

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

Thèse présentée pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Structures des résonances géantes dans le ^{208}Pb
& Conception de la détection pour le
spectromètre VAMOS

par Antoine Drouart

Soutenue le 30 octobre 2000 devant la commission d'examen :

FRASCARIA Nimet ; Présidente

ALAMANOS Nicolas

BLANK Bertram ; Rapporteur

CHOMAZ Philippe ; Rapporteur

VITTURI Andrea

MAZUR Claude ; Invité

Table des matières

1	Introduction	7
I	Structure fine des résonances géantes dans le ^{208}Pb	11
2	Les résonances géantes	13
2.1	Nature des résonances	13
2.2	Signature expérimentale	14
2.2.1	Contributions des différentes résonances	15
2.2.2	Énergie moyenne	15
2.2.3	Collectivité	15
2.2.4	Largeurs des pics	18
2.2.5	Fragmentation	18
2.3	Approches théoriques	19
2.3.1	Modèles hydrodynamiques classiques	19
2.3.2	Approche en champ moyen	20
2.3.3	Amortissement des résonances géantes	23
2.4	Structures fines	27
2.4.1	Amortissement et fluctuations	27
2.4.2	Calculs des structures fines	30
2.4.3	Mises en évidence précédentes des structures fines	33
3	Dépouillement des données	41
3.1	Dispositif expérimental	41
3.1.1	Faisceau	41
3.1.2	Cible de réaction	42
3.1.3	Le spectromètre SPEG	42
3.1.4	Détection du plan focal	46
3.1.5	Chambres à dérive	47
3.1.6	Électronique et Acquisition	50
3.2	Cinématique	54
3.3	Identification des ions	55
3.4	Reconstruction des trajectoires	56

3.4.1	Répartition du signal sur les pistes	56
3.4.2	Méthodes à centre de gravité	56
3.4.3	Méthode de la sécante hyperbolique au carré	60
3.4.4	Mesures expérimentales systématiques	62
3.4.5	Bilan sur les méthodes de reconstruction	64
3.5	Calibration des chambres à dérive	64
3.5.1	Calibration classique	64
3.5.2	Calibration à l'aide des distributions de charges	65
3.6	Calibration du plan focal	66
3.7	Faisceau pinceau	67
3.7.1	Résolution spatiale des détecteurs	68
3.7.2	Résolution en impulsion et en angle de diffusion	69
3.8	Normalisation des données	69
4	Analyse des résultats	73
4.1	Introduction	73
4.2	Expériences précédentes	73
4.2.1	Diffusion $^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	73
4.2.2	Diffusion $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	75
4.3	États discrets du ^{208}Pb	75
4.3.1	Distributions angulaires des états discrets	76
4.4	Spectre des résonances géantes	78
4.4.1	Contributions des différentes résonances	78
4.4.2	Fond continu	84
4.4.3	Distributions angulaires des résonances	84
4.4.4	Structure fine	87
4.4.5	Résonance monopolaire géante	94
4.5	Méthode de l'index d'entropie	97
4.5.1	Principes	98
4.5.2	Caractérisation de la méthode	98
4.5.3	Fluctuations dans les résonances géantes	99
4.5.4	Une application à la mesure des résolutions de détection	102
5	Conclusions	107
II	Détection du spectromètre VAMOS	111
6	Le spectromètre VAMOS	113
6.1	Introduction	113
6.2	Motivations	115
6.2.1	Les faisceaux exotiques de SPIRAL	115
6.2.2	La physique de VAMOS	116

6.3	Description technique	119
6.3.1	Caractéristiques principales	119
6.3.2	Éléments du spectromètre	121
6.3.3	Autres éléments	123
6.4	Optique magnétique	125
6.4.1	Données générales	126
6.4.2	Modes du spectromètre	127
6.4.3	Aberrations du spectromètre	128
6.4.4	Reconstruction des trajectoires	129
7	Système de détection associé au spectromètre	133
7.1	Mesures avec le spectromètre VAMOS	133
7.1.1	Hypothèses de calcul	134
7.1.2	Mesure de l'angle de diffusion de la particule	134
7.1.3	Mesure du moment cinétique	135
7.1.4	Identification des ions	135
7.2	Configurations des détecteurs du plan focal	136
7.2.1	Détecteurs du plan focal	137
7.2.2	Détecteurs d'identification	137
7.2.3	Description des détecteurs	139
7.2.4	Résolutions des détecteurs	143
7.3	Performances de la détection au plan focal	143
7.3.1	Les configurations	144
7.3.2	Estimation des zones d'utilisation	145
7.4	Exemple de performances de la détection	149
7.4.1	Ions légers : ^8He à 20 MeV/A	151
7.4.2	Ions Moyens : ^{74}Kr à 7,3 MeV/A	151
7.4.3	Ions lourds : ^{214}Po à 3,1 MeV/A	154
7.5	Conclusion	155
8	Détecteurs du plan focal	157
8.1	Introduction aux détecteurs à gaz basse pression	157
8.1.1	Principes de base	158
8.1.2	Spécificités de la basse pression	159
8.1.3	Induction du signal	160
8.2	Chambres à dérive	161
8.2.1	Principe et fonctionnement des chambres à dérive	161
8.2.2	Description technique des chambres à dérive	167
8.3	Détecteurs à feuille émissive	170
8.3.1	Feuilles émissives	171
8.3.2	Guidage des électrons	176
8.3.3	La détection d'électrons secondaires	187
8.4	Détecteurs d'électrons secondaires à gaz basse pression	190

8.4.1	Description du montage expérimental	190
8.4.2	Principes de Fonctionnement	193
8.4.3	Traversée de la feuille d'entrée	196
8.4.4	Gain du détecteur	197
8.4.5	Efficacité	201
8.4.6	Résolution temporelle	204
8.4.7	Résolution spatiale	206
8.4.8	Autres détecteurs d'électrons secondaires	211
9	Conclusions	215

Chapitre 1

Introduction

Ce mémoire présente les résultats de l'analyse d'une expérience de diffusion d'ions lourds visant à mettre en évidence la structure fine dans le spectre des résonances géantes dans le ^{208}Pb à l'aide des nouvelles chambres à dérive haute-résolution du spectromètre magnétique SPEG.

J'ai également travaillé sur la conception du système de détection du spectromètre VAMOS. Cette détection comprend des chambres à dérive semblables à celles utilisées dans l'expérience que j'ai dépouillée. L'utilisation de ces détecteurs en "grandeur réelle" fut riche d'enseignement pour l'élaboration des chambres de VAMOS. La détection comprend également des détecteurs à feuilles émissives adaptés aux basses énergies de SPIRAL. Ces détecteurs d'un nouveau type associent de fines feuilles émettrices d'électrons secondaires à des détecteurs à gaz basse-pression, utilisés pour la première fois pour la détection d'électrons de basse-énergie.

- *Structure fine des résonances géantes dans le ^{208}Pb*

Les phénomènes de résonances géantes ont été observés depuis les années 40. Ce sont des oscillations collectives des nucléons les uns par rapport aux autres. Les transitions sont électriques ou magnétiques, de différentes multipolarités, avec changement du spin ou de l'isospin selon les cas. Leurs caractéristiques générales ont été déterminées d'après le spectre en énergie et leur distribution angulaire : elles sont fortement collectives et emportent une grande quantité de la force de transition disponible, d'une énergie moyenne de 10 à 20 MeV et d'une largeur spectrale de l'ordre du MeV ou plus, ce qui est manifeste d'un très fort amortissement. La largeur de la résonance et sa forme sont le résultat de plusieurs processus et les structures qui y apparaissent sont caractéristiques du mode d'amortissement. Celui-ci peut être lié à des émissions de nucléons ou de photons. L'état collectif initial peut également se coupler à d'autres modes collectifs plus complexes, ce qui est le cas de la fragmentation qui apparaît essentiellement pour les noyaux légers. Pour les noyaux lourds comme le plomb, le processus dominant est un couplage avec les états du noyau composé qui va créer dans le spectre de la résonance des fluctuations caractéristiques. Une analyse statistique de ces structures donne

accès à la densité de ces états ou à leur temps de vie selon les cas. Meilleure est la résolution en énergie, plus les états accessibles sont nombreux et complexes.

Les résonances géantes sont accessibles par un grand nombre d'expériences. Les premières furent les réactions de photodiffusion et de photoabsorption. Elles mirent en évidence la résonance électrique dipolaire géante. Puis les sondes se diversifièrent, chacune avec ses performances propres : les diffusions de protons et d'électrons permirent de découvrir la résonance quadripolaire isoscalaire électrique. Les échanges de charge avec faisceaux de pions excitent les résonances sans échange de spin et les diffusions de particules α les résonances isoscalaires. Les diffusions d'ions lourds sélectionnent les basses multipolarités et ont l'avantage d'avoir un très bon rapport signal sur bruit. Les expériences de diffusion de photons, d'électrons et de protons ont déjà réussi à mettre en évidence des structures fines dans les spectres observés. Toutefois, les interprétations restent controversées et il est difficile d'associer les structures à un type de résonance, notamment à cause de la présence d'un continuum important. Jusqu'à présent, les expériences de diffusion d'ions lourds n'ont pas eu une résolution suffisante pour mettre en évidence une structure fine. Les nouvelles chambres à dérive du spectromètre haute-résolution SPEG devraient permettre d'atteindre une résolution en énergie suffisante. Je vais présenter ici l'analyse d'une expérience de diffusion d' ^{17}O à 50 MeV/A sur une cible de ^{208}Pb . Elle a pour but de mettre en évidence les structures dans les spectres des résonances géantes du plomb.

Dans un premier temps, je présente les phénomènes des résonances géantes sur le plan théorique et expérimental. Si on peut intuitivement les comprendre par une approche hydrodynamique, il est essentiel d'inclure la nature quantique du milieu nucléaire si l'on veut expliquer toutes leurs caractéristiques. La largeur importante de leur fonction de réponse est liée à leur fort amortissement, qui résulte du couplage de l'excitation collective avec différents états du noyau. C'est la nature de ce couplage qui est responsable de la structure du spectre des résonances. Je passe finalement en revue les différentes expériences qui ont déjà mis en évidence ces structures. J'aborde ensuite le dépouillement de l'expérience proprement dite. J'expose le dispositif expérimental, en insistant particulièrement sur les nouvelles chambres à dérive de SPEG, sur le processus de calibration employé ici et sur la reconstruction des positions dans le plan dispersif du spectromètre.

- *Système de détection du spectromètre VAMOS*

Le spectromètre VAMOS est destiné à l'analyse de réactions réalisées avec les faisceaux de noyaux exotiques de SPIRAL. Ces faisceaux ont la particularité d'être de basse énergie (inférieure à 20 A MeV) et d'avoir des intensités faibles comparées à celles des faisceaux de noyaux stables (10^6 particules par seconde ou moins). De plus, VAMOS est un instrument standard du GANIL qui, dès le premier semestre 2001, fonctionnera dans des conditions expérimentales très variables, tant dans la nature et l'énergie des ions détectés que dans les distributions angulaires ren-

contrées. Le spectromètre en général et son système de détection en particulier doivent être adaptés à ces conditions.

Le système de détection de VAMOS comporte deux types de détecteurs au plan focal, utilisés l'un ou l'autre selon les éjectiles détectés. Pour les ions les plus légers, des chambres à dérive similaires à celles utilisées dans l'expérience décrite dans la première partie sont prévues. A la suite de cette expérience, des modifications ont été réalisées pour s'adapter aux faibles énergies. Pour les ions les plus lourds et les plus ionisants, des feuilles émissives sont placées au plan focal. Les électrons secondaires produits au passage des ions sont captés par des détecteurs à gaz basse-pression. Ceux-ci permettent de couvrir toute la surface du plan focal du spectromètre et restituent une mesure de la position et du temps de passage des ions. Ils n'ont toutefois jamais été utilisés pour la détection d'électrons secondaires. Il a fallu comprendre le comportement de ces détecteurs et optimiser leurs caractéristiques pour s'adapter à ces particules.

Je commencerai par décrire les caractéristiques du spectromètre VAMOS et je détaillerai son système de détection. J'estimerai ses performances en m'appuyant sur des exemples de réaction. Je passerai ensuite à la description des détecteurs du plan focal que sont les chambres à dérive et les détecteurs d'électrons secondaires, qui ont mobilisé l'essentiel du travail de conception. Les chambres à dérive sont en partie étudiées dans la partie sur le dépouillement de l'expérience, mais je me focaliserai sur les adaptations de ces instruments pour VAMOS. J'insisterai plus sur les détecteurs à feuilles émissives qui ont été l'objet d'une grande partie de mon travail technique. Les caractéristiques de l'émission secondaire et les performances du guidage des électrons vers les détecteurs sont une première étape qui conditionne les capacités finales de la détection. Je montrerai ensuite comment des détecteurs basse pression peuvent être utilisés pour la détection d'électrons.

Première partie

Structure fine des résonances géantes dans le ^{208}Pb

Chapitre 2

Les résonances géantes

Les résonances géantes sont des états d'excitation dits collectifs car ils engagent un grand nombre de nucléons du noyau dont les excitations sont corrélées. Comme conséquence, sous l'effet d'un champ externe, elles accaparent une grande partie de la force de transition. Les résonances géantes présentent aussi une largeur importante qui est liée à leur amortissement.

En tant que mouvements collectifs des nucléons dans le noyau, les résonances géantes sont donc adaptées à des analyses macroscopiques comme le modèle de goutte liquide. Si ces modèles peuvent expliquer le comportement global des résonances, ils sont incapables de prendre en compte l'influence de la structure microscopique et quantique du noyau. Les modèles à un corps peuvent prendre en compte une partie de ces phénomènes, mais seules les approches qui incluent les interactions à deux corps peuvent rendre compte de l'amortissement des résonances, qui est en grande partie à l'origine des structures fines observées dans les fonctions de réponse.

Une revue de ces phénomènes est donnée dans [107] et ses différents auteurs.

2.1 Nature des résonances

Les résonances peuvent concerner différents degrés de libertés du noyau comme son spin et son isospin. Elles sont caractérisées par leurs symétries. L'invariance par rotation permet de distinguer les résonances géantes par leur multipolarité L . On définit également leur parité. Les modes sont associés à des transitions électriques lorsque leur parité est égale à $(-1)^L$ ou magnétiques sinon. Les résonances magnétiques correspondent soit aux résonances de spin, soit à certains mouvements collectifs de rotation des nucléons (fluides de protons et de neutrons tournant autour d'un même axe en sens inverse). Je n'en parlerai pas ici (voir Berg & Kneissl 1987 [10]) car ils ne contribuent pas au signal.

La symétrie d'isospin différencie les résonances isoscalaires si $\Delta T = 0$ des résonances isovectorielles si $\Delta T = 1$. Les premières correspondent à des oscillations

de protons et de neutrons en phase, les secondes à des oscillations en opposition de phase. La figure 2.1 montre les mouvements relatifs des protons et neutrons pour des résonances monopolaires, dipolaires et quadripolaires, isoscalaires ou isovectorielles. Au premier ordre, la résonance dipolaire géante (RDG) n'existe pas dans le mode isoscalaire qui correspondrait à un mouvement du centre de masse.

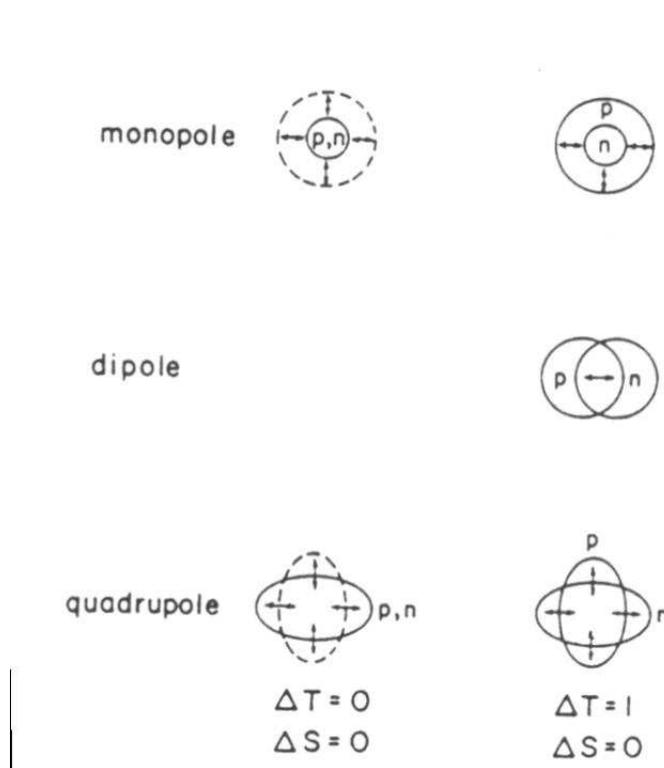


FIG. 2.1 – Mouvements des protons et neutrons pour les résonances $L = 0, 1, 2$, isoscalaires ($\Delta T = 0$) et isovectorielles ($\Delta T = 1$). Figure extraite de [107] p 101.

2.2 Signature expérimentale

Depuis les premiers indices de leur présence donnés en 1937 par Bothe et Gentner (1937 [23]), puis leur observation par Balwin et Klaiber en 1947 ([3]), les résonances géantes ont fait l'objet de nombreuses études et expériences. Elles apparaissent pour tous les noyaux et leurs propriétés sont des fonctions assez stables du nombre de nucléons. Selon les sondes utilisées, telle ou telle excitation est prédominante dans la réponse du noyau. Van der Woude dans [107] présente une revue des méthodes et résultats expérimentaux obtenus sur les résonances géantes.

2.2.1 Contributions des différentes résonances

La principale difficulté qui apparaît dans l'étude des résonances géantes est la multiplicité des contributions qui interviennent dans le spectre d'excitation. Les différentes multipolarités ont des énergies très proches les unes des autres et des largeurs importantes qui les font se chevaucher. D'où l'intérêt d'une approche avec des sondes variées : elles sont différemment sensibles aux multipolarités et permettent d'en déduire les différentes contributions par comparaison. À cela s'ajoutent des excitations du continuum plus ou moins importantes selon les cas. La figure 2.2 résume les différents types de sondes utilisées et les types d'excitations accessibles. On en tire les grandes lignes suivantes (je ne parle pas des réactions d'échange de charges par pion) :

- La photoabsorption excite en très grande majorité la résonance dipolaire géante.
- Les réactions de diffusion d'électrons et de protons excitent aussi bien la résonance dipolaire que quadripolaire. Les protons peuvent également exciter des multipolarités plus élevées.
- les diffusions de particules α d'isospin nul excitent préférentiellement les résonances isoscalaires. Une faible partie isovectorielle qui augmente avec l'énergie incidente dérive de l'interaction coulombienne. Ce sont des sondes privilégiées pour l'étude de la résonance monopolaire.

Nous verrons également que les diffusions d'ions lourds ont une faible sélection angulaire de la multipolarité : mis à part la résonance dipolaire, les distributions angulaires des autres multipolarités sont très semblables. Ces réactions excitent, au travers de l'excitation coulombienne, les résonances isovectorielles aussi bien qu'isoscalaires.

2.2.2 Énergie moyenne

Les résonances géantes se présentent comme des augmentations importantes de la section efficace de réaction à des énergies élevées, supérieures au seuil d'émission de particule. L'énergie moyenne de la RDG mesurée dans les expériences de photoabsorption pour des noyaux de taille moyenne ou plus est de $76,5A^{-1/3}$ (Berman & Fultz 1975 [11]). Pour la résonance quadripolaire géante (RQG), cette énergie est de $65A^{-1/3}$ MeV pour l'excitation isoscalaire, et $130A^{-1/3}$ MeV pour l'excitation isovectorielle. Elles sont localisées expérimentalement à respectivement 10,6 MeV et 22 MeV dans le plomb.

2.2.3 Collectivité

La collectivité correspond à la proportion des nucléons qui participent à l'excitation. Pour estimer cette collectivité, on calcule la fraction de la règle de somme épuisée par l'excitation.

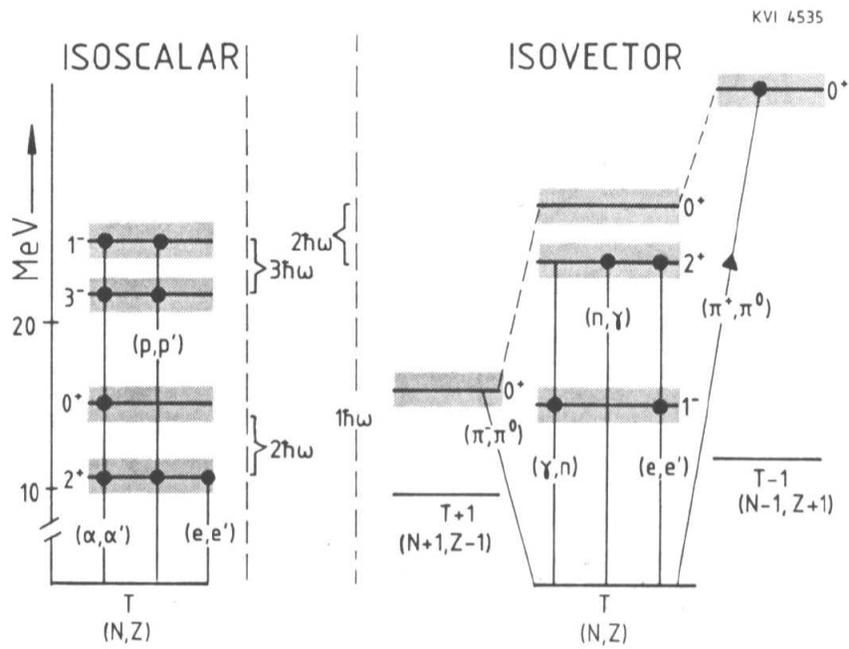


FIG. 2.2 – Principales réactions utilisées pour la mise en évidence des résonances géantes et modes préférentiellement excités. Extrait de Van der Woude 1991 dans [107] p 110.

Pour la RDG, la règle de somme utilisée est celle de Thomas-Reiche-Kuhn (Ring & Schuck 1980 [98]). La section efficace d'excitation d'un noyau de l'état fondamental vers un état $|\nu\rangle$ d'énergie E_ν par un photon d'énergie E est donnée par :

$$\sigma_\nu(E) = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c} (E_\nu - E) |\langle \nu | D | 0 \rangle|^2 \delta(E - E_\nu)$$

D est l'opérateur dipolaire défini par la nature du noyau (N, Z) et les coordonnées du centre de masse des protons et des neutrons (resp. \vec{R}_P et \vec{R}_N) :

$$D = \frac{NZ}{A} (\vec{R}_P - \vec{R}_N)$$

En négligeant les termes dépendant de la vitesse et les termes d'échange, on obtient (M étant la masse d'un nucléon) :

$$\sigma = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar NZ}{AMc} \approx 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV.mb}$$

La figure 2.3 montre la proportion de la règle de somme mesurée pour la RDG en fonction de la masse du noyau. La proportion est entre 100 et 125% pour les noyaux de masse supérieure à 100. La RQG isoscalaire épuise quand à elle de

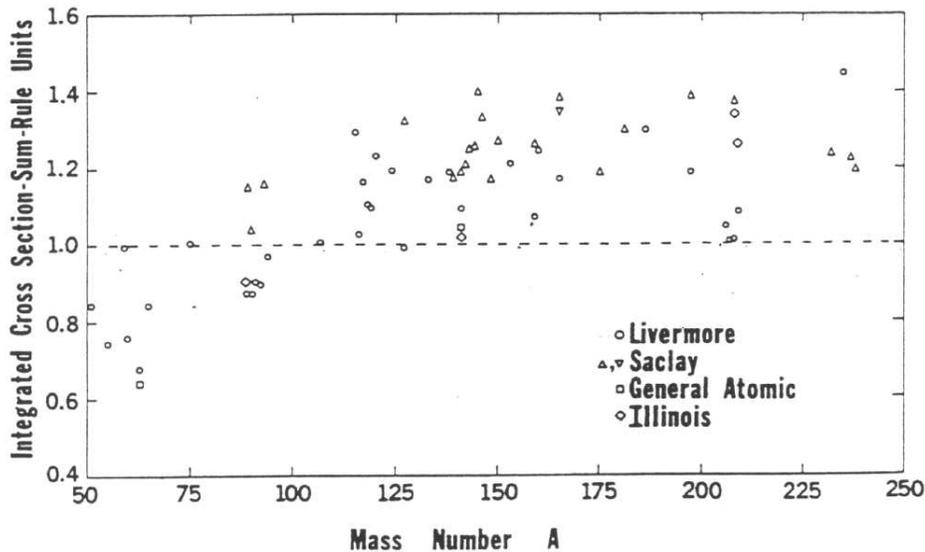


FIG. 2.3 – Proportion de la règle de somme Thomas-Reiche-Kuhn épuisée par la RDG dans des expériences de photoabsorption. Tiré de Berman & Fultz (1975 [11]).

50% à 100% de la règle de somme donnée par (Hayward & al. 1980 [55]) :

$$\sigma_{100\%} = \frac{\pi^2 e^2 Z^2 R^2}{5\hbar c A M c^2} \text{fm}^2/\text{MeV}$$

où $R = 1,2A^{1/3}$ fm. La RQG isovectorielle est assez mal connue.

2.2.4 Largeurs des pics

Les largeurs importantes des spectres des résonances géantes montrent que ces phénomènes sont fortement amortis. La largeur du pic est de l'ordre de plusieurs MeV, comme l'illustre la figure 2.4 qui montre la largeur de la RDG en fonction de la masse du noyau. On remarque les oscillations de cette grandeur en fonction des fermetures de couche : les noyaux ayant des nombres magiques montrent une largeur faible, de 4 MeV pour le ^{208}Pb . La largeur de la RQG pour le ^{208}Pb est autour de 2 MeV.

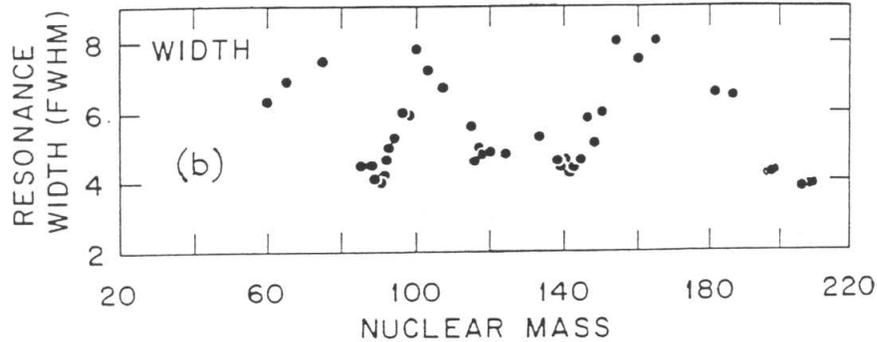


FIG. 2.4 – Largeur de la résonance dipolaire géante en MeV en fonction de la masse du noyau. Tiré de Berman & Fultz (1975 [11]).

2.2.5 Fragmentation

Le spectre d'une résonance n'est jamais un simple pic. Selon l'échelle à laquelle il est observé, des structures plus ou moins importantes apparaissent. Des structures de l'ordre du MeV apparaissent dans le cas des noyaux déformés. À un axe de déformation correspond une énergie de vibration particulière, chacune donnant une contribution dans le spectre d'excitation. À des échelles inférieures, des fluctuations apparaissent dès que la résolution expérimentale est suffisante. Nous verrons dès le chapitre 2.3.3 qu'elles sont dues au couplage de la résonance avec différents états du noyaux.

2.3 Approches théoriques

2.3.1 Modèles hydrodynamiques classiques

Les modèles macroscopiques décrivent la matière nucléaire comme un milieu continu. Ils rendent compte de ses propriétés globales comme sa compressibilité, sa viscosité, sa tension de surface. Ils appliquent l'équation d'Euler à cette matière :

$$\partial_t(\rho u_i) + \nabla^j(\rho u_i u_j) = -\nabla^i P + \nabla^j \tau_{ij}$$

où ρ est la densité, u_i les composantes de la vitesse et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses. Ils étudient ensuite le comportement de la matière sous l'effet d'une perturbation. Si celle-ci est infinitésimale, on peut linéariser l'équation d'Euler (Speth [107] p. 7).

Goldhaber et Teller (1948 [53]) ont appliqué ce modèle sur la résonance dipolaire géante. Ils ont supposé que les protons et les neutrons se comportent comme deux fluides incompressibles se déplaçant de façon rigide l'un vis-à-vis de l'autre. Les protons sont considérés comme fixes les uns par rapport aux autres, ainsi que les neutrons. Ils assimilent la force de rappel à la minimisation de l'énergie de surface et obtiennent une énergie moyenne de résonance $E \propto A^{-1/6}$.

Steinwedel et Jensen (1950 [110]) ont pour leur part supposé que la surface du noyau est fixe, mais que les fluides protoniques et neutroniques compressibles oscillent en s'interpénétrant. L'énergie moyenne est alors $E \propto A^{-1/3}$.

Les mesures montrent que le modèle de Goldhaber-Teller reproduit les énergies des noyaux légers, mais que les noyaux lourds suivent un mélange des deux modèles.

L'introduction du terme de viscosité implique un amortissement de l'oscillation qui correspond à la décroissance de la résonance. Les ondes des fluides nucléoniques perdent leur cohérence lorsqu'elles se réfléchissent sur la surface interne du noyau et perdent leur énergie par friction interne.

Les modèles macroscopiques sont intéressants pour leur caractère intuitif et pour la description des caractéristiques globales des noyaux. Toutefois, ils ne rendent pas compte des propriétés liées à la présence des nucléons relativement indépendants comme la désexcitation des résonances par émission de particules ou l'influence des fermetures de couches. Également, les largeurs prédites pour les résonances sont loin des valeurs expérimentales, sauf ajustement *ad hoc* de la viscosité. Les modèles hydrodynamiques supposent que la matière est en équilibre local, donc que les collisions entre particules sont fréquentes. Au contraire, les expériences de diffusion montrent que le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau est grand devant le rayon du noyau. Les interactions entre nucléons ne se font pas sous la forme de choc entre particules, mais par le biais d'un potentiel d'interaction causé par l'ensemble des nucléons, dans lequel chacun d'entre eux évolue sous la forme d'une fonction d'onde fortement délocalisée. Également, le

principe de Pauli bloque les états de diffusion entre deux particules et atténue les effets du cœur dur de l'interaction nucléon-nucléon libre.

2.3.2 Approche en champ moyen

Lien avec les modèles classiques

Brink (1957 [29]) montre dans le cadre d'un oscillateur harmonique parfait, que le modèle de Goldhaber et Teller est en fait inclus dans une approche en particules indépendantes. L'opérateur dipolaire électrique s'applique aux protons du noyau sous la forme :

$$e \sum_p (\vec{r}_p - \vec{R})$$

où \vec{r}_p est la position de chaque proton et \vec{R} la position du centre de masse du noyau. Il peut se reformuler :

$$\frac{eNZ}{A} \vec{r}$$

où \vec{r} est le vecteur de différence de position entre le centre de masse des protons et celui des neutrons. À ce stade, on remarque déjà que l'opérateur dipolaire n'intervient que par le biais d'une variable collective du noyau. L'hamiltonien de l'oscillateur harmonique prend la forme :

$$H = T_N + T_P + \frac{k}{2} \left(\sum_p r_p^2 + \sum_n r_n^2 \right)$$

avec :

- T_P (resp. T_N) est l'énergie cinétique des protons (resp. des neutrons),
- \vec{r}_p (resp. \vec{r}_n) le vecteur position du proton p (resp. du neutron n).

On peut le reformuler :

$$H = H_{PP} + H_{NN} + H_{CM} + H_{\vec{r}}$$

où :

- H_{PP} (resp. H_{NN}) ne contient que des coordonnées relatives proton-proton (resp. neutron-neutron)
- H_{CM} ne dépend que de \vec{R} et de la somme des moments cinétiques de tous les nucléons $P = \sum_p \vec{p}_p + \sum_n \vec{p}_n$,
- $H_{\vec{r}}$ dépend de \vec{r} et de $\vec{p} = \sum_p \vec{p}_p - \sum_n \vec{p}_n$.

Sous cette forme, on vérifie que seul $H_{\vec{r}}$ dépend de \vec{r} et est affecté par l'opérateur dipolaire. Les mouvements relatifs entre les protons ou les neutrons (H_{PP} et H_{NN}) ne sont pas affectés. On retrouve le modèle hydrodynamique de Goldhaber et Teller, où les deux fluides de protons et de neutrons se déplacent l'un par rapport à l'autre de façon rigide.

Traitement des résonances géantes

L'approche en champ moyen prend en compte les conditions du milieu nucléaire : les nucléons interagissent essentiellement par l'intermédiaire d'un champ créé par les nucléons dans leur ensemble. C'est une théorie à un corps, dans laquelle les collisions entre deux nucléons sont des phénomènes perturbatifs traités par une interaction résiduelle de faible amplitude. Dans ce cadre, plusieurs approches équivalentes sont possibles.

- *Approche Hartree-Fock*

Le mouvement des particules est décrit par un hamiltonien Hartree-Fock des A nucléons. Il peut s'écrire :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \nabla_i^2 + \sum_{i<j=1}^A v_{ij}$$

où le premier terme est l'énergie cinétique du nucléon i et v_{ij} le potentiel d'interaction entre deux nucléons i et j . Les interactions à trois nucléons et plus sont négligées.

L'étude dynamique se fait grâce à l'équation de Schrödinger appliqué à la fonction d'onde Ψ à A corps exacte (voir [107] p. 16) :

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} \right) \Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A, t) = 0$$

Cette équation n'est pas soluble sous cette forme. La théorie Hartree-Fock se restreint en pratique à des solutions sous la forme de déterminants de Slater $|\phi\rangle$. On cherche dans ce sous-espace l'extremum de l'action :

$$A(\phi) = \int dt \langle \phi | i\hbar \partial_t - \hat{H} | \phi \rangle$$

qui est associée au principe variationnel : $\langle \delta\phi(t) | \hat{H} - i\hbar\partial/\partial t | \phi(t) \rangle = 0$. L'opérateur de densité à un corps :

$$\hat{\rho}(\vec{r}, \vec{r}', t) = A \int d^2 \dots dA |\phi^*(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A, t) \langle \phi(\vec{r}', \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A, t) |$$

.

décrit le mouvement des nucléons au travers de l'équation Hartree-Fock dépendant du temps (Time Dependant Hartree-Fock, TDHF) :

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{h}[\rho], \hat{\rho}]$$

où $\hat{h}[\rho]$ est l'hamiltonien à un corps qui représente le champ moyen dans lequel évolue les nucléons.

Cette équation sert de point de départ à des descriptions macroscopiques du noyau, si on se restreint à l'étude des propriétés globales de ρ . À la limite $\hbar \rightarrow 0$, on aboutit à l'équation classique de Boltzmann ([107] p 16) sans collision. Prendre en compte l'intégralité de la fonction de densité $\rho(\vec{r}, \vec{r}', t)$ aboutit à une description microscopique du noyau. Aux limites des petites oscillations autour des distributions d'équilibre, l'équation Hartree-Fock est équivalente à l'approximation des phases aléatoires.

- *Approximation des phases aléatoires*

L'approximation des phases aléatoires (Random Phase Approximation) revient à considérer les mouvements de faible amplitude comme des superpositions d'excitations une particule – un trou (1p–1h) construites sur l'état fondamental du champ moyen (voir Drożdż & al 1990 [42] p71). Une excitation est représentée comme le passage d'une particule située en dessous du niveau de Fermi au dessus de ce niveau (éventuellement vers le continuum). La RPA est particulièrement adaptée à la description des résonances géantes. Celles-ci apparaissent comme des superpositions d'excitations 1p-1h qui interfèrent de façon cohérente. On rejoint l'approche classique qui voit la résonance comme des mouvements collectifs des nucléons.

Apport et limite du traitement en particules indépendantes

Ces modèles, à la différence des modèles macroscopiques classiques, intègrent la nature quantique du noyau. Ils sont capables de reproduire des propriétés telles que la structure en couches qui influe sur les largeurs des résonances (figure 2.4). De même, ils peuvent rendre compte des couplages avec le continuum et de l'émission directe de particules.

Toutefois, dans la description des résonances géantes, si ces théories peuvent reproduire avec un certain succès les énergies moyennes, elles sous-estiment largement la largeur des résonances, particulièrement pour les noyaux lourds. La figure 2.5 compare les résultats expérimentaux sur les largeurs et des calculs qui ne prennent en compte que les couplages de la résonance avec les états 1p–1h et avec le continuum. Cette sous-estimation est due au fait qu'une contribution importante à l'amortissement n'est pas prise en compte dans ces modèles. Ce sont les couplages entre la résonance et les états plus complexes du noyau, qui ne sont pas inclus dans les états 1p–1h.

Ce couplage peut être interprété en terme de collisions entre les nucléons. Nous avons vu que le champ moyen n'intégrait pas ces termes, il est de même pour la RPA qui en dérive. Après avoir décrit les différents modes d'amortissement des résonances, ceux qui sont inclus dans le champ moyen et ceux qui ne le sont pas, j'en viendrai aux approches qui permettent de prendre en compte ces termes de dissipation.

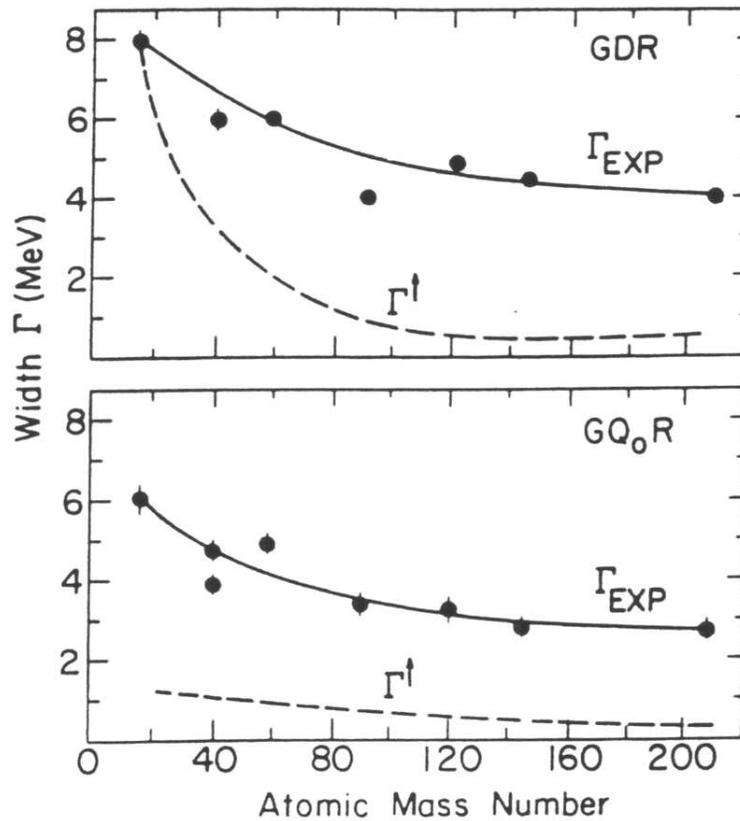


FIG. 2.5 – Comparaison de la largeur expérimentale de la RDG (haut) et de la RQG (bas) avec des calculs RPA qui ne prennent en compte que les états 1p–1h. Extrait de Drożdż 1990 [42]

2.3.3 Amortissement des résonances géantes

Différentes contributions à l'amortissement

L'amortissement est lié au couplage entre l'excitation collective initiale et d'autres états du noyau. En fonction de la nature de ce couplage et de ces états, on distingue plusieurs modes d'amortissement :

- *L'amortissement Landau* est lié à la fragmentation de la résonance en plusieurs excitations collectives 1p–1h. Il est analogue au cas de l'amortissement des ondes sonores dans les liquides quantiques infinis décrit par Landau. Dans les noyaux finis, les différentes énergies de ces excitations font apparaître un élargissement du pic. Cet effet n'est pas à strictement parler un amortissement car l'énergie n'est pas dissipée et il existe un temps de récurrence au bout duquel les excitations reviennent à leur collectivité initiale. Toutefois, ce temps de récurrence est long devant le temps de vie des

excitations, et la fragmentation Landau contribue de fait à la largeur des résonances. Expérimentalement, on observe une forte fragmentation jusqu'à $A \approx 60$, mais elle est faible pour les noyaux lourds. Pour la RDG dans le ^{208}Pb , cette largeur est estimée à $\Gamma_{\text{landau}} = 100 \text{ keV}$, elle est donc négligeable.

- *L'amortissement par émission de photons* est une réelle dissipation et donc une contribution au temps de vie de l'état. Elle est toutefois très faible pour le plomb : Γ_{γ} est de l'ordre du keV voire moins.
- *L'amortissement par émission de particules* est lié au couplage entre la résonance et le continuum, l'énergie de résonance étant au dessus du seuil d'émission de particules (7,3 MeV pour les neutrons dans le ^{208}Pb). C'est un processus direct. Les particules émises ont une haute énergie et une distribution angulaire caractéristique de la résonance dont elles sont issues et différente des particules émises après thermalisation. Cette propriété est exploitée dans les expériences où la mesure de la résonance est faite en coïncidence avec la détection des protons ou neutrons émis. La contribution à la largeur de ce processus de désexcitation est la *largeur d'échappement* Γ_{\uparrow} . Elle est faible dans les noyaux lourds où la barrière coulombienne est importante. Winchenbach & al (1983 [115]) donne une borne maximum pour la RQG dans le plomb $\Gamma_{\uparrow} < 190 \text{ keV}$.
- La dernière contribution, la plus importante pour les noyaux lourds, est *le couplage de la résonance avec les états plus complexes du noyau composé*. Cet amortissement conduit à la thermalisation du noyau et peut s'interpréter macroscopiquement comme la viscosité de la matière nucléaire. Il s'interprète soit en terme de couplage avec des états non-corrélés par l'intermédiaire des collisions entre nucléons (c'est l'amortissement incohérent), soit avec des états collectifs de surface du noyau : on parle d'amortissement cohérent. La largeur correspondante, notée Γ_{\downarrow} et dite *largeur d'étalement*, est la contribution principale à la largeur des résonances dans les noyaux lourds. C'est la structure des états avec lesquels se couple la résonance qui est à l'origine de la structure fine dans les spectres.

Les théories à un corps peuvent prendre en compte les trois premiers modes d'amortissement, qui ne font intervenir que des états 1p-1h. Toutefois, la largeur d'étalement est hors de leur portée. Il est nécessaire d'inclure le couplage aux états plus complexes du noyau.

Largeur des résonances

Soit un hamiltonien écrit (Bohr et Mottelson 1969 [32], Appendice 2D) :

$$H = H_0 + V$$

On suppose que cet hamiltonien couple un état collectif C avec un ensemble d'états α tel que c et les α soient valeurs propres de H_0 (H sans couplage) et que

V couple C uniquement avec les α avec une valeur de couplage identique. On a alors :

$$\begin{aligned} H_0|C\rangle &= E_C|C\rangle \\ H_0|\alpha\rangle &= E_\alpha|\alpha\rangle \\ \langle C|V|\alpha\rangle &= \langle \alpha|V|C\rangle = v \\ \langle C|V|C\rangle &= \langle \alpha|V|\alpha\rangle = 0 \end{aligned}$$

On peut diagonaliser cet hamiltonien. Les valeurs propres E_i de H sont alors définies par la relation de dispersion :

$$E_C - E_i = \sum_{\alpha} \frac{v^2}{E_{\alpha} - E_i}$$

et les états propres de H par $|i\rangle = c_C(i)|C\rangle + \sum_{\alpha} c_{\alpha}(i)|\alpha\rangle$ où :

$$\begin{aligned} c_C(i) &= \left(1 + \sum_{\alpha} \frac{v^2}{(E_{\alpha} - E_i)^2} \right)^{-1/2} \\ c_{\alpha}(i) &= -\frac{v}{E_{\alpha} - E_i} c_C(i) \end{aligned}$$

Pour un grand nombre d'états α d'espacement constant D ($E_{\alpha} = \alpha D$), on peut évaluer les deux sommes infinies, sachant que $\sum_n 1/(n-x) = \pi \cot(\pi x)$. On obtient alors :

$$\begin{aligned} E_C - E_i &= -\frac{\pi v^2}{D} \cot \frac{\pi E_i}{D} \\ c_C(i) &= \left[1 + \left(\frac{\pi v}{D} \right)^2 + \frac{(E_C - E_i)^2}{v^2} \right]^{-1/2} \end{aligned}$$

Si on suppose que $v/D \gg 1$ (soit que $|C\rangle$ se distribue sur plusieurs états propres $|i\rangle$), on en déduit la fonction de réponse qui prend la forme d'une fonction de Breit-Wigner :

$$P_a(E) = \frac{1}{D} c_C^2(E_i \approx E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E_a - E)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

La largeur de l'état C étant :

$$\Gamma = 2\pi \frac{v^2}{D}$$

On retrouve la règle d'or de Fermi. Cette largeur ne fait pas de distinction entre le mode d'amortissement et peut s'appliquer aussi bien à la largeur d'échappement qu'à la largeur d'étalement. Toutefois pour le plomb, cette dernière est largement majoritaire et $\Gamma \approx \Gamma_{\downarrow}$. La forme de Breit-Wigner de la fonction de réponse est lié au couplage et à l'espacement entre les niveaux constants. Lorsque cette condition n'est pas vérifiée, des structures apparaissent dans la fonction de réponse.

Temps de vie des résonances

La probabilité de survie de l'état C à l'instant t est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$A(t) = \langle C | \exp(-i/\hbar H t) | C \rangle = \exp(-\Gamma/\hbar t - i/\hbar E_C t)$$

Le temps de vie de l'état est donc \hbar/Γ . Pour une largeur de quelques MeV, le temps de vie est d'environ 10^{-22} s. Toutefois, ce temps n'est que le temps que met l'état collectif initial à se distribuer sur les états du noyau composé. Remarquons que ce n'est pas le temps de vie de l'excitation observée dans la zone de la résonance, qui lui est égal au temps de vie de ces états. Ces états étant beaucoup moins larges, leur temps de vie est plus long et est égal au temps d'évaporation de ces états, qui est donné par \hbar/Γ_{\uparrow} . Pour $\Gamma_{\uparrow} \approx 100$ keV, leur temps de vie est de 10^{-20} s.

États de couplage

- *Hierarchie des états*

La modélisation correcte de l'amortissement pour les noyaux lourds passe donc par la prise en compte du couplage avec les états complexes du noyau. Dans le cadre d'une force nucléaire limitée à des interactions à deux corps, les états 1p–1h qui composent la résonance vont se coupler avec des états 2p–2h (2 particules–2 trous). Ces états vont eux-mêmes se coupler avec des états 3p–3h, et ainsi de suite vers des états np–nh de plus en plus complexes. Chaque étape est reliée à la suivante par l'intermédiaire des collisions à deux corps, supposées majoritaires. Cette hiérarchisation est connue sous le nom de hiérarchie Bogolyubov-Bron-Green-Kirkwood-Yvon (Abe & al 1995 [1] p186, Lacroix 1999 [66] p 15). En pratique seul le calcul avec les états 2p–2h est accessible. Toutefois, chaque niveau est considéré comme étant une perturbation par rapport au précédent. Le couplage avec les 2p–2h est donc l'effet dominant (ces états sont appelés “doorway states”, “états d'accès”). Même en se restreignant aux 2p–2h, il est impossible de les prendre tous en considération pour des noyaux lourds comme le plomb. Aussi le choix de la base des états 2p–2h retenus pour les couplages est-il important.

- *Couplages envisagés*

Dans le cadre d'une extension de la RPA pour inclure les effets des corrélations à deux corps, plusieurs approches sont envisagées :

- des configurations 2p–2h pures. Cette méthode peut être employée avec des théories comme la Second RPA (Drożdż & al 1990 [42]).
- des états 2p–2h qui inclue des états 1p–1h collectifs. Notamment les états 2p–2h sont identifiés à des mélanges 1p–1h \otimes phonons, où les phonons sont des vibrations de surface de basse énergie. Cette approche a été suggérée

par Bertsch & al (1979 [12]) et développée avec Bortignon & Broglia (1981 [22]). Kamerdzhiev & al (1993 [61]) inclut le couplage avec les états du continuum. Dans le plomb, les phonons de basse énergie dont la contribution est importante sont les états 3^- (2,61 MeV) et 5^- (3,2 et 3,7 MeV) (Broglia & al 1981 [30]).

Ces couplages ont pour effet d'augmenter les largeurs des distributions. Ainsi Kamerdzhiev ne sous-estime plus la largeur de la RDG que de 2% dans le plomb, et de 14% dans le ^{48}Ca . La table 2.1 montre les résultats incluant sans couplage, puis avec couplage vers des états 2p-2h et/ou prise en compte du continuum. On voit l'amélioration de la description de la résonance à chaque étape.

Modèle	σ_{max}	\bar{E}	Γ	σ_0
Veissière & al [113]	640	13,42	4,05	3306,8
1p-1h + continuum	945	12,2	2,0	2709
1p-1h+2p-2h	657	13,0	3,60	3110
1p-1h+2p-2h+cont	680	13,8	3,87	3367

TAB. 2.1 – Caractéristiques de la RDG expérimentales et calculées par Kamerdzhiev (1993, [61]) pour le ^{208}Pb .

Également, l'introduction du couplage va provoquer une fragmentation de la fonction de réponse, les états de couplage étant plus nombreux. La figure 2.6 montre les calculs théoriques de la RQG dans le plomb avec une calcul RPA 1p-1h uniquement (en haut) : la force de transition est contenue dans une seule excitation collective. En bas, avec inclusion de configurations 2p-2h, la force s'étale sur de nombreux états (Winchenbach & al 1983 [115]).

Il est également possible de prendre en compte les effets des collisions en partant d'une équation Hartree-Fock dépendant du temps. En prenant partiellement en compte les corrélations à deux corps dans l'équation TDHF, on obtient les équations Hartree-Fock dépendantes du temps Étendues, son approximation aux petites oscillations étant la RPA étendue (Lacroix, Chomaz & Ayik 1998 [65]). D'autres travaux existent pour résoudre les équations dynamiques incluant les effets à deux corps de façon plus ou moins complète (Lacroix 1999 [66]).

2.4 Structures fines

2.4.1 Amortissement et fluctuations

Fluctuations d'Ericson

Comme nous l'avons vu au chapitre 2.3.3, le couplage des résonances géantes avec les états complexes du noyau permet d'expliquer les largeurs des spectres

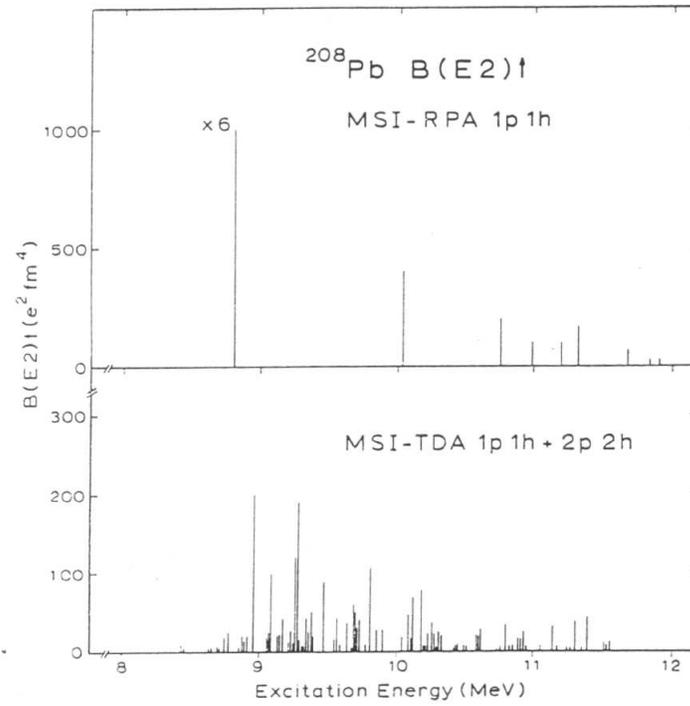


FIG. 2.6 – distributions de la RQG en calcul RPA 1p-1h (en haut) et avec inclusion d'excitations 2p-2h (tiré de [64]).

observées. Toutefois, nous y avons supposé que les états intermédiaires α avaient une densité uniforme et que leur couplage avec l'état collectif était constant. Ceci n'est en général pas exact, et on peut supposer que ces grandeurs varient :

$$|c_C(i)|^2 = \overline{|c_C(i)|^2} + \delta c_C(i)^2$$

où $\overline{|c_C(i)|^2}$ est la couplage constant calculé au chapitre 2.3.3. Si les états intermédiaires sont séparés par un intervalle d'énergie D supérieur à leur largeur Γ , le spectre obtenu fait apparaître plusieurs pics distincts. Ce n'est plus vrai si $\Gamma > D$. Ericson (1963, [44]) a montré que dans le cas où $\Gamma \gg D$, les interférences entre les niveaux conduisent à des fluctuations dans le spectre qui sont caractéristiques de la largeur de ces états. La fonction d'autocorrélation de la fonction de réponse $P(E)$ calculée sur un intervalle d'énergie ΔE prend en effet la forme ([44]) :

$$C(E) = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} dE' P(E) P(E' + E) = \frac{2\overline{\delta c_C(i)^4}}{\pi D(E^2 + \Gamma^2)}$$

On peut donc retrouver la largeur moyenne de ces états à partir de la largeur de la fonction d'autocorrélation, soit de l'échelle des fluctuations de la fonction de réponse. Les variations du couplage peuvent s'interpréter en terme de fluctuations de l'élément de la matrice de couplage $v^2 = \bar{v}^2(1 + \delta v)$ (Lacroix 1999 [67]).

Hierarchie des couplages

On peut interpréter la largeur des états intermédiaires en terme de décroissance de ces états. Ils peuvent soit décroître vers le continuum, soit vers d'autres états plus complexes du noyau, comme les états 2p-2h décroissent vers les états 3p-3h dans la hiérarchie BBGKY. On peut ainsi supposer que les états i décrits en 2.3.3 se couplent avec des états β , pour donner les états propres du système j . Ils acquièrent ainsi une largeur Γ_i . Les couplages se décrivent comme suit [67], si on suppose que les différents états décroissent indépendamment :

$$|i\rangle = c_C(i)|C\rangle + \sum_{\alpha} c_{\alpha}(i)|\alpha\rangle$$

$$|j\rangle = c_C(j)|i\rangle + \sum_{\beta} c_{\beta}(j)|\beta\rangle$$

La largeur Γ_i est donnée par la règle d'or de Fermi :

$$\Gamma_i = \frac{2\pi v_2^2}{D_2}$$

où v_2 est l'élément de matrice de couplage entre les états i et les états β et D_2 la densité des états β . Remarquons qu'à chaque étape vers des niveaux du noyau de plus en plus complexes, la densité des états augmente et leur largeur diminue.

Ainsi de suite, on peut imaginer une cascade de couplage. Les états j ont un temps de vie fini et possèdent également leur propre largeur Γ_j . Ils peuvent à leur tour décroître vers d'autres états. Chaque étape apparaît dans la fonction de réponse comme un niveau de structure supplémentaire qui renseigne sur la largeur des états décroissants, comme dans le cas des fluctuations d'Ericson (Lacroix 1999 [67]).

À chaque étape de décroissance correspond un niveau de structure dans le spectre, caractéristique des niveaux intermédiaire de cette étape, comme l'illustre la figure 2.7. Meilleure est la résolution expérimentale, plus les structures visibles et les niveaux accessibles sont nombreux.

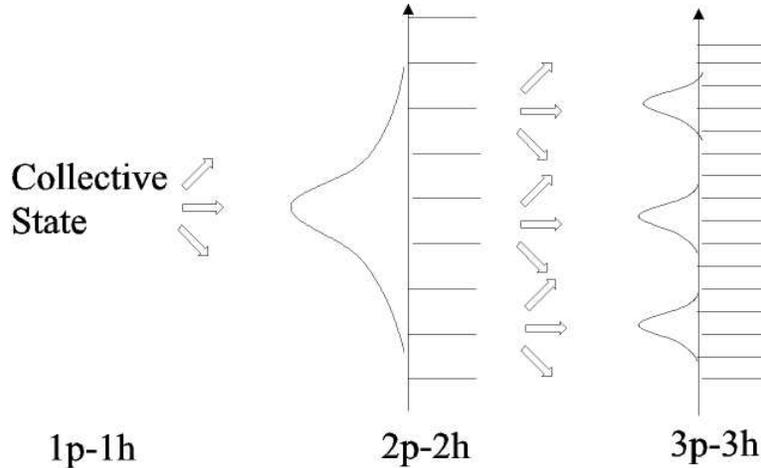


FIG. 2.7 – Principe de la décroissance par étape de la résonance géante vers des états de plus en plus complexes du noyau composé.

Couplages des états par leurs voies de décroissance

Nous avons supposé que les voies de décroissance sont indépendantes et que les fluctuations de la fonction de réponse proviennent de fluctuations des éléments de matrice. Cependant, si l'on suppose que les différents canaux de décroissance des états intermédiaires i ne sont plus indépendants, des interférences vont également apparaître entre ces états et vont créer des fluctuations dans le spectre. Denis Lacroix [67] a montré que ces fluctuations alors ne sont plus représentatives des largeurs des états intermédiaires, mais maintenant de leur densité en énergie. Ceci montre que l'interprétation des fluctuations peut être délicate.

2.4.2 Calculs des structures fines

Les calculs microscopiques créent une fonction de réponse fragmentée en pics discrets. Ces pics sont ensuite éventuellement élargis par le temps de vie de ces

états et également par un lissage ad hoc qui permet de comparer au spectre expérimental convolué par une certaine résolution expérimentale. Les résultats présentés ici sont des calculs de couplage entre les états de la résonances calculés en RPA et des oscillations collectives de surface, composées d'un état 1p-1h et d'un phonon collectif de basse énergie. Je ne présente que les résonances dipolaire isovectorielle et quadripolaire isoscalaire, qui sont dominantes dans nos spectres.

Résonance dipolaire géante

Ponomarev & al (1994 [93]) a réalisé des calculs microscopiques incluant le couplage des états à un phonon avec des états à deux phonons, dont au moins un est un phonon collectif. Ces calculs sont réalisés dans le cadre du Quasiparticle-Phonon-Model. Des structures apparaissent dans la partie basse énergie de la résonance à 7,6 MeV, 8,0 MeV, 9,1 MeV, 9,5 MeV, 10 MeV et 11,3 MeV, puis à 12,3 MeV, 13,1 MeV, 14,1 MeV, 14,7 MeV. La figure 2.8 montre la fonction de réponse calculée lissée à 200 keV et une comparaison avec les données de Belyaev & al (1992, [8]) dans la zone de 7 à 11 MeV. On remarque le bon accord entre théorie et expérience.

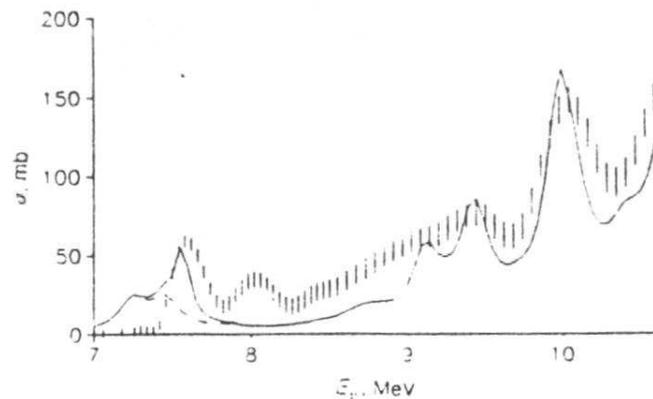


FIG. 2.8 – Fonction de réponse calculée pour la résonance dipolaire géante. Le spectre est convolué avec une largeur de 200 keV. Tiré de [93].

