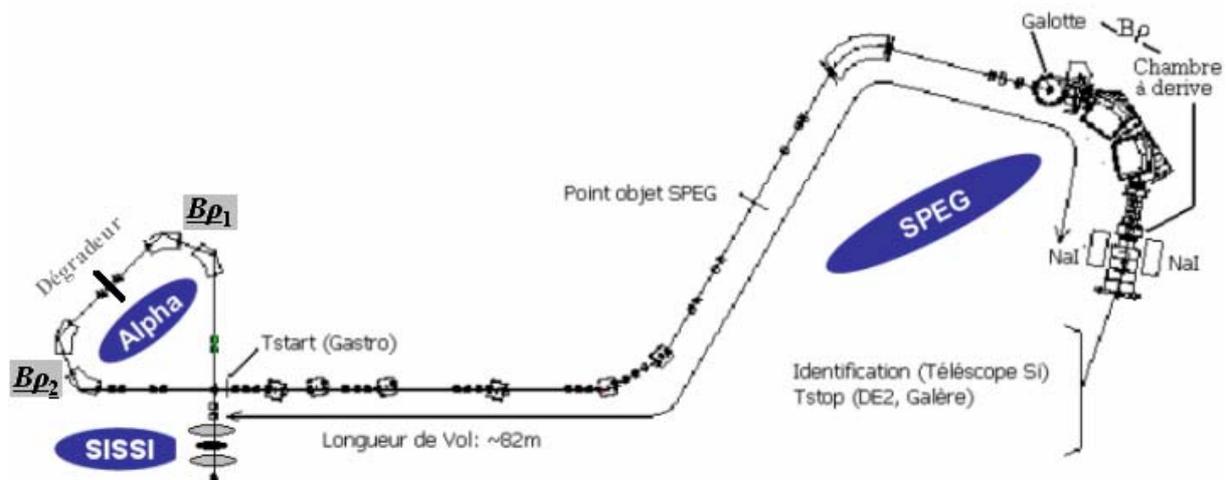
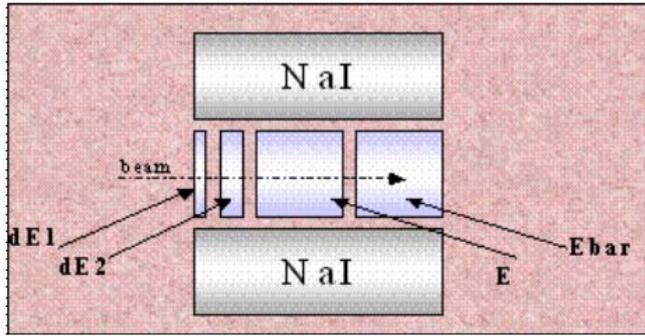


Figure II.4 : Schéma de l'ensemble des spectromètres Alpha et SPEG [Bia89, Gil86, Mit94].

Au niveau de SPEG (figure II.4), le temps de vol est d'environ $1.2\mu\text{s}$ avec une résolution de l'ordre de 10^{-4} . Cette mesure est assurée à l'aide d'un détecteur Start rapide à galettes de micro-canaux, appelée Gastro (avec une résolution intrinsèque de $\sim 125\text{ps}$), placé à la sortie du spectromètre Alpha, et d'un détecteur Stop de Silicium ($300\mu\text{m}$) au niveau du plan focal.

La disposition d'un détecteur à galettes de micro-canaux (Galotte), au niveau du plan focal image de l'analyseur (position où la dispersion en moment est de l'ordre de $10\text{cm}/\%$), et d'une petite chambre à dérive au niveau du plan focal, permet la reconstruction de la trajectoire et la mesure de la rigidité magnétique ($B\rho$) de chaque noyau en vol.



Au niveau du plan focal, toutes les particules produites sont arrêtées dans un télescope de Silicium (figure ci-contre) constitué de deux détecteurs de Silicium dE_1 et dE_2 d'épaisseurs $50\mu\text{m}$ et $300\mu\text{m}$ et de deux détecteurs Si(Li) d'épaisseur $6700\mu\text{m}$ chacun. A l'exception du premier Silicium utilisé pour l'identification, les deux autres détecteurs sont utilisés aussi comme cible de réaction pour les mesures de sections efficaces. Quant au quatrième détecteur (Ebar), il est utilisé comme détecteur de particules légères produites dans les réactions et d'arrêter les ions trop énergétiques traversant les détecteurs précédents. Afin d'apporter une correction à des mesures de sections efficaces de réaction, le télescope de Silicium est entouré par des détecteurs de $4\pi\gamma$ -NaI.

deux autres détecteurs sont utilisés aussi comme cible de réaction pour les mesures de sections efficaces. Quant au quatrième détecteur (Ebar), il est utilisé comme détecteur de particules légères produites dans les réactions et d'arrêter les ions trop énergétiques traversant les détecteurs précédents. Afin d'apporter une correction à des mesures de sections efficaces de réaction, le télescope de Silicium est entouré par des détecteurs de $4\pi\gamma$ -NaI.

Pour des mesures de sections efficaces dans une large gamme de noyaux exotiques entre $N=20$ et $N=28$, deux rigidités magnétiques $B\rho_1 = 2.753 \text{ T.m}$ et $B\rho_2 = 2.575 \text{ T.m}$ ont été nécessaire pour la sélection des noyaux incidents.

2. Mesures du temps de vol (Tvol)

Détecteur "Gastro" :

Le détecteur à galettes micro-canaux Gastro (figure II.5) possède un système d'accélération, constitué d'un champ électrique et magnétique, et d'une anode collectrice qui assure la collection rapide des charges. Le passage d'une particule chargée à travers la feuille émissive de Mylar ($1.5\mu\text{m}$) aluminisée ($40\mu\text{g}/\text{cm}^2$) produit des électrons qui seront ensuite accélérés à l'aide d'un champ électrique entre les plaques équipotentielles et puis focalisés par un champ magnétique vers les galettes micro-canaux où ils seront multipliés et collectés par une anode rapide de 50Ω .

A la sortie de la feuille émissive, les électrons secondaires ont une énergie initiale de l'ordre de 1eV . En présence d'un champ électrique (200 kV/m) et d'un champ magnétique (145 G), les électrons de charge $-e$ subissent la force de Lorentz :

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \text{II. 5}$$

Dans un plan perpendiculaire aux champs \vec{E} et \vec{B} , les électrons effectuent, entre la feuille émissive et la face d'entrée de la première galette, des trajectoires cycloïdes de diamètres de courbures :

$$D = \frac{2\pi m_e E}{eB^2} \quad \text{II. 6}$$

avec un temps de transit :

$$T = \frac{2\pi m_e}{eB} \quad \text{II. 7}$$

On remarque qu'avec une tension d'accélération de 500 à 3000V, on communique aux électrons une énergie cinétique quasi-uniforme qui permet une prise de temps, de l'ordre de 2ns.

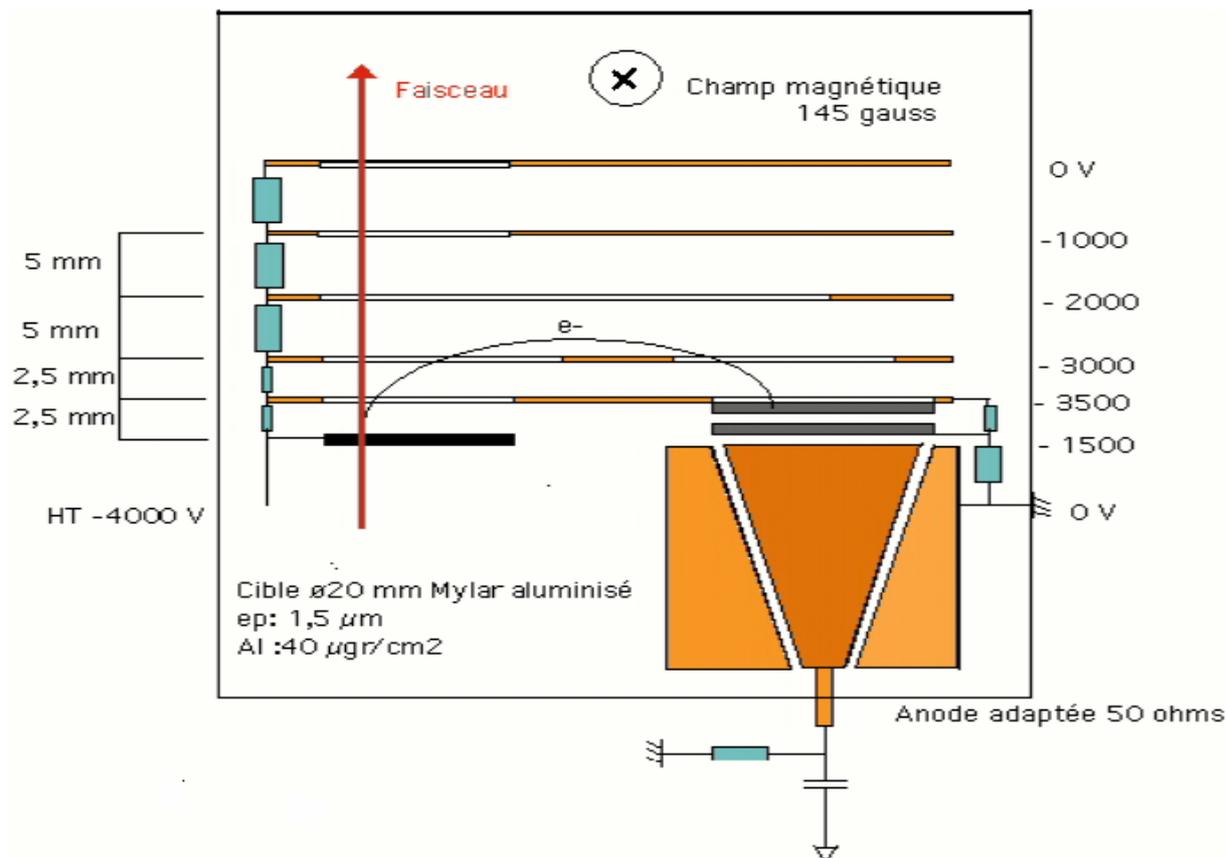


Figure II.5 : Schéma du détecteur à galettes micro-canaux « GASTRO ».

En effet, l'avantage de ce type de détecteur est que son efficacité (~98%) est d'autant meilleure pour des ions lourds où leurs pertes d'énergies sont assez significatives par rapport aux noyaux légers ; une résolution de l'ordre de ~ 125 ps est obtenue. Sur la figure II.6, le schéma d'électronique associée à ce détecteur est présenté.

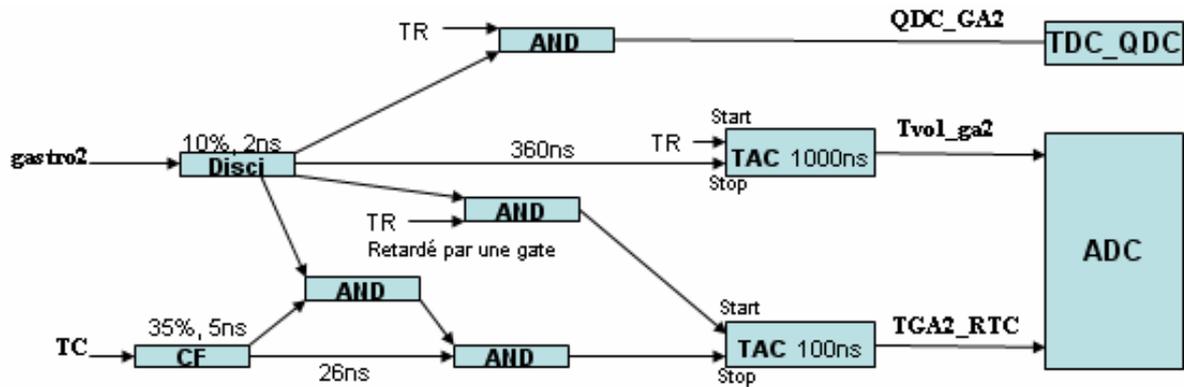


Figure II.6 : Schéma électronique associé à GASTRO. Ici, le signal temps 'gastro2' après amplification est envoyé à un discriminateur à fraction constante puis, après un éventuel retard (environ 360ns), est envoyé d'une part vers un codeur de temps (TDC_QDC), et d'autre part comme Start ou Stop vers un convertisseur temps-amplitude (TAC) suivi d'un codeur amplitude (ADC). Afin d'augmenter la sensibilité du codage en temps des mesures de ce dernier (TGA2_RTC) sont prises par rapport aux battements d'une horloge TC 'Time Calibrator' de période 80ns. Les deux codeurs ADC et TDC_QDC sont déclenchés par un Start commun à l'aide du trigger de l'acquisition 'TR'.

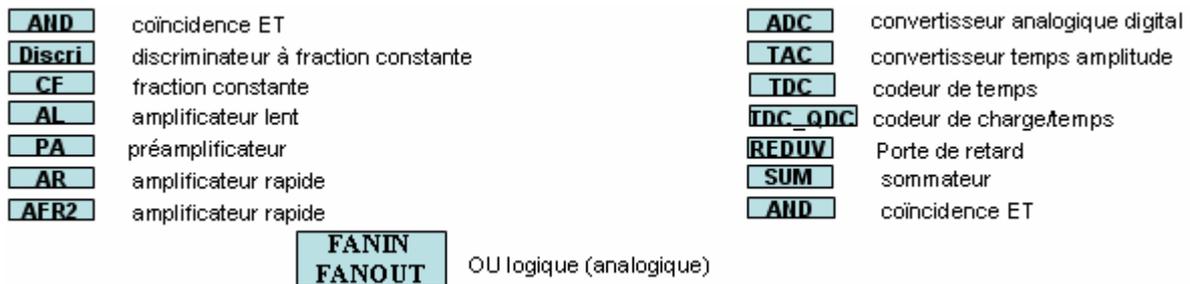


Figure II.7 : définition des modules utilisés dans les différents schéma électronique associés aux détecteurs.

3. Mesures de rigidité magnétique

Dans cette partie, nous allons décrire brièvement les détecteurs de positions (Galotte et petite chambre à dérive) utilisés dans les mesures de rigidité magnétique [Cor96, Mar96, Sar99, Vis00c]. La Galotte est installée au plan focal image de l'analyseur et la petite chambre à dérive, au niveau du plan focal du spectromètre (figure II.4). Ces deux détecteurs permettent d'effectuer des mesures précises des positions horizontales et verticales, par rapport au faisceau, afin de reconstruire les trajectoires des particules incidentes.

3.1 Petite chambre à dérive :

Utilisée pour reconstruire les trajectoires (X, Y) des noyaux incidents, événement par événement, avec un haut taux de comptage jusqu'à 10⁶pps, la petite chambre à dérive [Mac98] est constituée de quatre modules identiques disposés l'un après l'autre de manière à ce que le champ électrique de chaque module soit orthogonal à la direction du faisceau radioactif. L'un des modules est représenté par la figure II.8. Il est rempli d'un gaz d'isobutane (C₄H₁₀) sous une pression de 20mbar.

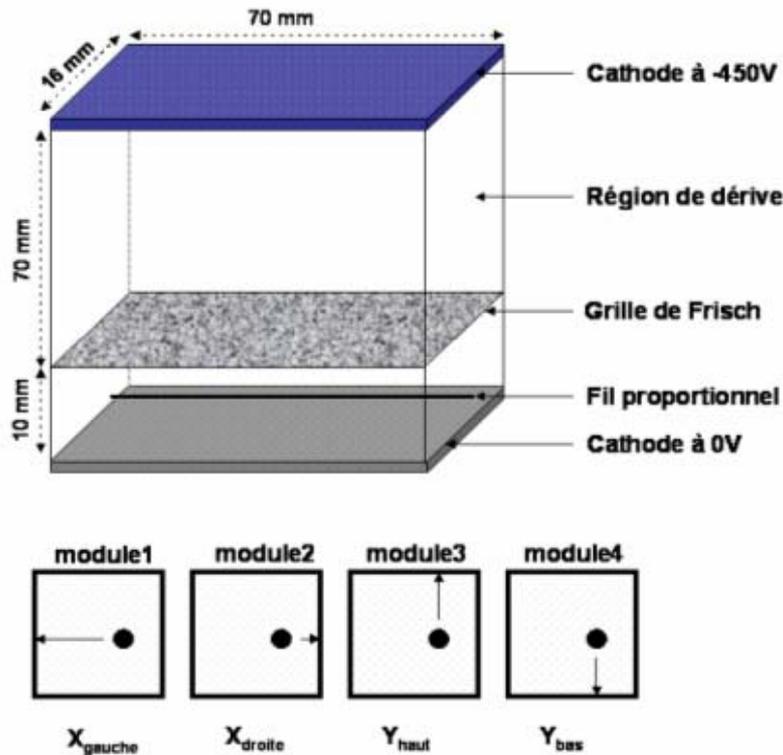


Figure II.8 : Schéma de la petite chambre à dérive

Les fenêtres d'entrée et de sortie de chaque module (soit huit au total) sont de Mylar d'épaisseur $0.5\mu\text{m}$ chacune, et les fenêtres d'entrée et de sortie de l'ensemble (petite chambre à dérive) sont, aussi, de Mylar d'épaisseur $1.5\mu\text{m}$ chacune. La différence de tension de -450V , appliquée dans chaque module, entre l'anode et la cathode est uniformément distribuée à travers la région de dérive, d'épaisseur 70mm , à l'aide de bandes d'équipotentielles. Une grille de Frisch portée à la masse sert à la fois d'anode et de séparation entre la région de dérive et le fil proportionnel. Les électrons produits par le passage d'une particule chargée dans le gaz dérivent vers le fil proportionnel où ils sont amplifiés. Afin de permettre une amplification significative du signal de détection, le fil est sous une tension de $+450\text{V}$ (avec un maximum de $+800\text{V}$). Pour réduire le rapport signal/bruit (~ 10), le préamplificateur de charge de gain 270mV/MeV est monté au plus près de la sortie du fil proportionnel.

Le temps de dérive des charges collectées par le fil proportionnel (obtenu entre un signal Start donnée par un des autres détecteurs et le temps d'arrivée des électrons sur le fil) sert à mesurer la position, selon la direction de dérive des électrons dans le champ électrique appliqué ($3291\text{ Vcm}^{-1}\text{atm}^{-1}$ au maximum) de chaque module : la dérive horizontale des électrons vers la gauche et la droite est paramétrisée par X_{gauche} et X_{droite} , et la dérive verticale vers le haut et le bas est paramétrisée par Y_{haut} et Y_{bas} (figure II.8).

Outre sa fonction de reconstruire les trajectoires, la petite chambre à dérive joue un rôle important dans le contrôle des détecteurs du télescope de Silicium. Elle permet de reconstruire l'image du faisceau sur chaque détecteur, elle est donc un outil capital dans la technique de mesure de section efficace de réaction.

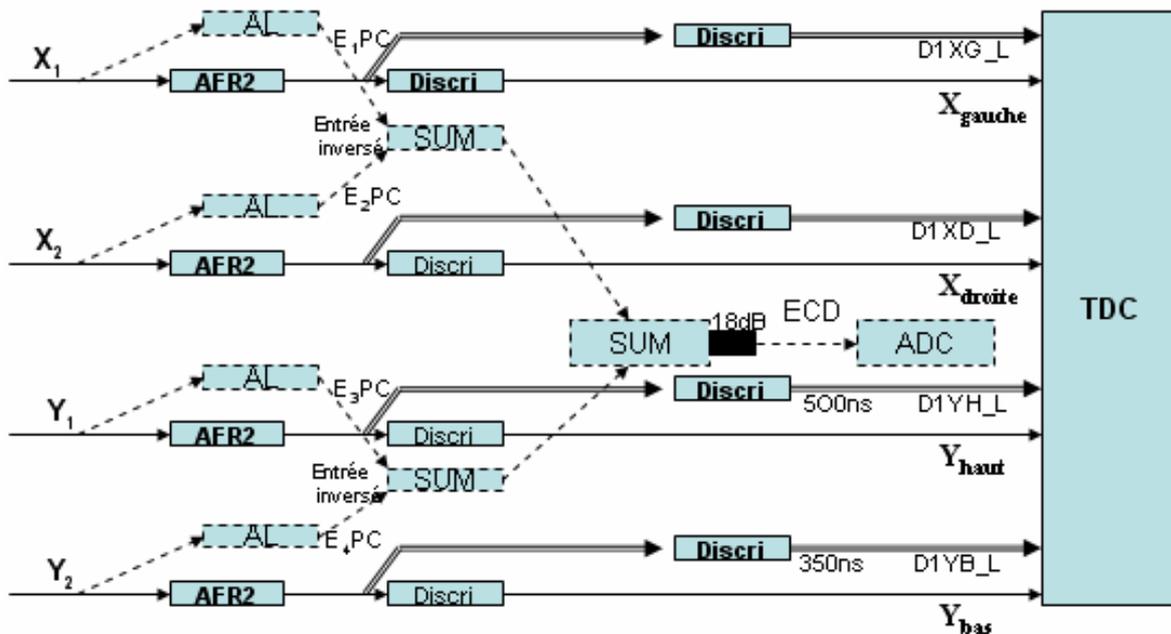


Figure II.9 : Schéma électronique associé à la chambre à dérive. A la sortie de ce détecteur, nous avons quatre signaux de positions (X_1 , X_2 , Y_1 , Y_2). Ces signaux après une amplification par un amplificateur rapide (AFR2) sont envoyés vers un discriminateur à fraction constante et puis vers un codeur de temps (TDC) ; du raison que la mesure de position se fait par le biais du temps de dérive des électrons créés par l'ionisation du gaz. Pour compter les noyaux lourds ainsi que les noyaux légers, on a dupliqué l'électronique en prenant un seuil bas du discriminateur pour les noyaux légers ($D1XG_L$, $D1XD_L$, $D1YH_L$, $D1YB_L$) et un seuil plus élevé pour les noyaux lourds (X_{gauche} , X_{droite} , Y_{haut} , Y_{bas}). Aussi, de chaque sortie, un signal énergie est pris et amplifié par un amplificateur lent (AL). A l'aide d'un sommateur (SUM), qui permet de sommer deux signaux, la perte d'énergie est codée par un ADC.

3.2 Galotte :

Muni d'un système de localisation, la Galotte [Odl96] est un détecteur à galettes micro-canaux (figure II.10) qui permet des mesures de temps de vol et de positions (X , Y) pour la reconstruction des trajectoires, événement par événement, avec une bonne résolution spatiale.

Le passage d'une particule chargée à travers une feuille émissive de Mylar d'épaisseur $0.5\mu\text{m}$ aluminisée sur une face ($20\mu\text{g}/\text{cm}^2$) arrache des électrons qui seront accélérés vers les galettes micro canaux sous l'effet d'une différence de tension entre la cible (-2.5kV) et les galettes (-2.3 kV). Ces électrons, amplifiés autour des galettes d'un facteur 10^6 , sont transférés vers des lignes à retard (système de localisation) où ils sont collectés pour donner les mesures de positions des quatre paramètres (Y_{gauche} , Y_{droite} , Y_{haut} , Y_{bas}) selon la disposition des lignes à retard. Une prise du temps à partir de la deuxième galette sert comme référence pour les mesures de positions et aussi pour l'identification des noyaux (T_{vol}). Des résolutions en temps de $\sim 200\text{-}300\text{ps}$ et spatiale de $\sim 0.2\text{mm}$ ont été obtenues.

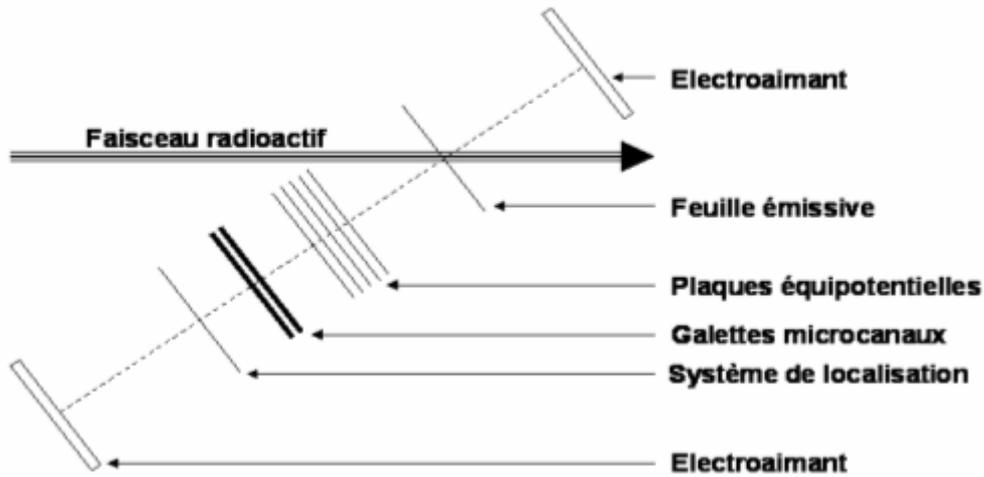


Figure II.10 : Schéma des éléments de base de Galotte

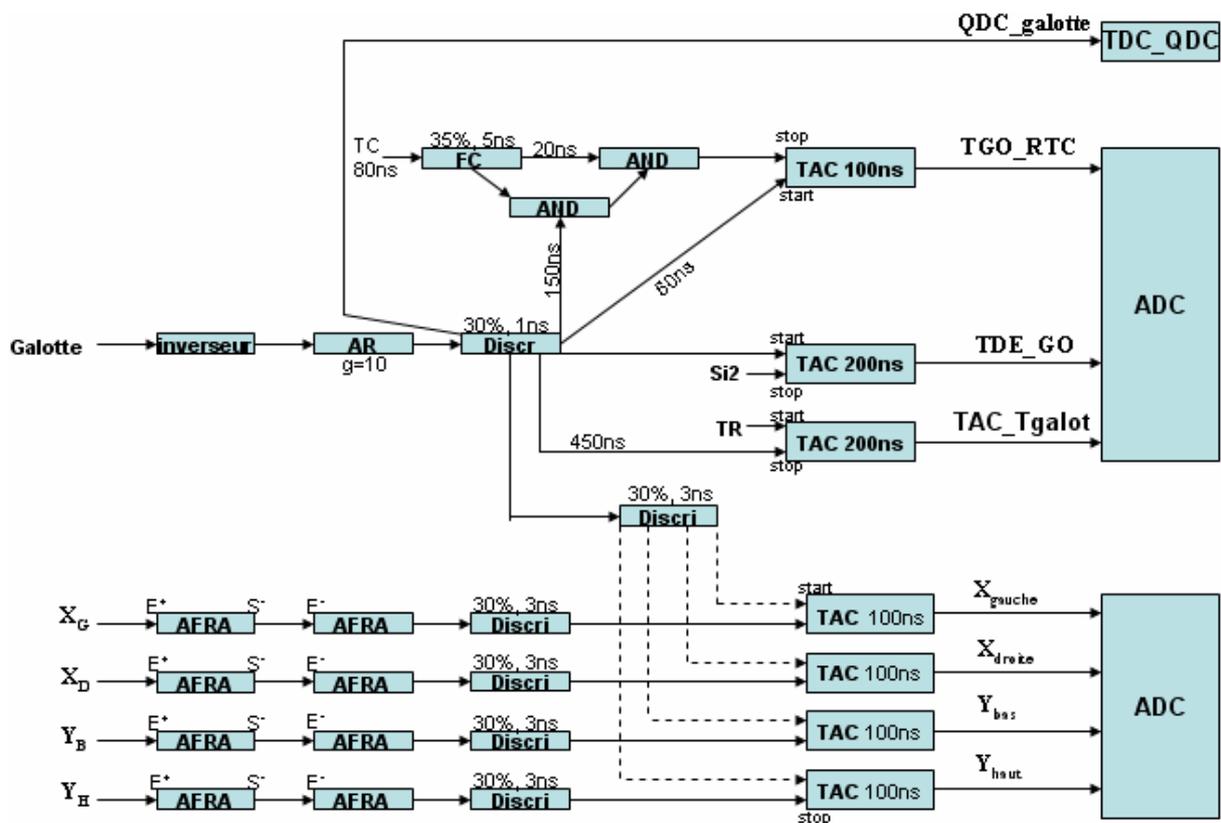


Figure II.11 : Schéma électronique associé à la Galotte. Ce détecteur de gallettes micro-canaux permet à des mesures de temps et de positions (en quatre directions). Comme dans le cas du détecteur GASTRO, le même principe de codage du temps est utilisé pour le temps 'galotte'. Pour les positions (X_{gauche} , X_{droite} , Y_{bas} , Y_{haut}), chaque signal, après amplification par un amplificateur rapide (AFRA), est envoyé à un discriminateur à fraction constante, puis vers le Stop d'un convertisseur temps-amplitude (TAC) suivi d'un codeur amplitude (ADC). Le signal Stop du TAC est effectué par le signal temps 'galotte'.

4. Télescope de Silicium

Apparus au début des années 60, les détecteurs à semi-conducteurs [Kno79] constituent l'un des meilleurs outils pour la spectroscopie et la détection des particules chargées. La popularité de ces détecteurs est attribuée à une excellente propriété de transport de charge sans perte excessive due au piégeage ou à la recombinaison. Le faible encombrement, la quasi-absence de zone morte et le bon pouvoir de résolution en énergie et en temps, ont fait de ce type de détecteur un élément de choix dans les diverses chaînes de mesures.

Pour SPEG et au niveau du plan focal, la disposition d'un télescope de Silicium de surface 600mm^2 , constitué de deux détecteurs de Si (dE_1 , dE_2) et de deux détecteurs de Si(Li) (E et Ebar), permet l'identification et le ralentissement des particules chargées incidentes en fin de parcours. Le choix des épaisseurs et le type de la jonction à utiliser ainsi que son emplacement dans le télescope s'avère un choix crucial dans la technique de mesures de sections efficaces de réaction : un détecteur de transmission ($50\mu\text{m}$) très mince afin de permettre une faible portion de perte d'énergie et une identification de la particule chargée avant la cible de réaction, un détecteur ($300\mu\text{m}$) rapide de faible zone morte capable de permettre à la fois à des mesures de temps de vol et de la cible de réaction, un détecteur d'épaisseur suffisante ($6700\mu\text{m}$) permettant d'arrêter et détecter toutes les particules chargées en fin de parcours. Un détecteur veto de $6700\mu\text{m}$ est suffisant pour arrêter toutes les particules légères de haute énergie.

Le bon fonctionnement du télescope de Silicium est, comme nous l'avons vu, fondamental dans cette expérience, dans le paragraphe suivant nous décrirons le principe de fonctionnement de ce type de détecteur ainsi que ses limites.

4.1 Semi-conducteurs :

Le passage d'une particule chargée à travers la matière se traduit par sa perte d'énergie et par la déflexion de sa trajectoire. En effet, le processus principal de la perte d'énergie d'une particule chargée lourde est dû aux collisions inélastiques avec les électrons atomiques de la matière. Dans ce type de collisions, l'énergie est transférée de la particule à l'atome en créant une ionisation et une excitation de la matière. Dans un milieu gazeux à priori non dense, la particule chargée ne perd qu'une très faible portion de son énergie cinétique par collision et on assiste à des parcours de quelques cm, à quelques m, pour des particules très énergétiques, ce qui nécessitera l'utilisation d'un détecteur de grande épaisseur. Alors qu'un détecteur constitué d'un matériau dense et de pouvoir d'arrêt élevé (détecteur de radiation à état solide) nécessite une épaisseur réduite.

Tableau II.1: Quelques valeurs de l'énergie interdite « gap » que l'on peut trouver dans différents types de réseaux cristallins.

Isolant	Semi-conducteur		Conducteur
C (diamant)	Si	Ge	Sn
5.5 eV	1.1 eV	0.7 eV	0

Le tableau II.1 montre que ce type de détecteur ne peut être ni un isolant à cause de son gap élevé (~ 5.5 eV), ni un conducteur car le bruit du courant produit par les charges libres sera supérieur au signal d'origine. La solution est donc d'utiliser un semi-conducteur. Généralement on utilise deux type de cristal semi-conducteur: Si et Ge.

D'une manière générale, dans un réseau cristallin les états quantiques des électrons sont caractérisés par des bandes de valence et de conduction séparées par une bande d'énergie dite interdite « gap » (tableau II.1). Le passage d'une particule chargée dans un semi-conducteur excite les électrons vers la bande de conduction. Lorsqu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction, il laisse derrière lui, en un site particulier du réseau, une charge positive que l'on désigne sous le nom de trou. Sous l'influence d'un champ électrique, ces porteurs de charges libres créent un courant de charges. D'où, l'avantage d'utiliser un semi-conducteur car l'énergie moyenne requise pour créer un pair électron-trou est beaucoup plus petite que celle dans l'ionisation d'un gaz. Cette caractéristique fait du semi-conducteur le détecteur le moins encombrant et le plus adapté pour la détection des particules chargées avec une excellente résolution en énergie.

Dans un cristal semi-conducteur pur, dit intrinsèque, et sous l'influence d'une excitation thermique, un équilibre peut être établi entre les porteurs de charges libres. Si on désigne par n_i le nombre des électrons dans la bande de conduction et par p_i le nombre des trous dans la bande de valence, l'équilibre thermique peut se traduire par l'équation suivante [Kno9] :

$$n_i = p_i \quad \text{II. 8}$$

A température ambiante la densité des porteurs libres (n_i, p_i) est de $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ dans le Silicium et de $2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ dans le Germanium.

Cet équilibre peut être changé si on introduit des impuretés sous forme d'atomes qui ont un électron de plus ou de moins dans leurs couches électroniques externes, on parle d'atomes pentavalents qui ont un électron de plus ou d'atomes trivalent qui ont un électron de moins. Ces impuretés peuvent interagir avec les atomes du matériau et les propriétés intrinsèques peuvent être fortement modifiées en créant par suite un semi-conducteur dopé.

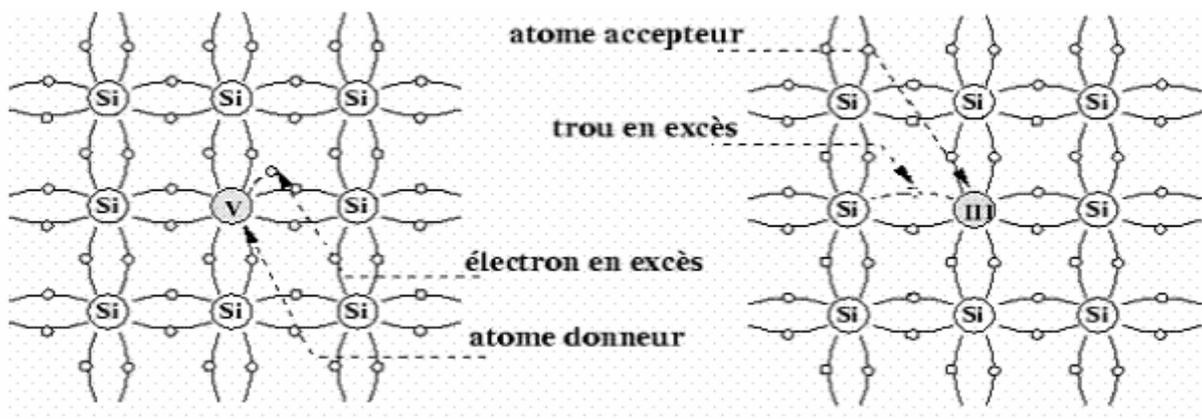


Figure II.12: Intégration des impuretés dans un réseau cristallin de Si, à gauche dopage par des atomes donneurs (éléments de V^{ème} colonne) conduisant à un Silicium type n, à droite dopage par des atomes accepteurs (III^{ème} colonne) conduisant à un Silicium type p [Kno79].

L'atome de Si ou de Ge est tétravalent (figure II.12) et l'ajout d'une impureté pentavalente (dite donneuse) ou trivalente (dite accepteuse) dans un tel réseau cristallin semi-conducteur rend ce dernier soit de type n ou p. La conduction est due soit au nombre n d'électrons de l'impureté donneuse ($n \cong N_D$) soit au nombre p de trous de l'impureté accepteuse ($p \cong N_A$) et l'équilibre entre les concentrations des porteurs doit être égale à celui d'un matériau intrinsèque :

$$np = n_i p_i \quad \text{II. 9}$$

Dans un Silicium de type n, l'ajout d'une concentration de donneurs qui est généralement de 10^{17} atomes/cm³ (soit 2ppm), à comparer aux 10^{10} atomes/cm³ porteurs intrinsèques, peut changer la concentration des trous à 10^{-3} cm⁻³ et par suite, rendre les électrons des porteurs majoritaires et les trous des porteurs minoritaires.

Par conséquent, la conductivité du semi-conducteur dopé est très supérieure à celle du semi-conducteur intrinsèque et l'utilisation de ce type de détecteurs comme détecteur de particules chargées ne peut être réalisée qu'à partir d'une jonction pn.

4.1. a Détecteur à jonction pn :

Le détecteur à jonction pn (figure II.13) peut être obtenu par la diffusion d'une concentration de N_A atomes accepteurs, sur une face d'un cristal de type n, ayant une concentration N_D d'atomes donneurs. Dans la face de diffusion où $N_A \gg N_D$, la conduction est assurée par les trous largement excédentaires qui vont diffuser dans la région n. De la même façon les électrons excédentaires dans la région n vont diffuser vers la région p. La recombinaison des porteurs de charges dans la zone de contact rend cette région neutre désertée de charge, appelée zone de déplétion, et l'accumulation de charges de part et de l'autre de cette région fait apparaître des charges d'espaces, d'où l'apparition d'un champ électrique qui va créer une différence de potentiel connue sous le nom du potentiel de contact (qui s'opposera à une diffusion ultérieure des porteurs de charges). Selon l'équation de Poisson, le potentiel peut être exprimé en fonction de la charge d'espace par l'équation suivante :

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad \text{II. 10}$$

Suivant une direction x, l'équation II.10 peut s'écrire :

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad \text{II. 11}$$

La distribution des charges d'espaces de part et de l'autre de la jonction est donnée par la concentration des porteurs :

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & -a < x \leq 0 \\ -eN_A & 0 < x \leq b \end{cases} \quad \text{II. 12}$$

et l'équation II.12 devient :

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon} & -a < x \leq 0 \\ \frac{eN_A}{\varepsilon} & 0 < x \leq b \end{cases} \quad \text{II. 13}$$

où a et b sont les épaisseurs des deux zones dopées par N_D et N_A respectivement. Avec les conditions de bord où le champ électrique est nul :

$$\frac{d\varphi}{dx}(-a) = 0 \text{ et } \frac{d\varphi}{dx}(b) = 0 \quad \text{II. 14}$$

La résolution, donc, de l'équation II.13 est :

$$\frac{d\varphi}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\varepsilon}(x+a) & -a < x \leq 0 \\ \frac{eN_A}{\varepsilon}(x-b) & 0 < x \leq b \end{cases} \quad \text{II. 15}$$

Le champ électrique est :
$$F(x) = -\frac{d\varphi}{dx} \quad \text{II. 16}$$

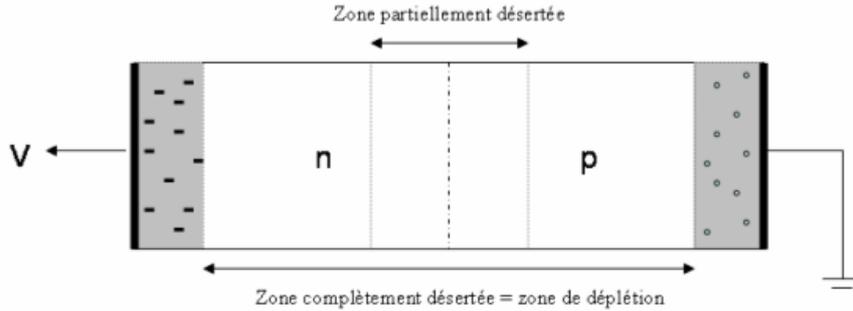


Figure II.13 : La diffusion des porteurs de charges libres peut engendrer une zone de déplétion partiellement désertée. L'application d'une tension inverse ($V = V_{bias}$) permet d'étendre la zone désertée et à une valeur suffisante V_{depl} , la jonction est complètement désertée.

Le principe de fonctionnement de ce type de détecteur est analogue à celui d'une chambre d'ionisation, c'est le passage d'une particule chargée qui crée des paires d'ions qui seront ensuite collectées à l'aide d'un champ électrique. Dans un matériau de Silicium, l'énergie requise pour créer une paire électron-trou est de 3.62 eV à température ambiante. Pourtant, La structure simple qui constitue la jonction pn pourrait collecter les charges produites, mais avec une efficacité médiocre : le champ électrique intrinsèque a une valeur trop faible et les paires d'ions créées pourraient subir des recombinaisons entre elles et avec les impuretés, dans ce cas l'épaisseur de la zone déplétée est faible et seule une petite fraction de l'énergie déposée pourrait être détectée. En effet, la solution, pour rendre ce type de détecteur opérationnelle et que le signal de sortie donne bien une mesure directe de l'énergie déposée, sera obtenue en appliquant une tension $V = V_{bias}$ inverse sur la jonction (figure II.13). Le potentiel de contact est négligeable devant cette tension; au niveau des parois de contact :

$$\varphi(-a) = V \text{ et } \varphi(b) = 0 \quad \text{II. 17}$$

Et, donc l'équation II.15 admet la solution suivante :

$$\varphi(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{2\varepsilon}(x+a)^2 + V & -a < x \leq 0 \\ \frac{eN_A}{2\varepsilon}(x-b)^2 & 0 < x \leq b \end{cases} \quad \text{II.18}$$

Au niveau du contact ($x = 0$) :

$$N_A b^2 + N_D a^2 = \frac{2\varepsilon V}{e} \quad \text{II.19}$$

La charge nette doit être égale à zéro et l'équilibre des porteurs de charge répond à l'équation suivante :

$$a N_D = b N_A \quad \text{II. 20}$$

A partir de l'équation II.19 et II.20 on obtient :

$$(a + b)a = \frac{2\varepsilon V}{eN_D} \quad \text{II. 21}$$

Avec cette polarisation inverse les électrons seront attirés vers l'extérieur du cristal polarisé positivement et les trous vers le cristal polarisé négativement et l'effet sera d'élargir la zone de déplétion, donc le volume actif de détection (figure II.13). L'épaisseur d'une jonction complètement désertée est :

$$d = a + b \quad \text{II. 22}$$

Prenant le cas où $N_A \gg N_D$, à partir de l'équation II.21 et II.22 on a $a \gg b$ et $d \cong a$, et donc la charge d'espace s'étend beaucoup plus dans la région n que p et l'épaisseur de déplétion est :

$$d \cong \left[\frac{2\varepsilon V}{eN_D} \right]^{1/2} \quad \text{II. 23}$$

Par conséquent, à l'aide d'une tension suffisante V_{depl} , on arrive à dépeupler toutes charges libres et la tension maximale sera limitée par la résistance du semi conducteur (break-down).

L'utilisation de ce type de détecteur dans la détection des particules chargées peut apporter des mesures meilleures que celles à l'aide d'une chambre d'ionisation, mais le principal inconvénient de ce détecteur est la présence des zones mortes ($\sim 100\text{nm}$) dues à une déplétion incomplète qui ne permet pas d'avoir une information complète sur la perte d'énergie des particules qui le traversent, ce qui l'empêche d'être utilisé comme détecteur de transmission où l'énergie mesurée doit représenter parfaitement l'énergie déposée.

4.1.a.1 Détecteur à barrière de surface totalement déplétée (50 μm) :

C'est un détecteur à jonction pn totalement déplétée. Il est fabriqué par vaporisation d'une couche mince de l'or sur un cristal de Silicium type n [Kno79, Ort97]. La couche d'oxyde de silicium formée entre l'or et le Silicium constitue avec la couche de l'or une zone p. Il en résulte une région de déplétion par aluminisation de l'autre face du Silicium.

D'après l'équation II.23, l'épaisseur de la zone de déplétion augmente en fonction de la tension appliquée V_{bias} jusqu'à une valeur appelée la tension de « break-down » où elle devient complètement déplétée (figure II.14). Cependant, en dehors de cette limite, le champ électrique continue à augmenter d'une façon uniforme en fonction de la tension. C'est sous ces conditions que le détecteur, appelé « over-depleted », fonctionne normalement.

L'avantage de ce type de détecteur c'est qu'on peut arriver à fabriquer un détecteur de faible épaisseur de l'ordre de 50 μm et de faible zone morte (inférieure à 100nm), utile pour être utilisé comme détecteur de transmission où l'amplitude de l'impulsion de sortie doit donner une information exacte sur la perte d'énergie (dE/dx) de la particule chargée qui le traverse, donc une identification avant la cible de réaction. Ce détecteur a une excellente résolution d'énergie (tableau II.2) et l'uniformité de son épaisseur est très importante pour éviter les variations de perte d'énergie à travers les surfaces.

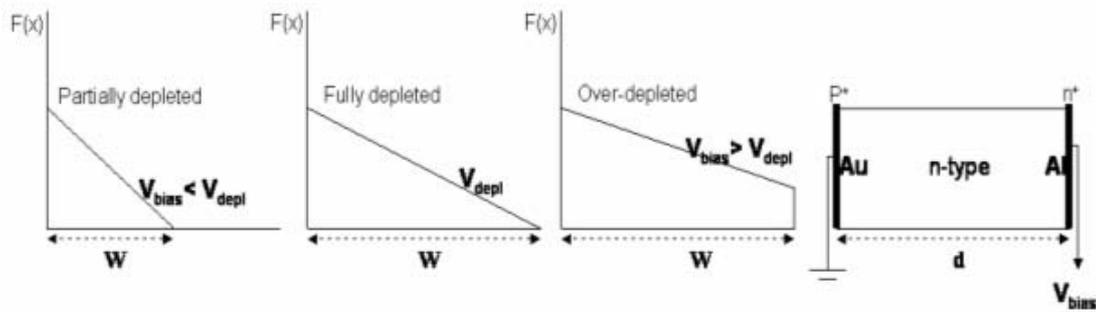


Figure II.14 : Mode de fonctionnement d'un détecteur de transmission [Ort97].

Pourtant, si l'avantage de ce type de détecteur est d'être un détecteur de transmission dans lequel l'épaisseur est suffisamment faible pour que le champ électrique puisse être monté à une valeur telle que toute la zone soit totalement déplétée, il devient difficile de contrôler l'uniformité du champ électrique dans des détecteurs de grandes épaisseurs où les défauts de collection peuvent détruire la résolution et l'efficacité de ces derniers. D'où l'avantage d'utiliser le détecteur à ions implantés comme cible de réaction et détecteur Stop pour des prises de temps rapides.

4.1a.2 Détecteur à jonction implantée et passivée (300 μm):

Les détecteurs de Silicium à jonction implantée et passivée sont des détecteurs à jonction pn [Kno79]. Une des méthodes courantes de fabrication de ce type de détecteurs est d'exposer la surface d'un cristal dopé à un faisceau d'ions pour apporter les impuretés soit donneuses ou accepteuses (figure II.15). Cette méthode est connue sous le nom d'implantation d'ions pour former soit la couche n^+ ou p^+ par accélération des ions, d'énergie typiquement autour de 10 KeV, soit de phosphore (P) ou de bore (B). La notation n^+ et p^+ désigne la formation des couches minces de type n et p lourdement dopées. Ces couches servent à être utilisées comme contact électrique avec le semi-conducteur (figure II.15).

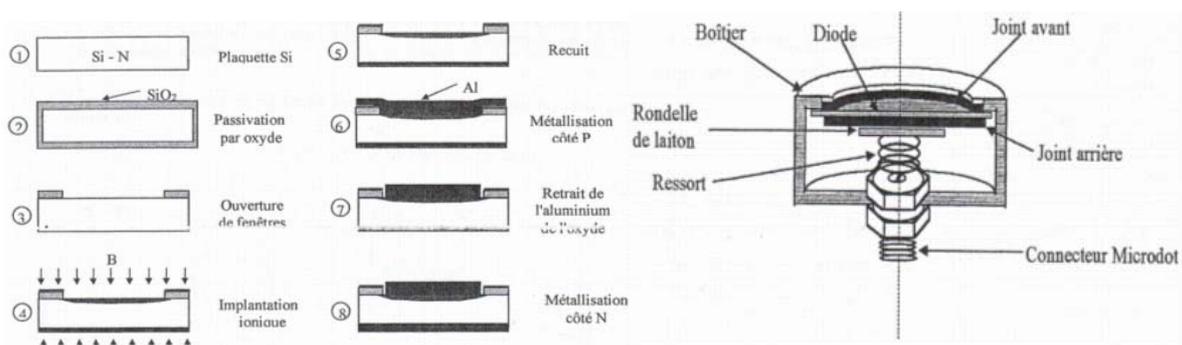


Figure II.15 : A gauche, le mode de fabrication d'un détecteur à jonction implantée ; à droite, un boîtier d'un détecteur en coupe : la face avant (côté jonction implantée Bore) est mise en contact avec la masse du boîtier, et la face arrière (contact ohmique) est reliée à l'électrode centrale du connecteur [Eur].

L'avantage de ce type de détecteurs est que la concentration des impuretés peut être contrôlée et la zone morte peut être faible ($\sim 34\text{nm}$). Sa résolution est meilleure (tableau II.2)

et le courant de fuite est faible d'ordre : $\left(\frac{d}{100}\right) * (1 - 10 \text{ nA} / \text{cm}^2)$ à comparer avec $\left(\frac{d}{100}\right) * (20 - 100 \text{ nA} / \text{cm}^2)$ dans un détecteur à barrière de surface [Ort97]. En effet, l'amplitude de l'impulsion indique donc la perte d'énergie de la radiation incidente durant sa transition de ce détecteur. De plus, sous l'effet d'un champ électrique suffisant, le temps de collection des électrons est de moins 10 ns et de moins 20ns pour les trous, ce qui rend ce détecteur plus performant à des mesures de temps rapide et d'ou son utilisation comme détecteur Stop pour des mesures de T_{vol} .

Tableau II.2 : Tests de résolutions des détecteurs de Silicium de surface 600mm² avec une source α de ²⁴¹Am d'énergie : 5.486 MeV.

	50μm	300μm	6.7mm	6.7mm (veto)
Tension (V)	30	40	700	750
Résolution (keV)	15	23	66	78
Epaisseur (mg/cm ²)	11.65	69.9	1561.1	1561.1

4.1. b Détecteurs de Si(Li) :

Les détecteurs Si(Li) sont des détecteurs à jonction p-i-n. Ils sont obtenus par la diffusion des ions de Li, pour former des impuretés donneurs donc fabrication de n-type, sur une surface de Si (p-type) de grande pureté. A haute température et sous l'effet d'un champ électrique, les ions donneurs dérivent dans la région p-type de telle manière à ce que les donateurs compensent exactement les centres accepteurs initiaux : on parle donc de la formation d'une région de compensation complètement désertée, dite intrinsèque « i ». Avec une compensation complète la charge d'espace, dans la région « i » de grande résistance, est nulle, ce qui rend par suite l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \quad \text{II. 24}$$

Donc un champ électrique interne $F(x) = \frac{V_{\text{bias}}}{d}$ uniforme le long de la région intrinsèque.

Ce processus montre que le détecteur semi-conducteur peut avoir un volume actif énorme d'épaisseur (5-10 mm) indépendante de la tension appliquée, ce qui permet d'avoir de faible capacité de détecteur et donc la faible contribution du bruit du préamplificateur.

Dans notre expérience, vue la valeur d'énergie de la particule incidente, autour de 60A MeV au maximum, l'utilisation d'un détecteur de Si(Li) d'épaisseur 6700μm permet d'arrêter les particules en fin de parcours et puis jouer le rôle d'une cible de réaction dans les mesures de sections efficaces de réaction. Il peut arriver que quelques noyaux légers, de grands parcours, produits suite à des réactions avec les atomes des détecteurs ou provenus d'une sélection incomplète du faisceau secondaire par le dégradeur, puissent traverser ce dernier. Donc, on place un détecteur veto de Si(Li) d'épaisseur suffisante 6700μm afin d'arrêter ces derniers.

D'une manière générale, un des problèmes des détecteurs de Silicium c'est qu'à température ambiante, un petit courant de fuite pourra être vu et que le passage d'une particule chargée de basse énergie ne pourra pas être identifié. Le refroidissement de ce type de détecteur à la température de l'azote liquide (77 K) le rend plus performant et adaptable à la détection des particules chargées énergétiques. Du fait que la face d'entrée du détecteur est très sensible à toutes pollutions ou contamination chimiques, il est conseillé de travailler sous un bon vide moins de 10^{-2} torr afin d'éviter une dégradation de la résolution en énergie ou du temps.

4.2 Identification des particules chargées par l'Amplitude du signal :

Selon le mode de fonctionnement, l'identification des particules chargées lourdes peut se faire de plusieurs manières : soit en amplitude ou en temps de montée du signal de sortie. Dans notre étude, une identification en fonction de l'amplitude qui représente l'énergie déposée dans un volume de détection complètement déplété est utilisée.