Kamerdhiez & al fait des calculs du même type en prenant en compte les corrélations de l'état fondamental, en incluant un couplage avec des états 1p-1h \otimes phonon (1987 [60]), qui sont de oscillations collectives de surface. Il y ajoute également les couplages avec les états 1p-1h du continuum (1993 [61]). Ces calculs sont réalisés avec une interaction Landau-Migdal. À une résolution de 250 keV et dans la zone de 10 MeV à 13 MeV, les structures apparaissent à 11 MeV, 11,8 MeV, 13 MeV, 13,8 MeV et 15,2 MeV.

Résonance quadripolaire géante

La figure 2.9 montre les calculs fait par Bortignon & Broglia (1981 [22]) sur la RQG du ^{208}Pb . Il couple les états à une particule avec des états $2p-2h$ construits à partir d'un état $1p-1h$ et d'un phonon, en pratique une oscillation collective de surface 3^+ ou 5^- . Il utilise une interaction nucléaire effective Skyrme III et construit la base des états à une particule dans l'approximation Hartree-Fock. La courbe est convoluée avec une largeur de 600 keV (trait continu) ou de 50 keV (trait en tirets). Avec cette dernière résolution on voit apparaître un pic principal à 9,6 MeV, puis des structures secondaires à 10,3 MeV, 10,9 MeV, 11,2 MeV, 11,5 MeV et 11,8 MeV.

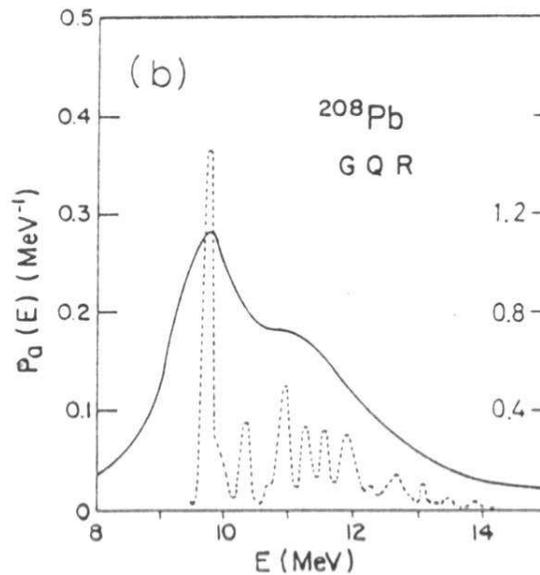


FIG. 2.9 – Fonction de réponse de la résonance quadripolaire géante dans le ^{208}Pb . En trait plein, les calculs sont convolués avec une largeur de 600 keV. En tirets, avec une largeur de 50 keV (tiré de [22]).

Kamerdzhev & al a également réalisé des calculs sur la RQG (1997 [62]). Le cadre est le même que pour la résonance dipolaire. Une structure principale apparaît à 9,5 MeV, et d'autres maxima moins importants à 9,5 MeV, 10,1 MeV, 10,6 MeV, 11,0 MeV, 11,2 MeV, 11,7 MeV, 11,9 MeV, 12,1 MeV.

Difficultés d'interprétation

Les différentes théories ne donnent pas les mêmes résultats pour les structures d'une même résonance, que ce soit en terme de localisation ou d'amplitude. Les raisons sont multiples :

- Le cadre des calculs n'est pas le même, notamment l'interaction initiale (Landau-Migdal pour Kamerdhziev & al [62], Skyrme III pour Bortignon & Broglia [22]).
- des différences peuvent exister entre les états de décroissance choisis (avec éventuellement l'inclusion du continuum)

2.4.3 Mises en évidence précédentes des structures fines

Les résonances géantes ont été l'objet de nombreuses études expérimentales réalisées avec des sondes diverses. Le plomb a été lui-même l'objet de différentes expériences et est idéal pour les comparer entre elles. Je vais présenter ici les principales méthodes expérimentales et les résultats obtenus en terme de structure fine.

Absorption et diffusion de photons

- *Caractéristiques*

Les expériences réalisées avec des photons furent les premières à mettre en évidence les résonances géantes (Bothe et Gentner en 1937). Elles furent possibles dès que les faisceaux de photons furent suffisamment intenses et de haute énergie. Les photons sont produits par bremsstrahlung et les énergies déterminées à partir de celles des électrons émetteurs. Après interaction avec la cible, on détecte les photons diffusés (par exemple Starr, Axel & Cardman 1982 [109]), ou encore les particules émises par les noyaux excités, principalement des neutrons pour les noyaux lourds (Veyssière & al 1970[113]).

L'avantage des expériences avec photons réside dans le fait qu'elles excitent en très grande partie la RDG et très peu les autres résonances. Elles assurent donc une bonne sélection de la multipolarité $L=1$ et permettent de lever des ambiguïtés qui apparaissent avec d'autres types d'expérience. Les résolutions en énergie obtenues sont de l'ordre de 50 à 200 keV.

- *Structure fine observée*

Ces expériences donnent avec précision la forme du spectre de la RDG dans le ^{208}Pb , elle est très bien reproduite par une Lorentzienne (Bermann & Fultz 1975 [11]) :

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(E\Gamma)^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + (E\Gamma)^2}$$

Pour le ^{208}Pb , on obtient $E_0 = 13,5 \text{ MeV}$, $\Gamma = 4 \text{ MeV}$ et $\sigma_0 = 500\text{--}600 \text{ mbarn}$.

Une structure fine est également visible sur les spectres dont la résolution est suffisante. La table 2.2 rassemble les informations de trois expériences qui ont vu apparaître des structures fines. Toutes ces structures sont associées à la

multipolarité $L=1$, largement dominante dans ce type d'expérience. Sherman & al (1975 [106]) les associe à une multipolarité 2^+ , mais en se basant sur des expériences de diffusion d'électrons et sans en faire une analyse indépendante.

Expérience Référence	Énergies observées (MeV)	Résolution (MeV)	E structure (MeV)	L
(γ, n) Veyssière & al 1970 [113]	6–35	0,140–0,400	7,6	1^-
			8,0	1^-
			8,3	1^-
			9,9	1^-
			11,2	1^-
			11,8?	1^-
$(\gamma, n)^*$ Sherman & al 1975[106]	7,5–12,5	0,05	7,91	$2^+?$
			7,99	$2^+?$
			8,23	$2^+?$
			8,70	$2^+?$
			9,03	$2^+?$
			9,42	$2^+?$
			10,07	$2^+?$
			10,7	$2^+?$
			11,17	$2^+?$
(γ, γ') Starr & al 1982 [109]	9,5–12	0,125	10,0	1^-
			10,6	1^-
			11,3	1^-
$(\gamma, n)^*$ Belyaev & al 1992[8]	7,5–25	0,05–0,120	7,6	1^-
			8,0	1^-
			8,66	1^-
			9,14	1^-
			9,47	1^-
			10,07	1^-
			10,63	1^-
			12,2	1^-

TAB. 2.2 – Structures fines observées par des expériences avec photons. (* Structures principales)

Échange de charge avec pions

- *Caractéristiques*

Les réactions (π^\pm, π_0) sont employées pour étudier les résonances géantes isovectorielles avec $\Delta S = 0$. Elles sont techniquement assez difficiles : les faisceaux de

pions sont secondaires, et la détection du π_0 se fait par détection des deux photons de désintégration. Les distributions angulaires des différentes multipolarités sont bien distinguées pour $L < 3$. D'autres réactions d'échange de charge sont aussi possibles ((p, n) , $({}^3He, t)$), mais elle ajoute les excitations $\Delta S = 1$, ce qui complique l'analyse.

- *Structures fines*

Les réactions avec pions n'ont pas une bonne résolution et n'ont jamais été utilisées pour des mesures de structure fine.

Diffusion d'électrons

- *Caractéristiques*

Des électrons de quelques dizaines de MeV sont diffusés sur la cible. Un spectromètre à perte d'énergie permet de mesurer l'énergie d'excitation de la cible à différents angles de diffusion (voir par exemple Kühner & al 1981 [64]). L'avantage réside ici dans le fait que l'interaction électron-cible est purement électromagnétique et bien maîtrisée. Les facteurs de forme dépendent de la multipolarité et permettent une séparation partielle des contributions, sauf entre $L=0$ et $L=2$. Au contraire, les transitions isovectorielles et isoscalaires sont également excitées. Le faible transfert de moment implique aussi que les multipolarités $L > 2$ seront faiblement excitées. Un désavantage vient de la forte contamination provenant de la queue exponentielle de la diffusion élastique des électrons (Kilgus & al 1987 [63]). Tout comme avec des photons, il est possible de détecter les neutrons émis par la cible (Papanicolas & al 1985 [90]).

- *Structure fine observée*

Les résolutions obtenues sont en général très bonnes, de 50 à 100 keV. Elles mettent en évidence des structures très fragmentées dans la réponse des résonances. Ces structures sont attribuées en majorité à la résonance quadripolaire ([64] et [63]), avec éventuellement une contribution de E1. La table 2.3 est similaire à celle donnée pour les photons.

Diffusion de protons

- *Caractéristiques*

La diffusion de protons excite de nombreuses multipolarités, y compris des multipolarités élevées. Les protons sont également une sonde privilégiée pour l'étude des résonances magnétiques (Lisanti & al, 1991 [75]). Ces réactions permettent d'accéder aux multipolarités assez élevées qui ont alors une dépendance angulaire importante très caractéristique.

Expérience Référence	Énergies observées (MeV)	Résolution (MeV)	E structure (MeV)	L
(e, e')	8–12	.70	9,0	2 ⁺
Kühner 1981 [64]			10,2	2 ⁺
$E_{inc}=50\text{ MeV}$			10,6	2 ⁺ , 1 ⁻
			11,2	2 ⁺
(e, e'n)	9–16	.200	8,9	2 ⁺
Papanicolas 1985 [90]			10,1	2 ⁺
$E_{inc}=67,6\text{ MeV}$			10,6	2 ⁺
(e, e')	5–22	.200	8,9	0 ⁺ [92]
Buskirk 1972 [34]			10,2	2 ⁻ [92]
			10,6	2 ⁺
			11,2	2 ⁺

TAB. 2.3 – Structures fines observées par des expériences avec électrons

- *Structure fine observée*

Pour des énergies de protons de quelques centaines de MeV, les résolutions obtenues sont de l'ordre de 50 keV. La multipolarité principale est L=2, mais on trouve dans les spectres des contributions de toutes les autres multipolarités jusqu'à L=4. La table 2.4 donnent les structures fines mises à jour par ces expériences.

La figure 2.10 montre les spectres de deux expériences en diffusion d'électrons (en haut tirée de [64]) et de protons (en bas, référence [62]) en fonction de l'énergie d'excitation.

Diffusion de particules α

- *Caractéristiques*

Les α , d'isospin nul, sont adaptés à l'étude des excitations isoscalaires. C'est un outil privilégié pour l'étude de la résonance monopolaire. Il faut toutefois remarquer qu'aux petits angles, la RDG est aussi partiellement excitée à cause de la composante coulombienne de l'interaction, mais cette contribution reste inférieure à 10% pour des énergies incidentes inférieures à 200 MeV (Van der Woude dans [107]). Les multipolarités peuvent être élevées (jusqu'à L=6), mais la distinction par les distributions angulaires devient rapidement difficile. Une détection des particules de désintégration est intéressante pour permettre la sélection. De plus un continuum mal défini et très important est présent aux grandes énergies d'excitation. Il est dû aux pickup-breakup (capture-rejet d'un nucléon). L' α se transforme temporairement un ^5He ou ^5Li , puis relâche un nucléon par la suite. Cette contribution apparaît à 20 MeV à une énergie de 120 MeV, mais monte à

Expérience Référence	Énergies observées (MeV)	Résolution (MeV)	E structure (MeV)	J^π
(p, p')	1,8–24	0,05	7,30	2 ⁺
Kamerdzhev & al 1997 [62]			7,72	2 ⁺
$E_{inc}=200$ MeV			8,8	2 ⁺ , 1 ⁻
			9,3	2 ⁺
			10,1	2 ⁺
			10,6	2 ⁺
(p, p')	8–10	0,07	7,36	2 ⁺
Bertrand & al 1986 [13]			7,84	2 ⁺
$E_{inc}=334$ MeV			8,11	4 ⁺
			8,35	3 ⁺
			8,86	2 ⁺
			9,34	2 ⁺

TAB. 2.4 – Structures fines observées par des expériences avec protons

50 MeV pour 200 MeV. Les réactions de knock-out (éjection d'un nucléon) y participent également. Youngblood & al (1976 [116]) présente des résultats obtenus par cette méthode pour des noyaux allant de ^{14}N à ^{208}Pb .

- *Structure fine observée*

La résolution obtenue est sensiblement moins bonne qu'avec des électrons ou des protons, de l'ordre de 100 keV. Il est toutefois possible d'observer des structures associées à la résonance quadripolaire isoscalaire ou à d'autres modes isoscalaires ($L=0$ ou $L=4$).

Expérience Référence	Énergies observées (MeV)	Résolution (MeV)	E structure (MeV)	J^π
($\alpha, \alpha'n\gamma$)		.100	8,3	2 ⁺
Eyrich & al 1979 [47]			8,8	2 ⁺
$E_{inc}=104$ MeV			9,4-9,7	2 ⁺ , 1 ⁻
			10,5	2 ⁺
			11,2	2 ⁺
			12-12,3	2 ⁺
			12,7	2 ⁺
			13,7-14,2	2 ⁺

TAB. 2.5 – Structures fines observées par des expériences avec α

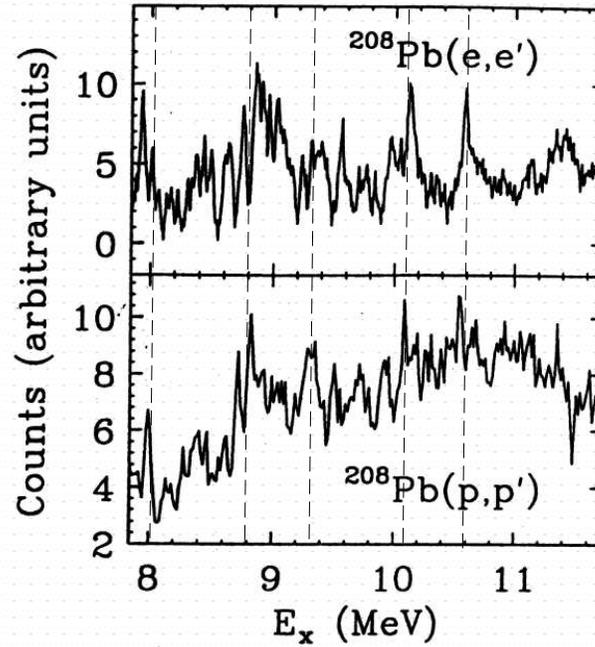


FIG. 2.10 – Spectres des résonances géantes réalisés par réaction (e,e') ([64], haut) et (p,p') ([62], en bas).

Diffusion d'ions lourds

- *Structure fine*

La diffusion d'ions lourds possède certaines propriétés intéressantes par rapport à la diffusion d' α . L'interaction coulombienne et l'interaction nucléaire ont des importances comparables, ce qui permet d'exciter des modes isovectoriels aussi bien que des modes isoscalaires, avec des sections efficaces importantes (500 mbarn/sr, dans notre cas pour la RDG). En contrepartie, les multipolarités sont fortement mélangées dans les spectres. La distribution angulaire de la RDG est différente des autres multipolarités, mais les autres multipolarités se distinguent difficilement. L'avantage principal des diffusions d'ions lourds est qu'elles ont un très bon rapport signal sur bruit dû à l'absence de knock-out. Bertrand & al (1988 [14]) fait une revue du sujet.

- *Structure fine*

Jusqu'à présent, les résolutions obtenues dans des expériences avec ions lourds n'ont jamais permis d'observer les structures fines. Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 500 keV. Je présente les différentes expériences qui ont été réalisées avec le système $^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ et $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ dans la section 4.2.1.

Bilan

Je tirerai un bilan précis de ces résultats lorsque je les comparerai aux résultats de l'expérience en 4.4.4, une fois l'expérience de diffusion d'ions lourds analysée. Pour l'instant, je ne ferai que deux remarques :

- les mêmes structures se retrouvent souvent d'une sonde à l'autre,
- Les multipolarités qui leur sont associées sont très variables.

Chapitre 3

Dépouillement des données

3.1 Dispositif expérimental

Cette expérience a été réalisée sur le spectromètre à perte d'énergie SPEG (Bianchi 1989 [19]) installé au GANIL. Un faisceau d' ^{17}O est accéléré par les deux cyclotrons à une énergie de 48.7 MeV/n. Le faisceau est ensuite conduit dans la salle du spectromètre. Le spectromètre a pour but de permettre la mesure de l'impulsion des ions diffusés après la cible ainsi que leur angle de diffusion. Les ions incidents sont envoyés sur une cible mince de ^{208}Pb isotopique. Les ions issus de la réaction sont diffusés dans le dipôle dispersif du spectromètre. De nouvelles chambres à dérive haute-résolution ont été utilisées pour la première fois au plan focal de ce spectromètre. Elles permettent de mesurer le moment des ions diffusés avec une grande précision. Une chambre à ionisation et un plastique scintillant permettent d'identifier la masse et le numéro atomique des ions diffusés.

3.1.1 Faisceau

Nature du faisceau

Le faisceau utilisé est un faisceau primaire du GANIL d' ^{17}O . Cet ion a été choisi en raison de l'énergie d'émission de neutron très faible de l'ordre de 5 MeV. En dessous de cette énergie, seuls des états de particule indépendante faiblement excités sont présents. Une excitation du projectile supérieure à 5 MeV mène à l'émission d'un neutron, et donc à la détection d'un ^{16}O . Ainsi, si c'est un noyau d' ^{17}O qui est détecté au plan focal, la perte d'énergie est en grande majorité liée à une excitation de la cible. L'identification (voir chapitre 3.3) sert essentiellement à différencier ces deux noyaux.

Énergie du faisceau

L'énergie du faisceau a été choisie pour permettre un compromis entre l'observation de la RDG (Résonance Dipolaire Géante) et la résolution en énergie de l'expérience. Cette dernière est liée à la dispersion du spectromètre. Pour une résolution spatiale des détecteurs donnée, la résolution en énergie est proportionnelle à l'énergie incidente du faisceau. Il est donc préférable de choisir une énergie plutôt faible.

Dans la région cinématique de la RDG, d'autres résonances de polarités différentes sont observables. L'autre résonance dominante est la résonance quadripolaire isoscalaire. La figure 3.1 est basée sur des calculs ECIS en voies couplées. Elle montre les sections efficaces des RDG et RQG en fonction de l'angle de diffusion. L'énergie de 50 MeV/A permet d'observer les deux résonances simultanément. Entre 3,8 et 4,5°, la RDG constitue 60% du signal. Ces résonances n'ont pas non plus la même énergie : une seconde sélection est possible en fonction de l'énergie d'excitation. On verra néanmoins que la séparation totale est impossible.

3.1.2 Cible de réaction

La cible de réaction est une cible de ^{208}Pb isotopique. Initialement, la cible devait faire $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Malheureusement, cette épaisseur a été impossible à réaliser, le plomb étant un matériau trop ductile. Les cibles pures les plus fines qu'il a été possible de confectionner ont une épaisseur de $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les mesures au faisceau pinceau montrent que la cible utilisée induit une dispersion en énergie de 90 keV, qui compte pour une bonne partie dans la résolution finale.

Pour diminuer cette contribution à la résolution, l'expérience a également été tentée avec des cibles de carbone ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) couverte de plomb ($50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Les états discrets inélastiques du carbone contaminent alors fortement la zone des résonances géantes et il est impossible de les analyser.

3.1.3 Le spectromètre SPEG

Principes optiques d'un spectromètre à perte d'énergie

- *Achromatisme*

La figure 3.2 donne un schéma du spectromètre. Sa fonction est de faire une mesure de la perte d'énergie des ions lors de leur interaction avec la cible indépendamment de leur énergie initiale. La résolution obtenue peut donc être meilleure que la dispersion en moment du faisceau.

SPEG est composé de plusieurs quadripôles qui refocalisent le faisceau et de deux dipôles : l'analyseur et le spectromètre (ce dernier étant en réalité constitué de deux dipôles séparés). Le faisceau interagit avec une cible située au point image

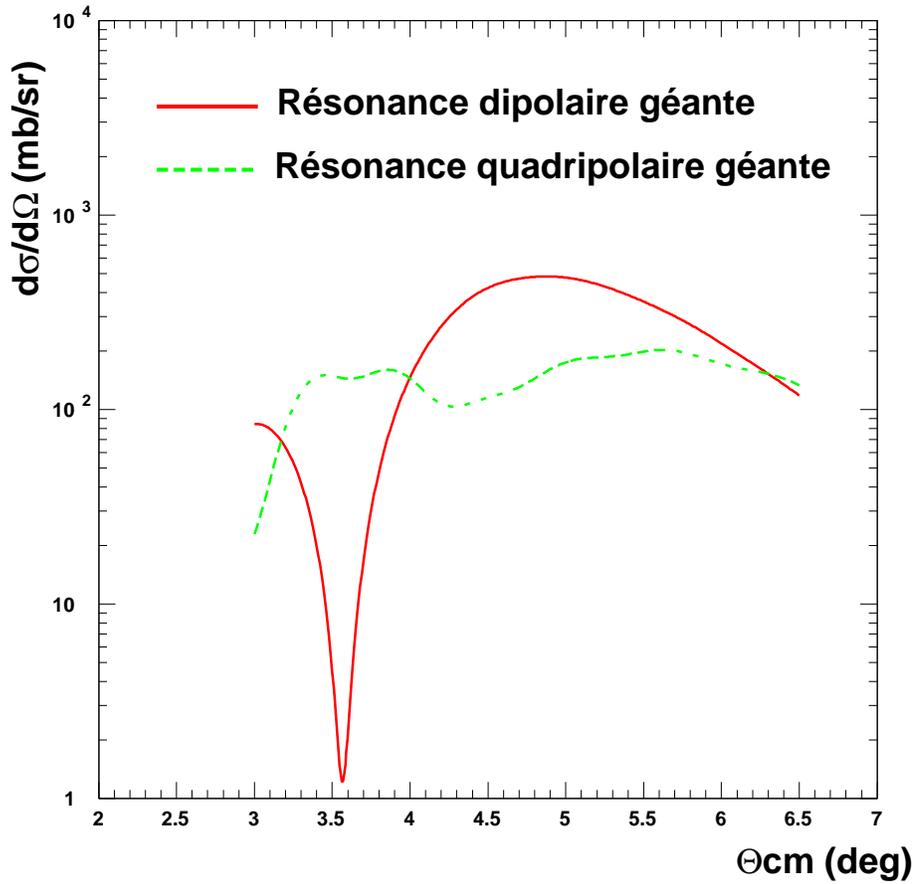


FIG. 3.1 – Distributions angulaires des résonances dipolaire et quadripolaire géantes dans le ^{208}Pb estimée par des calculs en voie couplées excitées par la diffusion $d^{17}\text{O}$ à $50\text{MeV}/A$.

du premier dipôle et au point objet du second. L'ensemble permet de disperser les ions diffusés par la réaction dans le plan focal en fonction de leur impulsion.

La mesure de leur position au plan focal permet de déterminer précisément leur impulsion après la cible. Ces calculs sont détaillés par Mittig dans [80] (1994). Au premier ordre, la position des ions diffusés au plan focal s'exprime par :

$$x_f = \left(\frac{x}{x}\right)_{An} \left[\left(\frac{x}{x}\right)_{Sp} x_0 + \left(\frac{x}{\delta}\right)_{An} \delta_0 \right] + \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Sp} (\delta_0 + \delta_R)$$

où :

- $\left(\frac{x}{x}\right)$ est le grandissement dû au dipôle (analyseur ou spectromètre),
- $\left(\frac{x}{\delta}\right)$ est la dispersion spatiale en fonction de la dispersion en moment pour un dipôle,
- x_0 la position de l'ion au point objet de l'analyseur,

- δ_0 est la dispersion en moment du faisceau avant interaction avec la cible (différence d'impulsion par rapport à la trajectoire de référence),
- δ_R est l'impulsion relative perdue lors de la réaction avec la cible,
- x_f la position de l'ion au point image du spectromètre, soit au plan focal de l'ensemble,

Si on souhaite que x_f ne dépende plus de δ_0 afin d'avoir une résolution en énergie meilleure que celle du faisceau, on impose :

$$\left[\begin{pmatrix} x \\ x \end{pmatrix}_{An} \begin{pmatrix} x \\ \delta \end{pmatrix}_{An} + \begin{pmatrix} x \\ \delta \end{pmatrix}_{Sp} \right] \delta_0 = 0$$

Lorsque l'angle d'incidence des ions au plan focal θ_f est aussi indépendant de δ , le système est dit *achromatique*. Dans SPEG, la dispersion angulaire est ajustée grâce aux quadripôles de la ligne d'analyse (Q_{31} et Q_{33} sur la figure).

- *Pertes d'énergie dans la cible*

Le faisceau est focalisé sur la cible de façon à ce que x_0 soit minimum. La position au plan focal est alors proportionnelle à la perte d'énergie dans la cible :

$$x_f = \begin{pmatrix} x \\ \delta \end{pmatrix}_{Sp} \delta_R$$

La position au plan focal est proportionnelle aux échanges d'énergie avec la cible.

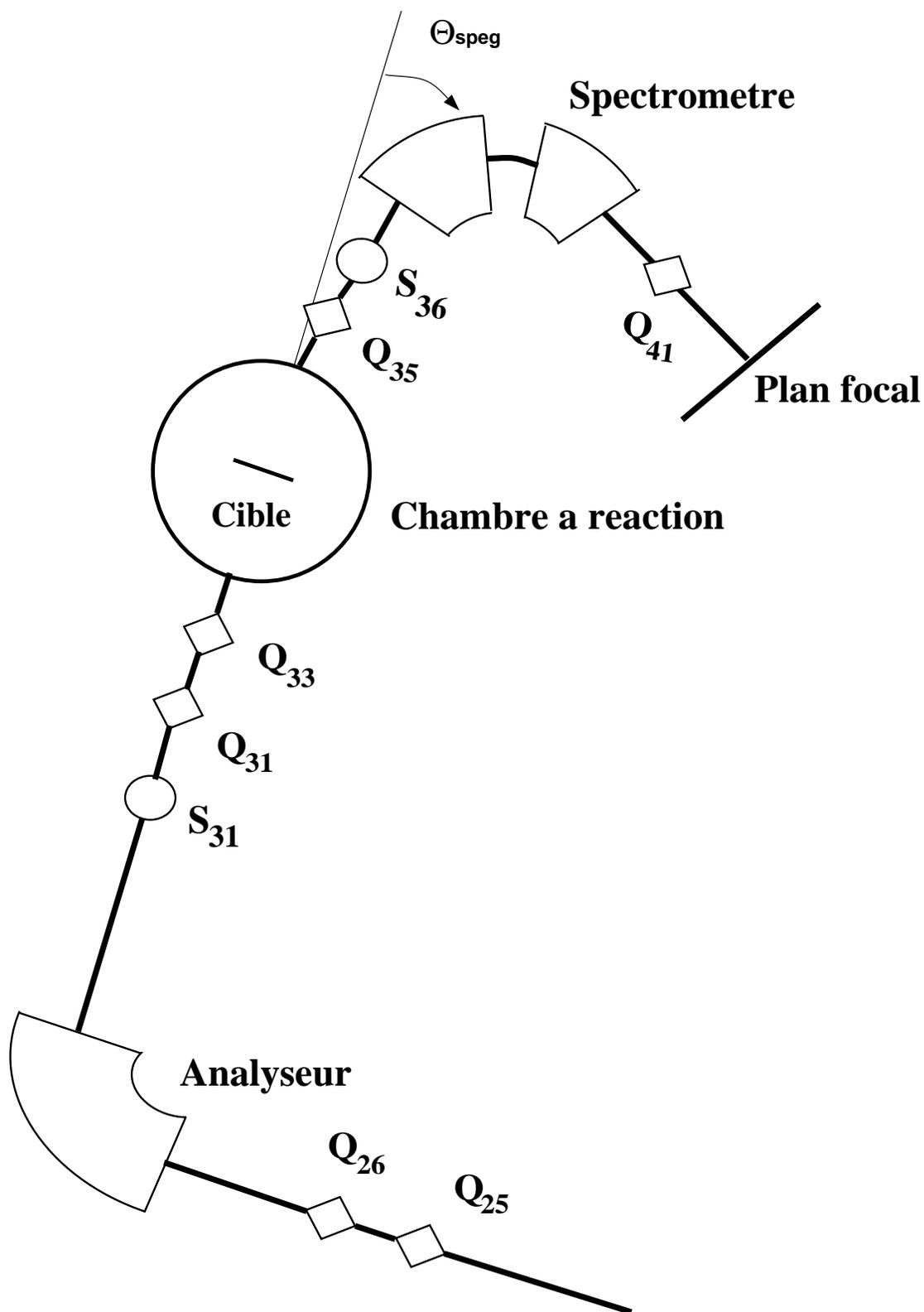


FIG. 3.2 – Schéma du spectromètre SPEG

Configuration utilisée

Le dipôle spectromètre est placé dans cette expérience à un angle de $2,5^\circ$ puis $3,5^\circ$. Il a une ouverture angulaire horizontale de $\pm 2^\circ$. En pratique, les mesures ont été réalisées sur une plage de 2 à $5,5^\circ$ dans le référentiel du laboratoire.

Son ouverture angulaire verticale est réduite par des fentes au minimum $\pm 0,3^\circ$. De ce fait, la dispersion angulaire verticale des trajectoires des ions est négligeable, même aux angles qui nous intéressent les plus petits. L'erreur commise à un angle horizontal de 2° est de $0,02^\circ$, ce qui est bien inférieur à la résolution angulaire du spectromètre, qui est de $0,07^\circ$.

3.1.4 Détection du plan focal

La détection utilisée au plan focal est la configuration standard, même si les chambres à dérive étaient utilisées pour la première fois. Elle comprend :

- deux chambres à dérive pour mesurer les trajectoires auprès du plan focal. Chacune donne la position en deux dimensions du point de passage des ions. Ces mesures permettent de remonter au point de passage au plan focal qui par l'intermédiaire de l'optique du spectromètre, donne l'impulsion de l'ion et son angle de diffusion. Ces chambres ont servi de modèle pour les chambres à dérive de VAMOS (chapitre 8.2). Je décris plus loin leur fonctionnement.
- une chambre à ionisation. Elle donne la perte d'énergie des ions.
- un plastique scintillant. Il arrête les ions diffusés. Il donne une mesure de leur énergie résiduelle ainsi qu'un signal rapide qui déclenche la lecture des chambres à dérive et permet une mesure du temps de vol des ions.

La chambre à ionisation

C'est une enceinte d'isobutane à une pression de 500mbar. Ses fenêtres d'entrée et de sortie sont des feuilles de kapton de $75\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Sa surface utile est de 12 cm de hauteur sur 70 cm de largeur et sa profondeur de 70 cm. Les ions qui la traversent perdent leur énergie en ionisant le gaz. Les électrons produits dérivent sous l'effet d'un champ électrostatique entre la cathode portée à 2 kV et l'anode à la masse. Ils induisent un signal sur l'anode. Ce signal est caractéristique de la perte d'énergie des ions dans le gaz (voir Lapoux 1999 [69] pour une description plus précise).

Le plastique scintillant

Le plastique scintillant est une lame de plastique BC400 (NE102A) de 72 cm de large, 15 cm de haut et 2 cm d'épaisseur. Le principe et le fonctionnement de tels détecteurs est détaillé par Rebourgeard (1995 [97]) ou par Leo (1982 [71]). Les ions excitent les molécules du plastique qui se dés excitent ensuite en émettant

des photons. Les photons se propagent dans le plastique et sont conduits par deux guides de lumière jusqu'à deux photomultiplicateurs, alimentés à 1400 V, placés à chaque bout de la lame. Chaque photomultiplicateur donne un signal rapide qui est codé en charge et en temps. Cela permet d'obtenir une mesure de l'énergie des ions et une mesure de temps (ici prise sur le photomultiplicateur droit) par rapport à la haute fréquence du cyclotron CSS2.

3.1.5 Chambres à dérive

Cette expérience a utilisé pour la première fois sur SPEG des chambres à dérive multivoies. Ces détecteurs fonctionnent selon le principe décrit à la section 8.2 de la partie II. La figure 3.3 en illustre les principes généraux : les ions ionisent le gaz contenu dans le détecteur. Les électrons produits sont guidés par le champ électrostatique créé entre la cathode de dérive et la grille de Frisch, puis se dirigent vers les fils d'amplification portés à un potentiel positif. Le champ intense autour de ces fils produit une ionisation en avalanche où de nombreuses paires d'ions-électrons apparaissent. Sous l'effet du champ local, les ions positifs s'éloignent vers la grille de Frisch et vers la cathode à pistes. Le mouvement de ces ions induit sur les pistes un signal dont la répartition est caractéristique de la position de l'avalanche.

Les chambres à dérive donnent une localisation en deux dimensions de la trajectoire des particules incidentes. La position verticale est donnée par la mesure du temps de dérive des électrons produits par ionisation. Ce temps de dérive est donné à une constante près par rapport au signal temps délivré par le plastique. La position horizontale est donnée par la reconstruction des charges induites sur les pistes constituant la cathode de la chambre.

Description technique

- *Enceinte*

La figure 3.4 montre une vue d'ensemble du détecteur. Un support fixe soutenant les différents éléments du détecteur (cathode, grille de Frisch, fils d'amplification, cathode à pistes et préamplificateurs) est contenue dans une enceinte étanche. Les fenêtres d'entrée et de sortie sont des feuilles de mylar de $1,5\mu\text{m}$.

- *Éléments actifs*

La largeur utile d'une chambre est de 70 cm pour une hauteur de 10 cm. La distance entre la cathode et la grille de Frisch est de 10 cm. La distance entre la grille de Frisch et les fils amplificateur est de 1 cm, celle entre ces fils et la cathode est de 5 mm. La cathode est portée à une tension positive de 800 V et la grille de Frisch à la masse pour un champ réduit est de $3,3\text{ V/cm/torr}$ dans la zone de dérive. La grille de Frisch est constituée de 46 fils au pas de 2,54 mm et de diamètre $100\mu\text{m}$.

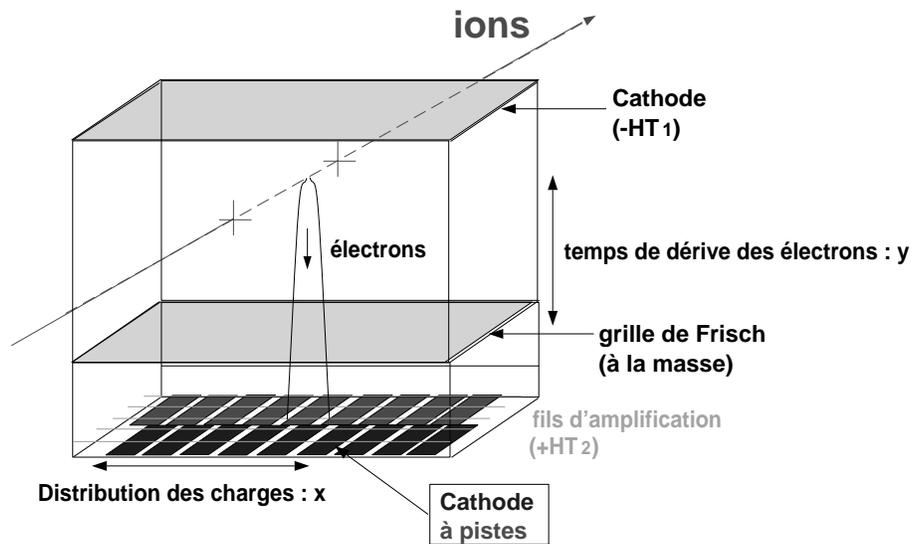


FIG. 3.3 – Schéma de principe des chambres à dérive multivoies du spectromètre SPEG

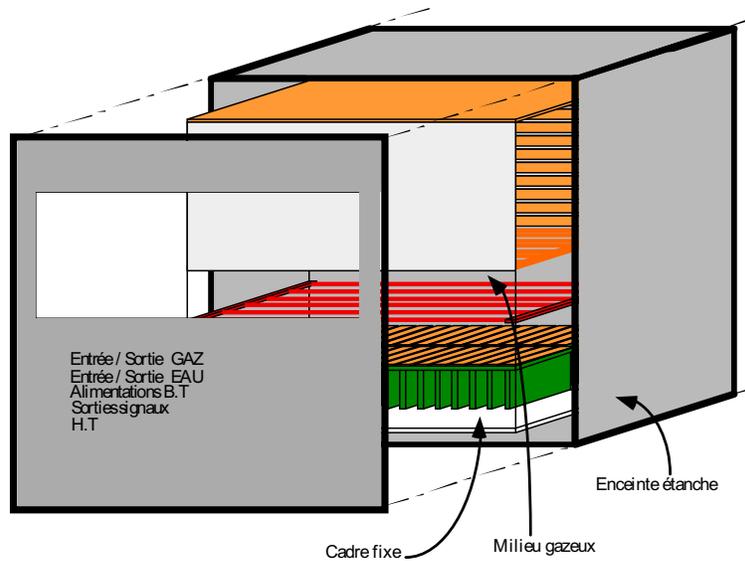


FIG. 3.4 – Vue d'ensemble d'une chambre à dérive

Pour assurer l'homogénéité du champ entre la grille et la cathode, deux feuilles de mylar additionnelles de $0,9\ \mu\text{m}$ sont placées perpendiculairement au faisceau (voir figure 3.5). Elle sont couvertes par des pistes aluminisées horizontales portées à des potentiels décroissants. De chaque côté de la chambre, un empilement de barrettes de laiton reliées les unes aux autres par des résistances joue le même rôle.

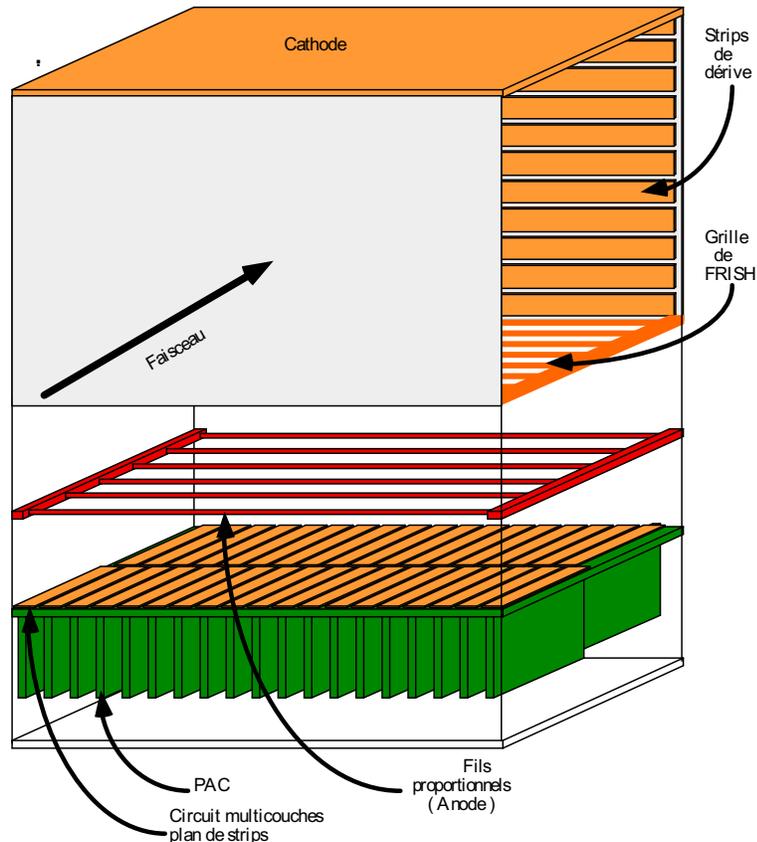


FIG. 3.5 – Détail de support interne de la chambre à dérive

Dans la zone d'amplification, les fils proportionnels sont au nombre de 10, au pas de 1cm et ont un diamètre de $20\ \mu\text{m}$. Ils sont réunis en deux groupes de 5 fils, chaque groupe étant associé à une rangée de pistes de la cathode.

La tension sur les fils anodiques est de $-550\ \text{V}$. Remarquons que cette dernière tension n'est pas vraiment optimale pour les ions étudiés, mais elle n'a pas pu être augmentée à cause d'un problème (résolu par la suite) de conception des chambres. On peut extraire de chaque groupe de fils un signal temps et un signal énergie.

La cathode à piste est située à 5mm de ces fils. Chaque cathode est partagée en deux rangées de pistes décalées l'une par rapport à l'autre d'une demi-piste.

Les 2 rangées séparées de 1mm ont chacune 128 pistes de 5,5 mm de large et de 5 cm de long. L'interpiste mesure 0,5 mm.

Chaque piste est reliée à un préamplificateur de charge (PAC) de 250 mV/MeV, exceptées les pistes extrêmes qui sont connectées à la masse. Les PAC sont situés dans l'enceinte, ce qui permet de faciliter leur refroidissement. Chaque PAC est séparé de ses deux voisins par une plaque de laiton de 0,5 mm d'épaisseur qui limite la diaphonie. Le signal, après traitement dans les PAC, est envoyé dans les cartes VXI pour mise en forme et codage.

Mesure de la position verticale

La hauteur de passage des ions au plan focal est donnée par le temps de dérive des électrons, comme expliqué au chapitre 8.2. Ce temps de dérive est ici calculé entre le signal donné par les fils des chambres à dérive et le signal du plastique. Suite à des problèmes de calibration des TAC (Time to Amplitude Converters), la mesure précise de la position verticale des ions n'a pas été possible. Cela n'est toutefois pas gênant dans notre cas : le spectromètre est très fermé en ouverture angulaire verticale et la dispersion du faisceau dans cette direction est minime. Du fait de la faible dispersion verticale des ions diffusés dans le spectromètre, son influence sur l'angle de dispersion ou sur la longueur des trajectoires est négligeable.

Mesure de la position horizontale

La mesure horizontale se fait dans le plan dispersif du spectromètre. Elle est capitale pour déterminer l'énergie et l'angle de diffusion des ions détectés. Comme il est dit au chapitre 8.2, la reconstruction des positions se fait en calculant le centre de gravité des charges induites sur les différentes pistes. Initialement, le décalage entre les deux rangées de pistes était destiné à éviter les erreurs systématiques d'une méthode de reconstruction par centre de gravité. Dans la pratique, c'est la méthode de sécante hyperbolique au carré qui est employée : les erreurs sont beaucoup plus faibles et peuvent être corrigées. De plus, les trajectoires inclinées subissent parfois les erreurs des deux rangées en même temps. Toutefois, ces différentes rangées permettent d'obtenir plusieurs mesures indépendantes de la trajectoire des ions et apportent une amélioration significative de la résolution au plan focal. La résolution obtenue à partir de deux rangées de pistes est améliorée de 25% par rapport à celle obtenue avec une seule rangée.

3.1.6 Électronique et Acquisition

Les différentes abréviations utilisées sont résumées dans la table 3.1

PMD/G	photomultiplicateur droit/gauche
FAN i/o	fan in / fan out
CFD	discriminateur à fraction constante
MCR	module de décision
DGG	générateur de porte double
ADC	convertisseur d'amplitude numérique
LGS	allongeur de porte linéaire
TAC	convertisseur temps-amplitude
TR	convertisseur NIM-ECL
ET (ou COINC)	module de coïncidence
RAZ	Remise à zéro
SFC	

TAB. 3.1 – Abréviations utilisées dans la partie 3.1.6

Partie CAMAC

Les signaux de la chambre d'ionisation et du plastique, ainsi que les signaux temps et énergie des fils des chambres à dérive sont traités par une électronique CAMAC classique. C'est le plastique qui déclenche l'ensemble de l'acquisition en entrant dans le MCR, si ce dernier n'est pas en temps mort. Le MCR déclenche l'ouverture des portes des ADC qui donnent un LAM en fin de codage pour la lecture CAMAC. La chaîne électronique est donnée par le schéma 3.6.

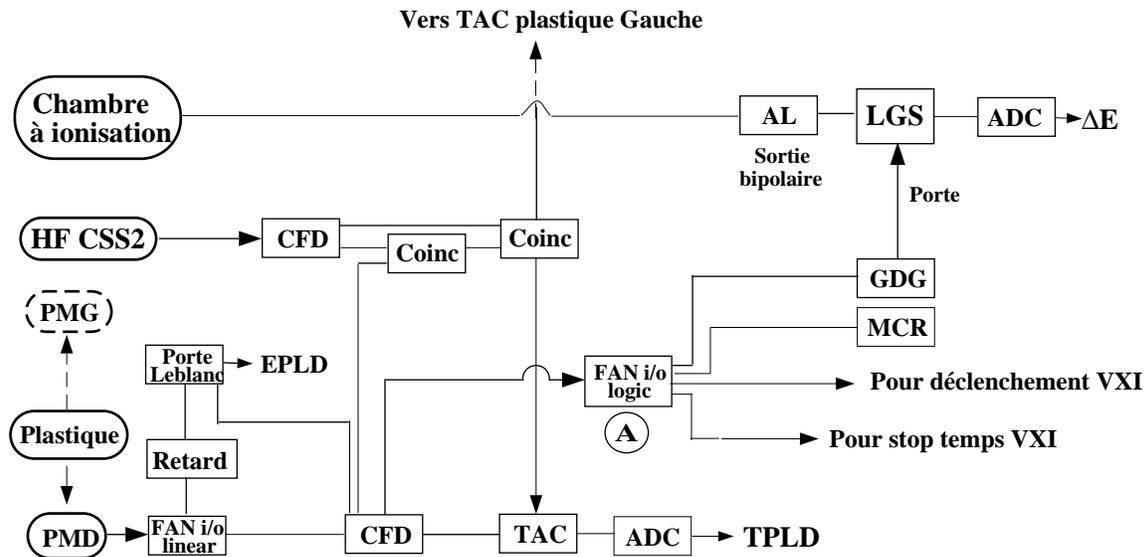


FIG. 3.6 – Schéma de l'électronique plastique et chambre d'ionisation

Partie VXI

• *Lectures des données*

Les signaux de toutes les pistes sont traités par des cartes VXI de modèles SMP128X (semblables à celles du détecteur MUST (Ottini 1998 [86] et Blumenfeld 1999 [20]) modifiées. Chaque carte correspond à une rangée de pistes et est équipée pour coder 128 voies énergies sur 13 bits. Le codage est déclenché par un signal externe. En l'occurrence, le déclenchement est fait par le signal des fils de la chambre, conditionné par le plastique de SPEG. Le codage n'est réalisé que si une porte, appelée "fenêtre de validation" est ouverte lorsque le signal de déclenchement le "point de validation" est donné.

Ce codage se fait en deux temps. En premier lieu, le signal est mis en forme par un amplificateur-filtre d'ordre 7. Ensuite, la hauteur du signal est maintenue (système bloqueur) à partir d'un instant fixé par rapport à l'arrivée du déclenchement initial. Cet instant est déterminé par un générateur de portes propre à 64 voies par carte SMP. Il est donc nécessaire de régler deux largeurs de porte pour chaque carte afin que le blocage se fasse au maximum du signal.

• *Transmission à l'acquisition*

Les données provenant des pistes sont traitées par un DSP (Digital Signal Processor) qui permet plusieurs modes de fonctionnement :

- *Le mode brut* : toutes les données sont transmises vers l'acquisition sans aucun traitement. Ce mode a l'inconvénient d'être très lourd en temps de traitement. Il est essentiellement utilisé lors des calibrations des détecteurs.
- *Le mode "à seuil"* : Les données sont transmises uniquement si elles sont supérieures à un seuil fixé par l'utilisateur. Ce mode intermédiaire n'est employé que si les calibrations ne sont pas disponibles.
- *Le mode "calibré-à seuil"* : Les données sont calibrées puis transmises si elles sont supérieures à un seuil donné. La calibration consiste en une transformation affine qui ajuste les différences de gain éventuelles entre les différentes pistes (voir section 3.5). Les coefficients de calibration sont chargés par l'utilisateur dans le DSP. C'est le mode utilisé dans les "conditions normales d'utilisation".

En plus des charges induites sur les pistes, la température de chaque carte ainsi que le temps plastique-fils peuvent également être enregistrés.

• *Déclenchement du VXI*

Le déclenchement des cartes VXI est réalisé par le signal des fils de chaque chambre. Un seul groupe de fils sur les deux (voir plus haut) est utilisé pour chaque chambre. Le déclenchement ne se fait que s'il y a coïncidence avec le plastique. Le schéma 3.7 décrit l'interface entre l'acquisition GANIL et le VXI.

Les quatre cartes VXI sont gérées par une carte dite “SLOT 0”. C’est elle qui donne l’ordre de codage, qui définit la fenêtre de validation (tous deux provenant du MCR), inhibe les cartes pendant le temps mort du MCR ou les remet à zéro sur ordre du SFC. Par contre le déclenchement de la lecture est propre à chaque carte et réalisé par le signal fil conditionné par le plastique et par le temps mort de l’acquisition. Cette dernière condition est nécessaire pour interdire d’avoir deux points de validation dans la même fenêtre. Parallèlement, le temps plastique–fils est réalisé grâce au signal plastique qui réalise le stop commun aux quatre cartes par l’entrée “Star X”.

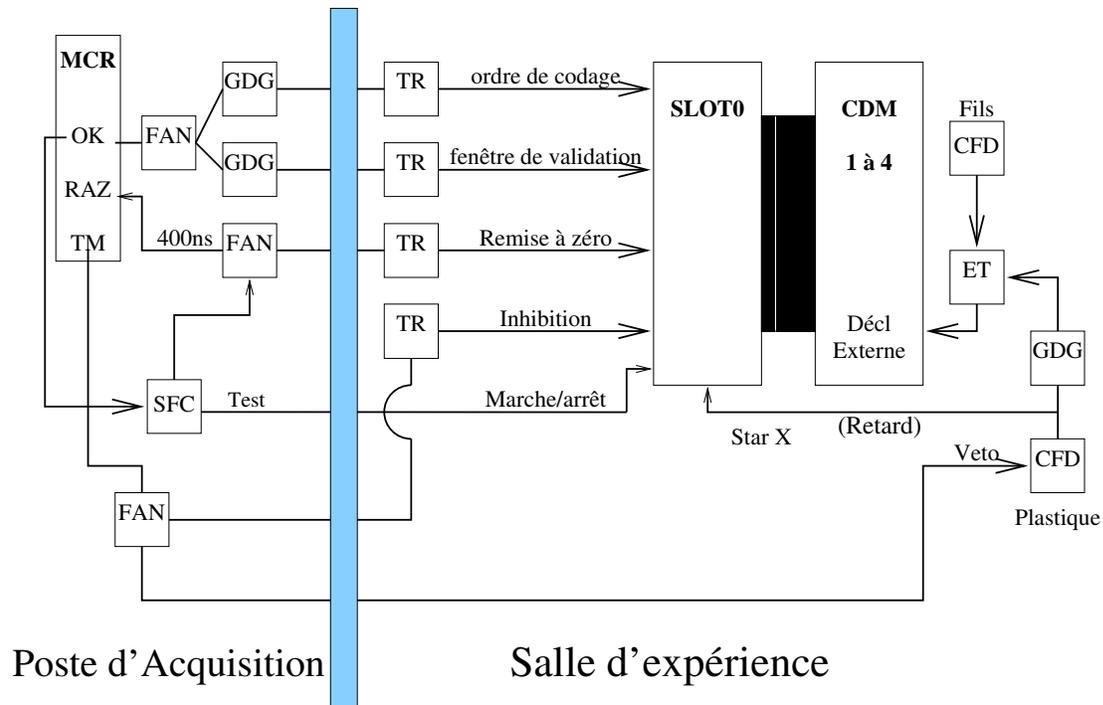


FIG. 3.7 – Schéma de l'électronique VXI

L'ordonnancement des différents signaux est donné par le chronogramme 3.8. Un signal est émis par le plastique dans la *salle d'expérience*. Il va jusqu'au *poste d'acquisition* pour déclencher le traitement de l'événement (temps de transit : 400 ns). Le OK du MCR revient ensuite dans la salle pour ouvrir la fenêtre de validation des cartes VXI. Le point de validation, généré par les fils, doit arriver en coïncidence avec cette fenêtre. Entre le signal plastique et le signal des fils d'amplification, le temps est égal au temps de dérive des électrons moins le temps de vol des ions. Ce dernier a une variation faible par rapport au temps de dérive des électrons qui varie de 200 ns pour les ions qui sont en bas de la chambre à dérive à 2 μ s pour ceux qui arrivent en haut. La longueur de la fenêtre de validation doit être suffisante pour accepter ces deux bornes. Elle est fixée à

2500 ns.

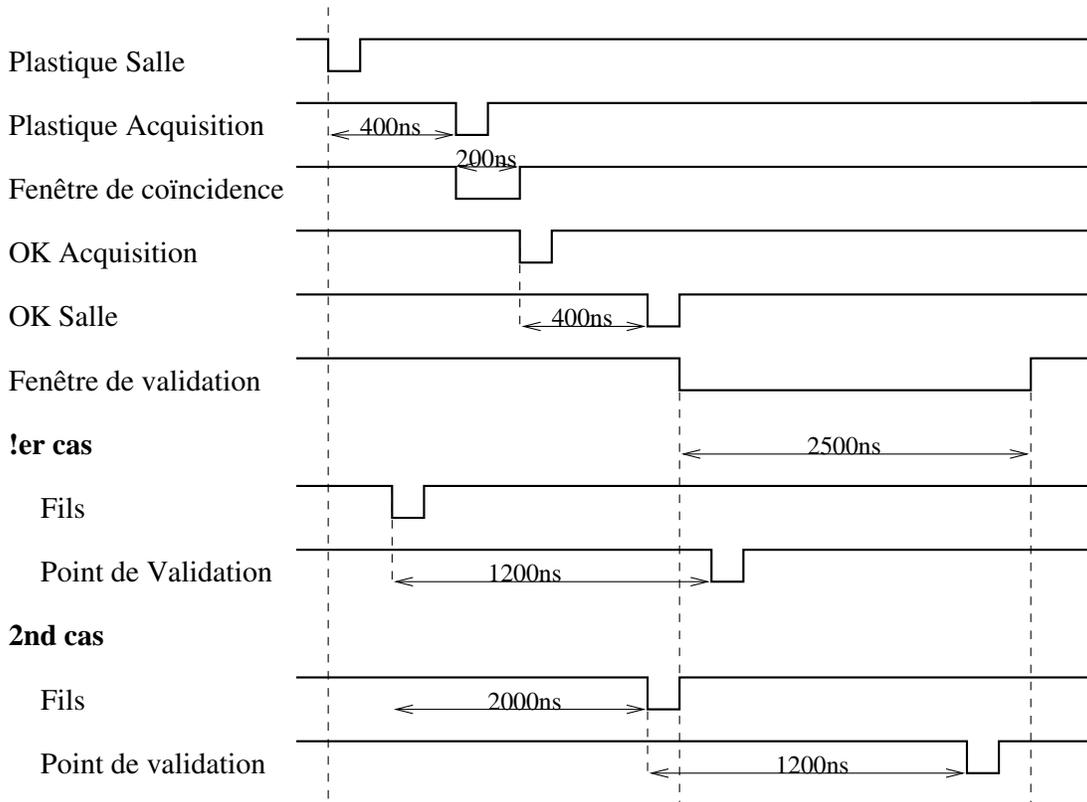


FIG. 3.8 – Chronogramme de l'électronique VXI.

3.2 Cinématique

Pour la cinématique, il faut calculer l'impulsion de l'ion diffusé ainsi que son angle de diffusion. Pour cela, il est nécessaire de mesurer sa trajectoire au plan focal. Les données brutes utilisées sont alors :

- les charges déposées sur les pistes des chambres à dérive (pour les 4 rangées de pistes)
- les temps de dérive des électrons dans ces chambres (2 pour chaque chambre en principe, un par chambre dans les faits)

Pour cette expérience, seule la dispersion horizontale est significative. Les mesure de position des deux chambres à dérive permettent de calculer la position au plan focal et l'angle d'incidence. Pour déterminer l'impulsion effective et l'angle de diffusion, on s'ajustera sur les lignes cinématiques obtenues pour les différents niveaux discrets du Plomb et sur une cinématique plus symétrique réalisée sur une cible de carbone dans les mêmes conditions.

3.3 Identification des ions

On veut connaître la masse et la charge de l'ion détecté. Les données brutes utilisées pour l'identification sont :

- le temps de vol des ions,
- la perte d'énergie dans la chambre à ionisation,
- l'énergie résiduelle dans le plastique.

Je montre dans la description du spectromètre VAMOS (chapitre 7.1.4, partie II) comment la masse et le numéro atomique de l'ion étaient déduit de ces grandeurs. Le principe est le même ici.

L'identification des ions est utile pour distinguer au plan focal ^{17}O des autres ions qui sont produits par transfert ou fragmentation du projectile. Le faisceau étant un faisceau primaire du GANIL, il y a très peu de contaminants présents. L'identification se fait à l'aide d'une matrice temps de vol / perte d'énergie (figure 3.9). La tâche liée à ^{17}O est facilement repérable. Sa position est confirmée par les mesures sans cible (voir chapitre sur le faisceau pinceau 3.7) où le faisceau de ^{17}O arrive directement dans les détecteurs. ^{16}O est aussi identifié. Il est probablement superposé à ^{14}N et ^{12}C mais les autres noyaux sont plus difficiles à déterminer.

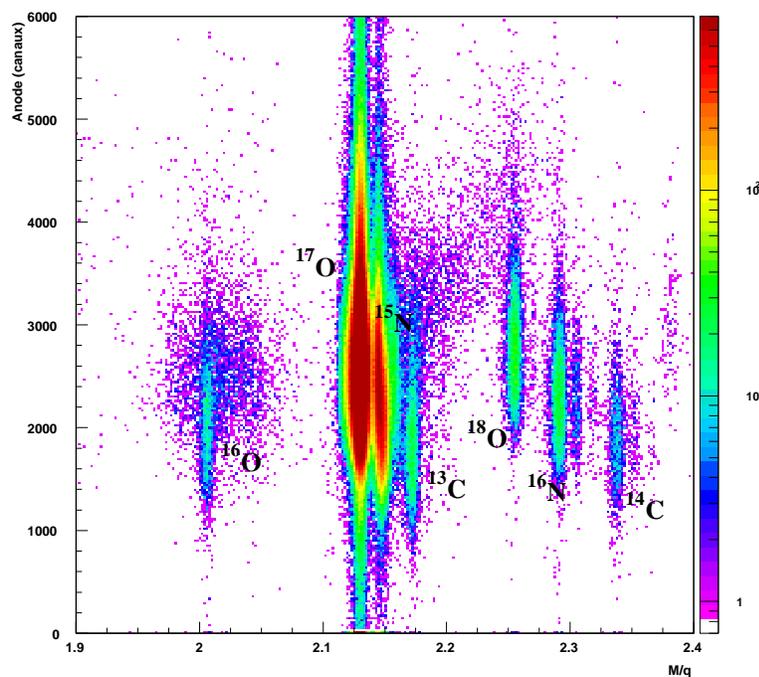


FIG. 3.9 – Perte d'énergie en fonction du rapport masse sur charge pour l'identification de l' ^{17}O .

3.4 Reconstruction des trajectoires

Dans cette section, je vais étudier les méthodes qui permettent de calculer la position du passage d'un ion en fonction de la distribution des charges induite sur les pistes des cathodes. Pour ce calcul, il est nécessaire que les charges codées soient correctement ajustées les unes par rapport aux autres, c'est-à-dire que les différentes voies aient été calibrées. Je parlerai de la calibration des voies en 3.5, car la méthode de calibration suppose que la forme de la distribution est connue et identique à celle de la sécante hyperbolique au carré que je vais présenter dans la présente section. Pour l'instant je suppose que les charges induites sur les pistes sont connues.

3.4.1 Répartition du signal sur les pistes

Plus le nombre de pistes est grand, plus on prend en compte une partie importante de la distribution de charge, mais le bruit de lecture augmente aussi avec le nombre de pistes. Il faut donc trouver un optimum. La charge induite au passage d'un ion se répartit sur trois ou quatre pistes. La table 3.2 donne les répartitions constatées sur les six pistes principales, selon que l'ion passe au dessus du milieu d'une piste ou à l'interpiste. Les autres pistes ne donnent pas de signal significatif. Les algorithmes qui prennent en compte plus de cinq pistes sont donc à exclure. Une ou deux pistes ne permet pas de rendre compte de la répartition de charge. Les algorithmes les plus aptes sont donc ceux à trois ou quatre pistes.

sommet	Q(S1)	Q(S2)	Q(S3)	Q(S4)	Q(S5)	Q(S6)
centre de S4	0%	5%	20%	60%	20%	5%
Entre S3 et S4	5%	15%	30%	30%	15%	5%

TAB. 3.2 – Répartition des charges sur les six principales pistes selon qu'elle est centrée sur une piste ou à l'interpiste.

3.4.2 Méthodes à centre de gravité

Ces méthodes consistent à calculer le centre de gravité des charges sur un certain nombre de pistes :

$$x_0 = \frac{\sum x_i Q_i}{\sum Q_i}$$

Elles sont très simples à mettre en œuvre. Toutefois, elles ont un grave défaut qui est lié au bruit présent sur le signal. La figure 3.10 rend bien compte de ce problème pour l'algorithme à trois pistes (noté X_3) lorsqu'un ion passe entre deux pistes. Si théoriquement les deux pistes centrales ont une charge égale, le bruit de mesure fait qu'aléatoirement l'un ou l'autre est supérieur. On prend donc en

compte soit les pistes 1, 2 et 3 si la 2 est la plus touchée, ou les pistes 2, 3 et 4 si c'est la 3. Cela induit dans le calcul de la position une différence de mesure systématique de $(x_1 - x_4)Q_1/\Sigma Q_i = 0.45p$ à l'interpiste, soit 2,7 mm pour nos chambres à dérive. Comme numériquement, l'algorithme est dans un cas ou dans l'autre, il existe un intervalle de position qui n'est pas représenté dans le calcul et qui donne un "trou" dans la distribution des positions reconstruites (voir figure 3.11). Le même problème se pose pour l'algorithme à quatre pistes au milieu de chaque piste. Le décalage est alors de $0.2p$, car le décalage provient des pistes tertiaires dont les charges sont moins importantes.

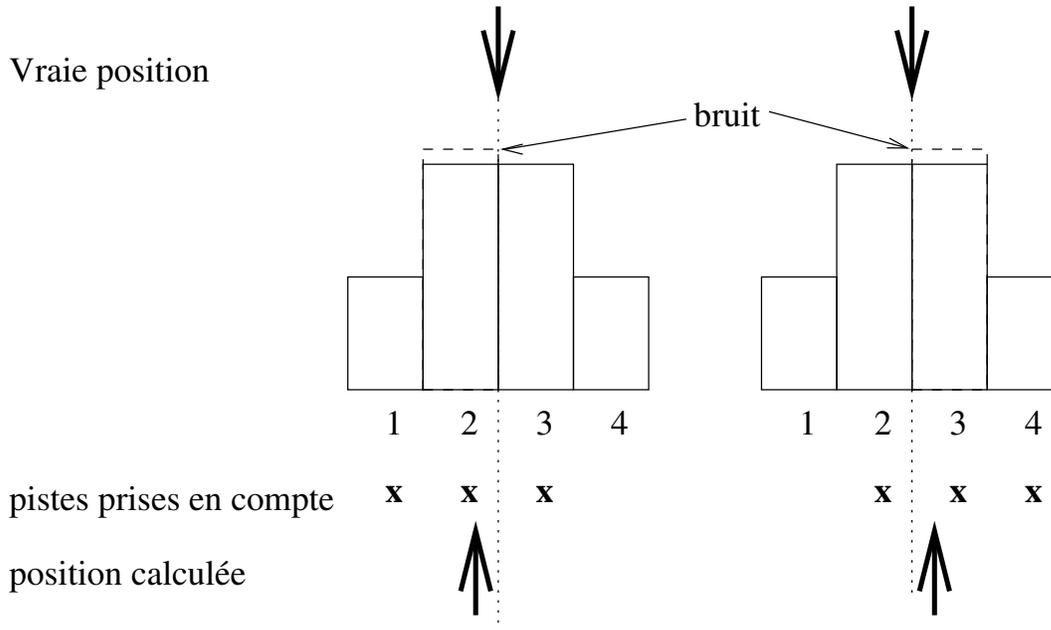


FIG. 3.10 – Causes des erreurs systématiques dans une méthode de calcul de centre de gravité à trois bandes. Selon le bruit, les bandes prises en compte dans le calcul ne sont pas les mêmes.

Ce décalage systématique a la période des pistes. Il est aussi, comme montré par Lau (1995 [70]), proportionnel à la distance entre le sommet de la distribution et le centre de la piste la plus touchée pour l'algorithme à 3 pistes (voir figure 3.12), ou l'interpiste, pour 4 pistes. Il est donc possible de le corriger par le calcul. Il dépend du rapport des charges sur les différentes pistes qui est une conséquence directe de la largeur de la distribution. La position corrigée prend la forme (Ottini 1998 [86]) :

$$X_{corr} = X + \alpha(X - X_{imax})$$

où X_{imax} est le centre de la piste la plus touchée et α un coefficient de correction qui dépend de la largeur de la distribution.

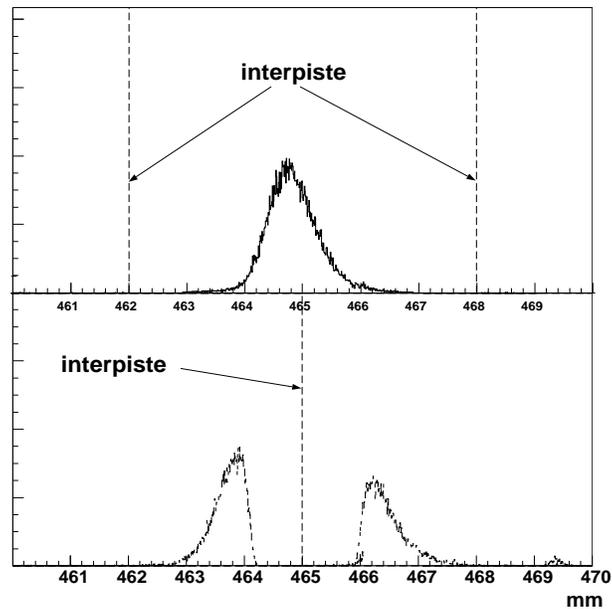


FIG. 3.11 – Position reconstruite avec le centre de gravité à trois bandes dans une mesure avec faisceau pinceau. En haut : le faisceau passe au milieu d’une piste. En bas : il passe entre deux pistes

Remarquons que ce décalage de la position calculée a aussi un effet sur la résolution calculée comme le montre la figure 3.12. Une certaine largeur dans la position réelle est contractée dans la position calculée, ce qui peut donner l’illusion d’une résolution meilleure. Cet effet disparaît lorsque le décalage systématique est corrigé.

Toutefois, cette correction au premier ordre ne suffit pas pour supprimer toutes les erreurs systématiques. La figure 3.13 montre la reconstruction expérimentale en position d’un spectre plat : des structures de second ordre assez importantes persistent. Ce type de structures correspond à une composante de Fourier du premier ordre superposée au signal.

La méthode de reconstruction par centre de gravité a une caractéristique qui est à la fois un avantage et un inconvénient : elle ne prend pas en compte la forme de la dispersion. Elle est donc applicable à n’importe quelle distribution de charge centrée, mais elle n’utilise pas les propriétés des moments d’ordre 2 ou plus de cette distribution qui peuvent être connues. En l’occurrence, la distribution de charge est très proche de celle d’une sécante hyperbolique (Lau 1995 [70]). Il est donc naturel de tenter de reproduire les charges mesurées par ce modèle. J’ai testé d’autres modèles, comme des formes lorentzienne ou gaussienne, mais elles donnent de moins bons résultats.

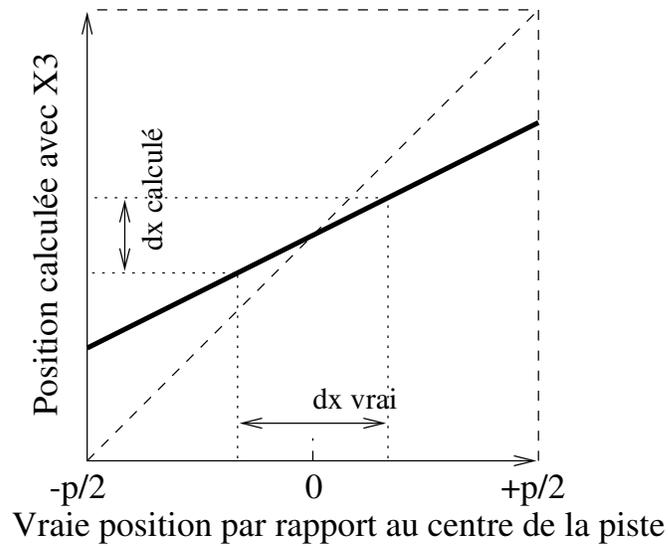


FIG. 3.12 – Erreurs systématiques créées par une méthode de calcul de centre de gravité à trois bandes

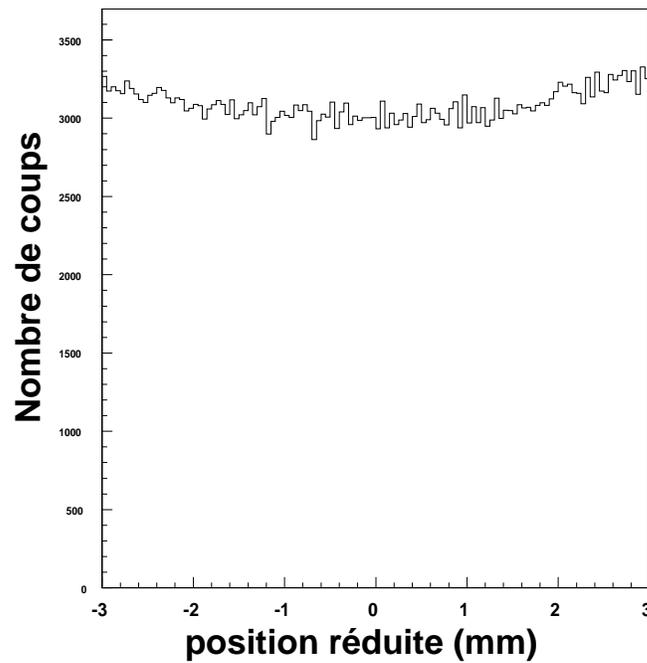


FIG. 3.13 – Reconstruction d'un spectre expérimental plat avec une méthode à 3 bandes après une correction linéaire

3.4.3 Méthode de la sécante hyperbolique au carré

Principe

La méthode de reconstruction de la sécante hyperbolique au carré (SHC) est une méthode de fit qui fait l'hypothèse que la distribution de charge suit une loi de sécante hyperbolique au carré. Dans les faits, cette hypothèse se confirme facilement en examinant les rapports des charges mesurées sur les pistes. Une sécante hyperbolique a trois paramètres : sa hauteur, sa largeur et son sommet. On peut la reconstruire complètement à partir de trois informations qui sont ici les charges des trois pistes les plus touchées. En pratique, seul le sommet et la largeur nous intéressent, la normalisation étant arbitraire. Elles sont données par un calcul analytique :

$$\delta\tilde{x}_0 = \frac{\pi p}{\cosh^{-1}\left(\left(\sqrt{\tilde{Q}_2/\tilde{Q}_1} + \sqrt{\tilde{Q}_2/\tilde{Q}_3}\right)/2\right)}$$

$$\tilde{x}_0 = \frac{\delta\tilde{x}_0}{\pi} \tanh^{-1}\left(\frac{\sqrt{\tilde{Q}_2/\tilde{Q}_1} - \sqrt{\tilde{Q}_2/\tilde{Q}_3}}{2 \sinh(\pi p/\delta\tilde{x}_0)}\right)$$

La reconstruction par SHC (comme les autres méthodes de fit) suppose que la mesure de la charge induite est ponctuelle. Dans le cadre de l'équation précédente, on suppose en fait que la charge mesurée Q_i est faite précisément au point x_i . Or, les pistes ont une certaine largeur, et la charge mesurée est en fait la charge induite intégrée sur toute la largeur de la piste. C'est de cette approximation que proviennent les erreurs systématiques de mesure.

Simulation des erreurs systématiques

Pour les estimer, j'ai fait un modèle où la distribution de charge est considérée comme une sécante hyperbolique au carré. Les charges mesurées sur les pistes sont calculées comme étant cette distribution intégrée sur toute la largeur des pistes.

$$\tilde{Q}_i = \int_{x_i-\Delta x}^{x_i+\Delta x} \frac{Q_0}{\cosh^2(\pi(x-x_0)/\delta x_0)} dx$$

où Δx est la demi largeur de la piste (et non pas le pas des pistes, noté dans la suite p).

A cette charge, j'ajoute un certain bruit aléatoire, et je reconstruis une nouvelle distribution de charge "mesurée" selon la méthode SHC. On peut tirer les trois paramètres de la distribution en fonction des charges. Les non linéarités dues à la méthode prennent la forme d'une oscillation nulle au centre des pistes et à l'interpiste (voir figure 3.14). Elles sont maximum entre ces points, ce qui est conforme à nos résultats expérimentaux et aux résultats de Lau (1995 [70]).

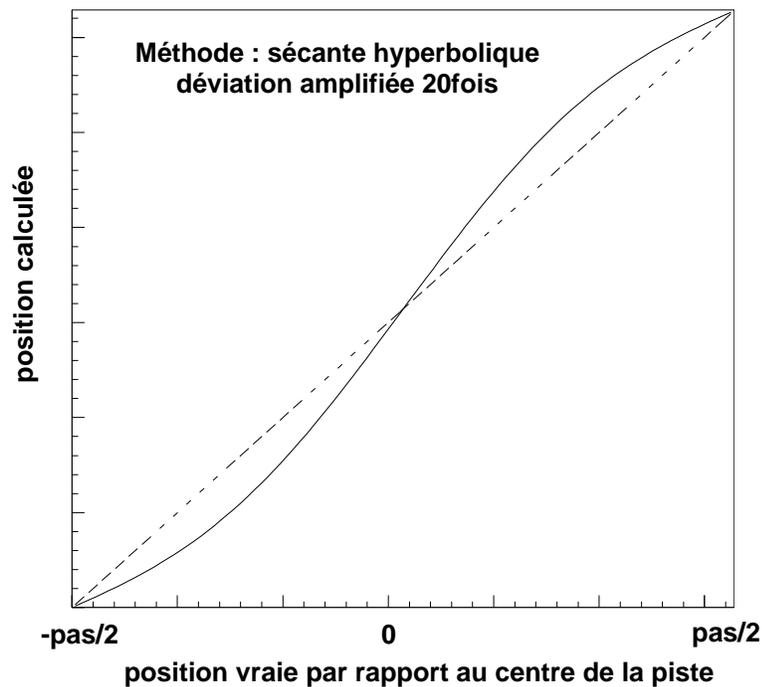


FIG. 3.14 – Erreurs systématiques dues à la méthode de sécante hyperbolique carrée. Les amplitudes d’oscillation sont amplifiées pour montrer l’évolution générale.

Ces erreurs entraînent aussi des distorsions de la dispersion : une tâche réelle est étalée au centre des pistes et resserrée autour des interpistes.

L’amplitude de ces erreurs dépend de la largeur de la distribution par rapport à la largeur des pistes : plus la largeur augmente, plus les erreurs systématiques diminuent. Néanmoins, il est tout à fait possible de corriger ces erreurs systématiques par le calcul : elles ne doivent pas être le critère de choix de la largeur des pistes. Dans ce domaine, c’est le rapport signal sur bruit des trois pistes principales qui doit être le fil directeur. Plus les pistes sont petites par rapport à la dispersion, plus le signal sur chaque piste diminue. Plus ils sont grands, plus les signaux des deux pistes latérales diminuent.

Dans le cas des mesures de tests faites avec le détecteur prototype de VAMOS avec un plan de pistes et une électronique semblable aux chambres de SPEG, nous avons mesuré des erreurs systématiques dont l’amplitude est de l’ordre de $70\mu\text{m}$, donc très faibles en comparaison de la méthode à centre de gravité.

Pour corriger ces erreurs, on fait une correction au premier ordre du type :

$$X_{corr} = (X - X_{imax}) * (1 + \alpha \cos(\pi(X - X_{imax}))) + X_{imax}$$

Comme le montre la figure 3.15, cette correction rend très bien compte des déviations et une correction au second ordre est négligeable pour un rapport lar-

geur sur pas supérieur à 2. En deçà, un terme en $\cos(3\pi x)$ apparaît.

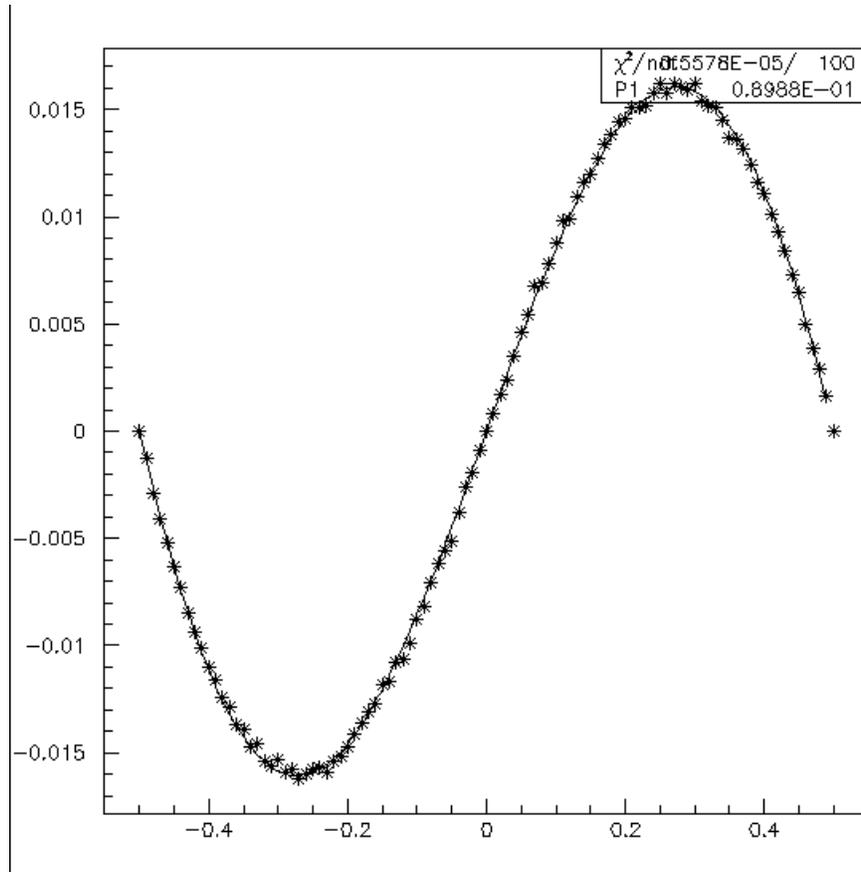


FIG. 3.15 – Simulation des non-linéarités associés au calcul avec sécante hyperbolique au carré comparée avec une courbe $X_{corr} = (X - X_{imax}) * (1 + \alpha \cos(\pi(X - X_{imax}))) + X_{imax}$.

- *Erreurs en fonction de la largeur de la distribution*

3.4.4 Mesures expérimentales systématiques

Les tests sur les chambres à dérive de VAMOS ont pour l'instant été réalisés en laboratoire. Nous avons pu y mesurer les erreurs systématiques en fonction de la position réelle des ions incidents. La cathode à pistes est semblable à celle des chambres SPEG et la même électronique a été utilisée. Les résultats sont donc applicables à notre expérience.

Pour simuler un faisceau ponctuel et s'affranchir du stragglings provoqué par la feuille d'entrée, on a recours à la technique suivante : une source radioactive

(ici ^{241}Am émettant des α à 5,5 MeV/A) est placée dans le détecteur de façon à irradier la zone active. Les électrons produits dérivent vers les fils amplificateurs comme dans le cas normal. Par contre les fils amplificateurs perpendiculaires aux pistes de la cathode sont remplacés par des fils parallèles aux pistes. Ces fils ont tous un diamètre de $100\mu\text{m}$ excepté un qui a un diamètre de $20\mu\text{m}$. L'amplification autour de ce fil est très importante et très locale et elle simule le passage d'une particule en un point précis. En déplaçant le fil par rapport au plan, on étudie le passage des particules en différents endroits.

Les mesures montrent une déviation systématique des positions reconstruites par X_3 ou par SHC semblable à celle donnée par les simulations (voir figure 3.16). L'amplitude est toutefois moins importante dans les mesures que dans les calculs. Cette diminution peut être liée à la diaphonie entre les pistes. Effectivement, les tests ont montré que le type d'électronique employé avait une influence sur l'amplitude des oscillations.

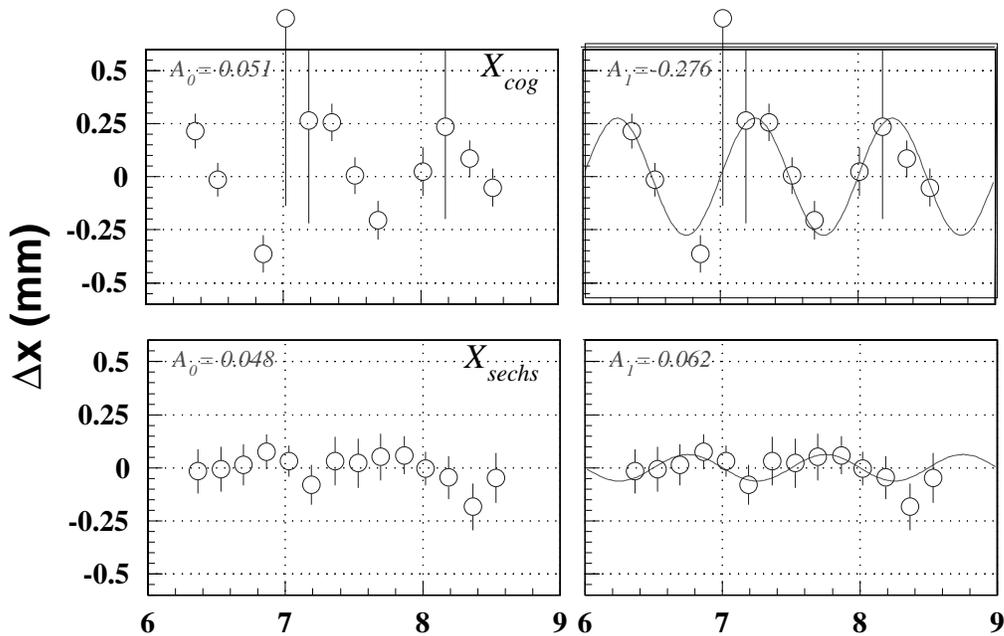


FIG. 3.16 – Mesures de position avec la chambre à dérive à l'aide d'une source α d' ^{241}Am . Haut : avec X_3 ; Bas : Avec X_{SHC} . Figure courtoisie de L. Nalpas (2000 [83])

Remarquons au passage que les amplitudes de ces oscillations ($\approx 60\mu\text{m}$), bien qu'inférieures à la résolution du détecteur, sont bel et bien visibles. C'est parce qu'elles sont systématiques. De façon générale, supposons un décalage systématique δd sur une mesure de position. On peut repérer la position du sommet d'une gaussienne avec une précision $\delta x = \delta X / \sqrt{n}$, où δX est la résolution du détecteur et n le nombre d'événements dans cette gaussienne. Comme les décalages

sont systématiques, la gaussienne sera uniformément décalée d'une distance δd , mesurable dès que δx lui est inférieure, donc avec une statistique suffisante.

3.4.5 Bilan sur les méthodes de reconstruction

La meilleure méthode est celle de la sécante hyperbolique. Elles induit des erreurs systématiques qui on la périodicité des pistes et d'amplitude maximum $60\ \mu\text{m}$, soit environ 12 keV sur l'énergie d'excitation. Cela est bien inférieur aux autres sources d'erreur. Les méthodes à centre de gravité provoquent des erreurs systématiques supérieures, même lorsqu'elles sont corrigées au premier ordre.

3.5 Calibration des chambres à dérive

3.5.1 Calibration classique

Pour bien reconstituer la distribution des charges induites sur les pistes du détecteur, il est nécessaire de connaître la réponse relative des différentes voies d'électronique. En effet, selon la voie empruntée, un même signal initial ne donne pas forcément une même réponse en sortie du codeur. Pour faire cet ajustement relatif des gains, on procède comme suit : un signal rapide dont la forme est similaire à celle d'une véritable impulsion est injectée sur les fils d'amplification à l'aide d'un générateur calibré. Ce signal crée un signal sur les pistes par couplage capacitif. Comme toutes les pistes sont équivalentes vis-à-vis des fils, on suppose que ce signal est identique sur chaque piste. On fait alors une transformation affine de chaque signal brut de façon à ce que la valeur calibrée soit la même partout. Chaque piste est liée à deux coefficients de calibration : une ordonnée à l'origine et une pente. Cette approximation linéaire est très bien vérifiée tant que le signal est important devant le piédestal.

Sur les chambres à dérive de SPEG, il est possible d'enregistrer les coefficients de calibration et cette transformation affine peut se faire au niveau du DSP des cartes VXI : le signal remonté à l'acquisition est alors déjà calibré.

Pour des raisons liées à la conception des chambres à dérive, cette calibration n'a pas été possible dans notre cas. Le préamplificateur des fils ne pouvait être débranché, et il drainait une grande partie du signal injecté. Les plus hauts signaux de calibration n'atteignaient qu'une faible partie de la gamme, et la calibration est alors très imprécise : des structures liées aux pistes apparaissent clairement dans les spectres en position. Ce problème a été corrigé après l'expérience et il est désormais possible d'ôter les préamplificateurs lors de la calibration au générateur.

3.5.2 Calibration à l'aide des distributions de charges

Reconstruction de la largeur de distribution

La méthode de calibration classique étant inutilisable, j'ai mis au point une méthode de calibration qui s'en passe. Cette méthode suppose que la distribution des charges sur les pistes est connue et semblable sur toutes les pistes. Cette méthode se sert de l'uniformité des largeurs des distributions pour déduire les gains relatifs des différentes pistes. Elle utilise les événements obtenus lors de l'expérience.

On peut supposer que cette condition est respectée dans notre expérience qui vérifie un certain nombre de conditions :

- la configuration du détecteur est uniforme sur tout le plan focal.
- Les ions détectés sont de même nature avec des pertes d'énergie similaires.
- la dispersion verticale du faisceau étant faible, la hauteur de dérive des électrons est toujours du même ordre de grandeur.
- les trajectoires sélectionnées ont un angle horizontal d'incidence semblable.

Sous ces conditions on peut supposer que la distribution de charge au passage d'un ion est toujours identique, à sa position près. Notamment, cela permet de supposer que les largeurs de ces distributions sont égales quelle que soit la piste touchée. Comme on l'a vu dans la section précédente, la largeur de la distribution δx associée à la piste la plus touchée Q_2 a la forme suivante :

$$\delta x = \frac{\pi p}{\cosh^{-1} \left((\sqrt{Q_2/Q_1} + \sqrt{Q_2/Q_3})/2 \right)}$$

Elle dépend des rapports des charges entre les trois pistes les plus touchées. Si toutes les pistes sont équivalentes, cette valeur ne doit pas changer quelle que soit la piste la plus touchée. Comme nous l'avons vu, les erreurs systématiques sur les mesures de position font que la largeur mesurée n'est pas exactement cette largeur théorique. Toutefois, le système étant périodique, la largeur mesurée doit elle aussi être égale pour toutes les pistes.

En imposant une largeur commune, on peut ajuster les rapports de charges des pistes adjacentes. De proche en proche, on peut ainsi définir les gains de toutes les pistes. Si on augmente le gain d'une piste, la largeur associée à cette piste diminue (puisqu'on "favorise" la charge centrale) et les largeurs associées aux pistes latérales augmentent. La valeur de cette largeur de charge n'est pas arbitraire. Pour ma part, j'ai pu employer les gains approximatifs donnés par les calibrations au générateur comme référence, pour trouver ensuite une largeur convenable. Il n'est pas évident que sans valeur de référence le processus converge facilement. Toutefois, un spectre en position mal calibré fait apparaître clairement des structures liées aux pistes. En éliminant "à l'œil nu" ces structures, il doit être possible d'approcher la largeur réelle des distributions.

Erreur commise

Une des limites principales de cette méthode est qu'elle s'applique mal si la statistique est faible. La largeur mesurée est d'autant plus précise que le nombre d'événements est important pour chaque piste. Dans notre cas, la statistique est suffisante et j'ai ajusté la largeur des distributions à 1% près. Les simulations montrent que cela revient à commettre une erreur de $30\ \mu\text{m}$ en moyenne sur la position du sommet.

Application : reconstruction de pistes manquantes

Cette méthode permet également de reconstruire les charges d'une piste hors-service. Si on connaît la valeur de la largeur δx et les charges Q_1 et Q_3 , on peut remonter à la charge Q_2 par l'équation :

$$Q_2 = \left(\frac{2 \cosh(\pi p / \delta x)}{1/\sqrt{Q_1} + 1/\sqrt{Q_3}} \right)^2$$

Une des charges latérales se calcule par :

$$Q_3 = \left(\frac{1}{\frac{2 \cosh(\pi p / \delta x)}{\sqrt{Q_2}} - 1/\sqrt{Q_1}} \right)^2$$

On remarque toutefois qu'il est parfois impossible de déterminer par cette méthode si la piste inconnue est la plus touchée ou non. Dans ce cas, deux solutions possibles apparaissent pour une même largeur δx . Cette indétermination n'apparaît que pour des distributions de charge étroites où $\delta x < 1,5p$. Avec les chambres de SPEG, on a $\delta x = 1,9p$.

Encore une fois, cette relation est théorique et les erreurs systématiques la déforment. En pratique, on trace les rapports de charges Q_2/Q_1 et Q_2/Q_3 pour des pistes connues et l'on reconstruit la charge manquante. Un ajustement de la forme $\sqrt{Q_2/Q_1} + \sqrt{Q_2/Q_3} = \text{constante}$ fonctionne bien, comme le montre la figure 3.17 qui représente un ajustement fait sur des charges expérimentales. Il faudrait éventuellement estimer l'erreur commise par ce genre de reconstruction.

3.6 Calibration du plan focal

Le spectromètre nous permet d'exprimer directement l'impulsion des particules en fonction de la position au plan focal et leur angle de diffusion en fonction de l'angle d'incidence au plan focal. Les relations qui relient ces grandeurs sont dans notre cas des transformations linéaires, les aberrations optiques restant très faibles. La calibration correspondante est faite à l'aide des lignes cinématiques de la réaction ^{17}O sur ^{12}C et vérifiée à l'aide des états inélastiques discrets du ^{208}Pb . La figure 3.18 montre les courbes cinématiques superposées au spectre ^{17}O sur

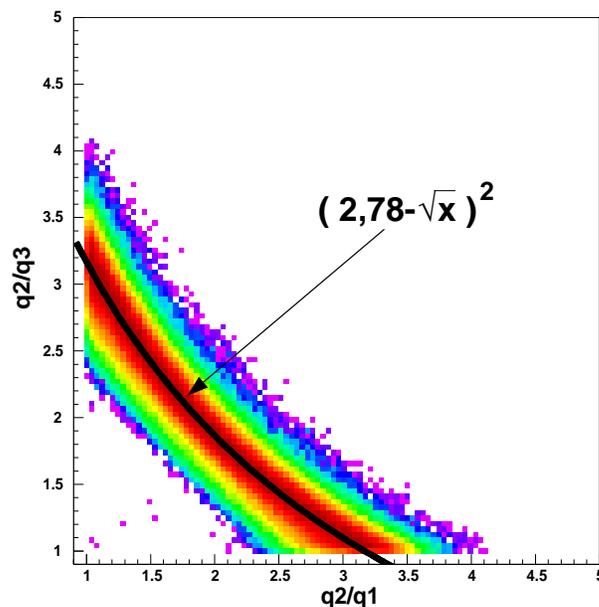


FIG. 3.17 – Rapport de charges expérimentales et courbe ajustée

^{12}C et la figure 3.19 au spectre ^{17}O sur ^{208}Pb . Remarquons que ces deux réactions n'ont pas été mesurées sur les mêmes plages angulaires. Ces calibrations sont réalisées au premier ordre. On constate un décrochement des données par rapport aux courbes cinématiques aux limites du domaine angulaire. Il est corrigé par la suite grâce à un ajustement au second ordre.

J'estime les erreurs systématiques liées à cette procédure en mesurant un certain nombre de points sur les courbes expérimentales, et en les comparant à des points calculés. Les erreurs sur l'énergie d'excitation sont de l'ordre de 90 keV, et sur l'angle de diffusion de $0,03^\circ$. Elles sont inférieures aux résolutions du détecteur, estimées un peu plus bas au chapitre 3.7.2.

3.7 Faisceau pinceau

Durant l'expérience, des mesures ont été réalisées avec faisceau pinceau. Elles permettent de vérifier l'alignement des détecteurs et de fixer le zéro de l'angle de diffusion. On peut également en déduire la résolution des détecteurs et le straggling induit par la cible. La méthode de reconstruction utilisée est la sécante hyperbolique au carré (voir chapitre 3.4.3).

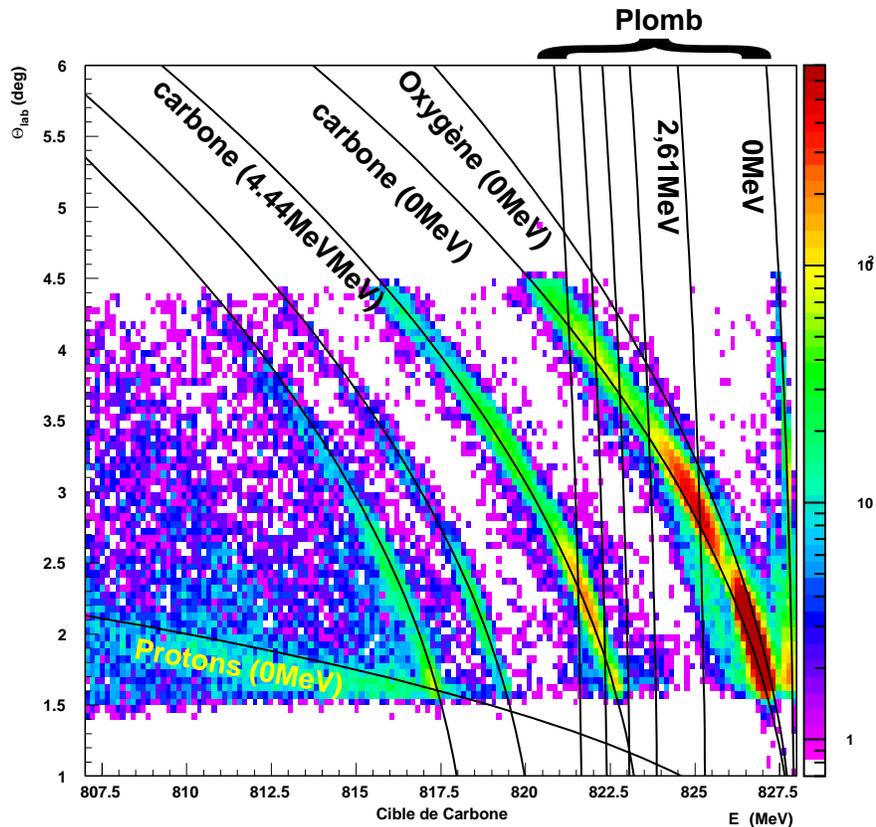


FIG. 3.18 – Cible de carbone : angle de diffusion dans le laboratoire en fonction de l'énergie du projectile diffusé. Des lignes cinématiques calculées sont superposées.

3.7.1 Résolution spatiale des détecteurs

Le faisceau pinceau permet de mesurer directement la résolution en position des détecteurs en “expérience”, c'est à dire en tenant compte du straggling dans les différentes feuilles des chambres à dérive. Les résolutions (largeurs totales à mi-hauteur) obtenues sont de $400\ \mu\text{m}$ sur chacun des plans de la première chambre, et de $1,35\ \text{mm}$ sur les plans de la seconde chambre. Cette dégradation est essentiellement due au straggling de la première chambre sur la seconde. La résolution spatiale qui en découle au plan focal théorique du spectromètre est de $600\ \mu\text{m}$.

En faisant la différence entre les deux mesures de positions faites sur chacune des chambres, on enlève la partie corrélée de la mesure qui est essentiellement due à la dispersion spatiale du faisceau. On obtient alors la résolution intrinsèque de chaque plan, qui est de $350\ \mu\text{m}$, valeur commune aux deux chambres. La figure 3.20 montre la corrélation entre les mesures des différents plan. Il y en a très peu dans la première chambre, car la dispersion du faisceau est faible devant la résolu-

Cible	E (MeV)	δE (LTMH,keV)	θ (degré)	$\delta\theta$ (deg)
aucune	828,26	80	3,49°	0,049 °
²⁰⁸ Pb	828,12	120	3,49°	0,065°

TAB. 3.3 – Mesures réalisées avec un faisceau pinceau

tion du détecteur. La dispersion créée par la première chambre est responsable de la plus forte dispersion des mesures dans la seconde (à droite sur la figure). Ces résolutions sont à comparées avec les mesures de résolution intrinsèque faites en laboratoire, qui donnent $200\mu\text{m}$. Mais cette mesure ne comprend pas le straggling dans les feuilles du détecteur qui apparaît dans les mesures avec faisceau pinceau.

3.7.2 Résolution en impulsion et en angle de diffusion

La table 3.3 résume les résultats obtenus avec les différentes mesures faites au faisceau pinceau alors que le spectromètre est placé à un angle de $3,5^\circ$.

Ces résultats nous donnent des renseignements sur les conditions de mesures de l'expérience :

- La perte d'énergie dans la cible est de 140 keV. Cela confirme l'épaisseur de la cible à environ $350\mu\text{g}/\text{cm}^2$.
- La résolution en énergie est de 120 keV, dont 90 keV dus à la cible.
- La résolution en angle est de $0,065^\circ$ (soit 1,13 mrad) dont $0,043^\circ$ ($0,75\text{ mrad}$) dus à la cible.

La résolution nominale du spectromètre avec les nouvelles chambres à dérive est donc de $4,8 \cdot 10^{-5}$ en impulsion. Avec le straggling de la cible elle est de $7,25 \cdot 10^{-5}$. Cette valeur est confirmée par les largeurs des pics des états discrets.

Si on ajoute à ces erreurs les erreurs systématiques liées à la calibration du plan focal, on obtient :

- une résolution de 150 keV sur l'énergie d'excitation,
- une résolution de $0,07^\circ$ sur l'angle de diffusion.

3.8 Normalisation des données

À la suite d'un problème de calibration des temps de dérive des électrons, il a été impossible de connaître exactement l'étendue angulaire verticale des ions diffusés. Si l'on sait que l'angle de déviation verticale est petit devant l'angle horizontale au travers de l'ouverture des fentes du spectromètre, on ne peut pas la quantifier précisément. Le calcul précis de l'angle solide est donc impossible. La normalisation n'étant pas critique pour cette expérience (on recherche avant tout des fluctuations), les spectres sont normalisés à partir des états discrets du Plomb comparés à calculs en voies couplées réalisés avec ECIS (Raynal 1981 [96]).

Des calculs similaires comparés avec des normalisations absolues ont montré une précision de l'ordre de 10% avec cette méthode (Ottini 1998 [86]).

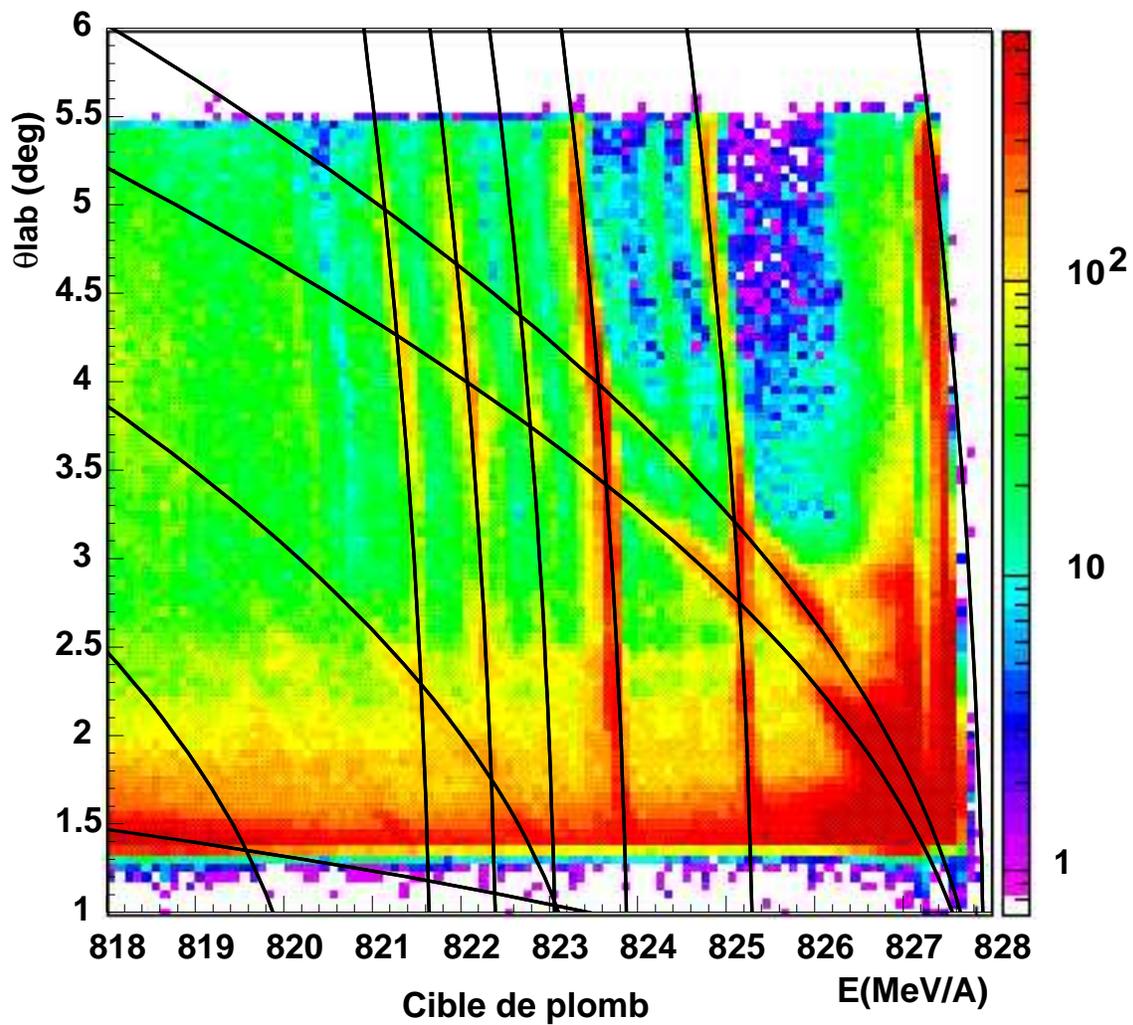


FIG. 3.19 – Cible de Plomb : angle de diffusion dans le laboratoire en fonction de l'énergie du projectile diffusé. Des lignes cinématiques calculées sont superposées.

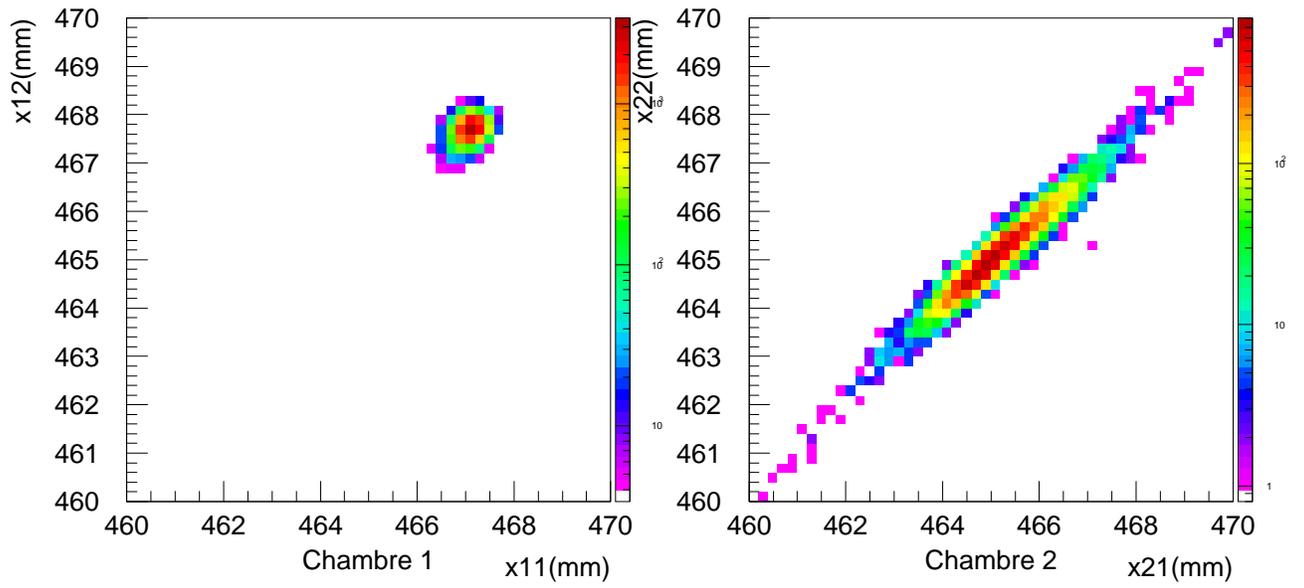


FIG. 3.20 – Corrélation entre les deux mesures de position d’une même chambre (première chambre à gauche, seconde à droite).

Chapitre 4

Analyse des résultats

4.1 Introduction

L'identification des éjectiles permet de conserver les événements d'intérêt. Les données significatives sont l'énergie d'excitation de la cible de plomb, qui se déduit de l'impulsion du projectile, et l'angle de diffusion de ce dernier. La figure 4.1 montre l'énergie d'excitation du ^{208}Pb (en MeV) en fonction de l'angle dans le centre de masse (en degrés). On y distingue aux énergies inférieures à $\approx 7,5$ MeV les lignes cinématiques quasiment verticales associées aux états discrets du plomb. Quelques contaminants de la cible (carbone et oxygène) y apparaissent sous la forme de lignes incurvées. Aux énergies supérieures et jusqu'à 16 MeV, on voit apparaître la zone des résonances géantes. Elle est localisée pour des angles de diffusion entre $3,5$ et 6° dans le centre de masse.

Après avoir rapidement examiné les expériences précédentes réalisées avec ce système, j'étudie les états discrets observés dans le plomb. Ils ont essentiellement servi à vérifier la cohérence des étalonnages angulaire et énergétique. En ce qui concerne les résonances géantes, je discute dans un premier temps des formes générales obtenues. Ensuite, j'analyse plus en détail les structures fines observées dans les spectres, et je discute ces résultats en comparaison avec les autres types d'expériences mentionnés auparavant et avec des calculs théoriques. J'aborde enfin ces fluctuations par une approche statistique.

4.2 Expériences précédentes

4.2.1 Diffusion $^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$

Ce système a déjà été étudié au GANIL (Barrette & al 1988 [5] et Liguorineto & al 1993 [74]) avec le spectromètre SPEG. Ces expériences ont permis de mesurer les résonances géantes avec un très bon rapport signal/bruit, jusqu'à 6 :1. La décomposition du signal montre la contribution de plusieurs résonances,

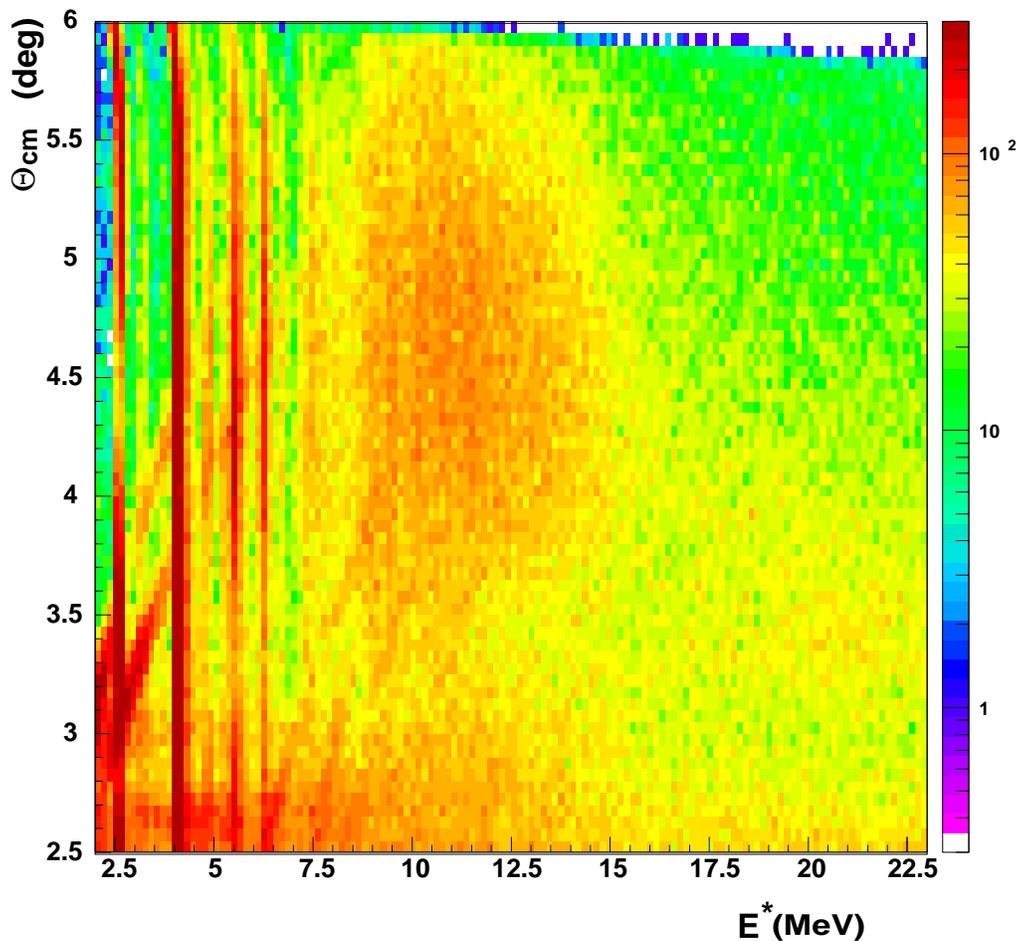


FIG. 4.1 – Angle de diffusion (degrés dans le centre de masse) en fonction de l'énergie d'excitation (MeV) pour $^{17}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ à 48,7A MeV

principalement la RDG et la RQG, la première étant dominante autour d'un angle de diffusion $\Theta_{CM} \approx 2, 5^\circ$. Les résolutions obtenues sont de 800 keV (Barrette) et 500 keV (Liguori-Neto).

Comme le montrent les spectres 4.3, les multipolarités restent très mélangées. Une analyse $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma)$ réalisée Beene & al (1990 [7] pour la RDG et 1989 [6] pour la RQG) a pour but de séparer les contributions de la RDG et de la RQG en mesurant la corrélation angulaire avec les désexcitations γ du plomb. Ces analyses restent toutefois très délicates car le taux d'émission γ est très faible par rapport aux autres émissions de particules.

La décomposition en différentes résonances du spectre d'excitation est basée sur les résultats de précédentes expériences qui donnent les paramètres principaux de chaque multipolarité. Pour les études du chapitre 4.4, je choisis des données identiques à celles de Barrette et rassemblées dans la table 4.2.

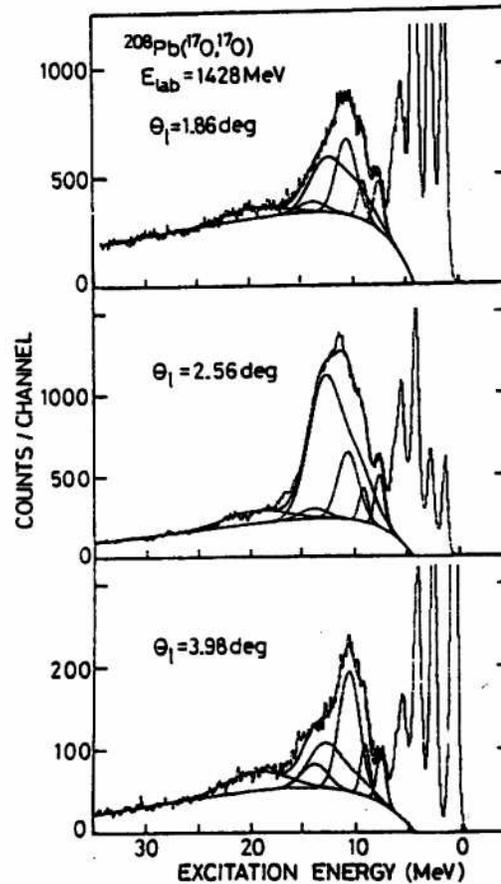


FIG. 4.2 – Spectre en énergie de $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O},^{17}\text{O}')$ et décomposition des différentes composantes à trois angles. tiré de [5]

4.2.2 Diffusion $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$

Suomijärvi & al (1989 [112]) expose également une expérience d'étude des résonances géantes dans le plomb. L'analyse met en évidence les différentes multipolarités présentes dans la zone des résonances en mesurant la distribution angulaire du spectre et en en déduisant les différentes contributions possibles. La figure 4.2 montre, en fonction de l'énergie d'excitation, les contributions des résonances dipolaire, quadripolaire et hexadecapolaire. En comparaison avec les spectres 4.3, on remarque l'importance de la contribution $L=1$ pour les plus basses énergies d'excitation, et la présence d'une contribution $L=4$ plutôt que $L=0$. Je discuterai de ces différences dans la conclusion.

4.3 États discrets du ^{208}Pb

La figure 4.4 donne le spectre énergétique des états discrets excités par la réaction. J'étudie essentiellement les deux états discrets de plus grande section

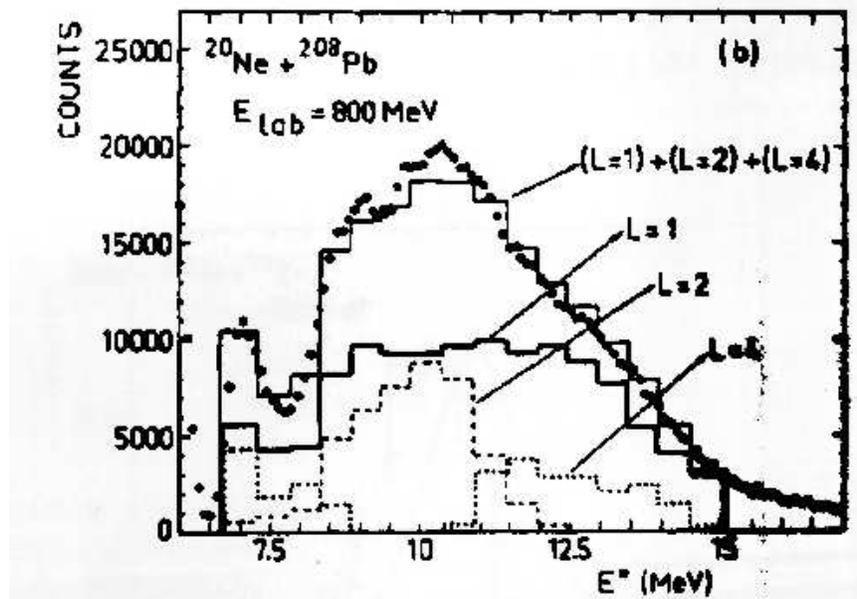


FIG. 4.3 – Décomposition en différentes multipolarités de la zone des résonances géantes en fonction de l'énergie d'excitation, intégré sur une plage angulaire de 4° à 7° . tiré de [112].

efficace : le niveau 3^- à 2,61 MeV et le 2^+ à 4,09 MeV.

4.3.1 Distributions angulaires des états discrets

Extraction des données

Le but est de vérifier que l'étalonnage angulaire réalisé sur le Carbone est correct et pour avoir une estimation de la section efficace absolue. L'expérience n'est pas optimisée pour extraire des informations précises de ces sections efficaces, notamment car la plage angulaire observée n'est que de 4° (dans le laboratoire).

Le bruit est estimé en prenant des tranches de part et d'autre des deux gaussiennes. Pour l'état 3^- , la contamination du Carbone est très importante. Pour avoir une meilleure estimation de cette contamination, on prend comme référence les mesures faites avec la cible de carbone. Cette référence est renormalisée et soustraite du spectre de la cible de Plomb dans la zone de contamination. L'état 2^+ est visiblement mélangé avec une autre composante comme le montre le spectre 4.5. Cette composante supplémentaire peut s'assimiler à une gaussienne additionnée au fond continu. Pour la soustraire, je suppose que la distribution angulaire est la même sous le pic du 2^+ et dans la bande juste à côté (i.e. que toute la gaussienne provient de la même contribution). Cette distribution est soustraite ensuite en proportion. Le fond continu est estimé à partir de la distribution angulaire d'une

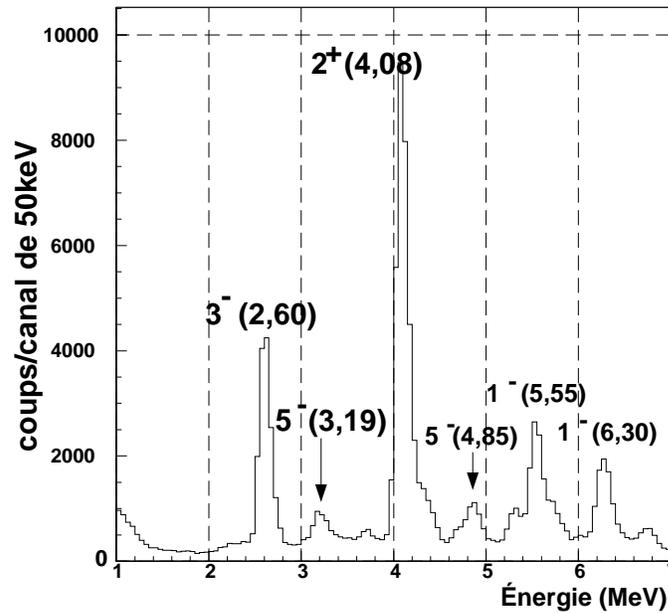


FIG. 4.4 – Spectre en énergie des raies discrètes du ^{208}Pb obtenu dans cette expérience.

tranche aux énergies plus basses.