Modèle de G.Pausch :

Le passage d'une particule chargée de charge Z , de masse A et d'énergie incidente E dans un détecteur complètement déplété peut générer une trace d'ionisation (plasma) de paires d'électrons-trous (figure II.16). Sous l'effet d'un champ électrique interne, ces charges libres se déplacent vers les électrodes collectrices avec une vitesse [Kno79] :

$$v_{\pm} = \mu_{\pm} F(x) \quad \text{II. 25}$$

où $\mu_{-} = (128 \pm 4) \mu\text{m}^2/\text{V ns}$ et $\mu_{+} = (52.2 \pm 3.5) \mu\text{m}^2/\text{V ns}$, sont les mobilités des électrons et des trous respectivement, et x est la position de création des traces à partir de la face d'entrée. Dans notre cas, où le détecteur de Silicium ($50\mu\text{m}$, $300\mu\text{m}$) d'épaisseur d est complètement déplété et sous la tension $V_{bias} \geq V_{depl}$, le champ électrique interne est [Pau94] :

$$F(x) = \frac{1}{d} \left[V_{bias} + \left(1 - \frac{2x}{d} \right) V_{depl} \right] \quad \text{II. 26}$$

Cependant, la création d'un plasma peut générer une charge d'espace et donc la collection de charges ne peut être produite qu'à partir des charges évadées de la surface du plasma ; à l'intérieur de la trace les charges vont avoir tendance à se recombiner en entraînant par suite un déficit de charges que l'on appelle PHD (Pulse Height Defect) ou défaut d'ionisation. Le temps nécessaire d'enlever toutes les charges d'une trace d'ionisation s'appelle le temps d'érosion du plasma τ_{pl} [Eng89] :

$$\tau_{pl} = \frac{c}{F} \sqrt{\left| \frac{dE}{dx} \right|} \quad \text{II. 27}$$

où c est un facteur de normalisation exprimé en $\text{Vns}/(\text{MeV } \mu\text{m})^{1/2}$, $|dE/dx|$ est le pouvoir d'arrêt électronique [Zie80]. Il est de l'ordre de quelques ns.

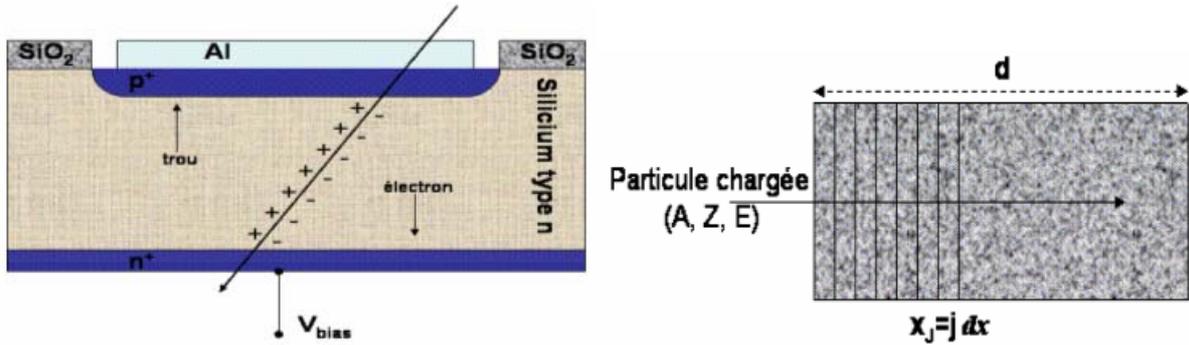


Figure II.16 : A gauche, création d'un plasma de charges libres sous l'effet d'un passage d'une particule chargée à travers d'un semi-conducteur à ions implantés. Sous l'influence d'une tension V_{bias} , les porteurs de charges libres commencent à se déplacer vers les électrodes collectrices. A droite, le parcours d'une particule chargée divisé en plusieurs tranches $dx=1\mu m$.

En fait, dans le modèle de G.Pausch [Pau94], pour avoir la forme d'impulsion du courant de charges, on divise le détecteur en plusieurs tranches d'épaisseurs $dx = 1\mu m$, et on considère que chaque section dx de la colonne du plasma est érodée indépendamment de la section voisine et que le temps d'érosion $\tau_{pl}(x)$ dépend seulement de la densité locale des charges créées $n_0(x)$ et du champ électrique locale $F(x)$. Pour une position donnée $x_j = j dx$ de la face d'entrée, le nombre de paires de charges initiales créées dans une tranche dx est :

$$N_0(x_j) = n_0(x_j) dx = \frac{1}{3.6} \left| \frac{dE(x_j)}{dx} \right| dx \quad \text{II. 28}$$

La collection d'une portion de charges $dN(x_j)$ de ce plasma durant $[t', t'+dt]$ peut donner un signal de courant :

$$\begin{aligned} di_j(t, t') &= dN(x_j, t') [i_{j+}(t-t') + i_{j-}(t-t')] & t \geq t' \\ di_j(t, t') &= 0 & t < t' \end{aligned} \quad \text{II. 29}$$

$i_{j-}(t)$ et $i_{j+}(t)$ désignent les courants élémentaires dus aux dérives des électrons et des trous produits à $t = 0$:

$$i_{j\pm}(t) = \frac{e}{d} v_{\pm}(x_{\pm}) = \frac{e}{d} \mu_{\pm} E(x_{\pm}(t)) \quad \text{II. 30}$$

où $x_{\pm}(0) = x_j$ et $x_{\pm}(t+dt) = x_{\pm}(t) \mp \mu_{\pm} E(x_{\pm}(t)) dt$ sont les positions des charges dans un intervalle de temps t et $t+dt$.

Le signal du courant de toutes les charges créées à une position x_j de la trace d'ionisation initiale durant le temps $t = 0$ et $t = \tau_{pl}$ est :

$$i_j(t) = \int_{t'=0}^{\tau_{pl}(x_j)} di_j(t, t') = N_0(x_j) \int_{t'=0}^{\tau_{pl}(x_j)} r_c(x_j, t') [i_{j+}(t-t') + i_{j-}(t-t')] dt' \quad \text{II. 31}$$

où r_c est le taux de charges collectées du plasma :

$$r_c(x_j, t) = \frac{1}{N_0(x_j)} \frac{dN(x_j, t)}{dt} \quad \text{II. 32}$$

Donc la forme du courant de la contribution de toutes les tranches du détecteur est :

$$i(t) = \sum_j i_j(t)$$

Le tableau II.3 illustre les différents noyaux qu'on a utilisés pour simuler la forme des courants de charges en fonction des parcours des traces dans chaque détecteur du télescope de Silicium (figure II.17).

Tableau II.3 : Parcours des noyaux en fonction de l'énergie incidente dans les détecteurs de Silicium.

Noyaux	Energies (A .MaV)	Parcours (μm)
¹² B	61	8313
¹⁹ O	62	5267
²⁹ Mg	60	3367
³⁸ Al	41	1940
⁴⁰ Si	43	1912

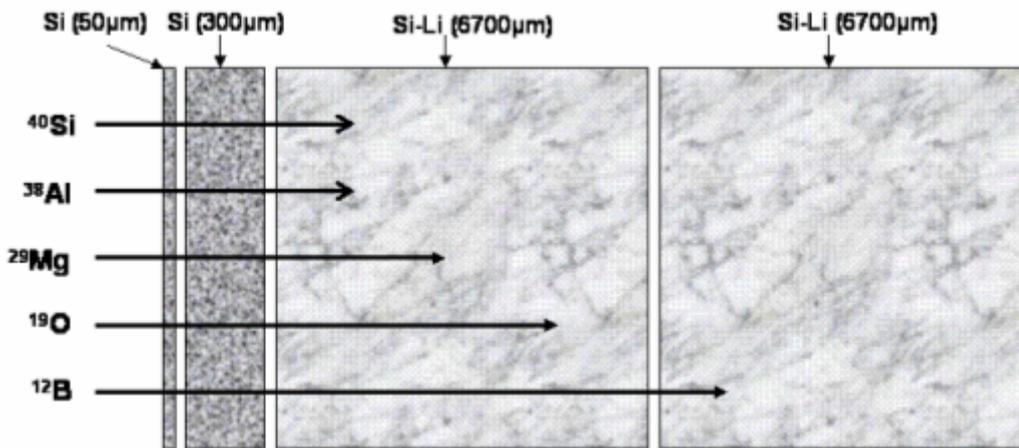


Figure II.17 : Le parcours des différentes particules incidentes dans les détecteurs de Silicium irradiés de la face avant.

Dans le télescope de Silicium, le détecteur de transmission utilisé pour l'identification avant la cible de réaction doit être le plus mince (50μm) possible, de telle manière que la forme de l'impulsion soit la même des deux côtés du détecteur, c'est-à-dire que le faisceau rentre par la face avant ou par la face arrière du détecteur. La figure II.18 montre la simulation de la forme d'impulsion que l'on peut obtenir pour l'identification des noyaux en fonction de l'amplitude. Pour un noyau de ¹⁹O, la forme d'impulsion est symétrique et les signaux créés par les porteurs de charges (électron, trou) sont similaires à chaque face de ce détecteur. Les différentes particules peuvent être, donc, identifiées en fonction de leurs pertes d'énergies (amplitude du signal de courant). Bien que ce détecteur prouve une meilleure résolution pour l'identification des particules chargées, son utilisation avec une grande épaisseur reste limitée. La figure II.19 montre la forme d'impulsion que l'on peut avoir avec un détecteur à jonction implantée d'épaisseur 300μm. Ce dernier, en outre de sa fonction comme cible de réaction, est utilisé comme détecteur Stop pour des prises de temps de vol. Le temps de montée de l'impulsion doit être court (1-10ns) et la distance de transit de charge doit être petite. Le temps de montée dans un détecteur de Silicium est influencé par le temps de collection de

charge (temps de transit) T_c , le temps du plasma et le temps du circuit préamplificateur. Dans la plupart des cas T_c est le facteur dominant. Il peut être déterminé par [Ort97]:

$$T_c = d * 10^{-7} s \quad \text{II. 34}$$

où d est l'épaisseur de déplétion en mm.

Dans ce détecteur où les particules chargées incidentes possèdent des énergies suffisantes pour le traverser, on trouve que la forme d'impulsion est contrôlée par le temps de dérive des porteurs de charges et la sensibilité en Z et A augmente rapidement. La longueur totale de l'impulsion est déterminée par le temps de dérive des trous.

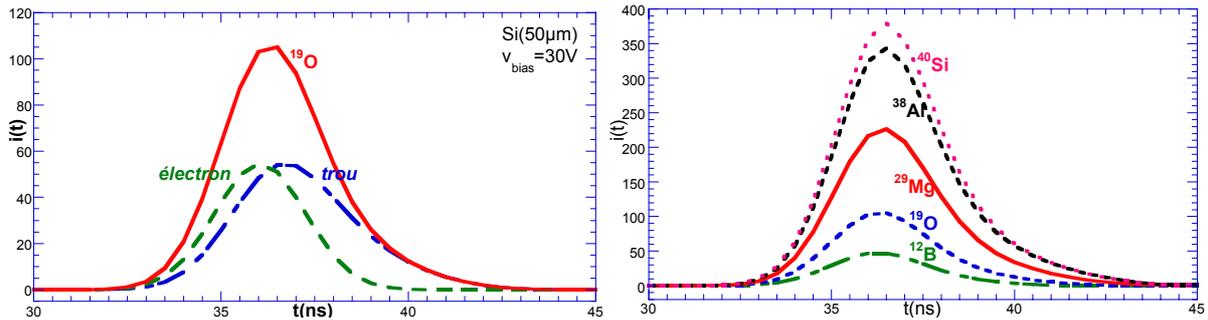


Figure II.18 : A gauche, la forme d'impulsion obtenu pour un noyau ^{19}O dans un détecteur de transmission d'épaisseur $50\mu\text{m}$ sous une tension $30\text{V} > V_{\text{depl}}$. A droite, avec le même détecteur on trouve l'identification des différents noyaux en fonction de l'amplitude de l'impulsion.

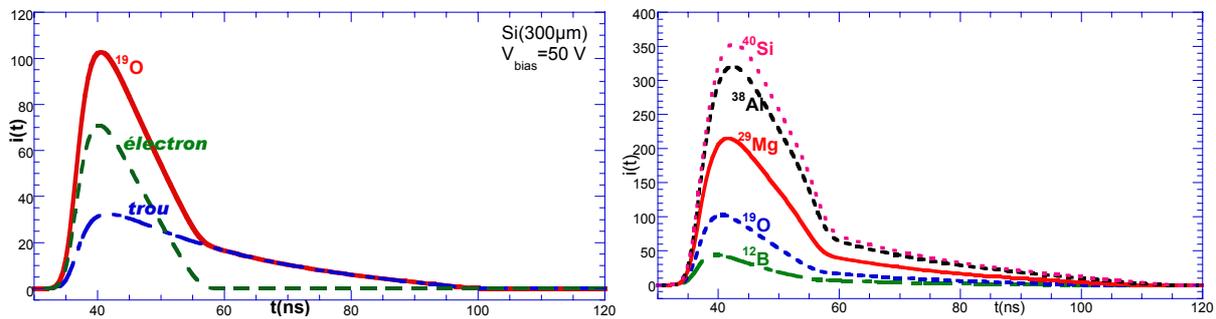


Figure II.19 : A gauche, la forme d'impulsion d'un noyau d' ^{19}O déterminé par le temps de transit des trous dans un détecteur de Silicium d'épaisseur $300\mu\text{m}$ sous une tension $50\text{V} > V_{\text{depl}}$. A droite, l'identification des particules en fonction de l'amplitude de l'impulsion dans le même détecteur utilisé comme détecteur Stop.

Cependant, pour la spectroscopie des ions lourds où l'impulsion génère une amplitude proportionnelle à l'énergie de la particule chargée stoppée, l'épaisseur sensible du détecteur doit être suffisante pour absorber complètement toute l'énergie de la particule. En effet, l'utilisation d'un détecteur de Si(Li) d'épaisseur $6700\mu\text{m}$ prouve une meilleure performance en résolution (tableau II.2) due à la faible contribution du bruit. Son grand volume actif permet son utilisation à stopper les particules chargées de grands parcours, et la charge induite $Q(t)$ dépend de la position de formation de trace initiale d'ionisation, ce qui détermine la forme d'impulsion qui dépend des temps de transit des porteurs de charges libres vers les électrodes collectrices [Kno79] :

$$Q(t) = q_0 \left\{ \frac{x}{d} \left[\frac{t - (t - t_e)f(t - t_e)}{t_e} \right] + \frac{d - x}{d} \left[\frac{t - (t - t_h)f(t - t_h)}{t_h} \right] \right\} \quad \text{II. 35}$$

avec : $q_0 = n_0 e$ et $f(y) = \begin{cases} 1 & y > 0 \\ 0 & y \leq 0 \end{cases}$.

$t_e = \frac{d - x}{v_-}$ et $t_h = \frac{x}{v_+}$ sont les temps de dérives des électrons et des trous respectivement.

L'équation II.35 peut être divisée en quatre formes en fonction du temps de collection :

$$Q(t) = q_0 \left[\frac{v_-}{d} t + \frac{v_+}{d} t \right] \quad \text{pour } t < t_h \text{ et } t < t_e \quad \text{II. 36}$$

$$Q(t) = q_0 \left[\frac{x}{d} + \frac{v_+}{d} t \right] \quad \text{pour } t_e < t < t_h \quad \text{II. 37}$$

$$Q(t) = q_0 \left[\frac{v_-}{d} t + \frac{d - x}{d} \right] \quad \text{pour } t_h < t < t_e \quad \text{II. 38}$$

et $Q(t) = q_0$ dans le cas où $t > t_h$ et $t > t_e$ II. 39

La figure II.20 montre la forme de l'impulsion d'un noyau d' ^{38}Al arrêté proche de la face d'entrée et d'un noyau d' ^{19}O arrêté proche de la face de sortie ; on trouve que la forme de l'impulsion soit contrôlée par le temps de dérive des électrons (^{38}Al) ou des trous (^{19}O). Aussi, on trouve les quatre solutions de l'équation II.35 en fonction des parcours des particules incidentes.

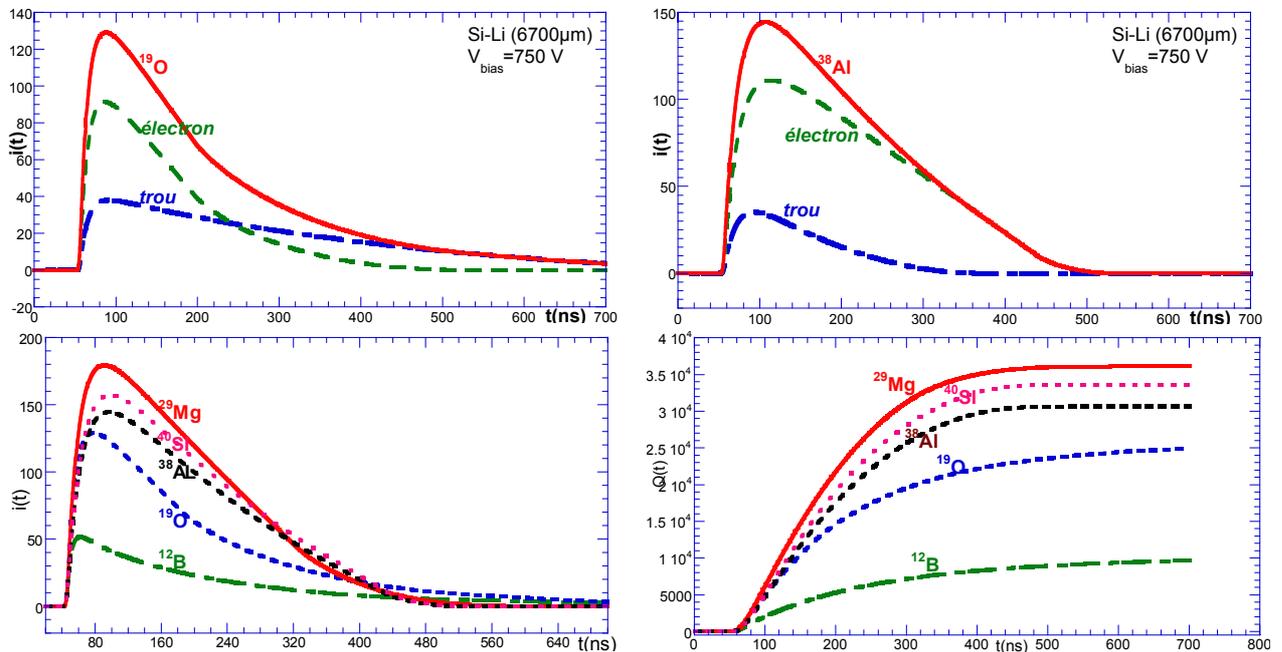


Figure II.20 : La forme d'impulsion et la quantité de charge produite dans un détecteur de Si(Li), d'épaisseur 6700µm et sous la tension 750V, irradié par des particules chargées de différents parcours.

Finalement, à partir des figures II.18, II.19 et II.20, la perte d'énergie de chaque particule incidente peut être calculée à partir de son amplitude de courant et l'ambiguïté sur son identification peut être levée par la mesure de son temps de vol. Une matrice

Chapitre II : Dispositif expérimental

d'identification en temps de vol et en perte d'énergie sera présentée dans le prochain chapitre. L'utilisation, donc, de ce télescope comme cible active permettra d'identifier les différentes réactions en fonction de la perte d'énergie de chaque particule combinée à son temps de vol, et des mesures directes de la section efficace de réaction. Dans le prochain chapitre, nous allons voir la technique de mesure des sections efficaces de réaction à partir des nombres de réactions dans chaque détecteur du télescope de Silicium. Les figures II.21 et II.22 montrent les schémas électroniques associés aux détecteurs de Silicium et de rayonnements $4\pi\gamma$ -NaI qui les entourent.

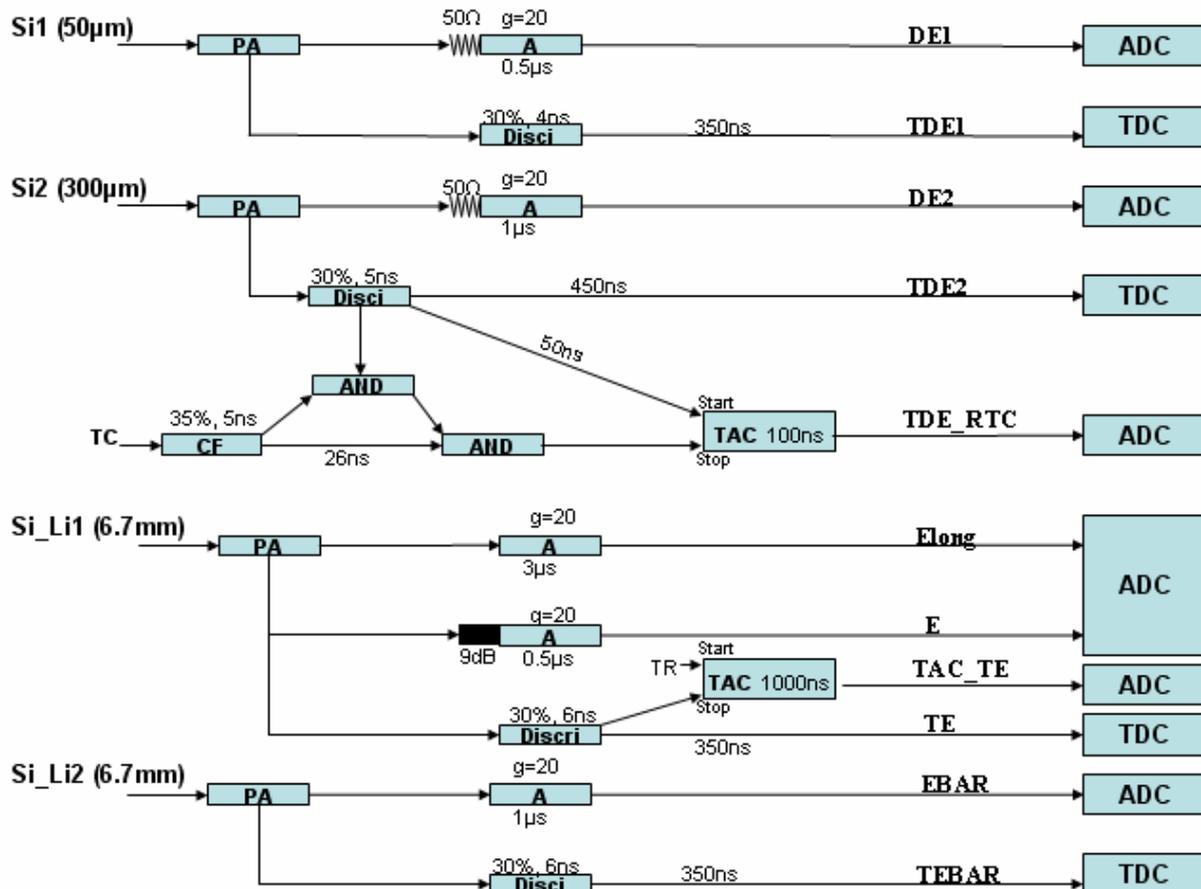


Figure II.21 : Schéma électronique associé aux détecteurs de Silicium. Pour la technique de mesure de section efficace de réaction, des mesures de temps de vol et de pertes d'énergies des particules incidentes étaient indispensables. Ces mesures ont été assurées à l'aide d'un détecteur Start comme le GASTRO et des détecteurs de Silicium dans lesquels le deuxième Silicium (300µm) joue le rôle d'un détecteur Stop. Pendant l'expérience, la logique consiste à ce que ce deuxième détecteur déclenche l'acquisition 'Trigger'. En effet, on trouve sur ce schéma, le nombre de modules associés à chaque détecteur Silicium pour coder soit la perte d'énergie (dE1, dE2, Elong, E, Ebar), soit le temps de vol (TDE1, TDE2, TE, TEBAR...).

Chapitre II : Dispositif expérimental

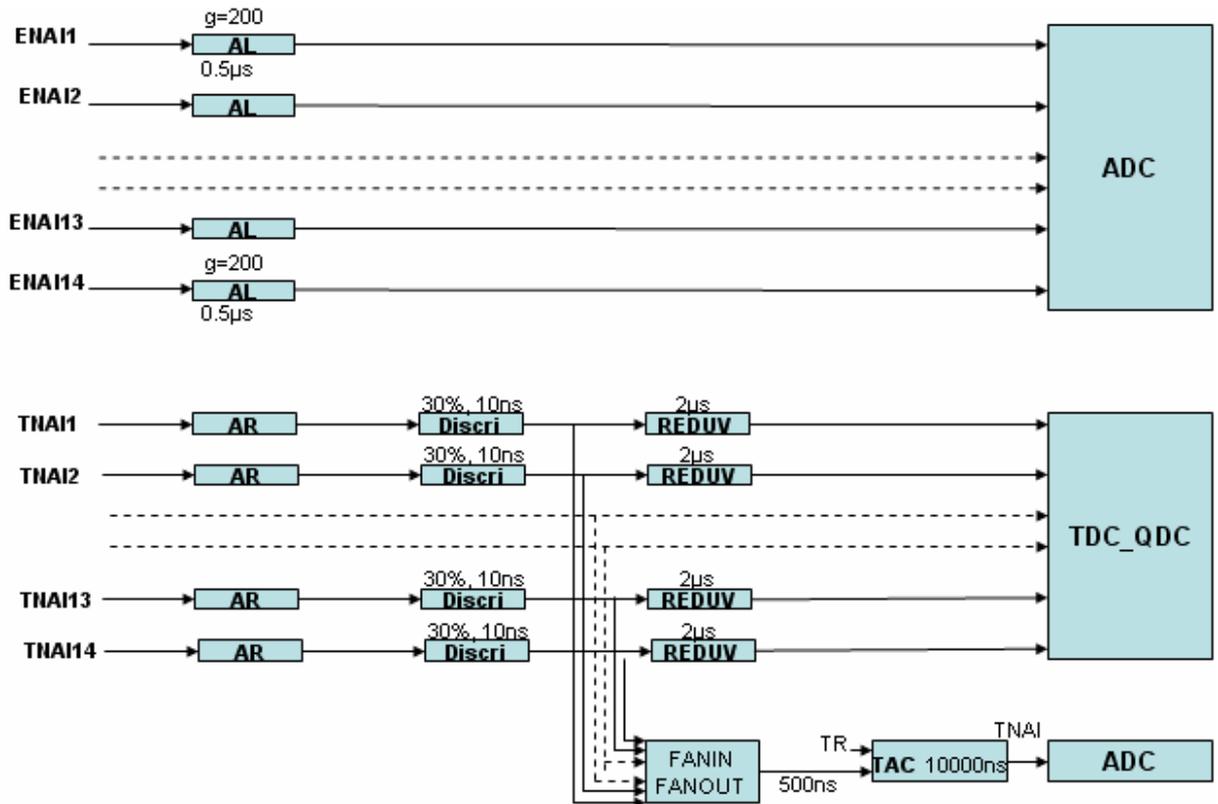


Figure II .22 : Schéma électronique associé aux détecteurs $4\pi\gamma$ -NAI. Pour des mesures fiables de la section efficace de réaction, une correction peut être faite sur le nombre de réactions de la particule incidente à travers la cible de réaction. Cette correction est assurée à l'aide de ces détecteurs $4\pi\gamma$ -NAI avec lesquels des prises de l'énergie et de temps de vol sont établis pour chaque rayonnement- γ émis. En effet, chaque sortie d'énergie de ces détecteurs est amplifiée par un amplificateur lent (AL), puis envoyé vers un codeur d'amplitude (ADC). Quant au signal temps, après amplification par un amplificateur rapide (AR), ce signal est envoyé vers un discriminateur à fraction constante puis, après un éventuel retard par une porte de retard (REDUV), est renvoyé vers le codeur du temps (TDC_QDC). A cause de quelques voies de TDC_QDC qui ne marchaient pas, on a dupliqué les signaux du TDC-QDC vers un ADC

Mesures de sections efficaces de réaction

En tant qu'observable fondamentale des réactions nucléaires, la section efficace de réaction a été largement étudiée tant théoriquement qu'expérimentalement. Sa mesure à différentes énergies permet de déterminer les rayons nucléaires et d'étudier les densités de la matière. Dans le cadre du modèle de la goutte liquide, la section efficace de réaction s'exprime comme :

$$\sigma_R = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2 \quad \text{III. 1}$$

où A_p et A_t sont les nombres de masses du projectile et de la cible, $r_0^2 = 1.21 \text{ fm}^2$.

L'équation III.1 s'adapte mieux pour des réactions induites par un faisceau de noyaux stables que pour des faisceaux secondaires (radioactifs) où l'influence de l'isospin du projectile peut jouer un rôle important dans le volume de recouvrement.

La mesure de section efficace de réaction avec des faisceaux secondaires, repose principalement sur deux techniques expérimentales : la méthode des γ -associés [Sla89] et la méthode d'atténuation, dite directe [Kox87, Vil91].

La première méthode repose sur le principe que chaque réaction nucléaire est associée à une émission d'un rayonnement γ ; en supposant un détecteur idéal d'efficacité 100%, la section efficace de réaction est le rapport du nombre de γ détectés à celui des particules incidentes normalisé par l'épaisseur de la cible de réaction. Cependant, cette méthode est confrontée à deux sources d'incertitudes : l'efficacité de détection des rayonnements γ et la validité de supposition de l'émission d'un rayonnement γ à chaque réaction nucléaire. Cette dernière incertitude est expliquée du fait que pour les noyaux plus proches de la limite de cohésion « drip-line », l'énergie de séparation du nucléon de valence est extrêmement faible ; donc pour une faible collision, un rayonnement γ ne peut être émis, ce qui rend, par suite, cette méthode incapable de mesurer les sections efficaces de réaction des noyaux proches de la limite de cohésion. Afin d'éviter ces difficultés et d'amener à des mesures meilleures, la deuxième méthode permet de mesurer directement la section efficace de réaction σ_R .

1. Méthode de transmission

Cette méthode permet de mesurer la section efficace de réaction à partir de l'atténuation du faisceau lors de son passage dans une cible mince de réaction. Cette technique a fait l'objet de plusieurs travaux et plus particulièrement à haute énergie par A.Ozawa et al. [Oza01] et T.Suzuki et al. [Suz98].

L'atténuation d'un faisceau d'intensité initiale N_i par une épaisseur x , de la cible de réaction, se traduit par la relation suivante :

$$N(x) = N_i e^{-\sigma_R n x} \quad \text{III. 2}$$

où $N(x)$ est le nombre de particules par seconde du faisceau n'ayant pas interagi, σ_R est la section efficace de réaction et n est le nombre de centres diffuseurs de la cible qui s'exprime en fonction de la densité d de la cible par l'équation suivante :

$$n = \frac{d N_A}{m} \quad \text{III. 3}$$

où m est le nombre de masse de la cible et $N_A = 6.0210^{23}$ est le nombre d'Avogadro.

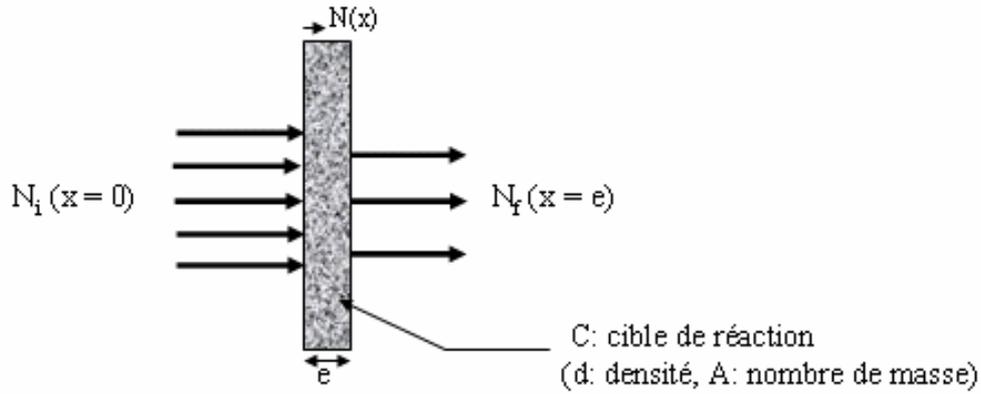


Figure III.1: Schéma d'atténuation d'un faisceau radioactif par une cible mince de réaction (Carbone par exemple).

Après la traversée de l'épaisseur e de la cible, le nombre de réactions N_{reac} s'écrit :

$$\begin{aligned}
 N_{reac} &= N_i - N_f \\
 &= N(x=0) - N(x=e) \\
 &= N_i - N_i e^{-\sigma_R n e} \\
 &= N_i \left(1 - e^{-\sigma_R \frac{d N_A}{m} e} \right)
 \end{aligned}
 \tag{III. 4}$$

Comme la probabilité de réaction est définie par :

$$\begin{aligned}
 P_R &= \frac{N_{reac}}{N_i} \\
 P_R &= \frac{N_{reac}}{N_i} = 1 - \frac{N_f}{N_i} = 1 - e^{-\sigma_R n e}
 \end{aligned}
 \tag{III. 5}$$

donc :

$$\sigma_R = -\frac{1}{n e} \ln \left(\frac{N_f}{N_i} \right)
 \tag{III. 6}$$

Il ressort de cette expression, qu'une mesure précise de la section efficace de réaction nécessite une identification avant et après la cible de réaction, que l'on peut réaliser à l'aide de la matrice $Tvol - \Delta E$ ou $\Delta E - E$, ainsi qu'une détermination précise des nombres de particules avant et après réaction.

Généralement, la section efficace totale σ_{total} est définie par :

$$\sigma_{total} = \sigma_I + \sigma_{inel} + \sigma_{elas}
 \tag{III. 7}$$

et la section efficace de réaction σ_R par :

$$\sigma_R = \sigma_{total} - \sigma_{elas} = \sigma_I + \sigma_{inel}
 \tag{III. 8}$$

où σ_I est la section efficace d'interaction, σ_{elas} est la section efficace de diffusion élastique et σ_{inel} est la section efficace de diffusion inélastique.

A une énergie élevée de quelques centaines de MeV/nucléon, la section efficace inélastique est négligeable et la section efficace d'interaction peut être estimée égale à la section efficace de réaction [Oga92] :

$$\sigma_I \approx \sigma_R \quad \text{III. 9}$$

Cependant, à énergie intermédiaire, la diffusion inélastique ne peut pas être négligée et la section efficace d'interaction ne peut pas être traitée comme une section efficace de réaction. Elle est exprimée en tenant compte de cette dernière contribution par :

$$\sigma_R = \sigma_I + \sigma_{inelastic} \quad \text{III. 10}$$

Bien qu'il semble que cette technique soit performante pour des mesures de sections efficaces de réaction à haute énergie, à énergie intermédiaire, elle reste sensible à l'épaisseur de la cible de réaction ainsi qu'à l'efficacité des systèmes de détection dans la détermination précise des nombres N_f des noyaux finals. La complexité des systèmes de détection, installés derrière la cible de réaction, pour déterminer le nombre N_f peut induire des erreurs systématiques énormes en plus des erreurs statistiques. Ces dernières sont dues à la technique elle-même dans laquelle deux prises de données avec et sans cible de réaction doivent être faites pour réduire les erreurs de l'efficacité de détection de ces systèmes. En plus de ça, il faut ajouter un autre terme d'erreur dû à la détermination de l'épaisseur de la cible.

Dans notre expérience, nous avons utilisé une variante de la méthode de transmission. C'est une autre méthode directe développée par A.C.C Villari et al. [Vil91] dans laquelle les détecteurs d'un télescope de Silicium sont utilisés à la fois comme détecteurs et cible de réaction. Avec cette technique,

- le faisceau des noyaux exotiques est arrêté au niveau du télescope,
- l'identification avant la cible de réaction peut être donnée sans aucune ambiguïté en fonction du temps de vol (T_{vol}) entre deux détecteurs à micro-canaux et la perte d'énergie mesurée dans le premier détecteur de transmission dE1 (50 μ m) (figure III.3).

Comme défini dans l'équation III.5, La probabilité de réaction dans l'ensemble de détecteurs Silicium est donnée par :

$$P_R = \frac{N_{reac}}{N_i} = 1 - e^{-\sigma_R \frac{dN_A}{m}} \quad \text{III. 11}$$

La figure II.2 montre un exemple de spectres, de mesure de probabilité de réaction (P_R), pour un noyau de ^{18}N ; les événements de réactions (N_{reac}) dans la cible de réaction sont facile à identifier par rapport à ceux qui ne sont pas interagis (diffusion élastique) en fonction de l'énergie. Afin de tenir compte du problème de l'extension en énergie due à l'acceptance en énergie (1%) de la ligne du faisceau du spectromètre SPEG, le paramètre approprié que l'on peut exploiter directement du télescope de Silicium (cible de réaction) est la masse exprimée par :

$$masse \sim E_{tot} T_{vol}^2 \quad \text{III. 12}$$

où T_{vol} est le temps de vol du noyau à étudier.

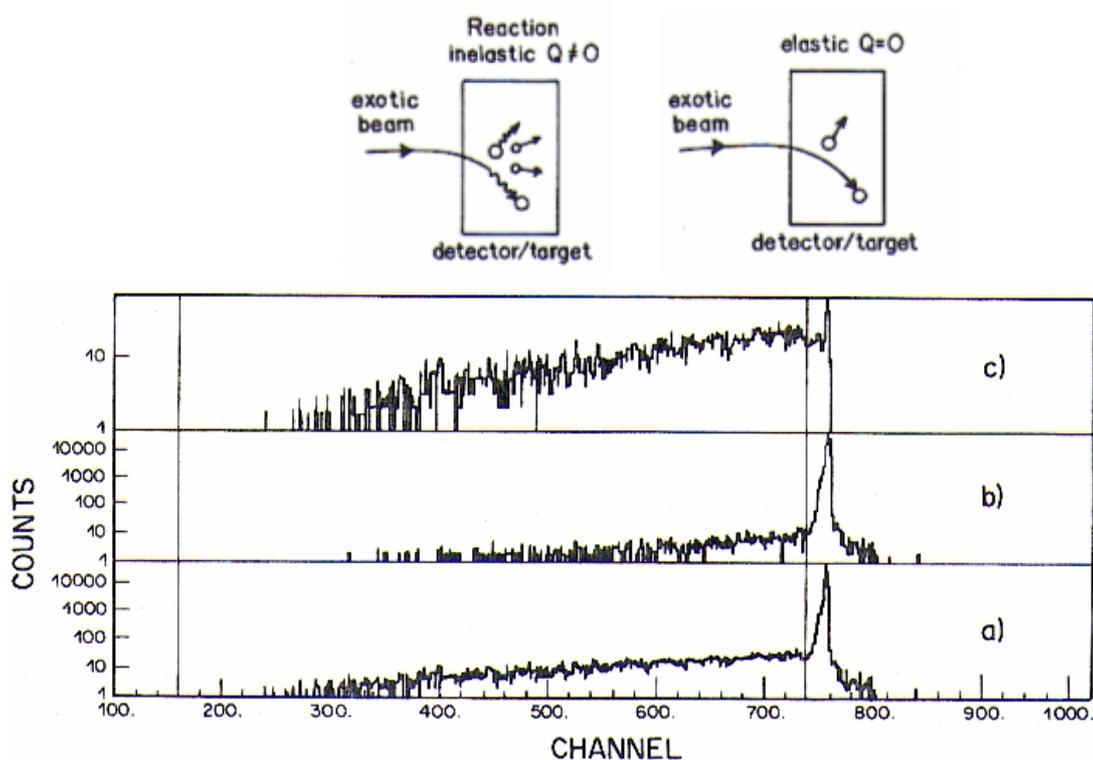


Figure II.2 : Spectre typique en masse ($\sim E_{tot} \cdot T_{vol}^2$) d'un noyau de ^{18}N : a) spectre obtenu directement à partir de la cible de réaction (détecteurs de Si). Les spectres b) et c) sont l'anti-coïncidence et la coïncidence, respectivement, du spectre a) par rapport aux gammas émis et détectés à l'aide des détecteurs de $4\pi\gamma - \text{NaI}$ [Vil91].

Le premier spectre (a) en masse ($\sim E_{tot} \cdot T_{vol}^2$) d'une résolution 0.23% donnant lieu à une résolution d'énergie effective $Q \sim 1.7$ MeV, pour le noyau ^{18}N d'énergie incidente ~ 42.5 A MeV, est obtenu directement à la sortie des détecteurs de Silicium. On voit qu'il est facile de mesurer la probabilité de réaction d'un tel noyau avec une détermination précise de ses nombres d'événements incidents (N_i) et de réactions (N_{reac}).

Avec cette technique, il peut arriver que certains événements (quasi-inélastiques) ne puissent être comptés parmi les événements élastiques ou inélastiques. Pour tenir compte de cette contribution et l'ajouter aux nombres de réactions, un système de détection de $4\pi\gamma - \text{NaI}$ entourant les détecteurs de Silicium est installé. Avec la supposition que chaque réaction est accompagnée d'une émission de rayonnements- γ , le spectre (c) montre la coïncidence du spectre (a) à l'émission de ces rayons. Comme on peut le constater dans ces deux spectres, cette technique est sensible même à des réactions de faibles énergies de séparation montrée par l'apparition des coups de réactions à faibles énergies dans le spectre (a) à comparer avec le spectre (c). Le spectre (b) montre l'anti-coïncidence des deux spectres (a) et (c) ; par la différence des zones de réactions que l'on peut extraire de ces deux derniers spectres, une correction, qui peut aller jusqu'à une valeur maximale de 5% (du nombre de réactions), est ajoutée aux nombres des événements de réactions de ce noyau.

Cette méthode est moins sensible à des interactions de $Q=0$ ou inférieure à l'énergie de résolution des détecteurs de Silicium à l'exception des réactions qui pourront produire des noyaux légers ou des rayons gamma qui ne sont pas arrêtés ou détectés dans le télescope.

Par conséquent, à partir des mesures de probabilité de réaction (P_R) définie par le rapport des intégrales de surfaces des événements de réactions et de noyaux incidents et afin d'éviter le problème de faible intensité du faisceau secondaire qui pourra influencer la barre d'erreur de la section efficace de réaction finale, la quantité que l'on peut extraire est la section efficace de réaction moyennée sur le parcours $\overline{\sigma_R}$. Cette section efficace intégrée en énergie se calcule à partir de l'expression suivante [Vil91] :

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_R} &= \frac{\int_0^{E_{\max}} \sigma_R(E) \left(\frac{dR}{dE} \right) dE}{\int_0^{R_{\max}} dR} & \text{III. 13} \\ &= - \frac{m \log(1 - P_R)}{d N_A R_{\max}} \end{aligned}$$

où m est le nombre de masse de la cible de réaction, N_A est le nombre d'Avogadro, R_{\max} est le parcours des noyaux incidents dans le télescope de Silicium entre une énergie incidente E_{\max} et finale qui est nulle :

$$R_{\max} = \int_0^{R_{\max}} dx = \int_{E_{\max}}^0 \frac{dx}{dE} dE \quad \text{III. 14}$$

A l'aide des tables d'Hubert [Hub80], le pouvoir d'arrêt de chaque noyau dans les détecteurs de Silicium peut être exprimé par :

$$\frac{dx}{dE} = \beta E^\alpha \quad \text{III. 15}$$

avec $\alpha = 0.77$, et β peut être déduit de l'équation suivante :

$$R_{\max} = \int_{E_{\max}}^0 \beta E^\alpha dE = \frac{E_{\max}^{\alpha+1}}{\alpha + 1} \beta \quad \text{III. 16}$$

L'incertitude sur la détermination de la valeur R_{\max} peut introduire une erreur maximum de 2% sur la valeur de $\overline{\sigma_R}$ [Vil91].

Enfin, pour obtenir la section efficace de réaction, des différents noyaux exotiques produits dans la zone de fermeture des couches $N=20$ et $N=28$ sous l'effet des deux réglages $B\rho = 2.753 T.m$ et $B\rho = 2.575 T.m$, une étape de dépouillement des données brutes, marquant la majeure partie de ce travail, était indispensable afin d'étalonner les différents détecteurs, d'identifier et de sélectionner les bons événements nécessaires à une telle procédure de mesure.

2. Etalonnage des détecteurs de Silicium (dE1, dE2, Si-Li)

Comme montré ci-dessus, le télescope de Silicium occupe la partie principale de notre technique de mesure de section efficace de réaction. Il permet de jouer le rôle d'une cible de réaction ainsi qu'un système de détection afin de délivrer des informations permettant d'identifier les différentes particules qui le traversent. Vue la forme du signal que l'on peut

obtenir par ce genre de détecteurs ainsi que la quantité des noyaux qu'on peut transmettre jusqu'au plan focal, on dispose d'un système perfectionné et complexe, constitué de plusieurs modules électroniques (voir schémas électroniques dans le chapitre II) : amplificateur, discriminateur, convertisseurs (TAC, ADC, TDC) ..., qui nous permettent de traiter l'information.

Ainsi, dans le cas du télescope de Silicium et afin d'avoir les pertes d'énergies en MeV dans les différents détecteurs du télescope, il est indispensable de faire leur étalonnage. A cet effet, une identification des noyaux produits doit être réalisée pour extraire leurs pertes d'énergies brutes (en nombre de canaux) et de les relier aux pertes d'énergies en MeV calculées à l'aide des tables de perte d'énergie.

L'identification des noyaux peut se faire en perte d'énergie et en temps de vol ($\Delta E - T_{vol}$). Dans notre expérience, un détecteur de transmission (dE1~50 μ m) est dédié à l'identification des noyaux produits avant la cible de réaction.

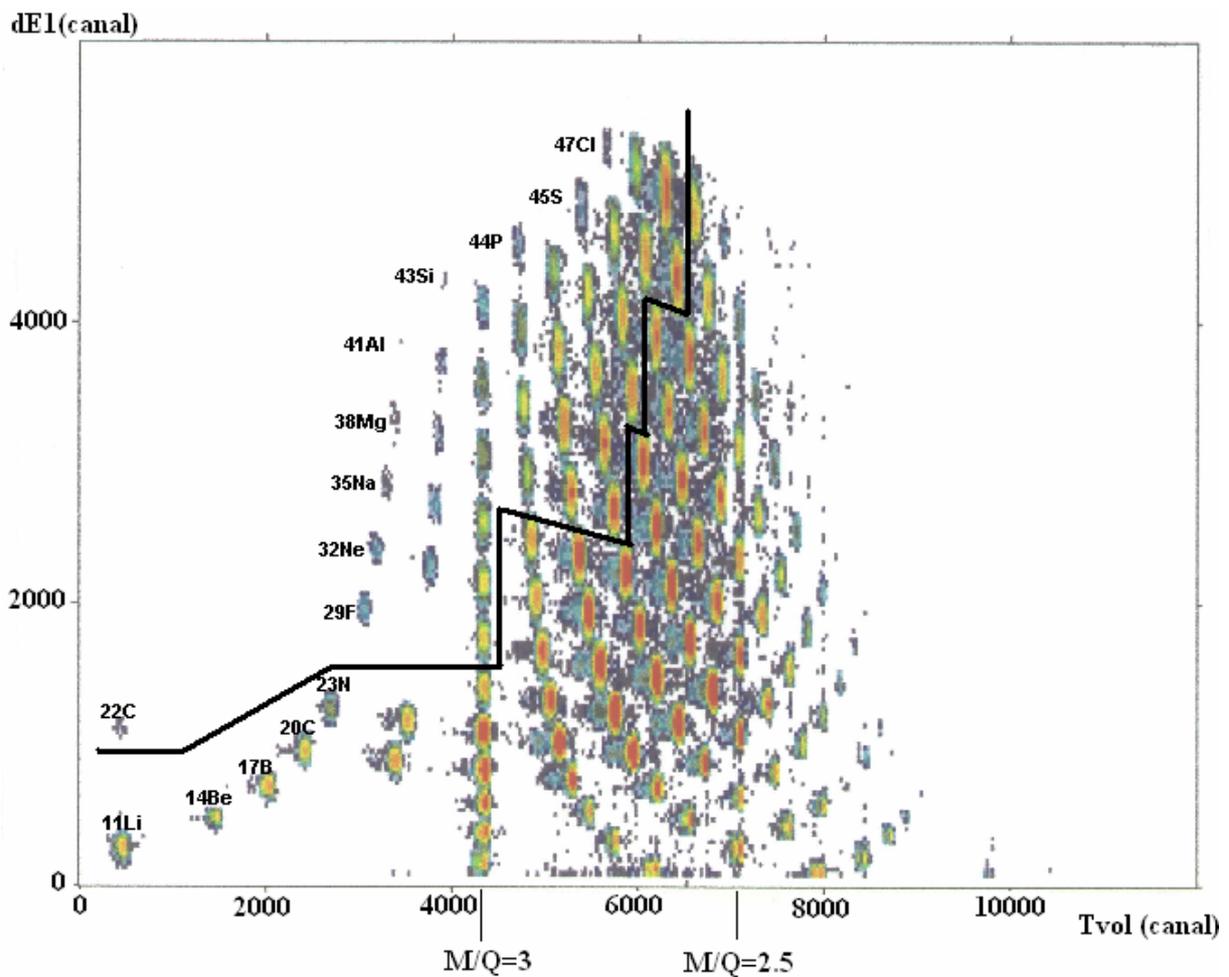


Figure III.3 : Matrice d'identification des noyaux incidents à l'aide du télescope de silicium [Kho01, Kho02]

La figure III.3 montre une matrice d'identification en perte d'énergie-temps de vol dans le premier Silicium. Une mesure directe du temps de vol a été effectuée entre le détecteur

Start à micro-canaux (Gastro) installé à la sortie du spectromètre ALPHA et le détecteur Stop (dE2) au niveau du plan focal. Pour chaque événement, le temps de vol est stocké.

Pour un noyau de nombre de masse A , de charge Z et de vitesse $v = L_{vol} / T_{vol}$, la rigidité magnétique est :

$$B\rho = \frac{Av}{Z} \quad \text{III. 17}$$

donc le temps de vol T_{vol} peut être donné par :

$$\frac{A}{Z} \sim T_{vol} \quad \text{III. 18}$$

Comme le temps de vol, T_{vol} , pour un noyau de nombre de masse A et de charge Z , est proportionnel à A/Z , on peut identifier facilement (figure III.3) les lignes correspondantes à $A/Z=2.5$ et $A/Z=3$. En effet, d'après les deux équations III.17 et III.18, et pour une rigidité magnétique donnée, l'étalonnage de ce temps peut être facilement obtenu en prenant comme base les deux lignes se situant à 4346 et 7094 canaux correspondants à $A/Z=3$ et $A/Z=2.5$ respectivement. La résolution de ces équations peut donner un temps de vol (T_{vol}) exprimé en ns.

D'après la formule de Bethe [Bet53], la perte d'énergie dans un détecteur de Silicium d'un noyau de nombre de masse A et de charge Z , peut être écrite :

$$dE \sim \frac{AZ^2}{E_{tot}} \quad \text{III. 19}$$

où E_{tot} est l'énergie totale déposée dans les détecteurs de Silicium que l'on peut exprimer par :

$$E_{tot} \sim Av^2 \sim AT_{vol}^{-2} \quad \text{III. 20}$$

A partir des équations III.19 et III.20, l'ambiguïté sur le temps de vol est levée et les lignes de Z peuvent se séparer facilement (voir figure III.3) :

$$Z \sim \frac{\sqrt{dE}}{T_{vol}} \quad \text{III. 21}$$

En réalité, la formule de Bethe contient quelques termes supplémentaires, ce qui permet à la racine carrée de la perte d'énergie, de l'équation II.21, d'être couramment remplacée par une puissance légèrement différente :

$$Z \sim \frac{(dE)^{0.73}}{T_{vol}} \quad \text{II. 22}$$

En effet, en relevant les pertes d'énergies brutes (en canal) pour un certain nombre de noyaux et en les reliant aux pertes d'énergies en MeV, l'étalonnage du télescope de Silicium est donné par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} dE1(MeV) &= 0.0068 * dE1(canal) - 0.4898 \\ dE2(MeV) &= 0.0344 * dE2(canal) - 0.3388 \\ E(MeV) &= 0.1751 * E(canal) - 425.5260 \\ ELong(MeV) &= 0.2827 * ELong(canal) + 0.9688 \end{aligned} \quad \text{III. 23}$$

où dE1 et dE2 correspondent aux pertes d'énergies dans le premier et le deuxième détecteur du télescope de Silicium. Par contre, les énergies E et E_{Long} , obtenues à l'aide des

amplificateurs de temps (shaping time) 0.5 μ s et 3 μ s respectivement, proviennent du même signal du premier Si(Li). Le deuxième Si(Li) est utilisé comme détecteur veto pour reconstruire le reste de pertes d'énergies des particules qui ont pu traverser le premier Si(Li). Avec la valeur d'énergie et la nature des noyaux que l'on peut transmettre, l'épaisseur du premier Si(Li) est complètement suffisante pour arrêter tous les noyaux exotiques entre les deux fermetures de couches N=20 et N=28. Donc, l'énergie totale enregistrée pour chaque noyau est :

$$E_{totC} = dE1 + dE2 + E \quad \text{III. 24}$$

et

$$E_{totL} = dE1 + dE2 + E_{Long} \quad \text{III. 25}$$

L'expression relativiste de ces deux quantités est décrite par l'équation suivante :

$$E = \sqrt{P^2 c^2 + m_0^2 c^4} - m_0 c^2 \quad \text{III. 26}$$

où m_0 est la masse au repos, c est la vitesse de la lumière et P est la quantité de mouvement :

$$P = mc = \gamma m_0 c \quad \text{III. 27}$$

avec :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{III. 28}$$

A partir des équations III.26 – III.28, la masse au repos de chaque noyau est exprimée en fonction de sa perte d'énergie totale E_{tot} et son temps de vol T_{vol} :

$$masse = m_0 C^2 = \frac{E}{\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}} - 1} \quad \text{III. 29}$$

avec comme unité: 1u.m.a = 931.494 MeV.

Pour simplifier la contribution de chaque type de perte d'énergie totale, on va définir deux « noms de masses » Masse_Court et Masse_Long correspondantes aux pertes d'énergies totales E_{totC} et E_{totL} respectivement. Ces deux entités nous permettront de s'assurer de la bonne réponse des détecteurs de Silicium.

Une mesure précise du temps de vol ou de l'énergie totale n'est pas nécessaire pour avoir une mesure précise de la masse. Cette dernière n'est qu'un moyen de détermination de façon indirecte des nombres de réactions et de noyaux incidents à partir des deux types d'énergies E_{totC} et E_{Long} . Ces deux valeurs nous permettront de faire une sélection au niveau des détecteurs de Silicium.

3. Sélection des événements

Comme montré dans l'équation III.11, la mesure de section efficace de réaction consiste à déterminer les nombres des événements des noyaux incidents N_i et de réactions N_{reac} avec les noyaux de la cible de réaction. Ces réactions peuvent être de types directes, élastiques,

inélastiques, fragmentation, etc. A partir de la diversité de ces informations, il est clair qu'aucune condition sur les détecteurs de Silicium ne peut être imposée. Alors, pour sélectionner les événements réels parmi tous les événements bruts enregistrés pendant l'expérience, il faut s'assurer de la réponse linéaire de ces détecteurs et de leur bon fonctionnement et rejeter tous les événements liés aux problèmes systématiques (électronique et focalisation du faisceau radioactif).

3.1 Temps de vol (Tvol) :

Comme nous l'avons signalé dans la matrice d'identification présentée ci-dessus, le temps de vol est utilisé comme variable d'identification. Ce dernier, stocké pour chaque événement, peut être influencé par divers effets dus au dispositif expérimental et à la chaîne électronique du traitement de signal (voir paragraphes 2 et 4 du chapitre II) :

- l'existence des zones mortes et la différence des temps de collection des différents noyaux dans le détecteur de Silicium (dE2);
- les phénomènes de straggling du faisceau dans les feuilles émissives des détecteurs à galettes micro-canaux;
- la non linéarité différentielle des différents modules électroniques.

Ces facteurs peuvent être la source de divers problèmes de channeling et d'empilement. Ces sources de bruits peuvent fausser la procédure du temps de vol en tant que variable d'identification.

Pour éviter ce genre d'erreurs dans l'identification, on prend le temps de vol enregistré pour chaque noyau et ceci pour deux prises de temps de vol différents (TVOL_GA2 et TAC_TGALOT) à partir du même détecteur Start, Gastro installé à la sortie du spectromètre ALPHA, et de détecteurs Stop, différents, l'un étant le détecteur de Si (dE2) et l'autre la Galotte.

La figure III.4 montre la première étape de sélection en temps de vol. Elle montre les différentes sortes de bruits de caractères électroniques et intrinsèques qui peuvent influencer les mesures de temps de vol. On remarque dans cette figure que les événements réels du temps de vol peuvent être paramétrisés par l'équation suivante :

$$TAC_TGALOT(canaux) = 0.902 * TVOL_GA2(canaux) + Temp \quad \text{III. 30}$$

où *Temp* est une constante présentée par la figure III.5, dans laquelle le pic intense représente les temps de vol des événements réels.

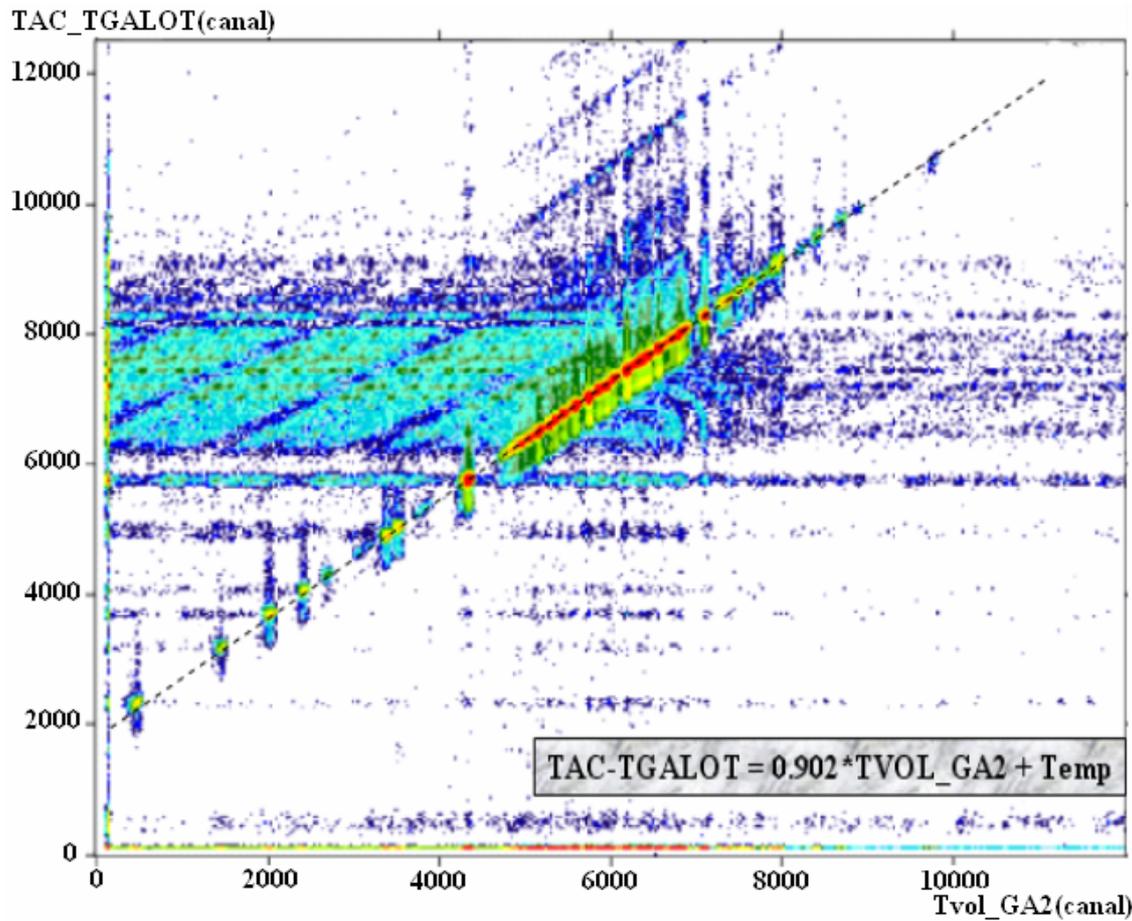


Figure III.4 : Schéma caractérisant la relation entre deux prises de temps de vol de même détecteur Start (Gastro) et détecteurs Stop différents, l'un est la Galotte (TAC_TGALOT) tandis l'autre est le Silicium dE2 (TVOL_GA2).

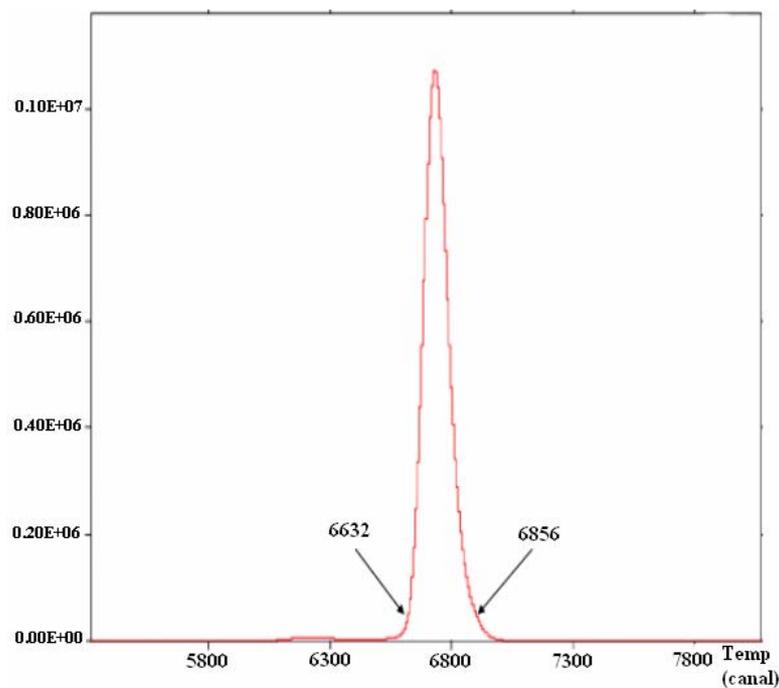


Figure III.5 : Temps de vol des événements réels présentés par la constante Temp de l'équation III.30 et reconstruits à partir de la figure III.4

En mettant la condition ($6632 < Temp < 6856$) sur la constante $Temp$ (figure III.5), on arrive à rejeter les événements liés aux empilements « pile-up ». La figure III.6 montre le résultat de cette première sélection.

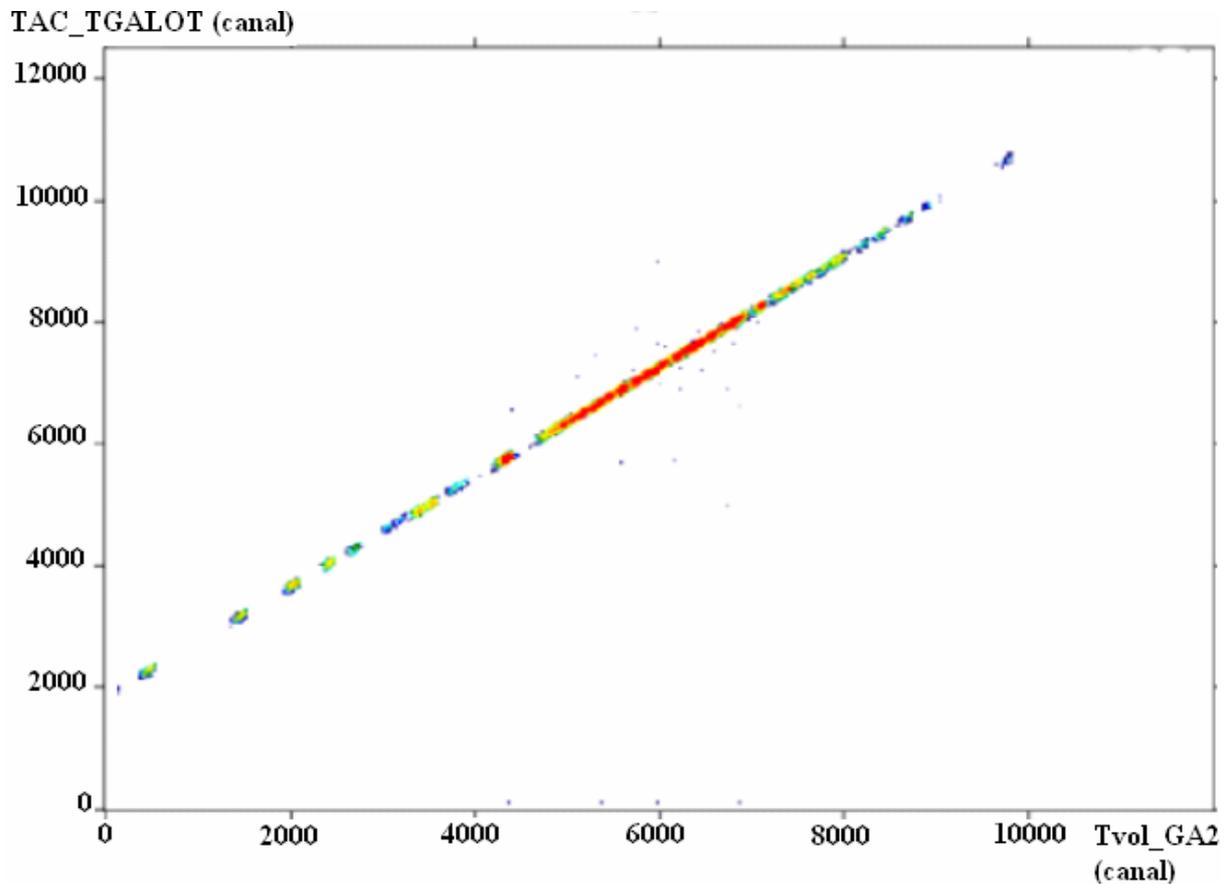


Figure III.6 : Résultat de la première sélection.

3.2 Longueurs de lignes de la Galotte et de la chambre à dérive :

En plus de leurs fonctions de mesures de rigidité magnétique, la Galotte et la petite chambre à dérive permettent de reconstituer l'image du faisceau et de s'assurer de la bonne focalisation du faisceau au niveau du plan focal. Le mauvais alignement du faisceau aux centres des différents détecteurs installés tout au long de la ligne du faisceau peut engendrer diverses erreurs qui peuvent fausser dans certains cas la technique de mesure : les diffusions sur les bords de détecteur de transmission (dE1) ou de la cible de réaction (dE2 et Si(Li)) peuvent fausser la mesure sur les noyaux incidents et par conséquent leurs pertes d'énergies ne seront pas complètement reconstruites. Il est aussi possible que des noyaux, après de multiples diffusions de bords dans différents détecteurs installés en amont du télescope, puissent s'identifier et s'arrêter dans le premier détecteur de transmission et donc une mesure de section efficace de réaction ne soit pas possible.

Pour bien s'assurer du bon centrage du faisceau et d'éliminer tous les événements qui puissent provenir des réactions avec les différents détecteurs avant la cible de réaction, une sélection sur le profil effectif du faisceau est réalisée en éliminant tous les événements qui

puissent provenir des mauvais déclenchements des lignes à retards de la Galotte ou de la mauvaise collection des fils proportionnels de la petite chambre à dérive.

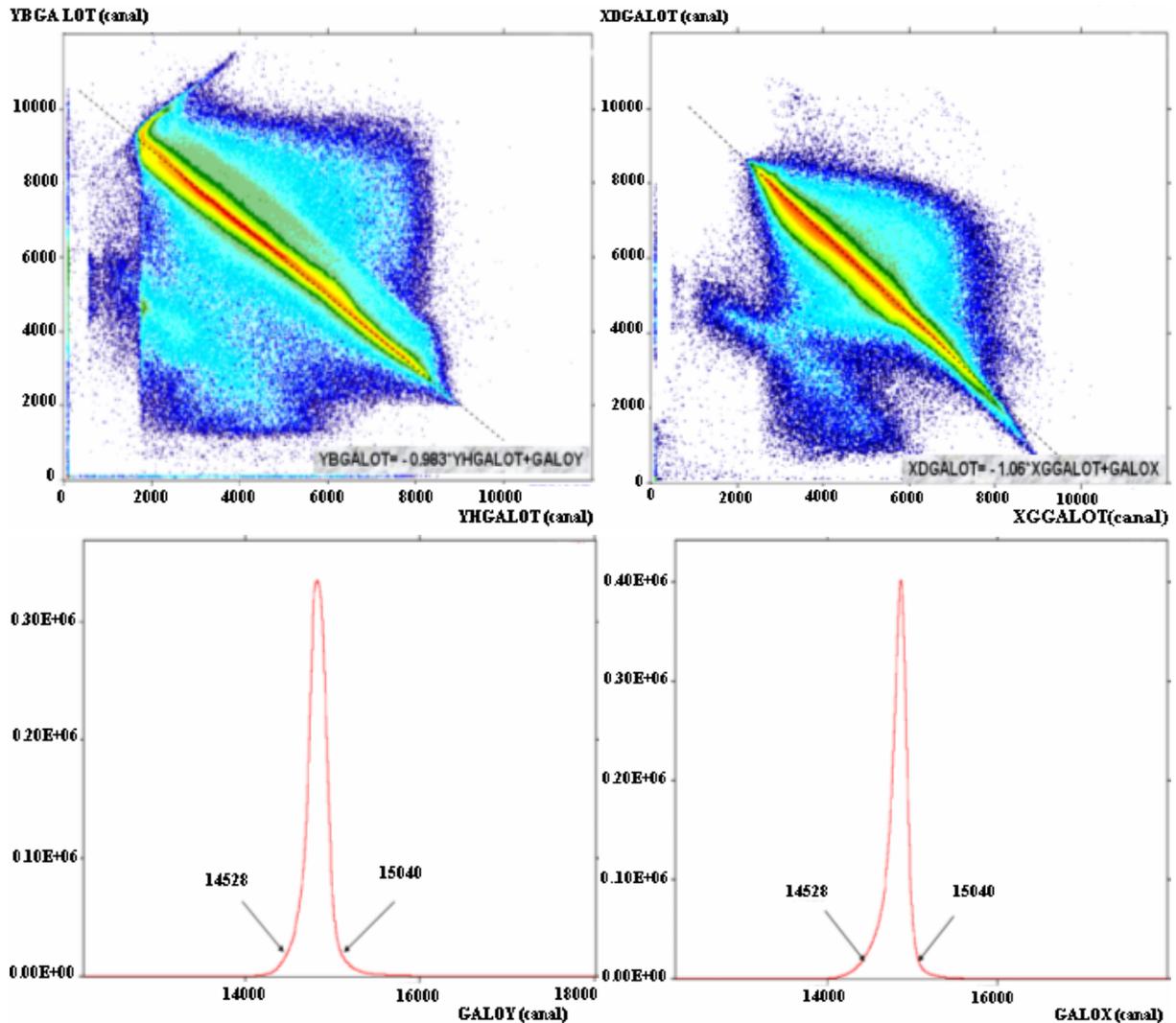


Figure III.7 : Mesures de positions par des systèmes à localisation utilisant des lignes à retards (Galotte). Les deux spectres en bas montrent le passage effectif du faisceau à travers ce détecteur.

La figure III.7 montre les mesures de positions réalisées par la Galotte. Comme on l'a signalé dans le chapitre précédent, la différence des temps entre les extrémités des lignes à retards permet de mesurer la position en directions horizontales (XGGALOT, XDBGALOT) et verticales (YHGALOT, YBGALOT). La paramétrisation de ces deux matrices montrées en haut de la figure est exprimée par les deux équations suivantes :

$$XDBGALOT = - 1.06 * XGGALOT + GALOX \quad \text{III. 31}$$

et

$$YBGALOT = - 0.983 * YHGALOT + GALOY \quad \text{III. 32}$$

où GALOX et GALOY sont des constantes représentées sur les deux spectres en bas de la figure III.7. Donc la réjection des mauvais déclenchements des lignes de retards se fera par les deux conditions suivantes ($14528 < GALOX < 15040$) et ($14528 < GALOY < 15040$).

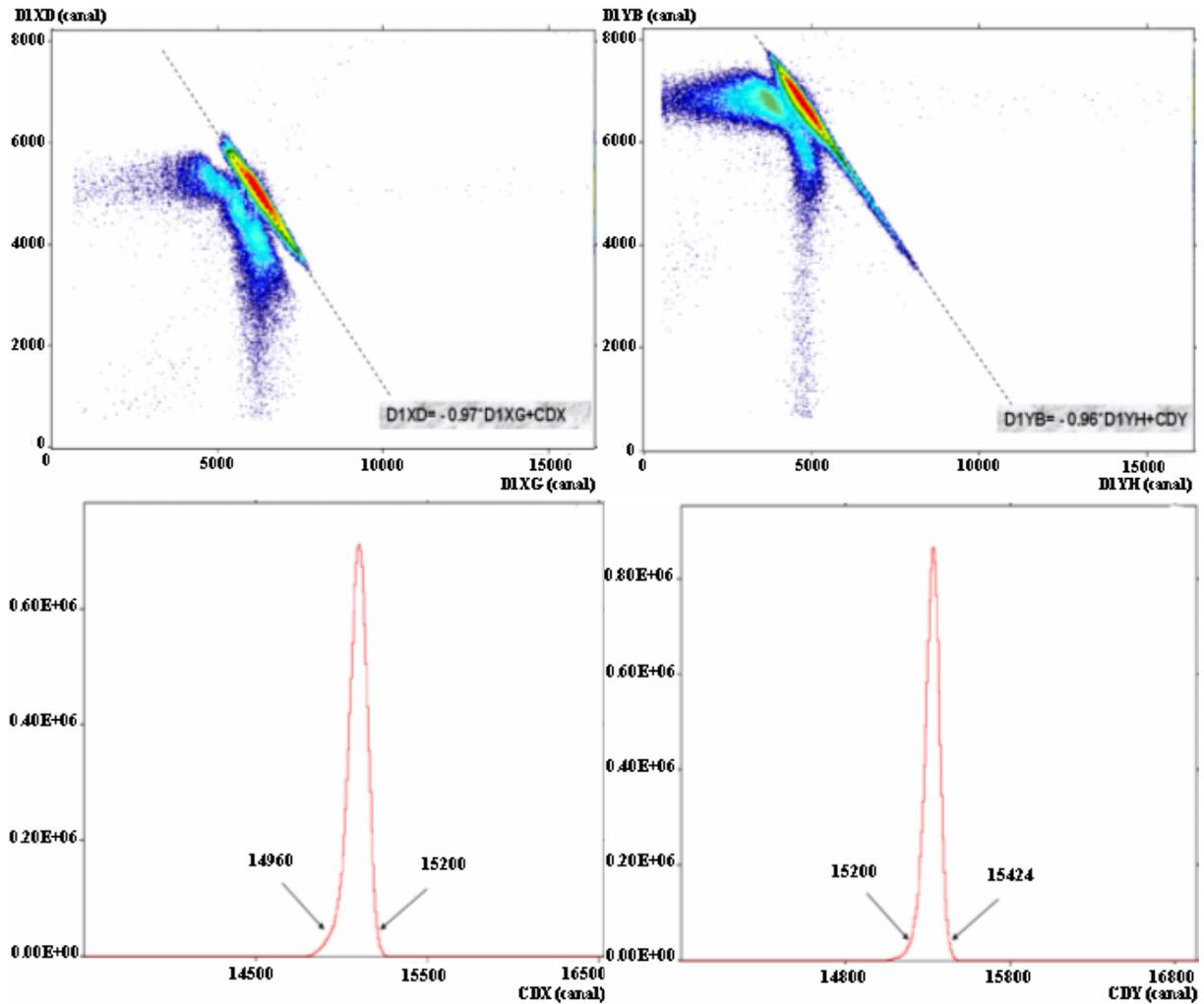


Figure III.8 : Mesures de positions par la petite chambre à dérive. Les deux spectres en bas montrent le passage effectif du faisceau à travers ce détecteur.

La figure III.8 montre les mesures de positions (présentées par les deux spectres en haut de la figure) réalisées par la petite chambre à dérive. La paramétrisation de ces deux matrices de positions donne lieu à deux constantes (CDX et CDY) décrivant le passage du faisceau à travers la chambre à dérive :

$$D1XD = -0.97 * D1XG + CDX \quad \text{III 33}$$

et

$$D1YB = -0.96 * D1YH + CDY \quad \text{III 34}$$

De la même façon que dans la Galotte, on rejette les mauvais événements dus aux empilements et à une mauvaise collection des fils proportionnels de la petite chambre à dérive en posant des conditions sur les deux constantes ($14960 < CDX < 15200$ et $15200 < CDY < 15424$).

3.3 Matrice d'Identification :

Afin d'assurer la production d'un grand nombre de noyaux d'intérêts avec un taux de comptage suffisant pour réaliser la mesure de section efficace de réaction avec une faible erreur statistique, on a dû travailler avec un faisceau primaire intense de l'ordre de $4\mu\text{Ae}$. La

transmission des noyaux d'intérêts jusqu'au plan focal est assurée par les deux réglages de rigidité magnétique $B\rho = 2.753T.m$ et $B\rho = 2.575T.m$. Dans ces conditions, les détecteurs peuvent fonctionner dans un régime de haut taux de comptage. Ceci pourrait être la cause de phénomènes d'empilement en énergie et donc à des problèmes d'identification.

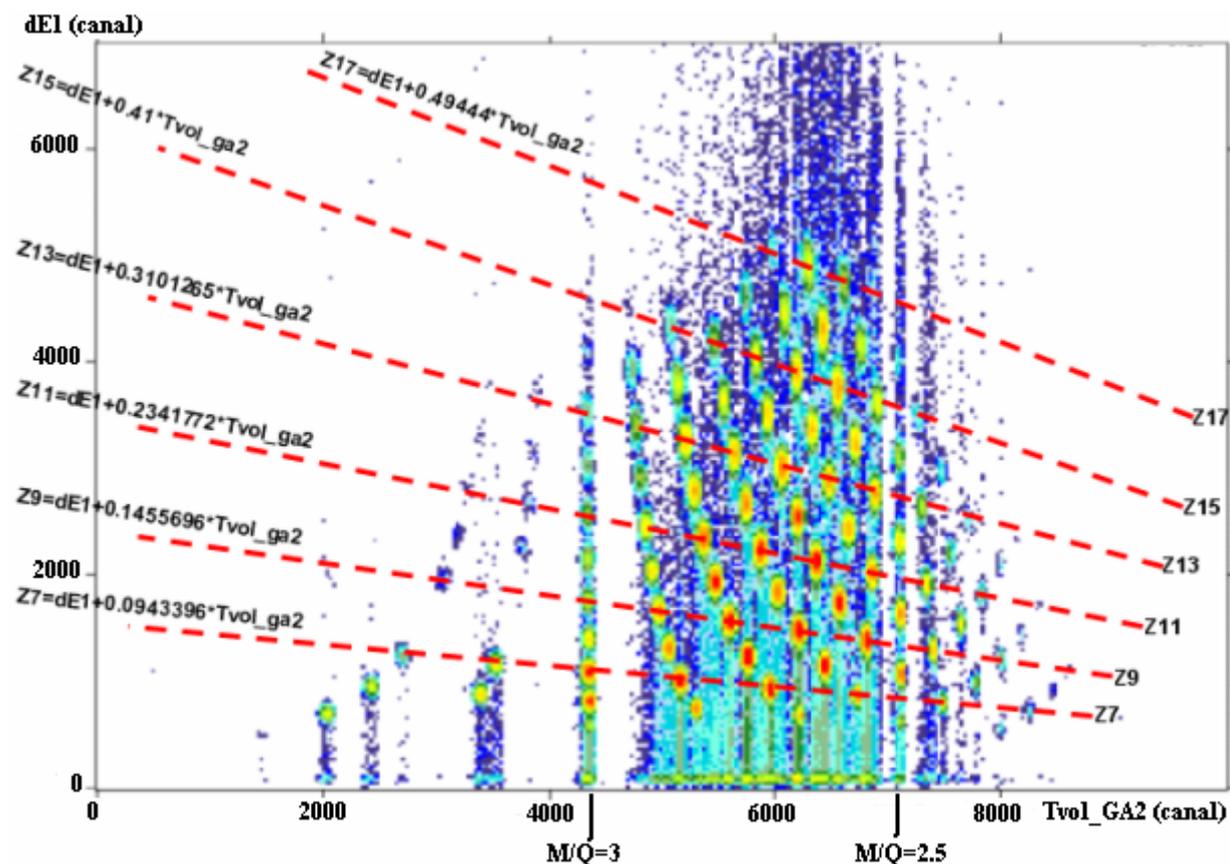


Figure III.9 : Matrice d'identification nettoyée en tenant compte les différentes étapes de sélection traitées ci-dessus.

Comme nous l'avons vu au cours de cette partie d'analyse, dans la figure III.9, les noyaux se rangent en temps de vol en fonction de leurs rapports A/Z . L'ambiguïté d'identification de ces rapports est levée par les pertes d'énergies dans les détecteurs de Silicium. Par ailleurs, comme le temps d'intégration de chaque détecteur de Silicium est fixé tout au long de l'expérience pour tous les noyaux incidents, il est possible que des phénomènes d'empilement d'énergie puissent avoir lieu suite à l'arrivée d'un ou plusieurs noyaux avant la fin du temps d'intégration. Ces phénomènes peuvent engendrer, donc, un phénomène de transparence dans les autres noyaux de même rapport A/Z , manifesté par des traînes vers le bas (figure III.9).

Pour ce faire, une sélection sur la perte d'énergie et le temps de vol est à effectuer. Dans la figure III.9, déjà nettoyée par rapport aux différentes parties de sélections traitées ci-dessus, les lignes de Z (série d'isotopes de même nombre atomique Z) peuvent se séparer et paramétrer facilement. Les équations écrites sur chaque ligne montrent la paramétrisation de ces lignes de Z . Donc, la première partie de sélection de cette matrice consiste à faire un rejet des empilements (défauts de collection de la perte d'énergie) sur chaque paramétrisation de Z

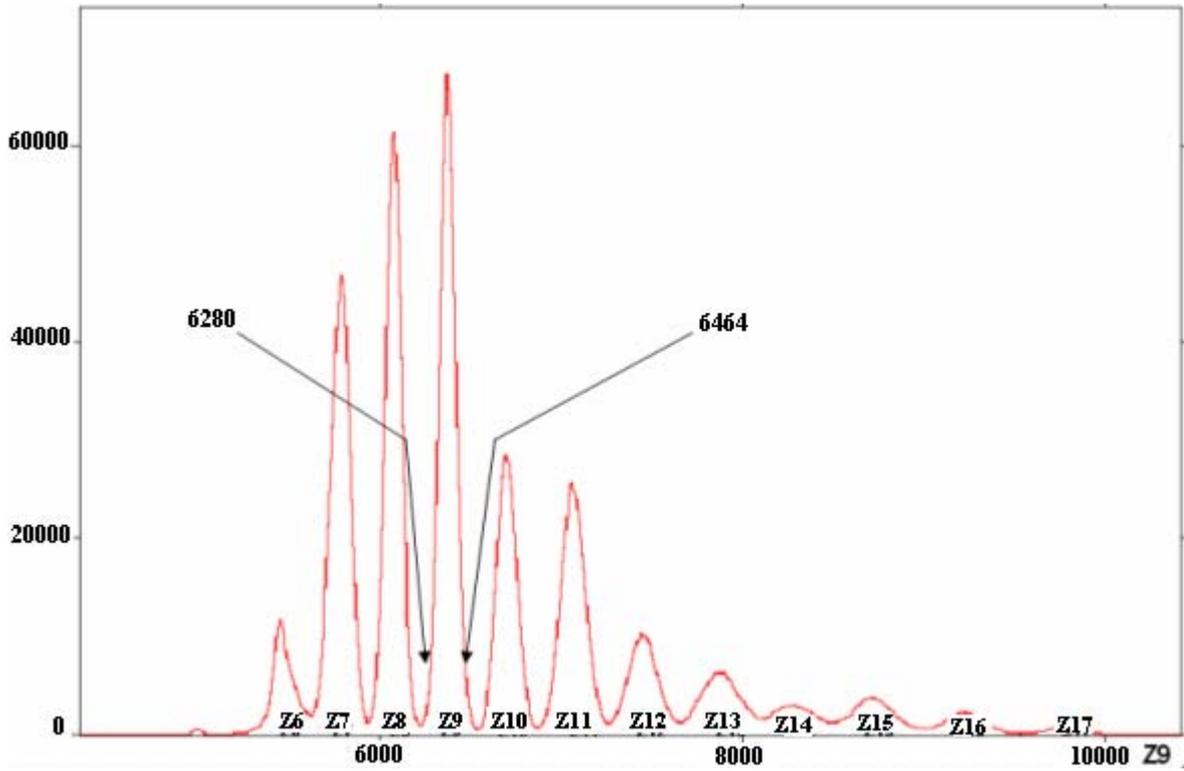


Figure III.10 : Schéma des différentes lignes de Z (séries isotopiques). Le pic intense correspond à la ligne des isotopes de Fluor.

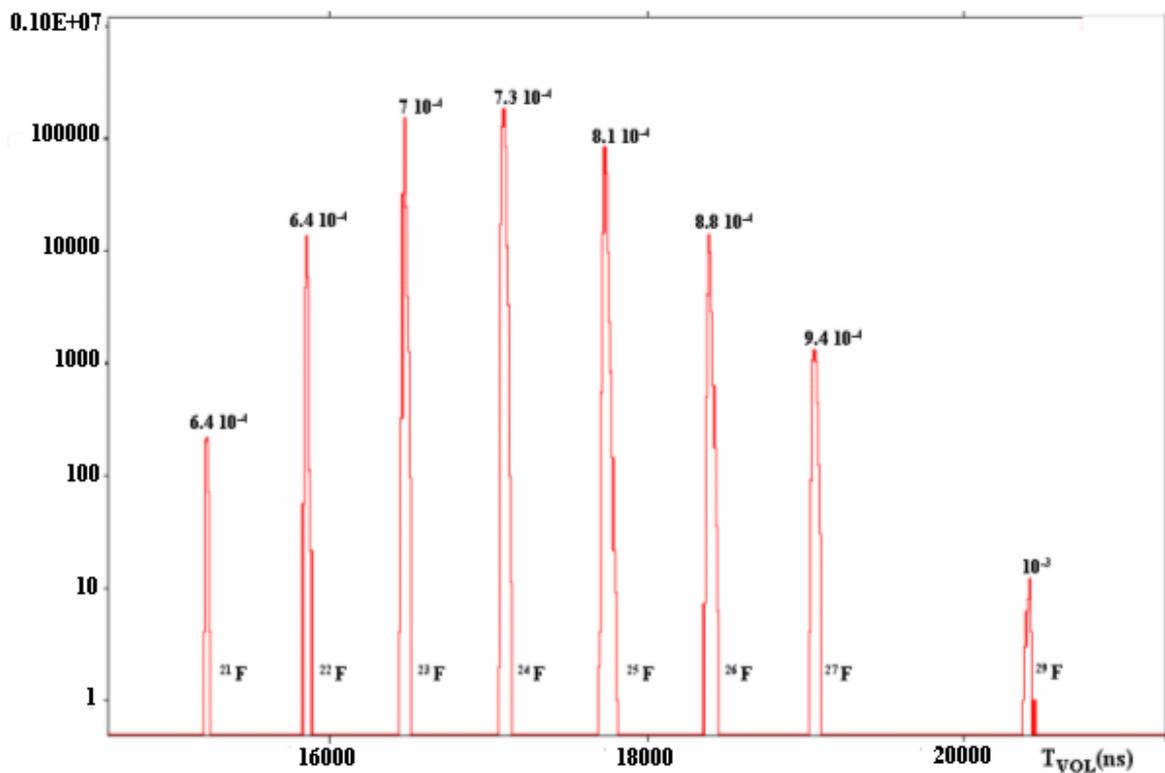


Figure III.11 : Temps de vol des différents noyaux de Fluor. La résolution du temps de vol est indiquée sur chaque pic.

en imposant un critère sur chaque Z appropriée. Un des exemples est montré par la figure III.10 pour les isotopes de Fluor ($Z=9$). Le critère consiste à poser la condition (en canal) $6280 < Z9 < 6464$.

La deuxième sélection consiste aussi à poser des critères sur chaque temps de vol de chaque isotope. La figure III.11 montre le résultat de cette sélection sur des noyaux de Fluor ($Z=9$).

3.4 Bilan de différentes sélections :

Après avoir rejeté tous les événements qui peuvent provenir d'une part des phénomènes d'empilements ou de mauvais fonctionnement des détecteurs, et d'autre part de la sélection du profil effectif du faisceau qui doit passer par le centre des détecteurs de Silicium du télescope, il reste qu'à traiter le sujet en lui-même « les mesures de sections efficaces de réaction ».

4. Mesures de sections efficaces de réaction

Vu la quantité des noyaux qu'on a produits au cours de l'expérience, il est difficile de traiter les différents noyaux cas par cas. Le motif de cette complexité est la répétition qu'on va envisager sachant que la même technique de mesure est appliquée à chaque noyau. Donc pour simplifier le travail, on ne va traiter dans cette partie qu'un seul noyau où le taux de comptage est suffisamment grand pour visualiser les différentes voies de réactions. Le reste du travail est identique pour les autres noyaux. Comme exemple de noyau, on va prendre le noyau ^{25}F dans la partie qui concerne le premier réglage $B\rho = 2.753T.m$ et ^{32}Mg dans la partie du deuxième réglage $B\rho = 2.575T.m$.

4.1 Analyse et résultats des sections efficaces de réaction des noyaux autour de $N=20$:

Comme on a vu au début de ce chapitre, la mesure de section efficace de réaction dépend de la mesure de la probabilité de réaction. Cette dernière peut être mesurée par la détermination précise des nombres d'événements de réactions N_{reac} et incidents N_i . Pour cela, on prend la masse du noyau au repos comme paramètre principal pour faciliter la détermination précise de ces deux nombres. Cependant, avant de commencer la détermination de ces deux nombres, il faut se contenter de la procédure de sélection. A ce sujet, on regarde l'effet des différentes étapes de sélection sur chaque noyau.

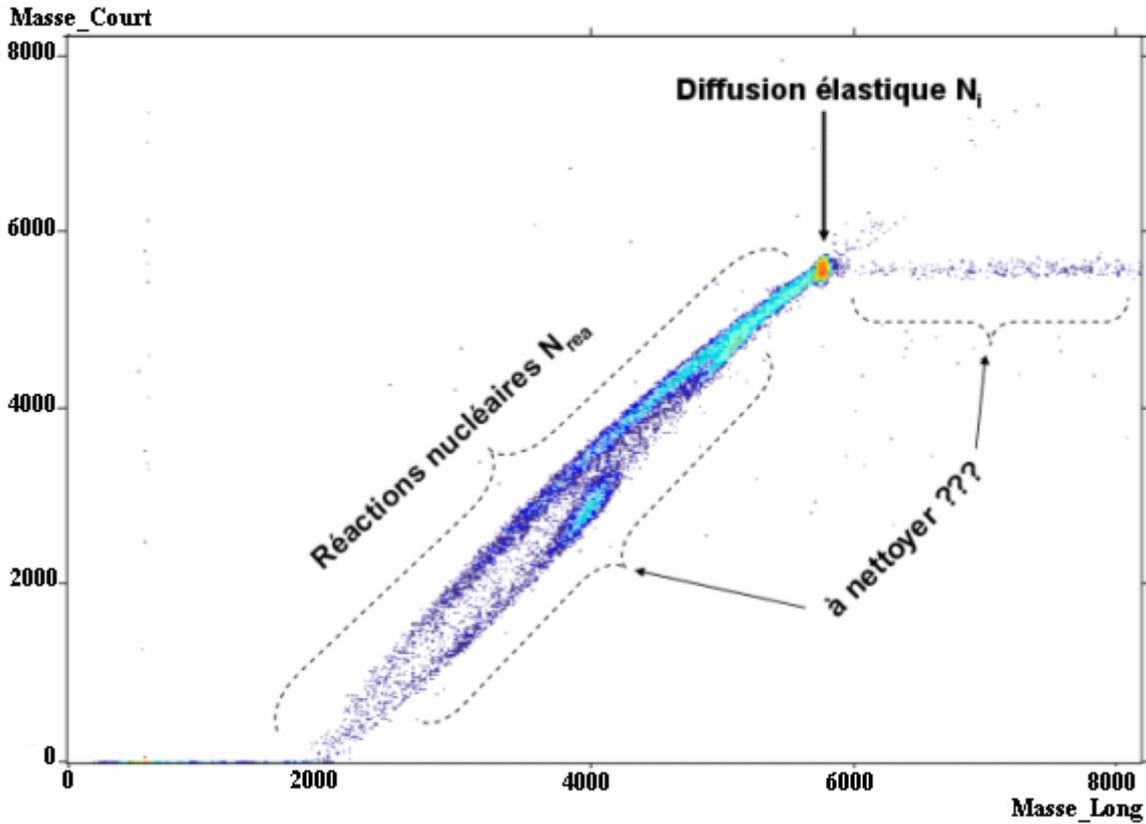


Figure III.12 : Résultat des différentes étapes de sélection sur un spectre bidimensionnel de masses du noyau de ^{25}F .

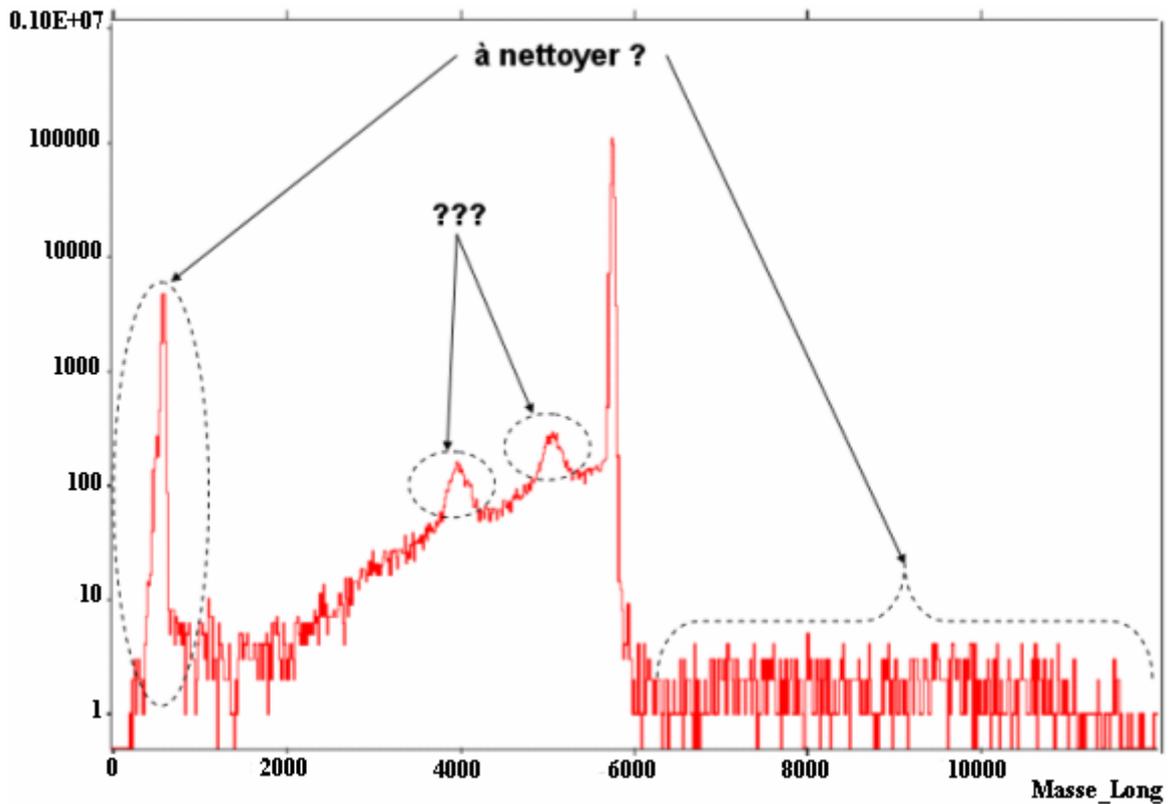


Figure III.13 : Résultat des différentes étapes de sélection sur un spectre monodimensionnel de masse du noyau de ^{25}F .

A titre d'exemple, on regarde ces effets sur un noyau de ^{25}F montré par les deux figures III.12 et III.13. Dans la figure III.12, la tache la plus importante correspond aux diffusions élastiques du noyau de ^{25}F . La traîne de points sur la gauche correspond aux réactions dans les détecteurs de Silicium. On peut également remarquer sur cette figure une autre traîne de points en parallèle avec la traîne des points de réactions. Cette dernière n'a pas de raison d'être ce qui est mis en évidence par les deux bosses dans la figure III.13. Donc, pour une analyse correcte, il faut éliminer la contribution de ce phénomène.

Dans le chapitre II, on a signalé que la petite chambre à dérive permet, en plus de sa fonction en tant que détecteur à localisation, de reconstruire la trajectoire des noyaux événement par événement. Elle permet de reconstruire l'image du faisceau au niveau des détecteurs de télescope de Silicium. Cette dernière propriété, bénéficiant du fait que la petite chambre installée juste auprès du télescope, permet de tester la bonne fonctionnalité des détecteurs de ce dernier. La détection de zones mortes et de pollutions peut être déterminée à l'aide de l'image du faisceau sur les détecteurs de Silicium en faisant un balayage sur chaque zone de ces derniers.

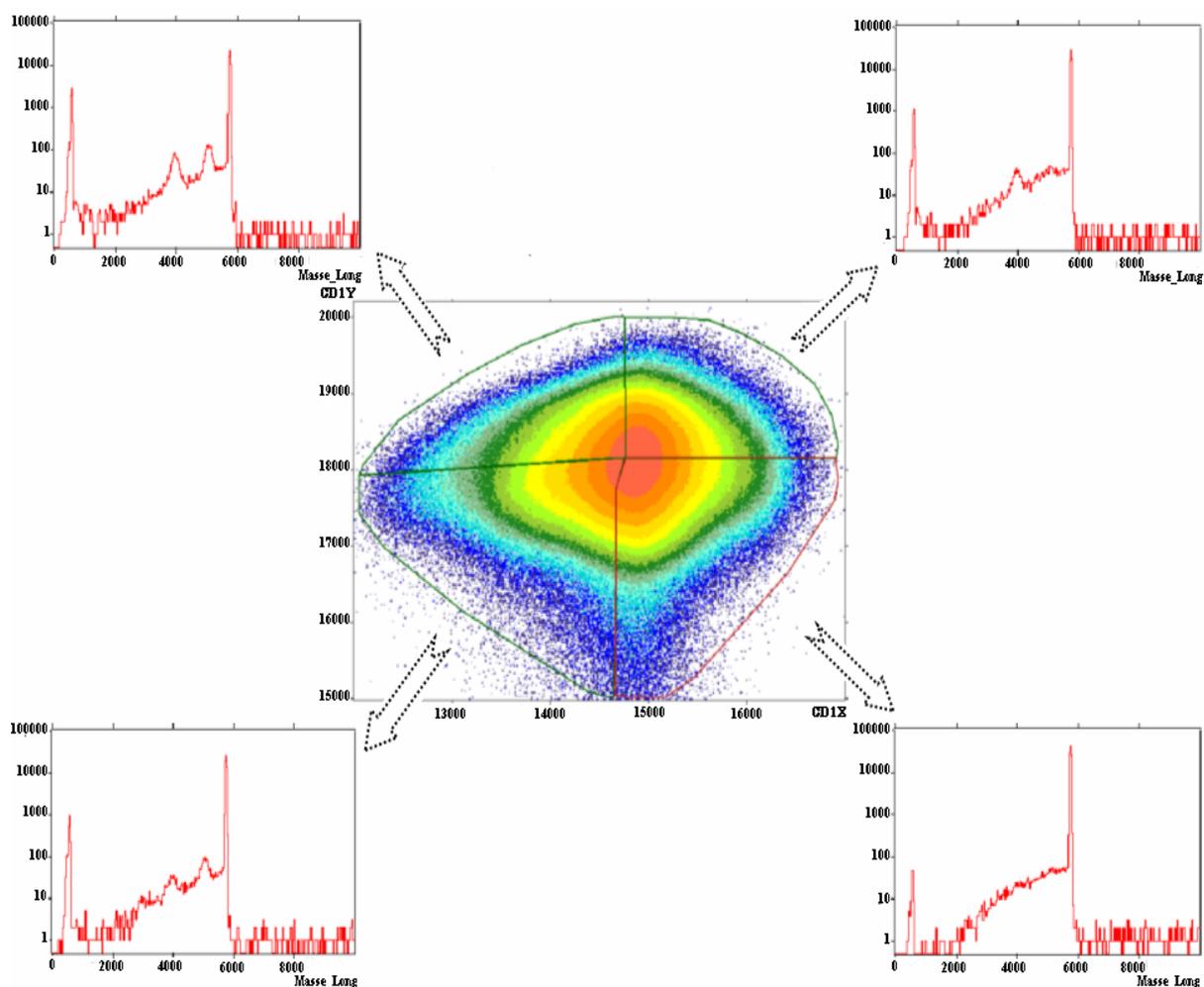


Figure III.14 : Image du faisceau (le spectre au centre) obtenue par la petite chambre à dérive. Les différents spectres entourant cette image montrent les zones qui peuvent permettre ou non à des mesures de sections efficaces de réaction.

La figure III.14 montre l'image du faisceau au niveau du télescope de Silicium obtenue à l'aide de la chambre à dérive en construisant la matrice en position $CDIX$ mesurée horizontalement en fonction de la position $CDIY$ mesurée verticalement. A l'aide d'un balayage au niveau de la surface des détecteurs de Silicium, les spectres en masse (Masse_Long) obtenus pour le noyau de ^{25}F , en considérant les différentes sélections évoquées plus haut, montrent qu'il n'existe qu'une seule zone dépourvue de « bosses » sur le spectre (en bas à droite). Cette anomalie peut être attribuée à un défaut de pollution due à une saleté ou à un défaut du détecteur.

Avec cette sélection, on perd 75% du faisceau. Par conséquent, on peut s'attendre à des mesures affectées avec de grandes barres d'erreurs principalement dues aux erreurs statistiques.

La figure III.15 représente le spectre de la figure III.12 du noyau de ^{25}F en ajoutant la dernière condition sur la chambre à dérive. Dans ce spectre, la deuxième traîne de points est presque disparue : les mesures de sections efficaces de réaction sont hautement sensibles à chaque défaut soit de construction ou de pollution. Aussi on peut constater dans ce spectre bidimensionnel que les phénomènes de channeling sont extrêmement faibles ou nuls.

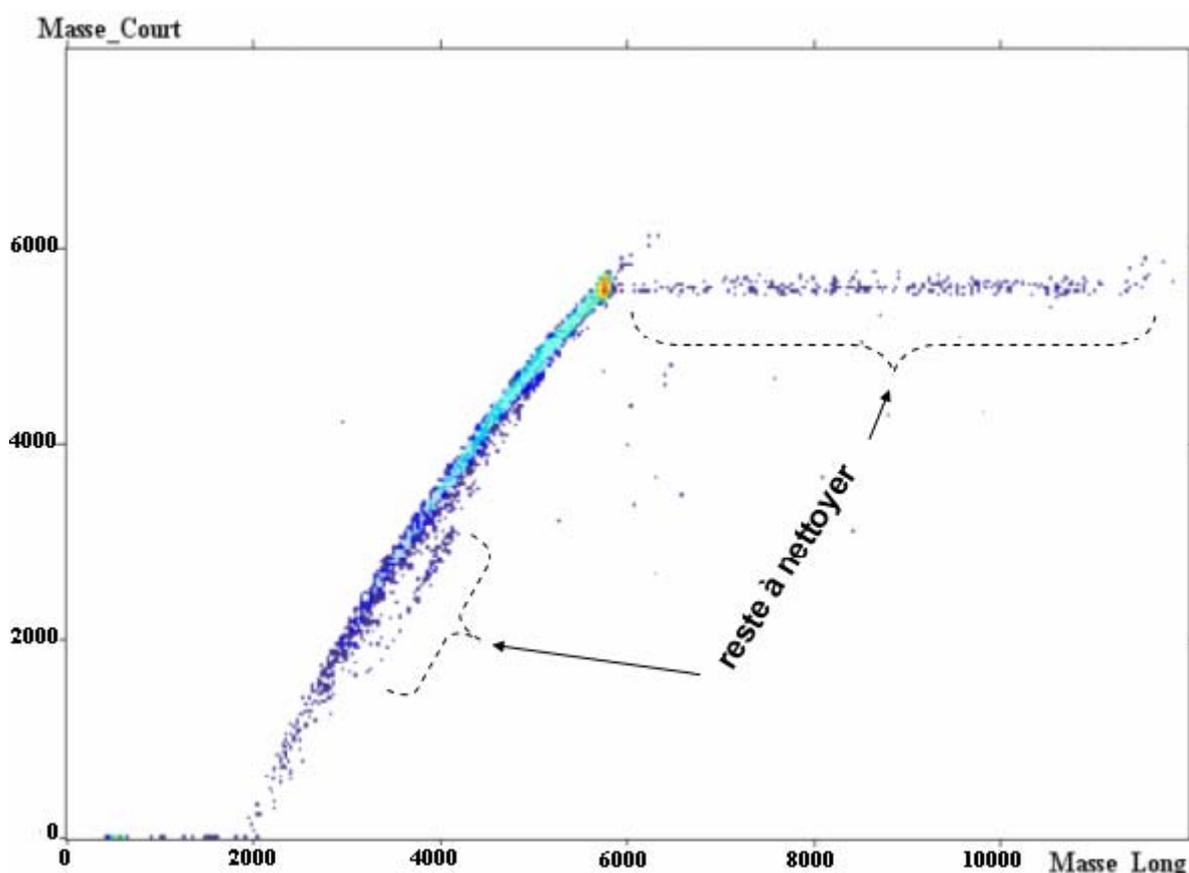


Figure III.15 : Résultat des différentes sélections sur le noyau de ^{25}F .

Comme les deux masses sont prises à partir du même signal, la traîne à droite, observée que pour la masse Masse_Long, ne peut être due qu'à la grande valeur du shaping time $3\mu\text{s}$ de l'amplificateur d'énergie ELong. Ceci peut être expliqué par le fait que des noyaux arrivent

avant la fin du temps déclenché par le noyau précédent. Pour enlever à la fois la contribution de cette traîne de points et du reste de celle qui est en parallèle à celle de réactions, on regarde l'effet de toutes les sélections sur une série d'isotopes de Fluor (figure III.16).