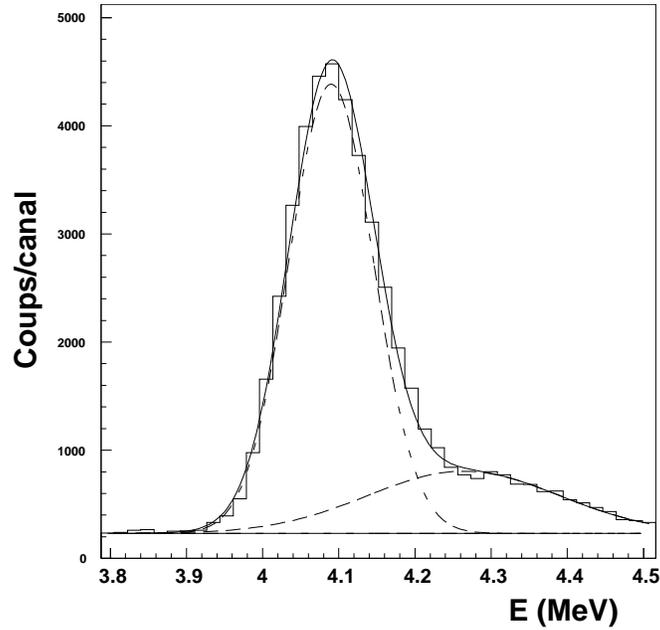
Les données sont ensuite passées dans le référentiel du centre de masse.

Modélisation

Les sections efficaces sont modélisées à partir du programme de calcul en voies couplées ECIS (Raynal 1981 [96]). J'applique le modèle optique pour vérifier les distributions angulaires obtenues. Les paramètres choisis sont résumés dans la table 4.1. Ils sont semblables à ceux de Liguori-Neto & al [74], avec une augmentation des profondeurs des potentiels réel et imaginaire liée à la dépendance en énergie et qui est identique à la tendance habituelle. Les probabilités de transition réduites sont prises conformément aux valeurs adoptées : $B(E3\uparrow)=0,611e^2b^3$ et $B(E2\uparrow)=0,29e^2b^2$. Contrairement à [74] qui observe une réduction du $B(E3\uparrow)$ de 30%, les meilleurs ajustements sont faits avec la valeur adoptée. Toutefois, les données n'excluent pas complètement une réduction.

Distributions angulaires

La figure 4.6 montre les distributions angulaires expérimentales et les calculs superposés. On constate un très bon accord pour le 3^- . La correspondance entre les minima et maxima nous permet de valider la distribution angulaire. Pour le 2^+ , l'accord est moins bon. On constate que les variations d'amplitudes sont

FIG. 4.5 – Modélisation du pic 2^+ à 4.09 MeV et gaussienne adjacente

plus faibles pour les données que pour les calculs. Cette différence a déjà été constatée dans les expériences portant sur le même système ([74] et [5]). Elle est probablement plus liée à la méthode de calcul de la section efficace qu'aux données elles-mêmes. Le potentiel optique en Wood-Saxon prend mal en compte le facteur de forme de l'interaction nucléaire. Des calculs plus développés seraient nécessaires.

4.4 Spectre des résonances géantes

4.4.1 Contributions des différentes résonances

Paramètres globaux des résonances

La diffusion d'ions lourds excitent plusieurs type de résonances. Les principales contributions proviennent de la résonance dipolaire et de la résonance quadripolaire isoscalaire. Les caractéristiques des résonances sont connues au travers d'autres expériences. Je prends celles choisies par Barrette & al [5]. La résonance monopolaire ($\bar{E}=13,9$ MeV ; $\Gamma =2,9$ MeV) a été prise en considération, mais sa contribution est faible et est strictement superposée avec la résonance dipolaire. Pour ces raisons et en raison du manque de statistique, il est impossible d'en tirer une distribution angulaire précise. Dans un premier temps je négligerai sa présence puis je la prendrai en compte dans une seconde analyse partielle, ce qui

Paramètre	unité	Valeur
Profondeur du potentiel réel	MeV	60
Diffusivité réelle	fm	0,73
Rayon réduit réel	$208^{1/3}\text{fm}$	1,09
Profondeur du potentiel imaginaire	MeV	50
Diffusivité imaginaire	fm	0,73
Rayon réduit imaginaire	$208^{1/3}\text{fm}$	1,09
B(E3 \uparrow)	e^2b^3	0,611
B(E2 \uparrow)	e^2b^2	0,290

TAB. 4.1 – Paramètres du modèle optique utilisés pour les calculs ECIS

permettra également de tester la robustesse des conclusions.

J^π	Forme	\bar{E} (MeV)	Γ (MeV)
1^-	Lorentzienne	13,5	4,0
2^+	Gaussienne	10,6	1,0
0^+	Gaussienne	13,9	1,2
–	Gaussienne	9,0	0,3
–	Gaussienne	9,5	0,1

TAB. 4.2 – Paramètres des différentes résonances utilisés par [5] et repris dans ce travail. \bar{E} est l'énergie moyenne et Γ l'écart type.

Résonance dipolaire

La forme de Lorentzienne est une approximation de la section efficace de photoabsorption. La forme réelle observée est en fait coupée aux basses énergie, comme le montre les données expérimentales de la figure 4.7. Pour simuler ceci, j'atténue la lorentzienne en la multipliant par une fonction de coupure :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp(-(E - 9)/0,8))}$$

Toutefois, la section efficace est d'une forme différente dans les réactions avec ions lourds. L'interaction presque purement coulombienne de la réaction déforme la section efficace par rapport à celle observée en photoabsorption. Il faut exprimer la section efficace coulombienne en fonction de la section efficace de photoabsorption.

En effet, si l'on appelle $B(E1) \uparrow$ la probabilité de transition associée à la RDG, la section efficace de photoabsorption totale est donnée avec une bonne approximation par l'intermédiaire de la règle de somme $S(D)$ pour la résonance dipolaire :

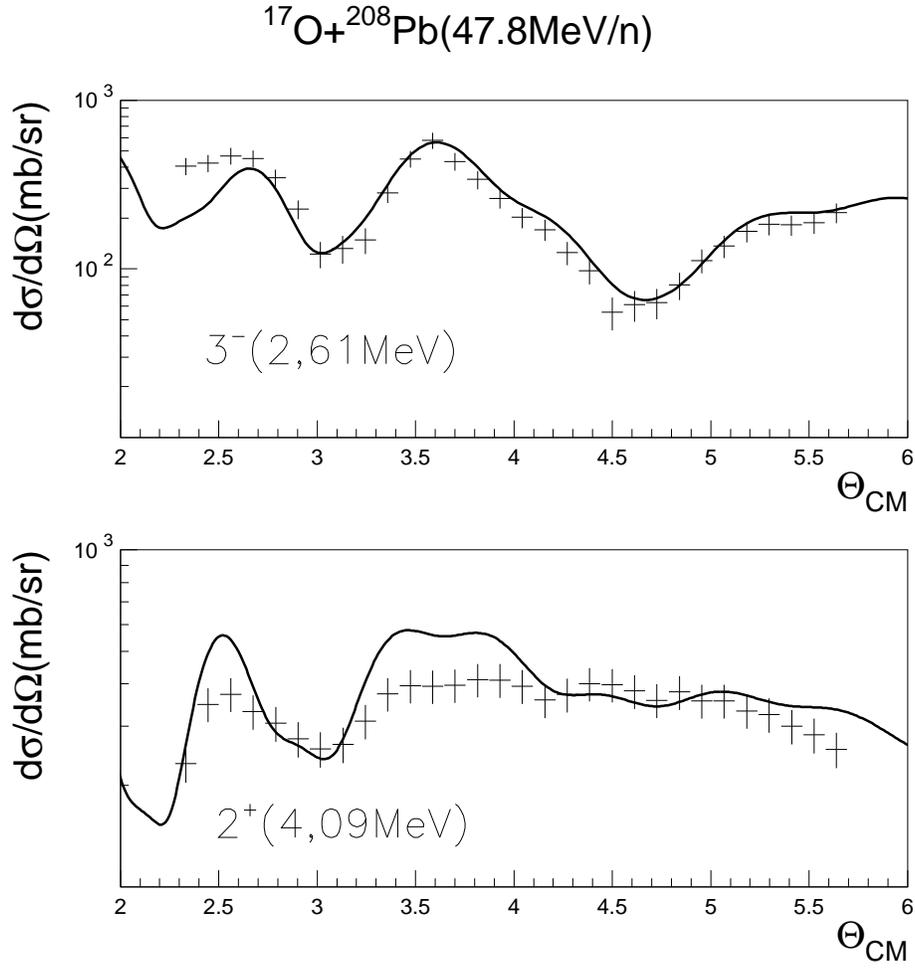


FIG. 4.6 – Distributions angulaires des états discrets 3⁻ (3,61 MeV), en haut, et 2⁺ (4.09 MeV), en bas. La section efficace différentielle est donnée en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse.

$$\sigma_\gamma = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} S(D) = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \int (E - E_0) \frac{dB(E1) \uparrow}{dE} dE$$

Pour une énergie d'excitation donnée et en partant de l'état fondamental ($E_0 = 0$) on a donc :

$$\frac{d\sigma_\gamma}{dE} = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \frac{dB(E1) \uparrow}{dE} E$$

Pour une interaction entre deux ions lourds, la section efficace coulombienne dépend de la probabilité de transition réduite :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dB(E1) \uparrow} \Big|_E \frac{dB(E1) \uparrow}{dE}$$

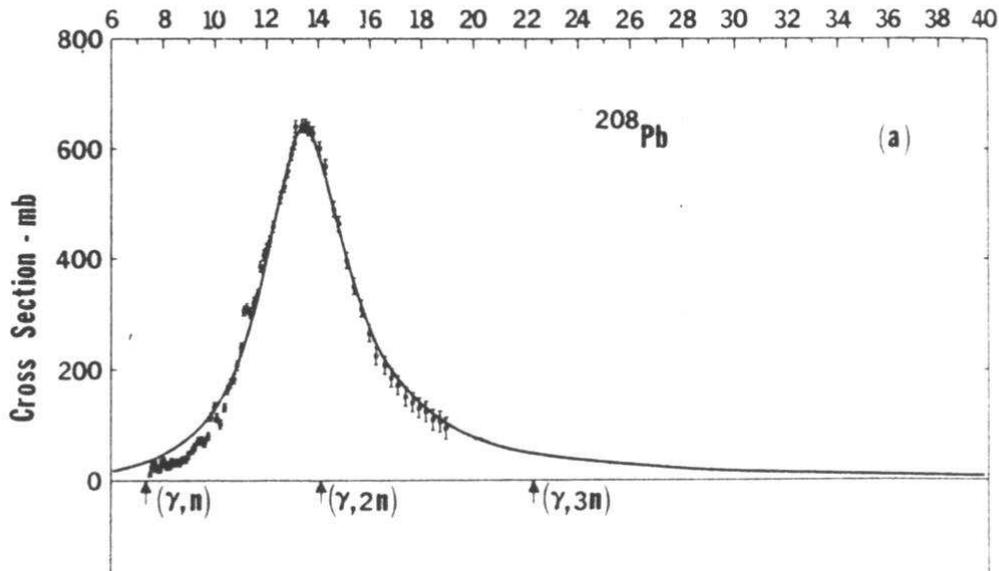


FIG. 4.7 – Spectre en énergie de la résonance dipolaire géante dans le ^{208}Pb . La figure est extraite de [11] avec des données provenant de [113].

Soit en fonction de la section efficace de photoabsorption :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dB(E1 \uparrow)} \Big|_E \frac{9\hbar c}{16\pi^3 E} \frac{d\sigma_\gamma}{dE}$$

La section efficace coulombienne est en fait le produit de la section efficace de photoabsorption et de la section efficace différentielle pour une unité de transition donnée ($dB(E1 \uparrow) = 1fm^2e^2$).

$d^2\sigma/d\Omega dB(E1 \uparrow)|_E$ est calculé en DWBA avec le programme de calculs en voies couplées ECIS (Raynal 1981 [96]) pour différentes énergies d'excitation E et pour une unité de probabilité de transition. On peut interpréter cette grandeur en terme d'échange de photons virtuels entre les noyaux. Selon la méthode de Weiszäcker et Williams (1964 [114]), l'interaction coulombienne est un échange de $n(E)$ photons virtuels à une énergie d'excitation donnée, chaque photon ayant une section efficace $\sigma_\gamma(E)$ vis-à-vis du noyau. La section efficace coulombienne à une énergie d'excitation E est alors :

$$\sigma(E) = n(E) \frac{\sigma_\gamma(E)}{E}$$

De façon pratique, cela revient à prendre des tranches en énergie et pour chaque tranche :

- calculer $d^2\sigma/d\Omega dB(E1 \uparrow)$ en DWBA pour $B(E1 \uparrow) = 1 \text{ fm}^2 e^2$.
- calculer $\sigma_\gamma(E)/E \cdot dE$ pour cette tranche. Comme $B(E1 \uparrow) = 9\hbar c/16/\pi^3 \int dE \sigma_\gamma(E)/E = 0,373 \text{ e}^2 \text{ b}$ pour 100% de la règle de somme, on normalise $\sigma_\gamma(E)$ par rapport à cette valeur connue.
- faire le produit de ces deux grandeurs.

La distribution en énergie obtenue est fortement déformée par rapport à la section efficace de photoabsorption :

- le maximum est situé à 12,6 MeV au lieu de 13,5 MeV.
- la section efficace totale est de 475 mb/sr. Elle est à comparer avec la section efficace calculée avec ECIS si on considère 100% de la règle de somme concentrée à 13,5 MeV qui donne 313 mb/sr.

La figure 4.8 représente une lorentzienne pure superposée à la lorentzienne coupée (identique à la section efficace de photoabsorption) et à la section efficace coulombienne correspondante.

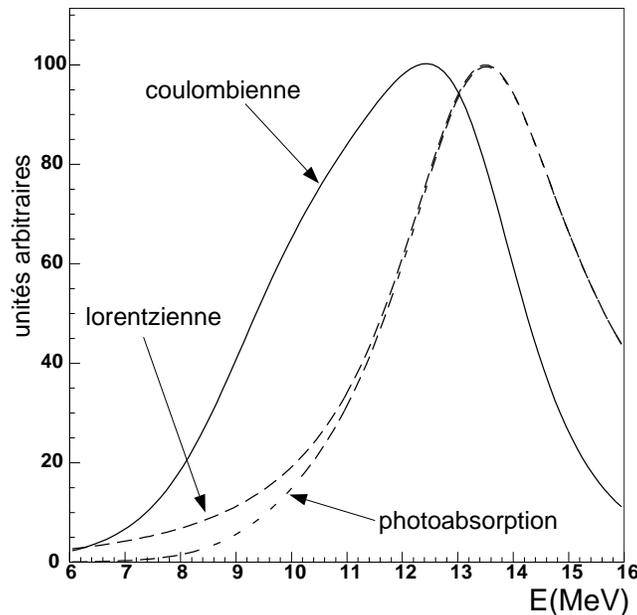


FIG. 4.8 – Sections efficaces de la RDG en fonction de l'énergie pour l'excitation coulombienne (—), la photoabsorption (- - -), comparées à une lorentzienne simple (. . .).

Ces calculs doivent être répétés pour les différents angles de diffusion. À un angle donné, je suppose que $n(E)$ est en première approximation une exponentielle. Le tableau 4.3 donne le coefficient de décroissance en fonction de l'angle de diffusion θ . Ce coefficient décroît de façon régulière avec l'angle. Ce comportement change pour $\theta < 3^\circ$, où l'approximation en exponentielle se dégrade, mais cela ne concerne que l'extrémité du domaine angulaire observé.

θ	k	A/h
3	0,519	1,25
3,5	0,516	1,18
4	0,460	1,11
4,5	0,426	1,05
5	0,400	1,0
5,5	0,380	0,97

Tab. 4.3 – Coefficient k de l'exponentielle $n(E) \approx \exp(-kE)$ et rapport entre l'aire de la courbe et sa hauteur (normalisé pour $\theta = 5^\circ$) en fonction de l'angle de diffusion θ .

La fonction complète utilisée pour reproduire la résonance dipolaire géante est alors :

$$RDG(E) \propto \frac{\exp(-k(E - \bar{E}))}{(1 + (E^2 - \bar{E}^2)^2/E^2/\Gamma^2)} \frac{1}{1 + \exp(-(E - 9)/0,8)}$$

Le facteur de proportionnalité est la hauteur de la fonction qui servira de paramètre dans l'ajustement des intensités des différentes composantes. Il faut noter que ce facteur n'est pas directement proportionnel à l'aire, donc à la section efficace. En effet, lorsque le facteur k change, la forme de la courbe change également et avec elle, le rapport entre la hauteur et l'aire. Ce rapport est repris dans la table 4.3.

Remarquons que cet effet de distorsion est aussi présent pour la résonance quadripolaire. Toutefois, l'interaction coulombienne est alors faible par rapport à l'interaction nucléaire, et les effets sont négligeables.

Paramètres de l'ajustement

Les intensités des différentes résonances sont ensuite fixées par un ajustement des paramètres. Les fonctions utilisées sont les suivantes, où PAR représente le paramètre utilisé pour l'ajustement :

- Pour la résonance dipolaire :

$$RDG(E) = PAR \cdot \frac{\exp(-k(E - \bar{E}))}{(1 + (E^2 - \bar{E}^2)^2/E^2/\Gamma^2)} \cdot \frac{1}{1 + \exp(-(E - 9)/0,8)}$$

- pour la résonance quadripolaire :

$$RQG(E) = PAR \cdot \exp(-0.5((x - \bar{E})/\Gamma)^2)$$

- Les gaussiennes sont traitées comme la RQG.

4.4.2 Fond continu

Le fond continu est traité également comme par Barrette. Il est traité comme trois composantes : une composante linéaire, ajustée sur la partie haute énergie du spectre de 25 à 35 MeV. La pente de cette composante est considérée indépendante de l'angle de diffusion, ce qui est vérifié pour $E > 20$ MeV. Je fais décroître cette composante de façon continue aux basses énergies (par multiplication avec une \tanh) pour être nulle près de l'énergie de séparation du neutron $\approx 7,3$ MeV. Je lui superpose une gaussienne d'énergie moyenne $\bar{E}=19,5$ MeV et d'écart type $\Gamma=2,9$ MeV qui décrit les excès d'excitation à haute énergie. La troisième composante est présente aux faibles angles ($\theta_{CM} < 3,5^\circ$) pour une énergie supérieure à 20 MeV. Cette contamination est représentée par une gaussienne centrée sur 22 MeV de largeur 3 MeV. Un excès d'excitation semblable est signalée par Liguori-Neto & al (1993 [74]). Les intensités de ces trois contributions sont également des paramètres libres de l'ajustement.

Les fonctions employées pour le fond sont les suivantes :

$$Fond_{Linéaire}(E) = PAR.(2416 - 51.92E) \tanh((E - 5.)/5.)$$

$$Fond_{Gaussien} = PAR. \exp(-0.5((E - \bar{E})/\Gamma)^2)$$

4.4.3 Distributions angulaires des résonances

Les spectres en énergie obtenus sont donnés par la figure 4.9 pour la plage angulaire de $4,25^\circ$ à 5° . Les courbes ajustées des résonances quadripolaire et dipolaire sont données en différentes couleurs et en tirets. L'ajustement est réalisé de 8,8 MeV à 33 MeV. Le fond continu est en noir ainsi que la courbe totale. Les différentes résonances et les pics sont tracés sur ce fond.

Pour vérifier les dépendances angulaires des deux résonances principales, je fais ce travail d'ajustements pour différentes tranches angulaires de $0,25^\circ$. La section efficace est proportionnelle à l'aire intégrée sous les courbes. La figure 4.10 représente les mesures obtenues pour la RDG et la RQG.

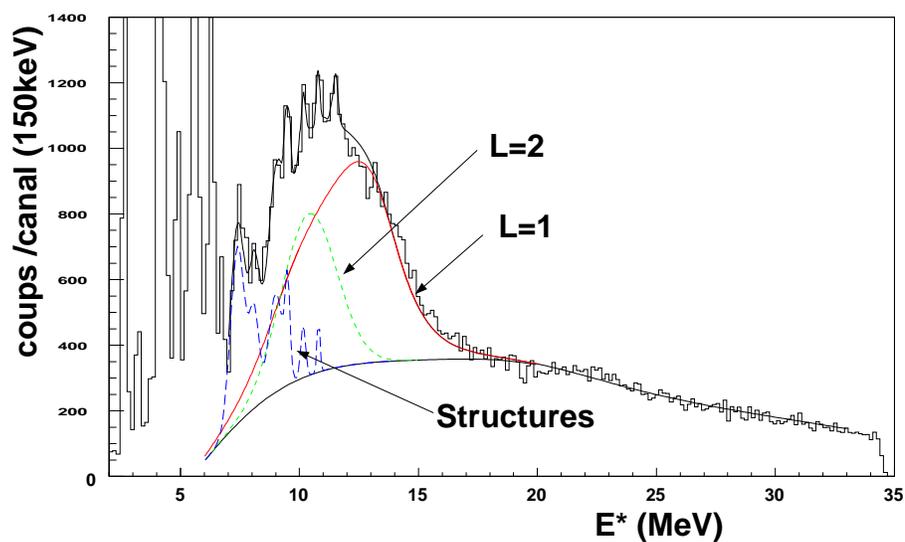


FIG. 4.9 – Fonctions de réponse des résonances dipolaire et quadripolaire géantes ajustées sur un spectre en énergie d'excitation obtenu dans cette expérience. En tirets sont représentés le fond et les structures observées. La plage angulaire s'étend de $4,25^\circ$ à 5° .

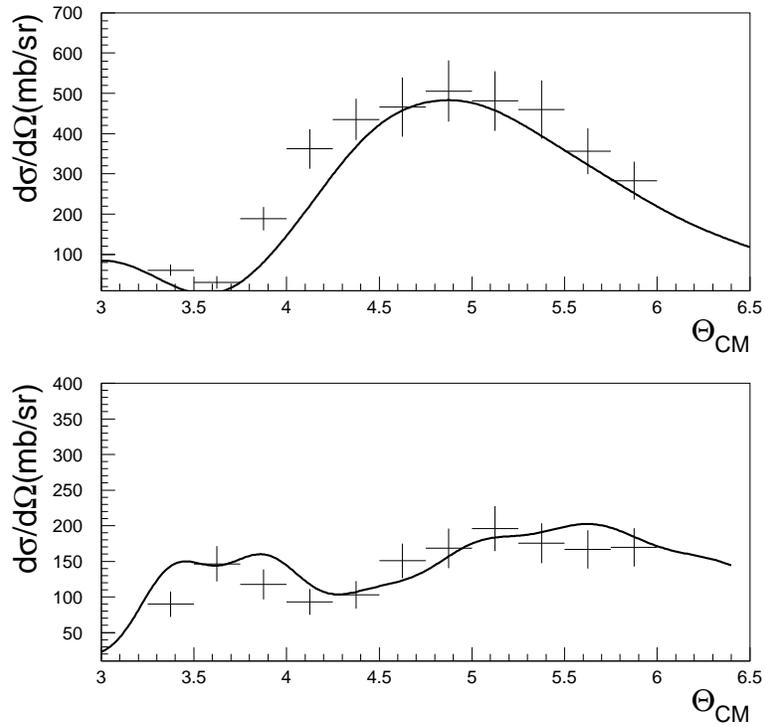


FIG. 4.10 – Distributions angulaires dans le centre de masse pour les intensités des résonances dipolaire (haut) et quadripolaire (bas). Les traits pleins représentent des calculs en voie couplées, les points les mesures expérimentales.

La résonance dipolaire domine légèrement entre $3,7^\circ$ et $4,7^\circ$, alors que la résonance quadripolaire domine aux angles plus importants. Je compare ces données à des calculs en voies couplées qui donnent les deux distributions angulaires attendues pour la résonance dipolaire et la quadripolaire. Les paramètres employés pour le potentiel optique sont semblables à ceux utilisés pour les états discrets du plomb (table 4.1). Le $B(E1)$ choisi pour la résonance dipolaire est de $0,373 e^2b$ pour 100% de la règle de somme. Celui de la résonance quadripolaire est de $0,383 e^2b^2$, pour 65% de la règle de somme. Ces valeurs sont compatibles avec Barrette (1988 [5]). L'adéquation entre les calculs et les données est satisfaisante pour les deux résonances, compte tenu du mélange important. On retrouve les deux types de distribution angulaire selon la multipolarité. Pendant les procédures de calcul, j'ai noté l'importance que revêt la déformation de la résonance dipolaire géante par l'excitation coulombienne. Une mauvaise estimation peut changer la zone de basse énergie de la RDG et entraîner une variation de la section efficace de la résonance quadripolaire.

4.4.4 Structure fine

Rapport signal sur bruit

Le rapport signal sur bruit (S/B) est très important pour l'étude des structures fines. Il va déterminer si on peut détecter ces structures, et avec quelle précision on peut mesurer leur intensité. Pour notre expérience, le rapport signal des résonances sur bruit de fond est de 2 :1 environ au sommet d'une résonance (figure 4.9). Supposons qu'une fluctuation emporte 10% de la règle de somme d'une résonance. Le rapport S/B de la structure est alors $\approx 7\%$. Pour détecter une fluctuation, il faut au moins que son intensité (le nombre d'événements qu'elle contient) soit supérieur au bruit statistique, soit $0,1.(2n)/3 > \sqrt{n}$, où n est le nombre d'événements sous la structure ($n = 2n/3$ pour la résonance + $n/3$ pour le bruit de fond, je néglige la fluctuation elle-même). Dans notre cas, il faut que le nombre d'événements sous la résonance soit supérieur à 225. Pour mesurer l'intensité d'une fluctuation à 10% près, il faut que $0,1.(2n)/3 > 10\sqrt{n}$, soit 22 500 événements. Nous verrons que nous ne pourrions faire cette mesure que pour les cas les plus favorables de rapport signal/bruit (fluctuations hors des zones de résonances).

Pour comparaison, une expérience de diffusion d'électrons ne bénéficie que d'un rapport signal sur bruit de 20% dû à la forte contamination de la queue radiative (voir par exemple Kilgus & al 1987 [63]). Dans ces conditions, il est nécessaire d'avoir 2500 événements sous la résonance pour la détecter, et 250 000 pour mesurer son intensité à 10% !

Ces considérations ne prennent pas en compte les erreurs systématiques qui peuvent être commises lors de l'estimation de la forme du bruit de fond et des résonances. Pour ma part, j'ai considéré que ces erreurs étaient de l'ordre de 10%.

Origine physique des structures

Les spectres font apparaître au dessus de 7 MeV un certain nombre de pics. Certains pics sont effectivement résolus par notre expérience et ne peuvent être expliqués par les fluctuations statistiques. Ces pics ne peuvent résulter de structures dues au détecteur : ils apparaissent dans une zone bien déterminée à la fois en énergie et en angle. De plus, l'énergie maximum de chaque pic ne change pas avec l'angle de diffusion, tout comme les lignes cinématiques du plomb. Au contraire, une structure liée à une mesure présente une dépendance linéaire entre l'angle et l'énergie, en relation avec la position des détecteurs par rapport au plan focal. Les chambres à dérive n'étant pas placées juste au plan focal, la dépendance de la position au plan focal par rapport à l'angle d'incidence n'est pas nulle.

Localisation des structures

- *Résultats*

La figure 4.11 montre dans la partie haute, l'ensemble des pics visibles de 7 à 15 MeV, tous les angles de diffusion confondus. Un pic très marqué apparaît à 7,5 MeV et une structure plus discrète à 8,1 MeV. De même, le doublet à 9,1 MeV et 9,5 MeV, non résolu par Barrette & al [5] est ici visible. On trouve le triplet à 10,2 MeV, 10,8 MeV, et 11,5 MeV. Le pic à 10,8 MeV présente une largeur plus importante que les autres, et pourrait éventuellement résulter de des pics non résolus. Une légère structure apparaît également à 13 MeV.

- *Comparaison avec des données*

Les différentes expériences convergent assez bien sur un certain nombre de pics observés dans les spectres, dont les positions sont identiques à 200 keV près. La table 4.4 regroupe les différentes structures fines reportées expérimentalement selon la sonde utilisée. J'ai considéré qu'une structure était confirmée si elle était vue par deux expériences lorsque c'était possible. L'énergie donnée pour chaque type de sonde est une moyenne des énergies observées lorsqu'elles sont à moins de 100 keV. Très souvent, on retrouve un pic autour de 9 MeV, 10,1 MeV, 10,8 MeV et 11,3 MeV. À plus haute énergie seules les expériences avec α font état de structures visibles. On trouve dans ce travail une structure supplémentaire à 13,0 MeV.

Multipolarité

- *Discussion sur les données existantes*

Comme le montrent les tableaux précédents, la multipolarité des différentes structures observées dans les spectres n'est pas une chose très claire. Les mêmes structures apparaissent avec différents types d'excitations, avec des conclusions diffé-

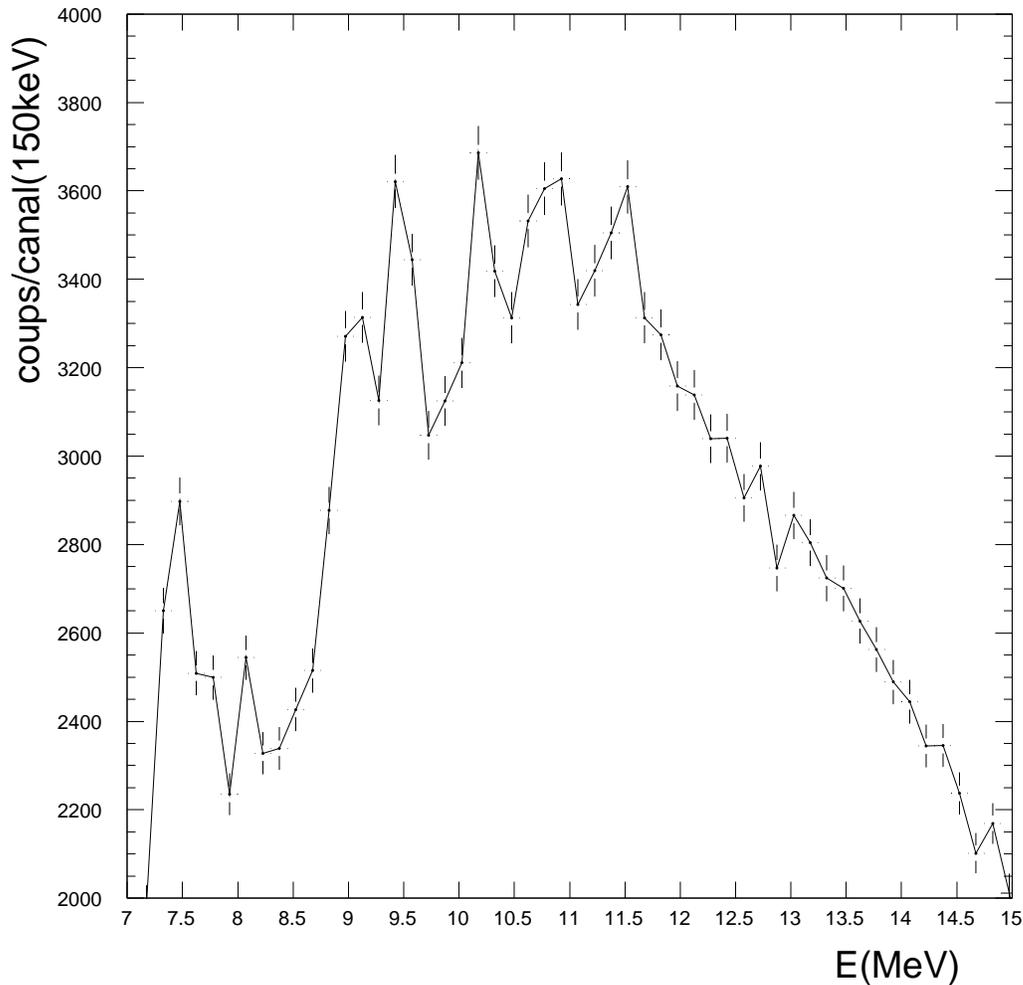


FIG. 4.11 – Structures visibles dans la zone 7-15 MeV. Le spectre en énergie est intégré sur la plage angulaire de 3° à $5,7^\circ$ (CM).

rentes quant à leur multipolarité. La tendance qui en sort est que la multipolarité qui leur est associée est souvent celle de la résonance dominant dans le spectre ou la multipolarité du fond.

Une des méthodes d'analyse employée est de soustraire le fond et les résonances connues, puis d'examiner la distribution angulaire des structures pour leur associer un spin et une parité en la comparant à des calculs en voies couplées. La difficulté de ces analyses réside dans la soustraction du bruit de fond et des résonances "connues". Ces deux éléments sont souvent très importants (surtout pour la diffusion d'électrons polluée par la queue radiative) en comparaison des structures. Il est très facile de sur- ou sous-évaluer la composante majeure dont la distribution angulaire vient se superposer à celle des structures, voire la dominer. Également, les formes des résonances sont en générales mal connues,

γ	(e, e')	(p, p')	$(\alpha, \alpha')^1)$	Ce travail ¹⁾
		7,33		
7,6		7,75		7,5
8,0				8,1
8,25			8,3	
9,05	8,9		8,8	9,05
9,45		9,3	9,6 ?	9,45
10,1	10,2	10,1 ¹	10,3	10,2
10,65	10,6	10,6 ¹	10,7	10,8
11,25	11,2		11,3	11,3
			12,1	
			12,7	
				13,0

TAB. 4.4 – Bilan des structures fines reportées par type d’expérience. Les énergies sont données en MeV. ¹⁾ : un seul jeu de données disponible.

mis à part peut-être celle de la résonance dipolaire géante, mise en évidence par photoabsorption. La RQG est souvent assimilée à une lorentzienne ou une gaussienne, alors que les calculs microscopiques montrent une forme plus complexe (voir par exemple figure 2.9), même pour des résolution de quelques centaines de keV. Avec une simple gaussienne, il est probable que la soustraction n’est pas correcte.

Cette méthode est par exemple employée par Starr & al (1982 [109]) sur une diffusion de photons ou par Buskirk & al (1972 [34]) sur une diffusion d’électrons. Le premier en déduit des structures dipolaires isovectorielles et le second des structures quadripolaires isoscalaires. Les résultats sont difficilement compatibles compte-tenu des rapports d’intensité attendus dans deux types d’expériences : des structures dues à $L=2$ sont beaucoup plus visibles en diffusion d’électrons qu’en photoabsorption. Starr pense que compte tenu des sections efficaces, il est impossible qu’il puisse observer des structures quadripolaires isovectorielles. Par contre, la sélection des multipolarités dans la diffusion d’électrons est moins claire.

Pitthan & Buskirk (1977 [92]) attribue ces structures à une composante quadripolaire isovectorielle, ce qui expliquerait leur faiblesse relative. Leur présence dans la diffusion de photons proviendrait d’interférences avec la queue basse énergie de la RDG, elle aussi isovectorielle. Il base notamment cette hypothèse sur les résultats en diffusion α de Youngblood & al [116] qui ne fond pas apparaître ce triplet : effectivement, la diffusion α est essentiellement sensible aux résonances isoscalaires. Toutefois, d’autres expériences les mettent en évidence. La figure 4.12 met en parallèle les résultats de [64] (deux premières lignes de données à deux énergies différentes) et deux résultats obtenus par diffusion d’alpha. Si les premiers résultats α (Harrakeh & al 1977 [54]) ne montrent pas de structure, il

n'en est pas de même pour ceux de la dernière ligne de la figure 4.12 (Eyrich & al 1979 [47]) qui font apparaître des fluctuations apparentées à celles des diffusions d'électrons.

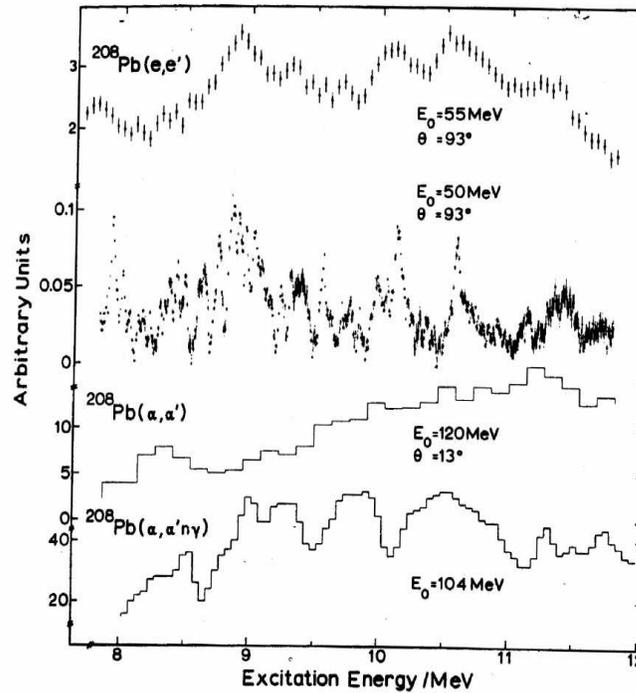


FIG. 4.12 – Spectres des résonances géantes réalisés par réaction (e,e') ([64], deux premières lignes) puis (α,α') et $(\alpha,\alpha'n\gamma)$ tirés de [54] puis [47].

Comme le souligne cette discussion, il est très délicat de définir la multipolarité d'une petite fluctuation lorsqu'on lui soustrait un fond important et mal défini. Le problème est identique ici, avec des résonances $L=1$ et $L=2$ superposées.

- *Résultats de cette expérience*

Pour tenter de déterminer quelle multipolarité peut être associée aux structures, je sépare le domaine angulaire en deux zones (voir section 4.4.3). L'une de $4,25^\circ$ et 5° , l'autre de $5,25^\circ$ à 6° dans le centre de masse. sur chacun de ces domaines je fais un ajustement qui superpose aux résonances géantes des gaussiennes correspondant à chaque structure. Je fixe l'énergie de chaque gaussienne au point maximum de chaque structure. Les largeurs sont choisies pour être cohérentes avec les expériences qui les ont mesurées, ou sont fixées à la résolution en énergie. La figure 4.9 montre l'ajustement obtenu pour la tranche angulaire de $4,25^\circ$ à 5° . Les courbes représentent les deux résonances principales et les différents pics. Toutes ces composantes sont placées sur le continuum pour plus de clarté.

Dans la table 4.5, je réunis les différents paramètres obtenus ainsi que les erreurs commises pour l’ajustement. Celles-ci sont très importantes pour les structures : les incertitudes sur le fond et sur les résonances ont un impact très grand sur ces pics qui ne sont ajustés que sur quelques canaux. Je calcule ensuite les rapports des intensités pour les résonances et pour chaque fluctuation. Si une fluctuation apparaît bien autour de 13 MeV, il est par contre impossible de lui ajuster une gaussienne. Elle n’a donc pas été traitée de cette façon. La figure 4.13 montre les rapports d’intensité et leur barre d’erreur pour les différentes fluctuations et les résonances quadripolaire et dipolaire.

Composante	$I_1(4,25^\circ < \Theta_{CM} < 5,0^\circ)$	$I_2(5,25^\circ < \Theta_{CM} < 6,0^\circ)$	$\frac{I_1}{I_2}$
RQG	237 ± 28	324 ± 35	$0,73 \pm 0,12$
RDG	420 ± 43	369 ± 38	$1,14 \pm 0,12$
7,5	185 ± 23	155 ± 20	$1,19 \pm 0,21$
9,0	408 ± 46	378 ± 42	$1,08 \pm 0,17$
9,5	393 ± 51	278 ± 39	$1,41 \pm 0,27$
10,15	241 ± 46	110 ± 36	$2,19 \pm 0,83$
10,8	30 ± 37	81 ± 37	$0,37 \pm 0,49$
11,5	118 ± 40	37 ± 33	$3,19 \pm 3,06$

TAB. 4.5 – Intensités des résonances et des fluctuations pour deux tranches angulaires différentes, et rapport de ces intensités.

Les limites sur ce type d’analyse ont été soulignées. La multipolarité du fond et des résonances sous-jacentes peuvent perturber notablement de telles mesures. Néanmoins, on peut essayer de tirer quelques conclusions de ces analyses.

- les fluctuations à 7,5 MeV, 9,05 MeV et 9,45 MeV sont compatibles avec les évolutions de la RDG et non avec celle de la RQG. On peut lui associer la multipolarité 1^- . Ceci est en accord avec les mesures de Sherman & al [106] et Belyaev & al [8].
- la structure à 10,85 peut être associée à la RQG.
- les barres d’erreur sur la fluctuation à 11,5 MeV sont trop grandes pour pouvoir trancher.
- Les évolutions de la structure à 10,15 MeV n’est compatible ni avec E1 ni avec E2.

Comparaison avec des calculs microscopiques

• *Bilan des structures calculées*

Comme nous l’avons vu au chapitre 2.4.2, les modèles microscopiques font apparaître une structure fine dans la fonction de réponse en raison des couplages

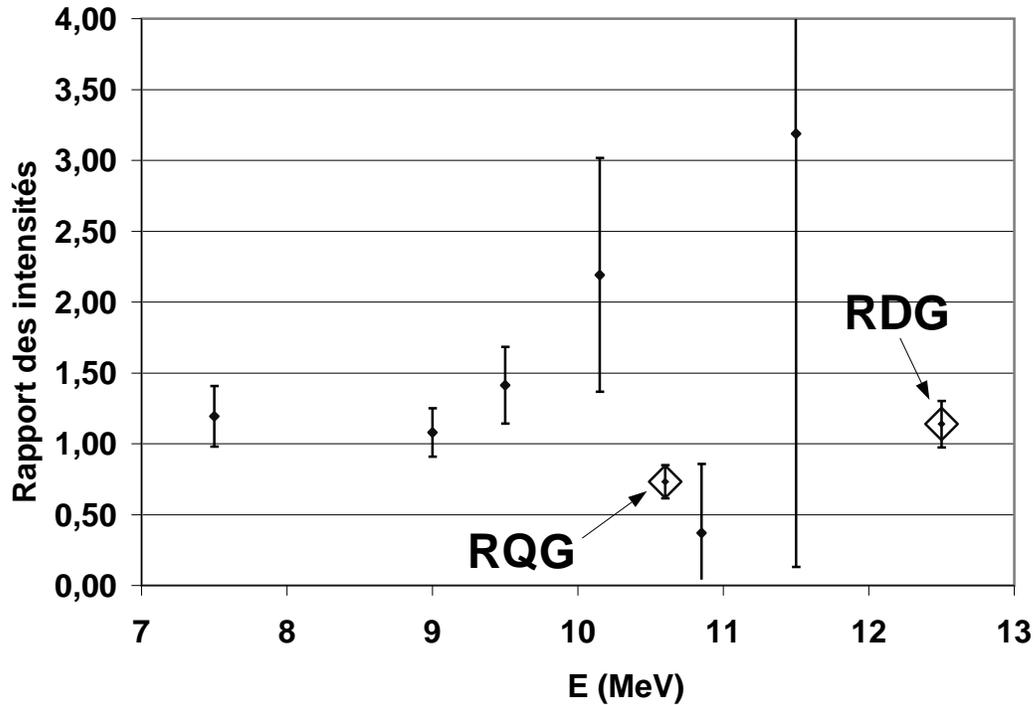


FIG. 4.13 – Rapports des intensités des différentes structures et des RDG et RQG de la tranche angulaire 4, $25^\circ < \Theta_{CM} < 5, 0^\circ$ sur la tranche 5, $25^\circ < \Theta_{CM} < 6, 0^\circ$, positionnées à leur énergie d'excitation moyenne.

de la résonance avec les états plus complexe du noyau. La table 4.6 confronte les résultats de cette expérience avec les différents calculs exposés à la section 2.4.2.

• *Conclusions*

- Les structures de basse énergie (7,5 MeV, 8,0 MeV et 9,05 MeV) semblent correspondre à des excitations E1, ce qui est cohérent avec leur évolution angulaire. Ceci confirme également la présence de la résonance dipolaire aux basses énergies des résonances vue par Suomijärvi & al (1989 [112] et voir section 4.2.2).
- Les structures à 9,45 MeV, 10,2 MeV, 10,8 et 11,3 MeV se retrouvent aussi bien pour L=1 que L=2. Au vu des distributions angulaires, le pic à 9,5 MeV est associé à L=1 et celui à 10,8 MeV à L=2. Je n'ai pu déterminer la multipolarité des deux autres pics par ce moyen.
- les modèles prévoient également des structures à plus haute énergie pour la RDG, mais celles-ci n'apparaissent pas dans le spectre expérimental. Cet différence peut être due à l'interaction coulombienne qui atténue les fonctions de réponse aux hautes énergies comme nous l'avons vu au chapitre

RDG Kamerdzhiev & al [61]	RDG Ponomarev & al [93]	RQG Kamerdzhiev & al [62]	RQG Bortignon & al [22]	Ce travail Ce travail
? ¹	7,6			7,5
?	8,0			8,1
?	9,1	9,3		9,05
?	9,5	9,5	9,6	9,45
?	10,0	10,1	10,3	10,2
11		11	10,9	10,8
	11,3	11,2	11,2	11,3
11,8		11,7	11,5	
		11,9	11,8	
	12,3	12,1		
13,0	13,1			13,0
13,8	14,1			
	14,7			
15,2				

TAB. 4.6 – Énergie des structures calculées par différents modèles et résultats de cette expérience. (¹ les structures en dessous de 11 MeV ne sont pas données.)

4.4.1.

4.4.5 Résonance monopolaire géante

Je traite séparément l'inclusion de la résonance monopolaire géante car celle-ci étant superposée à la résonance dipolaire et de faible intensité, il est très difficile de la déterminer précisément. Cela permet également de tester la robustesse des résultats sur les fluctuations face à une modification du spectre sous-jacent.

Suomijärvi & al (1989 [112]) ne montre pas de contribution monopolaire, mais plutôt une multipolarité $L=4$ située pour les mêmes énergies d'excitation. Étant donné la forte imprécision sur la distribution angulaire dans notre expérience, il est impossible de trancher ici.

Inclusion de la résonance monopolaire

La résonance monopolaire géante (RMG) est approchée par une gaussienne de moyenne estimée à 13,9 MeV et de largeur 2,4 MeV (Liguori-Neto & al 1993 [74]). Elle est dans la même zone que la résonance dipolaire, et est donc difficilement discernable. Les distributions angulaires différentes de ces deux résonances permettent éventuellement de les séparer. Dans les expériences de diffusion de protons (Djalali & al 1982 [40]), la RMG est dominante pour les grands angles

de diffusion ($\Theta_{CM} > 7^\circ$ à 200 MeV). Dans notre expérience, les variations ne sont pas suffisamment importantes pour faire la distinction. La figure 4.14 montre les distributions angulaires théoriques pour la RMG et la RDG. Ces calculs sont réalisés en DWBA par le programme ECIS (Raynal 1981 [96]) à l'aide des potentiels de transitions donnés par Satchler (1987 [102]). La RMG y épuise 60% de la règle de somme. J'y ai superposé les données correspondant à la section efficace de la RDG seule, augmentées de 10%. Cette figure est à comparer avec la figure 4.10. On constate, mis à part pour deux points aux petits angles, qu'il est impossible de faire la différence entre RDG seule et RDG+RMG.

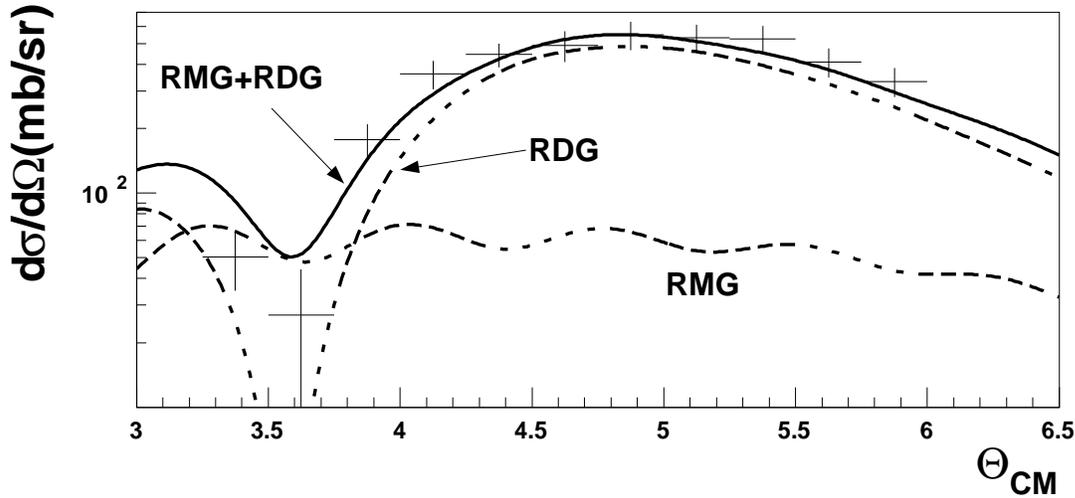


FIG. 4.14 – Distributions angulaires des résonances monopolaire et dipolaire géantes calculées et somme des deux. Les points de mesures tirés de cette expérience correspondent à ceux de la RDG seule dont la normalisation est augmentée de 10%.

Distributions angulaires prenant en compte la RMG

Nos données ne permettent pas de faire une distribution angulaire précise de la résonance monopolaire par manque de statistique. Par contre, on peut la faire apparaître dans un ajustement fait sur des tranches angulaires plus larges. J'ai étudié les tranches angulaires $4,25^\circ < \Theta_{CM} < 5^\circ$ et $5,25^\circ < \Theta_{CM} < 6^\circ$. La figure 4.15 montre un ajustement semblable à ceux réalisés dans la section 4.4.4, mais qui inclue également une gaussienne d'énergie moyenne 13,9 MeV et de largeur 2,4 MeV. On y discerne les trois résonances principales ainsi que les fluctuations.

Je compare les intensités obtenues pour les deux tranches angulaires. La figure 4.16 montre les rapports d'intensité obtenus. En comparaison de ceux obtenus

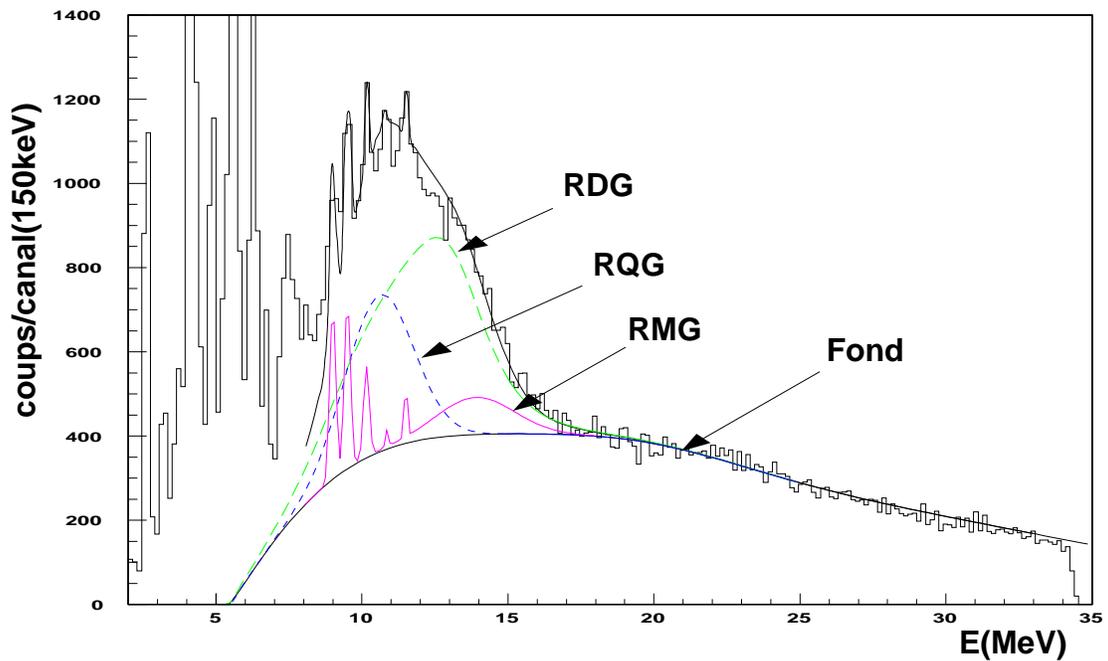


FIG. 4.15 – Fonctions d’excitation de la résonance monopolaire (RMG), dipolaire (RDG) et quadripolaire (RQG), ainsi que des fluctuations. Les hauteurs des différentes contributions sont ajustées sur un spectre mesuré dans la tranche angulaire $4,25^\circ < \Theta_{CM} < 5^\circ$

nus sans la RMG, on peut en tirer les conclusions suivantes pour les résonances géantes :

- Les rapports d’intensité (donc les distributions angulaires) obtenus sans la RMG sont dans les barres d’erreur de ces nouveaux rapports.
- Le rapport d’intensité de la RQG ($0,85 \pm 0,12$) n’est plus compatible avec celui obtenu par le calcul en voie couplée ($0,68$).
- Le rapport d’intensité de la RMG est de $1,02 \pm 0,30$, compatible avec celui calculé ($1,2$)
- Le rapport d’intensité de la RDG ($1,37 \pm 0,21$) reste compatible avec le calcul ($1,30$).
- Dans les zones angulaires considérées, la section efficace mesurée de la RMG constitue 10% à 15% de celle de la RDG, contre 25% prédit par les calculs. Cette sous-estimation se retrouve dans les deux points aux faibles angles de diffusion de la figure 4.15. Il est possible qu’elle provienne d’une mauvaise estimation du fond.

En ce qui concerne les fluctuations, il est impossible de conclure pour les structures supérieures à 10,2 MeV. Elles sont dans la zone où les trois résonances

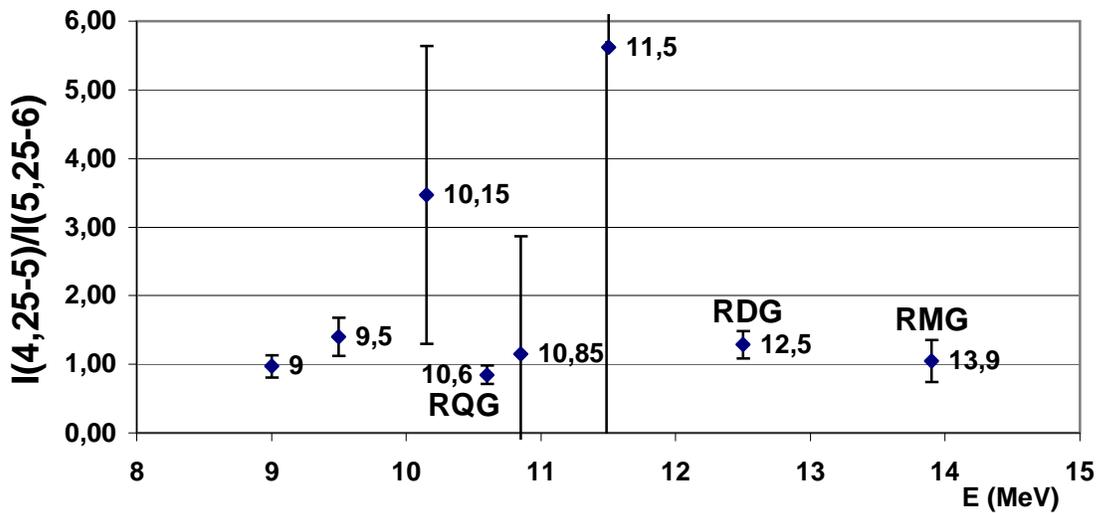


FIG. 4.16 – Rapports des intensités mesurées dans la tranche angulaire $4,25^\circ < \Theta_{CM} < 5^\circ$ et $4,25^\circ < \Theta_{CM} < 5^\circ$ pour les trois résonances principales et pour les différentes structures

se superposent, et l'incertitude résultante est trop importante. Les structures situées à des énergies inférieures sont moins sensibles, mais sont tout de même perturbées par l'introduction de la résonance monopolaire. Ainsi, la distribution angulaire du pic à 9 MeV, est maintenant compatible avec l'évolution de $L=1$ ou $L=2$. Celles à 7,5 MeV, 9,5 MeV et 10,15 MeV (mais cette dernière est sujette à de très fortes incertitudes) correspondent toujours à $L=1$.

La conclusion la plus importante est sans doute que l'introduction d'une nouvelle composante assez faible peut modifier les résultats sur les fluctuations. Celles-ci sont d'autant plus sensibles qu'elle reposent sur un fond plus ou moins bien connu et important.

4.5 Méthode de l'index d'entropie

L'entropie est une grandeur statistique caractéristique du désordre dans un système. Nous avons vu que chaque niveau de couplage dans le processus d'amortissement des résonances géantes fait apparaître dans la fonction de réponse des fluctuations dont l'échelle est caractéristique des densités d'énergie où des temps de vie de ces états de couplage (voir le chapitre 2.4.1). Ces structures sont ordonnées par rapport aux fluctuations statistiques décorréliées du spectre. L'entropie, qui mesure le désordre dans le spectre, est sensible à ces structures ordonnées. Cette méthode a déjà été mise en pratique par Denis Lacroix & al (2000 [68]) sur des spectres de résonances géantes observés par diffusion d'électrons et de

protons. Ces calculs ont été réalisés avec sa collaboration. J'analyse les données de diffusion de protons de façon légèrement différente pour les comparer aux résultats obtenus ici.

4.5.1 Principes

La méthode de mesure de l'index d'entropie a été élaborée par Hwa (1998 [58]) qui l'a appliquée à la mesure des irrégularités des battements du cœur. Elle est basée sur le calcul de l'entropie d'un spectre à une échelle donnée qui est caractéristique du désordre présent dans ce spectre à cette échelle. Une fluctuation ordonnée à une échelle donnée (i.e. qui a une périodicité s'approchant de cette échelle) se traduit par une fluctuation de l'index de l'entropie. À l'inverse, une invariance d'échelle dans les fluctuations apparaît dans une entropie constante. Cette méthode a été appliquée par Lacroix & al (1999 [66] et 2000 [68]) pour étudier les structures dans les fonctions de réponses nucléaires en général et les résonances géantes en particulier.

Son principe est le suivant. Une fonction $S(E)$ est discrétisé en intervalle $[E_i - \delta E/2, E_i + \delta E/2]$ (figure 4.17). Pour chaque intervalle i , on définit une grandeur D_i :

$$D_i(\delta E) = \int_{E_i - \delta E/2}^{E_i + \delta E/2} S(E) \Omega_i(E) dE$$

où $\Omega_i(E)$ est une fonction impaire de E . Pour ces calculs $\Omega_i(E)$ est une fonction échelon valant -1 pour $E < E_i$ et $+1$ pour $E > E_i$. Elle peut être remplacée par un sinus sans changer les résultats.

L'entropie $K(\delta E)$ est alors :

$$K(\delta E) = \frac{1}{n \langle D_i \rangle} \sum_{i=1, n} D_i(\delta E) \log D_i(\delta E)$$

avec $\langle D_i \rangle$ une normalisation par la moyenne des D_i .

4.5.2 Caractérisation de la méthode

Je simule ici quelques spectres caractéristiques pour montrer quelle est la réponse de la fonction d'entropie correspondante. Cela permettra de mieux comprendre les spectres expérimentaux. La figure 4.18 montre trois cas d'école qui font apparaître différents niveaux de structures superposés. Les fonctions d'entrée sont représentées à gauche et les entropies correspondantes à droite. Le premier spectre est une gaussienne de hauteur 5 et de largeur 512 centrée sur un spectre allant de 0 à 1024. Le second représente cette même gaussienne superposée à une sinusoïde de période 50 et d'amplitude 1. Dans le troisième, une seconde sinusoïde de période 12,5 et d'amplitude 0,5 est ajoutée. Les spectres entropiques de droite montre qu'à chaque échelle de fluctuation correspond un palier d'entropie (indiqué par les flèches) situé au niveau de cette échelle.