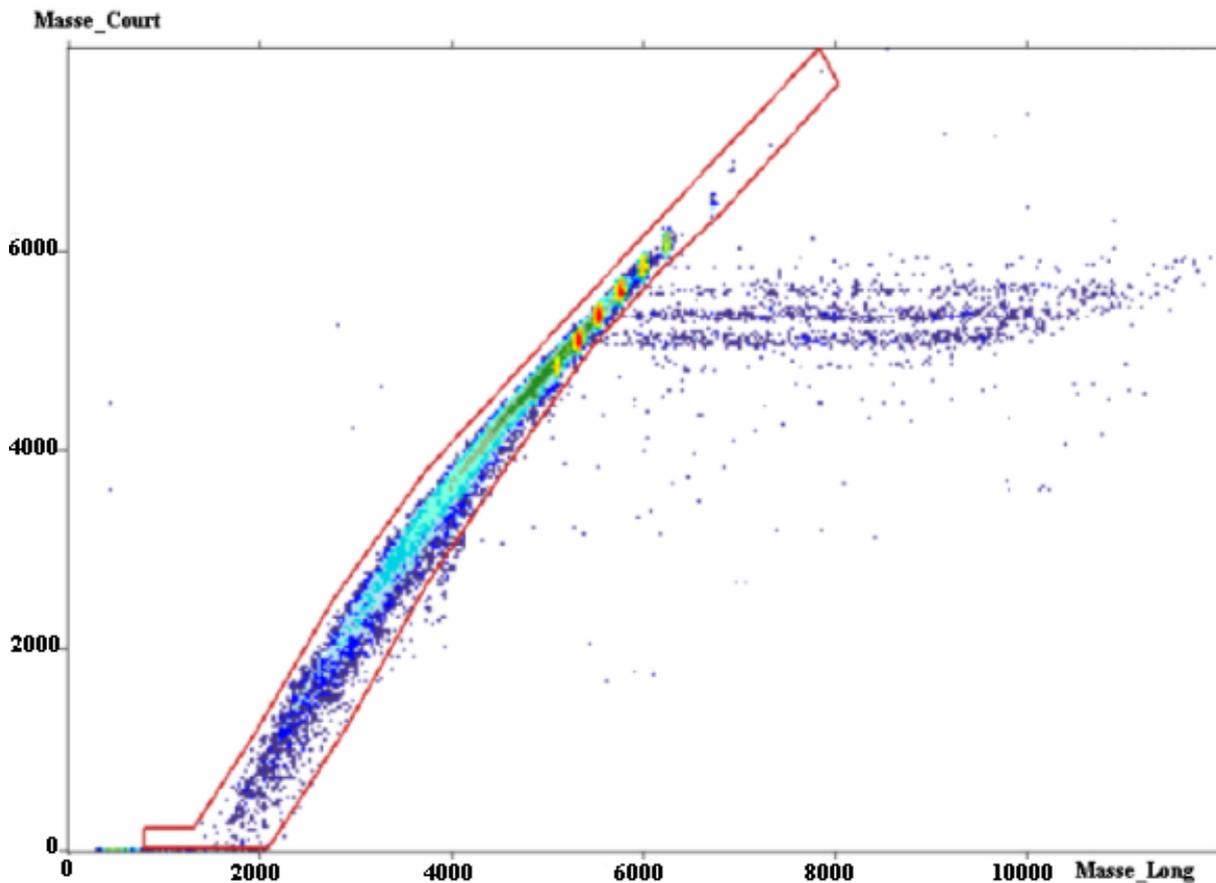


Figure III.16 : Les isotopes de Fluor nettoyés par rapport aux différentes sélections. Le contour permet d'ajouter une autre sélection au niveau de détecteurs de silicium.

La figure III.16 représente les différents noyaux des isotopes de Fluor. Sur cette figure, on voit l'effet des différentes étapes de sélection. Afin de ne pas éliminer la contribution de chaque événement de réaction dans la mesure de section efficace, aucune sélection au niveau des détecteurs de Silicium (cible de réaction) ne doit être faite ; d'où l'idée de dupliquer le signal du premier Si(Li) en deux signaux E et ELong, ce qui permettra de s'assurer de la bonne fonctionnalité des détecteurs et puis d'ajouter une autre sélection si c'est nécessaire sans changer la principe de la technique. Sur la figure III.16, un contour permet d'accomplir le reste du nettoyage.

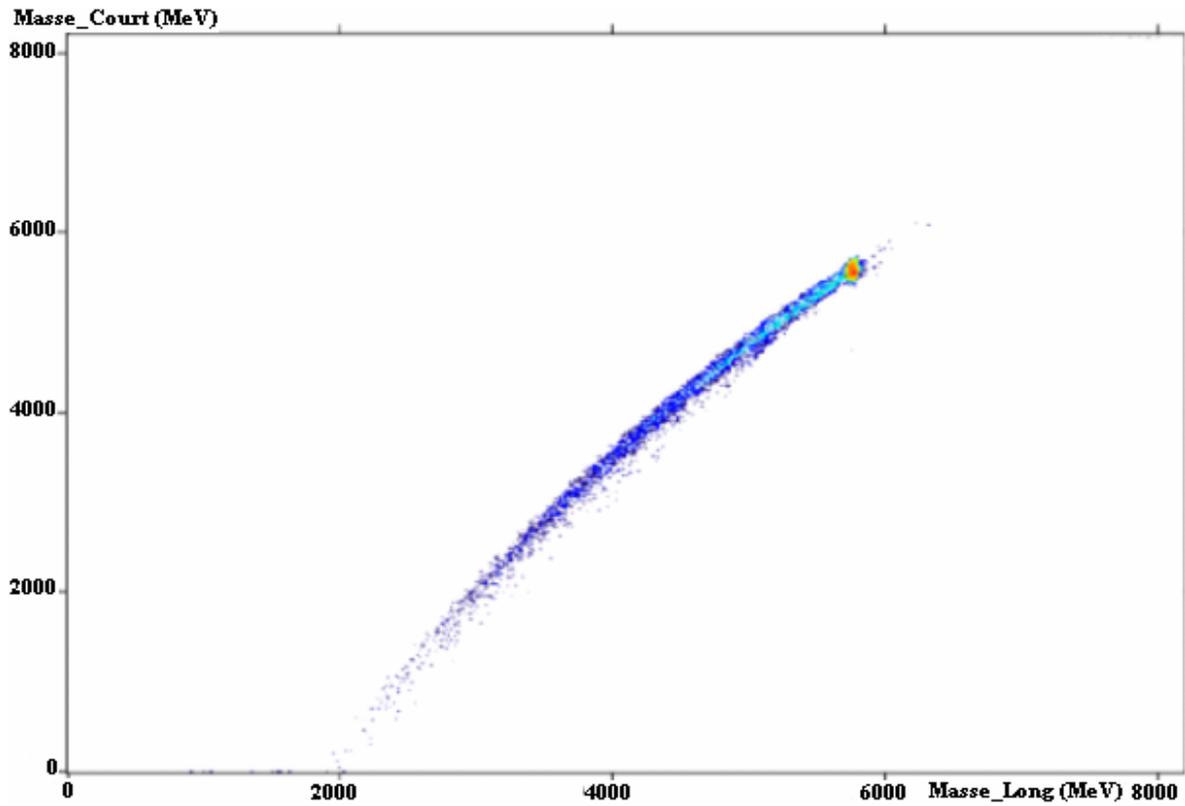


Figure III.17 : Résultat final de sélection sur un spectre bidimensionnel en masse-masse du noyau de ^{25}F

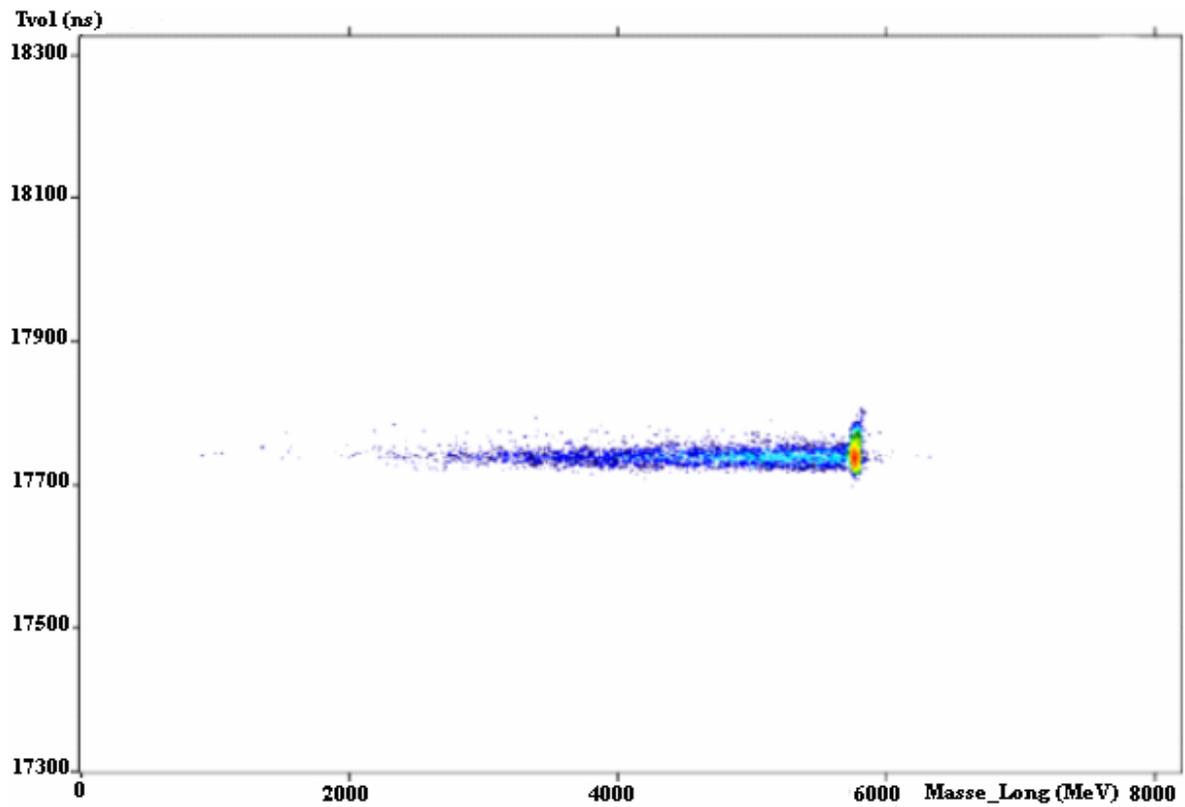


Figure III.18 : Résultat final de sélection sur un spectre bidimensionnel en masse-Tvol du noyau de ^{25}F

Par conséquent, cette procédure a été appliquée aux différents noyaux identifiés dans cette expérience. On se contente de représenter sur la figure III.19 certains spectres.

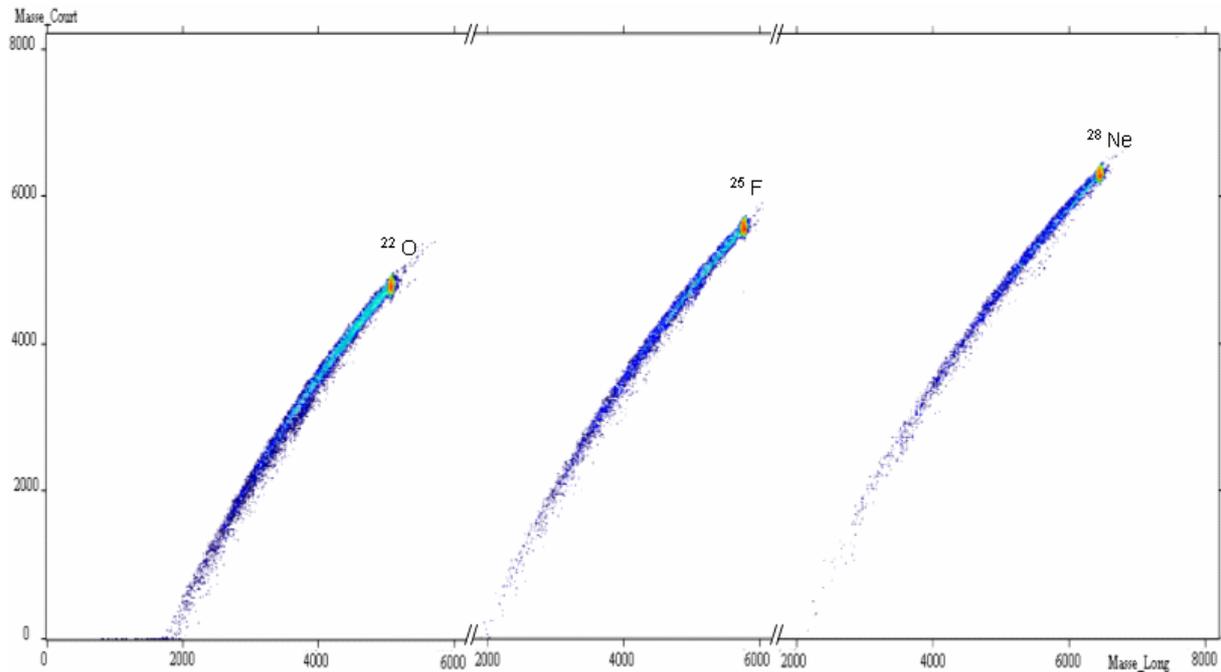


Figure III.19: Noyaux de ^{22}O , ^{25}F , ^{28}Ne après la sélection finale

Mesure de probabilité de réaction :

Dans l'équation III.11, la probabilité de réaction est mesurée à partir de la détermination précise des deux nombres de réactions N_{reac} et de noyaux incidents N_i . Pour des raisons de résolution, on va utiliser la masse $Masse_Long$, calculée à partir de l'énergie E_{totL} (équations III.25 et III.29) qui présente une meilleure calibration par rapport à E_{totC} . Il faut noter qu'au moment de l'expérience et du dépouillement, on a utilisé le logiciel VISUGAN développé à GANIL pour traiter les différentes données.

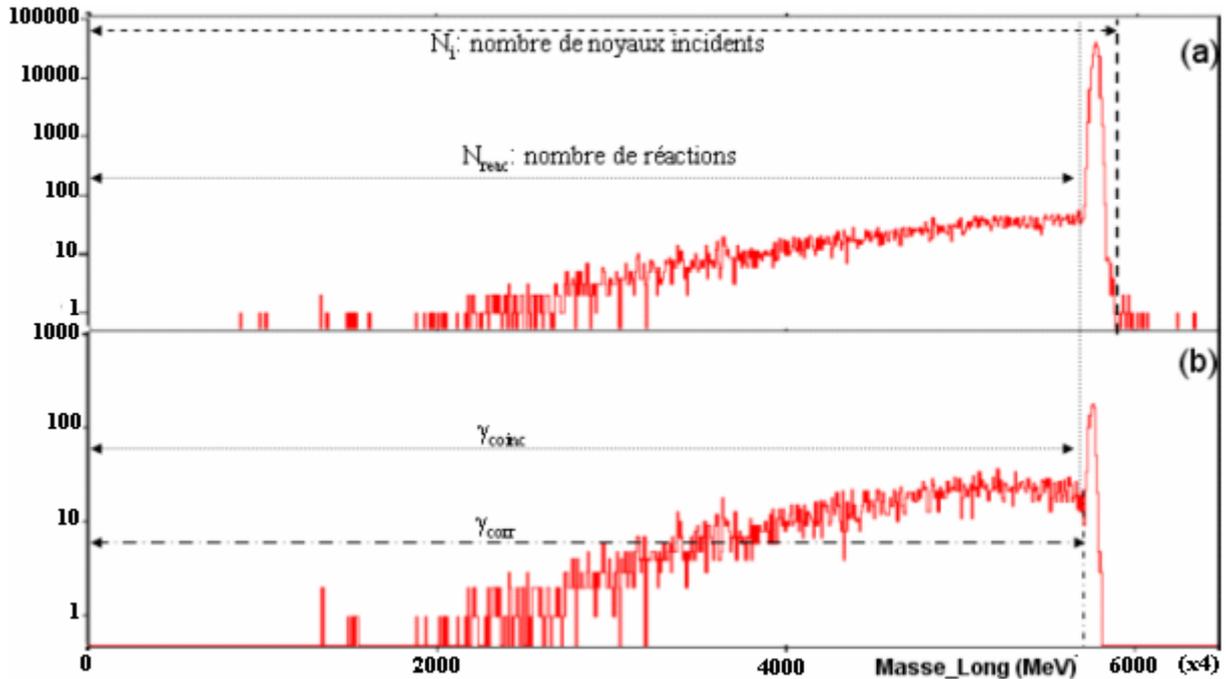


Figure III.20 : Spectre en masse ($\sim E_{tot} \cdot T_{vol}^2$) du noyau de ^{25}F . Le spectre (a) est obtenu directement à partir des détecteurs de Silicium. (b) représente la coïncidence du spectre (a) en fonction des rayons gammas émis. La valeur de la masse est divisée par 4.

La figure III.20 montre un exemple de mesure de probabilité de réaction pour un noyau de ^{25}F d'énergie incidente $45.5A$ MeV. Le spectre (a) en masse ($\sim E_{tot} \cdot T_{vol}^2$), obtenu directement à partir des détecteurs de Silicium, est de résolution $R \sim 0.23\%$. Ceci permet d'avoir une résolution en énergie effective $Q = 2.58$ MeV. Le pic le plus intense correspond aux diffusions élastiques des noyaux. Par analogie avec la technique utilisant une cible mince, ce pic peut contenir le nombre des noyaux résiduels sortant sans interactions. D'après l'équation III.7 on ne cherche pas à mesurer la section efficace de diffusion élastique. Le fond décroissant vers les basses énergies correspond aux réactions propres. A l'aide de ce spectre, la probabilité peut être mesurée par le rapport des deux surfaces indiquées par N_{reac} et N_i représentant le nombre des événements de réactions et de noyaux incidents respectivement.

Comme signalé, au début de ce chapitre, il est difficile d'identifier les événements quasi-élastiques parmi les événements élastiques. Pour cette raison, on a installé des détecteurs de $4\pi\gamma - \text{NaI}$ autour du télescope de Silicium. Le spectre (b) représente la coïncidence du spectre (a) avec des rayons gammas émis pour chaque réaction. Sur le spectre, le symbole γ_{coinc} signifie le nombre des gammas qui correspondent aux réactions que l'on peut identifier facilement tandis que le symbole γ_{corr} représente le nombre total des réactions en coïncidence des gammas émis. La différence de ces deux nombres fournit la correction que l'on peut ajouter au nombre de réactions (N_{reac}).

Tableau III.1: Résultat de nombres des événements de réactions N_{reac} et de noyaux incidents N_i déterminés à partir du spectre III.20 du noyau ^{25}F .

^{25}F	N_i	N_{reac}	γ_{coinc}	$\gamma_{corr}-\gamma_{coinc}=S$	correction	R	Q (MeV)
Run1	191000	6710	4806	34	47	0.0023	2.58
Run2	118460	4172	3037	42	58	0.0023	2.58

A cause des shifts, dus à un changement au cours de l'expérience sur la valeur des gains des amplificateurs de charge des détecteurs de Silicium, on a dû prendre les données de chaque shift séparément. Le tableau III.1 présente les différentes données de chaque shift (Run1 et Run2) du noyau de ^{25}F . A l'aide de l'équation III.11, la probabilité de réaction du ^{25}F est :

$$P_R = \frac{N_{reac}}{N_i} = \frac{N_{reac}(Run1) + N_{reac}(Run2)}{N_i(Run1) + N_i(Run2)} \quad \text{III. 35}$$

$$= 0.03516 \pm 0.00034$$

En ajoutant la contribution du nombre de γ correspondant aux événements quasi-inélastiques désigné par « correction = $\frac{N_{reac}}{\gamma_{coinc}} * S$ » dans le tableau III.1, le nombre de réactions est corrigé d'un facteur de 1%. Avec cette dernière, la probabilité de réaction devient :

$$P_R = 0.03550 \pm 0.00034 \quad \text{III. 36}$$

A partir de l'équation III.13, la section efficace de réaction pour ce noyau est :

$$\overline{\sigma_R} = 2256 \pm 22 \text{ (mb)}. \quad \text{III. 37}$$

4.2 Analyse et résultats des sections efficaces de réaction des noyaux autour de N=28 :

Dans cette partie d'analyse, la même procédure de définition des filtres que celle suivie dans le premier réglage est appliquée. La figure III.21 montre le résultat des différentes sélections. Pour titre d'exemple, on a pris les séries isotopiques : Na, Mg, Si et Cl. Sur chaque série isotopique, on observe une double queue, parallèle à celle des réactions ; ce qui rend la façon de définir un seul filtre sur toute la série isotopique, utilisée dans le premier réglage (figure III.16), inapplicable dans ce deuxième réglage. Cette double queue est présente dans chaque noyau et peut être due à un double déclenchement dans le circuit électronique qui accompagne le télescope de Silicium. Pour accomplir la procédure de sélection, on était obligé de définir, en plus des autres filtres, un filtre propre à chaque noyau. La figure III.22 montre un exemple de filtres sur un noyau de ^{32}Mg . Comme observé dans la figure III.21, sur le spectre de chaque noyau, la queue parasite est tellement proche de celle des événements de réactions à tel moment qu'on ne peut pas séparer entre les coups de réactions réels de ceux des parasites. Donc, on peut s'attendre à des erreurs statistiques et systématiques, qui peuvent être à un certain moment plus importantes, dues à un problème d'ambiguïté d'identification des coups de réactions.

Chapitre III : Mesures de sections efficaces de réaction

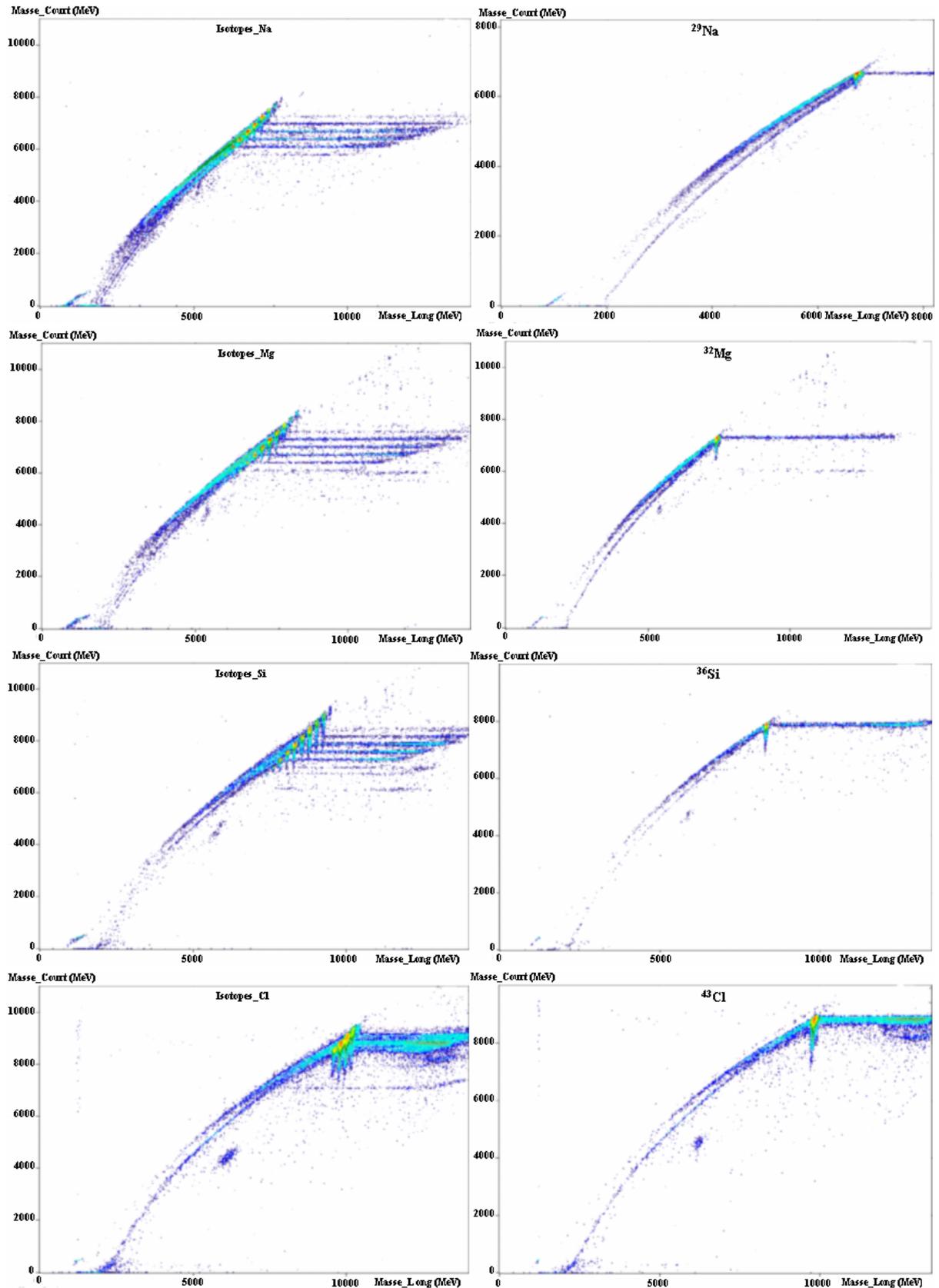


Figure III.21: Résultats de différentes sélections sur des séries isotopiques: Na, Mg, Si et Cl. En face de chaque série isotopique, un noyau d'exemple est présenté afin de montrer l'omniprésence d'une queue parasite sur chaque noyau.

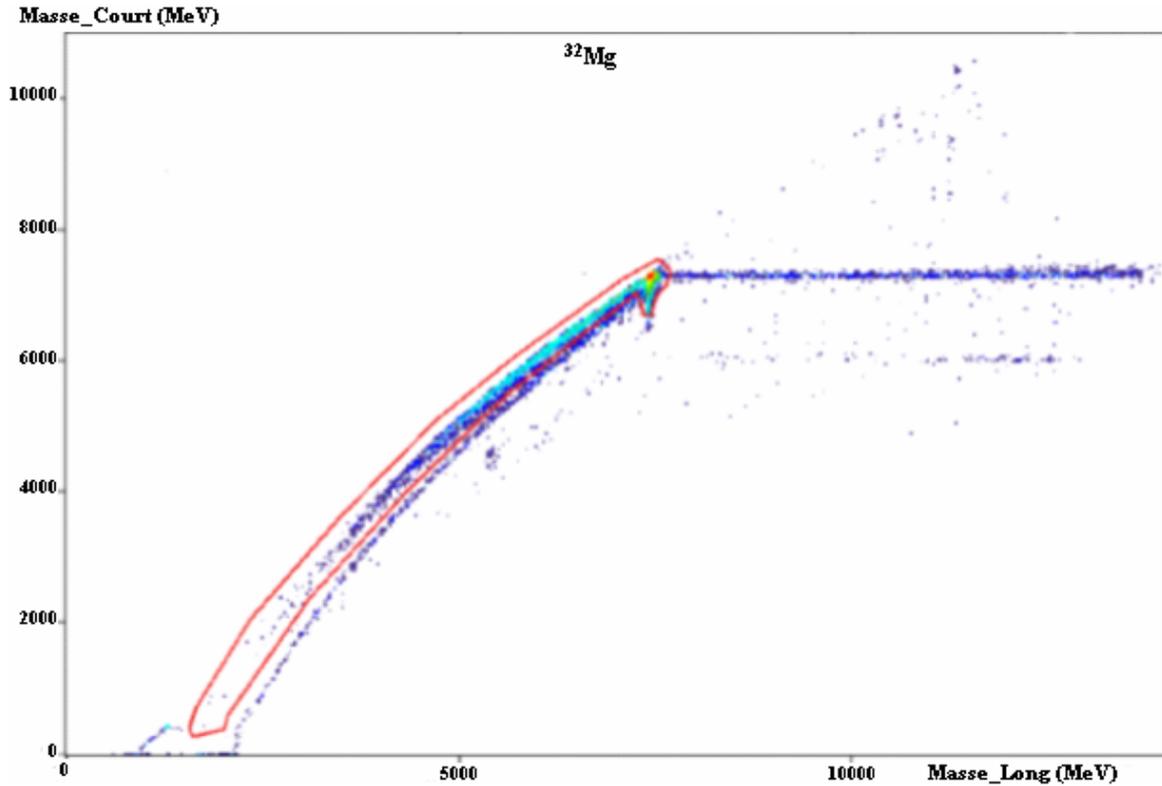


Figure III.22 : Ajout d'un autre filtre sur chaque noyau. L'exemple ici est donné pour le noyau de ^{32}Mg .

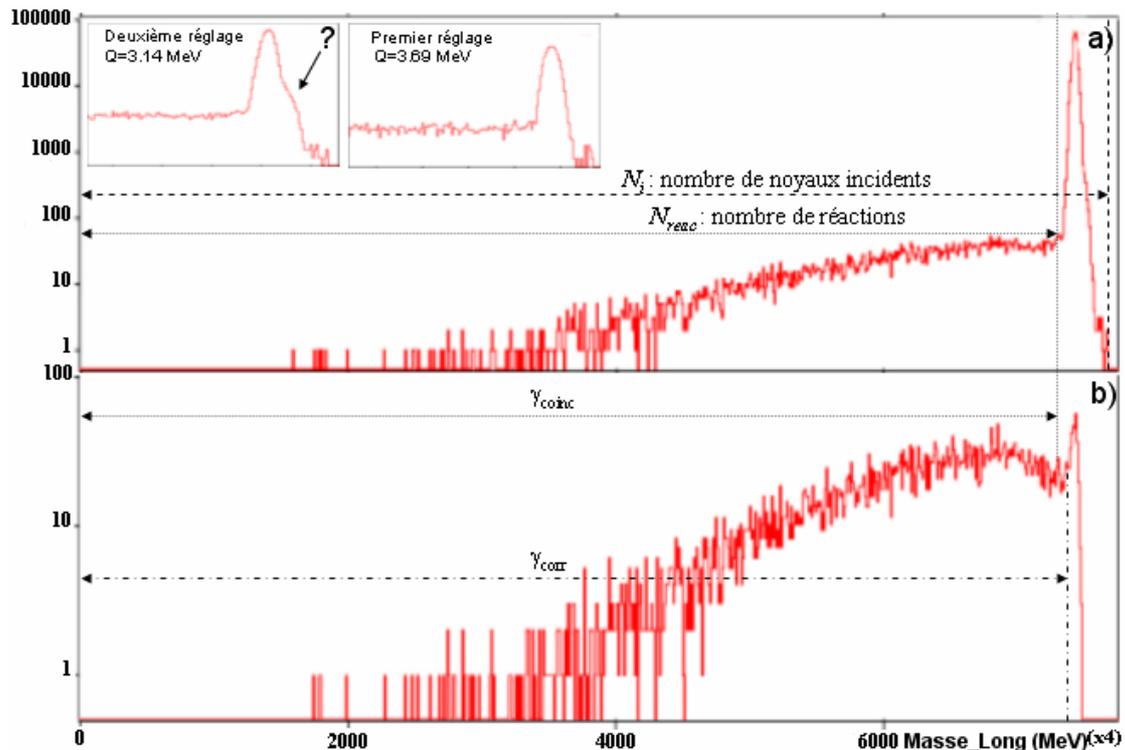


Figure III.23 : Spectre en masse ($\sim E_{tot} \cdot T_{vol}^2$) du noyau ^{32}Mg . Le spectre a) est obtenu directement des détecteurs de Silicium. Sur ce spectre en haut à gauche, la dégradation de la forme du pic de diffusion élastique comparé avec celle du pic trouvée dans le premier réglage. Le spectre b) est celui du spectre a) en coïncidence avec les rayons gamma émis.

Mesure de probabilité de réaction :

La figure III.23 montre un exemple de mesure de probabilité de réaction P_R pour un noyau de ^{32}Mg . Malgré la bonne résolution ($Q \sim 3.14 \text{ MeV}$) de ce noyau d'énergie incidente 42.8A MeV, une dégradation sur la forme du pic de diffusion élastique est observé par rapport au premier réglage. Cette dégradation peut être due soit à une détérioration des détecteurs de Silicium au cours du temps, au moment de l'expérience, soit à un shift du faisceau à cause des aberrations des champs magnétique et électrique au niveau du spectromètre SPEG.

Tableau II.2 : Résultat de nombres des événements de réactions N_{reac} et de noyaux incidents N_i obtenus à partir de la figure III.23 du noyau ^{32}Mg .

^{32}Mg	N_i	N_{reac}	γ_{coinc}	$\gamma_{\text{corr}} - \gamma_{\text{coinc}} = S$	correction	R	Q (MeV)
Run1	343550	8312	6511	118	151	0.0023	3.14

Le tableau II.2 présente les valeurs de N_i et N_{reac} ainsi que le nombre des événements de correction par méthode gamma. Aussi la résolution en énergie effective Q est présentée. Sans correction, la probabilité de réaction du noyau ^{32}Mg est :

$$P_R = 0.02419 \pm 0.00027 \quad \text{III. 38}$$

donnant une section efficace de réaction :

$$\overline{\sigma}_R = 2330 \pm 262 \text{ (mb)} \quad \text{III. 39}$$

Avec la correction gamma, une correction, sur le nombre des événements de réactions, de l'ordre 2% est ajoutée. La probabilité de réaction est donc :

$$P_R = 0.02463 \pm 0.00027 \quad \text{III. 40}$$

et la section efficace de réaction est :

$$\overline{\sigma}_R = 2372 \pm 264 \text{ (mb)} \quad \text{III. 41}$$

Finalement, le tableau III.3 illustre les différents résultats de sections efficaces de réaction $\overline{\sigma}_R$ mesurées dans le premier et deuxième réglage.

Tableau 3 : Résultats de mesures de sections efficaces de réaction

Noyau		$B\rho = 2.753 \text{ T.m}$		$B\rho = 2.575 \text{ T.m}$	
A	Z	E/A (MeV)	$\overline{\sigma}_R$ (mb)	E/A (MeV)	$\overline{\sigma}_R$ (mb)
22	7	35.671	2096 ± 107	31.133	2472 ± 201
21	7	39.151	2162 ± 28	34.195	2125 ± 75
20	7	43.150	2142 ± 19	37.714	2016 ± 104
19	7	47.774	2048 ± 14	41.785	2196 ± 213
18	7	53.161	2104 ± 32		
17	7	59.486	2054 ± 120		
24	8	39.060	2169 ± 109	34.095	2306 ± 143
23	8	42.528	2109 ± 42	37.147	2342 ± 59
22	8	46.464	2074 ± 14	40.612	2074 ± 21
21	8	50.954	2028 ± 15	44.567	2039 ± 28
20	8	56.108	1998 ± 30	49.108	1920 ± 62
19	8	62.062	1736 ± 181	54.358	2159 ± 389
27	9	38.969	2096 ± 164	33.995	2468 ± 256
26	9	42.031	2221 ± 52	36.690	2424 ± 71
25	9	45.456	2256 ± 22	39.705	2300 ± 26

Chapitre III : Mesures de sections efficaces de réaction

Noyau		$B\rho = 2.753 \text{ T.m}$		$B\rho = 2.575 \text{ T.m}$	
A	Z	E/A (MeV)	$\bar{\sigma}_R$ (mb)	E/A (MeV)	$\bar{\sigma}_R$ (mb)
24	9	49.302	2189 ± 15	43.093	2173 ± 15
23	9	53.641	2112 ± 16	46.916	2048 ± 13
22	9	58.561	2034 ± 53	51.253	1961 ± 31
21	9	64.169	1899 ± 324	56.199	2049 ± 131
30	10	38.877	2587 ± 219	33.894	2849 ± 399
29	10	41.619	2522 ± 108	36.308	2689 ± 157
28	10	44.650	2376 ± 31	38.977	2423 ± 37
27	10	48.012	2346 ± 39	41.937	2356 ± 37
26	10	51.754	2221 ± 21	45.235	2229 ± 15
25	10	55.937	2185 ± 45	48.921	2145 ± 22
24	10	60.631	2141 ± 137	53.060	2097 ± 44
23	10			57.728	1848 ± 239
33	11	38.786	2916 ± 311	33.794	2755 ± 590
32	11	41.268	2593 ± 120	35.979	2539 ± 186
31	11	43.986	2397 ± 36	38.373	2512 ± 48
30	11	46.971	2363 ± 28	41.002	2402 ± 29
29	11	50.259	2288 ± 24	43.898	2304 ± 17
28	11	53.891	2329 ± 45	47.099	2274 ± 22
27	11	57.917	2099 ± 86	50.649	2192 ± 31
26	11	62.397	2547 ± 499	54.600	1963 ± 97
25	11			59.014	2198 ± 488
36	12	38.694	2530 ± 510	33.694	5422 ± 2010
35	12	40.962	3258 ± 352	35.691	3896 ± 750
34	12	43.426	2537 ± 73	37.860	2598 ± 109
33	12	46.110	2511 ± 52	40.224	2561 ± 57
32	12	49.039	2381 ± 35	42.805	2372 ± 26
31	12	52.246	2379 ± 58	45.631	2340 ± 32
30	12	55.766	2370 ± 86	48.734	2342 ± 37
29	12	59.640	2226 ± 334	52.150	2246 ± 85
28	12			55.925	2069 ± 186
39	13	38.603	3459 ± 716		
38	13	40.690	2485 ± 242	35.432	3013 ± 618
37	13	42.944	2420 ± 77	37.416	2472 ± 131
36	13	45.381	2523 ± 69	39.563	2509 ± 82
35	13	48.022	2447 ± 46	41.890	2421 ± 39
34	13	50.891	2413 ± 63	44.418	2392 ± 45
33	13	54.014	2415 ± 69	47.171	2465 ± 41
32	13	57.422	2614 ± 235	50.176	2402 ± 66
31	13			53.465	1996 ± 102
30	13			57.075	2281 ± 515
41	14	40.445	1591 ± 392		
40	14	42.521	2554 ± 149	37.025	2732 ± 316
39	14	44.753	2231 ± 124	38.991	2615 ± 179
38	14	47.157	2553 ± 81	41.109	2476 ± 78
37	14	49.751	2438 ± 73	43.395	2518 ± 74
36	14	52.556	2594 ± 75	45.867	2442 ± 58
35	14	55.595	2854 ± 240	48.546	2533 ± 75
34	14	58.894	2288 ± 1070	51.456	2465 ± 88
33	14			54.624	2008 ± 291
43	15	42.146	3895 ± 616		
42	15	44.204	2716 ± 264	38.488	2709 ± 404
41	15	46.410	2742 ± 125	40.431	2766 ± 159
40	15	48.777	2716 ± 73	42.517	2710 ± 111
39	15	51.321	2655 ± 56	44.760	2480 ± 60
38	15	54.060	2663 ± 136	47.175	2506 ± 53
37	15	57.015	2880 ± 1000	49.781	2537 ± 67
36	15			52.598	2350 ± 183

Chapitre III : Mesures de sections efficaces de réaction

Noyau		$B\rho = 2.753 \text{ T.m}$		$B\rho = 2.575 \text{ T.m}$	
A	Z	E/A (MeV)	$\bar{\sigma}_R$ (mb)	E/A (MeV)	$\bar{\sigma}_R$ (mb)
44	16	45.755	3432 ± 451	39.836	3783 ± 650
43	16	47.931	2677 ± 134	41.753	2670 ± 309
42	16	50.258	2827 ± 68	43.804	2486 ± 91
41	16	52.750	2804 ± 150	46.001	2436 ± 56
40	16	55.424	4967 ± 1420	48.359	2715 ± 53
39	16			50.893	2331 ± 128
46	17	47.188	4535 ± 1060		
45	17	49.331	2953 ± 109	42.968	2803 ± 175
44	17	51.616	2923 ± 207	44.983	2630 ± 65
43	17			47.134	2570 ± 46
42	17			49.435	2804 ± 115
47	18			44.089	4076 ± 733
46	18			46.066	2772 ± 61
45	18			48.172	3125 ± 145

Mesures de rayons d'absorption forte

Les mesures de sections efficaces de réaction permettent généralement une détermination du rayon nucléaire, cependant, dû à des restrictions expérimentales, ces mesures ont été limitées à des noyaux stables. Certaines mesures [Ott89] utilisant différents isotopes (Isotope-Shift) comme cibles, ont déjà montré d'une part, un effet isotopique dans la section efficace de réaction et d'autre part, la dépendance de la taille nucléaire à l'excès de neutrons. Ce dernier point, n'a pas toujours pu être étudié du fait de la limitation des sources ioniques à produire des isotopes plus exotiques. Récemment, grâce à la disponibilité des faisceaux radioactifs, l'évaluation du rayon nucléaire à partir des mesures de sections efficaces de réaction constitue l'une des méthodes les plus puissantes pour étudier la distribution de matière des noyaux loin de la vallée de stabilité. Elle permet d'étudier le comportement de la forme du noyau sous l'effet de divers phénomènes de structure : peau de neutron, halo de neutron et déformation de l'état fondamental. Des résultats expérimentaux ont montré que le rayon d'absorption forte (r_0^2), des noyaux en interaction, extrait des mesures de section efficace de réaction totale, a une dépendance linéaire en fonction de l'excès de neutrons [Mit87, Vil91, Ais99].

Nous présenterons ici, les résultats que nous avons obtenus sur l'évolution des rayons d'absorption forte (r_0^2) en fonction de l'excès de neutrons grâce à des mesures de sections efficaces de réaction sur une large gamme d'énergie : entre 20 et 950A MeV. Associée à la paramétrisation de S.Kox [Kox87], des mesures directes de sections efficaces de réaction permettent de déduire le rayon d'absorption forte, ainsi que sa dépendance isotopique et en isospin. Les sections efficaces obtenues sont quantitativement traitées afin d'étudier l'effet de la diffusivité surfacique sur l'évolution des rayons.

1. Paramétrisation de Kox

D'après le modèle d'absorption forte (Strong Absorption Model [Bas80]) la section efficace de réaction peut être exprimée en fonction du rayon d'interaction R_{int} :

$$\sigma_R = \pi R_{int}^2 \left(1 - \frac{B}{E_{cm}} \right) \quad \text{IV. 1}$$

où B est la barrière coulombienne du système en interaction exprimée en fonction des numéros atomiques Z_t et Z_p de la cible et du projectile ainsi que de leurs nombres de masses A_t et A_p :

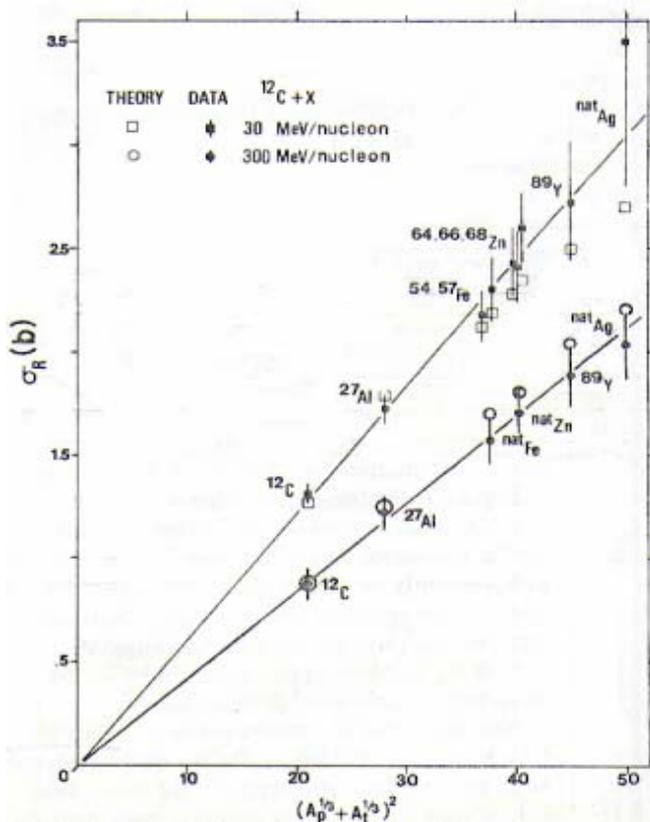
$$B = \frac{Z_p Z_t e^2}{1.07(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 2.72} \quad \text{IV. 2}$$

Dans l'équation IV.1, E_{cm} est l'énergie du système dans le centre de masse en fonction de l'énergie E du projectile dans le laboratoire :

$$E_{cm} = \frac{A_p A_t}{A_p + A_t} E \quad \text{IV. 3}$$

L'équation IV.1 décrit la dépendance de la section efficace de réaction en fonction de l'énergie dans le terme $\left(1 - \frac{B}{E_{cm}}\right)$. Elle augmente en fonction de l'énergie jusqu'à la limite d'une section efficace géométrique πR_{int}^2 . Cette interprétation phénoménologique décrit bien la section efficace de réaction des noyaux stables sur une grande gamme d'énergie. Mais, elle reste incapable de décrire les différentes contraintes physiques responsables à la diminution de la section efficace de réaction en dessous de 20-30A MeV d'énergie.

Cependant, basé sur des mesures directes de sections efficaces de réaction de différents noyaux lourds en collisions dans la région d'énergie 10-300A MeV, S.Kox et ses collaborateurs [Kox84, Kox87] ont pu étudier systématiquement le comportement de la section efficace de réaction en fonction de l'énergie pour différents systèmes projectile-cible.



Cette étude a montré une dépendance linéaire de la section efficace de réaction en fonction de la nature des systèmes $(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2$ en collisions. La pente de cette dépendance, qui est proportionnelle au rayon d'interaction R_{int} , varie en fonction de l'énergie incidente. Dans la figure ci-contre, une diminution de l'ordre de 20% sur la pente est observée pour une énergie entre 30 et 300A MeV. Cette diminution peut être interprétée dans le cadre du modèle microscopique, originalement développé par Karol [Kar75], par la diminution de la section

efficace de la diffusion nucléon-nucléon individuel. Dans ce modèle, en fonction de l'énergie incidente, la matière nucléaire devient transparente en dessous d'un certain paramètre d'impact. En tenant compte de l'effet de la transparence et de l'asymétrie de masse des noyaux en collisions dans la gamme d'énergie 10-300A MeV, les auteurs [Kox84, Kox87] ont proposé une paramétrisation du rayon d'interaction R_{int} en fonction de deux termes :

efficace de la diffusion nucléon-nucléon individuel. Dans ce modèle, en fonction de l'énergie incidente, la matière nucléaire devient transparente en dessous d'un certain paramètre d'impact. En tenant compte de l'effet de la transparence et de l'asymétrie de masse des noyaux en collisions dans la gamme d'énergie 10-300A MeV, les auteurs [Kox84, Kox87] ont proposé une paramétrisation du rayon d'interaction R_{int} en fonction de deux termes :

$$R_{int} = R_{vol} + R_{surf} \quad \text{IV. 4}$$

Un terme volumique, qui ne rend compte que de la géométrie sphérique des noyaux en collisions à faible paramètre d'impact, indépendamment de la masse et de l'énergie du système :

$$R_{vol} = r_0 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \quad \text{IV. 5}$$

et un terme surfacique, reproduisant les différentes contributions de la surface nucléaire à des énergies intermédiaires :

$$R_{surf} = r_0 \left[a \frac{A_p^{1/3} A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - C(E) \right] \quad \text{IV. 6}$$

Ce dernier terme prend en compte l'effet de l'asymétrie ($a=1.85$) de masse relié au volume de recouvrement des noyaux en collisions et de l'effet de la transparence en énergie $C(E)$. Cet effet est paramétrisé par L.W.Townsend et al [Tow88] :

$$C(E) = 1.91 - 16.0 \exp(-0.7274E^{0.3493}) \cos(0.0849E^{0.5904}) \quad \text{IV. 7}$$

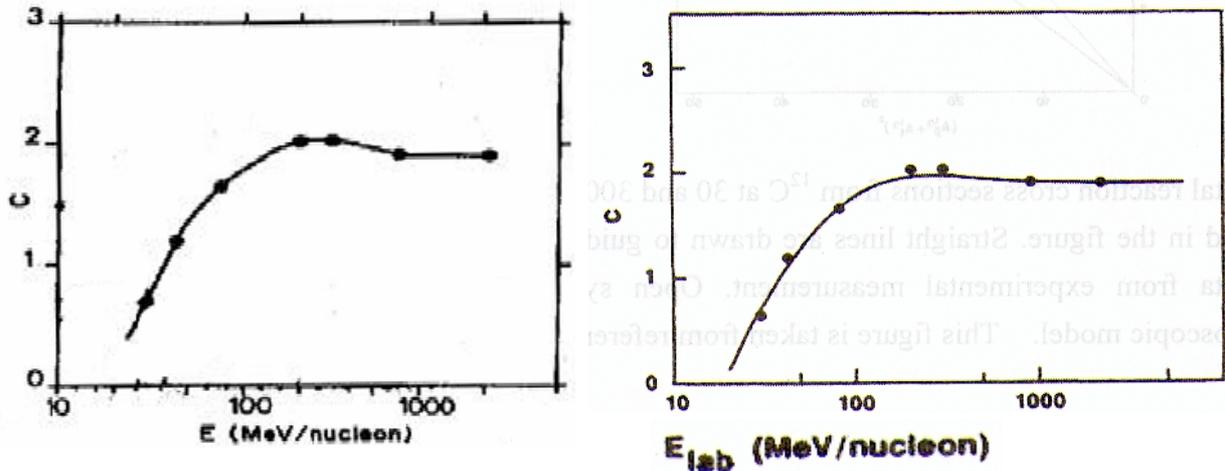


Figure IV.1: à gauche la constante C donnée, par S.Kox et al. [Kox87], en fonction de l'énergie incidente E . A droite la même constante donnée par L. W. Townsend.[Tow88, Zhe02]

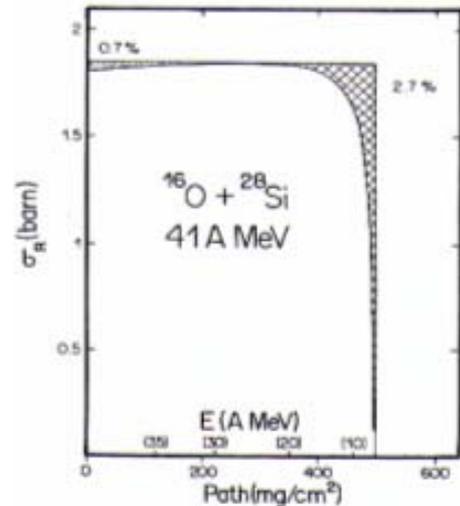
La figure IV.1 montre l'évolution du coefficient de transparence $C(E)$ en fonction de l'énergie incidente E . Il croit en fonction de l'énergie jusqu'à une valeur de saturation de 2.05 autour de 200-300A MeV. À haute énergie, ce paramètre prend la valeur de 1.91. L'équation IV.7 reproduit bien les différentes valeurs expérimentales de $C(E)$ obtenues par S.Kox et al. [Kox87] dans une large gamme d'énergie en dessus de 30A MeV. A basse énergie, en dessous de 30A MeV, où la compétition entre le champ moyen et les collisions individuelles entre nucléons joue un rôle important dans la détermination de la transparence en énergie, Shen et al. [She89] reproduisent la continuité de la constante $C(E)$.

Par conséquent, l'expression finale, donnée par S. Kox et al. [Kox87], de l'évolution de la section efficace de réaction en fonction de l'énergie s'écrit :

$$\sigma_R = \pi r_0^2 \left((A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + a \frac{A_p^{1/3} A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - C(E) \right)^2 \left(1 - \frac{V_b}{E_{cm}} \right) \quad \text{IV. 8}$$

où r_0 est le rayon d'absorption forte. Pour un système de noyaux stables $r_0=1.1 fm$ et chaque déviation de cette valeur pour des noyaux exotiques peut se traduire par l'existence d'effets de peau ou d'halo dans ces noyaux.

Pour une réaction d'un noyau de ^{16}O , d'énergie incidente 41A MeV, sur une cible de ^{28}Si , la correction apportée par cette paramétrisation à la section efficace géométrique (πR_{int}^2) est de l'ordre de 0.7% sur la dépendance en énergie contenue dans le coefficient de transparence $C(E)$ et de 2.7% sur la barrière coulombienne (voir figure ci-contre [Vil91]).



La figure IV.2 montre un exemple de calculs de sections efficaces de réaction, en utilisant les équations IV.7 et IV.8, pour un système de noyaux stables $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Les données expérimentales sont prises des références [Kox87] et [Zhe02]. Comme on peut l'observer, cette paramétrisation reproduit bien les différentes valeurs expérimentales à énergie intermédiaire de même qu'à haute énergie.

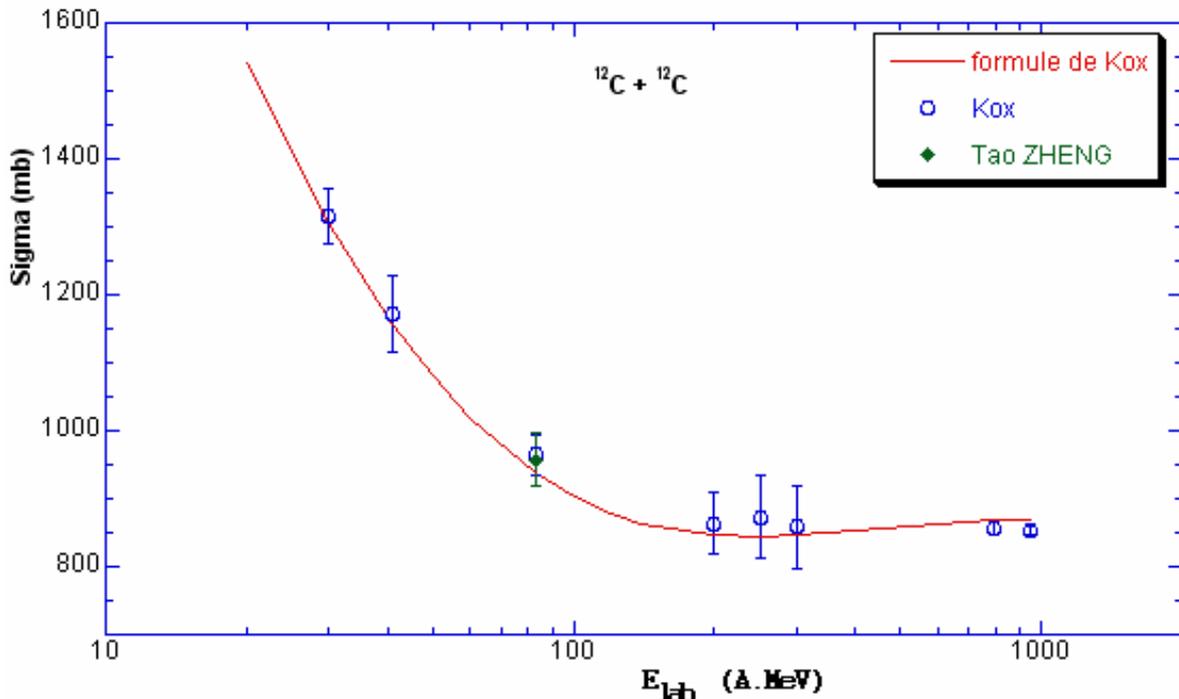


Figure IV.2 : Sections efficaces de réaction expérimentales mesurées pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, comparées avec les valeurs calculées par la paramétrisation de S.Kox en utilisant la paramétrisation L.W.Townsend pour évaluer le coefficient $C(E)$ en fonction de l'énergie.

2. Evaluation du rayon d'absorption forte (r_0^2)

A l'aide de la paramétrisation de S.Kox (équation IV.8), le rayon d'absorption forte peut être extrait à partir de la section efficace de réaction σ_R :

$$\begin{aligned}\sigma_R &= \pi r_0^2 \left((A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + a \frac{A_p^{1/3} A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - C(E)) \left(1 - \frac{V_b}{E_{cm}} \right) \right)^2 \\ &= cste \ln(1 - P_R)\end{aligned}\quad \text{IV. 9}$$

Défini dans l'équation IV.7, la variation du paramètre $C(E)$ en fonction de l'énergie E peut être estimée linéaire dans une courte gamme d'énergie. Dans notre domaine d'énergie, 30-70A MeV, cette variation peut être paramétrisée par l'équation [Vil91] :

$$C(E) = 0.31 + 0.0147 E/A_p \quad \text{IV. 10}$$

Cependant, dans notre expérience, nous mesurons la section efficace de réaction intégrée ($\overline{\sigma_R}$) sur tout le domaine d'énergie incidente. Donc, en tenant compte des équations IV.9, IV.10 et III.13 du troisième chapitre, le rayon d'absorption forte peut être, finalement, déterminé à partir de la probabilité de réaction (P_R) :

$$P_R = \pi r_0^2 \cdot \delta^2 \cdot \frac{N_A}{28} \cdot d.R_{max} \left[\left(1 - 2.37 \left(\frac{\chi}{E_0} \right) \right) - \frac{0.0294}{\delta} (0.63E_0 - \chi) + \frac{(0.0147)^2}{\delta^2} (0.046E_0^2 - 0.63\chi E_0) \right] \quad \text{IV.11}$$

avec :

$$\chi = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{1.4(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \frac{(A_1 + A_2)}{A_1 A_2} \quad \text{IV. 12}$$

et

$$\delta = A_1^{1/3} + A_2^{1/3} + a \cdot \frac{A_1^{1/3} \cdot A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} - 0.31 \quad \text{IV. 13}$$

où R_{max} est le parcours du noyau incident dans le télescope de Silicium [Hub80] entre une énergie incidente E_0 et une énergie nulle, puisqu'il s'agit d'un arrêt total.

Le tableau IV.1 montre les résultats de mesures des rayons d'absorption forte (r_0^2) de chaque noyau (A, Z) produit et sélectionné sous l'effet de deux valeurs de rigidité magnétique $B\rho_1 = 2.753 T.m$ et $B\rho_2 = 2.575 T.m$. Dans les deux colonnes de chaque rigidité magnétique, on trouve, pour chaque noyau, l'énergie cinétique et le rayon d'absorption forte r_0^2 , suivi de sa barre d'erreur. Quant à la dernière colonne, on trouve la valeur moyenne pondérée ($\overline{r_0^2}$) des deux rayons. Cette valeur moyenne pondérée, par rapport à l'erreur de chaque rayon, peut être obtenue comme suit :

$$\overline{r_0^2} (fm^2) = \frac{\sum \frac{r_i^2}{(dr_0^2)^2}}{\sum \frac{1}{(dr_0^2)^2}} = \frac{\frac{r_1^2}{(dr_1^2)^2} + \frac{r_2^2}{(dr_2^2)^2}}{\frac{1}{(dr_1^2)^2} + \frac{1}{(dr_2^2)^2}} \quad \text{IV. 14}$$

avec l'erreur:

Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte

$$\overline{dr_0^2} (fm^2) = \sqrt{\frac{1}{\sum \left(\frac{1}{dr_i^2}\right)^2}} = \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{1}{(dr_1^2)^2} + \frac{1}{(dr_2^2)^2}\right)}} \quad \text{IV. 15}$$

Tableau IV.1: Rayons d'absorption forte, de chaque noyau, mesurés pour deux réglages de rigidité magnétique ($B\rho$).

Noyaux		$B\rho_1 = 2.753 T.m$		$B\rho_2 = 2.575 T.m$		Rayons moyens
A	Z	E1 (A.MeV)	$r_0^2 (fm^2)$	E2 (A.MeV)	$r_0^2 (fm^2)$	$\overline{r_m^2} (fm^2)$
22	7	35.67	1.1733 ± 0.0598	31.133	1.3875 ± 0.1130	1.220 ± 0.053
21	7	39.15	1.2335 ± 0.0159	34.195	1.2137 ± 0.0428	1.231 ± 0.015
20	7	43.15	1.2492 ± 0.0110	37.714	1.1738 ± 0.0606	1.247 ± 0.011
19	7	47.77	1.2239 ± 0.0082	41.785	1.3072 ± 0.1270	1.2242 ± 0.0082
18	7	53.16	1.2598 ± 0.0195			1.260 ± 0.019
17	7	59.49	1.2371 ± 0.0740			1.237 ± 0.074
24	8	39.06	1.1850 ± 0.0597	34.095	1.2622 ± 0.0784	1.213 ± 0.047
23	8	42.53	1.1735 ± 0.0233	37.147	1.3030 ± 0.0329	1.2168 ± 0.019
22	8	46.46	1.1777 ± 0.0079	40.612	1.1754 ± 0.0119	1.1770 ± 0.0066
21	8	50.95	1.1782 ± 0.0090	44.567	1.1796 ± 0.0161	1.1785 ± 0.0078
20	8	56.11	1.1907 ± 0.0177	49.108	1.1364 ± 0.0365	1.180 ± 0.016
19	8	62.06	1.0649 ± 0.1110	54.358	1.3119 ± 0.2360	1.11 ± 0.10
27	9	38.97	1.1022 ± 0.0865	33.995	1.3015 ± 0.1350	1.160 ± 0.073
26	9	42.03	1.1866 ± 0.0280	36.690	1.2962 ± 0.0379	1.225 ± 0.022
25	9	45.46	1.2261 ± 0.0121	39.705	1.2493 ± 0.0142	1.2359 ± 0.0092
24	9	49.30	1.2129 ± 0.0083	43.093	1.2010 ± 0.0084	1.2070 ± 0.0059
23	9	53.64	1.1954 ± 0.0091	46.916	1.1536 ± 0.0072	1.1698 ± 0.0056
22	9	58.56	1.1790 ± 0.0305	51.253	1.1285 ± 0.0177	1.141 ± 0.015
21	9	64.17	1.1307 ± 0.1930	56.199	1.2076 ± 0.0773	1.1970 ± 0.072
30	10	38.88	1.3147 ± 0.1110	33.894	1.4533 ± 0.2030	1.347 ± 0.097
29	10	41.62	1.2995 ± 0.0555	36.308	1.3885 ± 0.0808	1.328 ± 0.046
28	10	44.65	1.2430 ± 0.0162	38.977	1.2681 ± 0.0192	1.253 ± 0.012
27	10	48.01	1.2480 ± 0.0209	41.937	1.2516 ± 0.0197	1.250 ± 0.014
26	10	51.75	1.2029 ± 0.0113	45.235	1.2031 ± 0.0080	1.2030 ± 0.0065
24	10	60.63	1.2095 ± 0.0776	53.060	1.1759 ± 0.0249	1.1790 ± 0.024
23	10			57.728	1.0594 ± 0.1370	1.06 ± 0.14
33	11	38.79	1.4377 ± 0.1530	33.794	1.3649 ± 0.2920	1.42 ± 0.14
32	11	41.27	1.2938 ± 0.0598	35.979	1.2714 ± 0.0930	1.287 ± 0.050
31	11	43.99	1.2123 ± 0.0184	38.373	1.2722 ± 0.0241	1.234 ± 0.015
30	11	46.97	1.2125 ± 0.0146	41.002	1.2324 ± 0.0146	1.222 ± 0.010
29	11	50.26	1.1923 ± 0.0125	43.898	1.1987 ± 0.0089	1.1965 ± 0.0073
28	11	53.89	1.2345 ± 0.0236	47.099	1.2013 ± 0.0115	1.208 ± 0.010
27	11	57.92	1.1340 ± 0.0463	50.649	1.1775 ± 0.0167	1.172 ± 0.016
26	11	62.40	1.4043 ± 0.2750	54.600	1.0742 ± 0.0532	1.086 ± 0.052
25	11			59.014	1.2276 ± 0.2730	1.23 ± 0.27
36	12	38.69	1.2132 ± 0.2450	33.694	2.6155 ± 0.9720	1.30 ± 0.24
35	12	40.96	1.5797 ± 0.1710	35.691	1.8970 ± 0.3650	1.64 ± 0.15
34	12	43.43	1.2444 ± 0.0357	37.860	1.2780 ± 0.0534	1.255 ± 0.030
33	12	46.11	1.2476 ± 0.0260	40.224	1.2738 ± 0.0282	1.260 ± 0.019
32	12	49.04	1.1995 ± 0.0178	42.805	1.1945 ± 0.0133	1.196 ± 0.011
31	12	52.25	1.2165 ± 0.0295	45.631	1.1940 ± 0.0161	1.199 ± 0.014
30	12	55.77	1.2315 ± 0.0449	48.734	1.2123 ± 0.0193	1.215 ± 0.018
29	12	59.64	1.1774 ± 0.1770	52.150	1.1813 ± 0.0448	1.181 ± 0.043
28	12			55.925	1.1071 ± 0.0994	1.107 ± 0.099

Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte

Noyaux		$B\rho_1 = 2.753 T.m$		$B\rho_2 = 2.575 T.m$		Rayons moyens
A	Z	E1 (A.MeV)	r_0^2 (fm ²)	E2 (A.MeV)	r_0^2 (fm ²)	$\overline{r_m^2}$ (fm ²)
39	13	38.60	1.6178 ± 0.3350			1.62 ± 0.33
38	13	40.69	1.1734 ± 0.1140	35.432	1.4304 ± 0.2930	1.21 ± 0.11
37	13	42.94	1.1550 ± 0.0366	37.416	1.1844 ± 0.0630	1.162 ± 0.032
36	13	45.38	1.2175 ± 0.0334	39.563	1.2139 ± 0.0396	1.216 ± 0.025
35	13	48.02	1.1953 ± 0.0225	41.890	1.1837 ± 0.0189	1.188 ± 0.014
34	13	50.89	1.1945 ± 0.0310	44.418	1.1834 ± 0.0222	1.187 ± 0.018
33	13	54.01	1.2127 ± 0.0345	47.171	1.2350 ± 0.0203	1.229 ± 0.017
32	13	57.42	1.3329 ± 0.1200	50.176	1.2197 ± 0.0335	1.228 ± 0.032
31	13			53.465	1.0289 ± 0.0525	1.029 ± 0.052
30	13			57.075	1.1949 ± 0.2700	1.19 ± 0.27
40	14	42.52	1.1886 ± 0.0694	37.025	1.2777 ± 0.1480	1.205 ± 0.063
39	14	44.75	1.0492 ± 0.0584	38.991	1.2337 ± 0.0846	1.109 ± 0.048
38	14	47.16	1.2136 ± 0.0384	41.109	1.1793 ± 0.0370	1.196 ± 0.027
37	14	49.75	1.1725 ± 0.0353	43.395	1.2115 ± 0.0357	1.192 ± 0.025
36	14	52.56	1.2630 ± 0.0363	45.867	1.1881 ± 0.0280	1.216 ± 0.022
35	14	55.59	1.4087 ± 0.1180	48.546	1.2470 ± 0.0368	1.261 ± 0.035
34	14			51.456	1.2295 ± 0.0439	1.229 ± 0.044
33	14			54.624	1.0156 ± 0.1470	1.02 ± 0.15
43	15	42.15	1.7717 ± 0.2800			1.77 ± 0.28
42	15	44.20	1.2466 ± 0.1210	38.488	1.2492 ± 0.1860	1.25 ± 0.10
41	15	46.41	1.2708 ± 0.0580	40.431	1.2863 ± 0.0738	1.277 ± 0.046
40	15	48.78	1.2721 ± 0.0341	42.517	1.2716 ± 0.0521	1.272 ± 0.028
39	15	51.32	1.2575 ± 0.0265	44.760	1.1752 ± 0.0285	1.219 ± 0.019
38	15	54.06	1.2764 ± 0.0651	47.175	1.2000 ± 0.0255	1.210 ± 0.024
37	15			49.781	1.2289 ± 0.0325	1.230 ± 0.032
36	15			52.598	1.1521 ± 0.0897	1.152 ± 0.090
44	16	45.75	1.5549 ± 0.2040	39.836	1.7211 ± 0.2960	1.61 ± 0.17
43	16	47.93	1.2244 ± 0.0614	41.753	1.2248 ± 0.1420	1.224 ± 0.056
42	16	50.26	1.3056 ± 0.0313	43.804	1.1505 ± 0.0423	1.251 ± 0.025
41	16	52.75	1.3092 ± 0.0699	46.001	1.1376 ± 0.0263	1.159 ± 0.025
40	16	55.42	2.3454 ± 0.6690	48.359	1.2808 ± 0.0248	1.282 ± 0.025
39	16			50.893	1.1116 ± 0.0611	1.112 ± 0.061
46	17	47.19	2.0284 ± 0.4750			2.03 ± 0.47
45	17	49.33	1.3329 ± 0.0490	42.968	1.2691 ± 0.0791	1.315 ± 0.042
44	17	51.62	1.3321 ± 0.0943	44.983	1.2005 ± 0.0298	1.212 ± 0.028
43	17			47.134	1.1838 ± 0.0212	1.184 ± 0.021
42	17			49.435	1.3040 ± 0.0536	1.304 ± 0.054
47	18			44.089	1.8223 ± 0.3280	1.82 ± 0.33
46	18			46.066	1.2492 ± 0.0276	1.249 ± 0.028
45	18			48.172	1.4204 ± 0.0659	1.420 ± 0.066

Dans la suite de l'analyse des résultats du tableau IV.1, les résultats avec des barres d'erreurs supérieures à 20%, ne seront pas traités.

2.1 Dépendance isotopique :

Comme le montre la figure IV.2, à énergie intermédiaire, la section efficace de réaction devient plus sensible à chaque perturbation au niveau de la surface nucléaire : elle reflète un 1/10 de la distribution de densité centrale du noyau. Tandis qu'à haute énergie, elle représente 1/4 de la densité centrale [Vil91]. Cette différence de représentation, qui vient de l'effet de transparence en énergie (figure IV.1) dans le noyau, montre l'importance des mesures de sections efficaces de réaction à énergie intermédiaire aussi bien qu'à haute énergie.

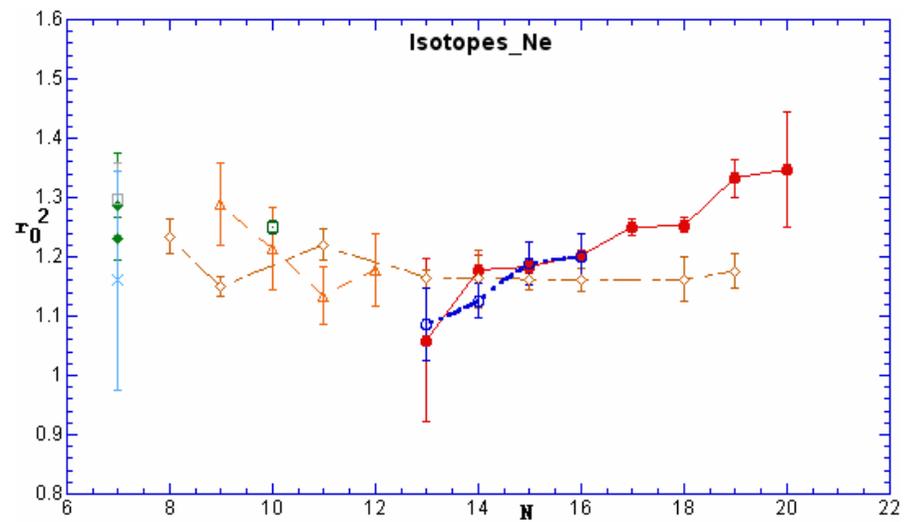
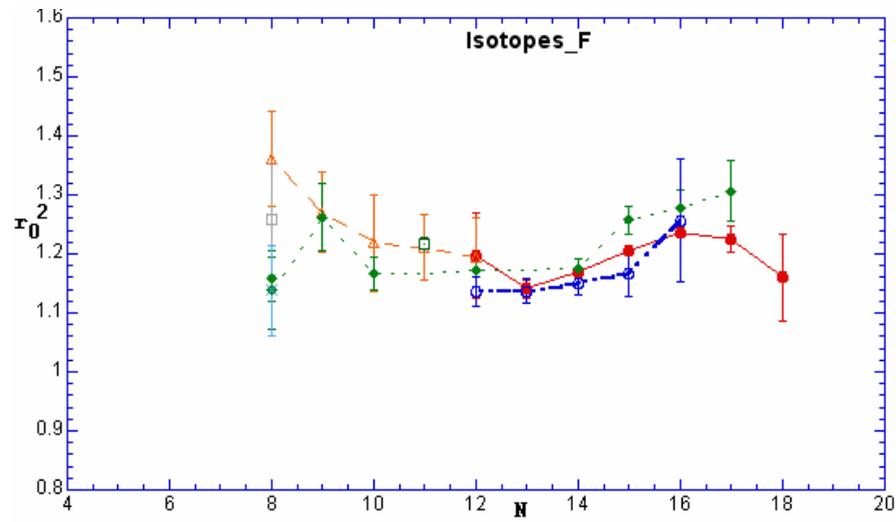
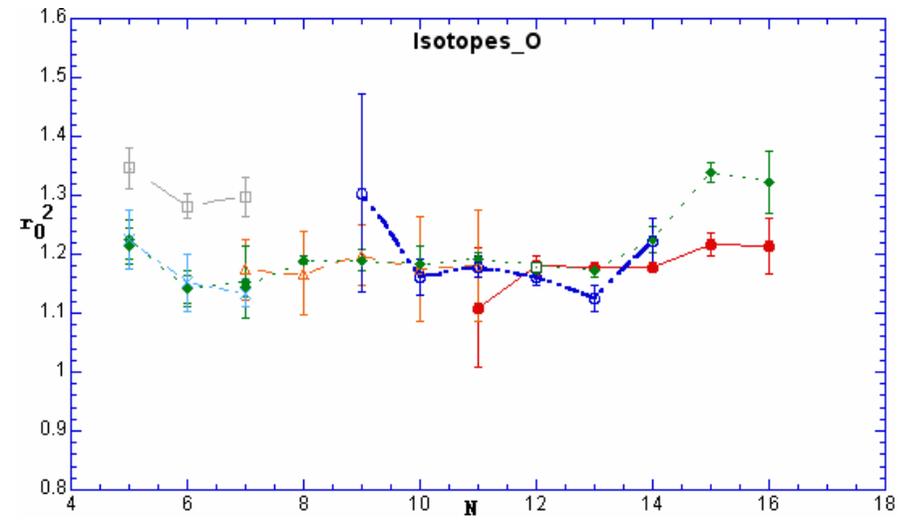
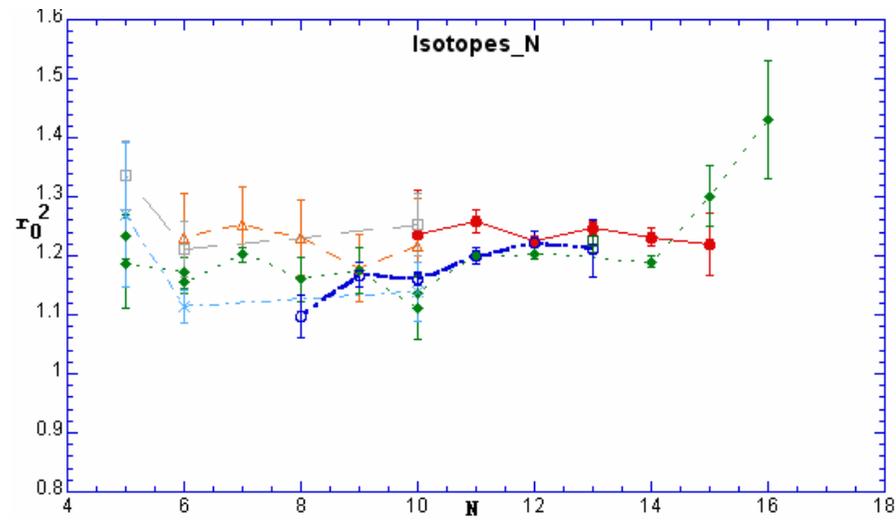
En effet, pour bien comparer les résultats des sections efficaces de réaction obtenues à différentes énergies, en utilisant la même technique de mesure (méthode de transmission), et pour montrer l'effet isotopique de chaque noyau sur ces résultats, il est souhaitable d'étudier l'évolution du rayon d'absorption forte, défini dans l'équation IV.11, en fonction de l'excès de neutrons.

Sur la figure IV.3 sont présentés nos résultats expérimentaux des rayons moyens d'absorption forte ($\overline{r_0^2}$), tous comparés avec les données extraites de la littérature, en fonction de l'excès de neutrons, pour différentes séries isotopiques: O, F, Ne, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, Ar. Les rayons d'absorption forte obtenus à partir des sections efficaces d'interaction à haute énergie ($\sim 600-1050$ MeV), utilisant l'équation IV.9, sont pris des références de A.Ozawa [Oza94, Oza95, Oza96, Oza00, Oza00c, Oza01, Oza01c, Oza01d, Oza02], T.Suzuki [Suz95, Suz97, Suz98, Suz99, Suz01] et L.Chulkov [Chu96] sur diverses cibles : Béryllium, Carbone et Aluminium. Tandis que les rayons d'absorption forte à énergie intermédiaire ($\sim 30- 80$ MeV), utilisant l'équation IV.11, sont pris des références N.Aissaoui [Ais99], I.Licot [Lic97] et A.C.C. Villari [Vil91], avec une cible de Silicium, et de H.Y.Zhang [Zha02] avec une cible de Carbone.

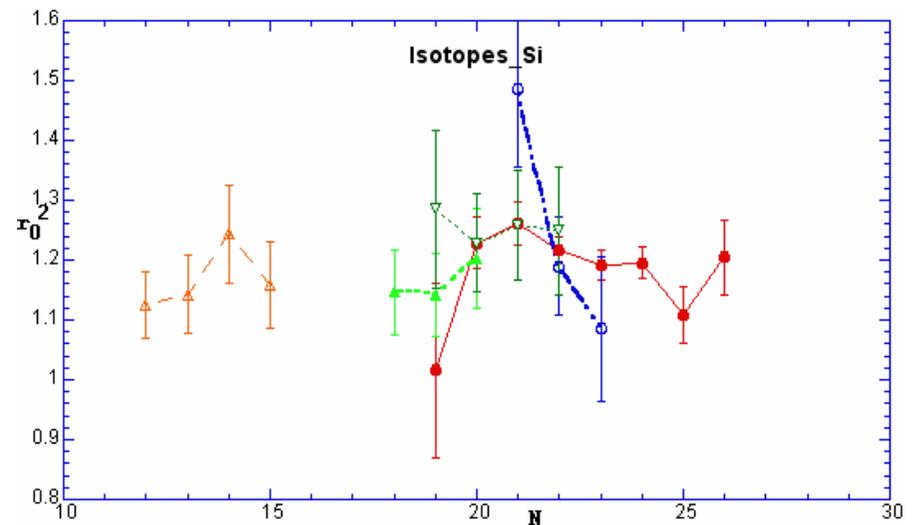
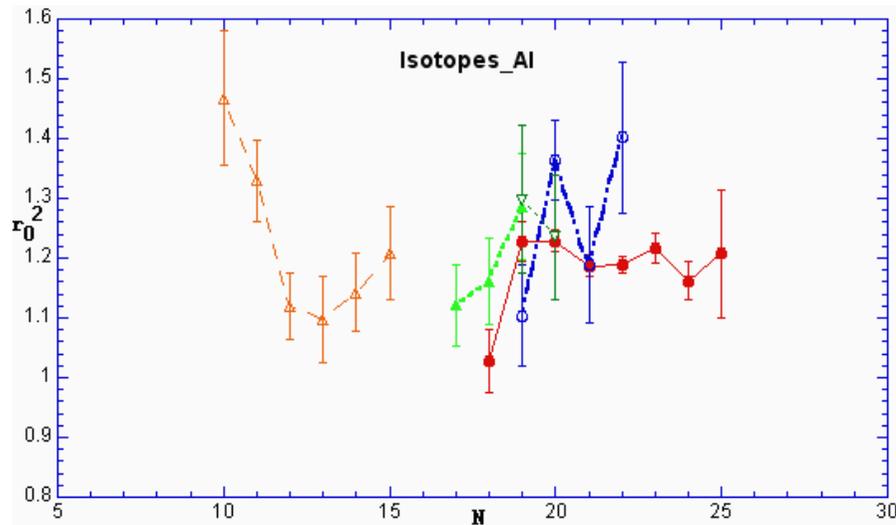
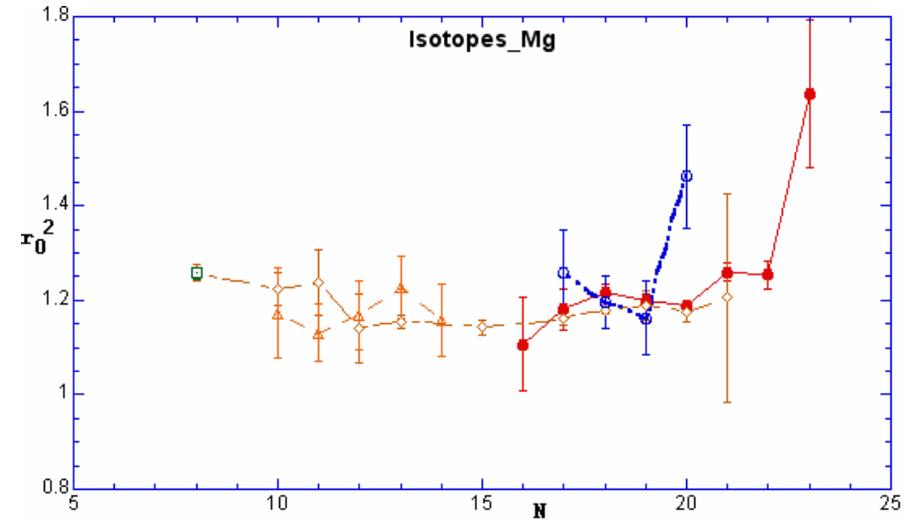
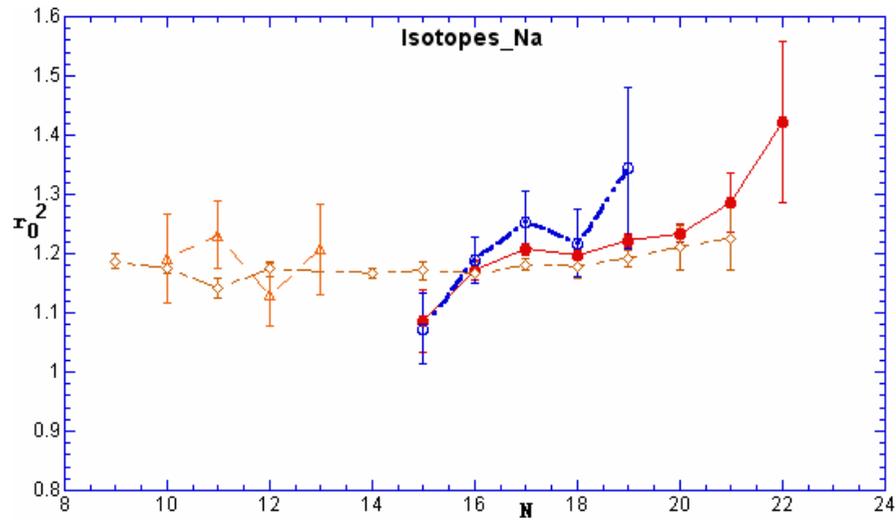
Les barres d'erreurs incluent, non seulement l'erreur statistique mais, aussi l'erreur systématique due à la résolution en énergie et à l'identification du noyau, limitée par la réponse du détecteur de Si et le bruit électronique des équipements électroniques associés. La première observation que l'on peut déduire de différentes figures, malgré quelques points flagrants comme l' ^{23}O (proposé par A.Ozawa et al [Oza00, Oza01d] comme un noyau à halo), est que nos résultats sont en bon accord avec la plupart des autres mesures. On observe que nos valeurs de $\overline{r_0^2}$, sont en bonne conformité avec celles de A.C.C Villari, N.Aissaoui et I.Licot, et que la précision de différents rayons est améliorée. On peut aussi observer une différence non négligeable entre les rayons $\overline{r_0^2}$ mesurés dans ce travail et ceux d'Ozawa et de Suzuki pour les isotopes riches en neutrons d'oxygène et de néon respectivement. On voit donc ici que pour les isotopes de néon, les mesures de sections efficaces aux énergies intermédiaires sont très sensibles à la surface nucléaire. Cette caractéristique justifie que la différence entre les résultats de sections efficaces de réaction obtenues à haute et à basse énergie peut être expliquée par l'existence de large diffusivité dans la région de haute exotocité du noyau.

Finalement, nous avons déduit pour la première fois 19 nouveaux rayons d'absorption forte (via les sections efficaces de réaction): ^{27}F , $^{27,30}\text{Ne}$, ^{33}Na , $^{28,34-35}\text{Mg}$, $^{36-38}\text{Al}$, $^{38-40}\text{Si}$, $^{41-42}\text{P}$, $^{42-44}\text{S}$, ^{45}Cl . Ces nouveaux résultats, obtenus pour des noyaux très exotiques, nous permettrons de construire, avec les résultats précédents et aux différentes énergies, une base de données suffisante avec laquelle le modèle de Glauber pourra nous aider à étudier et à déterminer la diffusivité surfacique des noyaux en fonction de l'excès de neutrons.

Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte



Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte



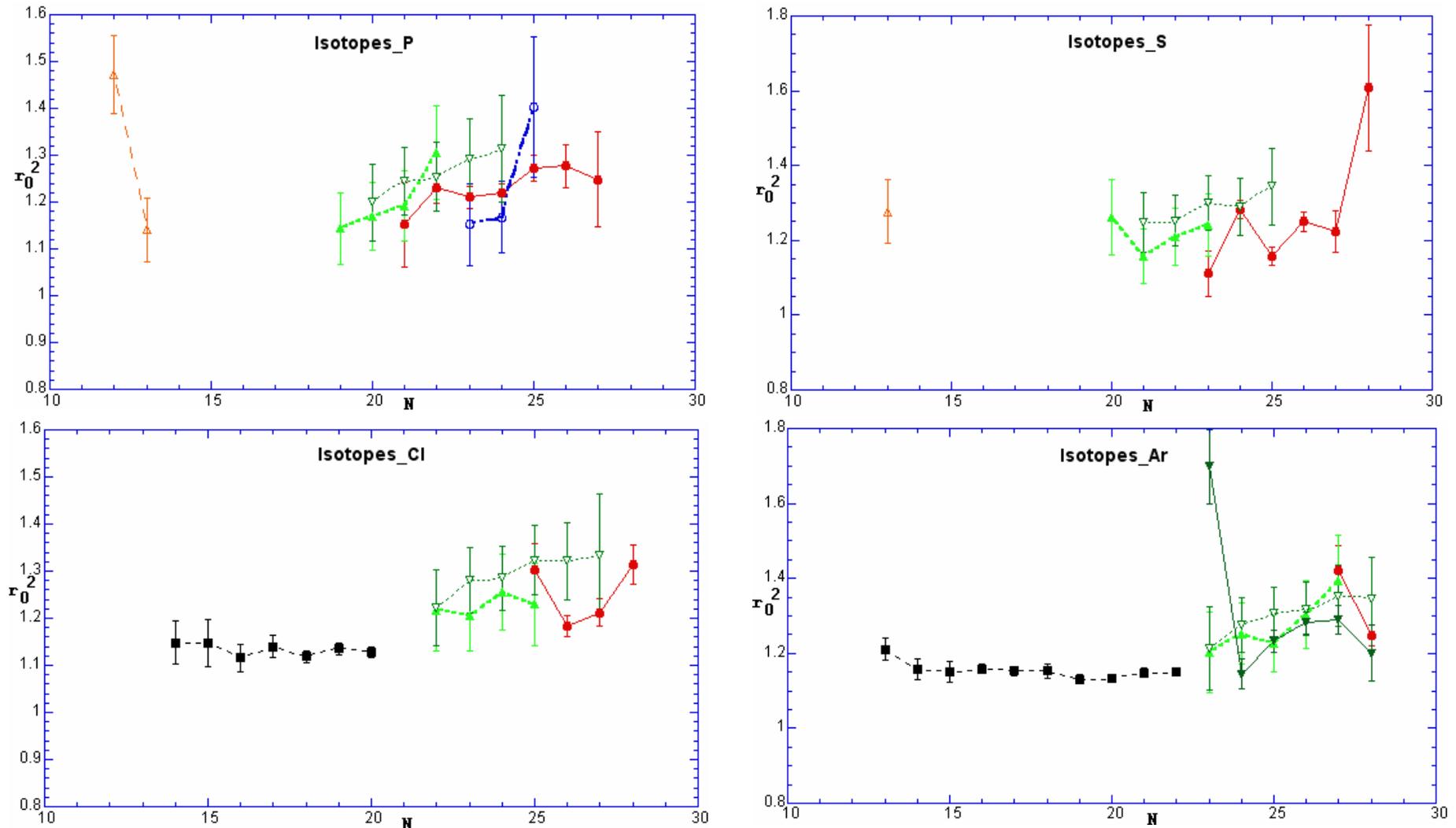


Figure IV.3: Valeurs expérimentales des rayons d'absorption forte r_0^2 , en fonction de l'excès de neutrons, pour chaque série d'isotopes. Les symboles \bullet , \circ , \blacktriangle , \triangle , \blacktriangledown et \triangleleft représentent les valeurs expérimentales de ce travail, A.C.C Villari, N.Aissaoui pour deux réglages, I.Licot sur une cible de réaction de Silicium et de Y.H.Zhang sur une cible de Carbone, à énergie intermédiaire, respectivement. Quant aux symboles \diamond , \blacksquare , \blacklozenge , \square , \times et \square correspondent aux résultats de T.Suzuki, de A.Ozawa et de L.Chulkov sur une cible de Carbone et aussi de A.Ozawa sur diverses cibles: Carbone, Béryllium et Aluminium, à haute énergie, respectivement.

2.1.a Rayon d'absorption forte et fermetures de couches :

Récemment, l'observation de larges déformations pour des noyaux magiques comme le ^{32}Mg pour $N=20$ [Mot95] et le ^{44}S pour $N=28$ [Gla97], et l'apparition potentielle d'un nouveau nombre magique $N=16$ [Oza00, Tan00], ont permis de se poser la question de la disparition ou de la persistance de la fermeture de couche loin de la vallée de stabilité.

Théoriquement, T.R.Werner et al [Wer94, Wer96] suggéraient, dans la base du calcul de champ moyen (RMF), que la fermeture de couche autour de $N=28$, définissant la majeure partie de fermeture de couche dans la structure des noyaux de $Z \gg 20$, disparaît pour des noyaux de $Z \leq 16$. Ils prédisaient une déformation permanente, due essentiellement à de fortes coexistences de formes, dans les isotopes de soufre riches en neutrons. De même, dans le cadre du modèle en couche, N. Fukunishi [Fuk92] a montré que des anomalies dans la structure des noyaux riches en neutrons, pour des noyaux de $Z \leq 12$, peuvent être la cause de la disparition de fermeture de couche $N=20$. Ces déformations ou coexistences de formes peuvent être expliquées dans le cadre du modèle de Nilsson [Nil55] par le croisement des orbitales.

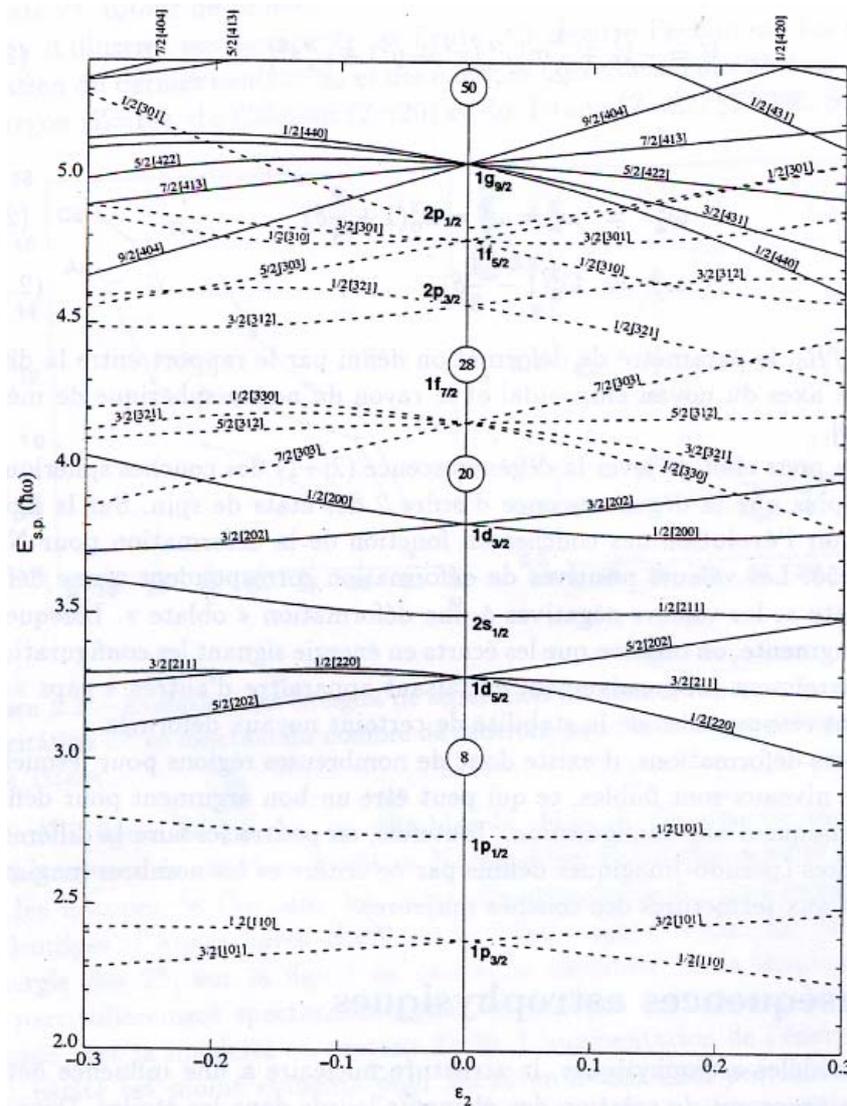


Figure IV.4 : Orbitales de Nilsson en fonction du paramètre de déformation ϵ_2 [Nil55]

La figure IV.4 montre l'évolution de fermeture des couches en fonction de la déformation pour N et Z inférieurs à 50. Les valeurs positives du paramètre de déformation ϵ_2 correspondent à une déformation « prolate », tandis que les valeurs négatives à une déformation « oblate ». Sur cette figure, on observe les nombres magiques majeures (8, 20, 28, 50) correspondants à un état sphérique pour des noyaux de Z~N. Les deux fermetures de couches N=20 et N=28 correspondent à un remplissage des deux orbitales $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$ respectivement, tandis que la nouvelle fermeture de couche N=16 observée par A. Ozawa et al [Oza00] correspond au remplissage de l'orbitale $2s_{1/2}$. Pour des noyaux exotiques très proches de la limite de la cohésion nucléaire, la diminution de l'écart entre les niveaux d'énergies en fonction de la déformation, peut être à l'origine d'un affaiblissement des propriétés liées à la fermeture de couche. Le petit écart d'énergie, d'une part entre $1f_{7/2}$ et $1d_{3/2}$ pour des noyaux autour de N=20 ou d'autre part entre $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$ pour des noyaux autour de N=28, conduit les nucléons à occuper une large configuration de couches responsables de la stabilité de certains noyaux déformés et puis de la disparition de la fermeture de couche autour de N=20 et N=28. Cependant, cette coexistence de formes, proposée par diverses études théoriques, n'a pas trouvé d'argument expérimental autre que la découverte d'un état isomérique dans le ^{43}S [Sar00]. Une transition isomérique simple à $E = 319$ KeV a pu être identifiée avec un temps de vie $T_{1/2} = 478 \pm 48$ ns. L'état isomérique de ce noyau correspondant à une configuration de 7 neutrons dans la couche $1f_{7/2}$, est la signature d'une coexistence entre deux formes, l'une prolate et l'autre sphérique ou quasi sphérique.

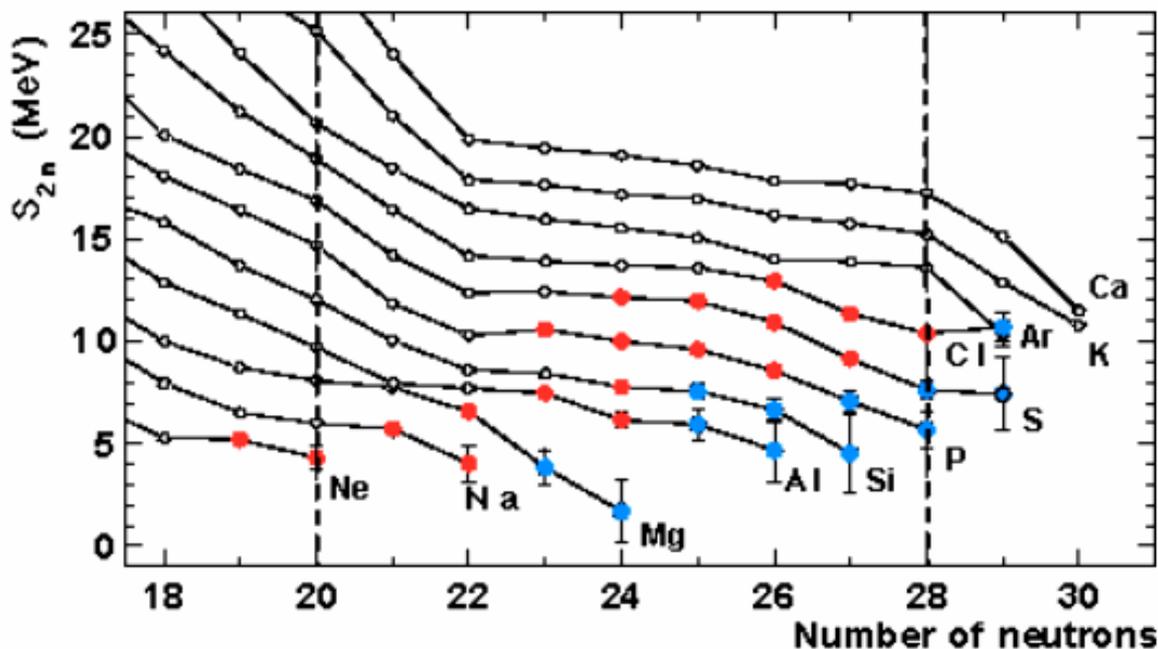


Figure IV.5 : Evolution de l'énergie de séparation S_{2n} en fonction de nombre des neutrons dans chaque série isotopique dans la zone de fermeture des couches N=20 et N=28

Du point de vue expérimental, la magie, signe d'une grande stabilité du noyau, peut être étudiée par l'évolution de l'énergie de séparation des deux derniers neutrons S_{2n} en fonction du nombre de neutrons dans le noyau. L'évolution de l'énergie de séparation des

deux derniers neutrons S_{2n} constitue une méthode puissante pour étudier l'affaiblissement ou la disparition de fermeture de couche. Cette entité (S_{2n}) reste quasi-constante lors du remplissage de la même couche. A une fermeture de couche, l'allure de cette variable est marquée par une chute brutale, appelée effet de couche, correspondante au remplissage de la couche principale.

Dans la figure IV.5, l'évolution de la variable S_{2n} est présentée en fonction du nombre de neutrons dans chaque noyau pour des séries d'isotopes allant du Ne jusqu'au Ca. Pour les séries isotopiques d'Ar jusqu'au Ca, on observe le comportement quasi-constant, entre les deux nombres magiques $N=20$ et $N=28$, lorsqu'on remplit la même couche principale $1f_{7/2}$ de chaque noyau. Au-delà de $N=28$, une chute est observée pour ces isotopes et la magicité de ces noyaux persiste. En revanche pour les isotopes en dessous d'Ar, une nouvelle chute est observée autour de $N=26$ à partir des isotopes du Cl jusqu'au P. Ces résultats sont auto-consistants aux prédictions du champ moyen RMF [Wer94, Wer96] où un phénomène, d'affaiblissement de fermeture de couche et d'existence d'états de déformations, peut être vu dans les noyaux en dessous de l'Ar autour de $N=28$.

Le même comportement que celui observé autour de $N=28$ dans les isotopes de $Z \geq 18$, persiste dans les isotopes de $Z \geq 14$ avec $N=20$. Cette fermeture de couche disparaît dans la région des isotopes Al-Na où la tendance d'une pseudo-fermeture de couche peut être observée dans les isotopes de Mg. Cependant, pour reproduire les différents résultats expérimentaux obtenus autour de cette fermeture de couche ($N=20$), où l'existence d'un « îlot d'inversion » est proposé [Orr91], A.Poves et J.Retamosa [Pov87, Pov94] ont introduit la contribution des orbitales des couches fp (orbitales intrus), de haut moment angulaire, dans les calculs du modèle en couche. Comme nous pouvons constater sur la figure IV.4, le croisement des orbitales, de la couche $1f_{7/2}$ avec ceux de la couche $1d_{3/2}$, peut être la cause à l'apparition de déformations des noyaux autour de $N=20$. En dessous de cette région, dans la région $6 \leq Z \leq 10$, la situation semble différente. Le comportement de l'énergie de séparation donne l'indication de l'apparition d'une nouvelle fermeture de couche à $N=16$. En plus de l'énergie de séparation, la mesure de section efficace de réaction apporte des compléments d'informations. Dans la figure I.8 du chapitre I, A.Ozawa [Oza00] dans ses études de mesures de sections efficaces d'interaction σ_I , pour des noyaux riches en neutrons dans la zone de fermeture des couches $N=8$ et $N=20$, a pu observer une apparition de fermeture de couche autour de $N=16$. La corrélation entre la discontinuité de l'énergie de séparation du dernier neutron S_n autour de $N=16$, et l'augmentation soudaine de la section efficace d'interaction entre $N=14$ et $N=15$, pour des noyaux riches en neutrons proches de la limite de cohésion nucléaire: N, O, F, montre la signature de l'apparition d'un nouveau nombre magique $N=16$ de même caractéristiques qu'un nombre magique ordinaire.

Dans ce contexte, la dépendance isotopique du rayon d'absorption forte r_0^2 des noyaux riches en neutrons permet d'étudier l'évolution de la structure en couche. Dans la figure IV.3, l'apparition d'un nouveau nombre magique $N=16$ peut être traduite par une augmentation soudaine de la valeur du rayon d'absorption forte entre $N=14$ et $N=15$ dans les isotopes de N, O, F. De même, on peut observer une pseudo-fermeture de couche autour $N=22$ pour les

isotopes de Mg où un 'îlot d'inversion' est prédit pour les isotopes de Ne, Na, Mg [Orr91]. Autour de $N=26$, une large augmentation de rayon est observée entre $N=24$ et $N=25$ pour les isotopes de P. L'observation de larges rayons et les suggestions du modèle RMF [Wer94] dans les noyaux de $^{40, 44}\text{S}$, $^{42, 45}\text{Cl}$ et ^{45}Ar confirment les résultats de l'existence d'une large déformation dans ces noyaux [Gla97, Sch96, Sor93]. Ce comportement, bien que les barres d'erreurs expérimentales soient importantes, se retrouve aussi dans les noyaux de ^{30}Ne , ^{33}Na , ^{35}Mg . Ces déformations peuvent être reproduites soit par le croisement des orbitales $1d_{3/2}$ et $1f_{7/2}$ pour les noyaux riches en neutrons autour de $N=20$ ou par le croisement entre $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$ autour de $N=28$. Dans tous les cas, l'existence d'une déformation dans un noyau correspond au transfert des neutrons de valence dans une couche supérieure.

Par conséquent la disparition de fermeture de couche autour de $N=20$ et $N=28$, et l'apparition de pseudo-fermetures de couches autour de $N=16$, $N=22$ et $N=26$ de même caractères que les nombres magiques ordinaires, peuvent être dues soit à une formation d'un noyau à halo soit à l'existence d'une déformation permanente.

2.1.b Noyaux à halo ?

La dépendance isotopique du rayon nucléaire a été l'un des premiers signes sur la structure exotique : peau « skin », halo. Il a été observé que le ^{11}Li [Tan85] a un large rayon par rapport à ces voisins, ce qui suggère l'existence d'une large taille dans la distribution de matière de ce noyau. Avec d'autres paramètres : énergie de séparation, spin et parité de l'état fondamental [Wap93, Aud97], moment magnétique et quadripolaire, Tanihata [Tan85, Tan88] et Hansen [Han87] expliquaient l'existence de cette large anomalie de structure par le terme de noyau à halo de neutron. Plusieurs investigations théoriques telles que le modèle du champ moyen (RMF), le modèle en couche (SM) et le modèle à trois corps (TBM) [Chu96, Reh98, Mor97], et expérimentales telles que les mesures de sections efficaces de réaction et la dissociation coulombienne, plusieurs noyaux ont été identifiés comme noyaux à halo [Baz95, Nak99]: $^{6,8}\text{He}$, ^{11}Li , $^{11,14}\text{Be}$, ^{19}C . Dans ces noyaux le dernier ou les deux derniers neutrons ont une faible énergie de séparation. Récemment, en observant la différence de densités entre protons et neutrons, ce qui est relié à l'évolution de l'épaisseur de l'effet de peau, T.Suzuki [Suz95, 98 et Suz99] a pu observer une augmentation monotone de cette épaisseur dans les chaînes isotopiques de Na et Mg.

Ces phénomènes de « halo » ou de « skin » ne sont pas à priori l'objet de cette thèse, mais leur mise en évidence montre que les noyaux peuvent présenter des structures complexes. En fait, jusqu'à maintenant, il n'existe pas une définition unique et quantitative pour ces deux structures spécifiques des noyaux en halo ou en « skin ». Plus précisément, il n'existe pas de critères précis pour différencier entre un noyau à halo et un noyau à skin. Néanmoins, quelques conditions sont nécessaires pour que se manifeste l'apparition d'un noyau à halo ou à « skin ». Il est accepté que le « skin », défini dans des noyaux proches ou loin de la vallée de stabilité, est un phénomène général où tous les nucléons contribuent. Tandis que le halo est un phénomène spécifique, défini pour des noyaux proches de la limite de cohésion 'drip-line', où seulement quelques nucléons de faibles énergies de séparation participent. Dans la référence [Zha02], quelques critères, basées sur des données

expérimentales et de quelques modèles théoriques comme le champ moyen (RMF) et le modèle à quelques corps 'few-body model', peuvent être utilisés afin de montrer l'existence du halo et du skin. En effet, pour des noyaux de $Z \leq N \leq 20$, le phénomène de halo se manifeste par :

- Une faible énergie de séparation du dernier neutron S_n (ou des deux derniers neutrons S_{2n}) dans un noyau de nombre de masse A impair (ou pair-pair),
- L'état fondamental est principalement S ou P , tel que l'état $2S_{1/2}$ dans un noyau sphérique,
- Une large queue de la distribution de densité de matière du noyau,
- Un large rayon RMS du dernier nucléon par rapport à la moyenne des rayons RMS des nucléons voisins ou du cœur,
- L'état d'énergie du dernier nucléon dans le modèle du champ moyen doit être petit.

Quant au phénomène de skin, le critère de base est dû à une différence de distribution de densités entre protons et neutrons. La différenciation entre un noyau à halo et à skin vient du fait que ce dernier ne remplit pas complètement les cinq conditions définies pour son homologue 'halo'. Souvent, on dit qu'un noyau est à skin si la deuxième et la troisième condition ne sont pas respectées et la quatrième condition est partiellement remplie.