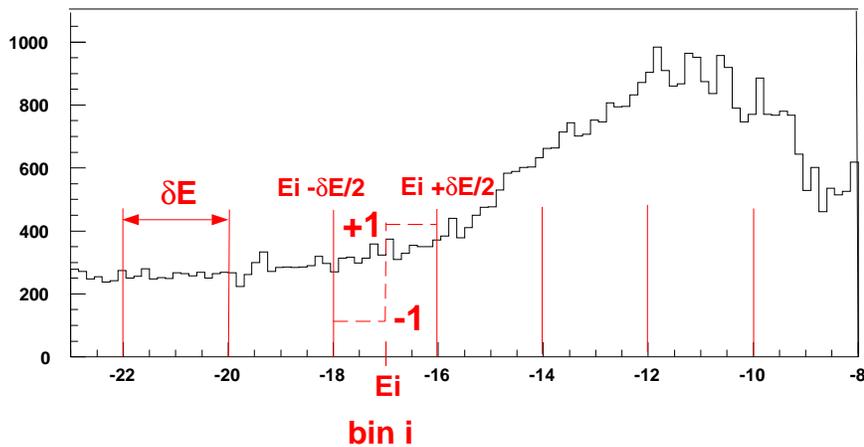


FIG. 4.17 – Principe de découpage du spectre initial et multiplication par une fonction échelon impaire.

Amplitude des fluctuations

Ce cas d'école représente un spectre où les différentes échelles de fluctuations sont séparées et d'amplitude décroissante vers les petites échelles. On peut imaginer un cas où les amplitudes sont plus fortes à une échelle qu'aux échelles plus grandes. La figure 4.19 montre l'entropie de la fonction $S = (5 + \sin(2\pi x/50) + 2\sin(2\pi x/12, 5)) \exp((x - 512)/128)^2$. L'entropie a une phase de croissance correspondant au terme $2\sin(2\pi x/12, 5)$ et non plus un simple pallier. La valeur de l'échelle critique est située approximativement au milieu de la phase croissante.

Incertitudes de mesures

Les incertitudes de mesures sur l'entropie sont calculées à partir d'une méthode Métropolis sur le spectre initial. Les lois de probabilités des erreurs sur le spectre sont supposées connues. On tire alors des spectres modifiés par un tirage aléatoire sur ces erreurs. On calcule une entropie pour chaque spectre, et la distribution des entropies donne une évaluation des erreurs commises. L'entropie effective est prise comme la moyenne de toutes les entropies calculées. En pratique, la moyenne est réalisée sur une centaine de tirages aléatoires. Au delà, le résultat ne change plus.

4.5.3 Fluctuations dans les résonances géantes

J'ai analysé la région des résonances géantes à l'aide de cette méthode. Pour comparaison, j'ai analysé exactement de la même façon l'expérience (p,p') citée par Kamerdhziev & al (1997 [62]) et également analysée par Lacroix & al (2000

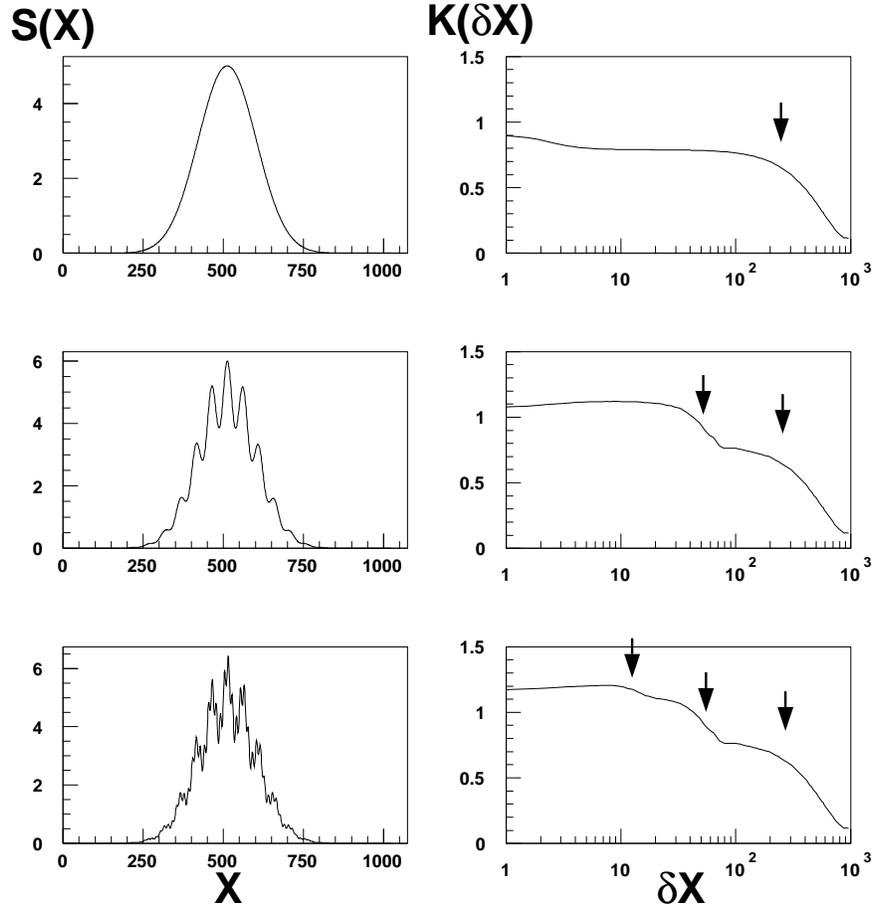


FIG. 4.18 – Spectres $S(X)$ simulés et entropie $K(\delta X)$ correspondante à droite.
 a) $S = 5 \exp((x - 512)/128)^2)$; b) $S = (5 + \sin(2\pi x/50)) \exp((x - 512)/128)^2)$;
 c) $S = (5 + \sin(2\pi x/50) + 0,5 \sin(2\pi x/12, 5)) \exp((x - 512)/128)^2)$

[68]). J'ai fait l'analyse sur trois plages d'énergie différentes. Les résultats correspondants obtenus avec les données (p,p') tirées de Lacroix & al [68] sont donnés pour comparaison dans les figures 4.21.

- La première est la zone de la résonance quadripolaire, de 9 à 12 MeV.
- La deuxième de 12 à 18 MeV est la zone dominée par la résonance dipolaire pour la diffusion d'ions lourds. Dans le spectre de diffusion de protons, cette zone est dominée par la résonance monopolaire géante, sachant que les mesures sont faites à un angle de 8° (Djalali & al 1982 [40]).
- La dernière sert de référence à haute énergie de 20 à 33 MeV.

Le "fond" est une zone à haute énergie où aucune structure n'est présente a priori. Il sert de témoin au cas où une structure serait liée au mode de détection. Les non-linéarités décrites au chapitre 3.4 pourraient être responsables de telles structures. Toutefois, elles n'apparaissent pas dans l'index d'entropie, au moins

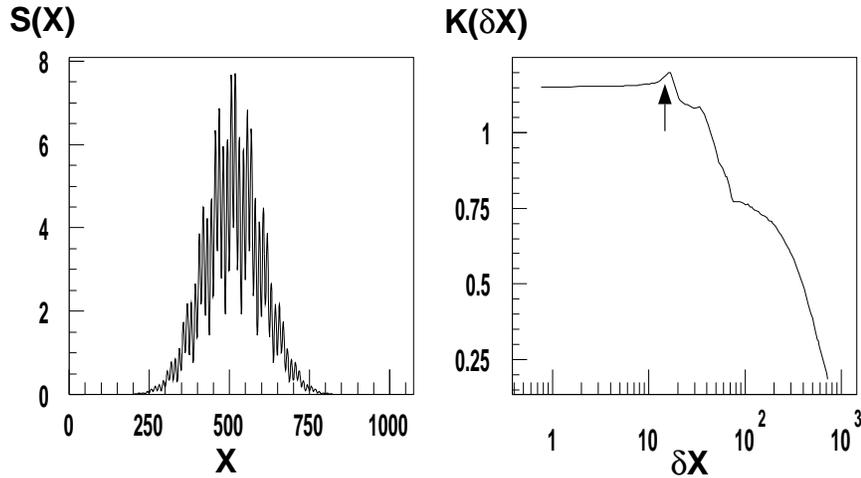


FIG. 4.19 – Spectre $S(X)$ simulé et entropie $K(\delta X)$ correspondante. $S = (5 + \sin(2\pi x/50) + 2 \sin(2\pi x/12, 5)) \exp((x - 512)/128)^2$

avec les erreurs de mesures que nous avons ici.

La première constatation est que les structures varient peu avec l'angle de diffusion. Je donne donc les résultats intégrés pour $3^\circ < \theta_{CM} < 6^\circ$. Les index entropiques des trois zones d'énergies sont données par la figure 4.20, où le fond est en haut, la zone de la RDG au milieu, et la zone de la RQG en bas.

La seconde est que les barres d'erreurs sont très importantes. Elles sont essentiellement dues au manque de statistique. En comparaison, l'expérience (p, p') possède une statistique cinq fois supérieure pour une résolution en énergie trois fois meilleure. En conséquence, aucune structure n'apparaît significativement dans les spectres.

Dans les spectres de diffusion de protons, on voit au contraire apparaître plusieurs niveaux de structure. Pour $9 < E < 12$ MeV (figure 4.21, zone de la résonance quadripolaire géante) on peut localiser une variation de l'entropie à 200 keV, 450 keV et 1 MeV, les légères différences avec [68] étant dues à la restriction de la plage en énergie analysée ($E > 6,6$ MeV dans [68]). Comme il est noté dans cet article, ces valeurs sont cohérentes avec les niveaux de structures déduits à partir d'un spectre théorique prenant en compte les couplages $2p-2h$. Dans la zone $12 < E < 18$ MeV, dominée par la résonance monopolaire, on constate que ces échelles ont changé vers 300 keV et 600 keV. Cela indiquerait que les états de couplage de la monopolaire sont différents de ceux de la résonance quadripolaire.

Un traitement identique pour la résonance dipolaire serait extrêmement intéressant. Il serait possible d'utiliser soit des données de diffusion de protons aux petits angles de diffusion, soit des données d'expériences avec photons de haute résolution (Shermann & al 1975 [106] ou Belyaev & al 1992 [8]) qui permettraient

de séparer complètement la résonance dipolaire des autres multipolarités.

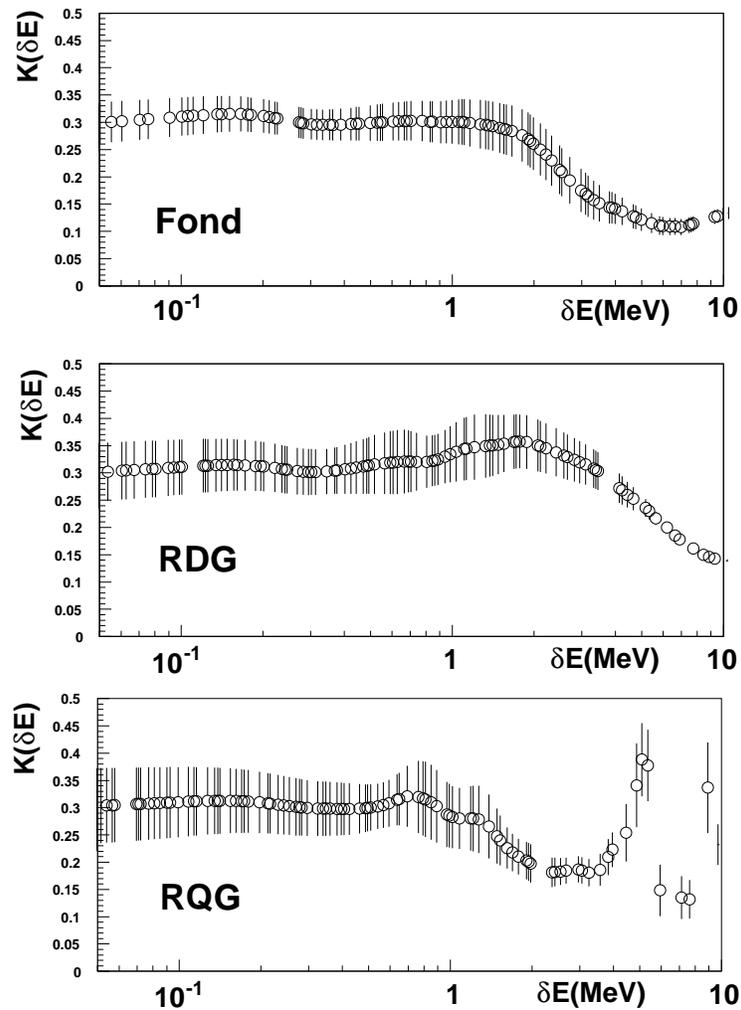


FIG. 4.20 – Index d'entropie obtenu par la diffusion ^{17}O sur ^{208}Pb . En haut, zone de fond ($20 < E < 33\text{MeV}$), au milieu $12 < E < 18\text{MeV}$, en bas $9 < E < 12\text{MeV}$.

4.5.4 Une application à la mesure des résolutions de détection

La résolution d'une mesure est une échelle caractéristique d'un spectre de cette mesure. En effet, en dessous de la résolution, tous les signaux sont décorrélés et leur répartition est entièrement aléatoire. Cette décorrélation est visible dans l'index d'entropie : en dessous de l'échelle de résolution, toutes les fluctuations sont purement statistiques, et l'index d'entropie devient constant. Il est ainsi possible d'estimer la résolution d'un détecteur à partir d'un spectre quelconque

d'une mesure de ce détecteur. Le spectre doit être relativement propre, c'est-à-dire ne comporter aucune structure dont l'échelle soit voisine de la résolution, au risque de perturber l'estimation. La figure 4.22 montre un spectre en temps de vol de fragments de fission de ^{252}Cf mesuré grâce au détecteur à feuille émissive SED (voir chapitre 8.4 de la partie II). La partie haute montre le spectre en temps de vol proprement dit, et la partie basse l'index d'entropie correspondant à ce spectre. On y distingue une fluctuation à 150ps, ce qui est la résolution du détecteur. Remarquons également une légère oscillation vers 10ps : elle correspond au pas de l'histogramme.

Cette application illustre les forces et les faiblesses de la méthode de l'index d'entropie. Elle permet de repérer les différentes échelles de fluctuations dans un spectre indépendamment de tout modèle, mais ne donne aucun renseignement sur l'origine des fluctuations, qui peuvent être aussi bien d'origine physique qu'expérimentale.

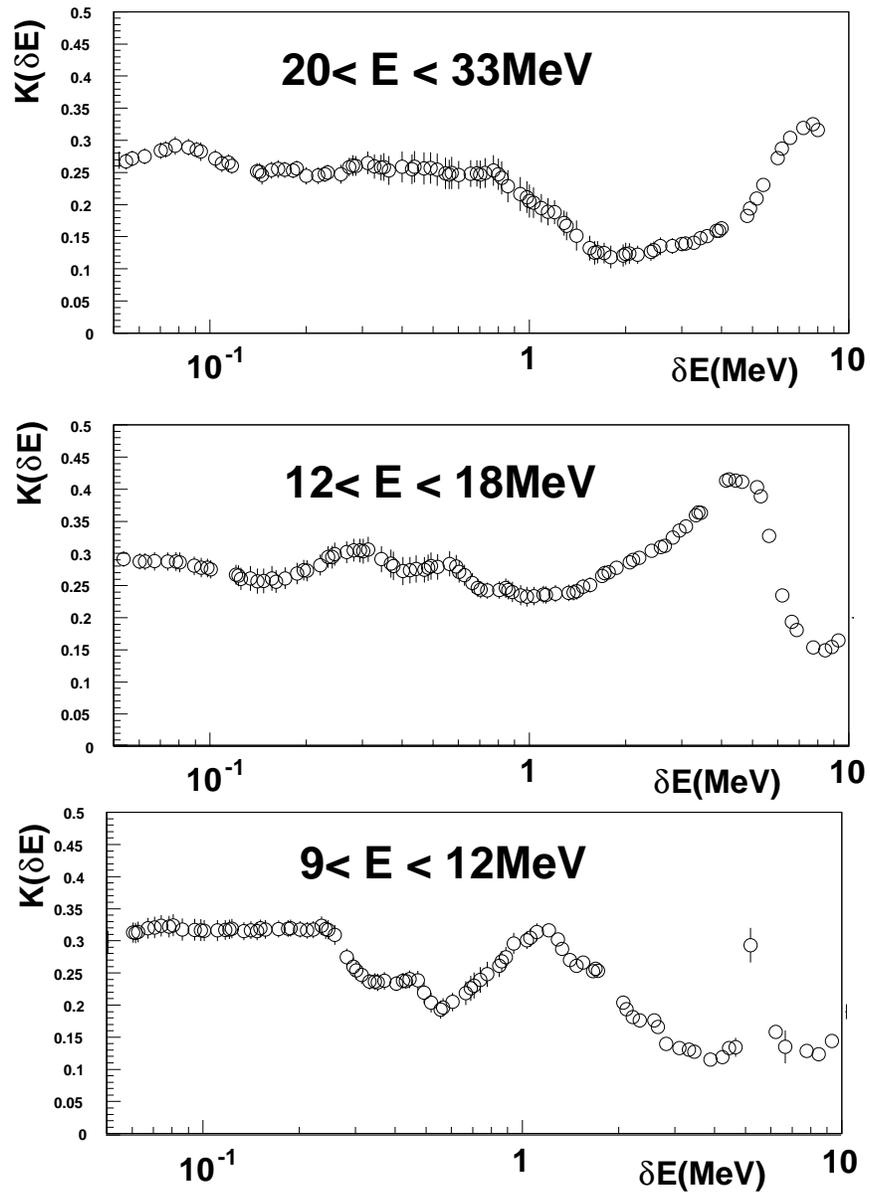


FIG. 4.21 – Index d'entropie obtenu par diffusion de proton (tiré de [68]). En haut, zone de fond ($20 < E < 33 \text{ MeV}$), au milieu $12 < E < 18 \text{ MeV}$, en bas $9 < E < 12 \text{ MeV}$.

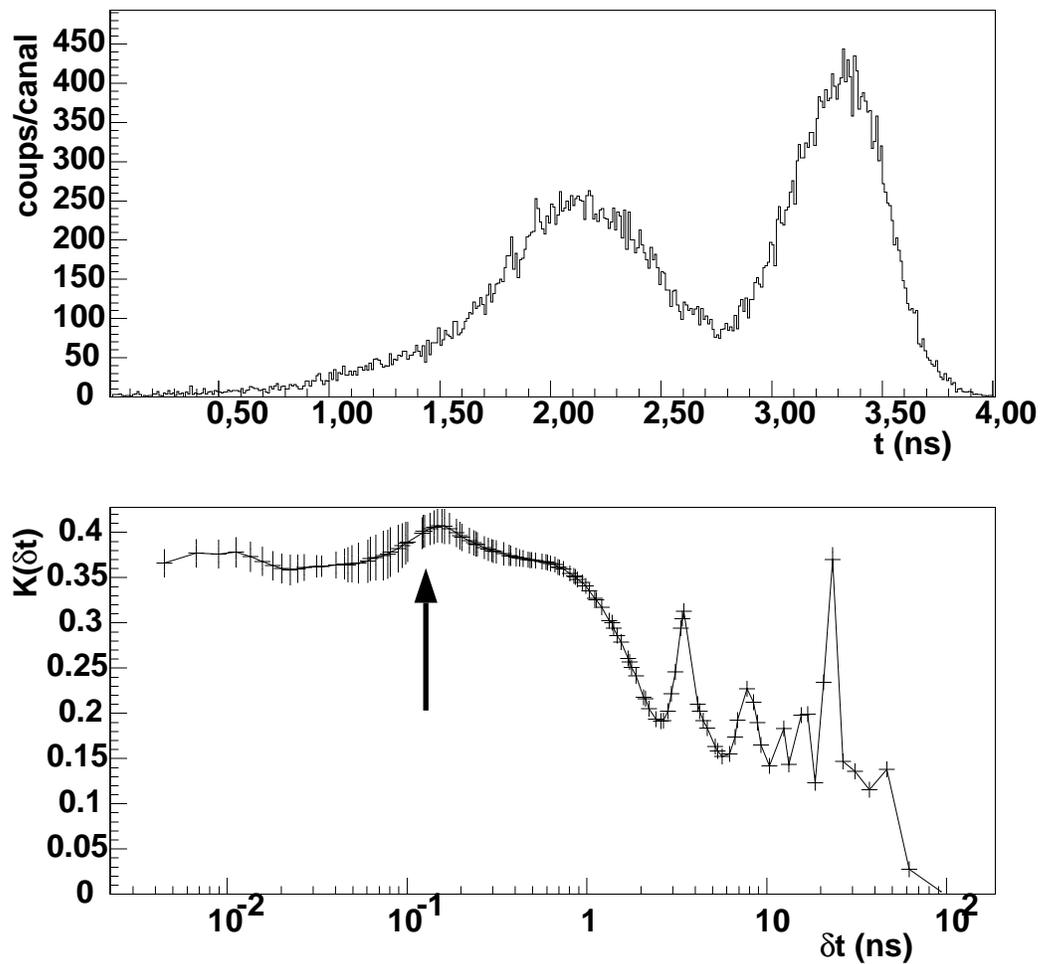


FIG. 4.22 – Haut : temps de vol de fragments de fission de ^{252}Cf mesuré entre le détecteur SED et une jonction. Bas : index d'entropie du spectre. La flèche indique la fluctuation liée à la résolution du détecteur.

Chapitre 5

Conclusions

- *Nouvelles chambres à dérive*

Les nouvelles chambres à dérive de SPEG ont posé quelques problèmes lors de cette première utilisation. Le fait que les préamplificateurs de charge de fils ne soient pas déconnectables a empêché une calibration correcte. Ce problème est désormais résolu pour les futures utilisations des chambres. Pour mon analyse, je l'ai contourné en mettant au point une technique de calibration qui utilise la forme connue de la distribution des charges sur les cathode à pistes. J'ai également montré que la connaissance de la forme de la distribution des charges permet de reconstruire les positions des ions lorsqu'une piste est défectueuse.

Cette distribution est bien approchée par une sécante hyperbolique au carré. Cette méthode de reconstruction induit de faible erreur systématique qui oscille avec la périodicité des pistes, d'amplitude maximum $60 \mu\text{m}$ au quart et au trois quarts d'une piste. La résolution atteinte par les chambres à dérive dans cette expérience est de $350 \mu\text{m}$ (Largeur totale à mi-hauteur) pour une rangée de piste. Pour les quatre rangées de pistes, cela permet une résolution au plan focal de 120 keV , dont 90 keV dus au straggling dans la cible. En prenant en compte les erreurs systématiques, l'incertitude sur l'énergie d'excitation est de 150 keV , et de $0,07^\circ$ sur l'angle de diffusion. Les expériences précédentes avaient une résolution de 500 keV .

L'examen des états discrets identifiés du plomb, en bon accord avec les calculs en voies couplées, m'a permis de confirmer l'étalonnage en énergie et en angle réalisé à partir des courbes cinématiques.

- *Structure fine des résonances géantes*

Cette excellente résolution a permis de faire apparaître les structures fines des résonances géantes. Huit fluctuations ont été mise en évidence à des énergies supérieures au seuil d'émission de particule. Ces fluctuations sont similaires à celles observées avec d'autres types de sonde.

Dans cette région, j'ai estimé le fond continu et les fonctions de réponses des

différentes résonances dominantes : la résonance isoscalaire quadripolaire et la résonance isovectorielle dipolaire géante. Pour cette dernière j'ai estimé sa forme à partir des données connues de photoabsorption en tenant également compte de la déformation liée à l'interaction coulombienne. Les distributions angulaires extraites pour les deux résonances sont en accord avec celles calculées en voies couplées. L'introduction de la résonance monopolaire est hasardeuse. J'ai estimé sa section efficace à 10-15% de celle de la résonance dipolaire géante, alors que les calculs prévoient plutôt 25% dans les zones angulaires considérées.

J'ai ensuite tenté d'associer une multipolarité aux fluctuations découvertes. Les expériences déjà réalisées sur les résonances aboutissent à des conclusions variées, et associe généralement les fluctuations avec la résonance dominant dans le spectre. L'avantage des expériences par diffusion d'ions lourds est le bon rapport signal sur bruit, de l'ordre de 2 :1 dans cette expérience, alors qu'il est de 20% pour la diffusion d'électrons. Par contre, toutes les multipolarités sont présentes dans le spectre et la sélection angulaire est faible. Les résonances sous-jacentes perturbent aussi la mesure des fluctuations, d'autant plus qu'elles sont parfois mal connues, comme la résonance monopolaire. Les fluctuations en dessous des énergies d'excitation des résonances à 7,5 MeV, 9,05 MeV et 9,45 MeV, semblent pouvoir être associées à $L=1$, avec également une contribution $L=2$ pour le pic à 9,05 MeV. Il est par contre impossible de conclure pour les autres structures, qui sont situées dans la zone des résonances. Les incertitudes de mesures sont alors trop importantes.

- *Approche statistique des fluctuations*

La structure fine des résonances est liée aux mécanismes de décroissance de ces excitations collectives vers d'autres états plus complexes du noyau. Les fluctuations sont alors caractéristiques soit de la densité des états qui contribuent aux couplages, soit de leur temps de vie. Une analyse statistique des variations du spectre permet de remonter à ces caractéristiques. Ce couplage peut avoir lieu en plusieurs étapes, et mettre en jeu plusieurs échelles de densité. La méthode du calcul de l'index d'entropie permet d'obtenir les échelles d'énergie caractéristiques de chacune de ces étapes. Malheureusement, la statistique de cette prise de données n'est pas suffisante pour appliquer cette méthode. L'examen de données de diffusion de protons a permis par contre de mettre en évidence plusieurs échelles de couplage. De plus, un examen en différentes tranches d'énergie où différentes résonances géantes sont dominantes permet d'observer des échelles variables selon la résonance. Une étude sur différentes résonances paraît en effet intéressante. Les récentes mesures de photoabsorption donne des spectres haute résolution de la résonance dipolaire, qui pourrait être comparés avec les spectres obtenus avec d'autres sondes. Également, l'étude du spectre des résonances chaudes est intéressant, quoique difficile. La densité des états augmente avec la température et ces évolutions devraient se retrouver dans les échelles caractéristiques des fluc-

tuations.

Enfin, la méthode de l'index d'entropie peut être utilisée pour estimer des résolutions de détecteur sur un spectre quasi-quelconque, au lieu de nécessiter des mesures spécifiques (comme un faisceau pinceau par exemple).

- *Structure fine et chambres à dérive de VAMOS*

Cette expérience a eu le désavantage d'avoir été un test de détecteur, ce qui a posé quelques problèmes. Malgré quelques résultats intéressants, il n'a pas été possible d'avoir suffisamment de statistique pour appliquer correctement la méthode de l'index d'entropie. Avec l'expérience acquise, serait-il possible de refaire ces mesures dans de meilleures conditions ?

Nous avons vu que l'épaisseur de la cible était la cause d'une grande partie de la résolution en énergie. En augmentant l'énergie du faisceau, cette dispersion angulaire diminue, même si la contribution due au spectromètre augmente. Il faut donc trouver l'énergie optimale pour améliorer la mesure.

Également, nous avons constaté que la résolution des chambres à dérive comptait aussi une grande partie de straggling dans les feuilles des chambres à dérive, puisque la résolution intrinsèque est de $200\ \mu\text{m}$, contre une résolution mesurée ici avec faisceau de $350\ \mu\text{m}$. Dans la partie suivante (chapitre 8.2), je vais présenter les chambres à dérive de VAMOS, qui ont la propriété de comporter deux feuilles de Mylar de moins, donc d'engendrer moins de dispersion angulaire des ions diffusés. Si j'estime la résolution de ces chambres mises à la place de celles de SPEG, j'obtiens une résolution de $230\ \mu\text{m}$ au plan focal. Cette amélioration est essentiellement due à la précision de la mesure sur la seconde chambre à dérive, qui passe de $1,3\ \text{mm}$ à $570\ \mu\text{m}$ (pour un faisceau de $50\ \text{MeV}/A$). Avec une dispersion au plan focal de $8\ \text{cm}/\%$, la résolution en énergie d'excitation est de $1\ \text{keV}/(\text{MeV}/A)$. Pour optimiser l'énergie du faisceau vis-à-vis de la dispersion dans la cible, il faut se placer à $70\ \text{MeV}/A$, où les deux contributions donnent une résolution totale de $100\ \text{keV}$ (Largeur totale à mi-hauteur). On note également qu'augmenter l'énergie du faisceau permet aussi de favoriser l'excitation de la résonance dipolaire qui augmente d'un facteur deux entre $50\ \text{MeV}/A$ et $70\ \text{MeV}/A$.

D'un point de vue expérimental, il serait donc intéressant de réaliser à nouveau cette expérience à $70\ \text{MeV}/A$ avec les chambres à dérive de VAMOS. Cela permettrait d'améliorer la résolution à $100\ \text{keV}$ (Largeur totale à mi-hauteur), avec une section efficace deux fois plus élevée pour la résonance dipolaire géante. Une statistique importante serait nécessaire pour pouvoir appliquer les algorithmes d'analyse statistique.

Deuxième partie

Détection du spectromètre
VAMOS

Chapitre 6

Le spectromètre VAMOS

6.1 Introduction

L'étude des propriétés des noyaux hors de la vallée de stabilité est un axe principal de la recherche en physique nucléaire. Les sujets d'intérêt sont nombreux : densité de matière particulières (halos et peaux), haut spins (hyperdéformation), influence du pairing, nombre minimum et maximum de neutrons pour la stabilité. La seule possibilité pour étudier ces noyaux "exotiques" au temps de vie court est leur production sous forme d'un faisceau radioactif et leur étude en ligne.

Plusieurs méthodes sont accessibles : l'une, dite de "fragmentation", consiste à faire réagir un faisceau stable de haute énergie avec une cible et de récupérer parmi l'ensemble des produits de réaction, les noyaux exotiques d'intérêt. Cette méthode est déjà utilisée au GANIL avec la cible SISSI. Elle a l'avantage de s'insérer très bien dans une ligne de faisceau stable existante. La cible provoque par contre une forte dispersion des éjectiles et les qualités optiques du faisceau sortant sont assez médiocres. Ce faisceau est souvent fortement contaminé et sa purification entraîne une perte d'intensité supplémentaire.

Une autre solution techniquement plus difficile consiste à produire ces noyaux "à l'arrêt" dans une cible très épaisse et à les réaccélérer par la suite en sélectionnant les noyaux souhaités. C'est le procédé ISOL (Isotopic Separation On Line). SPIRAL (Séparation et Production d'Ions RADIOactifs en Ligne) est une nouvelle installation de GANIL utilisant ce procédé. Les faisceaux d'ions stables de GANIL bombardent une cible-source (Putaux & al 1996 [95]), dont la haute température libère les ions radioactifs produits par réaction nucléaire. La nature des atomes produits dépend de la réaction nucléaire réalisée. Classiquement, un faisceau de protons ou d'ions légers est envoyé sur des cibles différentes. Avec SPIRAL, c'est essentiellement la nature et l'énergie du faisceau qui varient, ce qui permet d'optimiser la cible pour son efficacité et sa résistance.

Ces ions sont ensuite ionisés et accélérés par le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie, Lieuvain 1998 [73]) jusqu'à des énergies de 1,7 à 25

MeV/A. La séparation des différents isotopes est réalisée en grande partie par le cyclotron qui a une résolution en masse de 5.10^{-4} . Le faisceau ainsi obtenu est dirigé vers les aires expérimentales du GANIL et a une très bonne qualité optique. La figure 6.1 montre l'ensemble de la ligne SPIRAL et la ligne actuelle du GANIL. SPIRAL sera opérationnelle dans le second semestre 2000. Si les

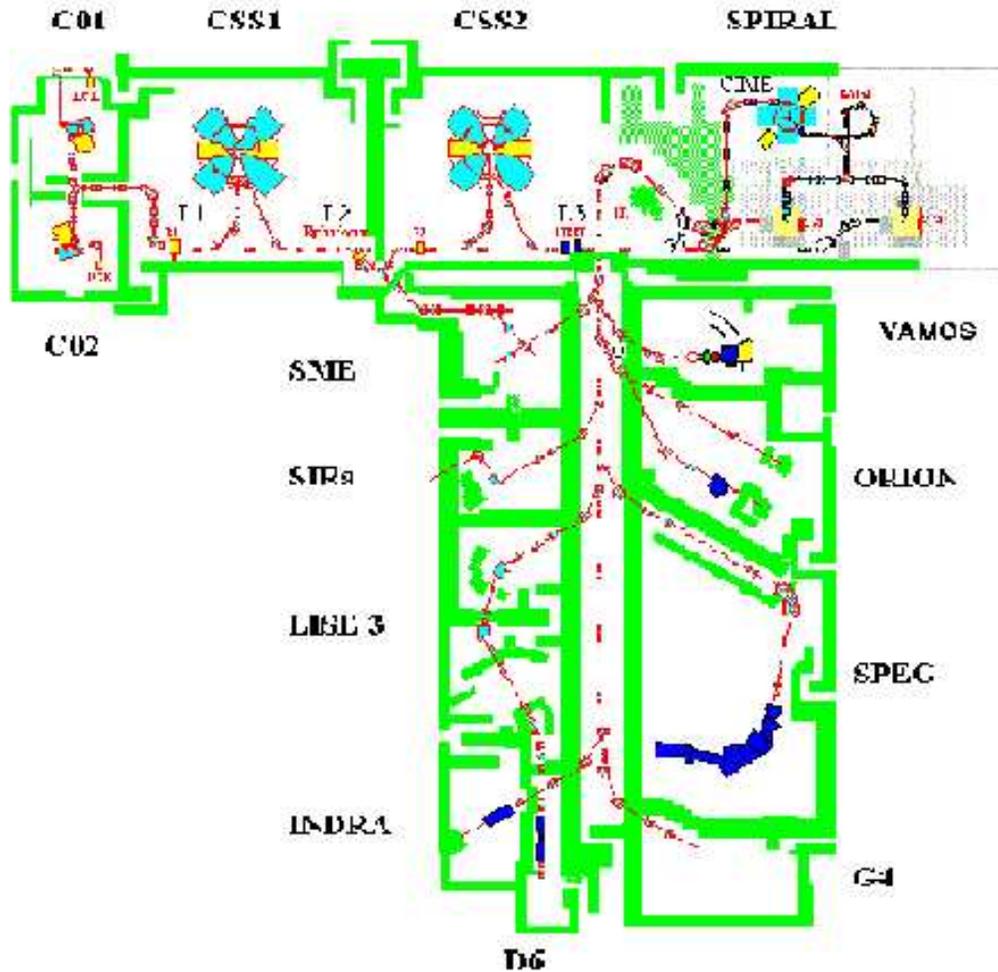


FIG. 6.1 – Plan du GANIL avec SPIRAL et VAMOS tel qu'il sera installé en mars 2001.

faisceaux stables actuels du GANIL ont une intensité pouvant monter jusqu'à 10^{12} pps pour des énergies de plusieurs dizaines de MeV par nucléon, ceux de SPIRAL seront 10000 fois moins intenses pour des énergies inférieures à 25 MeV/A. Les réactions étudiées et les produits de réaction seront différents. Ces nouvelles conditions d'utilisation nécessitent l'utilisation de nouveaux instruments de détection adaptés. C'est dans cette optique que le spectromètre VAMOS (Variable MOde Spectrometer) est conçu. C'est un spectromètre magnétique de grande

acceptance en cours de construction dans une grande collaboration européenne incluant les organismes suivants :

- CEN Bordeaux-Gradignan (France)
- DAPNIA/SPhN (France)
- GANIL (France)
- LPC (France)
- IPN-Orsay (France)
- GSI (Allemagne)
- CCLRC Daresbury (Grande Bretagne)
- University of Liverpool (Grande Bretagne)
- University of Manchester (Grande Bretagne)
- University of Surrey (Grande Bretagne)

Le spectromètre permet l'identification des produits de réaction, ainsi que la mesure de leur impulsion et de leur angle de diffusion. VAMOS est installé à demeure au GANIL et sera opérationnel dès Mars 2001. Il sera utilisé pour une large gamme de réactions dans des conditions expérimentales diverses : les produits de réaction ont des énergies de 20 à moins de 1 MeV/A et des masses de 2 à plus de 200. Sa polyvalence se reflète dans la conception de son optique, mais également dans le système de détection qui lui est adjoint.

L'ensemble de détection de VAMOS est constitué au plan focal de deux détecteurs de position/temps de vol, puis d'une chambre à ionisation couplée à un plastique scintillant pour l'identification. Deux types de détecteurs sont prévus pour être placés au plan focal : des chambres à dérive ou des détecteurs à feuilles émissives. Mon travail a essentiellement porté sur la conception de ces détecteurs.

Je vais tout d'abord présenter les motivations physiques pour la conception d'un spectromètre tel que VAMOS. Les conditions expérimentales propres aux faisceaux exotiques requièrent un instrument ayant des caractéristiques particulières. Je décris ensuite les différents éléments de VAMOS et leurs fonctionnalités. J'ai essentiellement travaillé sur le système de détection : je préciserai les différents détecteurs utilisés avec le spectromètre puis à l'aide de quelques exemples, j'estimerai quantitativement les performances attendues de l'appareil.

6.2 Motivations

6.2.1 Les faisceaux exotiques de SPIRAL

VAMOS est un spectromètre magnétique dédié à la détection des produits de réactions réalisées avec les faisceaux radioactifs de SPIRAL (Source de Production d'Ions Radioactifs et Accélération en Ligne). Il doit assurer les deux fonctions fondamentales d'un spectromètre magnétique :

- la mesure du moment cinétique et de l'angle de diffusion des produits de réaction. La reconstruction des trajectoires des ions permet de remonter à

ces deux valeurs après la dispersion due à un dipôle magnétique.

- l'identification en masse et en charge des produits de réaction. Elle est réalisée grâce à la mesure du temps de vol, de l'énergie et d'une perte d'énergie des ions.

La décision de construire VAMOS s'est prise après avoir comparé les besoins propres à SPIRAL et les équipements actuels du GANIL (Mittig 1997 [81]). La table 6.2 montre les caractéristiques des faisceaux produits par SPIRAL. Elle décrit la nature des ions produits et leur temps de vie, l'intensité (les chiffres donnés ne prennent pas en compte la transmission de la phase d'accélération, qui est $\sim 40\%$) et les énergies accessibles du faisceau. Les trois dernières colonnes donnent aussi à titre indicatif le faisceau primaire utilisé pour produire ces ions dans la source SIRA de SPIRAL, ainsi que sa puissance et son énergie. Les éléments à retenir sont les suivants :

- la basse énergie du faisceau à la sortie du cyclotron CIME, inférieure à 20 MeV/A à comparer avec les faisceaux actuels du GANIL dont l'énergie est de l'ordre de 100 MeV/A,
- les faibles intensités des faisceaux exotiques en comparaison des faisceaux stables ($\approx 10^8 pps$ au maximum,),
- la nature des ions incidents, de l'hélium au krypton, qui peut imposer le choix d'une cible plus légère et une réaction en cinématique fortement inverse.

Dans ce cadre, voyons quels types d'expériences sont intéressants avec ces faisceaux et quelles contraintes elles imposent sur les instruments de détection nécessaires. Les possibilités offertes par SPIRAL sont vastes, et VAMOS, en tant qu'équipement standard, doit pouvoir faire face à un éventail de conditions expérimentales.

6.2.2 La physique de VAMOS

Les réactions quasi-élastiques

Ce sont les réactions où les échanges de nucléons ou d'énergie entre le projectile et la cible sont faibles. Elles sont très sensibles à la structure des noyaux, notamment aux nucléons des dernières couches. Il est possible de choisir un des deux noyaux de la réaction très léger (p, d, α) : sa structure simple permet de se concentrer sur la structure de l'autre noyau et sur le potentiel d'interaction. SPIRAL offre la possibilité d'envoyer un faisceau exotique sur ces cibles légères. Si on peut mesurer la distribution angulaire des projectiles diffusés avec un spectromètre, une autre méthode plus efficace est de détecter les particules légères de recul autour de la cible, avec un instrument tel que MUST par exemple (Blumenfeld & al 1999 [20]). Le spectromètre assure l'identification des ions qui ont interagi : dans certains cas, la réaction étudiée produit plusieurs noyaux qu'il convient d'identifier. En outre, les faisceaux de SPIRAL ne sont pas toujours

Beam	Charge state	Intensity before acceleration (pps)	Energy min (A MeV)	Energy max. (A MeV)	Primary Beam	Primary beam power (kW)	Energy of the primary beam (A MeV)
^6He (0.8s)	+1	3.2×10^8	2.7	7.2	^{13}C	2	75
	+2	8.0×10^7	6.8	22.8			
^8He (0.12s)	+1	5.0×10^5	2.7	4.0	^{13}C	2	75
	+2	1.2×10^5	3.8	16.3			
^{17}Ne (0.11s)	+(3-6)	3.0×10^4	2.7	24.3	^{20}Ne	0.4	95
^{18}Ne (1.7s)	+(3-6)	3.0×10^6	2.7	22.9	^{20}Ne	0.4	95
^{19}Ne (17s)	+(3-6)	5.0×10^7	2.7	21.6	^{20}Ne	0.4	95
^{23}Ne (37s)	+(3-6)	1.2×10^7	2.7	17.7	^{36}S	0.4	77
^{25}Ne (0.61s)	+(3-6)	1.0×10^5	2.7	15.1	^{36}S	0.4	77
^{31}Ar (15ms)	+3	7	VLE (*)		^{36}Ar	2	95
^{32}Ar (98ms)	+(6-8)	6.0×10^2	2.7	16.4	^{36}Ar	2	95
	+9	3.0×10^2	4.8	19.2			
	+10	1.5×10^2	6.0	21.4			
^{33}Ar (0.17s)	+(6-8)	1.0×10^5	2.7	15.4	^{36}Ar	2	95
	+9	5.0×10^4	4.6	18.6			
	+10	2.5×10^4	5.6	20.7			
^{34}Ar (0.84s)	+(6-8)	4.0×10^6	2.7	14.5	^{36}Ar	2	95
	+9	2.0×10^6	4.3	18.0			
	+10	1.0×10^6	5.3	20.1			
^{35}Ar (1.78s)	+(6-8)	2.0×10^8	2.7	13.7	^{36}Ar	2	95
	+9	1.0×10^8	4.0	17.3			
	+10	5.0×10^7	5.0	19.5			
^{72}Kr (17s)	+(15-16)	8.0×10^1	2.7	12.9	^{78}Kr	0.2	73
^{73}Kr (27s)	+(15-16)	2.0×10^3	2.7	12.6	^{78}Kr	0.2	73
^{76}Kr (14.8h)	+(15-16)	3.0×10^6	2.7	11.6	^{78}Kr	0.2	73
^{77}Kr (74m)	+(15-16)	2.0×10^7	2.7	11.3	^{78}Kr	0.2	73

FIG. 6.2 – intensités prévues pour certains faisceaux de SPIRAL phase I

purs et les contaminants doivent être identifiés ou éliminés. Si le faisceau incident et les produits de réaction sont émis autour de 0° , ils doivent être séparés.

Par des réactions de transfert de neutrons, on produit des noyaux encore plus riches en neutrons que la cible et le projectile. Ceux-ci sont produits dans des états excités qui, s'ils sont à une énergie plus faible que le seuil d'émission de particule, vont décroître par émission de γ prompts. Un détecteur tel qu'EXOGAM placé autour de la cible est alors idéal pour mesurer ces rayonnements. L'identification et la mesure de l'énergie des ions diffusés se fait alors grâce au spectromètre.

Les réactions très inélastiques

L'objectif de la physique des noyaux exotiques est d'étudier des noyaux hors de la vallée de stabilité, notamment des noyaux riches en neutrons. Pour y parvenir, on peut utiliser des réactions impliquant des faisceaux initialement exotiques ce qui permet de bénéficier de ce déséquilibre dans la réaction : les faisceaux exotiques ont des intensités plus faibles que les faisceaux stables, mais les sections efficaces de production sont aussi plus élevées. On produit des noyaux très riches en neutrons à l'aide de réactions de transfert multinucléoniques avec un faisceau déjà riche en neutrons. Outre la simple production de noyaux exotiques, on étudie les effets de l'isospin sur ces mécanismes de réaction comme l'influence des rapports N/Z dans la cible et le projectile.

Ces réactions conduisent à des distributions très larges dans le laboratoire qui nécessitent un instrument de détection qui se positionne à plusieurs dizaines de degrés par rapport au faisceau. Il est important d'avoir un grand angle solide de détection afin de couvrir une plage angulaire la plus grande possible. Les nucléons produits ont une large distribution en charge et en masse : il faut les identifier.

Les réactions de fusion évaporation

Les réactions de fusion-évaporation avec des faisceaux exotiques peuvent elles aussi mener à la production de nouveaux noyaux. Comme le rapport N/Z des noyaux stables augmentent avec leur masse, on comprend qu'il est utile de faire fusionner des noyaux riches en neutrons : les réactions de fusion-évaporation avec des noyaux riches en neutrons ramène vers la stabilité par rapport à des fusions de noyaux stables qui peuplent les zones pauvres en neutrons. Plus le nombre de neutrons augmente, plus les sections efficaces de fusion augmentent, jusqu'au point optimale où l'énergie de liaison des neutrons faiblissant et les couplages avec le continuum croissants n'entraînent une rediminution de la section efficace.

Dans ce type d'expériences, les énergies de recul sont faibles et les domaines angulaires importants. Mais ces distributions sont centrées à 0° et les produits de réaction d'intérêt doivent être séparés du faisceau incident. Les produits de réactions ont aussi une grande distribution de masse et doivent être identifiés. On peut par exemple étudier les sections efficaces de fusion en fonction de leur

énergie d'excitation. Cette étude a été menée au GANIL avec des faisceaux stables et elle gagne à être poursuivie hors de la vallée de stabilité afin de préciser les limites de cette stabilité en fonction du nombre de neutrons, ou encore en fonction du rapport des masses entre la cible et le projectile. Une telle expérience est proposée en utilisant INDRA (Identification de Noyaux et Détection avec Résolution Accrue, Pouthas & al 1995 [94]) et en bombardant une cible de ^{58}Ni avec différents isotopes d'argon (^{33}Ar à ^{39}Ar). INDRA détecte les particules émises par évaporation autour de la cible (sauf les neutrons, dont la multiplicité est plutôt faible) et il est nécessaire d'identifier les résidus de fusion afin de connaître la masse et la charge totale du noyau créé. Cette réaction se fait aussi bien au dessus qu'en dessous de la barrière coulombienne, où l'on sait que la fusion est beaucoup plus sensible à la structure des noyaux. Cela permet de mieux maîtriser les processus de fusion, notamment pour la production de noyaux super-lourds.

6.3 Description technique

6.3.1 Caractéristiques principales

Fonctionnalités du spectromètre

Les principales fonctionnalités du spectromètre, outre l'identification et la mesure de cinématiques sont :

- un filtre de Wien qui permet de sélectionner les différents ions selon leur vitesse en les déviant dans le plan horizontal, notamment de séparer le faisceau incident des ions à 0° .
- une possibilité de couplage avec différents détecteurs. VAMOS est conçu pour fonctionner en conjonction avec un grand nombre de détecteurs existants et à venir (INDRA, MUST, EXOGAM...). Cette compatibilité est prévue aussi bien au niveau mécanique (place autour de la cible, chambre de détection) qu'au niveau de l'électronique et de l'acquisition (utilisation de "standards" en accord avec la conception d'autres détecteurs).
- une rotation entre 0° et 100° de l'ensemble de détection.
- une grande acceptance en angle (90msr) et en moment ($\pm 5\%$).

Cette grande acceptance est une des caractéristiques originales de VAMOS. Elle doit contrebalancer la perte d'intensité du faisceau et répondre aux distributions angulaires très larges. La faible énergie de SPIRAL nécessite elle aussi une grande ouverture en moment relative afin de couvrir une plage absolue d'énergie importante.

Bien sûr, cette grande acceptance à un coût. Les dimensions des éléments magnétiques du spectromètre sont fixées par les possibilités d'ingénierie. Si on veut augmenter au maximum l'acceptance du faisceau, on va être amené à travailler aux limites géométriques de ces éléments magnétiques et donc être sensibles aux aberrations (discutées au chapitre 6.4.3) qui apparaissent dans ces régions. Ces aber-

rations compliquent significativement l'optique du spectromètre. Elles rendent opaques les données de base du spectromètre (position et angle au plan focal) et nécessitent une reconstruction logicielle des trajectoires. Ce problème est l'un des points délicats de la conception du spectromètre, comme nous le verrons au chapitre 6.4.

À largeur du plan focal constante (elle est fixée par des contraintes techniques), et pour une résolution des détecteurs δx donnée, le produit de l'acceptance en moment par la dispersion $\left(\frac{x}{\delta}\right)$ est constant (voir équation 6.1). Augmenter la première signifie réduire la seconde ce qui amène à réduire aussi la résolution en moment du spectromètre $\delta p/p$. VAMOS n'a donc pas pour but d'être un spectromètre haute résolution à la différence de SPEG (Spectromètre à pertes d'énergie du GANIL, Bianchi & al 1989 [19]). Ainsi la résolution nominale en impulsion de VAMOS est de l'ordre de 1.10^{-3} , alors que celle de SPEG peut atteindre 5.10^{-5} .

$$\frac{\delta p}{p} \cdot \left(\frac{x}{\delta}\right) = \delta x \quad (6.1)$$

avec :

- $\frac{\delta p}{p}$ la résolution en moment,
- $\left(\frac{x}{\delta}\right)$ la dispersion en moment du spectromètre, c'est-à-dire la dépendance en moment de la position horizontale de passage des ions au plan focal, en approximation au premier ordre.
- δx la résolution spatiale de la détection.

Une grande gamme de fonctionnement

Outre ces caractéristiques qui répondent aux besoins spécifiques de SPIRAL, VAMOS est un instrument permanent du GANIL, disponible pour une grande variété d'expériences. Il a été conçu pour être le plus versatile possible. Dans cette optique, VAMOS possède les traits suivants :

- le spectromètre se déplace en translation par rapport au point cible, afin de permettre un compromis entre acceptation angulaire et rigidité magnétique $B\rho$ (champ magnétique multiplié par rayon de courbure, analogue à l'impulsion d'un ion) maximum et d'augmenter la place autour du point cible. Cette propriété est expliquée au chapitre 6.4.
- les éléments magnétiques fonctionnent en différents modes selon l'optique désirée. Le filtre de Wien peut être utilisé ou non, et le dipôle lui-même peut être en fonctionnement (mode dispersif) ou éteint (mode focalisant à zéro degré). Ces modes seront explicités au chapitre 6.3.2.
- La détection du spectromètre se décline en différentes configurations selon la masse et l'énergie des ions à détecter. Au plan focal, on trouve des chambres à dérive pour les ions les plus rapides et/ou légers ou des détecteurs à feuille émissive pour les ions lents et/ou lourds. On verra ces possibilités plus avant au chapitre 7.

Maintenant que j'ai donné les caractéristiques fondamentales de VAMOS, je vais détailler ses éléments et son utilisation. Je reprends ici les données de la référence (Savajols & The VAMOS Collaboration 1999 [103]) réactualisées en Mars 2000.

6.3.2 Éléments du spectromètre

Le spectromètre comprend deux quadripôles (notés Q_1 et Q_2), un filtre de Wien et un dipôle (voir figure 6.3). La chambre de détection vient ensuite. Leur données techniques, dimensions et valeurs de champs, sont reprises dans la table 6.1.

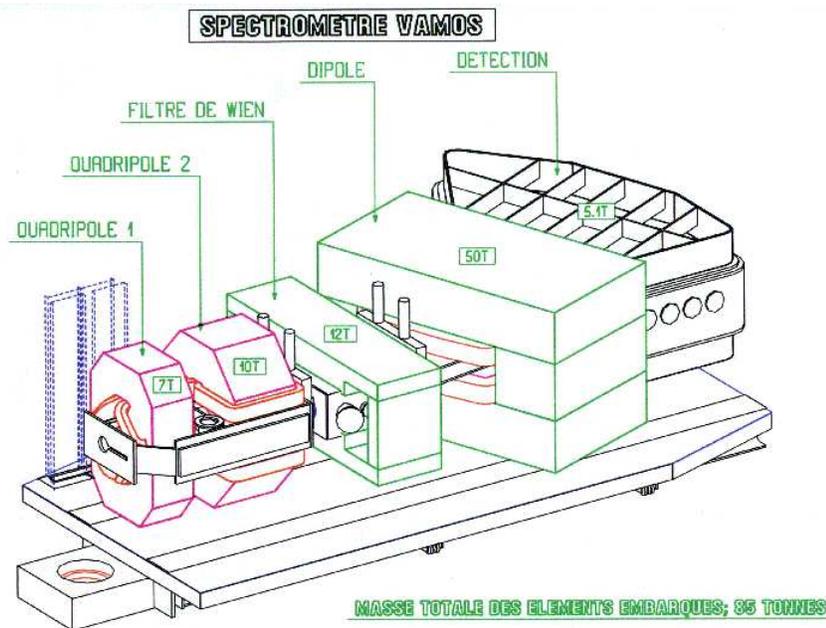


FIG. 6.3 – Vue du spectromètre VAMOS et de ses principaux éléments

Premier quadripôle

Q_1 est un quadripôle pur, ouvert sur le plan vertical. Son diamètre est de 30cm, ce qui conditionne l'acceptance angulaire. Sa longueur n'est que du double de son ouverture et les champs de fuite de part et d'autre sont importants : le champ résiduel est de 15% à 15cm du quadripôle. Ces considérations sont à prendre en compte pour l'installation d'un détecteur autour du point cible. Il est focalisant dans la direction verticale (notée y) et défocalisant dans la direction horizontale (notée x).

Q ₁	
Longueur magnétique	60cm
Ouverture	$\phi=30\text{cm}$
Champ au pôle	1,05T
Q ₂	
Longueur magnétique	90cm
Ouverture	horizontale : 110cm
Ouverture	verticale : 22cm
Champ au pôle	1,2T à 110cm
Filtre de Wien	
Longueur magnétique	1m
Hauteur utile	15cm
Champ électrique max	200kV/m
Champ magnétique max	0,18T
Dipôle	
Rayon	1.5m
Angle de déflexion	0 – 60°
Zone utile (dB/B < 10 ⁻³)	±340 mm en entrée 20° < Φ < 60° ±150 mm en sortie
Hauteur utile	150 mm
Hauteur dipôle	200 mm
Champ max	1,1T
Longueur magnétique	1,57m
Face d'entrée	
Inclinaison	20°
Courbure	5m
Face de sortie	
Inclinaison	30°
Courbure	3m
Caractéristiques globales	
Longueur de vol	7,3m
Angle solide max	90msr
Résolution nominale en moment	10 ⁻³

TAB. 6.1 – Données techniques des éléments optiques

Second quadripôle

Q_2 est un quadripôle en H. Il a une ouverture horizontale de 1m pour une hauteur de 10cm. Il a été largement modifié pour compenser en partie les aberrations naturelles de VAMOS par l'ajout de composante octupolaire et dodécapolaires dans le champ. Q_2 est focalisant en x et défocalisant en y.

Filtre de Wien

Le filtre de Wien assure une sélection en vitesse des particules qui le traversent en utilisant un champ électrostatique horizontal couplé avec un champ magnétique vertical. À champ électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} fixés, les ions traversant le filtre subissent une force dans le plan horizontal :

$$F = q(E - v.B)$$

Les particules dont la vitesse est $v = E/B$ ne sont pas déviées de leur trajectoire, au contraire des autres. Cette déviation se fait dans le plan de dispersion du dipôle, ce qui permet d'ajuster le filtre de vitesse et le dipôle de façon à envoyer les particules choisies à un endroit précis du plan focal. À la différence d'une configuration à rejet vertical, celle-ci n'évacue pas complètement du plan focal les ions spurieux lorsqu'elle est face à des vitesses élevées : le pouvoir séparateur n'est alors pas suffisant pour dévier les ions hors de l'acceptance horizontale.

Dipôle

Le dipôle de VAMOS peut fonctionner de $B=0$ à $B=1,1T$. On peut donc supprimer le pouvoir dispersif du spectromètre, ce qui est utile lorsque l'on souhaite conserver certains états de charge des ions. Bien sûr, la discrimination en M/q et les mesures de moment cinétique ne sont plus possibles. Les faces d'entrée et de sortie du dipôle sont courbées de façon à réduire les aberrations.

6.3.3 Autres éléments

Plate-forme

La plate-forme de VAMOS est double, pour permettre les mouvements de rotation et de translation du spectromètre. La distance entre le point cible et le spectromètre peut varier de 30cm à 140cm (distance cible – entrée de Q_1). VAMOS peut pivoter autour de l'axe de la cible de 0° à 100° en position rapprochée et de 0° à 60° en position éloignée (à cause des contraintes d'espace de la salle d'expérience).

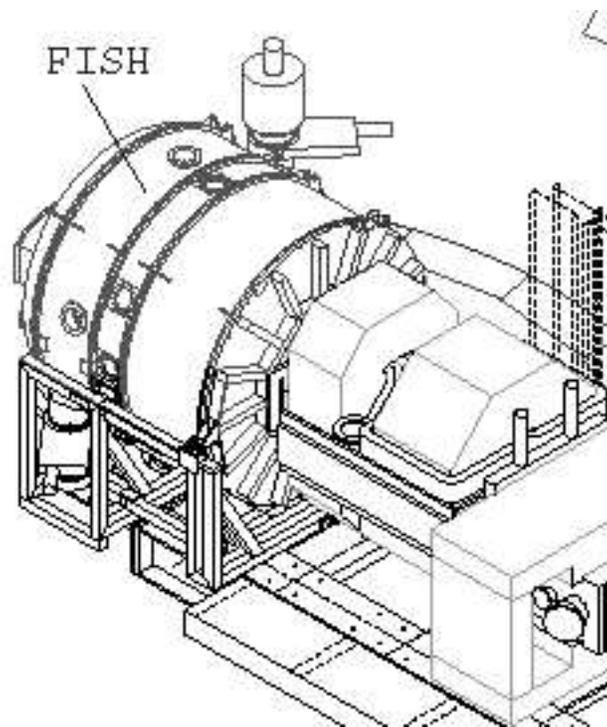


FIG. 6.4 – La chambre FISH et les deux quadripôles ; vue arrière

Environnement de la cible

La chambre à cible standard de VAMOS s'appelle FISH. La figure 6.4 montre l'implantation de la chambre à l'avant du spectromètre accolée au premier quadripôle. Elle est conçue pour s'adapter aux deux positions extrêmes de VAMOS et peut s'utiliser de 0° à 60° grâce à une fente coulissante, ainsi qu'à 75° grâce à un orifice. La distance entre la cible et la fente est de 1,20m. VAMOS peut recevoir d'autres chambres à réaction. Celle d'INDRA est en cours d'adaptation, et une chambre spécifique pour EXOGAM est construite.

Notons que Q_1 est ouvert dans le plan horizontal et qu'une fente est prévue sur sa droite pour évacuer le faisceau loin de la cible. Cela est possible pour des angles inférieurs à 45° . Pour une rotation plus grande, le faisceau devra être arrêté dans la chambre à cible.