Par conséquent, avec ces critères, Y.Zhang [Zha02] propose des noyaux à halo à un proton: ^{23}Al et ^{27}P et un noyau à skin: ^{17}F . Récemment, A.Ozawa [Oza00, Oza01, Oza01d], en regardant l'évolution des sections efficaces d'interaction mesurées pour des noyaux dans la zone de fermeture des couches $N=8$ et $N=20$, a proposé les noyaux ^{22}N , ^{23}O et ^{24}F comme ayant un halo de neutron, où une fermeture de couche est observée autour de $N=16$. L'énergie de séparation du dernier neutron de chacun de ces noyaux est petite (tableau IV.2). Récemment, Y.Ogawa [Oga92] et AL-Khalili [Kha96] ont développé des calculs avec le modèle de Glauber (GMFB) dans lesquels la corrélation entre le nucléon de valence et le cœur du noyau est prise en compte pour reproduire les mesures de sections efficaces de réaction. Avec ce modèle, la prise en compte de la structure à halo mène à un plus large rayon RMS que celui obtenu dans l'approximation des limites optiques (GMOL). Dans ce contexte, A.Ozawa a obtenu une large distribution de densité dans ces noyaux : ^{22}N , ^{23}O et ^{24}F , avec $2S_{1/2}$ comme orbitale dominante du neutron de valence $N=15$. Par contre dans les noyaux voisins proches de la stabilité : ^{25}Ne et ^{27}Mg cette dominance de la $2S_{1/2}$ n'est pas observée. On a donc par ce biais une information sur la fermeture de couche autour de $N=16$.

Dans la figure IV.3, une augmentation monotone du rayon d'absorption forte en fonction du nombre de neutrons dans les isotopes de Ne et Na, suggère l'existence de l'effet de peau dans ces noyaux. Dans le tableau IV.2, quelques noyaux riches en neutrons peuvent être proposés comme des noyaux à halo en fonction de leurs faibles énergies de séparation du dernier neutron.

Tableau IV.2: Noyaux candidats d'être noyaux à halo selon leurs énergies de séparation du dernier neutron S_n ou des deux derniers neutrons S_{2n} [Oza01d, Aud95, Aud97, Kou01].

Noyau x	S_n (KeV)	S_{2n} (KeV)	Noyau x	S_n (KeV)	S_{2n} (KeV)	Noyaux	S_n (KeV)	S_{2n} (KeV)
one-neutron halo ($S_n < S_{2n}$)						two-neutron halo ($S_n > S_{2n}$)		
¹¹ Be	504	7317	²⁷ Ne	1411	6992	⁶ He	1864	974
¹⁴ B	970	5848	³³ Na	861	3292	¹¹ Li	330	300
¹⁵ C	1218	9395	³⁰ Na	2101	6522	¹⁴ Be	1850	1340
¹⁷ C	729	4979	³⁵ Mg	231	5052	¹⁷ B	1440	1400
¹⁹ C	160	4350	³³ Mg	2081	7732	¹⁹ B	1030	500
²² N	1220	5830	³¹ Mg	2401	8692	²² C	1450	1120
²³ O	2740	9590	³⁶ Al	2091	7362	²⁹ F	1000	900
²⁶ F	1051	5392	³⁴ Al	2431	7942			
²⁴ F	3861	11392	³⁷ Si	2191	8302			
²⁹ Ne	1331	5212	³⁵ Si	2471	10012			

Pour des raisons expérimentales où la section efficace de production est faible et, en conséquence, la statistique requise n'est pas suffisante, le phénomène de halo n'est pas traité pour la majorité des noyaux lourds de ce tableau. Mais néanmoins, l'existence des phénomènes de déformations a été déjà étudiée théoriquement et observée expérimentalement.

Dans la figure IV.6, la dépendance isotopique du rayon d'absorption forte pour différentes isotones $N=5-28$ est présentée. Comme on peut le constater sur cette figure, nos résultats de rayons d'absorption forte sont équivalents aux autres résultats obtenus à d'autres énergies incidentes. Dans les figures des isotones $N=8, 10$ et 12 , l'observation de larges rayons par rapport à ces voisins confirme l'existence d'un effet de peau dans le noyau de ¹⁷F et des noyaux à halo à un proton: ²³Al et ²⁷P, observés par Y.H.Zhang. Sous la même analogie, on observe aussi de larges rayons pour les noyaux: ^{22,23}N, ²³O, ²⁴F, ²⁸⁻³⁰Ne, ³³Na, ³⁵Mg, ⁴⁴S, ^{41,45}Ar.

En ce qui concerne le noyau ⁴¹Ar deux résultats expérimentaux sont en contradictions. En effet, I.Licot [Lic97] observe une large valeur de rayon et l'explique par l'existence d'un neutron à halo, par contre N.Aissaoui [Ais99] n'a pas observé ce comportement. La grande valeur du rayon d'⁴⁵Ar confirme l'estimation obtenue par le modèle du champ moyen (RMF) [Wer94] et les résultats obtenus par la désexcitation coulombienne [Gla97, Sch96, Sor93] où une déformation permanente est observée dans ce noyau. Dans la figure IV.5, la fermeture de couche $N=28$ persiste pour les isotopes d'Ar. Donc l'observation de cette large valeur du noyau de ⁴⁵Ar, montre que ce noyau peut être un noyau à skin ou à halo où l'orbitale dominant serait $2p_{3/2}$. Mais, lorsqu'on regarde la valeur de l'énergie de séparation $S_n=5.531$ MeV [Aud97], la structure à halo ne peut pas être vue dans ce noyau.

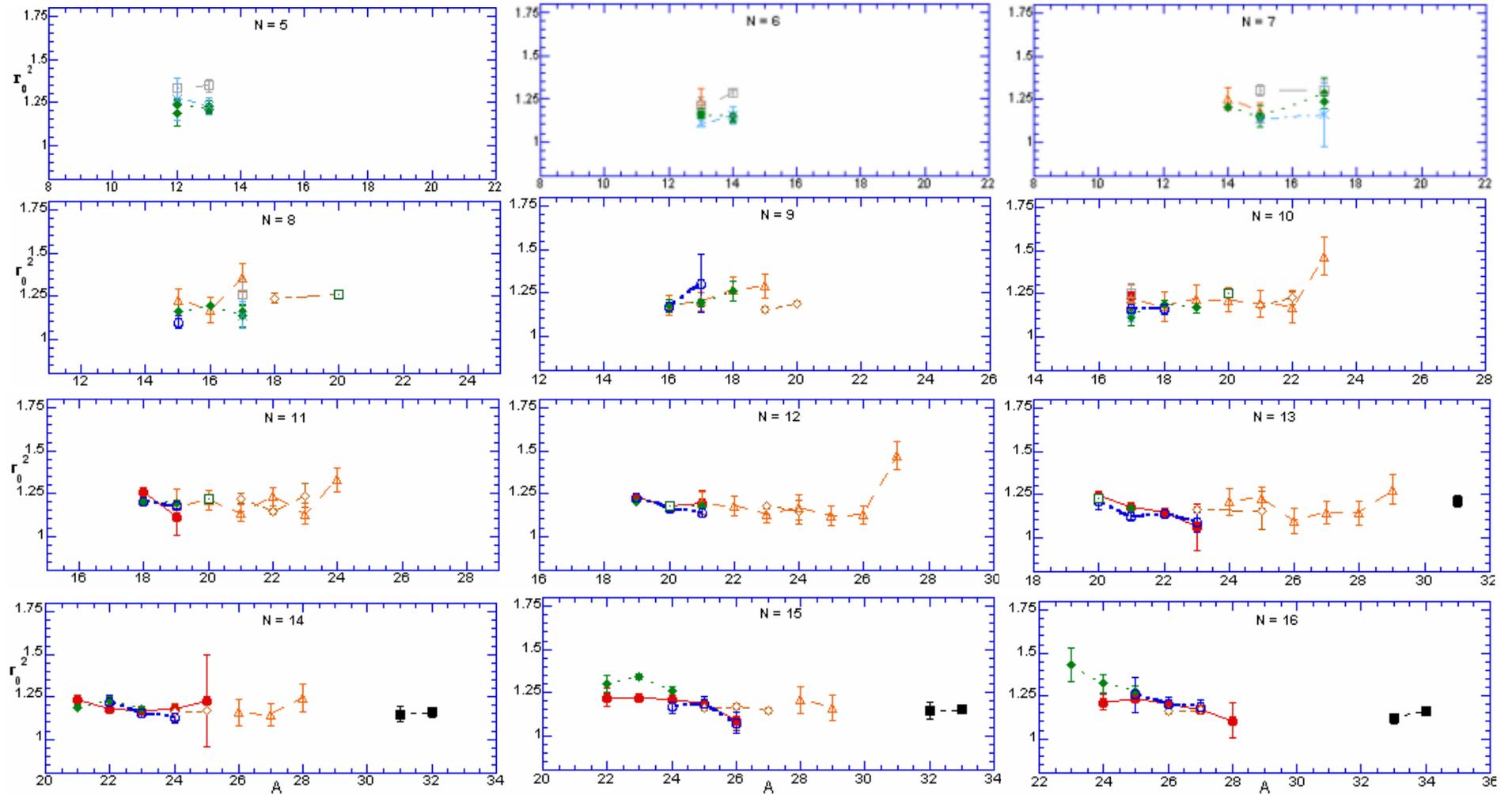
Dans les mêmes références [Gla97, Sch96, Sor93], la désexcitation coulombienne montre aussi que le noyau ⁴⁴S a un état de déformation prolate, les mesures de masses [Dlo02, Sar00] montrent la disparition de fermeture de couche autour de $N=28$ pour les isotopes de soufre.

Conformément à ces résultats et sous réserve de large barre d'erreur de nos résultats, ce noyau peut être traité comme un noyau déformé où le croisement des orbitales $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$ peut ramener ce noyau à une déformation de type prolata. Ainsi, ce noyau peut être proposé comme un noyau à deux neutrons à halo d'orbitale $2p_{3/2}$, malgré la valeur de l'énergie de séparation $S_{2n}=7.612$ MeV [Sar99]. Mais, en regardant la possibilité d'existence des effets de peau et d'halo dans les noyaux lourds, Mizutori et al [Miz00], dans le cadre des calculs de champ moyen, trouve que l'effet d'appariement « pairing », dans ces noyaux, est dominant et peut limiter l'existence du phénomène à halo. Bennaceur et al. [Ben00] arrive à une conclusion similaire. Il existe donc une possibilité d'existence de ce phénomène dans les noyaux riches en neutrons de nombre de masse impair plutôt que pair à cause de l'effet d'appariement anti-halo. Le taux d'augmentation du rayon d'absorption forte du ^{35}Mg et sa faible énergie de séparation $S_n=0.231$ MeV (tableau IV.2) ne laissent aucun doute sur l'existence d'une structure à halo dans ce noyau. La fonction d'onde du neutron de valence peut être attribuée à l'orbitale $2p_{3/2}$. Cette confirmation devra être accomplie par des calculs du modèle de Glauber pour déterminer la densité et le rayon RMS du dernier nucléon.

L'augmentation du rayon d'absorption forte dans les noyaux $^{28-30}\text{Ne}$ n'est pas aussi importante, les critères de base définis précédemment [Zha02] laissent à penser que ces noyaux sont des noyaux à skin. Dans la référence [Wan01], l'observation d'un large RMS du noyau ^{33}Na , par rapport à ces voisins, suggère que ce dernier présente un halo de neutron. Mais, lorsqu'on regarde son rayon (figure IV.6), bien que l'erreur expérimentale soit importante, il reste inférieur à celui du ^{35}Mg . En fait, jusqu'au ^{32}Na T.Susuki montre l'existence de l'effet de « skin » dans cette région. D'où comme nous observons une tendance à l'augmentation du rayon pour le ^{33}Na , nous pouvons penser que cet effet de « skin » perdure. Par rapport aux noyaux $^{22,23}\text{N}$, ^{23}O , ^{24}F et à l'exception de ^{23}N qui peut être un noyau à skin et de ^{23}O déjà proposé par A.Ozawa [Oza01d] comme un noyau à halo, le taux d'augmentation du rayon d'absorption forte des noyaux ^{22}N et ^{24}F est très faible, ce qui peut mettre en cause la présence d'halo dans ces noyaux.

Finalement, la dépendance isotopique du rayon d'absorption forte peut être utilisée comme un modèle permettant d'étudier les noyaux exotiques riches en neutrons ou en protons. Malgré tout, il faut être conscient que dans les noyaux riches en protons l'existence d'halo de protons est moins probable du fait de la forte répulsion coulombienne. Cette étude devra être suivie par une étude théorique où le calcul de la densité de ces noyaux et la parité de l'état fondamental pourra soulever l'ambiguïté sur la présence, dans ces noyaux, de halo ou d'effet de « skin ».

Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte



Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte

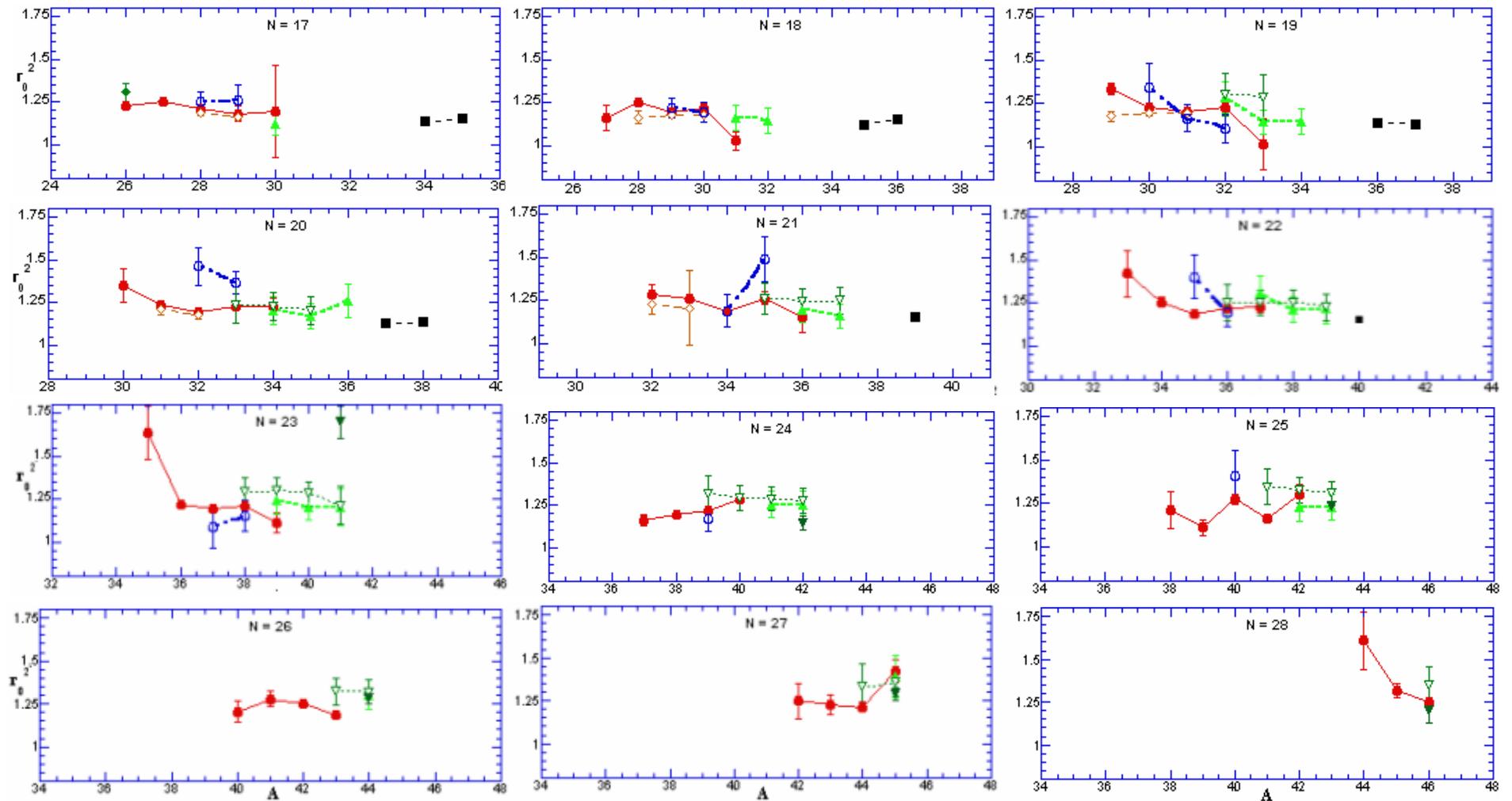


Figure IV.6 : Dépendance isotopique du rayon d'absorption forte pour chaque isotone $N=5-28$. Les différents résultats sont ceux qui sont présentés dans la figure IV.3.

2.2 Dépendance en isospin :

Il est connu que le rayon d'absorption forte, pour de noyaux légers de $Z \leq 13$ [Mit87, Vil91], a une dépendance linéaire, en fonction de l'excès de neutrons ($N-Z$), dans laquelle l'évolution du rayon peut être reproduite par [Mit87]: $r_0^2 = 0.06(N - Z) + 1$. Plus récemment, N.Aissaoui et ses collaborateurs [Ais99] ont proposé que cette tendance pour des noyaux lourds de $Z \geq 13$ peut être paramétrisée par: $r_0^2 = (N - Z)/30 + 32/30$.

Cependant, ces deux paramétrisations ne prennent pas en compte l'effet du nombre de masse A sur chaque dépendance en excès de neutrons ($N-Z$). Elles sont établies sur un certain nombre de données expérimentales obtenues à des énergies incidentes intermédiaires et pour des noyaux riches en neutrons, et avec de nombres d'isospins limités. De ce fait, il est important de donner une tendance générale sur l'évolution du rayon, soit en fonction de l'excès de neutrons ou de protons, indépendamment de l'énergie incidente (figure IV.7).

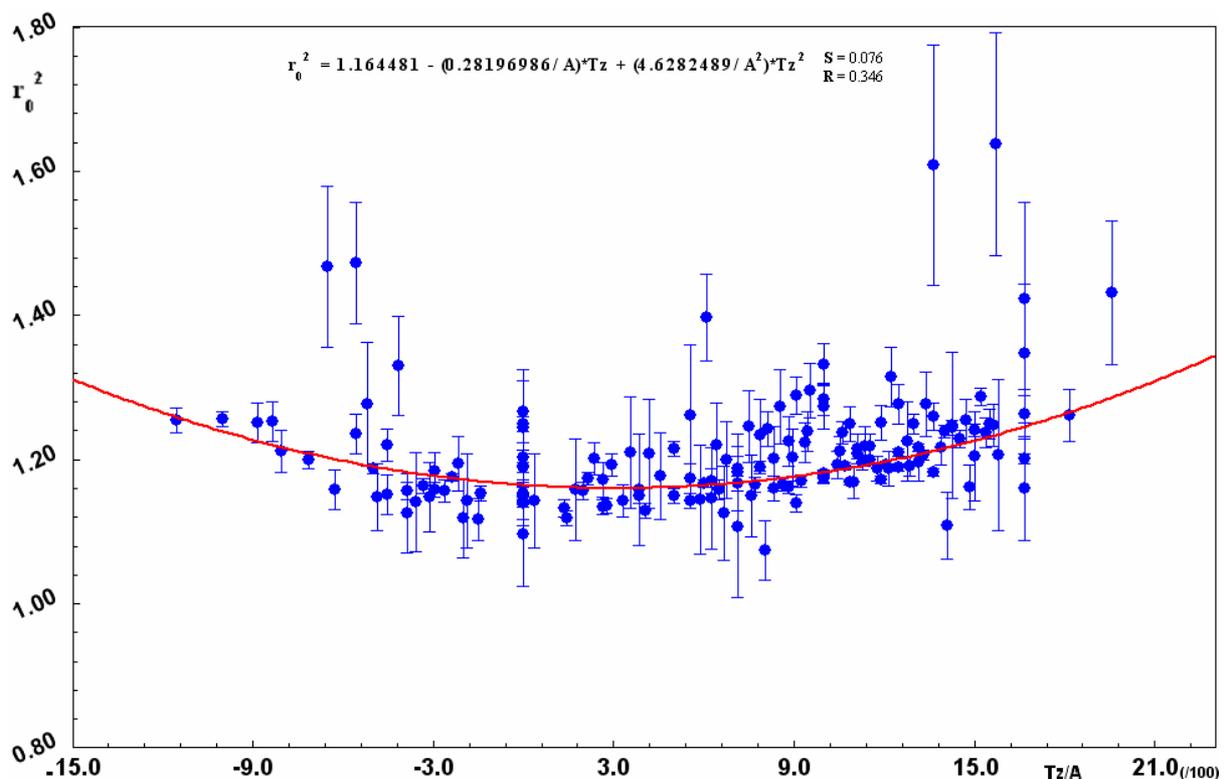


Figure IV.7 : Dépendance en isospin du rayon d'absorption forte. Ce rayon est la valeur moyenne des différents rayons disponibles dans la littérature et mesurés à différentes énergies, en plus de ceux mesurés dans cette thèse.

La figure IV.7, représente les différentes valeurs moyennes de rayons d'absorption forte, obtenues à différentes énergies, en fonction de l'isospin ($Tz = (N-Z)/2$) normalisé par le nombre de masse A de chaque noyau. Toutes les données disponibles dans la littérature, en plus de celles mesurées dans cette thèse sont représentées dans cette figure. La valeur moyenne de chaque rayon d'absorption forte, est établie pour des noyaux de $12 < A < 46$ et $7 < Z < 18$. On observe que le rayon d'absorption forte r_0^2 augmente significativement en

fonction de l'isospin T_z de chaque côtés : riches en neutrons et en protons. Le rayon r_0^2 peut être paramétrisé par une équation quadratique:

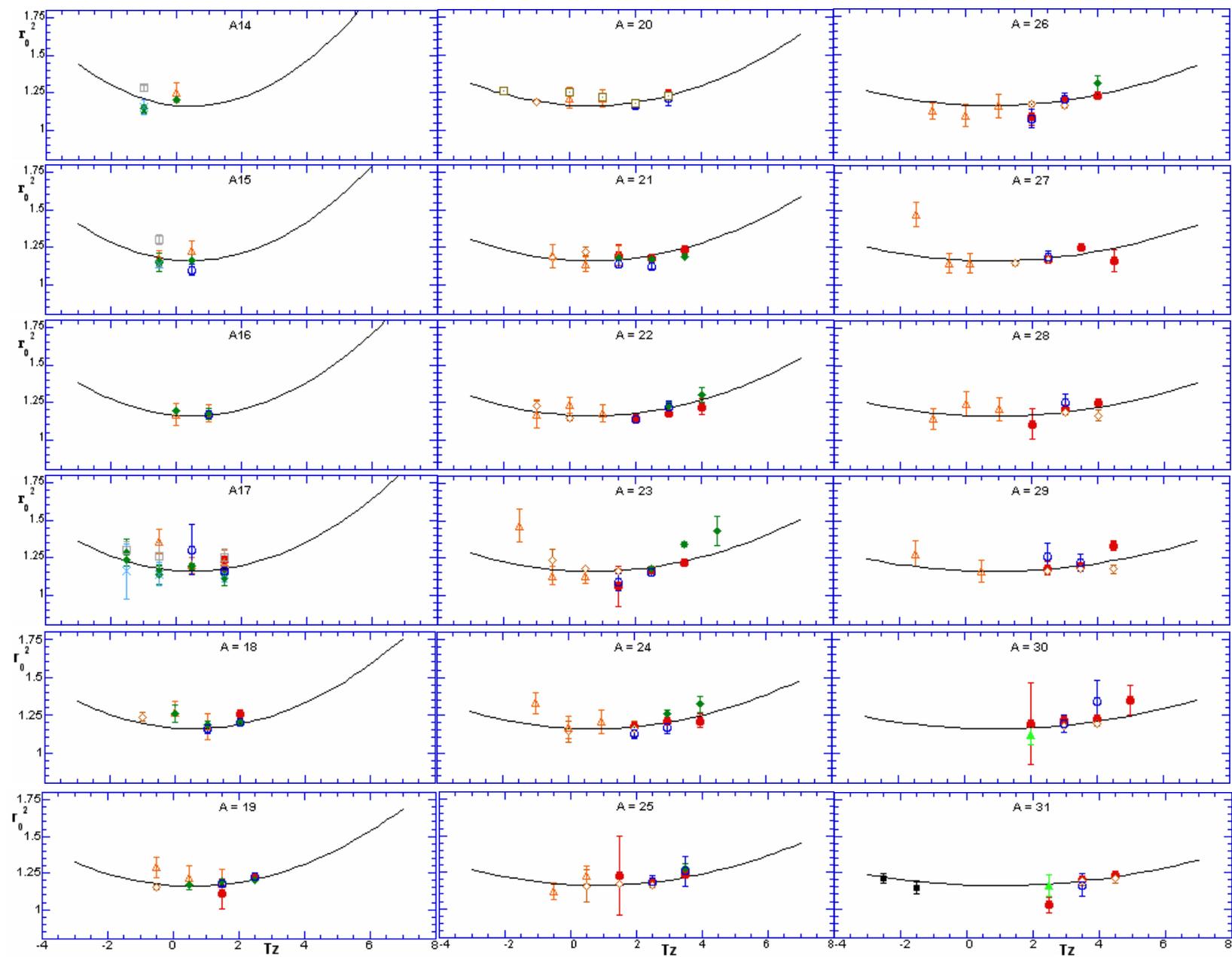
$$r_0^2 = 1.164481 - \left(\frac{0.28196986}{A} \right) T_z + \left(\frac{4.6282489}{A^2} \right) T_z^2 \quad \text{IV.16}$$

À partir de cette équation, le carré du rayon d'absorption forte est $r_0^2 = 1.164481 \text{ fm}^2$. Un minimum est observé autour de $T_z/A = 0.03$.

Notre paramétrisation peut aider à étudier l'évolution de la distribution de matière loin de la vallée de stabilité et à donner des indications sur une anomalie de la distribution de matière : halo, skin ou déformation des noyaux. Il est riche d'enseignements de regarder le rayon d'absorption forte séparément, sur chaque isobare. Dans la région de fermeture des couches $N=8$ et $N=28$, les premières analyses de la dépendance en isospin T_z des rayons nucléaires ont été faites pour des isobares de $A \leq 32$ [Mit87, Sla89, Vil91, Tan96, Tan00]. Il est observé que l'isobare de large valeur d'isospin montre un plus large rayon que ses voisins.

La figure IV.8 montre la dépendance en isospin, de nos rayons d'absorption forte r_0^2 et ceux obtenus des autres références, dans chaque isobare $14 < A < 46$ et pour les isotopes $7 \leq Z \leq 18$. Dans chaque figure, notre paramétrisation est présentée afin de guider l'œil et d'explorer l'idée d'existence de la structure à halo ou de déformation. Dans chaque isobare, une grande influence de l'isospin s'est imposée. On observe une augmentation significative du rayon d'absorption forte en fonction de l'isospin dans les deux côtés riches en neutrons et en protons. Aussi, notre paramétrisation arrive à reproduire l'évolution des différents résultats de rayons de chaque isobare et l'effet de skin (s'il y'a lieu), ce qui nous permettra de l'utiliser comme modèle afin de suggérer l'existence ou l'absence du phénomène : halo, déformation. Il est observé que les noyaux : ^{23}N , ^{23}O , ^{29}Ne , ^{33}Na , ^{35}Mg , ^{23}Al , ^{27}P , ^{44}S , ^{45}Cl , ^{45}Ar présentent une grande divergence par rapport à notre paramétrisation. La disparition de larges valeurs dans les noyaux ^{22}N et ^{24}F remet en cause l'existence du neutron à halo, dans ces deux noyaux, observé par A.Ozawa [Oza01d]. Par contre la divergence du rayon de ^{23}O [Oza01d] confirme sa structure à halo. Quant aux noyaux ^{23}N et ^{33}Na on observe une divergence, bien que la barre d'erreur soit importante. Il y a, donc une indication de l'existence soit d'une structure à skin ou d'une déformation. Dans la figure IV.5, il y a une pseudo-fermeture de couche autour de $N=22$; dans la figure du $A=35$, le ^{35}Mg a une large valeur de rayon. Comme illustré dans le tableau IV.2, ce noyau a une faible énergie de séparation (0.231 MeV). Le dernier neutron peut occuper l'orbitale $2p_{3/2}$, donc, ce noyau a une forte probabilité d'être un noyau à halo. Dans la référence [Zha92] les deux noyaux ^{23}Al et ^{27}P sont proposés comme des noyaux halo à un seul proton. Dans les références [Gla97, Sor93] le ^{44}S est un noyau déformé, mais le rapport de divergence de son rayon, par rapport à notre paramétrisation, donne l'indication sur l'existence de la structure à halo dans ce noyau malgré sa grande énergie de séparation ($S_{2n}=7.612$ MeV). Mais l'effet d'appariement dans ce noyau peut mettre la présence d'un halo en doute! Le noyau de ^{45}Cl , vu la petite divergence de son rayon par

Chapitre IV : Mesures de rayons d'absorption forte



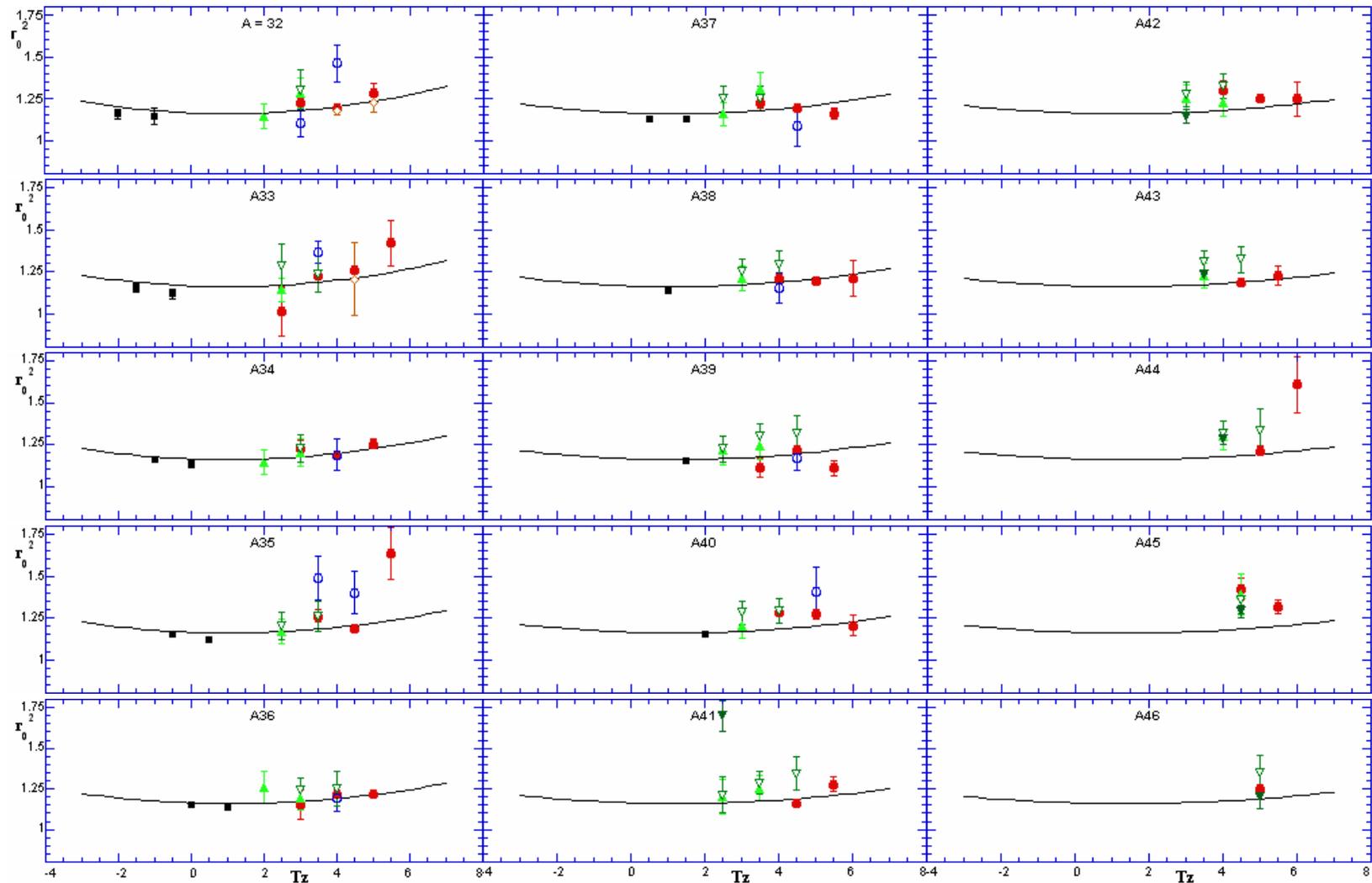


Figure IV.8 : Dépendance isotopique du rayon d'absorption forte dans chaque isobare. Les différents symboles utilisés sont ceux indiqués dans la figure IV.3. La ligne continue est la nouvelle paramétrisation obtenue dans la figure IV.7

rapport à notre paramétrisation, peut être déformé [Sor93] ou avec une structure à « skin ». Quant au noyau ^{45}Ar , il est proposé comme déformé [Sch96].

Finalement, notre paramétrisation reproduit bien les différents résultats expérimentaux de la région $7 \leq Z \leq 18$ et l'effet « skin » (s'il y'a lieu). L'utilisation, donc, de cette paramétrisation comme modèle permet bien de décrire certains phénomènes observés dans les noyaux : halo, déformation. En général, la confirmation de l'existence d'un halo de neutron ou de l'effet « skin » devra être complétée par un calcul théorique où le calcul de la densité et de la parité, le rayon RMS et l'énergie de séparation du dernier nucléon et l'état fondamental du noyau peuvent apporter des informations complémentaires sur l'existence de tels phénomènes.

Distribution de matière et **Modèle de Glauber**

Dans le chapitre IV, on a vu la capacité de la formule de S.Kox [Kox87] à reproduire les mesures de sections efficace de réaction ou d'interaction à différentes énergies. Cette formule phénoménologique, établie sur des faits expérimentaux, ne permet pas d'obtenir des résultats détaillés sur la distribution de matière. Mais néanmoins, elle reste un bon moyen pour donner des indications rapides sur la nature de la distribution de densité de matière. Phénoménologiquement, notre paramétrisation du rayon d'absorption forte $\overline{r_0^2}$, calculé à partir de la section efficace de réaction, montre que ce dernier augmente en fonction de l'excès de neutrons et de protons. Elle permet de reproduire l'effet de peau de neutrons (et de protons) et de donner des indications sur l'existence de la structure à halo ou de déformation. Mais, elle reste incapable de reproduire d'une façon explicite la distribution de densité de matière. Microscopiquement, on ne dispose pas d'un modèle indépendant pour déterminer la distribution de densité de matière des noyaux instables. Néanmoins, divers modèles sont bien adaptés à l'analyse des nombreuses données expérimentales. A basse énergie, où l'effet collectif du champ nucléaire moyen intervient, les modèles d'absorption forte [Bas80] et de diffraction [Bla60] reproduisent les données de section efficace de réaction dans le cadre géométrique. Dans ces modèles, à chaque contact entre les deux noyaux projectile et cible, la section efficace de réaction est donnée par la fonction de transmission $T(l)$ à un moment angulaire l donné :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)T(l) \quad \text{V.1}$$

avec les conditions de limites optiques : $T(l)=1$ lorsque $l < l_{max}$ et $T(l)=0$ dans le cas contraire, l'équation V.1 s'écrit comme suivant :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} (l_{max} + 1)^2 \approx \frac{\pi}{k^2} l_{max}^2 = \pi R_B^2 (1 - V_B / E_{cm}) \quad \text{V.2}$$

où R_B est le rayon d'absorption forte, k est le nombre d'onde, V_B est le potentiel de la barrière coulombienne et E_{cm} est l'énergie cinétique dans le centre de masse.

A énergie élevée, l'effet moyen du champ nucléaire devient négligeable et la section efficace de réaction diminue en fonction de l'énergie vers une valeur minimale autour de 300 MeV/nucléon. Dans ce domaine d'énergie, on constate la prédominance du modèle de Glauber [Gla59] à analyser la section efficace d'interaction. Ce modèle exprime la dépendance en énergie de la section efficace d'interaction dans le cadre des collisions individuelles entre nucléon-nucléon (NN) dans le volume de recouvrement des deux noyaux, projectile et cible, en interaction. Il en résulte que dans ce modèle, cette dépendance en énergie est plus sensible à la forme de la distribution de densité de matière et des rayons RMS (Radius Mean Square) des deux noyaux en collision [Ing03]. La réussite de ce modèle, donnant un bon accord avec les résultats expérimentaux à haute énergie (autour du GeV/nucléon), laisse penser qu'il peut être utilisé à énergie intermédiaire, là où l'effet d'opacité nucléaire est faible. Cependant, en absence de l'effet des champs coulombien et nucléaire et sous les approximations des limites optiques, à énergie intermédiaire, ce modèle sous-estime les données expérimentales de 5 à 15% ; ce qui signifie que la version standard de ce modèle n'est pas adaptée à étudier les détails

de la distribution de densité de matière dans ce domaine d'énergie. En effet, pour étendre le champ de ce modèle, plusieurs efforts théoriques ont été faits pour prendre en compte les effets coulombien et nucléaire dans la déviation de la trajectoire du projectile dans le champ de la cible. On parle donc du modèle de Glauber modifié type I « modified-coulomb Glauber model » et type II « modified-nuclear Glauber model ». Le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau et le principe d'exclusion de Pauli sont ignorés dans ce modèle.

Dans ce chapitre, nous allons présenter brièvement la section efficace de réaction dans le cadre du modèle de Glauber standard et la raffiner en tenant compte de l'effet coulombien « type I ». Suivant la fonction de densité choisie, la distribution de densité et le rayon carré moyen pourront être étudiés pour les noyaux produits au cours de notre expérience. Nous avons restreint les noyaux étudiés en fonction de l'abondance des données expérimentales obtenues à haute énergie et à énergie intermédiaire.

1. Théorie de Glauber

1.1 Modèle de Glauber standard :

Dans le cadre du modèle de Glauber standard, où le champ coulombien ne joue aucun rôle dans la déviation de la trajectoire de la particule incidente, la section efficace de réaction est la résultante des sections efficaces des collisions nucléon-nucléon (NN) individuelles dans le volume de recouvrement des deux noyaux, projectile et cible, en interaction. Elle est exprimée en fonction du paramètre d'impact b (voir figure V.1) [Gla59] :

$$\sigma_R = 2\pi \int b db [1 - T(b)] \quad \text{V. 3}$$

où $T(b)$ est la fonction de transmission (ou de transparence) qui définit la probabilité de la non-réaction du projectile lors de son passage à travers la cible. Elle est exprimée en fonction de la section efficace totale de collision nucléon-nucléon (NN) σ_{tot}^{NN} :

$$T(b) = \exp(-\sigma_{tot}^{NN} \chi(b)) \quad \text{V. 4}$$

avec σ_{tot}^{NN} la résultante des sections efficaces de réaction individuelles type : σ_{pp} , σ_{nn} et σ_{np} (voir figure V.1) :

$$\sigma_{tot}^{NN} = \frac{Z_P Z_C \sigma_{pp} + N_P N_C \sigma_{nn} + N_P Z_C \sigma_{np} + Z_P N_C \sigma_{np}}{A_P A_C} \quad \text{V. 5}$$

où $A_{P,C}$, $Z_{P,C}$ et $N_{P,C}$ désignent les nombres de masse, de charge et de neutrons des noyaux en interaction ; les indices P et C désignent le projectile et la cible respectivement.

La fonction $\chi(b)$ est la convolution des densités de matière $\rho_C(r)$ et $\rho_P(r)$ des noyaux cible et projectile. Elle définit la densité du volume de recouvrement à un paramètre d'impact b (voir figure V.1) [Chr90] :

$$\chi(b) = \iint d^2 b_1 \iint d^2 b_2 f(|b_1 - b_2|) \rho_C^C(b_1) \rho_P^P(|b_2 - b|) \quad \text{V. 6}$$

Selon la direction z du faisceau incident, la fonction d'épaisseur $\rho_z^{P,C}$ est exprimée en fonction de la densité ρ_C ou ρ_P par :

$$\rho_z^{P,C}(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_{P,C}(\sqrt{b^2 + z^2}) \quad \text{V. 7}$$

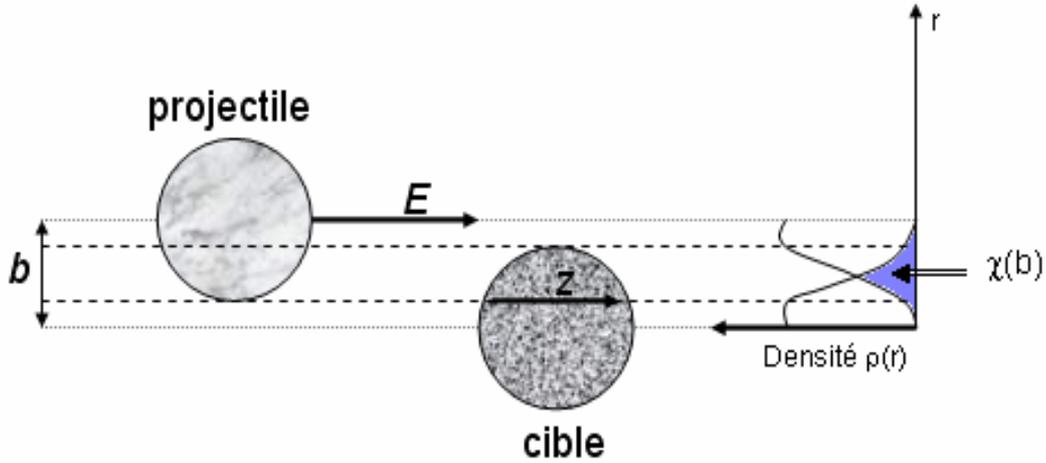


Figure V.1: Schéma d'une réaction entre deux noyaux, projectile et cible, à un paramètre d'impact b .

Quant à la fonction de profil $f(|b_1 - b_2|)$ qui est selon la loi de normalisation $\iint f(b) d^2b = 1$, elle prend en compte la portée de l'interaction. Dans le formalisme à portée finie, cette fonction est paramétrisée selon une forme Gaussienne [Oga92] :

$$f(b) = \frac{1 - i\alpha}{4\pi \varepsilon_{NN}^2} \exp\left(-\frac{b^2}{2\varepsilon_{NN}^2}\right) \quad \text{V. 8}$$

où α est un paramètre qui détermine le rapport de la partie réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon. Dans les approximations de limites optiques, ce paramètre disparaît dans les calculs de section efficace de réaction σ_R et la fonction de profil prend la forme [Oga92] :

$$f(b) = \frac{1}{4\pi \varepsilon_{NN}^2} \exp\left(-\frac{b^2}{2\varepsilon_{NN}^2}\right) \quad \text{V. 9}$$

avec ε_{NN} le paramètre de portée qui détermine la diminution de la distribution angulaire de diffusion élastique nucléon-nucléon. Au niveau d'énergie intermédiaire, la valeur de ce paramètre n'est pas bien déterminée. Dans les deux références [Chr97, Len89], les analyses de sections efficaces de diffusions élastiques et inélastiques, à énergie intermédiaire, sont faites avec une valeur zéro de ε_{NN} . Charagi et ses collaborateurs [Chr92], dans les analyses de sections efficaces de réaction du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, ont aussi donné les valeurs 0 et 0.85 fm² à ce

paramètre afin d'étudier l'effet des différentes approches du modèle de Glauber. Dernièrement, Ahmed et ses collaborateurs [Ahm02] ont pris une valeur de 0.85 fm² pour des réactions de ¹²C+¹²C à énergie intermédiaire entre 85 et 200 MeV/nucléon. Plus récemment, T.Zheng et ses collaborateurs [Zhe02] ont pu déterminer ce paramètre, en fonction de l'énergie incidente E , à partir des mesures de sections efficaces de réaction du système ¹²C+¹²C sur une large gamme d'énergie de 30A MeV à 1A GeV :

$$\varepsilon_{NN} = 0.996 \exp\left(-\frac{E}{106.679}\right) + 0.089 \quad \text{V. 10}$$

Par conséquent, selon la contribution de la fonction de profil, on assiste à deux types de modèle de Glauber standard dans le cadre des approximations de limites optiques :

- le modèle de Glauber à portée finie « finite-range », là où le paramètre de portée ε_{NN} est différent de zéro. La section efficace de réaction s'écrit, en considérant les deux équations V.9 et V.10, par :

$$\sigma_R(b) = 2\pi \int b db \left[1 - \exp\left\{-\sigma_{tot}^{NN} \iint d^2b_1 \iint d^2b_2 f(|b_1 - b_2|) \rho_z^C(b_1) \rho_z^P(|b_2 - b|)\right\}\right] \quad \text{V. 11}$$

- le modèle de Glauber à portée nulle « zero-range », dans lequel le paramètre ε_{NN} est relativement nul et la fonction de portée est une fonction delta. La section efficace de réaction s'écrit alors :

$$\sigma_R(b) = 2\pi \int b db \left[1 - \exp\left\{-\sigma_{tot}^{NN} \iint d^2b_1 \rho_z^C(b_1) \rho_z^P(|b_1 - b|)\right\}\right] \quad \text{V. 12}$$

On remarque, d'après l'équation V.10, que le paramètre de portée devient négligeable à haute énergie et par conséquent les deux versions du modèle de Glauber standard donnent presque la même valeur de section efficace de réaction qui est bien reproduite dans ce domaine d'énergie (voir figure V.3). D'après les deux équations V.11 et V.12, les paramètres d'entrée de ce modèle sont :

- la distribution de densité de matière des deux noyaux en collision ($\rho_C(r)$, $\rho_P(r)$),
- la fonction de profil $f(E)$, qui évolue faiblement en fonction de l'énergie incidente E ,
- la section efficace des collisions individuelles entre les nucléons σ_{tot}^{NN} , qui est paramétrisée selon Charagi et Gupta [Chr90] dans une gamme d'énergie 0.01-1A GeV par (voir figure V.2) :

$$\begin{aligned} \sigma_{np} &= -70.67 - 18.18/\beta + 25.26/\beta^2 + 113.85\beta \\ \sigma_{pp} = \sigma_{nn} &= 13.73 - 15.04/\beta + 8.76/\beta^2 + 68.67\beta^4 \end{aligned} \quad \text{V. 13}$$

avec σ_{np} et σ_{nn} (σ_{pp}) exprimées en mb et $\beta = v/c$.

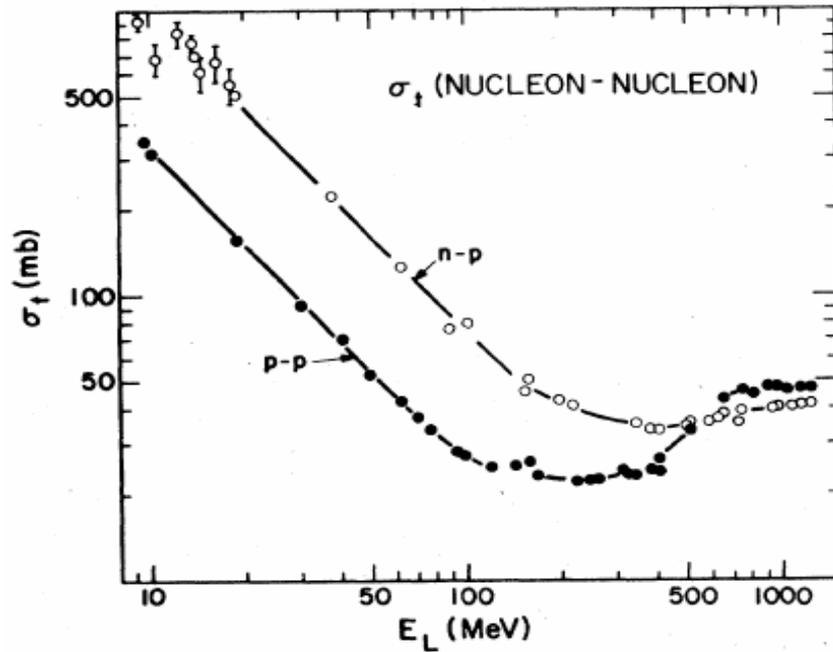


Figure V.2: Sections efficaces de collisions individuelles σ_{np} et σ_{pp} en fonction de l'énergie incidente dans le laboratoire [Vri80].

La figure V.3 montre les résultats de calculs des deux versions de ce modèle pour le système de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Les valeurs expérimentales sont prises à partir des références [Zhe02, Kox87]. Les deux noyaux en collision sont supposés de formes sphériques avec les densités de l'Oscillateur-Harmonique. Le paramètre $a_{HO}=1.571 \text{ fm}$ [Zhe02], utilisé dans le calcul des densités, est obtenu à partir du rayon carré moyen de matière $\langle r^2 \rangle_m^{1/2} = 2.32 \text{ fm}$ [Oza01d]. Ce rayon est déterminé à partir du rayon de charge $\langle r^2 \rangle_c^{1/2} = 2.45 \text{ fm}$ [Jag74], mesuré via la diffusion élastique des électrons, en soustrayant le rayon de charge du proton (0.8 fm). Comme on peut l'observer d'après cette figure, la section efficace de réaction σ_R diminue en fonction de l'énergie incidente jusqu'à une valeur minimale autour de $300A \text{ MeV}$ et puis devient constante au-delà de cette énergie. Par similitude avec la figure V.2 et au-delà d'une énergie supérieure à $10\text{MeV}/\text{nucléon}$, l'opacité du système en interaction augmente en fonction de l'énergie incidente jusqu'au haute énergie (au-delà du $300A \text{ MeV}$) où les deux noyaux deviennent complètement opaque (où la partie interne de la distribution de densité du noyau détermine le volume de recouvrement). Il en résulte, donc, que la section efficace de réaction est sensible à la distribution de densité surfacique des deux noyaux en interaction à énergie intermédiaire. On remarque aussi que σ_R est bien reproduite à haute énergie par les deux versions de ce modèle. Par contre, à énergie intermédiaire, selon la valeur du ε_{NN} qui n'est pas négligeable dans ce domaine d'énergie, une divergence de 0-18%, sur la valeur calculée de σ_R par les deux versions du modèle, est observée autour de la section efficace de réaction mesurée. On observe que le modèle de Glauber à portée finie surestime, dans la gamme d'énergie $30\text{-}100A \text{ MeV}$, les valeurs calculées de σ_R de 2-7% par rapport aux valeurs mesurées. Quant au modèle à portée zéro, la section efficace de réaction est sous-estimée de 5-

13%. Il résulte, donc, que le modèle de Glauber standard donne des résultats médiocres aux énergies intermédiaires, ce qui nécessitera en plus l'introduction de l'effet du champ coulombien dans le calcul de la trajectoire du noyau incident.

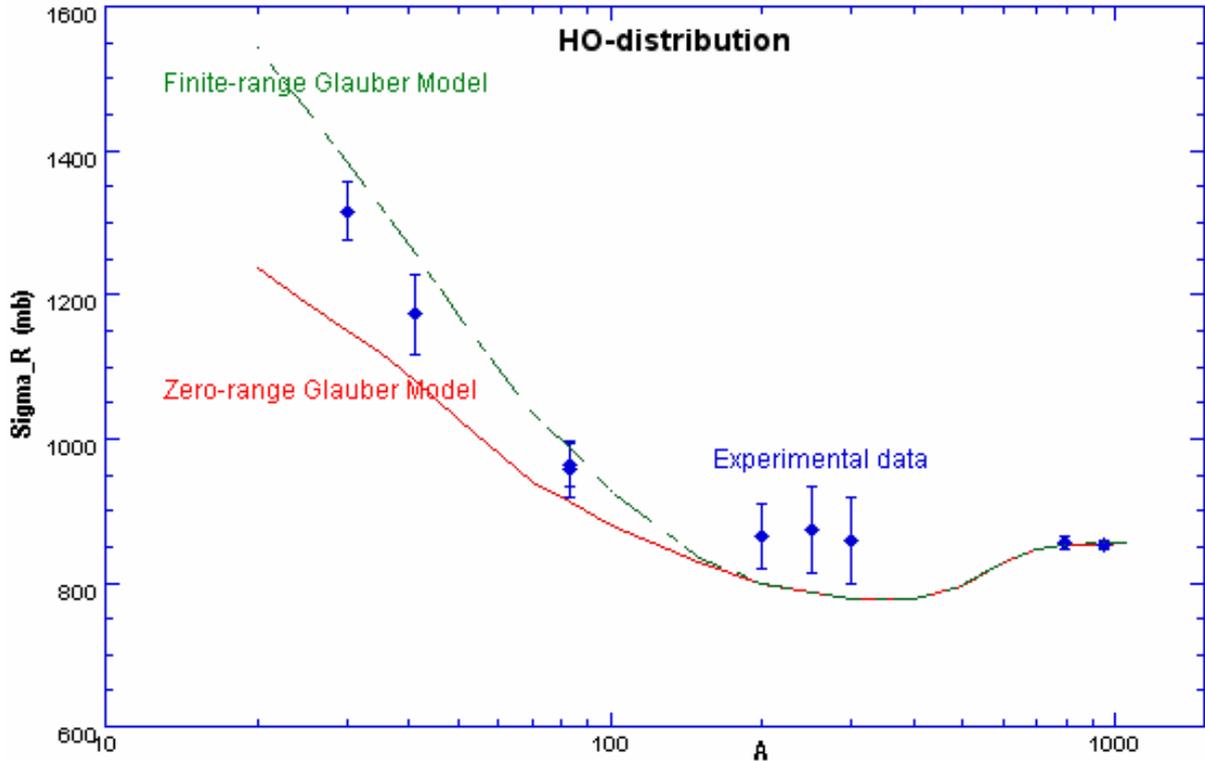


Figure V.3 : Calcul de section efficace de réaction du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, à l'aide du modèle de Glauber à portée finie et à portée nulle. Les deux noyaux considérés sont supposés sphériques avec des profils de densité de l'oscillateur harmonique, avec un paramètre $a_{HO}=1.571$ fm [Zhe02]. Les différents points expérimentaux sont pris des références [Zhe02, Kox87].