Chambre de détection

La chambre de détection prend la forme de deux caissons démontables. Les détecteurs y sont glissés par l'arrière grâce à une partie mobile sur rails. Cette partie ferme la chambre et permet la sortie de tous les signaux provenant des

détecteurs. L'ensemble de la chambre peut être accouplé sur la sortie du dipôle à 0, 30 et 60° de l'axe du spectromètre. Cette connexion se fait à l'aide d'un cône intermédiaire qui doit être changé pour chaque position. Cette manipulation assez lourde implique de briser le vide.

6.4 Optique magnétique

L'optique magnétique découle des caractéristiques des éléments optiques de VAMOS. Elle définit les trajectoires que vont suivre les ions dans le spectromètre. La fonction essentielle d'un spectromètre magnétique est d'établir une relation entre ces trajectoires (que l'on mesure) et les caractéristiques de la particule : son impulsion, son angle de diffusion, sa masse et sa charge.

Je ne détaillerai pas ici les principes généraux de l'optique des spectromètres magnétiques. Le lecteur intéressé pourra se référer à Mittag 1994 [80]. Je ne m'attacherai qu'à ce qui se rapporte explicitement au cas de VAMOS. Je traiterai notamment les cas des aberrations et de la reconstruction des trajectoires qui s'en suit. Je vais toutefois définir maintenant un certain nombre de termes et de notations :

- *Rigidité magnétique* : produit du champ magnétique du dipôle par son rayon de courbure moyen. On la note $B\rho$. Comme une particule d'impulsion p et de charge q vérifie dans le champ la relation $Br = p/q$ où r est le rayon de courbure de sa trajectoire, on parle également du “ $B\rho$ ” d'un ion qui est équivalent à son impulsion.
- *Angle de diffusion* : angle de déviation θ d'un ion après son interaction avec la cible.
- *Trajectoire centrale ou de référence* : trajectoire des ions dans le spectromètre si leur angle de diffusion est nul et leur rigidité (ou impulsion de référence p_0) est égale à celle du spectromètre. Les coordonnées spatiales sont exprimées par rapport à cette trajectoire de référence.
- *Impulsion réduite* : notée δ , c'est la différence entre l'impulsion de l'ion et l'impulsion de référence, divisée par cette impulsion de référence. Elle s'exprime en %.

$$\delta = \frac{p - p_0}{p_0}$$

- *Plan focal du spectromètre* : plan de convergence des ions de même impulsion. La position des ions dans ce plan, notée X_f ne dépend plus de leur angle de diffusion.
- *dispersion en moment* : approximation au premier ordre de la dépendance entre la position au plan focal et l'impulsion. On la note (x/δ) . Elle est exprimée en cm/% et au plan focal $X_f = (x/\delta).\delta$. Ainsi dans un spectromètre de dispersion 1cm/%, un ion ayant une impulsion changeant de 1% par rapport à l'impulsion de référence aura une trajectoire au plan focal

décalée de 1cm par rapport à la trajectoire de référence.

- *Acceptance* : L'acceptance caractérise la gamme des ions transmis par le spectromètre du point cible au plan focal. L'acceptance en moment est la plage des impulsions admises et l'acceptance angulaire est la plage des angles de diffusion.

6.4.1 Données générales

Il est important de noter que les performances du spectromètre varient fortement lorsque les ions s'éloignent de la trajectoire centrale à cause des aberrations magnétiques que je traiterai au chapitre 6.4.3. Les caractéristiques optiques principales sont les suivantes :

- L'acceptance angulaire est liée à la dimension du premier quadripôle. Lorsque la cible est en position rapprochée, elle est de $\pm 135\text{mrad}$ dans le plan horizontal et $\pm 160\text{mrad}$ dans le plan vertical. En position éloignée, ces valeurs sont respectivement de 30mrad et 35mrad . Le défaut d'acceptance dans le plan horizontal est lié aux aberrations optiques.
- La dispersion en moment est d'environ $2,5\text{cm}/\%$ mais elle varie de façon importante selon l'angle de diffusion (voir les aberrations, section 6.4.3).
- L'acceptance en moment est environ de $\pm 5\%$, mais elle change selon l'angle de diffusion, en relation avec la dispersion en moment.
- Le plan focal réel (plan où la position est indépendante de l'angle de diffusion), est orienté à 70° par rapport à la trajectoire centrale. Son extension horizontale est de 50cm pour une acceptation angulaire de $\pm 5\%$. Il fait environ 10cm de hauteur.
- Le $B\rho_{max}$ du spectromètre est de $1,6\text{Tm}$ en position rapprochée et de $2,3\text{Tm}$ en position éloignée. Cela est dû à l'effet focalisant des deux quadripôles qui diminue lorsque l'énergie des ions augmente (figure 6.5). Ce schéma montre les trajectoires des ions après les deux quadripôles pour deux énergies différentes (en haut E' supérieure à E en bas) et pour les deux positions de la cible (position éloignée en pointillé et position rapprochée en tirets). les quadripôles se comportent comme une lentille, l'énergie des ions étant analogue à la fréquence de la lumière. Pour un point cible donné, plus l'énergie est grande, moins les ions sont focalisés et plus leur étalement spatial après la lentille est important. Cet étalement est limité par l'acceptation géométrique du spectromètre : les particules de grande impulsion ne peuvent donc pas traverser le spectromètre, ce qui induit une impulsion maximale pour les ions transmis $B\rho_{max}$. Plus le point cible est proche, plus la focalisation des ions est faible à une même impulsion, ce qui réduit d'autant le $B\rho_{max}$. Cette propriété se retrouve dans l'équation 6.2 : la position transversale extrême des ions x_{max} est liée à l'impulsion maximale de l'ion δ_{max} (assimilable à $B\rho_{max}$) par l'intermédiaire de la dispersion en moment (x/δ) et à son angle de diffusion maximal θ_{max} par l'intermédiaire de la grandeur (x/θ).

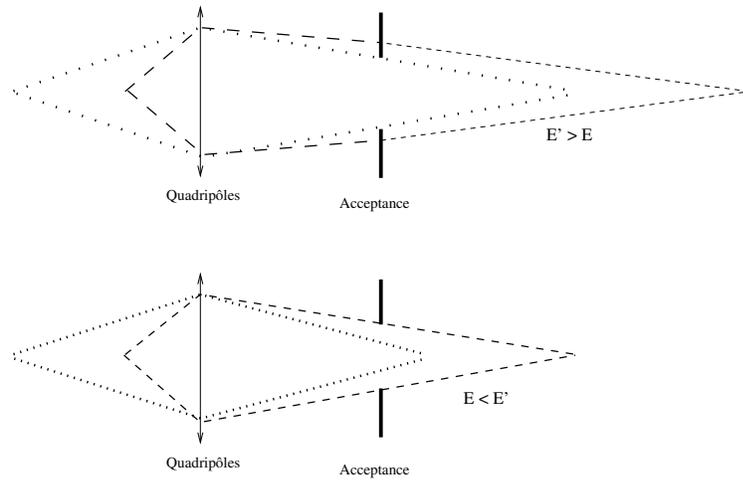


FIG. 6.5 – Trajectoire limite des ions pour une énergie importante (E' , en haut) ou faible (E , en bas) et pour deux points cibles différents (cible proche - - - ; cible éloignée - - -)

Elle doit être inférieure à l'acceptance du spectromètre. Rapprocher le point cible augmente θ_{max} , ce qui diminue l'impulsion maximale accessible.

$$x_{max} = \left(\frac{x}{\delta}\right) \delta_{max} + \left(\frac{x}{\theta}\right) \theta_{max} = Cte \quad (6.2)$$

6.4.2 Modes du spectromètre

Mode acceptant

Seuls les quadripôles Q_1 et Q_2 sont actifs. Le spectromètre se résume à une ligne de transport de grande acceptance qui sert uniquement à focaliser les produits de réaction. Cette possibilité n'existe ni dans LISE ni dans SPEG dont les dipôles ne peuvent fonctionner à champ nul. Le pouvoir dispersif est alors nul : l'analyse en M/q et la détermination du moment sont impossibles, mais tous les états de charges sont transmis. La zone de détection peut alors être restreinte et l'identification se fait à l'aide d'une détection spécifique (Implantation-decay pour une identification par les chaînes de décroissance α par exemple).

Mode dispersif

On ajoute aux quadripôles le dipôle et son analyse magnétique. C'est la configuration classique d'un spectromètre comme SPEG. Les ions sont dispersés dans le plan focal. Par la mesure des positions des particules à la sortie du dipôle et un programme de reconstruction de trajectoires, on détermine l'impulsion des

particules et leur angle de diffusion après la cible. Par une mesure de temps de vol, on accède également à la valeur du rapport M/q des produits de réaction.

Mode complet

On pourra rajouter à chacun des modes précédents l'usage du filtre de vitesse. On attend de ce dernier la capacité de rejeter le faisceau hors de l'espace de détection pour ne conserver que les ions diffusés intéressants. Cela évite de saturer le système de détection avec des événements spurieux. La configuration complète (quadripôles + filtre + dipôle) offre la possibilité de faire varier la dispersion du dipôle pour corriger l'effet introduit par le filtre de vitesse. Pour une particule de vitesse v , la mesure de la position x_{foc} au niveau du plan focal est la résultante de deux effets. Le filtre de Wien introduit une dépendance en vitesse ($\delta x/v$) tandis que le dipôle disperse les ions en fonction de leur moment relatif par rapport à la trajectoire centrale (x/δ) :

$$x_{foc} = \left(\frac{\delta x}{v} \right)_{fdW} .v + \left(\frac{x}{d} \right) .\delta$$

où :

- x_{foc} est la position au plan focal,
- $\delta x/v$ la dépendance de la position horizontale par rapport à la vitesse (dépendance due au filtre de Wien),
- x/δ la dispersion en moment (dépendance due au dipôle).

En ajustant la dispersion due au dipôle ($\frac{x}{d}$), on peut minimiser la mesure de x_{foc} .

6.4.3 Aberrations du spectromètre

Pour un spectromètre parfait, on retrouve les propriétés suivantes ([80]) : le plan focal est perpendiculaire à la trajectoire de référence et la position sur le plan focal x_f ne dépend que de la rigidité magnétique de la particule incidente et est notamment indépendante de l'angle de diffusion θ . La relation approchée $X_f = (x/\delta).\delta$ est exacte et (x/δ) est constant. De même, l'angle d'incidence Θ_f au plan focal est proportionnel à l'angle de diffusion.

VAMOS travaille aux limites de ses éléments optiques, et si ces relations sont valables au voisinage de la trajectoire centrale (angle de diffusion nul), elles deviennent rapidement fausses dès que l'on s'en éloigne. Étant donné la grande extension des trajectoires dans VAMOS, il est exclu de les corriger à l'aide d'éléments optiques comme des sextupôles, qui sont difficilement réalisables pour ces grandes acceptances.

Les calculs faits avec le logiciel de reconstruction de trajectoires Zgoubi (Méot & Valero 1997 [79]) et les cartes de champs des éléments optiques montrent que des dépendances en θ^3 ou θ^5 apparaissent. Le plan focal doit plutôt être considéré comme une nappe focale qui est inclinée de 70° par rapport à un plan

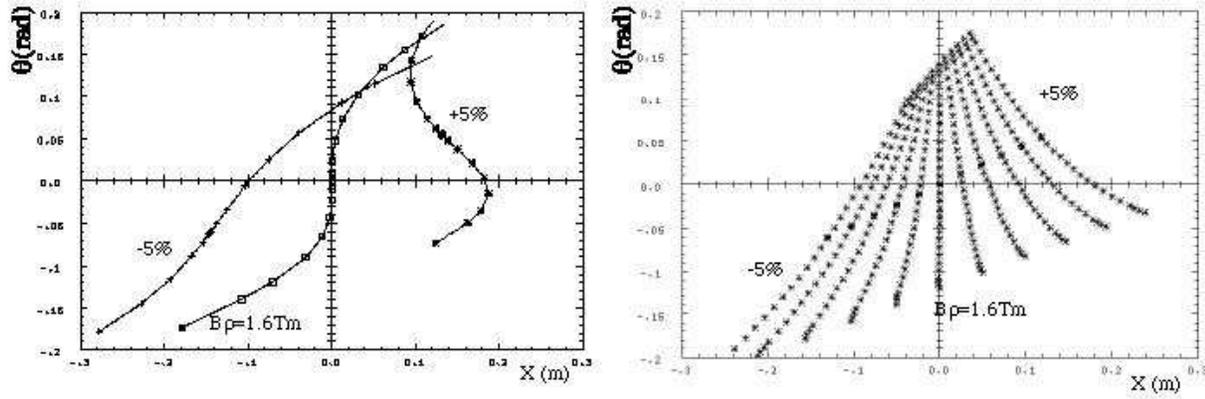


FIG. 6.6 – Angle de diffusion en fonction de la position au plan focal pour plusieurs rigidités (de +5% à -5%). à gauche : sans correction sur Q_2 ; à droite : Avec corrections octupolaires et dodécapolaires

focal normal. La position sur cette nappe dépend fortement de l'angle de diffusion et la dispersion en moment varie de même. La figure 6.6 à droite représente le plan (x_{foc}, Θ_f) (position au plan focal, angle d'incidence au plan focal) pour différentes valeurs de l'impulsion. Pour une trajectoire centrale ($B\rho_{ion} = B\rho_{dip\grave{o}le}$), X_f est indépendant de Θ_f . Ce n'est plus vrai pour des impulsions différentes. De même, la dispersion en impulsion change selon l'angle de diffusion : 1,2cm/% à $\Theta_f = 100\text{mrad}$, 2,7cm/% à $\Theta_f = 100\text{mrad}$ et 3,6cm/% à $\Theta_f = -100\text{mrad}$. Si aucune correction n'avait été apportée sur Q_2 , les aberrations d'ordre 3 annulent la dispersion à la limite de l'ouverture angulaire et rendent la mesure du moment impossible. La figure 6.6 (partie gauche) montre que des courbes correspondant à des impulsions différentes se croisent dans le plan (X_f, Θ_f) : la mesure de ces deux paramètres ne permet plus de calculer les impulsions.

Dans un cas idéal, où les aberrations sont faibles, l'impulsion de l'ion et son angle de diffusion se déterminent à l'aide d'une simple transformation affine à partir de X_f et Θ_f respectivement. Il est facile d'extraire des données physiques des mesures directes des détecteurs. Avec VAMOS, il n'est plus possible de calculer facilement le moment et l'angle de diffusion d'une particule à partir des informations du plan focal et il est nécessaire de faire cette reconstruction par logiciel.

6.4.4 Reconstruction des trajectoires

La reconstruction des trajectoires dans VAMOS se fait dans deux situations différentes avec deux problématiques différentes. Pendant une prise de données, il est nécessaire de connaître au moins approximativement l'énergie et l'angle de diffusion des ions pour vérifier que tous les réglages sont corrects. Les principales lignes cinématiques de la réaction doivent être visibles, et cela suffit en général à

valider les conditions expérimentales. Mais le processus ne doit pas entraîner un temps mort excessif et handicaper la prise de données. Il faut donc une méthode rapide et peu gourmande en temps de calcul, mais pas nécessairement précise. Au contraire, lors du dépouillement des données, la reconstruction doit être aussi précise que possible, mais elle n'est plus en temps réel. Cette méthode ne doit pas dégrader la résolution nominale du spectromètre, mais la complexité des calculs est alors secondaire. Deux solutions ont été envisagées : une approche par matrices de transfert et une approche par intégration de trajectoire.

Matrices de transferts

Une matrice de transfert est une fonction qui permet de définir un système optique entre deux points. Elle permet d'exprimer les coordonnées spatiales et l'impulsion des particules transmises en un point final en fonction de ces paramètres en un point initial (voir Berz & al 1990 [17]) :

$$(x_f, \delta_f) = f(x_i, \delta_i)$$

En pratique, ces fonctions servent à exprimer les coordonnées des ions après la réaction (leur impulsion et leur angle de diffusion) en fonction de leur coordonnées au plan focal du spectromètre. Les dérivées partielles de la matrice de transfert par rapport à une (ou plusieurs) variable sont appelées "aberrations". Ces dérivées peuvent être d'ordre quelconque. Dans un spectromètre idéal, seules les aberrations d'ordre 0 et 1 sont non nulles. Ces méthodes ont pour but de calculer toutes les dérivées partielles jusqu'à un ordre donné et ainsi d'obtenir une approximation polynomiale du système optique. Il s'avère que pour connaître ces dérivées jusqu'à l'ordre n , il faut et il suffit de connaître les champs magnétiques et électriques ainsi que les équations du mouvement jusqu'à ce même ordre. Pour calculer ces dérivées, on a tout d'abord eu recours à des dérivations analytiques des équations, "à la main" pour les ordres les plus bas, puis à l'aide d'algorithmes de calculs analytiques. Actuellement, ces techniques permettent d'atteindre les aberrations de cinquième ordre, avec le programme COSY 5.0 (Berz & al 1987 [16]). Le programme plus récent COSY INFINITY (Berz & al 1990 [18]) utilise une autre méthode basée sur les propriétés de l'algèbre différentiable que constituent les fonctions dont les dérivées partielles en un point sont égales jusqu'à l'ordre n . Elle a l'avantage d'avoir recours à une intégration numérique et non plus analytique, ce qui se systématiser plus facilement. Le lecteur intéressé par la théorie pourra se référer à [17].

Pour l'instant les tests menés avec cette technique ont abouti à des résolutions de l'ordre de 1.10^{-3} . Elle a l'avantage d'être rapide : une fois les matrices de transfert calculées et inversées (pour une configuration donnée de VAMOS), les reconstructions sont immédiates. Une des principales difficultés est liée au fait que COSY fonctionne avec des cartes de champ en deux dimensions dans le plan

médian. Les extrapolations hors du plan sont approchées par le calcul mais les aberrations de VAMOS dans le plan vertical sont importantes, surtout pour le premier quadripôle et si le spectromètre est placé à 0° du faisceau incident.

Intégration de trajectoires

Une autre méthode consiste à intégrer numériquement les équations du mouvement des ions un par un en utilisant des champs calculés analytiquement ou des cartes de champ en éléments finis. Le programme Zgoubi est un programme basé sur ce principe (Méot & Valero 1997 [79]). Ces techniques n'utilisent pas la notion de matrice de transfert, même si elles peuvent les calculer à posteriori. On peut leur rattacher la notion d'ordre de validité, car il y a équivalence entre l'ordre de la matrice et l'ordre des équations différentielles et des cartes de champs utilisées pour la reconstruction. Zgoubi est ainsi valable jusqu'à l'ordre 3.

Les tests menés avec les cartes de champ de VAMOS et Zgoubi ont permis d'atteindre une résolution de 10^{-3} . La méthode reste toutefois trop lente pour être utilisée en ligne. Pour contourner ce problème, une solution est de construire hors ligne une base de données reliant les coordonnées initiales (au point cible) et finales (au point de détection) sur un maillage. En ligne, les mesures sont comparées à la base de données et les caractéristiques au point cible reconstruites. L'absence de matrices de transfert rend également le processus moins intuitif à "ajuster".

État des lieux

Les deux méthodes nécessitent encore du développement. Elles sont cohérentes jusqu'au troisième ordre, ordre maximal pour Zgoubi. Mais les effets de cinquième ordre pourraient être importants et on ne sait si COSY les traite correctement. Lorsque VAMOS sera opérationnel, des mesures expérimentales pourront être confrontées à ces simulations.

Chapitre 7

Système de détection associé au spectromètre

Dans le chapitre précédent, j'ai présenté les motivations pour la construction du spectromètre VAMOS, ses fonctionnalités et ses caractéristiques techniques. J'ai insisté sur la description des différents éléments optiques qui permettent la transmission des produits de réaction du point cible jusqu'aux détecteurs. Je vais maintenant m'arrêter sur le système de détection du spectromètre, ses principes et ses performances attendues.

Dans un premier temps, je précise les grandeurs mesurées par le spectromètre et je rappelle les équations qui les relient aux grandeurs physiques intéressantes. Je décris ensuite les configurations de détection standards qui permettent de réaliser dans la pratique ces mesures. Je passe rapidement sur la nature et le principe des détecteurs utilisés. Les détecteurs du plan focal seront traités au chapitre 8. J'estime leurs performances en fonction du type d'ions détectés, notamment en terme de straggling angulaire et énergétique. Enfin, avec les équations précédemment établies, je calcule les précisions obtenues et les possibilités d'identification pour quelques exemples d'ions.

7.1 Mesures avec le spectromètre VAMOS

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la détection doit permettre deux types de mesures :

- la détermination du moment cinétique des ions diffusés δ et de leur angle de diffusion θ : cela suppose la mesure de leur trajectoire dans le plan focal, après l'analyse magnétique opérée par le dipôle.
- l'identification des particules, c'est-à-dire la détermination de leur numéro atomique Z , de leur nombre de masse A , et éventuellement de leur charge q .

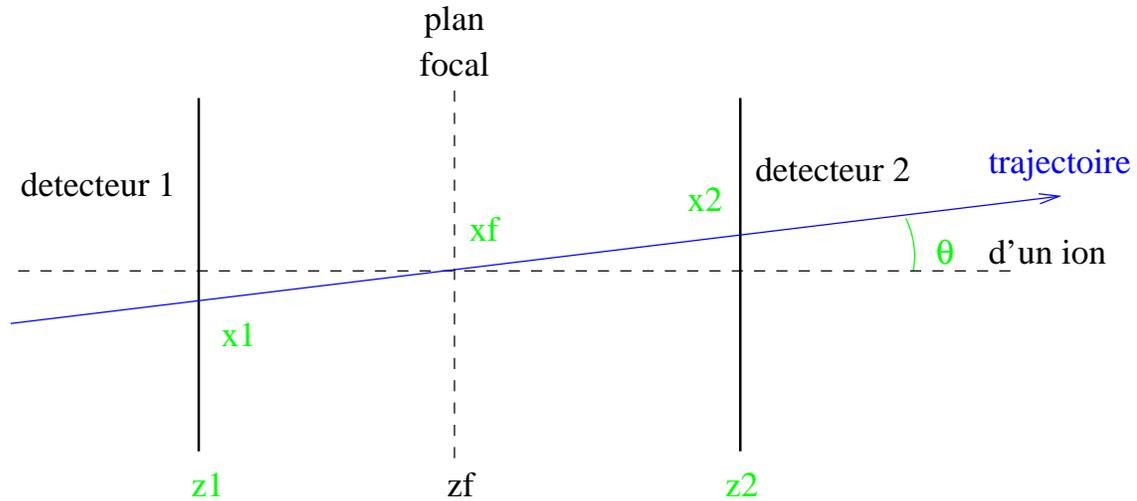


FIG. 7.1 – Schéma de la mesure idéale de la position et de l'angle au plan focal. Les détecteurs sont placés en z_1 et z_2 et le plan focal au milieu en z_f .

7.1.1 Hypothèses de calcul

Je suppose que le spectromètre est parfait : il n'y a aucune aberration optique d'ordre deux ou plus. On peut donc déduire les coordonnées des ions après la cible en fonction de leurs coordonnées au plan focal par des transformations affines. Le plan focal est perpendiculaire à la trajectoire centrale des ions et est situé au milieu des deux détecteurs du plan focal (voir figure 7.1). Je prends une dispersion en impulsion moyenne de 2,5cm/%.

7.1.2 Mesure de l'angle de diffusion de la particule

Les mesures de position au niveau du plan focal permettent de calculer l'angle de diffusion de la particule au niveau de la cible, ainsi que le moment (la rigidité magnétique) de la particule. Ces deux calculs sont étroitement liés à l'optique du spectromètre. En effet, la forme du plan focal ainsi que la relation qui lie la position et l'angle de la trajectoire de la particule dans ce plan avec l'angle de diffusion et le moment de la particule est déterminé par les éléments magnétiques (ici, les quadripôles et le dipôle).

Dans le cas idéal (i.e. sans aberration d'ordre supérieur à 1), le plan focal est perpendiculaire à la trajectoire de référence. Les deux détecteurs de position sont placés de part et d'autre de ce plan. Cette situation est sensiblement différente de la configuration réelle, mais elle donne un ordre de grandeur de la situation. Des calculs plus précis pourront être réalisés avec la procédure de reconstruction de trajectoire adoptée (voir le chapitre 6.4.4).

Avec les notations de la figure 7.1 on calcule dans le plan horizontal :

$$\theta = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}$$

et une résolution de :

$$\delta\theta^2 = \frac{\delta x_1^2 + \delta x_2^2}{(z_2 - z_1)^2}$$

Les relations sont les mêmes pour Φ dans le plan vertical. Aux petits angles, la résolution totale sur l'angle de diffusion est :

$$\Delta\Theta^2 = \delta\theta^2 + \delta\Phi^2$$

Toutefois je considérerai toujours être aux grands angles dans le plan horizontal et je négligerai la contribution verticale.

7.1.3 Mesure du moment cinétique

Dans le cas idéal, le moment de la particule est déterminé de façon univoque par la position de la particule au plan focal. Cette relation est alors linéaire et s'exprime par le rapport $\left(\frac{x}{\delta}\right)$, où δ est le moment normalisé. Pour VAMOS, ce rapport est approximativement de 2,5cm/% pour un angle de diffusion nul. Si les détecteurs ont une largeur utile de 40cm, l'acceptance en moment est de $\pm 5\%$ à cause des aberrations. Dans le cas d'un spectromètre parfait, la position au plan focal est donnée par l'équation en relation avec la figure 7.1 :

$$x_f = x_2 + (x_1 - x_2) \frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1}$$

L'erreur commise δx_f en fonction des résolutions des détecteurs δx_1 et δx_2 est :

$$\delta x_f^2 = \left(\frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1}\right) \delta x_1^2 + \left(1 - \frac{z_2 - z_f}{z_2 - z_1}\right) \delta x_2^2$$

7.1.4 Identification des ions

Grandeurs mesurées

Avec le spectromètre, on mesure indépendamment quatre grandeurs :

- la rigidité magnétique : $B\rho$
- le temps de vol de la particule sur une longueur L : t
- la perte d'énergie de la particule dans la chambre à ionisation : ΔE
- l'énergie déposée par la particule dans le plastique : E

Le but est l'identification du nombre de masse A et du numéro atomique Z des particules incidentes.

Gandeurs calculées

A partir de ces mesures, on calcule les quantités suivantes :

- Le rapport masse sur charge obtenu avec une bonne précision grâce à la dispersion du spectromètre :

$$\frac{M}{q} = \frac{B\rho}{v} = \frac{(B\rho)t}{L}$$

- Une mesure de la masse grâce à l'énergie et au temps de vol de la particule, souvent moins précise (car elle ne bénéficie pas du pouvoir dispersif du spectromètre) :

$$M \propto \frac{E}{v^2} \propto \frac{t^2 E}{L^2}$$

La combinaison des mesures de M/q et M permet de déterminer l'état de charge q à la même résolution relative que M . Si on résout q à une unité près, on peut réintroduire sa valeur entière dans le rapport M/q et en déduire le nombre de masse A par la méthode la plus précise (voir figure 7.2). Si on ne peut identifier la charge, on se limite à une analyse en A/q telle que celles du spectromètre FMA d'Argonne.

- Le numéro atomique s'obtient de deux façons, soit par la perte d'énergie dans la chambre et l'énergie totale déposée dans le plastique :

$$Z_1 \propto \sqrt{E\Delta E}$$

soit par le temps de vol et la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation :

$$Z_2 \propto \sqrt{v^2\Delta E} = \sqrt{\frac{L^2\Delta E}{t^2}}$$

On combine ces deux mesures pour obtenir une valeur plus précise. Ces différentes relations sont schématisées dans la figure 7.2.

7.2 Configurations des détecteurs du plan focal

De façon pratique, les grandeurs sont mesurées à l'aide de différents détecteurs placés après le dipôle de dispersion. Dans la suite, je qualifierai de *détecteurs du plan focal* les détecteurs placés au plus près du plan focal du spectromètre et destinés à mesurer les trajectoires des ions. Les *détecteurs d'identification* sont placés après, et sont en l'occurrence une chambre à ionisation et un plastique scintillant. Je vais décrire ici ces différents détecteurs et estimer leurs performances de mesures.

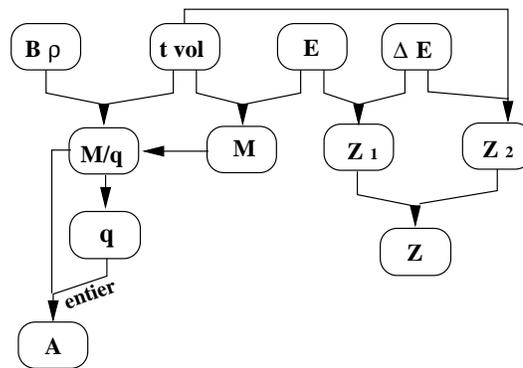


FIG. 7.2 – Principes des mesures pour l’identification des ions dans un spectromètre

7.2.1 Détecteurs du plan focal

VAMOS est destiné à analyser des particules émises par des collisions entre ions lourds dans le cadre de SPIRAL. La masse et l’énergie de ces ions varient sur des plages très larges. Le spectromètre doit être adapté aussi bien aux particules α qu’aux ions lourds de numéro atomique supérieur à 50. Les énergies s’étalent d’une centaine de keV à une dizaine de MeV par nucléon. Pour répondre à cette large dynamique en énergie et en charge, deux configurations standards sont envisagées :

- La première configuration est constituée de deux chambres à dérive, d’une chambre d’ionisation et d’un scintillateur plastique. La figure 7.3 donne un schéma de ce montage et précise les résolutions attendues.
- Dans la seconde, les chambres à dérive sont remplacées par des feuilles émissives (figure 7.4), toujours suivies par la chambre à ionisation et le scintillateur plastique.

Les deux chambres à dérive et les feuilles émissives sont placées au niveau du plan focal pour mesurer la trajectoire des ions dans le spectromètre. Les feuilles émissives donnent également un signal rapide pour une mesure du temps de vol et/ou un déclenchement.

7.2.2 Détecteurs d’identification

La chambre d’ionisation permet de mesurer la perte d’énergie de l’ion dans le gaz.

Le plastique mesure l’énergie résiduelle et donne un signal rapide. Les ions les plus lourds/lents sont susceptibles d’être arrêtés dans la chambre d’ionisation, qui assure alors la mesure d’une perte d’énergie (ΔE) et de l’énergie totale (E). D’autres détecteurs peuvent être envisagés pour des usages plus spécifiques, mais ils ne sont pas traités dans ce document.

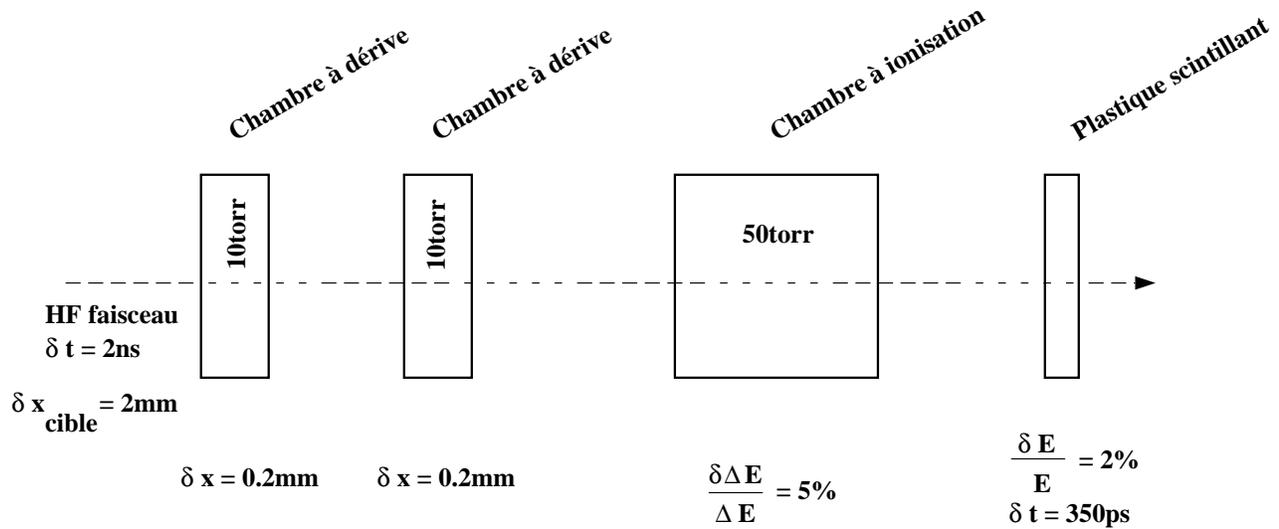


FIG. 7.3 – Schéma de détection avec chambres à dérive

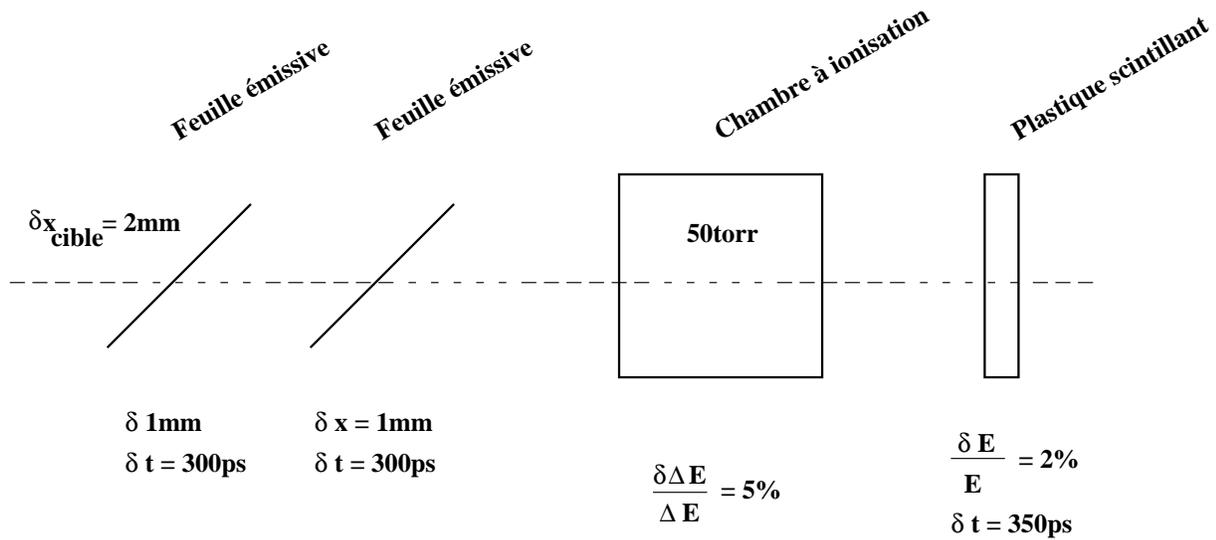


FIG. 7.4 – Schéma de détection avec feuilles émissives

7.2.3 Description des détecteurs

Dans cette partie, je décris le principe de fonctionnement des différents détecteurs associés à VAMOS. Je détaillerai les détecteurs du plan focal (chambres à dérive et feuilles émissives), sur lesquels j'ai travaillé, dans le chapitre 8.

Chambres à dérive

Les chambres à dérive de VAMOS permettent de localiser les ions dans les deux dimensions orthogonales aux trajectoires des ions. La figure 7.5 (gauche) montre un schéma de cette chambre à dérive. Les ions traversent la chambre et ionisent le gaz (de l'isobutane à 10 torr). Les électrons produits sont guidés par un champ électrostatique vers les fils d'amplification. Ils se multiplient autour de ces fils. Le déplacement des ions créés induit une distribution de charge sur les pistes de la cathode au fond du détecteur. L'analyse de cette distribution de charge donne la position horizontale de l'ion. Cette méthode permet une très bonne résolution de l'ordre de $200 \mu\text{m}$.

La mesure de la position verticale se fait comme dans les chambres à dérive classiques en mesurant le temps de dérive des électrons produits par les ions qui traversent le détecteur. La résolution obtenue par cette technique est comprise entre 0,5 et 1 mm.

Détecteurs à feuilles émissives

Les détecteurs à feuilles émissives (figure 7.5 à droite) mesurent à la fois la position et le temps de passage des ions au plan focal (voir par exemple Odland & al 1996 [85]). Ils ont l'avantage de n'interposer que deux fines feuilles émissives dans la trajectoire des produits de réaction. Lorsqu'ils traversent ces feuilles, les ions arrachent des électrons secondaires qui sont guidés par un champ électrostatique vers un détecteur placé hors faisceau. Le détecteur fournit un signal rapide qui donne le temps de passage des ions et permet de reconstruire la position de l'interaction avec la feuille émissive en mesurant la répartition spatiale des électrons secondaires. Les résolutions attendues sont de l'ordre de 300 ps pour la mesure de temps et 1 mm pour la mesure de position. L'option choisie pour VAMOS est d'utiliser un détecteur d'électrons secondaires à gaz basse-pression.

Chambre à ionisation

- *Principe et fonctionnalités*

La chambre à ionisation est d'un concept classique et comparable à celle en utilisation sur le FMA d'Argonne ou le Recoil Mass Separator d'Oak Ridge (voir par exemple Fullbright 1979 [50]). La figure 7.6 en donne un schéma. Ses dimensions actives sont de 100 mm de hauteur sur 400 mm de large, pour une profondeur de

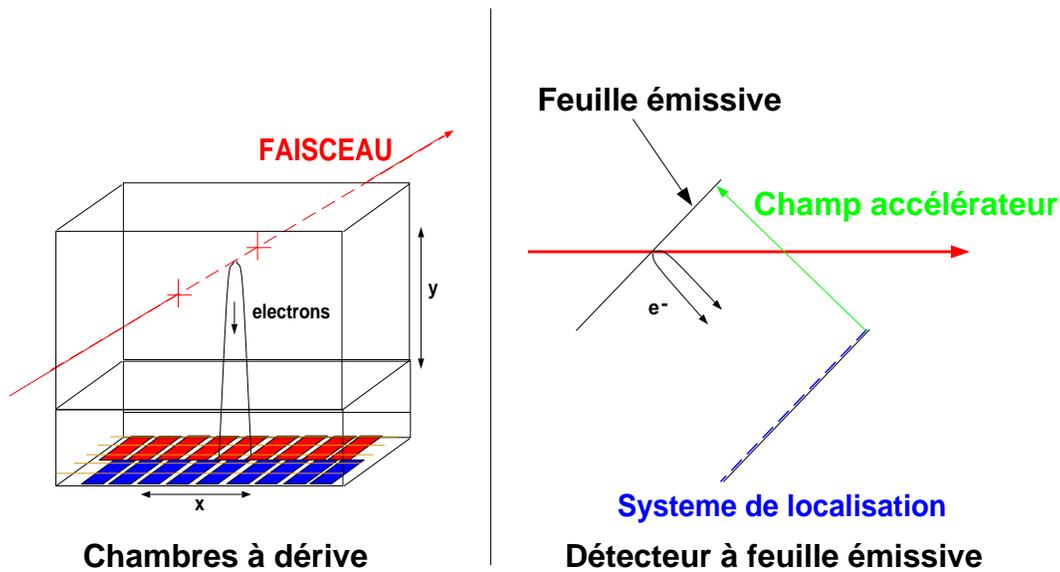


FIG. 7.5 – Détecteurs du plan focal. À gauche, les chambres à dérivation ; à droite, les détecteurs à feuille émissive avec détecteur associé

500 mm.

Elle permet de mesurer la perte d'énergie des ions qui la traversent dans son atmosphère d'isobutane de 10 à 50 torr. Comme dans les chambres à dérivation, la zone active est plongée dans un champ électrostatique constant. Les électrons produits par l'ionisation du gaz dérivent jusqu'à un plan anodique de lecture. Pour masquer l'influence de la charge des ions sur le plan d'anode, une grille de Frisch est interposée entre la cathode et l'anode. Le champ reste suffisamment faible pour éviter la multiplication en avalanche de façon à mesurer précisément le nombre d'électrons produits et donc la perte d'énergie des ions dans le gaz. Le signal mesuré est celui des charges induites par le mouvement des électrons vers l'anode de lecture segmentée en trois parties longitudinales (éventuellement connectables), ce qui permet de traiter plusieurs fragments simultanément.

Si les ions sont suffisamment peu énergétiques/lourds pour s'arrêter dans la chambre, l'anode peut être partagée en trois segments perpendiculaires aux trajectoires des ions et ainsi mesurer une perte d'énergie en plus de l'énergie totale. Les segments peuvent être regroupés pour optimiser la mesure de perte d'énergie.

L'enceinte est fermée par une feuille de mylar de $0,9 \mu\text{m}$ ($120 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) soutenue par des fils de tungstène dorés de $50 \mu\text{m}$ espacés de 2,5 mm pour une transparence de 98%. L'homogénéité du champ aux abords de cette fenêtre est assurée par un gradient de potentiel placé sur ces fils.

- *Couplage avec les chambres à dérivation*

La chambre à ionisation peut se coupler avec une chambre à dérivation comme le

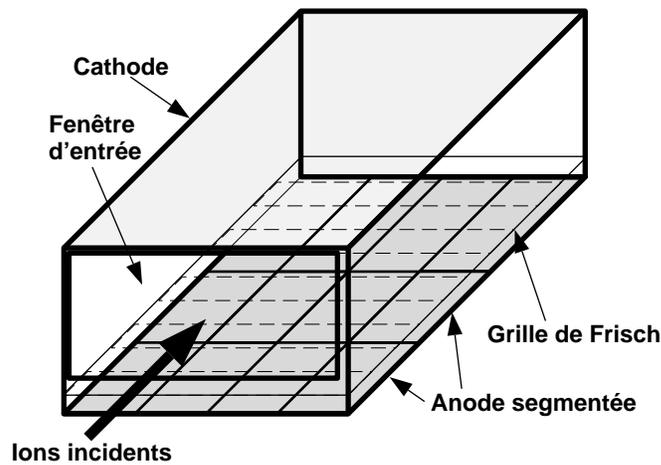


FIG. 7.6 – Schéma de la chambre d'ionisation

montre la figure 7.7. On lui accole une chambre à dérive tout en gardant une feuille de Mylar intermédiaire. Cela supprime une feuille tout en permettant au détecteur de fonctionner à des pressions adaptées.

Il est également possible de fonctionner à même pression et d'ôter la feuille intermédiaire. Ce n'est pas forcément favorable : les chambres à dérive sont optimisées pour fonctionner à 10 torr alors que la pression dans la chambre à ionisation doit souvent être adaptée au type d'ion détecté. De fait, cette configuration correspond à des cas très particuliers où les détecteurs à feuille émissive ne sont pas intéressants pour des raisons d'efficacité ou de résolution spatiale insuffisantes, mais où les ions sont suffisamment lourds pour nécessiter un straggling minimal. Notons également qu'une feuille de mylar de $1\ \mu\text{m}$ d'épaisseur compte autant pour le straggling que 10 cm d'isobutane à 10 torr. Il est donc préférable d'employer la chambre à dérive fermée par une feuille de Mylar à une pression 10 torr plutôt que de l'utiliser à plus de 20 torr de pression en connexion avec la chambre à ionisation. La configuration avec une seule feuille intermédiaire est par contre celle utilisable par défaut, puisqu'elle supprime une feuille sans autre conséquence. Il reste à vérifier que la diaphonie entre les deux détecteurs est faible. En effet, alors que la chambre à ionisation fonctionne avec un gain de un, la chambre à dérive à un gain de plusieurs dizaines de milliers. Son signal pourrait alors perturber le fonctionnement du premier étage de mesure de perte d'énergie. Ce phénomène sera testé expérimentalement lors des essais sous faisceau au GANIL.

Scintillateur plastique

Le plastique scintillant se place derrière la chambre à ionisation. Il donne un signal rapide pour une mesure de temps et pour le déclenchement des autres détecteurs et de l'acquisition de VAMOS lorsqu'il est utilisé conjointement avec

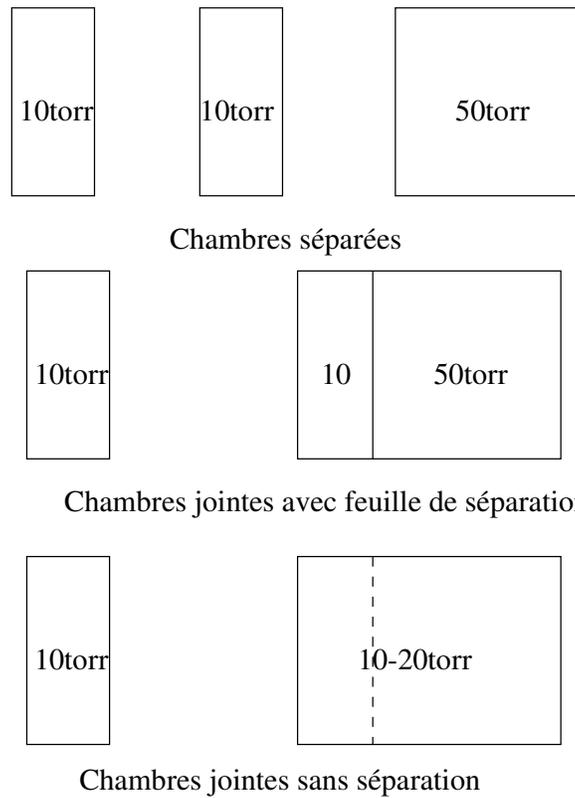


FIG. 7.7 – Schéma des couplages possible entre la seconde chambre à dérive et la chambre d'ionisation.

les chambres à dérive qui ne donnent pas de signal rapide.

Le matériau utilisé est du NE102. Les photomultiplicateurs sont au nombre de deux et placés à chaque extrémité du plastique au bout de guides de lumière recourbés vers l'avant de part et d'autre de la chambre d'ionisation, pour des raisons d'encombrement spatial. La photo 7.8 montre le plastique couplé à ses deux guides de lumière recourbés.

Une difficulté apparaît pour les ions de vitesse et masse intermédiaires qui ne peuvent pas être arrêtés dans la chambre. Ces ions produisent un signal très faible dans le plastique, ce qui détériore son efficacité et sa résolution. Il reste à déterminer si oui ou non ce cas apparaît ou s'il est possible d'augmenter la pression de la chambre d'ionisation pour arrêter cette catégorie d'ions. Le plastique s'accroche au fond de la chambre d'ionisation, mais peut aussi fonctionner indépendamment.

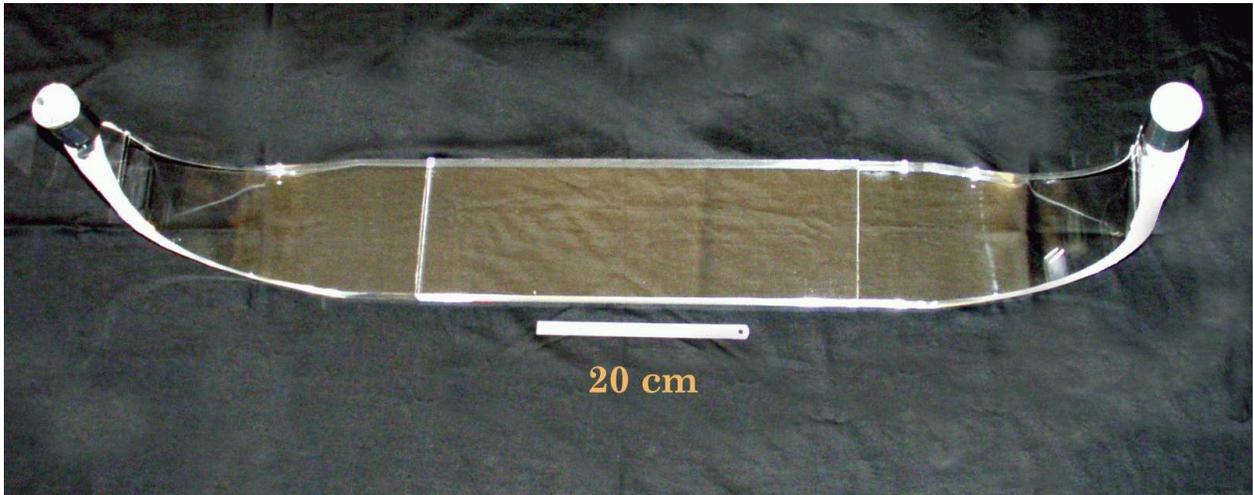


FIG. 7.8 – Plastique scintillant et ses guides de lumière de part et d'autre. Le réglet donne les dimensions.

7.2.4 Résolutions des détecteurs

Pour réaliser les estimations des possibilités de mesures et d'identification du spectromètre, je prendrai des résolutions égales à celles du cahier des charges :

- 2ns pour la résolution en temps de la HF du faisceau
- 300ps pour celle des détecteurs à feuille émissive
- 350ps pour celle du plastique
- 200 μm pour la résolution spatiale des chambres à dérive
- 1 mm pour celle des détecteurs à feuille émissive
- 5% pour la résolution en énergie de la chambre à ionisation
- 2% pour celle de plastique

Ces chiffres changent avec le type d'ions détecté, mais je les prends comme valeurs de référence.

7.3 Performances de la détection au plan focal

Je vais maintenant calculer les performances de la détection du plan focal qui sont liées à la configuration des détecteurs utilisées et à la nature des ions détectés. Je vais établir les relations entre les résolutions sur les grandeurs mesurées et celles sur les grandeurs physiques, l'impulsion et l'angle de diffusion. J'appliquerai ces calculs à des ions de masse et d'énergie variées pour estimer également les résolutions en masse et en charge auxquelles on peut s'attendre.

7.3.1 Les configurations

La détection au plan focal fonctionne en différentes configurations selon le type de particule détectée. Les chambres à dérive sont employées pour les ions les plus légers et de haute énergie. Les détecteurs à feuille émissive sont utilisés avec les ions lourds de basse énergie. La Figure 7.9 présente les trois configurations de détection, avec les notations nécessaires pour la compréhension du chapitre. Le choix entre les chambres à dérive et les détecteurs à feuille émissive se fait selon la masse et l'énergie des ions à détecter : plus les détecteurs imposent de la matière sur la trajectoire des ions, plus ceux-ci sont perturbés, ces perturbations étant d'autant plus importantes que les ions sont lourds et de faible énergie. Les différentes configurations possibles sont représentées sur la figure 7.9. Le choix sera donc dépendant de l'énergie des ions incidents ainsi que de leur masse et charge :

- Pour les noyaux les plus légers et/ou rapides, qui sont faiblement ionisants, on emploie les chambres à dérive. Ces chambres ne donnent que la position des particules. Leur temps de vol est mesuré entre la cible et le plastique grâce à la haute-fréquence du faisceau (longueur de vol 8 mètres). Les chambres à dérive sont efficaces, mais peuvent perturber des particules de basse énergie : le faisceau doit traverser deux feuilles de Mylar ($\approx 0,9\mu\text{m}$ d'épaisseur) et 10cm d'isobutane sous une pression de 10 torr pour chaque chambre. Ce straggling va détériorer la résolution.
- Pour certaines applications, on peut accoler les chambres à dérive pour ne former qu'une seule enceinte et supprimer deux feuilles de Mylar. Cela diminue le straggling des particules mais réduit aussi la distance de vol entre les deux détecteurs et détériore la mesure de l'angle.
- L'efficacité des feuilles émissives dépend de façon critique du pouvoir ionisant des particules, c'est-à-dire du nombre d'électrons secondaire émis par l'ion lorsqu'il traverse la feuille émissive. Les feuilles ne sont utilisables que si les noyaux arrachent suffisamment d'électrons (i.e. noyaux lourds et/ou lents). Les détecteurs d'électrons secondaires captent les électrons émis par les feuilles au passage des ions et permettent une mesure en position et en temps. Le temps de vol est mesuré entre le premier détecteur et le plastique (longueur de vol 2 mètres) ou par le second détecteur si les noyaux ne parviennent pas jusqu'au plastique (longueur de vol 1 mètre). Les feuilles émissives dont l'épaisseur est inférieure à $90\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de Mylar ou de carbone ont l'avantage de n'interposer que très peu de matière sur la trajectoire des noyaux. Les ions ne sont que faiblement perturbés.

Indépendamment de ces configurations, nous avons vu que la chambre à ionisation pouvait être couplée à la seconde chambre à dérive. Comme ce montage n'intervient pas dans les performances de localisation de la détection du plan focal, je ne le prends pas en compte ici.

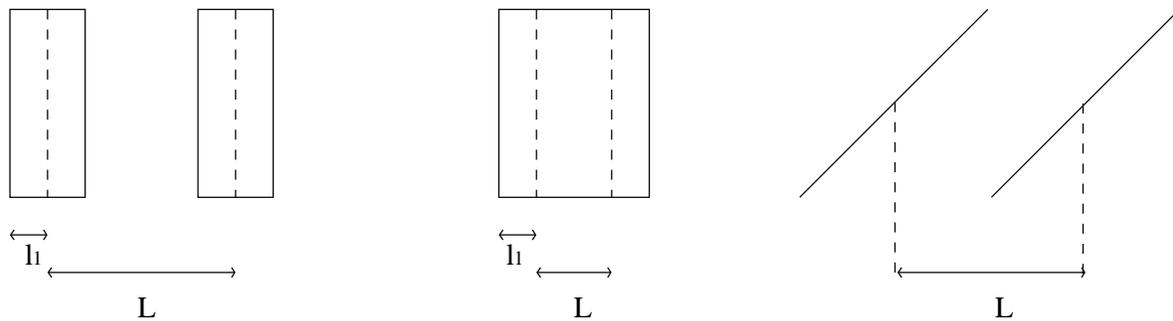


FIG. 7.9 – Configurations des détecteurs du plan focal : Chambres à dérive séparées (gauche), jointes (centre) ou feuilles émissives (droite). Les notations des distances sont celles utilisées dans le texte.

7.3.2 Estimation des zones d'utilisation

Les zones de fonctionnement de ces trois configurations du plan focal sont déterminées selon deux critères :

- le stragging angulaire provoqué par les détecteurs, qui va limiter la résolution en angle et en position,
- le pouvoir ionisant des ions, qui va déterminer l'efficacité des feuilles émissives.

Ces deux critères sont corrélés puisque plus les ions sont ionisants (masse élevée et basse énergie), plus ils sont sensibles à la présence de matière sur leur trajectoire. J'ai fait une estimation de ces deux grandeurs.

Stragging angulaire

Pour estimer les résolutions des détecteurs, j'ai pris en compte deux sources d'erreur : la résolution intrinsèque des détecteurs et le stragging angulaire créés par la matière placée dans le faisceau entre la cible et la seconde mesure de position. Ces deux sources d'incertitude sont décorréliées. Je n'ai pas pris en compte le stragging créé dans la cible, qui est le même pour toutes les configurations. Le stragging angulaire a été estimé à l'aide du programme "dedxstrag". Ce programme utilise les résultats théoriques de Joy (1973 [59]). Les calculs sont compatibles avec d'autres modes de calculs et des résultats expérimentaux (Anne 1988 [2]), même s'ils sont prévus pour des énergies supérieures à celles de SPIRAL. Il faut noter que dans ce domaine, je ne peux obtenir mieux que des ordres de grandeurs, mais cela reste suffisant pour une première estimation.

Résolution angulaire

La résolution angulaire pour une configuration provient de deux contributions, l'une liée à la résolution spatiale des détecteurs qui introduit une incertitude sur

Configuration	δx_0 (mm)	L (mm)	$\delta\theta_{str}^2$
1 - Chambres à dérive séparées	0,2	1000	$4,5\delta\theta_0^2$
2 - Chambres à dérive jointes	0,2	100	$2,5\delta\theta_0^2$
3 - Feuilles émissives	1,0	1000	$0,25\delta\theta_0^2$

TAB. 7.1 – Données pour le calcul de la résolution angulaire en fonction des configurations de détection

la mesure de l'angle, l'autre liée à la dispersion provoquée par la matière déjà traversée qui dévie les ions de leur trajectoire :

$$\delta\theta^2 = 2 \left(\frac{\delta x_0}{L} \right)^2 + \delta\theta_{str}^2$$

où :

- δx_0 est la résolution du détecteur (sans le straggling angulaire),
- $\delta\theta_{str}$ est le straggling angulaire créé par la matière sur la trajectoire des ions jusqu'à la seconde mesure de position du plan focal,
- L est la distance entre les deux points de mesure

Pour le straggling angulaire, on prend comme unité de référence $\delta\theta_0$, le straggling créé par une feuille de mylar de $1\mu\text{m}$, qui est égal au straggling causé par 10cm de gaz isobutane à 10 torr (i.e. le gaz d'une chambre à dérive). J'appelle cette valeur $\delta\theta_0$. Je suppose que le straggling angulaire au carré est proportionnel à l'épaisseur de matière traversée. Une chambre à dérive traversée produit donc un straggling de $\sqrt{3}\delta\theta_0$ (deux feuilles de mylar et une épaisseur de gaz). La Figure 7.10 montre le straggling angulaire $\delta\theta_0$ en fonction de l'énergie et du Z de l'ion incident. $\delta\theta_0$ dépend peu du Z de l'ion car j'ai supposé $Z/A = 2,5 = Cte$.

Pour les différentes configurations de détection, je donne les grandeurs en jeu dans la table 7.1 avec les résolutions angulaires correspondantes. Je compare les différentes configurations pour déterminer laquelle est la plus favorable au regard de la résolution angulaire $\delta\theta$ en fonction de $\delta\theta_0$ qui dépend de l'ion incident (nature et énergie). Les conclusions pour la résolution angulaire sont les suivantes :

- Les feuilles émissives donnent une meilleure résolution que les chambres à dérive jointes quelle que soit la particule détectée.
- Les feuilles émissives donnent une meilleure résolution angulaire que les chambres à dérive séparées pour $\delta\theta_0 > 0,48\text{mrad}$. Cela correspond à des énergies inférieures à $6\text{MeV}/A$.
- Les chambres à dérive séparées donnent une meilleure résolution angulaire que les chambres jointes pour $\delta\theta_0 < 1,4\text{mrad}$. Cela correspond à des énergies supérieures à $2,5\text{MeV}/A$.