1.2 Modèle de Glauber avec correction coulombienne :

Charagi et Gupta [Chr90, Chr92, Len89] ont pu ajouter des modifications dans le modèle de Glauber standard. Ils ont introduit l'effet du champ coulombien dans la modification de la trajectoire de la particule incidente qui reste intacte dans la prescription du modèle standard. Dans la référence [Chr90], la forte contribution de la section efficace de réaction vient des valeurs de paramètre d'impact b autour du rayon d'absorption forte défini par la distance radiale à $T(b)=0$. Il s'agit donc d'incorporer le paramètre d'impact b' , schématisé dans la figure V.4, dans la fonction de transmission $T(b)$ et d'exprimer la section efficace de réaction par :

$$\sigma_R = 2\pi \int b db [1 - T(b')] \tag{V.14}$$

Ce paramètre d'impact b' est la distance d'approche minimale le long de la trajectoire déviée sous l'effet de la force de coulomb. Il est exprimé en fonction du paramètre d'impact b :

$$b' = \frac{1}{k} \left(\eta + \sqrt{\eta^2 + k^2 b^2} \right) \tag{V.15}$$

Cette dernière expression est la solution de l'équation :

$$1 - \frac{2\eta}{kb} - \frac{L^2}{k^2 b^2} - \frac{V_n(b)}{E} = 0 \quad \text{V. 16}$$

où E est l'énergie cinétique dans le centre de masse, L est le moment angulaire, $V_n(b)$ est la partie réelle du potentiel optique (dans le cas où en ne tenant compte que de l'effet coulombien, $V_n(b)=0$), k est le nombre d'onde et η est le paramètre de Sommerfeld :

$$\eta = \frac{Z_p Z_C e^2}{\hbar v} \quad \text{V. 17}$$

L'équation V.15 s'écrit, donc, par :

$$b^2 = \left(1 - \frac{V_C(b')}{E_{c.m.}}\right) b'^2 \quad \text{V. 18}$$

avec $V_C(b')$ comme potentiel coulombien à distance b' :

$$V_C(b') = \frac{1.44 Z_p Z_C}{b'} = \frac{\eta \hbar v}{b'} \quad \text{V. 19}$$

A partir des équations V.14 - V.19, la section efficace de réaction est exprimée en fonction du nouveau paramètre d'impact b' par :

$$\sigma_R^C = 2\pi \left(1 - \frac{V_C}{E_{cm}}\right) \int_0^\infty b' db' [1 - T(b')] \quad \text{V. 20}$$

Par conséquent, avec un changement de paramètres, la nouvelle expression de la section efficace de réaction, qui tient compte de la correction coulombienne dans la trajectoire, est donnée en fonction de celle obtenue par le modèle du Glauber de version standard par :

$$\sigma_R^C = \left(1 - \frac{V_C}{E_{cm}}\right) \sigma_R \quad \text{V. 21}$$

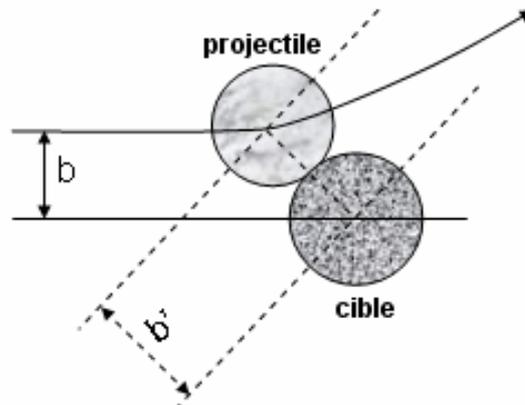


Figure V.4 : Effet du champ coulombien sur la trajectoire de la particule incidente à une distance d'approche minimale b' .

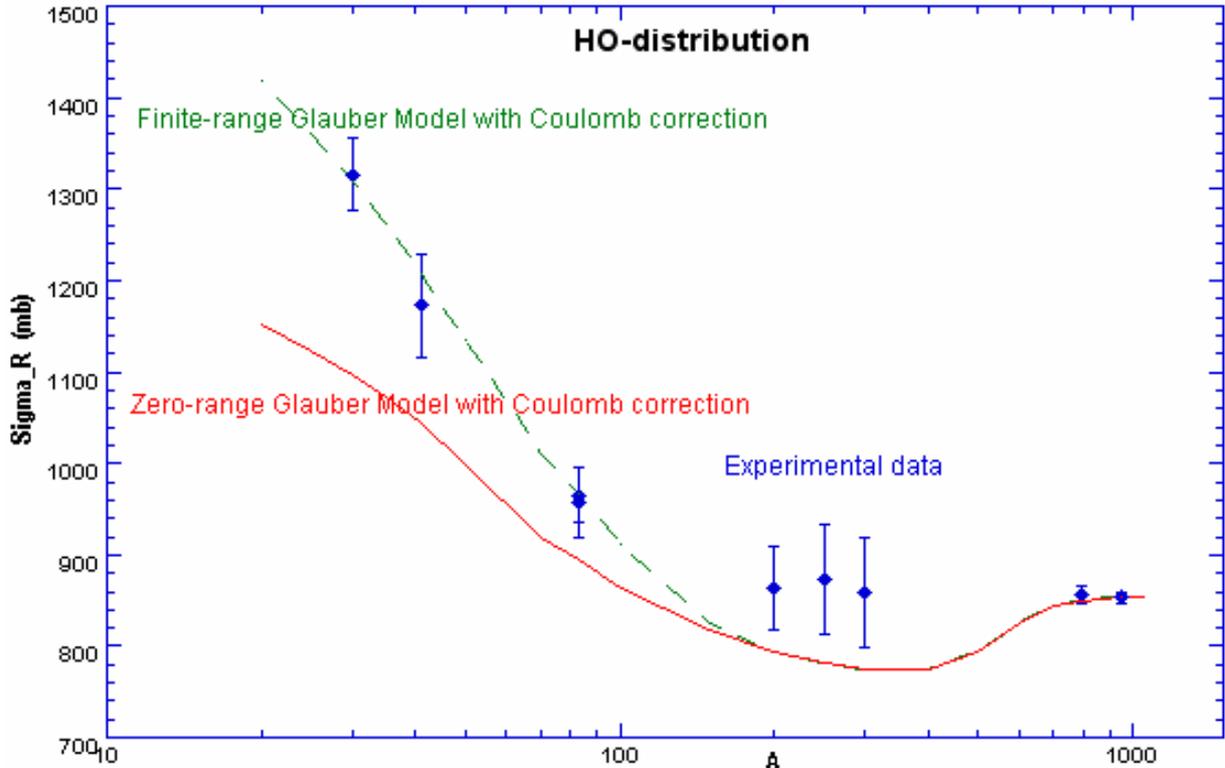


Figure V.5: Calcul de section efficace de réaction du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, à l'aide du modèle de Glauber corrigé par l'effet du champ coulombien.

La figure V.5 montre les résultats de calculs de section efficace de réaction, exprimée dans l'équation V.21, pour le système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ toujours avec le même rayon carré moyen donné ci-dessus. On observe que les calculs avec le modèle à portée finie reproduisent parfaitement la section efficace de réaction à énergie intermédiaire aussi bien qu'à haute énergie. Quant à la version de portée zéro, elle continue à sous-estimer la section efficace de réaction de 7 à 17% à énergie intermédiaire (30-100A MeV). Par conséquent, dans la suite de ce travail, nous allons utiliser la version à portée finie corrigée par l'effet coulombien dans l'analyse de nos résultats de section efficace de réaction. Nous avons évidemment limité notre étude aux noyaux dont les sections efficaces ont été mesurées aussi bien à énergie intermédiaire qu'à haute énergie. Le choix du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ comme référence est lié à l'abondance des résultats des sections efficaces de réaction de ce système à différentes énergies.

Cependant, dans l'équation V.4, la fonction de transmission $T(b)$ dépend fortement de la section efficace totale σ_{tot}^{NN} des collisions individuelles nucléon-nucléon, qui évolue en fonction de l'énergie incidente du projectile, et de la distribution de densité de matière. La section efficace σ_{tot}^{NN} est plus importante à basse énergie qu'à haute énergie (voir figure V.2), ce qui rend la fonction $T(b)$ plus absorbante à énergie intermédiaire. De plus, à basse énergie, la forte répulsion coulombienne rend cette fonction sensible à des réactions périphériques aux larges valeurs du paramètre d'impact. Elle est sensible, donc, à la distribution surfacique des noyaux en interaction. A haute énergie, la répulsion coulombienne devient négligeable et la section efficace σ_{tot}^{NN} chute, ce qui la rend sensible à la distribution interne de densité de matière, on parle donc de l'opacité du système en interaction.

Dans la référence [Shu03], P.Shukla, contrairement à ce qui est publié dans les références [Xia98, Ahm02], conclue que, à énergie intermédiaire, l'influence de la densité est absente ou très faible dans la section efficace de réaction σ_{tot}^{NN} . Ceci signifie que la sensibilité pour les réactions avec des noyaux lourds vient de la région de surface, où la densité est petite, et la section efficace de réaction σ_{tot}^{NN} peut être évaluée à partir de l'équation V.13. Par conséquent, la fonction de transmission $T(b)$ peut être calculée analytiquement à partir des fonctions de densité réaliste (2pf, HO, Gauss..), de la section efficace σ_{tot}^{NN} et de la fonction de profil $f(b)$ des collisions individuelles nucléon-nucléon dans un espace libre.

2. Distribution de densité nucléaire

Comme nous venons de le décrire ci-dessus, la distribution de densité nucléaire a beaucoup d'influence sur le calcul de la section efficace de réaction σ_R [Ing03, Bus96]. La détermination de la distribution de densité nucléaire est toujours une raison majeure aux efforts théoriques et expérimentaux ; sa détermination précise aiderait définitivement à la compréhension de la structure nucléaire et à la nature des forces nucléaires qui assurent la cohésion du noyau. En principe, outre le rayon nucléaire déterminé dans le chapitre IV, on peut obtenir beaucoup d'informations sur la distribution de densité par des mesures de sections efficaces de réaction à différentes énergies [Oza01, Suz97, Suz01, Fuk91] et sur diverses cibles [Tan85]. Des études récentes pour déterminer la distribution de densité, utilisant la dépendance de la section efficace de réaction en énergie et en nombre de masse de la cible, ont été publiées dans les références [Tan92, Chd94, Car96]. En effet, pour des noyaux stables, la distribution de densité, principalement la distribution de charge, a été bien établie à partir des études de diffusion élastique des électrons et des rayons-X (des atomes muoniques) [Jag74, Vri87]. L'avantage de l'étude de diffusion élastique des électrons et des rayons-X vient du fait que les interactions électromagnétiques sont bien connues et que le facteur de forme peut être bien déterminé à partir du moment de transfert q . Dans l'approximation de Born, la distribution de charge $\rho_{ch}(r)$ est la transformée de Fourier du facteur de forme $F(q)$ qui, pour une distribution de charge de symétrie sphérique, est donnée par [Jag74, Vri87] :

$$\rho_{ch}(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty F(q) \frac{\sin(qr)}{qr} q^2 dq \quad \text{V. 22}$$

dans cette expression seulement l'amplitude du facteur de forme, avec une fonction d'onde entre $2\pi/q_{\max}$ et $2\pi/q_{\min}$, peut être déterminé directement.

En plus de la distribution de charge, la distribution de matière a aussi été étudiée grâce aux réactions nucléaires, en particulier avec des faisceaux énergétiques de protons ou de neutrons. Ces réactions nous permettent de faire la comparaison entre la distribution des protons et des neutrons au sein du noyau. Des mesures récentes de sections efficaces de réaction, obtenues à partir de la diffusion des protons sur diverses cibles et aux différentes énergies, sont publiées dans la référence [Car96]. Il était bien établi, à partir de ces études, que pour les noyaux stables (voir figure V.6) :

- Le rayon de charge à mi-densité de la distribution de charge peut être exprimé en fonction du nombre de masse par : $R_C = 1.08A^{1/3}$ [Bar77],
- Les protons et les neutrons sont uniformément distribués dans le noyau,
- L'épaisseur de surface t est une constante.

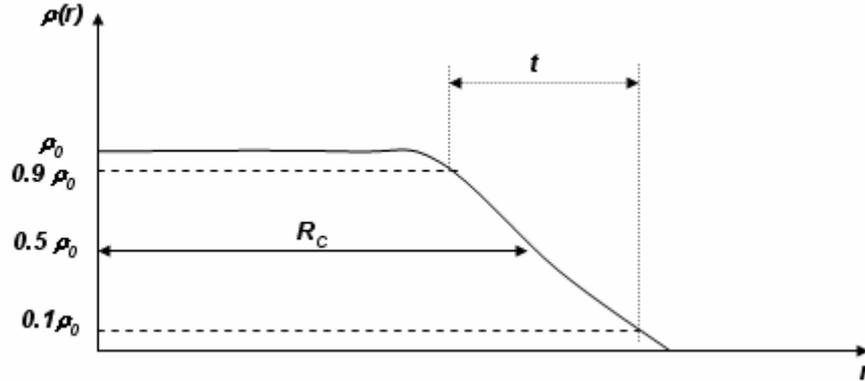


Figure V.6: Schéma approximatif d'une distribution de densité de charge d'un noyau

Il en résulte de ces études que pour un noyau de nombre de charge Z et de neutrons N , à l'état fondamental $|\psi\rangle$, la distribution des protons peut être donnée par :

$$Z\rho_p(r) = \langle \psi | \sum_{i=1}^Z \delta(r - r_i) | \psi \rangle \quad \text{V. 23}$$

et celle des neutrons par :

$$N\rho_n(r) = \langle \psi | \sum_{i=1}^N \delta(r - r_i) | \psi \rangle \quad \text{V. 24}$$

avec la condition de normalisation :

$$\int \rho_p(r) d^3r = \int \rho_n(r) d^3r = 1 \quad \text{V. 25}$$

Donc la distribution de matière ou celle des nucléons est donnée par :

$$A\rho_m(r) = Z\rho_p(r) + N\rho_n(r) \quad \text{V. 26}$$

Le rayon carré moyen « RMS » est donné par :

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_m &= \frac{4\pi}{A} \int \rho_m(r) r^4 dr \\ &= (Z/A) \langle r^2 \rangle_p + (N/A) \langle r^2 \rangle_n \end{aligned} \quad \text{V. 27}$$

où $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ et $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ sont les rayons carrés moyens des neutrons et des protons respectivement. Ce dernier peut être aussi déterminé à partir du rayon carré moyen de charge $\langle r^2 \rangle_{ch}^{1/2}$:

$$\langle r^2 \rangle_p = \langle r^2 \rangle_{ch} - 0.64 \quad fm^2 \quad \text{V. 28}$$

avec :

$$\langle r^2 \rangle_{ch} = \frac{4\pi}{Ze} \int \rho(r)r^4 dr \quad \text{V. 29}$$

Dans le cas simple d'un noyau léger de $N=Z$, la distribution de densité des protons, déterminée à partir du processus de diffusion électromagnétique, est identique à celle des neutrons : $\rho_p(r) = \rho_n(r)$. Or, cette simple configuration ne prend pas en compte l'effet de la répulsion coulombienne entre les protons. Dans le cas des noyaux stables lourds et pour compenser l'effet de la répulsion coulombienne entre protons, le nombre des neutrons doit être plus grand que celui des protons $N > Z$; on s'attendrait donc à une variation sur le rapport de densités entre protons et neutrons dans les différentes régions du noyau : $\rho_p \approx \rho_n(r) \cdot \frac{Z}{N}$. Des études portées sur les différences de distribution entre protons et neutrons dans des noyaux stables, comme le ^{48}Ca et ^{208}Pb , ont montré de faibles différences entre les rayons de ces deux distributions [Whi80, Kra91, Igo79].

Cependant, malgré nos connaissances de la distribution de densité nucléaire des noyaux stables, notre compréhension de la structure nucléaire est mise à l'épreuve avec le développement des faisceaux radioactifs. L'un des facteurs significatifs est celui de l'existence de l'effet de peau et de halo dans des noyaux riches en neutrons et en protons. Pour quelques noyaux exotiques proches de la « drip-line », l'énergie de séparation, soit du dernier nucléon ou des deux derniers nucléons, devient extrêmement petite et la distribution de densité nucléaire montre une longue queue ; nous avons à faire dans ce cas, comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre IV, à des noyaux à halo ou à effet de peau. Ces effets pourront influencer la valeur de la section efficace de réaction qui est sensible à l'extension du nucléon de valence et à la taille du noyau projectile [Ing03, Bus96].

2.1 Formes fonctionnelles de la distribution de densité :

L'évaluation analytique de la distribution de densité nucléaire et du rayon carré moyen, dans le modèle de Glauber, peut être faite à partir de plusieurs expressions de la densité ($\rho(r)$), à comparer avec les résultats expérimentaux des sections efficaces de réaction. On peut supposer, donc, pour des noyaux légers de $A < 20$, une forme d'Oscillateur Harmonique (HO) d'un seul paramètre de largeur a_{HO} [Oza01] :

- Pour des noyaux de $2 < Z < 8$ et $2 < N < 8$:

$$\rho_n = 2\pi^{-3/2} \lambda^{-3} (1 - 1/A)^{-3/2} \exp(-x^2) (1 + (N - 2)/3x^2) \quad \text{V. 30}$$

et

$$\rho_p = 2\pi^{-3/2} \lambda^{-3} (1 - 1/A)^{-3/2} \exp(-x^2) (1 + (Z - 2)/3x^2) \quad \text{V. 31}$$

- pour des noyaux de $Z > 8, N > 8$:

$$\rho_n = 4\pi^{-3/2} \lambda^{-3} (1 - 1/A)^{-3/2} N/(N+8) \exp(-x^2) (1 + 2x^2 + (N-8)/15x^4) \quad \text{V. 32}$$

et

$$\rho_p = 4\pi^{-3/2} \lambda^{-3} (1 - 1/A)^{-3/2} Z/(Z+8) \exp(-x^2) (1 + 2x^2 + (Z-8)/15x^4) \quad \text{V. 33}$$

où A, N et Z sont les nombres de masse, de neutrons et de protons respectivement, $x^2 = (r/a_{HO})^2$ avec a_{HO} comme paramètre libre ajustable.

Aussi, on peut supposer une forme de distribution avec deux paramètres de Fermi (2pF), pour des noyaux de $A > 16$:

$$\rho_{2pF}(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{2pF}}{a_{2pF}}\right)} \quad \text{V. 34}$$

où $R_{2pF} = r_0 A^{1/3}$ est le rayon de charge à mi-densité centrale, a_{2pF} est le paramètre de diffusivité qui peut être lié à l'épaisseur de surface t , réduisant la quantité de charge $\rho(r)/\rho_0$ de 0.9 à 0.1, par : $t = 4a_{2pF} \ln 3 \approx 4.4 a_{2pF}$. Pour des valeurs usuelles, r_0 et a_{2pF} peuvent être de 0.95-1.15 fm et 0.5-0.6 fm respectivement. ρ_0 est la densité centrale déterminée à partir des conditions de normalisation par :

$$\rho_0 = \frac{3A}{4\pi R_{2pF}^3} \left(1 + \frac{\pi^2 a_{2pF}^2}{R_{2pF}^2}\right)^{-1} \quad \text{V. 35}$$

Donc, à l'aide d'un jeu de paramètres R_{2pF} et a_{2pF} pour reproduire la section efficace de réaction expérimentale aux différentes énergies, le rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle_m^{1/2}$ de la distribution de matière peut être déterminé à partir de ces deux paramètres qui correspondent au mieux à la valeur mesurée :

$$\langle r^2 \rangle_m = \frac{3}{5} R_{2pF}^2 \left[1 + \frac{7\pi^2 a_{2pF}^2}{3R_{2pF}^2}\right] \quad \text{V. 36}$$

L'équation V.34 peut être aussi réécrite, dans le cas où on veut évaluer la distribution des neutrons et des protons séparément, par :

$$\rho_{k,2pF}(r) = \frac{\rho_{0,k}}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{k,2pF}}{a_{k,2pF}}\right)} \quad \text{V. 37}$$

avec $R_{k,2pF} = r_{2pF} Z^{1/3}$ (ou $N^{1/3}$) et $a_{k,2pF}$ sont le rayon de charge à mi-densité centrale et la diffusivité des nucléons selon que $k = Z$ ou N respectivement. $\rho_{0,n}$ et $\rho_{0,p}$ sont les densités centrales des neutrons et protons respectivement. Dans ce cas, les rayons carrés moyens des neutrons et des protons peuvent être exprimés selon la loi de normalisation par :

$$\langle r^2 \rangle_n = \frac{3}{5} R_{n,2pF}^2 \left[1 + \frac{7\pi^2 a_{n,2pF}^2}{3R_{n,2pF}^2} \right] \quad \text{V. 38}$$

et

$$\langle r^2 \rangle_p = \frac{3}{5} R_{p,2pF}^2 \left[1 + \frac{7\pi^2 a_{p,2pF}^2}{3R_{p,2pF}^2} \right] \quad \text{V. 39}$$

Finalement, une forme de distribution Gaussienne pour les noyaux de $A \leq 40$ [Kar75] peut être aussi utilisée :

$$\rho_{GS}(r) = \rho_{0,GS} \exp(-r^2 / a_{GS}^2) \quad \text{V. 40}$$

où a_{GS} et $\rho_{0,GS}$ sont la diffusivité et la densité nucléaire centrale respectivement. Elles sont traitées comme des paramètres libres ajustables pour reproduire la surface nucléaire car la majorité des contributions de section efficace de réaction, à énergie intermédiaire, viennent de la région de surface. L'expression de la densité centrale est donnée par :

$$\rho_{0,GS} = \frac{A}{(a_{GS} \sqrt{\pi})^3} \quad \text{V. 41}$$

et la diffusivité a_{GS} reliée au rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle_m^{1/2}$ par :

$$a_{GS} = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle r^2 \rangle_m^{1/2} \quad \text{V. 42}$$

Ce dernier, a_{GS} , peut être calculé à partir des deux rayons de charge $R_{1,2pF}$ (où $\rho_{2pF}(r) = 0.9\rho_0$) et $R_{2,2pF}$ (où $\rho_{2pF}(r) = 0.1\rho_0$), où les deux distributions Gaussienne et 2pF sont identiques dans la région de surface :

$$a_{GS} = \left[\frac{R_{1,2pF}^2 - R_{2,2pF}^2}{\text{Ln}(\rho_{2pF}(R_{1,2pF}) / \rho_{2pF}(R_{2,2pF}))} \right]^{1/2} \quad \text{V. 43}$$

L'expression V.41 peut aussi être réécrite par :

$$\rho_{0,GS} = \rho_{2pF}(R_{1,2pF}) \exp(R_{1,2pF}^2 / a_{GS}^2) \quad \text{V. 44}$$

Finalement, nous allons utiliser ces trois différentes formes de densité pour deux systèmes de noyaux en interaction: $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$

2.2 Calculs des paramètres de densité du noyau ^{12}C :

Toujours avec les mêmes données expérimentales de la référence [Kox87] pour le noyau de ^{12}C , la figures V.8 montre que la section efficace de réaction, calculée à l'aide du modèle de Glauber avec la correction coulombienne en introduisant l'effet de la portée finie de la fonction de profil, est bien reproduite par les trois types de densités: HO, Gauss et 2pF. Les paramètres

de chaque type de densité sont affichés sur chaque figure correspondante. Ces paramètres reproduisent bien le rayon carré moyen, $2.31 \pm 0.02 \text{ fm}$ donné dans la référence [Oza01]. Sur la figure V.7, les trois types de densités usuelles sont comparés. Dans la figure en haut, présentée en échelle linéaire, ces types de distribution de matière diffèrent sur la valeur et la forme de la densité centrale. Il apparaît qu'aux grandes distances du cœur du noyau, la queue semble identique pour tous. Mais, lorsqu'on regarde cette figure en échelle logarithmique, la différence entre les trois représentations est clairement mise en évidence. Les distributions Gaussienne et 2pF, présentent une queue plus étendue vers les grandes distances, ce qui devrait être plus raisonnable pour représenter l'extension spatiale des noyaux très exotiques. En effet, dans ces noyaux, le potentiel nucléaire pourra être perturbé par des effets de surface comme la faible énergie de séparation et l'effet d'isospin. Pour des noyaux stables légers, la densité de type HO est la plus utilisée pour ce genre de calcul.

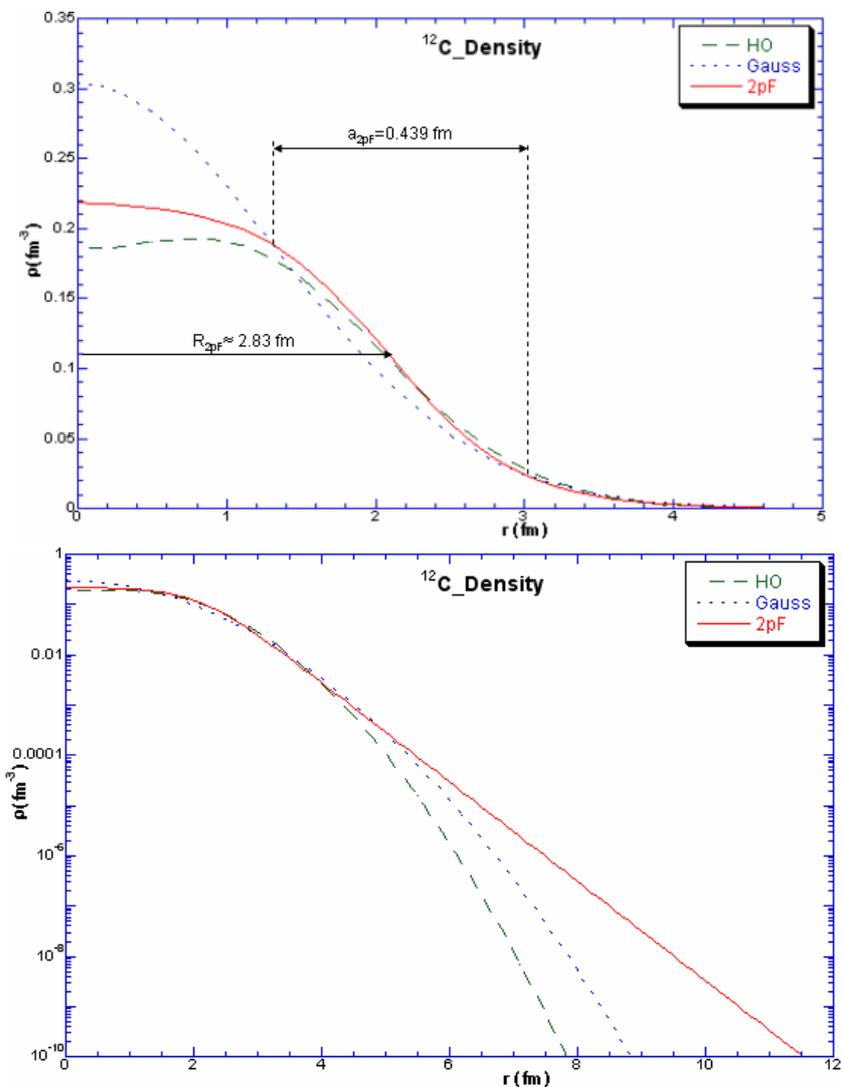


Figure V.7 : Comparaison des trois formes de densités : HO, Gauss et 2pF du noyau ^{12}C . En haut, les spectres de densités sont présentés en échelle linéaire. En bas, les mêmes spectres sont en échelle logarithmique.

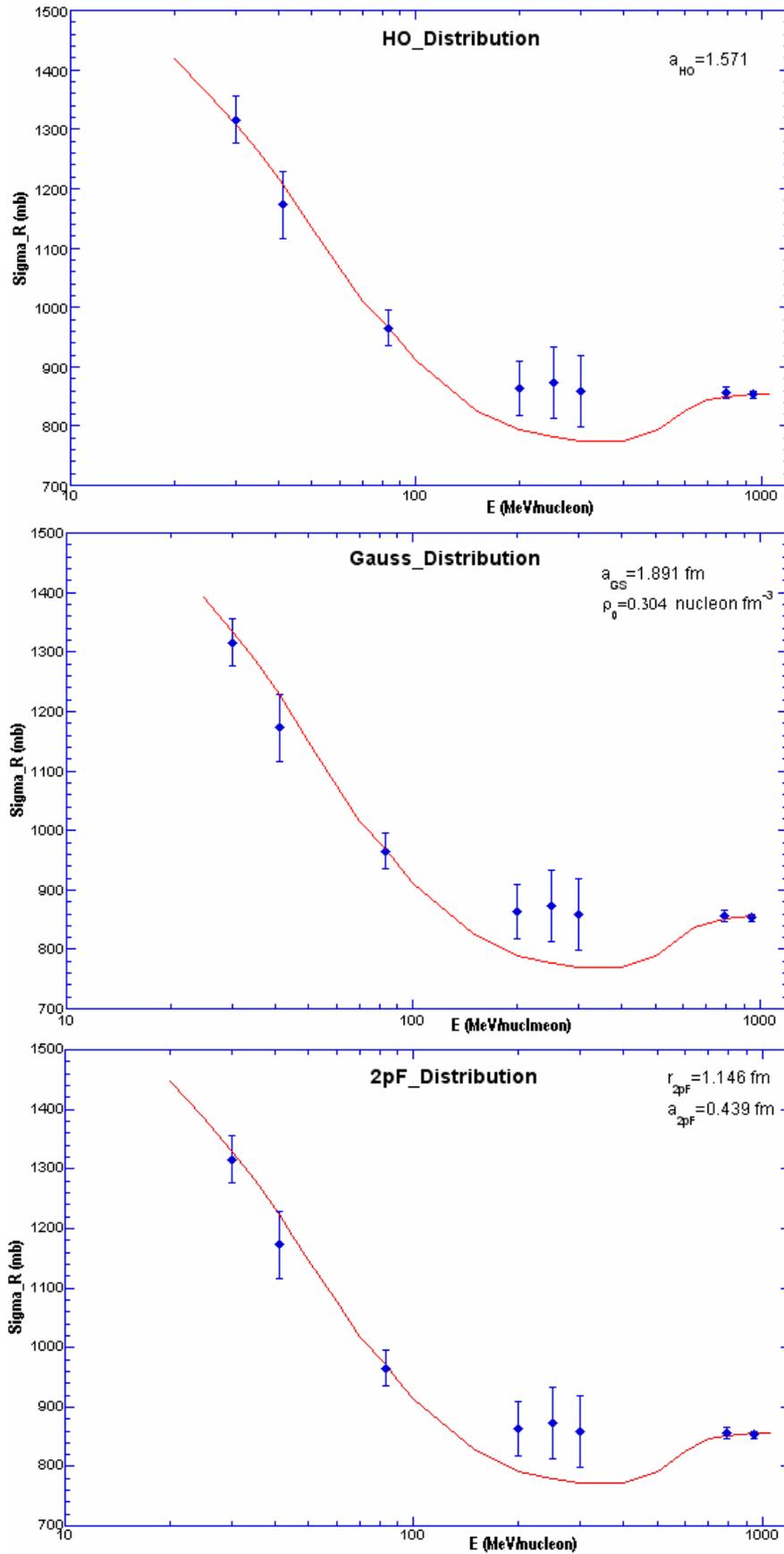


Figure V.8: Calcul de section efficace de réaction du système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ sous la considération des trois formes de densités : HO, Gauss et 2pF.

2.3 Calculs des paramètres de densité du noyau ^{14}C :

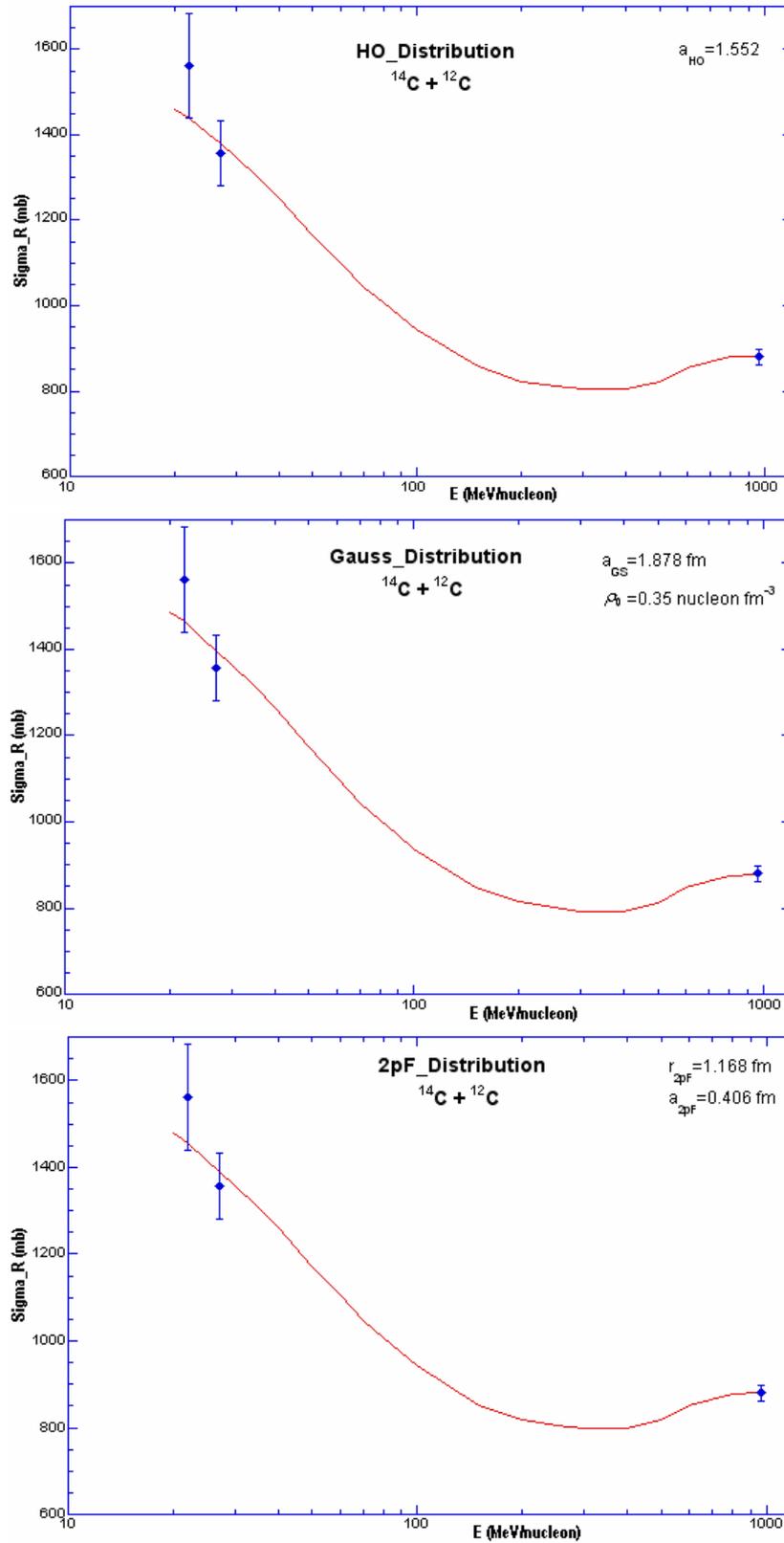


Figure V.9: Calcul de section efficace de réaction du système $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ avec les trois différentes formes de densités : HO, Gauss et 2pF. Les données expérimentales sont prises des références [Oza01, Zha02, Fan00]

La figure V.9 montre les résultats de calculs de la section efficace de réaction pour le système $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$. Les données expérimentales proviennent des références [Oza01, Zha02, Fan00]. On observe que la section efficace de réaction est aussi bien reproduite par les trois formes de densités : HO, Gauss et 2pF. Les résultats de calculs correspondent au rayon carré moyen $2.30\pm 0.07 \text{ fm}$ de la référence [Oza01]. Sur la figure V.10, ces formes de densités sont présentées avec les paramètres de ceux des spectres de la figure V.9. On observe que l'augmentation du nombre de neutrons par rapport à un noyau stable se traduit par un rebondissement dans la forme de la densité de type HO. On peut donc imaginer comment se présentera la forme de sa bosse pour des noyaux exotiques plus lourds que des noyaux de

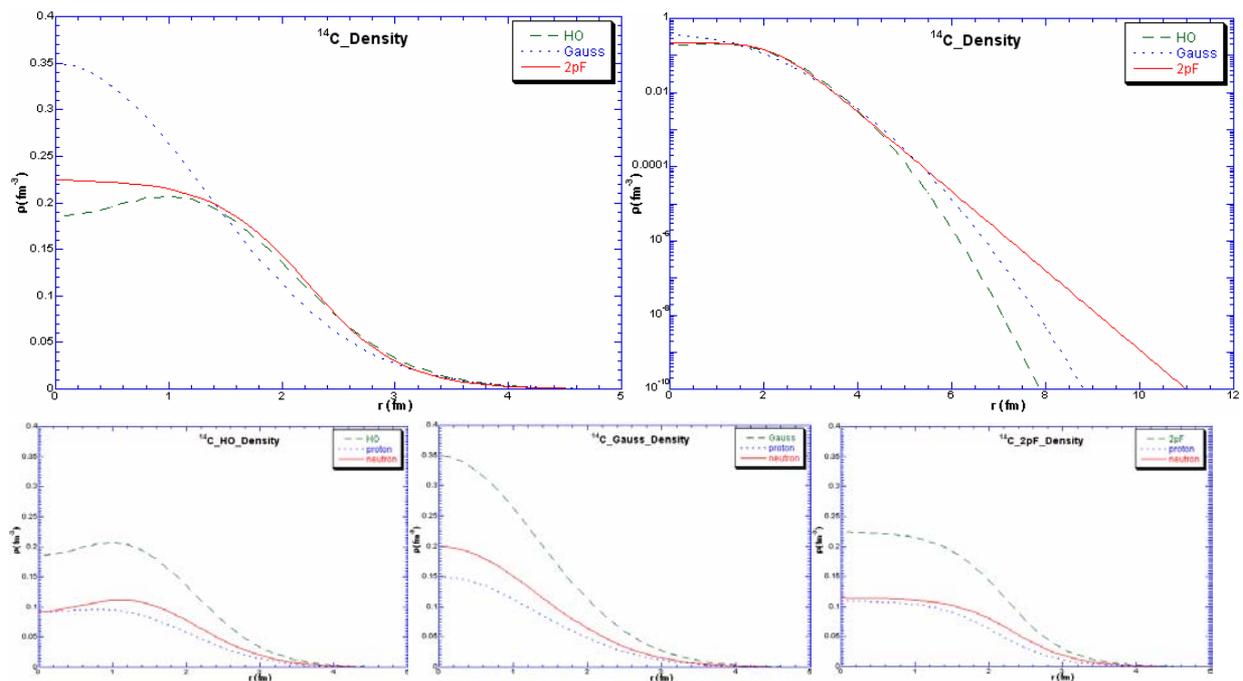


Figure V.10 : Comparaison des différentes formes de densités : HO, Gauss et 2pF pour le noyau de ^{14}C . En haut, les spectres sont présentés, à gauche, en échelle linéaire et, à droite, en échelle logarithmique. En bas, les distributions de protons, de neutrons et de la matière sont présentées ensemble pour chaque forme de densité.

Carbone. C'est pourquoi on restreint l'utilisation de cette forme de distribution à des noyaux de $A < 20$. Quant aux autres types de distributions : Gaussienne et 2pF, la forme régulière de la densité centrale et la descente lisse aux grandes distances du cœur du noyau feront que ces deux distributions sont les mieux adaptées à des calculs de sections efficaces de réaction pour des noyaux exotiques plus lourds que des noyaux de carbone. Reste à savoir s'ils sont aussi applicables pour des noyaux où le phénomène à halo se manifeste par une irrégularité dans la distribution de matière aux grandes distances du cœur du noyau ? En regardant la figure, présentée en échelle logarithmique, on observe que la chute de la distribution 2pF ou celle de la distribution Gaussienne est régulière aux grandes distances. Cette limitation, due à leurs expressions mathématiques, ne leur permet pas de bien décrire le phénomène à halo. Par contre, pour des phénomènes où l'effet de peau peut se montrer par une différence de distribution régulière entre les neutrons et les protons, la distribution à deux paramètres de

Fermi : 2pF semble la mieux adaptée [Suz95, Suz97, Suz98]. Pour des noyaux à halo, on peut utiliser d'autres modèles de densité tels que le modèle d'Yukawa où le noyau peut être décrit par un cœur plus un ou deux nucléons de valence. Dans cette nouvelle représentation du noyau, la densité du cœur peut être prise soit Gaussienne ou 2pF, soit celle de l'oscillateur harmonique ; avec laquelle la distribution des neutrons :

$$\begin{aligned} \rho_n(r) &= HO, Gauss \text{ ou } 2pF & (r < r_c) \\ &= \frac{C \exp(-\lambda r)}{r^2} & (r \geq r_c) \end{aligned} \quad \text{V. 45}$$

Pour les protons, la distribution peut être représentée par des formes usuelles :

$$\rho_p(r) = HO, Gauss \text{ ou } 2pF \quad \text{V. 46}$$

La distance r_c est celle de l'intersection entre les deux formes de densités : usuelle (HO, Gauss ou 2pF) et celle de Yukawa. λ est un paramètre à ajuster afin de reproduire la distribution de densité à une large distance. Donc selon la forme de densité choisie pour reproduire les valeurs expérimentales de la section efficace de réaction, on peut se trouver soit à trois paramètres à ajuster : a_{HO} , λ et r_c dans le cas de l'oscillateur harmonique ou a_{GS} , λ et r_c dans le cas d'une distribution Gaussienne, soit à quatre paramètres à ajuster : R_{2pF} , a_{2pF} , λ et r_c dans le cas d'une distribution à deux paramètres de Fermi. Comme exemple d'application de ce modèle, la figure V.11 montre la distribution de densité pour un noyau de ^{16}C (T. Zheng [Zhe02]) supposé

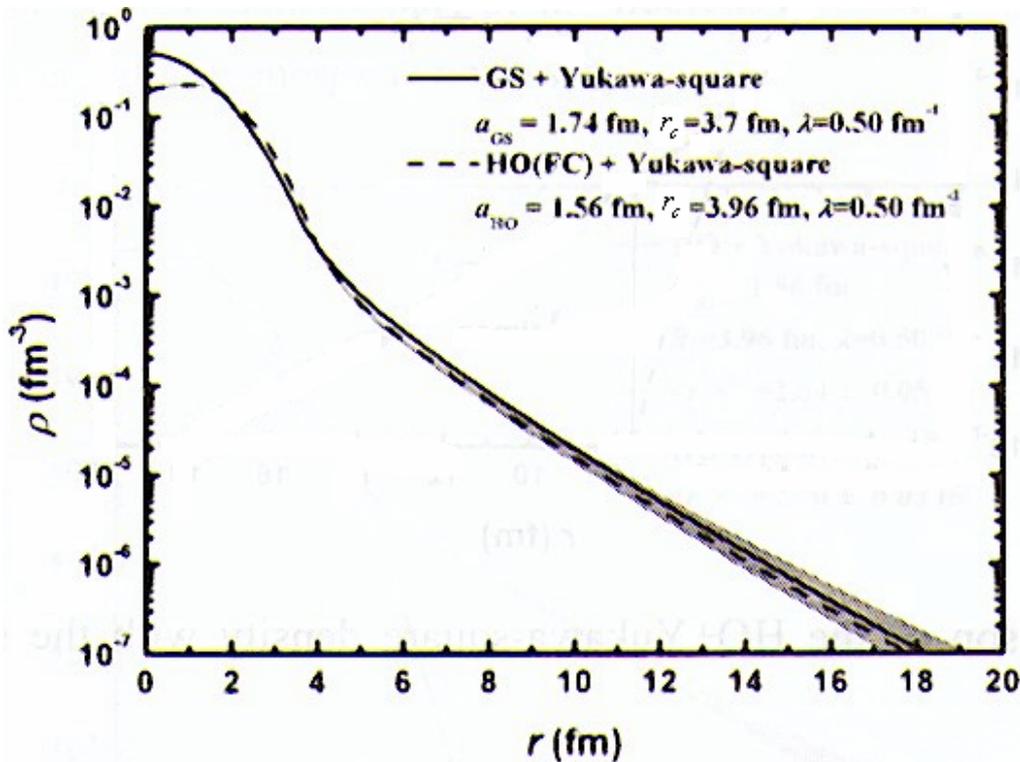


Figure V.11 : Distribution de densité Gaussienne/HO + Yukawa pour le noyau de ^{16}C .

être un noyau à halo à deux neutrons. Dans cet exemple, la densité du cœur (^{14}C) est prise soit de forme Gaussienne avec $a_{GS}= 1.74 \text{ fm}$ soit de forme oscillateur harmonique avec $a_{HO}=1.56 \text{ fm}$. Avec ces deux considérations, la distribution de densité a la même forme aux grandes distances du cœur, $\lambda=0.5 \text{ fm}^{-1}$. A titre de comparaison, nous citons le rayon carré moyen calculé par T.Zheng : $\langle r^2 \rangle_m^{1/2} = 2.64 \pm 0.05 \text{ fm}$ et celui calculé par A. Ozawa [Oza01], $\langle r^2 \rangle_m^{1/2} = 2.70 \pm 0.03 \text{ fm}$, où une densité de type HO est supposée sans addition d'un terme d'Yukawa. Encore dans ce cas, le rayon carré moyen obtenu est indépendant de la fonction de densité choisie pour la distribution de masse.

3. Calculs et résultats

Nous disposons, à présent, d'une excellente base de données de sections efficaces de réaction mesurées dans un grand domaine d'énergie. Nos données expérimentales, complétées par H.Y.Zhang [Zha02], I.Licot [Lic97], N.Aissaoui [Ais99] et A.C.C Villari [91] se placent dans une gamme correspondant aux énergies intermédiaires entre 30 et 80A MeV. D'un autre côté, les sections efficaces d'interaction mesurées par A.Ozawa [Oza01], L. Chulkov [Chu96] et T.Suzuki [Suz01] sur des cibles de Béryllium, d'Aluminium et de Carbone se placent à haute énergie (~950A MeV). Nous proposons d'effectuer des calculs Glauber en utilisant comme contrainte la fonction d'excitation disponible pour chaque noyau, comme pour les systèmes $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ et $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$. Nous avons effectué ces calculs pour les noyaux: $^{24-25}\text{Ne}$, $^{27-29}\text{Na}$ et $^{29-31}\text{Mg}$.

En effet, pour étudier la distribution de matière et les rayons carrés moyens (R_{rms}) des noyaux qu'on a étudiés à énergie intermédiaire, les données des sections efficaces de réaction à haute énergie nous serviront comme référence à des calculs de Glauber pour chaque point de mesure à énergie intermédiaire. Or, nos mesures ont été obtenues sur une cible de Silicium alors que les autres mesures à haute énergie ont été obtenues sur des cibles de Béryllium, d'Aluminium et de Carbone. Pour une raison de conformité des calculs de Glauber, on a dû « convertir » les données de haute énergie comme si elles étaient sur une cible de Silicium. Le tableau V.1 montre les résultats de conversion pour des noyaux allant de l'Azote jusqu'au Magnésium. Dans cette conversion, on a pris la fonction de densité de type HO avec laquelle le paramètre $a_{HO} = 1.87 \text{ fm}$ était pris pour la cible de Silicium et nous avons estimé les rapports de sections efficaces sur les différents cibles via un calcul Glauber. Sur ce tableau, la référence et la cible de réaction d'origine de chaque conversion sont présentées.

Tableau V.1: Résultats de conversion des sections efficaces d'interaction mesurées à haute énergie sur des cibles de Béryllium, d'Aluminium et de Carbone.

Noyaux	E (MeV /n)	σ_R exp. (mb)	Cible	Références	σ_R extrap. (mb)
¹⁷ N	30	1535 ± 100	Carbone	[ZHA02]	2031 ± 132
	35	1362 ± 34	Carbone	[FAN00]	1829 ± 46
	710	965 ± 24	Carbone	[OZA94]	1417 ± 35
	740	944 ± 45	Carbone	[OZA94]	1389 ± 66
	740	1388 ± 61	Aluminium	[OZA94]	1431 ± 63
	740	936 ± 39	Béryllium	[OZA94]	1435 ± 60
¹⁸ N	1020	1046 ± 8	Carbone	[OZA01]	1516 ± 12
¹⁹ N	1005	1076 ± 9	Carbone	[OZA01]	1556 ± 13
²⁰ N	950	1121 ± 17	Carbone	[CHU96]	1611 ± 24
²¹ N	1005	1114 ± 9	Carbone	[OZA01]	1602 ± 13
²² N	965	1245 ± 49	Carbone	[OZA01]	1762 ± 69
²³ N	920	1399 ± 98	Carbone	[OZA01]	1950 ± 137
¹⁹ O	30	1547 ± 123	Carbone	[ZHA02]	2043 ± 162
	970	1066 ± 9	Carbone	[OZA01]	1542 ± 13
²⁰ O	950	1078 ± 10	Carbone	[CHU96]	1559 ± 14
²¹ O	980	1098 ± 11	Carbone	[OZA01]	1589 ± 16
²² O	965	1172 ± 22	Carbone	[OZA01]	1660 ± 31
²³ O	960	1308 ± 16	Carbone	[OZA01]	1837 ± 22
²⁴ O	965	1318 ± 52	Carbone	[OZA01]	1851 ± 73
²¹ F	30	1621 ± 91	Carbone	[ZH02]	2130 ± 120
	1000	1099 ± 12	Carbone	[OZA01]	1582 ± 17
²³ F	1020	1148 ± 16	Carbone	[OZA01]	1647 ± 23
²⁴ F	1005	1253 ± 23	Carbone	[OZA01]	1767 ± 32
²⁵ F	1010	1298 ± 31	Carbone	[OZA01]	1822 ± 43
²⁶ F	950	1353 ± 54	Carbone	[OZA01]	1886 ± 75
²³ Ne	950	1136 ± 15	Carbone	[SUZ01]	1628 ± 21
²⁴ Ne	950	1159 ± 48	Carbone	[SUZ01]	1658 ± 69
²⁵ Ne	950	1179 ± 16	Carbone	[SUZ01]	1681 ± 23
²⁶ Ne	950	1201 ± 20	Carbone	[SUZ01]	1706 ± 28
²⁸ Ne	950	1244 ± 40	Carbone	[SUZ01]	1754 ± 56
²⁹ Ne	950	1279 ± 32	Carbone	[SUZ01]	1800 ± 45
²⁵ Na	950	1185 ± 9	Carbone	[SUZ95]	1691 ± 13
²⁶ Na	950	1211 ± 16	Carbone	[SUZ95]	1719 ± 23
²⁷ Na	950	1229 ± 18	Carbone	[SUZ95]	1739 ± 25
²⁸ Na	950	1265 ± 10	Carbone	[SUZ95]	1781 ± 14
²⁹ Na	950	1281 ± 22	Carbone	[SUZ95]	1801 ± 31
³⁰ Na	950	1318 ± 15	Carbone	[SUZ95]	1841 ± 21
³¹ Na	950	1358 ± 41	Carbone	[SUZ95]	1890 ± 57
³² Na	950	1395 ± 61	Carbone	[SUZ95]	1931 ± 84
²⁹ Mg	950	1264 ± 16	Carbone	[SUZ98]	1780 ± 22
³⁰ Mg	950	1301 ± 8	Carbone	[SUZ98]	1832 ± 11
³¹ Mg	950	1335 ± 35	Carbone	[SUZ98]	1862 ± 49
³² Mg	950	1340 ± 24	Carbone	[SUZ98]	1871 ± 33
³³ Mg	950	1393 ± 254	Carbone	[SUZ98]	1929 ± 352

Le choix d'une fonction de densité $2pF$ à deux paramètres ajustables, où la diffusivité surfacique peut être évaluée, est plus adaptée dans notre cas que la densité de forme Gaussienne pour des noyaux très exotiques où le facteur d'isospin est important et l'énergie de séparation du(es) dernier(s) nucléon(s) est faible. En plus, la large gamme en énergie des données expérimentales que nous allons utiliser nous permet d'avoir comme paramètres libres, à la fois le rayon et la diffusivité de la densité de matière. Dans la référence [Suz95, Suz97], la densité à deux paramètres de Fermi est choisie pour reproduire les sections efficaces d'interaction des noyaux de Sodium et de Magnésium, où un effet de peau dans la distribution de matière de ces noyaux est montré par une augmentation monotone de la section efficace d'interaction et par une large différence, $\Delta R = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$, entre les rayons carrés moyens des neutrons et des protons en fonction du nombre de masse A . Une augmentation de la variable ΔR peut aller jusqu'au 0.4 fm dans ces isotopes, ${}^A\text{Na}$ et ${}^A\text{Mg}$, plus large que celle du noyau stable ${}^{48}\text{Ca}$ (0.12 fm) [Gib92]. Cette variable a une forte corrélation avec la différence $S_p - S_n$, l'énergie de séparation des derniers proton et neutron respectivement. Par contre, l'absence, à l'époque, des données de sections efficaces de réaction à énergie intermédiaire, a forcé T.Suzuki [Suz95, Suz97] à fixer un des deux paramètres r_0 ou a_{2pF} . Pour ${}^{23}\text{Na}$ [Sin82], les données de diffusions élastiques d'électrons sont reproduites par les paramètres $R_{2pF} = R_{p,2pF} = 3.114 \text{ fm}$ et $a_{2pF} = a_{p,2pF} = 0.401 \text{ fm}$ des équations V.34 et V.37, respectivement, en donnant par suite le rayon $\langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 2.83 \text{ fm}$ en accord avec le rayon obtenu du rayon de charge $\langle r^2 \rangle_{ch}^{1/2} = 2.94 \text{ fm}$ [Jag74]. T.Suzuki a adopté alternativement une des deux suppositions:

- a) $R_{n,2pF}({}^A\text{Na}) = r_{2pF} N^{1/3}$ et $R_{p,2pF}({}^A\text{Na}) = R_{n,2pF}({}^{23}\text{Na}) = 3.114 \text{ fm}$ dans le cas de l'équation V.37 ou $r_0({}^A\text{Na}) = r_0({}^{23}\text{Na}) = 1.095 \text{ fm}$ dans le cas de l'équation V.34,
- b) $a_{n,2pF}({}^A\text{Na}) = a_{p,2pF}({}^A\text{Na}) = 0.401 \text{ fm}$ ou $a_{2pF} = 0.401 \text{ fm}$.