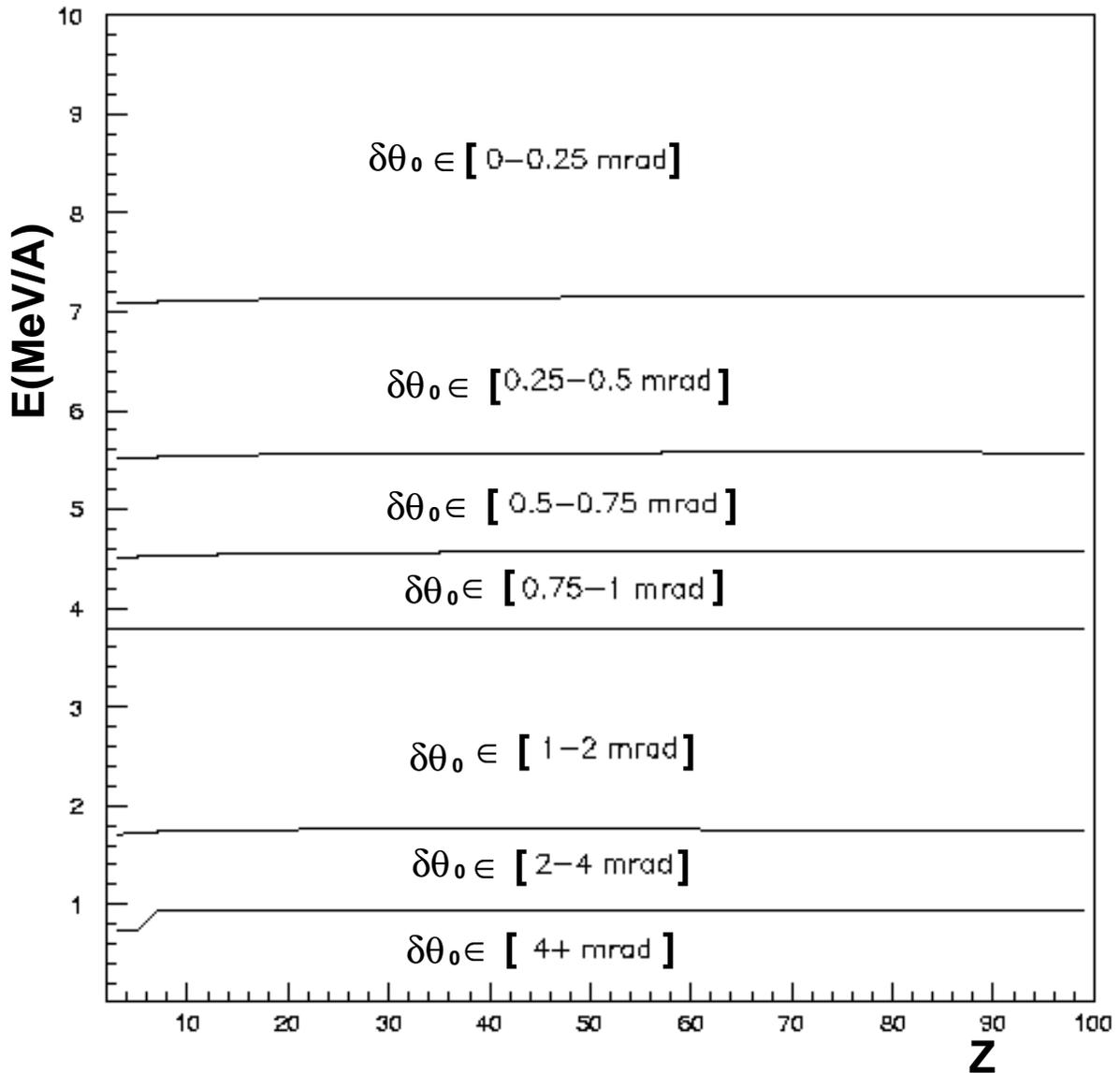


FIG. 7.10 – Straggling angulaire de référence $\delta\theta_0$ (i.e. au travers d'une feuille de mylar de $1\mu\text{m}$) en fonction du numéro atomique Z et de l'énergie E en MeV/A de l'ion incident.

Configuration	δx_0 (mm)	l_1 (mm)	L (mm)	$\delta\theta_1^2$	$\delta\theta_{12}^2$
1 - Chambres à dérive séparées	0,2	50	1000	$1,5\delta\theta_0^2$	$3\delta\theta_0^2$
2 - Chambres à dérive jointes	0,2	50	100	$1,5\delta\theta_0^2$	$2\delta\theta_0^2$
3 - Feuilles émissives	1,0	0	1000	0	$\delta\theta_0^2$

TAB. 7.2 – Données pour le calcul de la résolution spatiale en fonction des configurations de détection

Résolution spatiale

Je calcule la résolution spatiale en considérant que les différentes contributions sont décorréliées et je considère que les deux détecteurs y participent en part égale (plan focal au milieu des deux détecteurs) :

$$\delta x^2 = 0.5 \left[\delta x_0^2 + (l_1 \delta\theta_1)^2 + \delta x_0^2 + (L \delta\theta_{12})^2 \right] \text{ où :}$$

- δx_0 est la résolution intrinsèque du détecteur (sans straggling angulaire),
- $\delta\theta_1$ est le straggling angulaire créé par le premier détecteur sur la première mesure de position,
- $\delta\theta_{12}$ est le straggling angulaire créé par le premier détecteur sur la seconde mesure de position,
- l_1 est la distance moyenne entre la première source de straggling et la première mesure,
- L est la distance moyenne entre les deux détecteurs.

Je néglige le straggling causé par le second détecteur sur sa propre mesure de position car il est toujours dominé par celui dû au premier détecteur. Je donne ces paramètres pour les trois configurations dans la table 7.2.

On en tire les conclusions suivantes ;

- les chambres à dérive jointes donnent une meilleure résolution spatiale dans tous les cas de figures. Cette conclusion est à tempérer : j’ai considéré ici que le plan focal du spectromètre se situait au milieu des deux plans de détection. Cette hypothèse favorise le montage chambres à dérive jointes et n’est pas forcément vérifiée pour VAMOS dont le plan focal est une surface complexe qui dépend de l’optique.
- Les chambres à dérive séparées donnent une meilleure résolution que les feuilles émissives si $\delta\theta_{str} > 0,9\text{mrad}$, soit approximativement pour une énergie supérieure à 4 MeV/A.

Émission secondaire

- *Calcul approché du pouvoir ionisant*

Le pouvoir ionisant des ions dépend de leur numéro atomique, de leur énergie ainsi que du matériau traversé. Il dépend peu de l’épaisseur de ce matériau. Au

premier ordre, le nombre d'électrons secondaires n est proportionnel à la perte d'énergie par unité de longueur dans le matériau (Baragiola 1993 [4]) :

$$n = 0,1 \frac{dE}{dx}$$

où la perte d'énergie est exprimée en eV/Å. Cette perte d'énergie peut par exemple être calculée à partir de la formule de Bethe-Bloch (Leo 1994 p. 25 [71]).

C'est cette approximation que nous utilisons pour les calculs de cette partie. Nous étudierons plus en détail le phénomène d'émission secondaire d'électrons dans le chapitre 8.3.1 consacré aux feuilles émissives. On estime ainsi le nombre d'électrons émis par une feuille de Carbone de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ en fonction du Z et de l'énergie des ions incidents dans la figure 7.11. Celle-ci montre les courbes de niveau correspondant au nombre d'électrons secondaires émis. On remarque que ce nombre dépend essentiellement de Z et décroît doucement avec l'énergie des ions.

- *Conséquences sur l'utilisation des détecteurs à feuille émissive*

Les détecteurs d'électrons secondaires sont donc utilisables pour des Z élevés et des énergies basses. Les tests avec source ont montré qu'une efficacité de 80% est atteinte pour ($Z=2$; $E=1.5 \text{ MeV}/\text{A}$) soit 4 électrons émis, et 100% pour ($Z=40$; $E=1 \text{ MeV}/\text{A}$), soit 160 électrons émis. On peut raisonnablement estimer que les détecteurs sont efficaces à 100% pour un nombre d'électrons > 10 . Nous détaillerons les résultats obtenus avec divers ions dans le chapitre 8.4.5 et nous verrons que les résolutions spatiale et temporelle des détecteurs dépendent aussi du nombre d'électrons secondaires.

7.4 Exemple de performances de la détection

Je donne ici quelques exemples d'ions dont la détection peut être envisagée avec VAMOS. Je calcule à chaque fois les possibilités d'identification et les résolutions des mesures en position et en angle au plan focal. Les résolutions en moment et en angle de diffusion ne sont pas présentées ici car elles peuvent varier selon la configuration optique du spectromètre à cause des aberrations. À ce titre, je rappelle la remarque faite ci-dessus : les résultats avec les chambres à dérive jointes semblent intéressants mais restent sujets à caution, l'hypothèse d'un plan focal perpendiculaire aux trajectoires et situé entre les deux détecteurs (figure 7.1) n'étant pas forcément vérifiée.

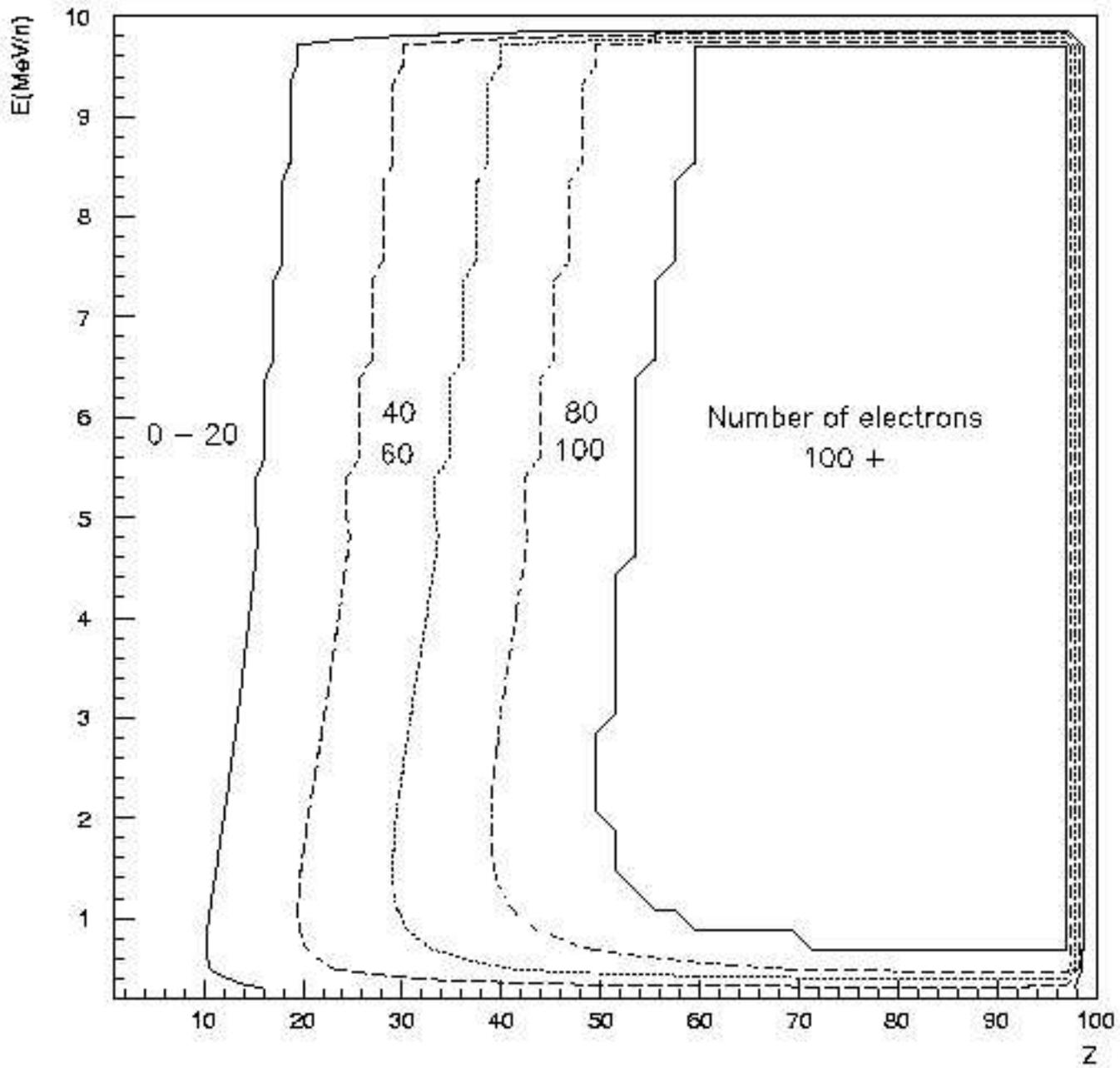


FIG. 7.11 – Estimation théorique du nombre d'électrons n émis par une feuille de carbone au passage d'ions lourds. Les calculs ont été réalisés avec $n = 0,1 \frac{dE}{dx}$ et $A = 2,5Z$.

Configuration	$\delta\theta$ (mrad)	δx (mm)
Chambres à dérives séparées	0,6	0,32
Chambres à dérives jointes	2,8	0,20

TAB. 7.3 – Résolution des grandeurs cinématiques en fonction des configurations de détection pour le ${}^6\text{He}$ à 20 MeV/A.

7.4.1 Ions légers : ${}^8\text{He}$ à 20 MeV/A

Pertes d'énergie et straggling dans les différents éléments de la détection

L' ${}^8\text{He}$ à 20 MeV/A est une particule très peu ionisante. Les détecteurs à feuilles émissives ont une efficacité faible. On utilise les chambres à dérive dont le très haut gain permet de mesurer la position des particules (configuration de la figure 7.3). Ces noyaux sont très peu affectés par les détecteurs et ne subissent que peu de straggling.

Résolutions

- *Cinématique*

La table suivante donne les résolutions en position et en angle estimées au plan focal. L'angle de référence pour le straggling (straggling causé par une feuille de Mylar de $1\ \mu\text{m}$ d'épaisseur) est $\delta\theta_0 = 0,2\text{mrad}$.

Les chambres à dérive jointes donnent une meilleure résolution en position que les chambres séparées, mais une moins bonne résolution angulaire.

- *Identification*

On calcule le temps de vol entre la cible et le plastique pour une longueur de vol $L = 8\ \text{m}$ et des ions de vitesse $v = 6\text{cm/ns}$: $t = L/v \approx 130\text{ns}$ pour une résolution en temps de : $\delta t/t \approx 1,5\%$.

L'ion est complètement ionisé : $q = Z$.

La table 7.4 compare les résolutions obtenues et requises pour l'identification sans ambiguïté de l'ion. La séparation des différents isotopes est possible. La principale cause d'erreur sur la masse est liée au temps de vol car ces ions sont rapides.

7.4.2 Ions Moyens : ${}^{74}\text{Kr}$ à 7,3 MeV/A

Les ${}^{74}\text{Kr}$ sont des ions intermédiaires, susceptibles d'être aussi bien détectés dans les feuilles émissives que dans les chambres à dérive. On étudie les deux

Mesure	Résolution calculée (%)	Résolution nécessaire (%)	Principale source d'erreur
M	3,4		Temps de vol
M/q	1,5	6,2	Temps de vol
q	3,7	25	Temps de vol
A final	1,5	6,2	Temps de vol
Z (t_{vol} et ΔE)	2,9		
Z (ΔE et E)	2,7		
Z final	2,0	25	Chambre d'ionisation

TAB. 7.4 – Résolution obtenue et résolution nécessaire pour les différentes grandeurs d'identification de ^{16}He à 20 MeV/A

Configuration	$\delta\theta$ (mrad)	δx (mm)
Chambres à dérives séparées	3,0	1,2
Chambres à dérives jointes	3,4	0,23

TAB. 7.5 – Résolution des grandeurs cinématiques en fonction des configuration de détection pour le ^{74}Kr à 7,3MeV/A.

configurations.

Configuration avec chambres à dérive

On examine dans un premier temps la détection avec chambres à dérive. Elle permet d'utiliser la grande longueur de vol entre la HF et le plastique.

- *Cinématique*

Encore une fois, les chambres à dérive jointes restitue mieux la position mais moins bien l'angle au plan focal que les chambres séparées (table 7.5)

- *Identification*

On calcule le temps de vol avec la haute-fréquence du faisceau et le plastique ($L = 9\text{ m}$, $v = 3.6\text{ cm/ns}$) : $t = L/v \approx 250\text{ ns}$ pour une erreur : $\delta t/t \approx 0.9\%$. L'état de charge est environ 7+.

Les ions de ^{74}Kr sont situés à la limite de l'identification sans ambiguïté.

Configuration avec feuilles émissives

Les ions de krypton sont suffisamment lourds ($Z=36$) et produisent suffisamment d'électrons secondaires pour être détectés par les feuilles émissives.

Mesure	Résolution calculée (%)	Résolution nécessaire (%)	Principale source d'erreur
M	2,6		Energie dans le plastique
M/q	0,9	0,7	Temps de vol
q	2,8	3,6	Energie dans le plastique
A final	0,9	0,7	Temps de vol
Z (t_{vol} et ΔE)	2,6		
Z (ΔE et E)	2,7		
Z final	1,9	1,5	Chambre d'ionisation

TAB. 7.6 – Résolution obtenue et résolution nécessaire pour les différentes grandeurs d'identification du ^{74}Kr à 7,3 MeV/A avec un temps de vol HF-plastique.

Configuration	$\delta\theta$ (mrad)	δx (mm)
Feuilles émissives	1,7	1,22

TAB. 7.7 – Résolution des grandeurs cinématiques avec des détecteurs à feuille émissive pour le ^{74}Kr à 7,3 MeV/A.

- *Cinématique*

La table 7.7 donne les résolutions en position et en angle estimées au plan focal. Avec ce type d'ions on a $\delta\theta_0 = 1,0$ mrad.

Elle montre que les feuilles émissives donnent sensiblement la même résolution en position que les chambres à dérive, mais elles ont une meilleure résolution angulaire.

- *Identification*

On peut encore mesurer le temps de vol entre la première feuille et le plastique.

temps de vol : $L = 2 \text{ m} / (3.6 \text{ cm/ns}) = 55 \text{ ns}$

résolution absolue : $\delta t = \sqrt{300^2 + 350^2} = 461 \text{ ps}$

La nouvelle résolution en temps est alors de $\delta t/t = 0.8\%$

Bilan pour les ions de ^{74}Kr à 7,3 MeV/A

Pour ces ions, les chambres à dérive donnent une résolution en position légèrement meilleure que les feuilles émissives, mais les configurations sont équivalentes pour la résolution temporelle ou la résolution angulaire.

On est à la limite de la séparation des différents isotopes de cette région.

Les résolutions sont légèrement moins bonne qu'avec la HF et tout juste pour

Mesure	Résolution calculée (%)	Résolution nécessaire (%)	Principale source d'erreur
M	2.0		Energie dans le plastique
M/q	1.0	0.7	Temps de vol
q	2.1	3.6	Energie dans le plastique
A final	1.0	0.7	Temps de vol
Z (t_{vol} et ΔE)	2.5		
Z (ΔE et E)	2.7		
Z final	1.6	1.5	Chambre d'ionisation

TAB. 7.8 – Résolution obtenue et résolution nécessaire pour les différents grandeurs d'identification du ^{74}Kr à 7,3 MeV/A avec un temps de vol première feuille-plastique.

l'identification.

7.4.3 Ions lourds : ^{214}Po à 3,1 MeV/A

Pertes d'énergie et straggling dans les différents éléments de la détection

Pour ces ions très lourds, le straggling en énergie dans une feuille de Mylar de $1\mu\text{m}$ est de l'ordre de 1MeV soit 0,08% en moment, ce qui commence à être important. L'utilisation des deux chambres à dérive (feuilles d'entrée et gaz) est compromise. On préférera utiliser la configuration avec feuilles émissives. Pour la mesure d'énergie, le scintillateur plastique devient inutilisable du fait de la très faible distance de pénétration des ions. On peut utiliser la chambre d'ionisation à une pression suffisante pour arrêter les ions et y mesurer la perte d'énergie et l'énergie résiduelle. Leur parcours est alors de 40mm dans la chambre à 50 torr.

Résolutions

On mesure le temps de vol entre les deux feuilles ($L = 1\text{m}$) : $t = L/v \approx 42\text{ns}$ avec une erreur de mesure $\delta t/t \approx 1\%$.

On prend un état de charge $q = 20+$.

- *Cinématique*

Les straggling dans les chambres à dérive est très important. La table 7.9 donne les résolutions en position et en angle estimées au plan focal. J'ai pris $\delta\theta_0 = 1,8\text{mrad}$.

- *Identification*

Le plastique est inutilisable pour de tels ions. Toutefois, on peut mesurer l'énergie

Configuration	$\delta\theta$ (mrad)	δx (mm)
Chambres à dérives séparées	5,4	2,2
Chambres à dérives jointes	4,4	0,28
Feuilles émissives	2,3	2,6

TAB. 7.9 – Résolution des grandeurs cinématiques avec des détecteurs à feuille émissive pour le ^{214}Po à 3,1 MeV/A.

Mesure	Résolution calculée (%)	Résolution nécessaire (%)	Principale source d'erreur
M	2,8		Temps de vol
M/q	1,0	0,25	Temps de vol
q	3,0	2,5	Temps de vol
A final	1,0	0,25	Temps de vol

TAB. 7.10 – Résolution obtenue et résolution nécessaire pour les différentes grandeurs d'identification de le ^{214}Po à 3,1 MeV/A avec un temps de vol première feuille-plastique.

des particules à l'aide de la chambre d'ionisation. On peut avoir l'état de charge quasiment à l'unité près. Comme le montre la table 7.10, le nombre de masse est défini à ± 4 unités.

7.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai étudié les grandeurs mesurées avec le spectromètre et ses détecteurs et leurs relations avec les grandeurs physiques qui en sont déduites. J'ai estimé quantitativement les performances attendues selon la nature et l'énergie des ions détectés pour pouvoir optimiser la configuration de détection à employer : chambres à dérive séparées ou jointes ou détecteurs à feuilles émissives. Pour faire ces calculs, j'ai fait certaines hypothèses simplificatrices : j'ai supposé que l'optique du spectromètre était parfaite, et que les résolutions intrinsèques des détecteurs étaient indépendantes du type d'ion détecté. Ces simplifications ont notamment tendance à surévaluer les performances de la configuration avec chambres à dérive jointes.

Sur ces bases, j'ai comparé les différentes configurations de détection au plan focal en terme de résolution sur l'angle de diffusion et sur la position au plan focal (assimilable à la résolution en impulsion). Les détecteurs à feuilles émissives sont, pour des raisons d'efficacité, utilisables pour des ions lourds $Z > 10$. La résolution spatiale est meilleure qu'avec les chambres à dérive séparées pour des énergies inférieures à 4 MeV/A. Il en est de même pour la résolution angulaire en dessous de 7,5 MeV/A. Les chambres à dérive jointes ont toujours une meilleure résolution en position au plan focal, mais, pour la résolution angulaire, sont toujours

inférieures aux feuilles émissives et inférieures aux chambres à dérives séparées pour des énergies incidentes supérieures à 2,5 MeV/A.

Au travers de quelques exemples, j'ai calculé les possibilités d'identification du spectromètre. Les limites d'identification sont atteintes pour le ^{74}Kr à 3 MeV/A. Une étude plus approfondie serait nécessaire pour définir la dépendance exacte en fonction de l'énergie et de la masse de l'ion détecté.

Pour affiner ces premières estimations, une simulation plus complète de l'ensemble du spectromètre est nécessaire. Elle devra tenir compte des aberrations optiques du spectromètre et des possibilités du logiciel de reconstruction des trajectoires. Enfin, une fois que les différents détecteurs seront finalisés, il faudra tenir compte plus précisément de leurs possibilités réelles, notamment de leurs résolutions en fonction de l'ion détecté.

Chapitre 8

Détecteurs du plan focal

Jusqu'à présent, j'ai présenté le spectromètre VAMOS et ses fonctionnalités. J'ai également détaillé les différentes configurations de détection qui lui sont associées, notamment en estimant leurs performances respectives face à des ions d'énergie et de nature variées.

Je vais maintenant décrire individuellement les détecteurs du plan focal sur lesquels j'ai travaillé au Service d'Etudes des Détecteurs : les chambres à dérive et les détecteurs à feuilles émissives. Les chambres à dérive de VAMOS sont basées sur celle du spectromètre SPEG détaillées au chapitre 3.1.5. Je m'en tiens ici à préciser les caractéristiques propres des chambres de VAMOS.

Je vais partager la description des détecteurs à feuille émissive en deux parties. Je commence par les simulations et les expériences réalisées sur les feuilles émissives elles-mêmes et sur le guidage des électrons secondaires. Ensuite, dans le chapitre 8.4, je détaille les détecteurs d'électrons associés à ce système. Ces détecteurs sont novateurs, puisque pour la première fois des détecteurs à gaz basse pression sont utilisés pour la détection des électrons secondaires. Une grande partie de mon travail a porté sur la mise au point et l'étude théorique et pratique de ces détecteurs.

8.1 Introduction aux détecteurs à gaz basse pression

Les chambres à dérive et les détecteurs d'électrons secondaires de VAMOS sont des détecteurs à gaz basse pression, c'est-à-dire fonctionnant à une pression interne de l'ordre de 10mbar. Je décris dans cette section les principes fondamentaux de ce type d'instrument. Je reviendrai sur les spécificités de chacun dans les chapitres 8.2 et 8.4 qui leur sont consacrés.

8.1.1 Principes de base

Les principes de base des détecteurs à gaz sont explicités dans Leo 1994 [71]. Breskin & al (1982 [28]) détaille les spécificités des détecteurs basse pression. Le but de l'utilisation de détecteurs à gaz est de profiter de l'ionisation du gaz provoquée par l'interaction avec les ions incidents. Cette interaction est essentiellement coulombienne et on peut considérer que la perte d'énergie des ions dans le matériau se traduit sous forme d'ionisation électronique. Le nombre d'électrons produits est égal à la perte d'énergie dans le gaz divisée par l'énergie moyenne de libération d'un électron, qui dépend du gaz employé. Les ions ionisent les molécules du gaz mais les électrons créés se recombinent rapidement. Pour empêcher cette recombinaison, un champ électrostatique est imposé dans le détecteur. Les paires électrons-ions vont migrer vers les électrodes avant de se recombiner. Leur déplacement dans le champ induit une charge sur les électrodes. Selon l'intensité du champ et la pression du gaz, plusieurs régimes sont distingués :

- *régime de dérive ou de chambre d'ionisation* : les molécules du gaz ionisées par la particule incidente et les électrons dérivent jusqu'aux électrodes et toutes les paires créées sont collectées sur les électrodes sans amplification.
- *régime proportionnel* : les électrons sont accélérés par le champ et acquièrent assez d'énergie pour ioniser d'autres molécules de gaz. Le nombre d'électrons s'accroît exponentiellement avec le champ électrique. Le nombre final d'électrons est proportionnel au nombre initial.
- *régime proportionnel limité* : le nombre d'électrons produits est tel qu'ils créent une charge d'espace qui perturbe le champ électrostatique, donc la multiplication. La charge finale n'est plus proportionnelle à la charge initiale.
- *régime de décharge ou Geiger-Müller* : au lieu d'une seule avalanche localisée, les photons émis par les molécules se désexcitant provoquent d'autres avalanches en d'autres points du détecteur. Un plasma apparaît et le courant dans le détecteur sature. La charge mesurée n'est plus proportionnelle à l'ionisation initiale.
- *régime de claquage* : le champ est suffisamment intense pour dissocier les atomes du gaz et provoquer des décharges même en l'absence d'ionisation initiale.

Les détecteurs de VAMOS fonctionnent selon les cas en régime de dérive ou en régime d'amplification proportionnelle (et par accident en régime de claquage!). C'est le *champ électrostatique réduit*, c'est-à-dire l'intensité du champ divisée par la pression du gaz E/P , qui détermine les différents régimes d'amplification. C'est également un facteur qui caractérise le transport des électrons dans le gaz. Les détecteurs basse-pression fonctionnant à des pressions de l'ordre de la dizaine de millibars, leur comportement va être différent de celui des détecteurs à pression atmosphérique.

8.1.2 Spécificités de la basse pression

Les détecteurs d'ions lourds à gaz fonctionnent dans le vide car les ions perdent rapidement leur énergie dans la matière. Pour cette même raison, il faut minimiser l'épaisseur des fenêtres d'entrée et de sortie de ces détecteurs. Ceci implique une pression interne des détecteurs faible (de quelques millibars à quelques dizaines de mbar) et également des restrictions sur le gaz employé.

Nature du gaz amplificateur

Nous utilisons de l'isobutane pur. L'interaction avec les ions est déterminée par la section efficace coulombienne, qui domine les autres contributions comme l'excitation des molécules. En outre, la faible énergie de création de paire (23 eV, selon Leo 1994 [71]) permet la création de nombreux électrons secondaires. Ce paramètre détermine l'efficacité et la résolution du détecteur. A pression atmosphérique, certains mélanges de gaz permettent d'optimiser certaines propriétés, comme la rapidité du signal ou le vieillissement des électrodes. D'un point de vue pratique, un mélange de gaz basse pression est très difficile à réaliser : les mélanges supportent mal la décompression entre la bouteille de stockage et le détecteur et doivent faire l'objet d'attentions particulières.

Vitesse de dérive

La vitesse de déplacement des électrons dans un gaz est liée à deux facteurs : leur accélération qui dépend du champ électrostatique et leur libre parcours moyen, distance sur laquelle ils peuvent accélérer avant d'entrer en collision avec un ion et être ralenti. A basse pression, le champ accélérateur est du même ordre de grandeur qu'à pression atmosphérique (quelques kV/cm), mais le libre parcours moyen est beaucoup plus grand à cause de la faible densité de molécules. On peut ainsi facilement atteindre quelques cm/ns contre moins de 100 $\mu\text{m}/\text{ns}$ à haute pression. En raison de leur masse, la vitesse de dérive des molécules ionisées est 1000 fois moins importante que celle des électrons. Pour cette raison, seul le signal créé par les électrons peut être utilisé pour une mesure rapide.

Amplification dans un gaz basse pression

Une particule chargée (ici un électron) qui traverse un gaz perd de l'énergie et ionise les molécules de ce gaz. J'appelle ici "électrons secondaires" les électrons provenant de l'ionisation du gaz (dans le chapitre 8.3, ce terme s'applique aux électrons arrachés à la feuille émissive par les ions). Dans l'hypothèse d'une amplification en cascade, les électrons primaires ionisent le gaz et créent des électrons secondaires qui, accélérés par le champ électrostatique dans le détecteur vont à leur tour ioniser le gaz. On va supposer que le nombre d'ionisations est

proportionnel à la distance parcourue dans le gaz par une particule chargée et au nombre de ces particules (voir Leo 1994 [71]) :

$$\delta n = \alpha \cdot n \cdot \delta z$$

α est un coefficient de proportionnalité empirique. $1/\alpha$ est le libre parcours moyen d'un électron dans le gaz au bout duquel il crée un autre électron. L'amplification est donnée par l'intégration le long d'une ligne de champ que suivent les électrons :

$$M = \exp \left[\int_{z_1}^{z_2} \alpha(z) dz \right] \quad (8.1)$$

α dépend du gaz et du champ réduit E/P . Cette dépendance est reproduite phénoménologiquement sous plusieurs formes (Brösicke 1976 [31]). Les plus communes sont celles de Engel :

$$\alpha/P = A \cdot \exp \left(\frac{-B}{E/P} \right).$$

et de Ward :

$$\alpha/P = A \cdot \exp \left(\frac{-B}{\sqrt{E/P}} \right).$$

Les paramètres A et B dépendent du gaz, mais peuvent aussi changer selon E/P (cf. table 8.1). Grâce aux mesures faites avec le détecteur d'électrons secondaires,

Engel			Ward		
zone E/P	A	B	zone E/P	A	B
108–160	13.5	319.1	110–620	229	60.1
160–320	24.5	398.4			

TAB. 8.1 – Coefficients A et B selon Engel ou Ward pour l'isobutane, tirés de [31]

je reviendrai sur les modèles d'Engel et Ward.

8.1.3 Induction du signal

Les électrons initiaux sont amplifiés jusqu'à être collectés sur l'anode. Parallèlement, les ions positifs créés par cette ionisation dérivent à une vitesse moindre vers la cathode. Il est important de noter que ce n'est pas la collection des charges sur les électrodes qui produit le signal mais l'induction liée à leur mouvement dans le détecteur. La charge induite sur une électrode est donnée par :

$$Q \propto \int_{z_1}^{z_2} \frac{qE(x)dx}{V_0} = q \frac{V(z_1) - V(z_2)}{V_0} \quad (8.2)$$

En conséquence, ce sont les charges produites loin de l'électrode collectrice qui participent le plus au signal. On va donc observer deux configurations de champ :

- une dite “compteur proportionnel à fil”, où la multiplication des paires électrons-ions se fait dans le voisinage proche du fil anodique autour duquel le régime d’amplification est proportionnel. Les électrons y sont immédiatement collectés et participent donc peu à la charge induite, au contraire des ions qui dérivent vers les cathodes.
- une dite “plaque parallèle”, où le régime proportionnel est présent dans tout l’espace entre les électrode. Les électrons créés près des cathodes participent autant au signal que les ions créés près de l’anode. Typiquement, les détecteurs de ce type sont composés de deux électrodes planes et parallèles.

Les électrons se déplaçant beaucoup plus vite que les ions, le signal qu’ils induisent est également plus rapide. C’est pourquoi un détecteur type “compteur proportionnel” à une moins bonne résolution temporelle qu’un compteur type “plaque parallèle”.

8.2 Chambres à dérive

Les chambres à dérive de VAMOS sont destinées à être placées au niveau du plan focal. Elles servent à mesurer les trajectoires des ions diffusés de façon à estimer leur angle de diffusion après la cible et leur énergie grâce aux propriétés optiques du spectromètre. Les chambres de VAMOS sont basées sur le même principe que les chambres en utilisation sur le spectromètre SPEG du GANIL que je décris au chapitre 3.1.5. Chaque chambre mesure la position horizontale et verticale du passage des ions dans le plan perpendiculaire aux trajectoires. La position verticale est mesurée par l’intermédiaire du temps de dérive des électrons, la position horizontale par la répartition des charges sur une cathode à pistes.

Je reprendrai ici les principes de base de ces détecteurs et je préciserai les spécificités des chambres de VAMOS, adaptées aux basses énergies des faisceaux de SPIRAL. Je terminerai par une description précise des caractéristiques techniques des détecteurs. Je ne reviendrai pas sur les différentes méthodes de reconstruction de position décrites au chapitre 3.4.

8.2.1 Principe et fonctionnement des chambres à dérive

Le schéma 8.3 décrit le fonctionnement des chambres à dérive de VAMOS.

Description

La chambre est une enceinte étanche dans laquelle circule de l’isobutane. Le passage des ions se fait au travers de deux feuilles de Mylar de $0,9\ \mu\text{m}$ d’épaisseur. La chambre se segmente en deux zones électrostatiques séparées par une grille portée à la masse appelée “grille de Frisch” (voir figure 8.1) :

- La zone de dérive qui couvre la zone d'interaction avec les ions. Le champ électrique y est maintenu uniforme entre une cathode plane et la grille de Frisch. Le champ réduit est tel qu'il n'y ait pas de multiplication (régime de dérive). Les électrons créés par les ions migrent grâce au champ vers la seconde zone.
- La zone d'amplification qui fonctionne sur le principe des compteurs proportionnels à fils. Après avoir traversé la grille de Frisch, les électrons se multiplient autour des fils d'amplification portés à un potentiel positif. Les ions qui y sont créés migrent vers la cathode à pistes et y induisent un signal.

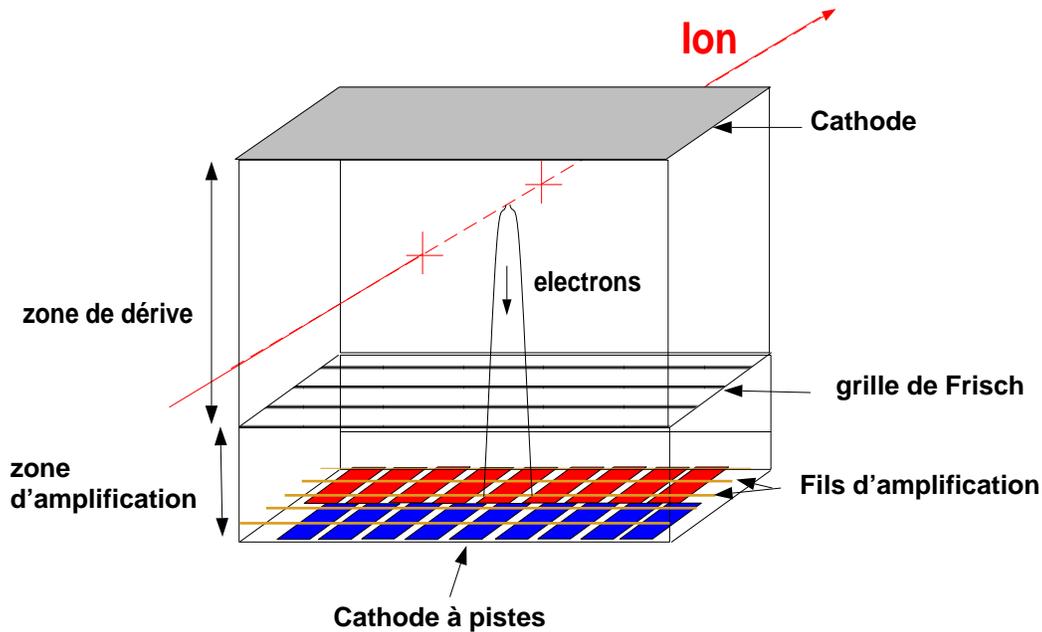


FIG. 8.1 – Schéma de principe de la chambre à dérive

Mesures de position

Deux méthodes différentes sont utilisées pour les mesures de position verticale et horizontale. Cela permet d'utiliser un seul volume de gaz pour les deux mesures. La mesure de la position horizontale des ions est la plus importante : elle se fait dans la direction dispersive du spectromètre et c'est elle qui permet de remonter au moment cinétique de la particule (voir chapitre 7.1.1). Il est nécessaire de soigner tout particulièrement la résolution spatiale dans ce plan.

La position verticale est obtenue par mesure du temps de dérive des électrons créés par le passage des ions dans la zone de dérive. La position horizontale est reconstruite à partir du barycentre des charges induites sur un plan à pistes. Cette

dernière méthode est la plus précise.

- *Mesure par temps de dérive des électrons*

Pour déterminer le hauteur de dérive des électrons, on détermine leur vitesse et leur instant de départ et d'arrivée.

Vitesse des électrons

La vitesse des électrons dépend de la nature du gaz et du champ électrostatique réduit E/P . La figure 8.2 montre la dépendance des deux grandeurs. On remarque un plateau de vitesse constante $5,5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ pour $5 < E/P < 40 \text{ V/cm.torr}$. Il est intéressant de se placer sur ce plateau. Ainsi, d'éventuelles inhomogénéités du champ de dérive ne changent pas la vitesse des électrons. La hauteur de dérive dans les chambres à dérive de VAMOS varie entre 2 cm et 12 cm, ce qui donne des temps de dérive entre 360 ns et $2,2 \mu\text{s}$.

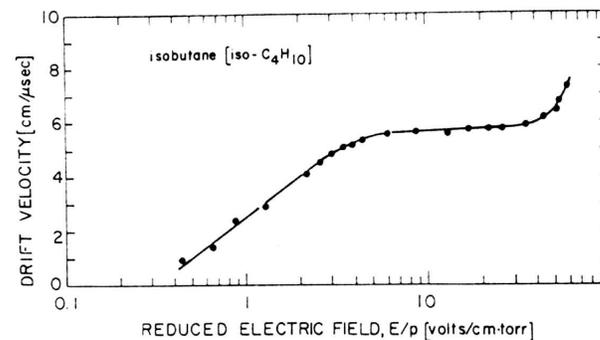


FIG. 8.2 – Vitesse de dérive des électrons dans l'isobutane en fonction du champ électrostatique réduit E/P (tiré de [25])

Instants de départ et d'arrivée

Le temps d'arrivée des électrons est donnée par le signal sur les fils amplificateurs. Ce signal a un temps de montée caractéristique de la vitesse des ions, soit environ 200 ns. Le temps de départ doit être donné par un détecteur extérieur.

Dans VAMOS, on pourra utiliser le signal du plastique scintillant éventuellement corrigé par le temps de vol des ions si la dispersion est significative par rapport au temps de dérive des électrons. Avec ce type de montage, on peut aisément atteindre une résolution de 1 mm. Breskin (1978 [25]) donne une résolution de $550 \mu\text{m}$ pour un détecteur de ce type.

- *Mesure par reconstruction du centre de la distribution de charge*

Pour la mesure dans la direction horizontale, nous appliquons une méthode différente de celle du temps dérive.

Les électrons produits dans l'espace de dérive suivent une distribution spatiale autour de la trajectoire de l'ion lorsqu'ils arrivent sur les fils multiplicateurs. Cette distribution est essentiellement liée à leur diffusion au long de leur déplacement et elle est caractéristique du point de passage de l'ion dans la direction horizontale. Le schéma 8.3 illustre ce mécanisme. La répartition des charges induites sur les cathodes est une conséquence de l'amplification des électrons autour des fils. En séparant une cathode en plusieurs pistes, et en mesurant la charge induite sur chacune de ces pistes, il est possible de remonter à la distribution initiale et notamment à son centre de gravité, qui est la position de la trajectoire de l'ion. Nous avons vu au chapitre 3.4 que l'algorithme le mieux adapté était une fonction sécante hyperbolique au carré.

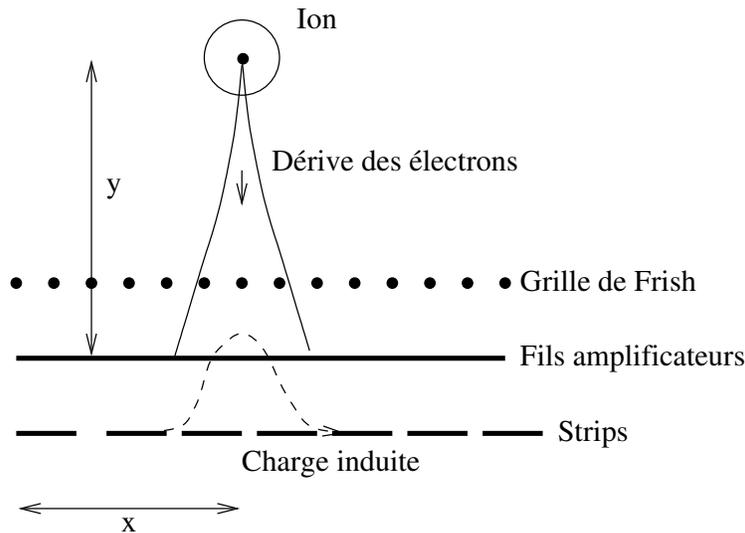


FIG. 8.3 – Principe des mesures de positions dans la chambre à dérive

Distribution des charges

Dans la configuration des chambres à dérive de SPEG, que nous avons conservé pour les chambres à dérive de VAMOS, les pistes ont une largeur de 5,85 mm pour un pas (noté dans la suite p) de 6,35 mm. La largeur à mi-hauteur de la distribution de charge varie entre 1 cm (dans le cas de l'expérience E306) et 2 cm (mesures avec source en laboratoire). La charge est distribuée sur trois ou quatre pistes significatives (voir partie I, section 3.4)

- *Modélisation de la distribution*

La distribution des charges sur les pistes de la chambre à dérive est très analogue à une distribution de type “sécante hyperbolique au carré” que je rappelle ici

(Lau& Pyrlík 1997 [70] et Ottini & al 1998 [86]) :

$$Q_i = \frac{Q_0}{\cosh^2(\pi(x_i - x_0)/\delta x_0)}$$

où :

- Q_i est la charge déposée sur la piste i ,
- x_i est la position de la piste i ,
- Q_0 est la normalisation de la charge,
- x_0 est la position du sommet de la distribution,
- δx_0 est la largeur de la distribution.

La reconstruction consiste, à partir des charges mesurées sur les différentes pistes, à calculer le sommet de la distribution qui correspond au point de passage de l'ion. Toutefois, cette reconstruction n'est pas parfaite : la mesure des charges est bruitée, l'interpiste perturbe la collection des charges. La méthode de reconstruction est plus ou moins sensible à ces types de défauts. Je fais une étude approfondie des méthodes de calcul de position dans la partie I, section 3.4.

• *Résolution intrinsèque*

Les mesures de résolution intrinsèque ont été réalisées au Service d'Étude des Détecteurs de Saclay. La méthode, décrite au chapitre 3.4.4, consiste à simuler le passage d'une particule en injectant une charge sur un fil de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre parallèle aux pistes et positionné à la place des fils d'amplification (qui sont eux perpendiculaires aux pistes). Par effet capacitif, la charge induit sur les pistes une distribution semblable à celle faite par le passage d'un ion.

Feuilles rentrantes

La basse énergie des faisceaux de SPIRAL contraint à réaliser des détecteurs les plus transparents possibles aux ions diffusés. Les chambre à dérive de SPEG décrites au chapitre 3.1.5 de la partie I comptent quatre feuilles de Mylar de $1,5$ ou $0,9\ \mu\text{m}$. Deux d'entre elles confinent le gaz, les deux autres sont placées de part et d'autre de la zone de dérive sur lesquelles sont déposées des bandes métallisées polarisées de façon à maintenir un champ électrostatique uniforme.

Afin de minimiser le straggling angulaire et énergétique, les chambres de VAMOS ne comptent que deux feuilles pour fermer l'enceinte. Pour maintenir le champ de dérive uniforme dans la zone de dérive utile, la cathode et la grille de Frisch sont prolongées de manière à placer les zones de champ hétérogène en dehors (voir schéma 8.4). La zone où le champ n'est pas uniforme est estimée à l'aide d'un calcul de champ analytique tiré de Durand & al (1966 [43]). Deux plaques parallèles finies donnent un champ conforme à la figure 8.5. Le champ vertical s'écrit, pour un potentiel $\pm V$ sur les plaques et une distance de $2a$ entre

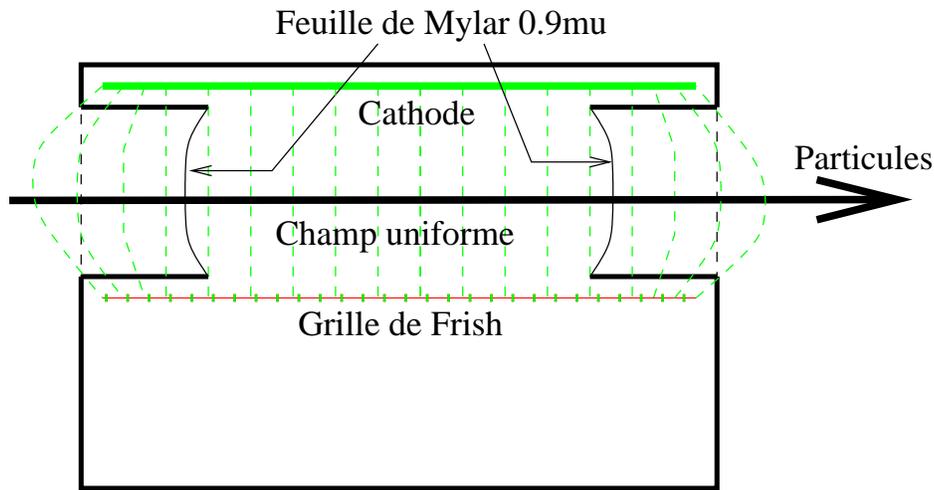


FIG. 8.4 – Schéma des feuilles rentrantes pour les chambres à dérive de VAMOS

celles-ci :

$$E_y = -\frac{V}{a \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi v}{V}\right) \right]}$$

avec :

$$v = \left(\frac{a}{\pi} - x \right) \frac{V}{a}$$

On recherche la zone où le champ diffère du champ uniforme $E_0 = V/a$ d'une valeur relative $k = \delta E/E$. On trouve :

$$x = \frac{a}{\pi} (1 - k + \log(k))$$

Pour $k < 1.10^{-2}$, $x \approx -a$. Il faut donc que les plans équipotentiels soient étendus au-delà de la zone active d'une valeur égale à la moitié de la distance entre les plaques.

L'un des désavantages de cette configuration des potentiels est que les feuilles d'entrée et de sortie doivent être isolantes pour ne pas perturber le champ. Elles risquent alors de se charger par transfert de charges avec les ions incidents. Les charges accumulées, si elles ne s'évacuent pas naturellement, vont perturber le champ au voisinage des feuilles. Cette difficulté va être évaluée lors des tests des chambres sous faisceau qui seront réalisés dans le courant du mois de novembre 2000.

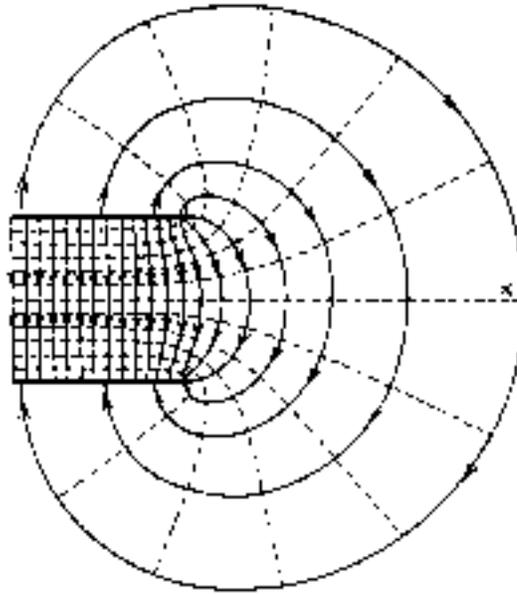


FIG. 8.5 – Lignes de champs et équipotentielles entre deux plaques

8.2.2 Description technique des chambres à dérive

Enceinte

La figure 8.6 montre l'enceinte de la chambre à dérive. L'ouverture centrale où passent les ions, sera fermée par des fenêtres de Mylar. Il faut noter que les électrons produits par les ions dérivent du bas vers le haut. Les faces d'entrée et de sorties sont en plexiglas et les deux excroissances en dessous et au dessus de cette ouverture accueillent les prolongations de la cathode de dérive (bas) et de la grille de Frisch (haut) destinées à assurer l'homogénéité du champ près des fenêtres. Le plan de cathode à piste (invisible sur la figure) ferme l'enceinte par le haut du caisson. Dans le détecteur, on voit sur la gauche les barres de métal qui seront portées à des potentiels réguliers pour homogénéiser le champ sur la hauteur du détecteur ainsi que les glissières qui reçoivent les éléments internes de la chambre. Sur la droite, quatre connecteurs BNC amènent les tensions dans le détecteur. Les signaux des pistes sortent par le haut.

Plan à pistes

Cette cathode est constituée d'un circuit imprimé de 3,2 mm d'épaisseur. Le prototype de cette cathode est représenté sur la photographie 8.7. Elle assure l'étanchéité de l'enceinte sur sa face supérieure. Elle présente deux rangées de 72 et 73 pistes de cuivre, décalées l'une par rapport à l'autre d'une demi-piste. Une piste fait 49,5 mm de long sur 5,85 mm de large. Deux pistes d'une même rangée

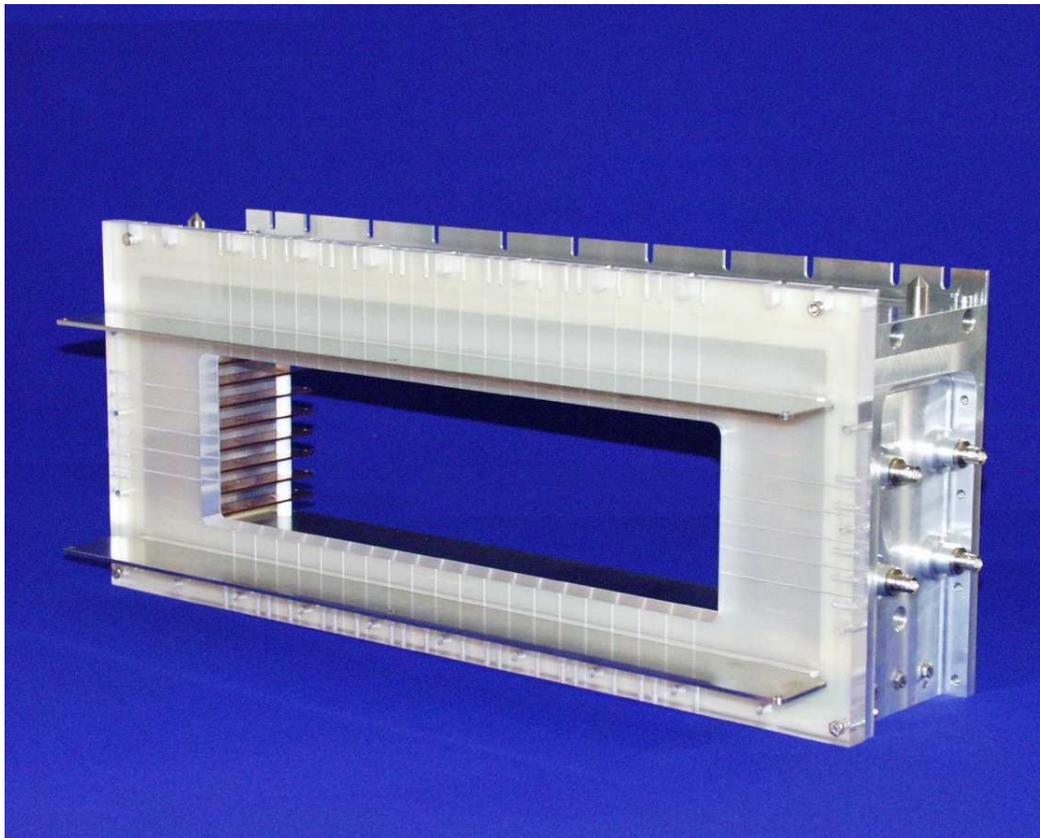


FIG. 8.6 – Enceinte d'une chambre à dérive

sont séparées de 0,5 mm et les deux rangées de 1 mm. Les pistes extrêmes sont reliées à la masse. Les cartes électroniques sont connectées de l'autre côté du plan par l'intermédiaire de trous borgnes.

Plan de fils de multiplication

Ce plan de fils est situé à 5 mm du plan à pistes. Il est composé de deux groupes de 5 fils de tungstène doré de diamètre $20 \mu\text{m}$, au pas de 10 mm et de longueur 415 mm. Ils sont tendus à 55 g et soudés sur un cadre en circuit imprimé de 3,2 mm d'épaisseur. Chaque groupe est alimenté séparément en tension.

Grille de Frisch

Placée à 20 mm des fils de multiplication, elle est composée de 54 fils de cuivre-béryllium de $70 \mu\text{m}$ de diamètre et au pas de 2 mm. Les fils sont soudés à chaque extrémité sur un circuit imprimé cuivré. Les deux circuits sont collés sur un cadre en inox pour la rigidité et vont se placer dans les cavités des faces d'entrée et de

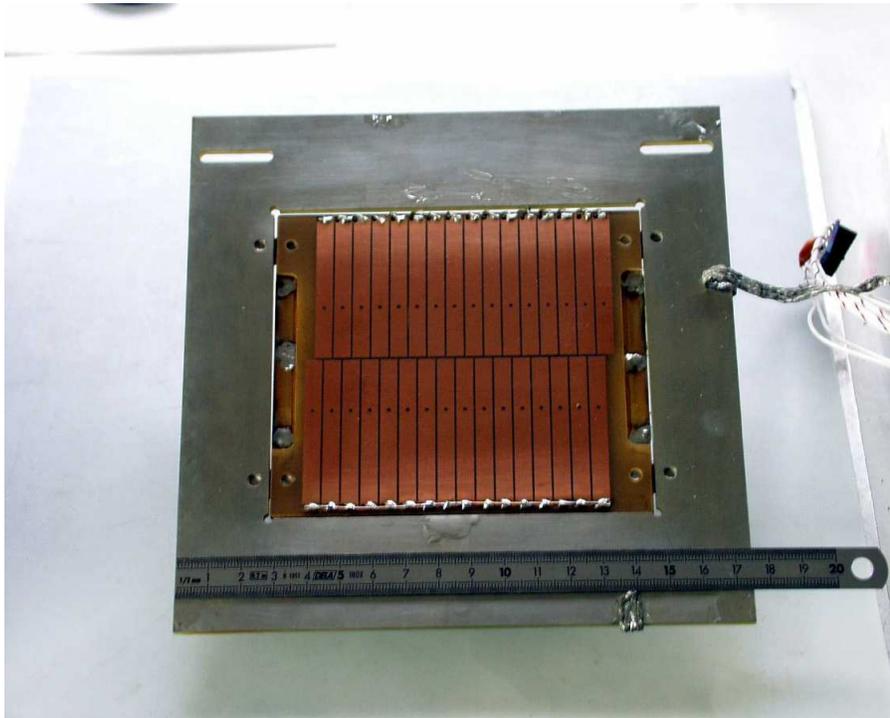


FIG. 8.7 – Version prototype du plan de pistes

sortie. La grille est à la masse.

Zone de dérive

L'uniformité du champ est assurée par 9 barrettes en laiton polies positionnées au pas de 15mm. Un réseau de résistance répartit la tension de la cathode jusqu'à la grille de Frisch.

Cathode de dérive

C'est une plaque d'inox polie portée à -800 V. Elle pénètre dans les zones évidées des faces de la chambre. La distance entre la cathode et la grille de Frisch est de 150 mm.

8.3 Détecteurs à feuille émissive

Tout instrument de détection implique la présence de matière sur la trajectoire des particules. Cette matière perturbe la particule, ce qui revient pour les ions lourds aux énergies qui nous intéressent à modifier son mouvement aléatoirement, tant en vitesse (straggling énergétique) qu'en direction (straggling angulaire). Ces perturbations contribuent directement à l'imprécision des mesures expérimentales. Nous avons vu au chapitre 7.3.1 l'importance du straggling créé par les détecteurs en fonction du type et de l'énergie de l'ion considéré.

L'une des méthodes les plus évidentes pour réduire ces perturbations revient à diminuer la quantité de matière interceptant l'ion. Les détecteurs à feuille émissive sont basés sur ce principe : seule une fine feuille interagit avec la particule. Les électrons secondaires (notés "ES") émis par cette interaction sont ensuite guidés par un champ électrostatique en dehors du passage où ils sont détectés (voir schéma 8.8).

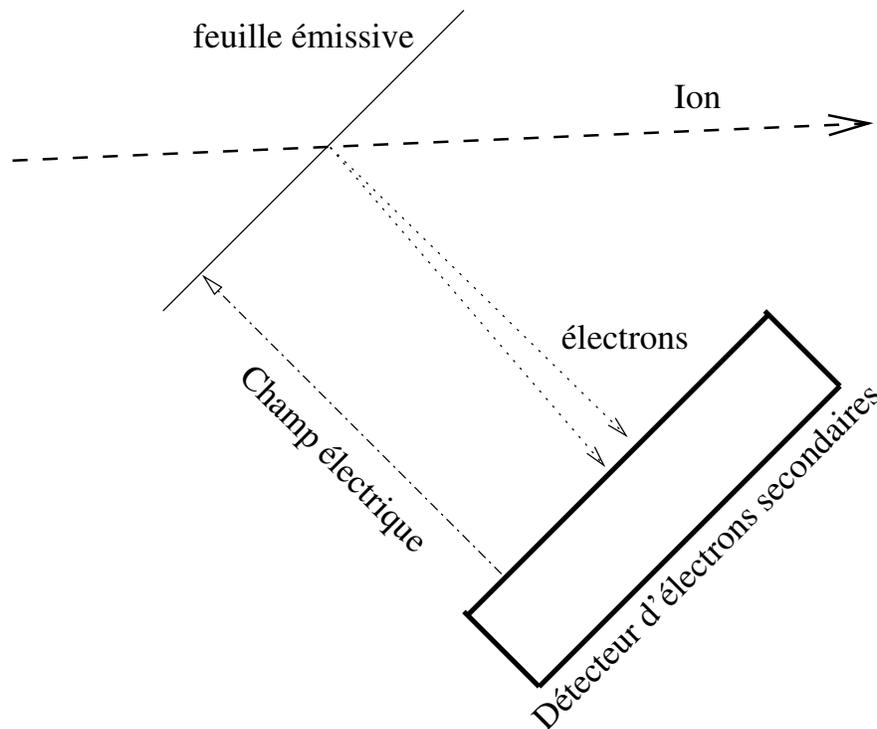


FIG. 8.8 – Schéma d'un détecteur à feuille émissive

Ce système est utilisé depuis les années 1950 (par exemple Williams & al 1961 [114]) pour la mesure de temps de vol des fragments de fission du ^{252}Cf . Les électrons secondaires étaient détectés par des photocathodes associées à des photomultiplicateurs. Plus tard, des détecteurs utilisant des galettes à microcanaux permettant la localisation se sont développés (Odland & al 1996 [85] et

chapitre 8.3.3). Parallèlement, d'autres auteurs (Clerc & al 1973 [38]) signalent la possibilité de mesurer le nombre d'ES émis pour déterminer la perte d'énergie dans la feuille émissive et donc le numéro atomique de la particule incidente. Dans le fonctionnement de ce type de détecteur, on peut distinguer trois parties relativement indépendantes :

- la feuille émissive,
- le guidage électrostatique des électrons secondaires,
- le détecteur d'électrons proprement dit.