Le noyau de ${}^{23}\text{Mg}$ est miroir au noyau ${}^{23}\text{Na}$, donc les mêmes paramètres sont attribués aux isotopes de Magnésium.

Contrairement à la procédure utilisée par T.Suzuki, la disponibilité des données à haute énergie, tableau V.1, nous permet d'effectuer des calculs sans la considération de ces deux suppositions : c'est-à-dire nous allons effectuer des calculs en tenant compte l'effet de chaque paramètres des deux suppositions. Les deux paramètres ajustables à utiliser dans nos calculs sont ceux de l'équation V.37 : $r_{n,2pF} = r_{p,2pF} = r_{2pF}$ et $a_{n,2pF} = a_{p,2pF} = a_{2pF}$. Dans la référence [Shu03], les paramètres de densité de la cible de Silicium, sont : $r_{2pF} = 1.233 \text{ fm}$ et $a_{2pF} = 0.537 \text{ fm}$, correspondant à un rayon de charge de 3.15 fm [Jag74, Vri87].

La quantité que nous avons mesurée ou celle mesurée dans les références [Vil91, Lic97, Ais99] est la section efficace de réaction moyenne intégrée en énergie. Pour des calculs de Glauber plus rigoureux, dans un sens de compatibilité des résultats de techniques différentes, il faut donc reproduire les deux quantités : celle mesurée à haute énergie σ_I et celle mesurée à énergie intermédiaire $\overline{\sigma_R}$, intégrée en énergie. Nous devons, donc, calculer pour les énergies

intermédiaires une intégrale et, pour cela, nous avons utilisé un pas de 1MeV/nucléon, à partir de l'énergie 10MeV/nucléon jusqu'à l'énergie incidente E_i . La quantité $\overline{\sigma_R}$ ainsi déduite est comparée avec sa valeur mesurée. La valeur de chaque paramètre de la fonction de densité est obtenue via la minimisation de la fonction χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_n (\sigma_R(\text{exp}) - \sigma_R(\text{the}))^2 / d\sigma_R(\text{exp}) \quad \text{V. 47}$$

où $\sigma_R(\text{exp})$ et $d\sigma_R(\text{exp})$ sont la valeur expérimentale et son erreur, respectivement, soit de la section efficace d'interaction à haute énergie soit de la section efficace de réaction moyenne intégrée en énergie à énergie intermédiaire, $\sigma_R(\text{the})$ est sa valeur calculée correspondante.

3.1 Calculs Glauber :

Dans les figures V.12, V.13 et V.14, les sections efficaces de réaction mesurées pour les isotopes de Néon ($^{24-26}\text{Ne}$), de Sodium ($^{27-29}\text{Na}$) et de Magnésium (^{29-3}Mg) sont comparées aux valeurs calculées avec le modèle de Glauber présenté ci-dessus. Comme mentionné ci-dessus, les valeurs mesurées de section efficace de réaction ne sont pas équivalentes ; on trouve la section efficace de réaction moyenne intégrée en énergie à énergie intermédiaire et non intégrée à haute énergie. Dans les figures qui suivent, on a représenté les valeurs calculées de chacune de ces deux types de section efficace de réaction avec une ligne pointillée pour les sections efficaces intégrées et une ligne continue pour les autres. Nous constatons que à énergie intermédiaire, la différence entre la section efficace de réaction intégrée et non intégrée, peut aller jusqu'à 15% de la valeur mesurée. La valeur minimale de χ^2 correspondante aux résultats de chaque noyau est présentée sur chaque figure. Les valeurs expérimentales présentées par des cercles et des carrés pleins sont prises des références [Oza01] et [Vil91] respectivement alors que nos résultats sont présentés par des losanges.

On observe que les différents résultats sont parfaitement reproduits par le modèle de Glauber, à l'exception du noyau de ^{27}Na , ce qui valide l'effet des corrections apportés au modèle de Glauber standard (la répulsion coulombienne et la fonction de profil) pour des noyaux plus lourds que de carbone.

Par conséquent, nous pouvons, maintenant étudier l'évolution de la distribution de matière en fonction de l'excès des neutrons pour des différents éléments de notre étude.

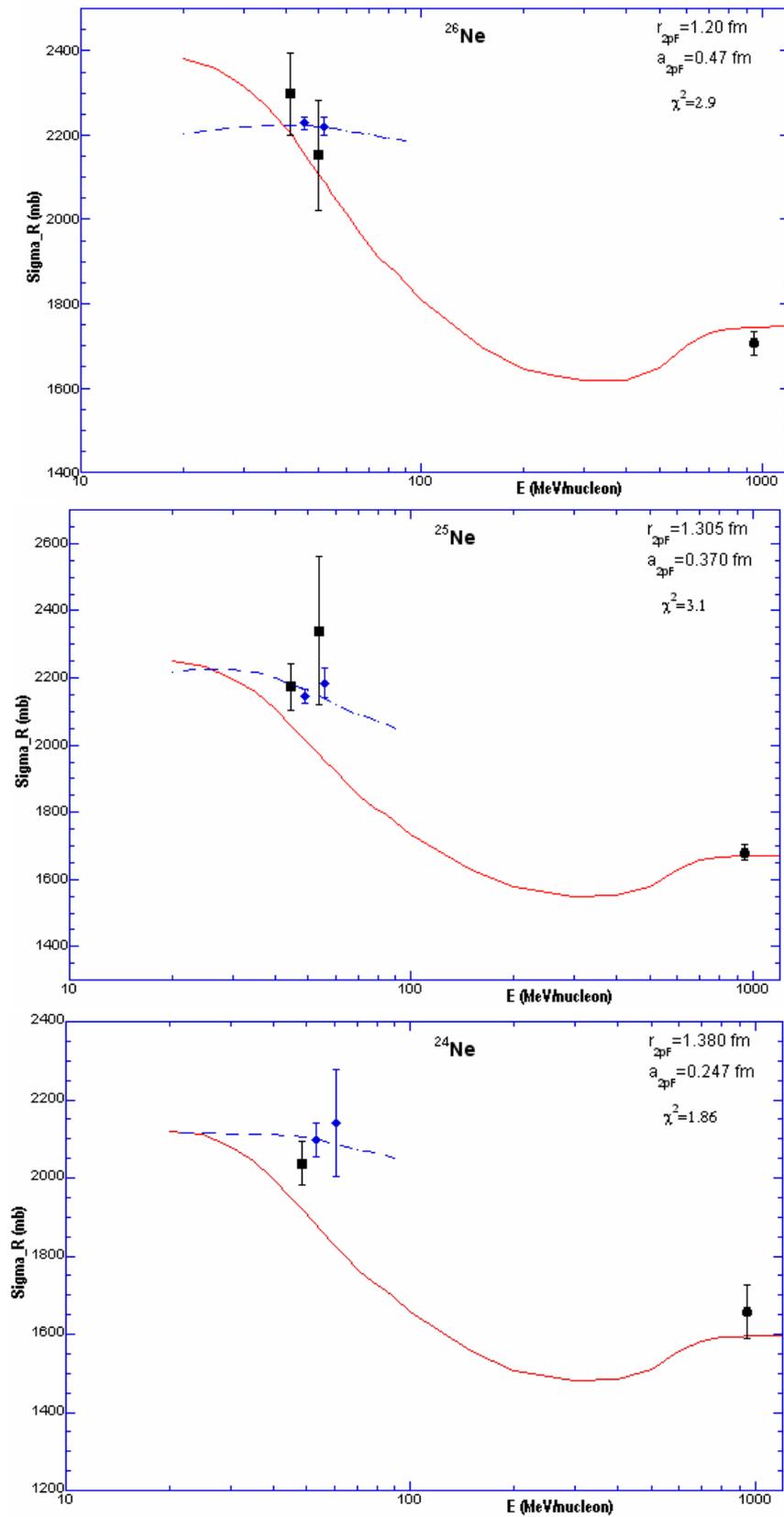


Figure V.12: Sections efficaces de réaction mesurées à haute énergie (cercle noir) et à énergie intermédiaire (carré noir et losange bleu) pour les noyaux de Néon: ^{24}Ne , ^{25}Ne et ^{26}Ne sont comparées aux valeurs calculées par le modèle du Glauber corrigé par l'effet coulombien et la fonction de profil.

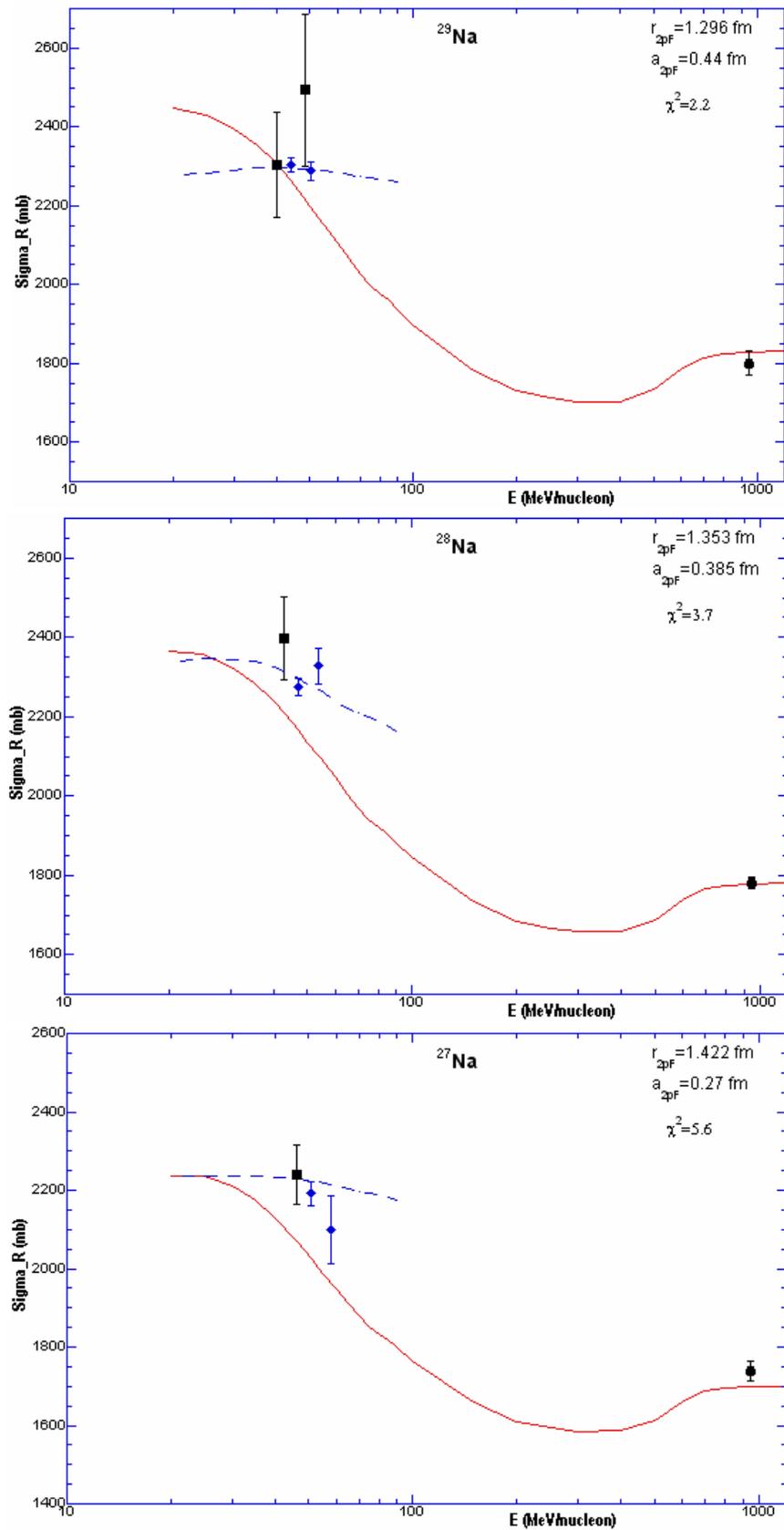


Figure V.13: Sections efficaces de réaction mesurées à haute énergie (cercle noir) et à énergie intermédiaire (carré noir et losange bleu) pour les noyaux de Sodium: ^{27}Na , ^{28}Na et ^{29}Na sont comparées aux valeurs calculées par le modèle du Glauber corrigé par l'effet coulombien et la fonction de profil.

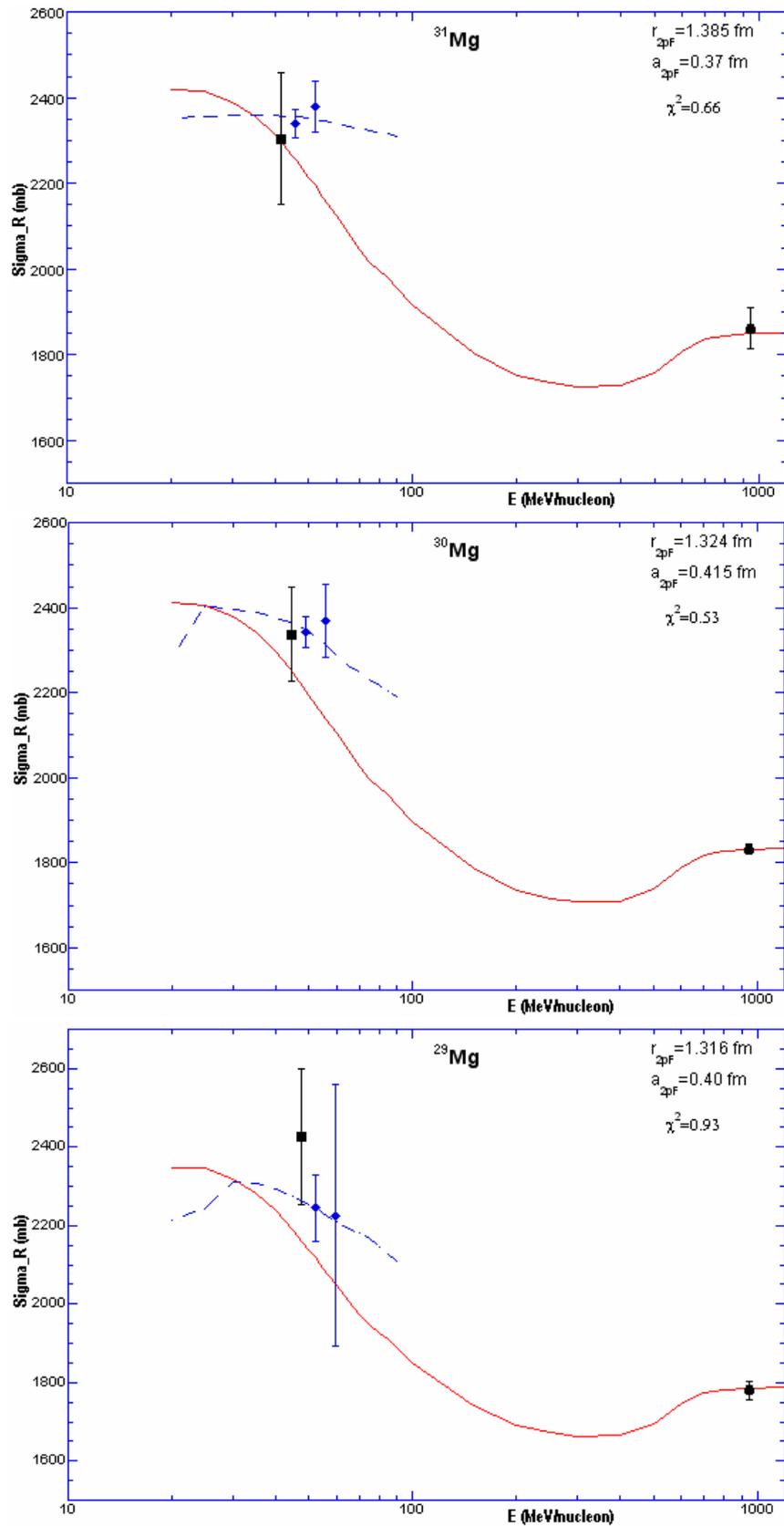


Figure V.14 : Sections efficaces de réaction mesurées à haute énergie (cercle noir) et à énergie intermédiaire (carré noir et losange bleu) pour les noyaux de Magnésium: ²⁹Mg, ³⁰Mg et ³¹Mg sont comparées aux valeurs calculées par le modèle du Glauber corrigé par l'effet coulombien et la fonction de profil.

3.2 Distribution de matière et le rayon carré moyen :

La figure V.15, compare les distributions de matière des différents isotopes de Néon, de Sodium et de Magnésium, calculées avec les paramètres (de la fonction de densité 2pF) affichés sur les figures V.12, V.13 et V.14.

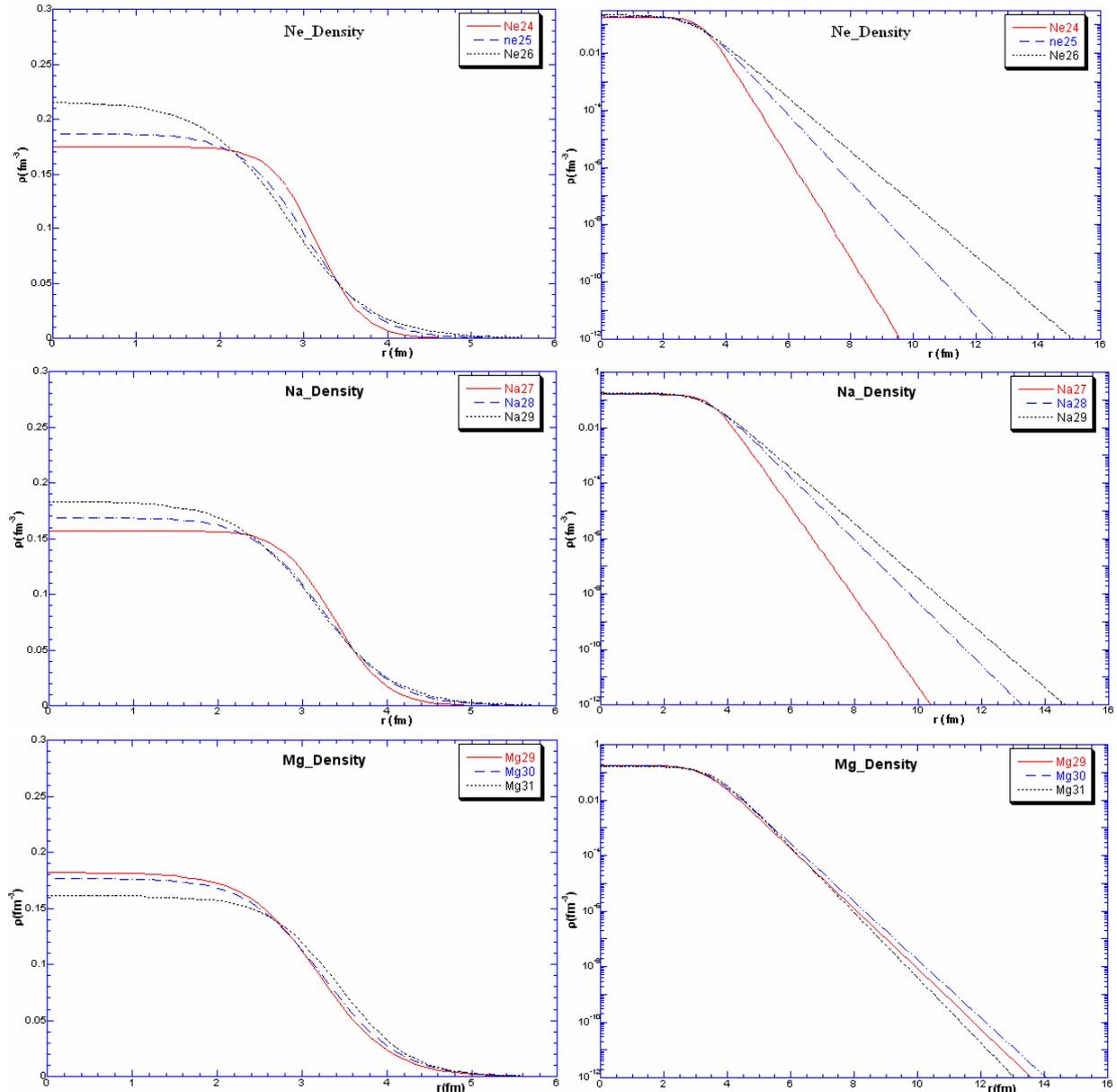


Figure V.15: Distribution de matière des différents isotopes de Néon, de Sodium et de Magnésium. Les spectres à gauche sont présentés en mode linéaire tandis que ceux qui sont à droite sont présentés en mode logarithmique.

On observe que pour les isotopes de Néon et de Sodium, l'évolution de la densité centrale et de la diffusivité surfacique suit l'évolution de l'excès des neutrons. Nous interprétons ce résultat comme dû à l'ajout d'un ou plusieurs neutrons à un noyau, qui peut augmenter sa densité centrale et sa diffusivité aux grandes distances. Cette augmentation peut être due à l'occupation de la couche $2s_{1/2}$ ou $1d_{5/2}$ proche de la densité centrale [Men98]. Quant aux

protons, dû à la force attractive de l'interaction forte $n-p$, la densité centrale diminue en augmentant le nombre des neutrons. Mais, cette diminution n'influence pas beaucoup la distribution surfacique des protons du fait que le nombre des protons ne change pas lorsqu'on ajoute des neutrons. Par contre pour le ^{31}Mg , la densité centrale et la diffusivité surfacique diminuent par rapport aux autres isotopes. Cet effet peut se justifier par l'apparition d'un « îlot d'inversion » dû à une déformation déjà observée dans les noyaux de $Z=10, 11, 12$ et $N=19, 20, 21$ [Orr91].

Le tableau V.2 illustre les valeurs des rayons carrés moyens de ces différents isotopes. Dans la deuxième, troisième et quatrième colonne, on trouve les valeurs des paramètres de l'équation V.37 de chaque noyau étudié. La cinquième et sixième colonne affichent les valeurs des rayons carrés moyens des protons et des neutrons respectivement. La septième, indique l'effet de peau ΔR . Il évolue en fonction de l'excès des neutrons dans les isotopes de Sodium et de Magnésium et se révèle approximativement constante pour le Néon. L'évolution de ΔR pour les isotopes de Magnésium prévoit une valeur autour de 0.4 fm pour le noyau de ^{32}Mg , en accord avec les résultats de calcul RMF « Relativistic-Mean-Field » qui prédit cette valeur pour des isobares avec $A=32$. Dans la huitième colonne, nos résultats de rayons carrés moyens de matière sont comparés avec ceux de T.Suzuki, présentés sur la neuvième colonne. Comme nous pouvons le vérifier sur la figure V.16, nos résultats sont toujours légèrement plus petits que ceux de T.Suzuki. Cette légère différence s'explique par les différentes méthodes utilisées dans les deux analyses. Ils ne sont pas équivalents, car l'évolution des rayons carrés moyens de chaque série d'isotopes vient de l'effet de la variation de chacun des paramètres de l'équation V.37.

Tableau V.2 : Résultats des rayons carrés moyens calculés pour différents isotopes.

Noyaux	a_{2pF}	$R_{p, 2pF}$	$R_{n, 2pF}$	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	ΔR	$\langle r^2 \rangle_m^{1/2}$	Référence [Suz97]
	(fm)	(fm)	(fm)	(fm)	(fm)	(fm)	(fm)	(fm)
^{31}Mg	0.370	3.17	3.70	2.81±0.04	3.18±0.05	0.36	3.04 ± 0.03	3.12 ± 0.13
^{30}Mg	0.415	3.03	3.47	2.81±0.03	3.10±0.03	0.29	2.99 ± 0.02	3.08 ± 0.08
^{29}Mg	0.400	3.01	3.38	2.77±0.06	3.01±0.06	0.25	2.91 ± 0.05	3.01 ± 0.10
^{29}Na	0.440	2.88	3.40	2.77±0.03	3.10±0.03	0.33	2.98 ± 0.02	3.06 ± 0.06
^{28}Na	0.385	3.01	3.48	2.74±0.03	3.05±0.03	0.32	2.93 ± 0.02	3.04 ± 0.03
^{27}Na	0.270	3.16	3.58	2.65±0.05	2.95±0.05	0.30	2.83 ± 0.04	2.96 ± 0.05
^{26}Ne	0.47	2.59	3.02	2.66±0.02	2.92±0.03	0.26	2.82 ± 0.02	2.86 ± 0.05
^{25}Ne	0.370	2.81	3.22	2.58±0.04	2.85±0.04	0.27	2.74 ± 0.03	2.82 ± 0.04
^{24}Ne	0.247	2.97	3.33	2.48±0.04	2.74±0.04	0.26	2.63 ± 0.03	2.79 ± 0.13

Sur la figure V.16, une légère augmentation monotone du rayon carré moyen en fonction du nombre de neutrons est observé dans chaque série d'isotopes : Ne, Na et Mg. Cette évolution marque bien la tendance générale de la matière nucléaire en fonction du nombre de nucléons. Mais, elle reste insuffisante de donner, d'une manière explicite, des informations sur l'effet de structure nucléaire en fonction des nombres de neutrons et de protons, séparément. Sur la figure V.15, l'effet conjoint des deux paramètres : R_{2pF} et a_{2pF} détermine l'évolution de la

distribution de densité de matière en fonction des nombres de neutrons et de protons distinctivement. Cette évolution étudie la réponse de la matière nucléaire face à l'ajout d'un ou plusieurs nucléons dans les termes de densité centrale et de diffusivité surfacique. Il est riche d'enseignements, donc, de déterminer, précisément, l'effet de chacun des paramètres de la distribution de matière nucléaire.

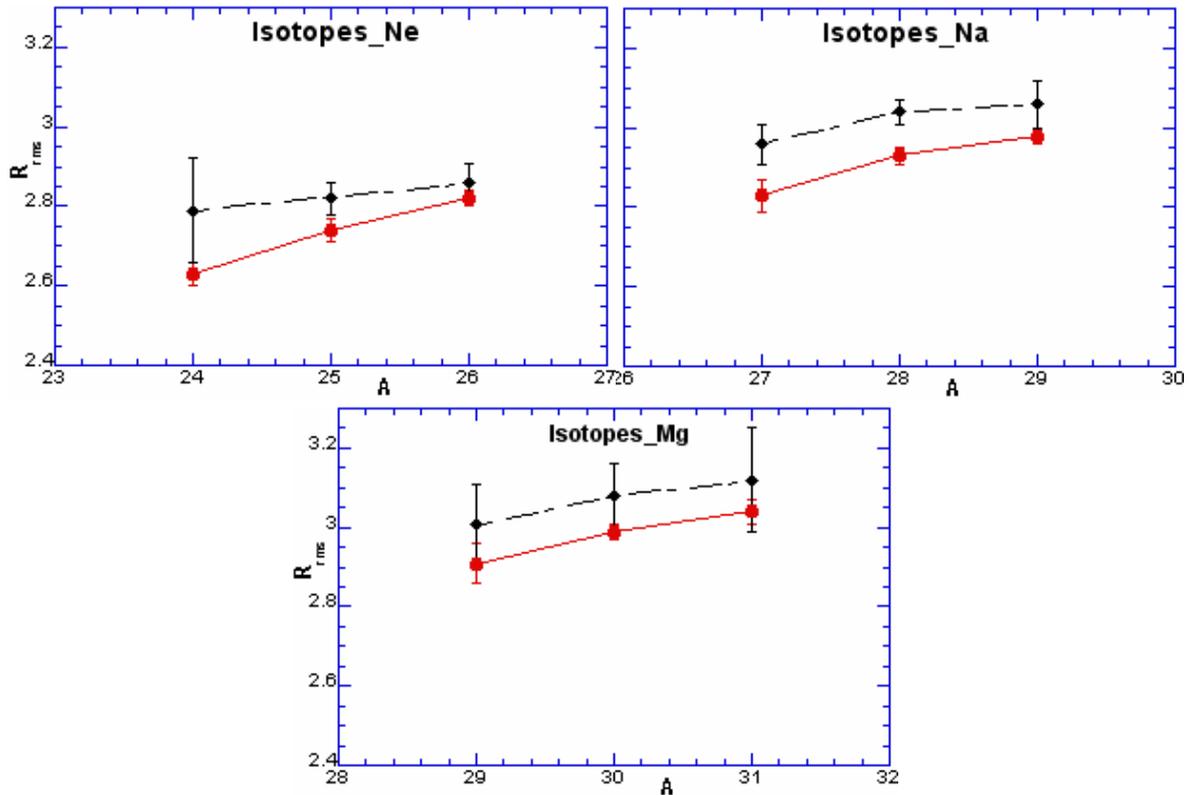


Figure V.16 : Rayons carrés moyens (R_{rms}) des isotopes de Néon, de Sodium et de Magnésium. Les symboles cercles et losanges représentent nos résultats et ceux de T.Suzuki, respectivement.

Finalement, si les sections efficaces d'interaction à haute énergie apportent des informations capitales sur la nature de la distribution centrale du noyau, les mesures de sections efficaces de réaction à énergie intermédiaire les complètent et permettent d'affiner les informations sur la distribution surfacique du noyau.

Conclusion

Conclusion

Dans la zone $N=20$ et $N=28$, plusieurs études ont remis en cause la persistance de la fermeture des couches lorsqu'on s'éloigne de la ligne de stabilité. L'observation de larges déformations dans des noyaux supposés magiques tels que le ^{32}Mg pour $N=20$ [Mot95] et le ^{44}S pour $N=28$ [Gla97], en est la preuve expérimentale. Dans cette région, les calculs de champ moyen « RMF », T.R.Werner et al. [Wer94, Wer96], prévoient une coexistence de formes dans des noyaux autour de $N=28$ et de $Z \leq 16$. De même, dans le cadre du modèle en couche, N. Fukunishi [Fuk92] montre que des anomalies de structure dans des noyaux de $Z \leq 12$ peuvent être la cause de la disparition de couche $N=20$ dans ces noyaux. Appuyé par des mesures de masses, N.Orr et al. [Orr91] prédit un « îlot » de déformation dans des noyaux de $Z=10, 11, 12$ et $N=19, 20, 21$. Avec la même technique, F.Sarazin et ses collaborateurs [Sar00] ont pu trouver expérimentalement la première preuve d'une coexistence de formes dans des noyaux de Soufre autour de $N=28$ en détectant l'existence d'un état isomérique dans le noyau de ^{43}S . Plus récemment, avec des mesures de sections efficaces d'interaction, A.Ozawa [Oza00] a proposé l'apparition d'un nouveau nombre magique autour de $N=16$. La question qui se pose est : qu'elle est l'effet du couplage spin-orbite et de la distribution de matière face aux excès des nucléons ? De nouvelles éléments de réponses sont apportés, dans ce travail, en réalisant des mesures de sections efficaces de réaction pour des larges séries d'isotopes dans la région d'intérêt. La section efficace de réaction nous apporte des informations sur la distribution et la taille de la matière nucléaire.

Des mesures de sections efficaces d'interaction à haute énergie ont permis d'étudier la distribution et la taille de la matière nucléaire pour des dizaines de noyaux exotiques de cette région. Ces mesures, limitées par la contrainte de haute énergie, nous ont apporté des informations importantes sur la transparence et la structure interne du noyau. Des effets périphériques comme la distribution surfacique des nucléons aux larges distances du centre du noyau, restent, à ce niveau d'énergie, un point critique à déterminer. Dans le cadre du modèle de Glauber, la section efficace d'interaction à haute énergie devient constante, au-delà d'une énergie minimum autour de 300MeV/nuc léon. En plus, à haute énergie, la réaction est sensible à la densité centrale du noyau. Donc, des mesures de sections efficaces de réaction aux énergies intermédiaires sont un moyen complémentaire et indispensable pour obtenir des informations sur la distribution surfacique des noyaux en collision. Ce travail s'articule autour de nouvelles mesures de sections efficaces de réaction aux énergies intermédiaires dans cette région de fermetures de couches.

Nous avons mesuré la section efficace de réaction pour des dizaines de noyaux allant de l'Azote jusqu'à l'Argon. La quantité mesurée pour chaque noyau est la section efficace de réaction intégrée dans le domaine d'énergie incidente sur une cible de réaction épaisse de Silicium. A l'aide de la paramétrisation de S.Kox [Kox887], le rayon d'absorption forte est déterminé pour chaque noyau à partir de la section efficace de réaction. Au cours du IV chapitre, nous avons présenté pour la première fois les résultats de mesures de 19 nouveaux rayons (sections efficaces de réaction): ^{27}F , $^{27,30}\text{Ne}$, ^{33}Na , $^{28,34,35}\text{Mg}$, $^{36-38}\text{Al}$, $^{38-40}\text{Si}$, $^{41-42}\text{P}$, $^{42-44}\text{S}$ et ^{45}Cl . En outre, nous avons comparé les résultats de plusieurs dizaines de rayons mesurés dans cette expérience à d'autres résultats de la littérature. Par une dépendance isotopique,

Conclusion

isotonique et en isospin, on a pu étudier l'évolution des rayons en fonction de l'excès des neutrons. L'augmentation brutale des rayons (sections efficaces de réaction) des noyaux de ^{35}Mg et de ^{44}S par rapport à ces voisins nous a permis de proposer pour ces noyaux l'existence du phénomène d'halo. Enfin, une paramétrisation quadratique des rayons d'absorption forte en fonction de l'isospin est proposée dans la région de fermeture des couches $N=8$ et $N=28$ en prenant toutes les données de la littérature. Cette paramétrisation a permis d'étudier l'évolution des rayons en fonction de l'excès des neutrons, de produire l'effet de peau « skin » de protons et de neutrons, et de donner une indication sur l'existence de l'effet d'halo et de déformation.

L'utilisation du modèle de Glauber à haute énergie a permis de reproduire parfaitement les mesures de sections efficaces d'interaction. Ce modèle permet de calculer la distribution et le rayon carré moyen de la matière de chaque noyau à partir de la section efficace de réaction mesurée. Il exprime l'évolution en énergie de la section efficace de réaction basée sur la distribution de densité et de section efficace de réaction des collisions individuelles entre nucléon-nucléon. Vu la réussite de ce modèle, en parfait accord avec les résultats expérimentaux à haute énergie, nous l'avons dans un premier temps utilisé dans sa version d'origine. Les résultats obtenus dans ce cas nous ont amené à introduire des modifications. Dans le chapitre V, on a montré comment l'ajout de l'effet coulombien et de la contribution de la fonction de profil à portée finie des parcours de diffusion entre nucléons pouvait améliorer sensiblement les résultats.

Nous avons appliqué le modèle de Glauber amélioré pour des noyaux de Néon, de Sodium et de Magnésium. Ces noyaux ont été déjà étudiés par T.Suzuki [Suz95, Suz97, Suz98, Suz01] à haute énergie, où il a utilisé la fonction de densité de Fermi avec un paramètre libre. Il a montré un effet de peau dans la structure des noyaux de Sodium et de Magnésium. Cependant, l'apport de nouvelles mesures à énergies intermédiaires aux données utilisées par T.Suzuki nous a permis de déconvoluer les effets de taille (rayon moyen) du noyau et de distribution surfacique de matière (diffusivité). Notre étude montre que le rayon et la diffusivité peuvent être traités de façon non ambiguë, cependant, une étude approfondie reste à faire. On a vu que le modèle de Glauber avec l'ajout des corrections précédentes reproduit parfaitement les résultats de nos mesures, ce qui valide la paramétrisation de la fonction de profil obtenue à partir des résultats des noyaux de Carbone. Nos résultats de rayons carrés moyens sont en bon accord avec ceux de T.Suzuki. Ils montrent un effet de peau dans les noyaux de Sodium et de Magnésium qui peut aller jusqu'à 0.4fm dans ces derniers. Il reste à appliquer la même méthode à d'autres noyaux, où les données expérimentales sont disponibles.

L'expression mathématique de la fonction de densité 2pF ne permet pas de bien expliquer l'extension spatiale des noyaux à halo. Donc, il faut faire appel à un autre modèle de densité comme le modèle d'Yukawa. Ce modèle permet d'exprimer la densité du noyau en un cœur plus son extension. Des calculs précédents ont permis d'attribuer au cœur une forme de densité de type HO ou Gaussienne. L'utilisation de la distribution 2pF serait aussi possible à condition que le cœur soit bien reproduit par cette dernière, c'est un travail qui reste à faire.

Bibliographie

Bibliographie

- [Ahm02] I. Ahmed et al., Phys. Rev. C65, 054607 (2002)
- [Als89] M.ElShabshiry et al., J. Nucl. Part. Phys. 15. L59 (1989)
- [Alk77] G. Alkhozov et al., Nucl. Phys. A280, 365 (1977)
- [Ais99] N. Aissaoui et al., Phys. Rev. C60, 034614 (1999)
- [Aud95] G. Audi, A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A595, 409 (1995)
- [Aud97] G. Audi et al., Nucl. Phys. A624, 1 (1997)
- [Bas80] R.Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Texts and Monographs in Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1980)
- [Bar77] R.C.Barret and D.F.Jackson, Nuclear Sizes and Structure, Oxford University Press (1977)
- [Bas80] R. Bass, Nuclear Reaction with Heavy-Ions, Texts and Monographs in Physics (Springer-Verlag, Berlin, 1980)
- [Baz95] D. Bazin et al., Phys. Rev. Lett. 74, 3569 (1995)
- [Bau98] T. Baumann et al., Phys. Lett. B439, 256 (1998)
- [Ben00] K.Bennaceur et al., Phys. Lett. B496, 154 (2000)
- [Bet53] H.A. Bethe et J.Ashkin, Experimental Nuclear Physics, Ed.E.Segré, (1953)
- [Bla60] J.S. Blair et al., Nucl. Phys. 17, 641 (1960)
- [Bia89] L.Bianchi et al., Nucl. Instr. And Meth. A276, 509 (1989)
- [Boh69] A.Bohr et B.Mottelson, Nuclear structure, New York, Benjamin, 1969, Vol. I
- [Bus96] M.P.Bush et al., Phys. Rev. C53, 3009 (1996)
- [Cai98] Cai Xiangzhou et al. Phys. Rev. C58, 572 (1998)
- [Car96] R.F.Carlson, At. Data Nucl. Data Tables 63, 93 (1996)
- [Cha92] M.H Cha, Phys. Rev. C46, 1026 (1992)
- [Chr90] S.K Charagi et al., Phys. Rev. C41, 1610 (1990)
- [Chr92] S.K Charagi et al., Phys. Rev. C46, 1982 (1992)
- [Chr97] S.K Charagi et al., Phys. Rev. C56, 1171 (1997)
- [Chd94] A.K Chaudhuri, Phys. Rev. C49, 1603 (1994)
- [Chu83] J.Chauvin et al., Phys. Rev. C28, 1970 (1983)
- [Chr99] J.A. Christley et al., Phys. Rev. C59, 2309 (1999)
- [Chu96] L.Chulkov et al., Nucl. Phys. A603, 219 (1996)
- [Cor96] M.D.Cortina Gil, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T96 02 (1996)
- [Dlo02] Z. Dlouhy et al., Nucl. Phys. A701, 189c (2002)
- [Eur] Eurisys Mesures, www.eurisysmesures.com
- [Eng89] J.B.A. England ET al., Nucl. Instr. Meth. A280, 291(1989)
- [Fan00] D.Q.Fang et al. Phys. Rev. C61, 064311 (2000)
- [Fay94] S.A.Fayans et al., Nucl. Phys. A568, 523 (1994)
- [Fen93] J.Feng et al., Phys. Lett. B305, 9(1993)
- [Fen94] J.Feng et al., High energy Phys. Nucl. Phys. 18 (2), 97 (1994)
- [Fit53] Fitch et al., Phys. Rev. 92 , 789(1953)
- [Fra77] V. Franco et al., Phys. Rev. C15, 1375 (1977)
- [Fuk92] N. Fukunishi et al., Phys. Lett. B296, 279 (1992)
- [Fud91] M.Fukuda et al., Phys. Lett., B268, 339 (1991)

Bibliographie

- [Gla59] R.J. Glauber, in Lectures in Theoretical Physics, edited by W.E. Brittin (Interscience, New York, 1959), Vol.1, p.315
- [Gib92] W.R.Gibbs et al., Phys. Rev. C46, 1825 (1992)
- [Gla97] T. Glasmacher et al., Phys. Lett. B395, 163 (1997)
- [Gil86] A.Gillibert et al., Phys. Lett. B196, 317 (1986)
- [Gre77] W. Grein, Nucl. Phys. B131, 255 (1977)
- [Gup95] S.K. Gupta et al., Phys. Rev. C52, 3212 (1995)
- [Han87] P.G. Hansen et al., Europhys. Lett. 4, 409 (1987)
- [Hax49] O.Haxel et al., Phys. Rev. 75, 1766 (1949)
- [Hub80] F. Hubert et al., Annales de Physique 5, 1 (1980)
- [Hyp] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/nuclear>
- [Igo79] G.Igo et al., Phys. Lett. B81, 151(1979)
- [Ing03] A.Ingemarsson et al., Phys. Rev. C67, 064605 (2003)
- [Jag74] C.W. de Jager et al., At. Data Nucl. Data Tables 14, 479 (1974)
- [Jou91] A.Joubert, Proceedings of the 1991 particle accelerator conference Vol 1, IEEE (1991)
- [Kar75] P.J.Karol, Phys. Rev. C11, 1203 (1975)
- [Kno79] G.F.KNOLL, Radiation detection and measurement, USA, (1979)
- [Kha96] J.S Al-Khalili et al., Phys. Rev. C54, 1843 (1996)
- [Kho01] A. Khouaja et al., communication privée dans la deuxième rencontre Franco-Marocaine en physique nucléaire, Octobre 2001, Université Chouaib Doukkali, El Jadida Maroc.
- [Kho02] A. Khouaja et al., communication privée dans les Journées Jeunes Chercheurs 2002, Aussois, France.
- [Kra91] A.Krasznahorkay et al., Phys. Rev. Lett. 66, 1287(1991)
- [Kox84] S. Kox et al., Nucl. Phys. A420, 162 (1984)
- [Kox87] S. Kox et al., Phys. Rev. C35, 1678 (1987)
- [Kou01] H. Koura et al., RIKEN ACCELERATOR RESEARCH FACILITY, April 2001, Saitama 351- 0198, Japan
- [Lab00] M. Labiche et al., Preprint LPCC 00-06
- [Len89] S.M. Lenzi et al., Phys. Rev. C40, 2114 (1989)
- [Lic97] I.Licot et al., Phys. Rev. C56, 250 (1997)
- [Mac98] M. Mac Cormick et al., Rapport GANIL R 98 02 (1998)
- [Mar96] Marielle Chartier, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T96 06 (1996)
- [Maq96] F.M.Marques et al., Phys.Lett., B381, 407 (1996)
- [May49] M.G.Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949)
- [Men98] J.Meng et al., Phys. Lett., B419, 1 (1998)
- [Mey69] W.D.Meyers et al., Ann. Phys. 55, 395 (1969)
- [Mey78] H.O. Meyer, Phys. Rev. C17, 1116 (1978)
- [Mit86] W.Mittig et al., Bormio, Italy 1986
- [Mit87] W.Mittig et al., Phys.Rev.Lett 59, 1889 (1987)
- [Mit94] W.Mittig, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1994)

Bibliographie

- [Miz00] S.Mizutori et al., Phys. Rev. C61, 044326 (2000)
- [Mor97] R. Morlock et al., Phys. Rev. Lett. 79, 3837 (1997)
- [Mot95] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B346, 9 (1995)
- [Nak99] T. Nakumara et al., Phys. Rev. Lett. 83, 1112 (1999)
- [Nil55] S.G. Nilsson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd 29 (1955) No 16
- [Odl96] O.H.Odland et al., Nucl. Instr. Meth. A378, 149 (1996)
- [Oga92] Y.Ogawa et al., Nucl. Phys. A543, 244 (1992)
- [Orr91] N.Orr et al., Phys. Lett., B258, 29 (1991)
- [Ort97] Applied Nuclear Spectroscopy, EG&G ORTEC, 97/98
- [Ott89] E.Otten, Treatise on Heavy-Ion Science Vol.8, p. 517 (Plenum, 1989).
- [Oza94] A.Ozawa et al., Phys. Lett. B334, 18 (1994)
- [Oza95] A.Ozawa et al., Phys. Lett. A583, 807c (1995)
- [Oza96] A.Ozawa et al., Phys. Lett. A608, 63 (1996)
- [Oza00] A.Ozawa et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5493 (2000)
- [Oza00c] A.Ozawa et al., RIKEN ACCELERATOR RESEARCH FACILITY, November 2000
- [Oza01] A.Ozawa et al., Nucl. Phys. A693, 32 (2001)
- [Oza01c] A.Ozawa et al., RIKEN ACCELERATOR RESEARCH FACILITY, March 2001
- [Oza01d] A.Ozawa et al., Nucl. Phys. A691, 599 (2001)
- [Oza02] A.Ozawa, Nucl. Phys., A709, 60 (2002)
- [Pau94] G.PAUSCH et al., Nucl. Inst. Meth. A337, 573 (1994)
- [Pov87] A.Poves et J. Retamosa, Phys. Lett. B184, 311 (1987)
- [Pov94] A.Poves et J. Retamosa, Nucl. Phys. A571, 221 (1994)
- [Reh98] K.E. Rehm et al., Phys. Rev. Lett. 81, 3341 (1998)
- [Sam02] C.Samanta et al., Phys. Rev. C65, 037301 (2002)
- [Sar99] F.Sarazin, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T99 03 (1999)
- [Sar00] F.Sarazin et al., Phys. Rev. Lett. 84, 5062 (2000)
- [Sch96] H.Scheit et al., Phys.Rev.Lett. 77, 3967 (1996)
- [She89] W.Q.Shen et al., Nucl. Phys.A491, 130 (1989)
- [Shu03] P.Shukla et al., Phys. Rev. C67, 054607 (2003)
- [Sin82] R.P.Singhal et al., J.Phys. G8, 1059 (1982)
- [Sla89] M.G.Saint Laurent et al., Z.Phys. A332, 457 (1989)
- [Sor93] O.Sorlin et al., Phys. Rev. C47, 2941 (1993)
- [Suz94] T. Suzuki et al., Nucl. Phys. A567, 957 (1994)
- [Suz95] T. Suzuki et al., Phys. Rev. Lett., 75, 3241 (1995)
- [Suz97] T. Suzuki et al., Nucl. Phys. A616, 286c (1997)
- [Suz98] T.Suzuki et al., Nucl. Phys. A630, 661 (1998)
- [Suz99] T. Suzuki et al., Nucl. Phys. A658, 313 (1999)
- [Suz01] T. Suzuki et al., à publier
- [Tak92] N.Takigawa et al., Phys. Lett. B288, 244 (1992)
- [Tan85] I.Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985)
- [Tan88] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B206, 592 (1988)

Bibliographie

- [Tan92] I.Tanihata et al., Phys. Lett. B287, 307 (1992)
- [Tan95] I.Tanihata et al., Progress in Particles and Nuclear Physics 35, 505 (1995)
- [Tan96] I. Tanihata, Physics G: Nucl. Part. Phys. 22, 157 (1996)
- [Tan00] I. Tanihata et al., Talk given at the international conference on Nuclear Structure 200, August 15-19, 2000, Michigan State University.
- [Tar] O.Tarasov, D.Bazin, O.Sorlin. Code Lise, GANIL, Caen.
- [Tho02] I.J. Thompson, Nucl. Phys. A701, 7c(2002)
- [Toi96] "Table of isotopes", 8th edition, Vol.1 Ed. Firestone (1996)
- [Tos98] J.A.Tostevin et al., Nucl. Phys. A630, 340c (1998)
- [Tos99] J.A.Tostevin et al., Phys. Rev. C59, R5 (1999)
- [Tow88] L.W.Towensend et al., Phys. Rev. C37, 892 (1988)
- [Val82] Luc Valentin, Physique Subatomique : noyaux et particules, I : Approche élémentaire, édition Hermann (1982)
- [Vil91] A.C.C. Villari et al., Phys. Lett. B268, 345 (1991)
- [Vis00] A.De Vismes et al., Phys. Rev. C62, O64612 (2000)
- [Vis00c] A.De Vismes, Thèse de doctorat de l'université de Caen, GANIL T00 05 (2000)
- [Vit87] A.Vitturi et al., Phys. Rev. C36, 1404 (1987)
- [Vri87] H.de Vries et al., At. Data Nucl. Data ables 36, 495 (1987)
- [Vri80] R.M. Devries et al., Phys. Rev. C22, 1055 (1980)
- [Wan01] J.S. Wang et al., Nucl. Phys. A691, 618 (2001)
- [Wap93] A.H. Wapstra et al., Nucl. Phys. A565, 1 (1993)
- [War99] R.E Warner et al., Phys. Rev. C59, 1215 (1999)
- [War02] R.E Warner et al., Phys. Rev. C65, 044617 (2002)
- [Wer94] T.R. Werner et al., Phys. Lett. B335, 259 (1994)
- [Wer96] T.R. Werner et al., Nucl. Phys. A597, 327 (1996)
- [Whi80] C.A.Whitten Jr., High energy Physics and nuclear structure, eds. D.F.Measday and A.W.Thomas (North-Holland, Amsterdam, 1980) p.419
- [Zha02] H.Y.Zhang et al., Nucl. Phys., A707, 303 (2002)
- [Zhe02] T. ZHENG et al., Nucl. Phys. A709, 103 (2002)
- [Zie80] J.F.Ziegler, the stopping Power and Ranges of Ions in Matter, Pergamon Press, New York, 1980 (Vols. 2-6).

Résumé :

Nous présentons des mesures de section efficace de réaction, obtenues par la technique directe pour des dizaines de noyaux riches en neutrons ($N \rightarrow Ar$). Nous présentons les résultats de mesures de 19 nouveaux rayons (sections efficaces de réaction) obtenus en utilisant la paramétrisation de S. Kox. L'augmentation brutale des rayons des deux noyaux de ^{35}Mg et ^{44}S par rapport à ses voisins nous indique l'existence du phénomène à halo. En plus, le modèle de Glauber, modifié en ajoutant les contributions de la fonction de profil et de l'effet de la répulsion coulombienne est utilisé dans une deuxième analyse. Les nouveaux donnés à énergie intermédiaire nous ont permis de déconvoluer les effets de taille (rayon moyen) et de distribution de matière (diffusivité) de chaque noyau. Par conséquent, les premiers résultats de calculs des rayons carrés moyens montrent un effet de peau, qui peut aller jusqu'à 0.4 fm , dans les noyaux de Sodium et de Magnésium.

Reaction cross section measurements of neutron-rich exotic nuclei in the vicinity of closed shells $N=20$ and $N=28$

Abstract:

Using the direct method, the mean energy integrated reaction cross section was investigated for a wide range of neutron-rich nuclei ($N \rightarrow Ar$) at GANIL. Using the parameterisation of S.Kox, 19 new radii measurements (reaction cross sections) were obtained. By the isotopic, isotonic and isospin dependence, the evolution of the strong reduced radius was studied according to the excess of neutrons. New halo effect is proposed to the nuclei of ^{35}Mg and ^{44}S . A quadratic parametrization is also proposed for the nuclear radius as a function of the isospin in the region of closed shells $N=8$ and $N=28$. In addition, we used a modified version of the Glauber model for studying the tail and matter distribution of nuclei. Indeed, using our new data the effects of the nuclear size (root mean square radii) and the matter distribution (diffusivity) were deconvoluted for each isotope. The root mean square radii of Na and Mg isotopes obtained so far were consistent with the ones from literature.

Mots clés :

Structure nucléaire

Section efficace de réaction

Distribution de matière

Modèles nucléaires

Spectromètres magnétiques

Détection de rayonnement