On peut dégager pour chacune d'entre elle les caractéristiques qui jouent un rôle dans les performances de l'ensemble :

- la statistique des ES à la sortie de la feuille ainsi que leur distribution énergétique et angulaire,
- l'efficacité du transport des électrons et son uniformité,
- l'efficacité et la résolution du détecteur, qui dépend souvent du nombre d'électrons incidents.

Nous allons étudier chacune de ces trois étapes l'une après l'autre.

8.3.1 Feuilles émissives

Les feuilles émissives se présentent comme des feuilles de matière dont l'épaisseur est de quelques dizaines de microgrammes par centimètres carrés. Leur matériau doit être adapté à la production d'électrons secondaires, mais aussi avoir les qualités mécaniques requises pour supporter les contraintes d'utilisation pratiques.

Caractéristiques de l'émission secondaire d'électrons

Trois paramètres sont importants pour notre application :

- le nombre d'électrons émis,
- leur distribution en énergie,
- leur distribution angulaire.

Le premier conditionne l'intensité du signal sur le détecteur. En outre, le nombre d'électrons améliore la précision de la mesure par effet de statistique. Les distributions en énergie et en angle contribuent à disperser les électrons avant qu'ils n'arrivent sur le détecteur, ce qui détériore à la fois la résolution temporelle (car la distribution en temps de vol s'élargit) et la résolution en position. Le système de guidage devra gommer ces effets (voir la section 8.3.2).

• *Théorie de l'émission secondaire*

L'émission d'électrons secondaires par un matériau à la suite d'une interaction avec des ions lourds est un processus très complexe. La première théorie à rendre compte des tendances de ce phénomène date de 1957 (Sternglass [111]). Elle permet de comprendre le mécanisme d'émission secondaire, mais ne fournit pas de

données quantitatives. Elle ne fournit aucun renseignement sur la distribution en énergie et en angle des ES. Il faut avoir des approches plus poussées ou faire appel à des expériences pour déterminer ces paramètres importants pour l'efficacité du guidage. Folkman & al (1975, [48]), fait une étude expérimentale et théorique de l'émissions électronique par des feuilles de Carbone sous faisceau de proton et d'atome de Néon.

Toutefois, les travaux de Sternglass décrivent un mécanisme de production d'électrons secondaires en deux étapes :

- la création d'électrons secondaires dans le matériau par les ions incidents et par les électrons de haute énergie (rayons δ) émis par ces ions,
- la sortie des électrons hors du matériau.

Cette approche permet de comprendre les principales caractéristiques de l'émission qui sont alors :

- le nombre d'ES dépend de la charge effective et de la vitesse de l'ion pour un matériau donné.
- l'émission d'ES est essentiellement un phénomène de surface. Seules quelques couches atomiques sont concernées dans le cas métaux. Elle est donc indépendante de l'épaisseur du matériau au delà d'une faible épaisseur.
- le nombre d'ES est, au premier ordre, proportionnel à la perte d'énergie linéaire de l'ion dans le matériau.

• *Nombre d'électrons secondaires*

En première approximation, on peut supposer que (Baragiola, 1993 [4]) :

$$N_{ES} = 0,1 \frac{dE}{dx} [\text{eV}/\text{\AA}]$$

Cette expression est valable à 30% près. Nous pouvons en tirer deux grandes tendances : le nombre d'électrons secondaires est proportionnel à Z_p^2/E_p , Z_p et E_p étant respectivement le numéro atomique et l'énergie du projectile.

Cette formule simplifiée est comparable avec les résultats expérimentaux de Pferdekämpfer & Clerk (1977 [91]) qui a étudié la distribution en énergie des ES émis par des particules α et des fragments de fission du ^{252}Cf au travers de feuilles de carbone qui sont dans des conditions qui se rapprochent de celles de nos mesures. La table 8.2 résume les résultats numériques extraits de [91]. On constate également que le nombre d'électrons secondaires est plus important en avant de la feuille émissive que vers l'arrière. Cela est dû à l'effet d'entraînement des ions.

• *Distribution en énergie*

Différents mécanismes peuvent provoquer l'émission d'électrons. Certains peuvent être éjectés par effet Auger, à la suite de la désexcitation d'un atome de la cible ou des ions incidents. Ces électrons sont caractérisés par un spectre en énergie où

Feuille :	Carbone ; $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$			Carbone ; $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
	α	Fr. Lourds	Fr. Légers	Fr. Légers
Projectile :				
Energie (MeV/A)	1,5	0,52	0,93	0,93
Nombre d'ES				
En avant de la feuille émissive				
E < 230eV	2,4	126	109	139
E > 230eV	0,4	77	75	99
En arrière de la feuille émissive				
E < 230eV	1,9	59	56	75
E > 230eV	0,07	7	7	11

TAB. 8.2 – Nombre moyens d'ES émis pour différentes feuilles minces et ions (Pferdekämpfer & Clerk 1977 [91])

apparaissent à quelques centaines d'eV des pics caractéristiques des transitions Auger du matériau cible. Ce type de production est très minoritaire.

Des électrons peuvent être expulsés à la suite d'un choc direct avec un ion incident. Ils ont alors une grande énergie (plusieurs keV) : on parle d'électrons "primaires" (ou de rayons δ).

Mais la grande majorité des électrons est produite après plusieurs collisions entre électrons. Ce sont des électrons "secondaires" (ES) dont l'énergie est beaucoup plus basse (quelques eV). Les émissions à haute énergie sont, dans les faits, faibles par rapport à l'émission secondaire et la grande majorité des électrons est éjectée avec une énergie moyenne d'une dizaine d'eV (figure 8.9 extraite de [91]). En arrière de la feuille émissive, les électrons cinétiques (produits par les chocs) de haute énergie n'existent plus.

- *Distribution en angle*

La distribution angulaire des ES a été étudiée par Manson & al (1975 [77]) et Bonsten & al (1975 [21]). Elle rend compte d'une distribution en $\cos(\theta - \theta_0)$ a été considérée, où θ_0 est l'angle d'incidence des ions. Le graphe correspondant est tracé sur la figure 8.10. C'est cette distribution que j'utilise pour les simulations. En arrière de la feuille émissive, l'absence d'entraînement donne une distribution isotrope.

Choix du matériau

- *Propriétés émissives*

L'influence du matériau est beaucoup plus importante que celle prévue par la théorie de Sternglass [111]. Hippler & al (1988 [56]) et Rothard & al (1990 [99]) ont montré que le nombre d'ES émis dépend très clairement de la structure ato-

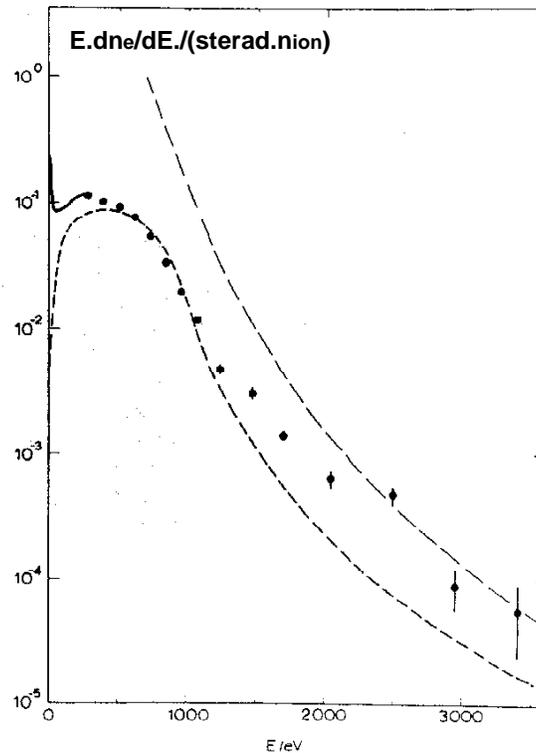


FIG. 8.9 – Nombre d'électrons secondaires produits en fonction de leur énergie (notez l'unité de l'ordonnée). Figure extraite de [91]

mique du matériau. Aucune tendance monotonique ne peut être dégagée. Pour certains matériaux comme les halogéno-alcalins (NaI, CsI), le taux d'émission est extrêmement amplifié. Ces substances sont couramment employées comme photocathodes mais ont été aussi utilisées sur des feuilles émissives pour détecter des particules faiblement ionisantes. Chianelli & al (1988, [37]) décrit des détecteurs à feuille émissive ayant une efficacité de 96% pour des protons de 540MeV. La figure 8.11 tirée de [104] montre les charges intégrées obtenues avec et sans CsI.

Baragiola (1993 [4]) a mis en évidence que l'énergie moyenne des ES augmente avec le numéro atomique des atomes de la cible.

De plus, alors que la théorie prévoit que l'émission secondaire est indépendante de l'épaisseur du matériau, les résultats de [91] montrent que le nombre d'ES varie pour deux épaisseurs de Carbone. Toutefois, l'émission étant un phénomène de surface, il est possible que l'état de surface de la feuille émissive joue un rôle et qu'il ne soit pas le même pour une feuille de $2\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ou $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Nous avons constaté ce même type d'hétérogénéités durant nos tests avec des feuilles de carbone de différentes épaisseurs.

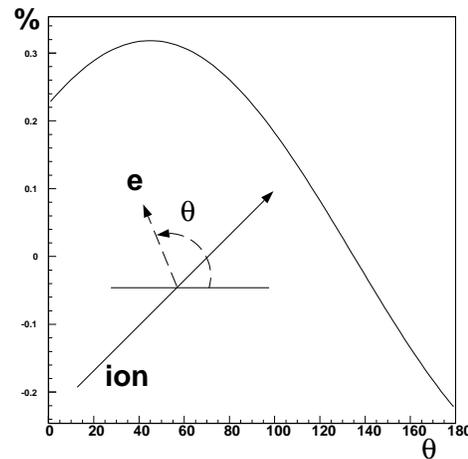


FIG. 8.10 – Distribution angulaire des électrons secondaires pour des ions incidents à 45°

- *Conclusions pratiques*

Le choix du matériau apparaît être d'une grande importance. Il convient de prendre un matériau dont la structure est optimale pour la production d'ES, mais plutôt léger pour limiter l'énergie de sortie. L'utilisation de CsI semble être très intéressante pour la détection des ions les moins ionisants. Le nombre d'ES produits semble augmenter avec l'épaisseur du matériau.

Cependant, les contraintes mécaniques sur la feuille émissive dominent largement ces considérations. Avec une feuille de $15\text{cm} \times 40\text{cm}$, le matériau doit avant tout être solide, homogène et supporter les manipulations. Par exemple, le CsI est fortement hygroscopique et se dégrade rapidement au contact de l'air. Son utilisation impose des précautions d'emploi importantes et il est d'autant moins utile que les ions lourds sont naturellement ionisant : le gain est faible par rapport aux contraintes d'utilisation. On ne recommandera son utilisation que dans des cas bien particuliers pour les ions faiblement ionisants.

De fait, pour nos tests, nous utilisons des feuilles de Mylar de $0,6\ \mu\text{m}$ d'épaisseur aluminisées. L'aluminium est assez favorable à l'émission secondaire (notamment plus que le carbone que nous avons aussi testé). Le Mylar est assez résistant pour être manipulé sans problème, mais aussi assez fin ($80\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour apporter une diminution notable du straggling par rapport à des détecteurs classiques comme les chambres à dérive (deux feuilles de mylar de $0,9\ \mu\text{m}$ et 10cm d'isobutane à $10\ \text{torr}$, soit $400\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Pour certaines expériences où le straggling est critique, il n'est pas exclu d'utiliser des feuilles plus fines mais plus fragiles (par exemple des feuilles de carbone de $20\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

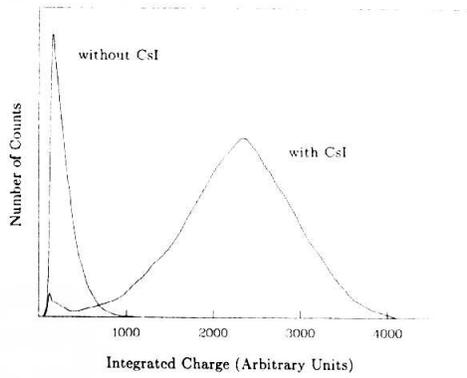


FIG. 8.11 – Charge intégrée émise par une feuille d'alumine traversée par des particules α d' ^{241}Am avec et sans CsI. Figure extraite de [104]

8.3.2 Guidage des électrons

Les électrons produits par la feuille émissive doivent ensuite être guidés vers le détecteur. Ce guidage doit posséder certaines propriétés. Il doit :

- amener les électrons à une énergie adéquate pour le détecteur.
- assurer le transport de tous les électrons sans perte.
- gommer les différences entre les vitesses initiales des électrons, de telle façon que leur temps de vol soit uniforme et leur dispersion spatiale minimale.
- ne pas perturber les ions à détecter, c'est-à-dire avoir la plus grande transparence possible.

Énergie des électrons

Un détecteur est sensible à une certaine gamme d'énergie d'ES. Les galettes à micro-canaux (MCP "pour micro-channel plates") ont une efficacité optimale pour des électrons de 3 à 6 keV. Cela est dû à leur revêtement photomultiplicateur. Les détecteurs gazeux ont l'inconvénient de posséder une fenêtre d'entrée qui doit être traversée. Pour une feuille de mylar de $0,9\ \mu\text{m}$, l'énergie minimale nécessaire est de 7keV (voir la section 8.4.2 pour plus de détails).

Transport des électrons

L'efficacité du transport est lié à la capacité du système à conduire vers le détecteur les électrons dont la trajectoire s'en éloigne. Il faut dans un premier temps réduire les effets de la distribution en angle et en énergie des ES pour les conduire dans une direction perpendiculaire au détecteur, puis dans la suite du guidage avoir un champ le plus uniforme possible pour limiter la dispersion. Ces deux phases posent des problèmes différents. Dans le premier cas, il faut réduire le plus vite possible les effets des vitesses initiales des ES, donc imposer un champ

électrostatique fort. Cela revient à imposer une tension très importante sur la distance la plus courte possible. Dans la seconde partie, le but est de maintenir un champ électrostatique uniforme jusqu'au détecteur.

Dans notre application, la distance à couvrir est de 20 cm avec une surface active de 15 cm × 40 cm, ce qui fait toute la difficulté.

Systèmes de guidage

- *Montages expérimentaux*

Nous avons réalisé des tests sur deux systèmes de guidage. Le premier consiste en une grille accélératrice placée à 3 mm de la feuille émissive. Cette grille est formée par des fils de Cu-Be de 50 μm de diamètre au pas de 1,5 mm. Pour équilibrer les forces électrostatiques, on place une autre grille de l'autre côté de la feuille au même potentiel (voir figure 8.12).

Les fils sont placés à un même potentiel variable. Dans ce type de montage, on contrôle trois paramètres : le potentiel de la feuille émissive, le potentiel de la grille et la distance entre la grille et la feuille émissive.

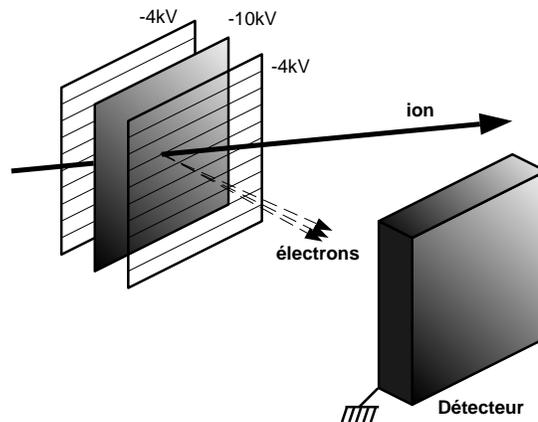


FIG. 8.12 – Principe du dispositif avec grilles accélératrices. Les potentiels sont donnés pour le détecteur d'électrons secondaires à gaz.

Les grilles d'accélération ont l'inconvénient de se trouver dans la trajectoire des ions détectés. Même si leur transparence est très grande ($\approx 98\%$), elles peuvent créer des diffusions intempestives et des structures dans le spectre. Aussi avons nous tenté de mettre au point un autre système de guidage moins interceptif. Il est composé de plusieurs anneaux encerclant la zone de détection et portés à des potentiels décroissants. Certains anneaux sont sectionnés de façon à dégager la zone de passage des ions (voir figure 8.13). La différence de potentiel entre la feuille émissive et le premier anneau est maximisée afin de créer un champ d'extraction près de la feuille émissive le plus élevé possible.

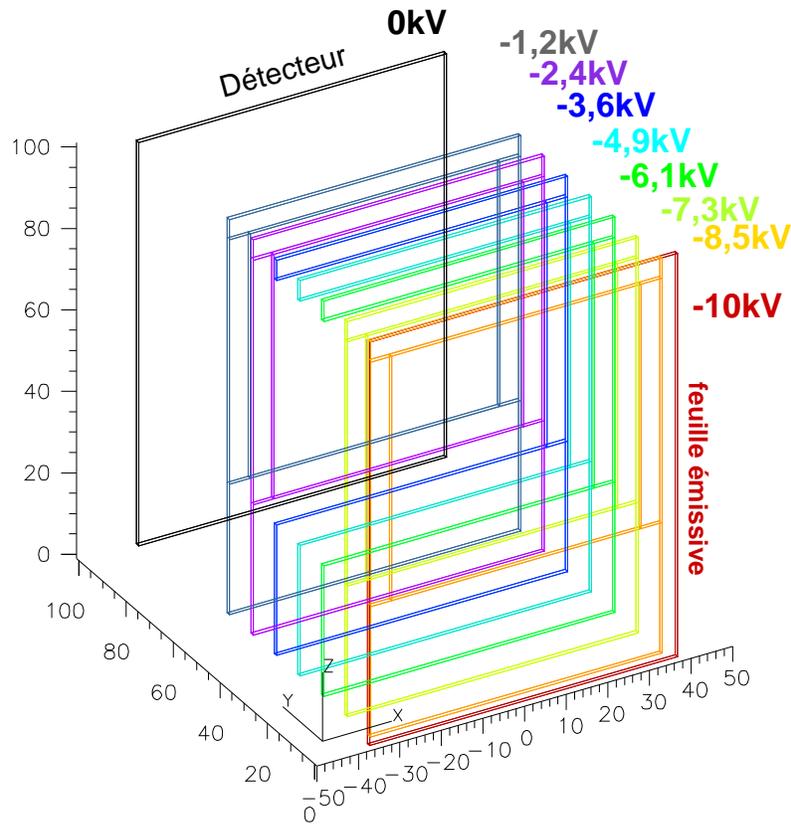


FIG. 8.13 – Principe du dispositif avec anneaux et leur potentiel respectif pour le détecteur d'électrons secondaires à gaz.

La distance entre le détecteur et la feuille émissive est fixée par l'extension spatiale de la zone de passage des ions. Elle est d'environ 20 cm dans le détecteur final (la hauteur du plan focal est de 10cm que l'on multiplie par $\sqrt{2}$ car la feuille émissive est à 45° .)

Il est possible d'étudier l'influence des facteurs suivants :

- le potentiel de la feuille émissive. Il est fixé par la nature du détecteur d'électrons secondaires. Dans nos tests, le détecteur d'électrons secondaires est un détecteur gazeux, ce qui nous impose le potentiel de la feuille à -10 kV. Des tests ont été réalisés avec des galettes à micro-canaux au GANIL (Ottini, 1999 [87]).
- le champ d'accélération. On peut varier le potentiel sur la grille d'accélération et la distance feuille-grille, voire supprimer la grille et avoir un champ constant entre la feuille et le détecteur. L'étude est plus délicate pour les anneaux de guidage où l'on peut faire varier le potentiel de chaque anneau.
- le nombre d'ES émis. Les particules α du ^{252}Cf produisent 4 ES en moyenne et les fragments de fission environ 200 ES avec une feuille émissive en Mylar

aluminisé portée à -10 kV.

• *Méthode de mesure*

Pour estimer les performances du guidage des électrons secondaires, nous avons utilisé des plastiques scintillants couplés à des photomultiplicateurs (PM) connus pour la rapidité de leur temps de réponse et leur facilité d'emploi. Le montage utilisé est celui de la figure 8.14. Deux PM sont placés de part et d'autre de la feuille émissive pour capter les électrons secondaires émis en avant et en arrière. Les PM sont des XP2020 auxquels on accole un plastique scintillant type NE102 de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de 4 cm de diamètre. La feuille émissive est une feuille de mylar de $0,6\ \mu\text{m}$ aluminisée des deux côtés. Le potentiel appliqué est de -12 à -14 kV. Les photocathodes des PM sont à un potentiel de 2 kV. Les grilles extractrices placées à 9 mm de la feuille émissive sont portées à un potentiel de 0 à -4 kV. Le photomultiplicateur à l'arrière de la feuille émissive est noté PM1, l'autre est noté PM2. L'ensemble est contenu dans une chambre à vide à une pression de quelques 10^{-6} mbar. Les mesures réalisées sont les suivantes :

- t_{12} : temps entre les deux photomultiplicateurs (1 : début ; 2 : fin)
- t_1 : temps entre la jonction et PM1 (jonction : début ; 1 : fin)
- t_2 : temps entre la jonction et PM2 (jonction : début ; 2 : fin)
- E_j : énergie de la jonction
- Q_1 et Q_2 : charges collectées sur PM1 et PM2

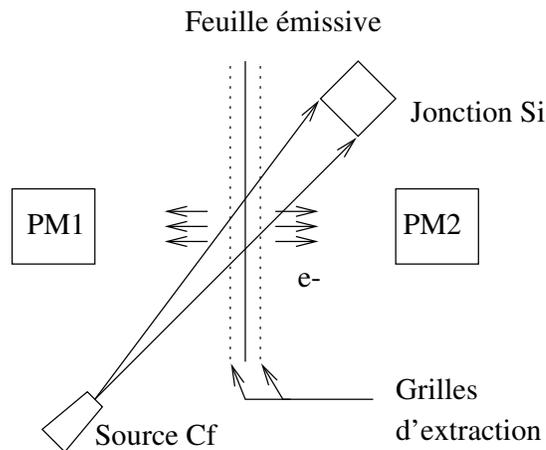


FIG. 8.14 – Montage expérimental avec deux photomultiplicateurs

Nous avons étudié l'influence de différents paramètres :

- la position par rapport à la direction des ions (en avant de la feuille ou en arrière),
- la distance entre les photomultiplicateurs et la feuille émissive,
- la position latérale d'un photomultiplicateur par rapport à l'axe de la feuille émissive.

Anneaux de guidage

• Simulations numériques

La simulation du système de guidage par anneaux est moins immédiate car l'équation de Poisson en 3 dimensions n'a plus de solution analytique. Le champ électrique imposé est loin d'être uniforme, d'autant plus que les effets de bords sont les plus intéressants à simuler pour connaître les limites de la zone active de dérive. Nous avons donc eu recours à un modèle électrostatique numérique en 3 dimensions et calculé la trajectoire des électrons dans ce champ par intégration. Les simulations ont été réalisées par Georges Lobo du Service de Physique Nucléaire. Les anneaux sont représentés par des surfaces de Beziers, une paramétrisation propre à la conception assistée par ordinateur, et chaque surface peut être portée à un potentiel choisi. La géométrie globale est traitée par un programme (Bertrand 1998 [15]) qui résout l'équation de Poisson du champ en trois dimensions sur un maillage donné. Le calcul est réalisé sur CRAY. Les résultats donnent le potentiel électrostatique en chaque point du maillage dans tout l'espace, comme le montre la figure 8.15.

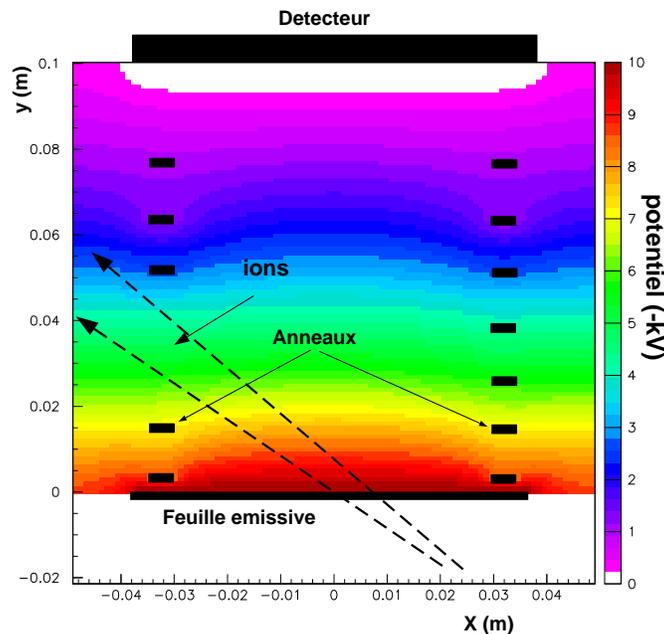


FIG. 8.15 – Distribution du potentiel pour le montage avec anneaux de la figure 8.13

On constate que les lignes de champs sont fortement déformées au voisinage des anneaux. Dans l'axe central du dispositif, leur rôle est faible : le gradient est imposé par la feuille émissive et la face d'entrée du détecteur. Il est difficile de

créer un champ important au voisinage de la feuille.

- *Résultats expérimentaux*

Les performances de ce système ne sont pas concluantes. Il n'y a aucune différence avec ou sans les anneaux de guidage. Les meilleures résolutions temporelles obtenues sont de 400ps. L'efficacité pour les particules α est toujours inférieure à 60%. A priori, nous ne retenons pas ce système seul pour le détecteur. Toutefois, la présence d'anneaux est une garantie contre les perturbations que pourraient provoquer des champs électromagnétiques extérieurs auquel un détecteur de grande taille pourrait être sensible. Des tests en grandeur réelle seront réalisés.

Grilles accélératrices

Ce système de guidage a été étudié dans deux configurations : dans l'une on a simplement la surface active de la feuille (7 cm \times 7 cm) en vis-à-vis du détecteur (mêmes dimensions).

Dans une configuration plus avancée, ces deux surfaces sont prolongées par des plaques de garde métalliques pour obtenir deux surfaces équipotentielles de 40 cm \times 40 cm. Cela permet de maintenir une zone de champ électrostatique plus uniforme dans la zone de mesure. Cet effet est semblable à celui utilisé avec les feuilles rentrantes des chambres à dérive (section 8.2.1). Les résultats sont améliorés par ce dispositif, surtout lorsque le détecteur se trouve à grande distance. De plus cela réduit considérablement le bruit sur le détecteur : les arêtes métalliques (comme les bords du cadre de la feuille émissive) qui sont spontanément génératrices d'électrons, sont moins nombreuses dans la zone de champ actif.

- *Simulations analytiques*

Dans un premier temps, j'ai fait des simulations de transport des électrons avec un modèle analytique simple de champ électrostatique. Je suppose que le champ est uniforme par morceaux, ce qui permet de simuler le système avec grilles accélératrices. Un premier champ élevé d'accélération est maintenu entre la feuille émissive et la grille accélératrice, puis un second champ uniforme, plus faible, est mis entre la grille accélératrice et la face d'entrée du détecteur.

Les équations du mouvement dans le champ sont les suivantes :

$$x = -\frac{q \cdot \Delta V}{2m_e D} t^2 + v_0^x t$$

$$y = v_0^y t$$

où :

- ΔV est la différence de potentiel,
- D est la longueur de la zone à champ constant,

- v_0^x et v_0^y sont les projections de la vitesse initiale sur x (direction longitudinale) et y (direction transversale).

Distributions initiales des électrons

La distribution initiale des électrons est telle que :

- en énergie, deux distributions gaussiennes sont superposées. La première, qui simule la majorité des électrons à une moyenne de 5 eV et une largeur à mi-hauteur de 5 eV. La seconde, minoritaire, pour les électrons de haute énergie, a aussi une moyenne de 10 eV mais une largeur de 100 eV. Les électrons d'énergie "négative" sont supprimés.
- en angle, on prend une distribution en $\cos(\theta - \theta_0)$, comme suggéré au paragraphe 8.3.1.

Distributions finales des électrons

Les figures 8.16 et 8.17 donnent les distributions en temps de vol (entre la feuille et le détecteur) et en position (sur le détecteur) des électrons pour un impact d'ion ponctuel sur la feuille et un seul électron émis à chaque impact. La figure 8.16 représente les résultats sans grille accélératrice et la figure 8.17 les résultats avec une grille accélératrice à 5 mm de la feuille au potentiel de 4 kV. Dans les deux cas, la distance de vol est de 10 cm. Des mesures ont été faites entre 4 cm et 20 cm. La feuille émissive est ici portée à 10 kV et la face d'entrée du détecteur à la masse.

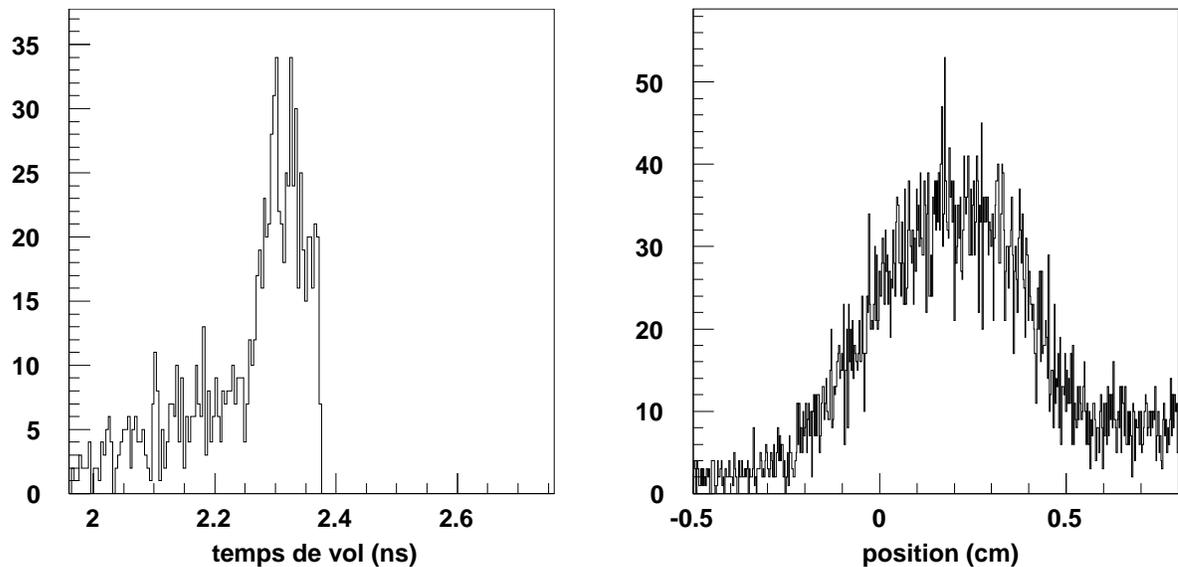


FIG. 8.16 – Résultats des simulations : distribution en temps de vol et en position sans grille accélératrice

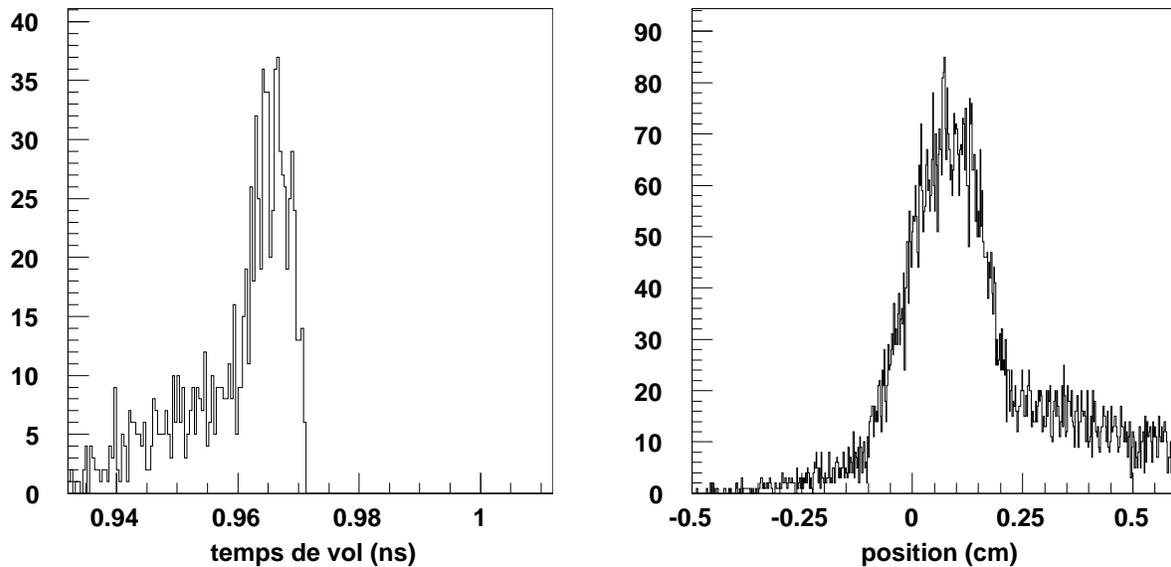


FIG. 8.17 – Résultats des simulations : distribution en temps de vol et en position avec grille accélératrice à 5mm et 4 kV

On remarque que les distributions en position sont grandement améliorées par la présence de la grille. Les distributions en temps sont relativement inchangées.

La dépendance avec le champ d'accélération est assez simple : plus le champ accélérateur est élevé, plus la dispersion finale est faible. Les limitations sont essentiellement techniques (limite de claquage) et liées au bruit (plus la grille est portée à un potentiel important, plus l'émission spontanée d'électrons est importante).

On remarque également que la distribution spatiale des électrons n'est pas symétrique. Cela est dû à l'asymétrie de la distribution angulaire des vitesses initiales des électrons, liée à l'entraînement par les ions.

Résolutions temporelle et spatiale

Pour calculer les résolutions, il faut faire des hypothèses sur le fonctionnement du détecteur. Les distributions des figures 8.16 et 8.17 sont données pour un électron incident, alors que chaque ion produit en fait plusieurs électrons selon une loi de Poisson. Pour la mesure du temps, je suppose que le détecteur est déclenché par le premier électron incident. Cette hypothèse est raisonnable : étant donnée la très bonne efficacité du détecteur (70%) pour les particules α qui n'émettent que quelques électrons (4 en moyenne), on peut penser que le détecteur déclenche sur un seul électron (ou un très faible nombre d'électrons, ce qui ne change pas le raisonnement ou le résultat).

Pour la mesure de localisation, je mesure la position initiale de l'émission à partir du barycentre des positions de tous les électrons arrivant sur le détecteur

pour un ion incident. Chaque mesure d'électron peut être considéré comme une mesure indépendante de la position de l'ion selon une distribution spatiale donnée par la tache des électrons individuels. La résolution δx est donc de l'ordre de la largeur de cette tache σ divisée par la racine du nombre d'électrons n émis par un ion :

$$\delta x = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$$

Le nombre d'électrons améliore sensiblement la résolution en temps et en position. Le grand nombre d'électrons masque la distribution statistique initiale. La figure 8.18 montre les résolutions pour les α et la figure 8.19 pour les fragments de fission du californium. La dispersion en temps reste bien inférieure à celle observée sur le détecteur, de 1,1ns pour les α et de 150 ps pour les fragments. Cela peut signifier que la résolution intrinsèque du détecteur domine la mesure. Si celle-ci dépend du nombre d'électrons émis, c'est plus par le truchement sur rapport signal sur bruit que par la statistique. On constate comme prévu que la résolution spatiale s'améliore avec le nombre d'électrons émis.

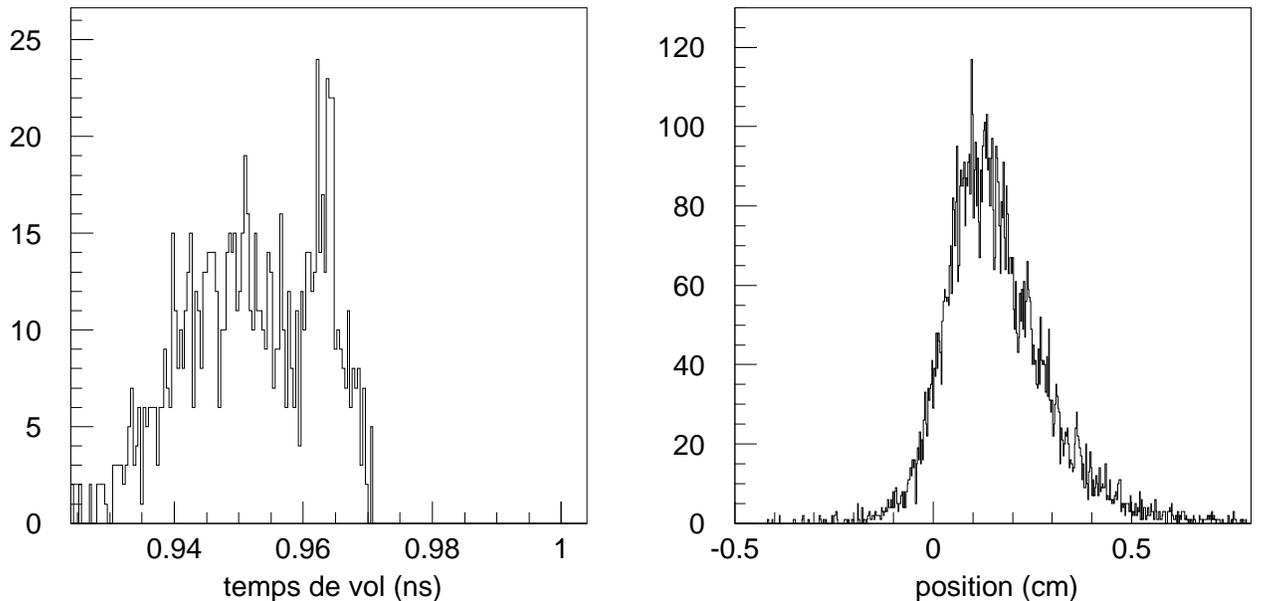


FIG. 8.18 – Résultats des simulations : résolution en temps de vol et en position pour des particules α à 1,5 MeV/A.

En plus de la dispersion spatiale, la distribution angulaire des électrons, piquée dans la direction du faisceau, provoque un décalage systématique de la position qui peut aller jusqu'à quatre millimètres sans grille d'accélération.

- *Résultats expérimentaux*

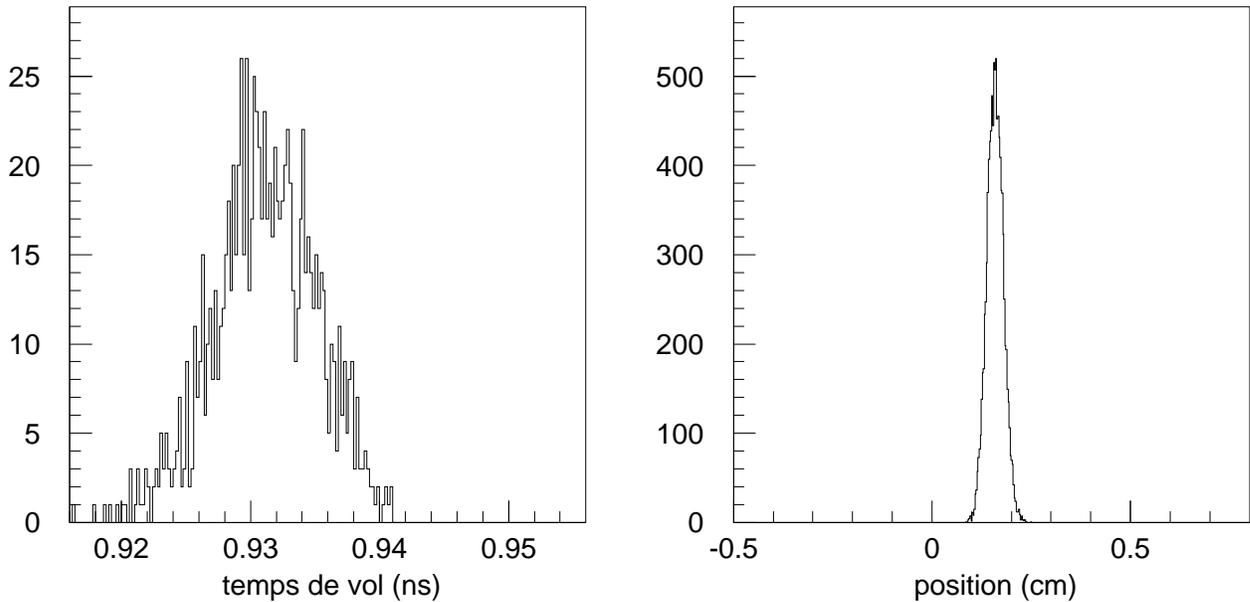


FIG. 8.19 – Résultats des simulations : résolution en temps de vol et en position pour des fragments de fission du ^{252}Cf .

Nombre d'électrons

L'utilisation des photomultiplicateurs a permis d'estimer le nombre d'électrons secondaires produits en se calibrant sur le pic de l'électron unique.

Pour les électrons produits vers l'avant avec une feuille émissive à -10 kV et une grille accélératrice à -4 kV ou à la masse et diostante de 9 mm :

- les fragments de fission produisent 166 ± 6 ES. La différence entre fragments lourds et légers est très faible.
- les particules α en produisent de l'ordre de $4 \pm 0,1$ ES.

Ces chiffres sont légèrement plus élevés que ceux obtenus par Pferdekämpfer & al [91] et résumé dans la table 8.2. Ceci est probablement dû à la nature de la feuille émissive qui est ici en mylar aluminisé, plus efficace que le carbone pur, et au potentiel auquel la feuille est portée.

En effet, les tests ont montré que plus le potentiel de la feuille émissive est haut (en valeur absolue), meilleur est le guidage et plus le nombre d'électrons arrachés à la feuille émissive pour un ion donné est important. Ceci même pour un champ d'extraction (i.e. différence avec le potentiel de la grille) constant. Lorsque la différence de potentiel entre la feuille et le détecteur passe de 10 à 12 kV, le signal provenant du détecteur augmente de 50%. Cette augmentation est en partie liée à la proportion d'électrons plus importante qui pénètrent dans le détecteur car la rétrodiffusion sur le détecteur diminue avec l'énergie incidente,

mais cette amélioration de la transmission n'explique pas complètement le gain de signal (voir le chapitre 8.4.3 sur la transmission des électrons dans le détecteur). Le bruit de fond sur le détecteur augmente avec la tension sur la feuille, mais il ne perturbe pas les mesures. Ce qui limite dans la pratique la tension sur la feuille est le système de génération de la haute tension et les conditions de sécurité et d'emploi qui vont avec. Dans la pratique nous nous en sommes tenus à un potentiel de -10kV.

L'influence du champ d'extraction est moins critique en ce qui concerne le nombre d'électrons. Celui-ci augmente de 10% si on passe de 4kV à 0kV sur la grille.

La comparaison des signaux obtenus sur le PM1 et le PM2 montre que le nombre d'électrons produits vers l'avant est plus importante qu'à l'arrière d'environ 80% pour les fragments de fission et 20% pour les α . Cette différence liée à l'effet d'entraînement des ions sur les électrons secondaires. Cet effet est également visible dans les dispersions angulaire et énergétique des électrons.

Résolution temporelle

La résolution en temps des deux photomultiplicateurs placés à 40mm de la feuille émissive est de 160ps avec les fragments de fission, à l'avant comme à l'arrière de la feuille. Cette valeur est plus grande que la valeur calculée de la dispersion de 20 ps. Avec les particules α , la résolution est de 400 ps.

Lorsqu'on éloigne le PM à 200mm, elle se dégrade légèrement à 200 ps. Cette effet est lié à la fois à l'augmentation de la dispersion en temps de vol, mais également à la perte d'une partie des électrons lors du transport (le rapport signal sur bruit de la mesure diminue) : la charge mesurée baisse de 70%.

Les mesures de résolution donnent donc des résultats plus grands que ceux donnés par les simulations numériques. Toutefois, il est difficile de faire la part du guidage des électrons et des photomultiplicateurs. Un "mauvais" guidage augmente la dispersion en temps de vol des électrons, mais peut aussi réduire le nombre d'électrons arrivant jusqu'au détecteur. Si le nombre d'électrons baisse, le rapport signal sur bruit se dégrade, ainsi que la résolution du photomultiplicateur. L'effet est donc amplifié.

Utilisation d'un champ magnétique

Il est possible d'ajouter au champ électrique de guidage un champ magnétique parallèle. De faible intensité, ce champ permet de compenser les effets de la dispersion des vitesses initiales des ES. Les équations du mouvement des électrons donnent la déviation des électrons par rapport à une trajectoire rectiligne (Odland & al 1996 [85]) :

$$\rho = \left\{ \left(\frac{mv_{\perp}}{qB} \right)^2 \left[\left(\cos \left(\frac{Bq}{m} \sqrt{\frac{2m}{qE}} t \right) - 1 \right)^2 + \left(\sin \left(\frac{Bq}{m} \sqrt{\frac{2m}{qE}} t \right) \right)^2 \right] \right\}^{1/2}$$

où :

- m et q sont la masse et la charge d'un électron,
- v_{\perp} sa vitesse perpendiculaire aux champs,
- B le champ magnétique,
- E le champ électrique,
- t le temps de vol.

Si on pose, avec k un entier :

$$\frac{Bq}{m} \sqrt{\frac{2m}{qE}} = 2k\pi$$

on obtient $\rho = 0$. On utilise le mouvement orbital des électrons dans le champ magnétique pour annuler la déviation causée par la composante perpendiculaire de la vitesse initiale. Cela a pour effet de diminuer la dispersion des trajectoires de vol des ES et d'améliorer sensiblement la résolution du dispositif (Odland & al [85]).

Toutefois, la difficulté technique d'imposer un champ magnétique uniforme sur toute la zone de détection (15cm×40cm) reste entière.

8.3.3 La détection d'électrons secondaires

Les qualités requises pour un détecteur d'électrons secondaires dans le cadre de VAMOS sont les suivantes :

- un signal rapide pour la mesure de temps (résolution de 300 ps LTMH),
- une localisation dans les deux directions,
- une grande surface (15 cm × 40 cm).

Classiquement, les détecteurs d'électrons secondaires utilisés avec des feuilles émissives sont des galettes à micro-canaux (GMC).

Galettes à micro-canaux

• Principes

Les galettes à micro-canaux sont des détecteurs qui fonctionnent sur le principe des photomultiplicateurs (voir la référence générale Leskovar 1977 [72]). Elles sont composées de galettes percées de nombreux trous de quelques dizaines de microns de diamètre. Ces trous ont leur surface couverte d'un semiconducteur de haute résistance qui sert d'émetteur d'électrons secondaires. Les particules incidentes pénètrent dans ces trous et percutent la surface, émettant des électrons. Ceux-ci, guidés par une différence de potentiel, continuent leur trajectoire dans les canaux et créent à leur tour des électrons en heurtant les parois (voir figure 8.20). Le gain en nombre d'électrons est de l'ordre de quelques milliers. Très souvent les galettes sont employées en série par deux ou trois, ce qui permet d'atteindre des gains de plusieurs millions.

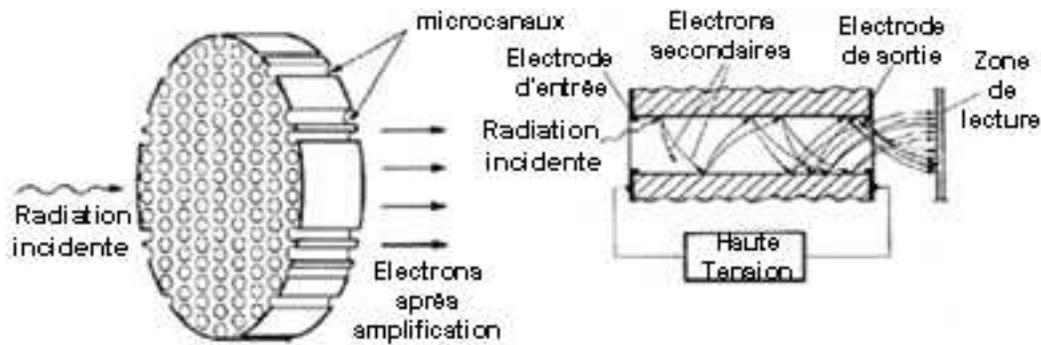


FIG. 8.20 – Schéma d'une galette à microcanaux et principe de fonctionnement

- *Avantages et inconvénients*

Les GMC sont couramment employées pour la détection de photons UV, X ou d'électrons secondaires, auxquels leur revêtement est sensible (on les utilise aussi en conjonction avec un convertisseur comme une photocathode). Elles peuvent être utilisées pour une mesure du temps (Šaro & al 1996 [101]) et pour une localisation (Bush & al 1980 [33] ou Ottini 1999 [87]). Elles ont des performances exceptionnelles dans ce type d'application :

- Une excellente efficacité. Près de 80% pour des électrons entre 500 eV et 5 keV (G. W. Fraser & al 1983 [49]).
- Une très bonne résolution en temps (150 ps dans Starzecki & al 1981 [108]).
- Une bonne résolution en position (1.3 mm dans Bush 1980 & al [33]; 1 mm dans Odland & al 1996 [85] avec un champ magnétique de guidage).
- Elles peuvent fonctionner à plus de 10^6 Hz/cm².

Toutefois, un certain nombre de défauts les rendent assez délicates à utiliser dans notre application :

- les galettes n'existent pas en grande taille. Les GMC les plus grandes sont de l'ordre de 10×10 cm² (même si certains prototypes de 15×10 cm² existent). Il est possible de faire un pavage de GMC, mais une zone d'au moins 0,5 mm est inutilisable sur les quatre bords, ce qui crée des zones mortes dans le plan de détection.
- Elles sont très fragiles. Elles nécessitent un bon vide pour fonctionner (10^{-6} bar). Si elles sont utilisées avec une atmosphère résiduelle, les ions du gaz s'ionisent dans les microcanaux, produisent un nombre énorme d'électrons en heurtant les parois : l'intensité créée détruit les galettes.
- Les GMC sont sensibles aux rayonnements X, notamment ceux produits par les ions lorsqu'ils traversent la feuille émissive. Ce rayonnement rapide déclenche les galettes (et peut donc être utilisé pour une mesure de temps), mais il est complètement décorrélé avec l'ion en position : il fausse la mesure de localisation (Ottini 1999 [87]).

Pour ces raisons, nous nous sommes orientés vers une autre solution jusqu'à ce jour inexplorée pour la détection d'électrons secondaires : les détecteurs à gaz basse pression.

8.4 Détecteurs d'électrons secondaires à gaz basse pression

Le principe général du SED (Secondary Electron Detector) est décrit dans l'article Drouart & al 2000 [41], reproduit dans l'Annexe I.

8.4.1 Description du montage expérimental

Système de guidage

Le schéma 8.21 montre le montage expérimental utilisé pour la plupart des tests du détecteur d'électrons secondaires basse pression. Certaines distances ont été modifiées pour certains tests mais ces changements sont précisés dans le texte. L'ensemble est maintenu dans une chambre de test à une pression de l'ordre de quelques 10^{-6} torr. Une source de ^{252}Cf émet des particules α et des fragments de

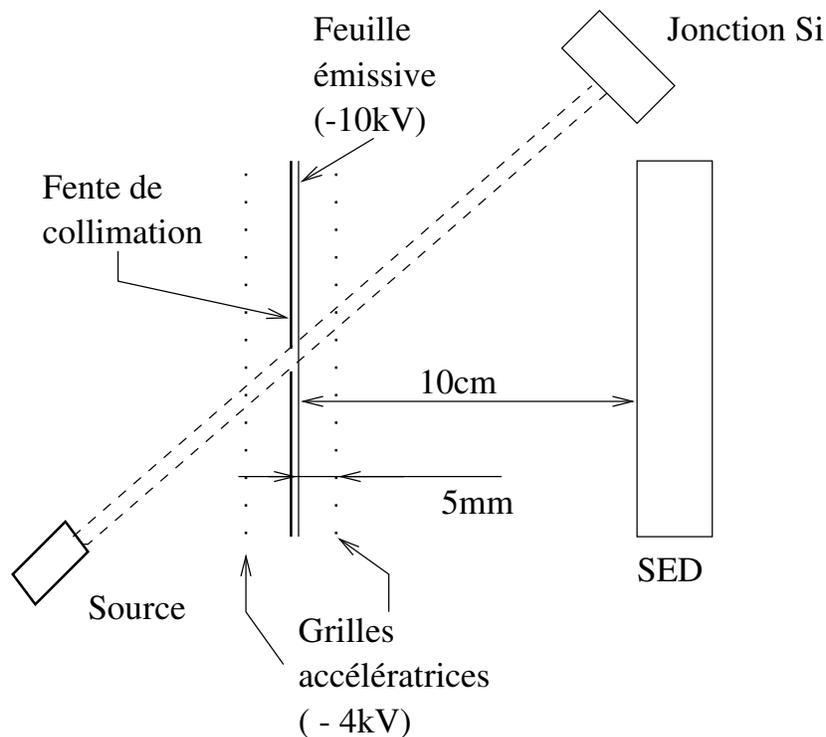


FIG. 8.21 – Schéma expérimental des tests du SED

fission qui traversent une feuille émissive de Mylar de $0,6\mu\text{m}$ d'épaisseur aluminisée ($\approx 800\text{\AA}$) sur les deux faces. La source est collimatée par une fente verticale de 1,5 mm de large placée devant la feuille émissive. Les ions sont ensuite détectés par une jonction Si à barrière de surface qui déclenche le système. La jonction

donne un signal d'énergie et un signal temps pour la mesure de temps de vol des ions.

Système de guidage

J'ai parlé au chapitre 8.3.2 des différentes options étudiées pour le guidage des électrons. Je décris ici le système avec lequel la majorité des tests du détecteur ont été réalisés et qui a donné les meilleurs performances.

La feuille émissive est portée à un potentiel de -10 kV. Le champ d'extraction est créé par une grille accélératrice. Celle-ci est composée des fils de $55 \mu\text{m}$ espacés de 1,5 mm perpendiculaires à la fente de collimation. Elle est portée à un potentiel entre 0 kV et -9,5 kV. La valeur prise par défaut dans la suite sauf précision contraire est -4 kV. La suite du champ de dérive des électrons est fixée par la feuille d'entrée du détecteur qui est aluminisée et dont le potentiel est fixé à la masse. Nous avons fait varier la distance entre la feuille et le détecteur de 40 mm jusqu'à la position finale dans le spectromètre VAMOS, soit 215 mm.

Détecteur SED

Le détecteur d'électrons secondaires SED est un compteur proportionnel basse pression qui fonctionne sur le principe décrit au chapitre 8.1. Sa conception est proche du détecteur CATS (Chambres À Trajectoires de Saclay) (Ottini & al 1999 [87]).

La figure 8.22 détaille sa structure. Le détecteur prototype a une surface active de $70 \text{ mm} \times 70 \text{ mm}$. Sa fenêtre d'entrée est une feuille de Mylar de $0,9 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Elle contient le gaz isobutane du détecteur dont la pression est entre 2 et 10 torr. Sa face interne est métallisée. Cette feuille est soutenue par une grille d'inco tissée dont les fils ont une épaisseur de $40 \mu\text{m}$ et sont tendus à 12 kg/m. Cette grille a une transparence de 84% et empêche le gonflement de la feuille sous la pression interne.

Le fond du détecteur est constitué d'une seconde cathode. C'est un circuit imprimé métallisé qui arrête les électrons. Les deux cathodes sont segmentées en pistes de 1,27 mm qui peuvent être regroupées. Les pistes des deux cathodes sont parallèles et dans le sens de la fente de collimation de la feuille émissive afin de faire des mesures comparées. À terme, elles seront orthogonales afin de réaliser une localisation en deux dimensions. À égale distance entre les deux cathodes se situe un plan de fils anodiques, portés à un potentiel variant de +500 V à +800 V. Les fils d'amplification en tungstène doré ont un diamètre de $10 \mu\text{m}$ au pas de 1 mm. Ils sont orthogonaux aux pistes des cathodes. La distance fils-cathode peut être modifiée à 3,2 mm, 1,6 mm et 1 mm. Les tests à 1 mm n'ont pas encore été réalisés.

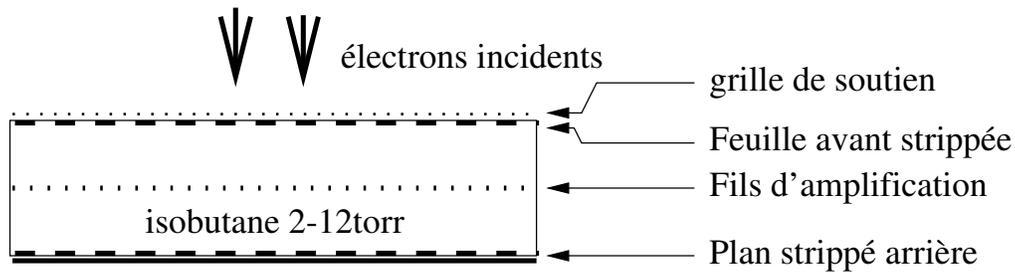


FIG. 8.22 – Schéma du SED

Signaux mesurés

Les cathodes à pistes du détecteur permettent de réaliser deux mesures de localisation. Chaque piste est connectée à un préamplificateur de charge dont le signal est différencié. Les fils sont reliés entre eux et connectés à un amplificateur de tension à grand gain (≈ 200) de temps de réponse rapide inférieure à 0,7 ns. Ce signal est analysé en charge et en temps. La figure 8.23 montre les chaînes électroniques utilisées pour les pistes des cathodes et les fils anodiques.

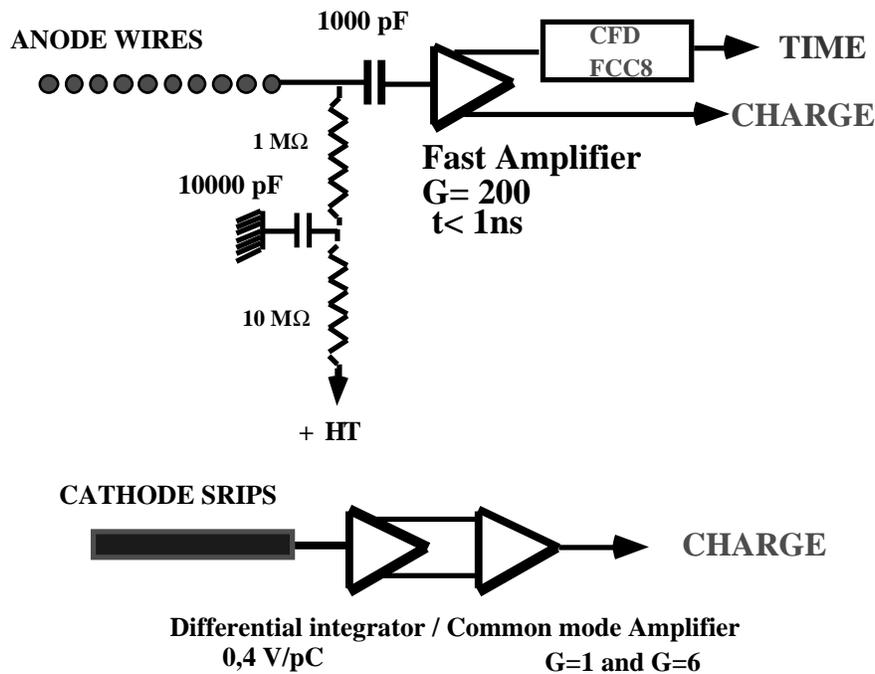


FIG. 8.23 – Schéma de l'électronique associée aux pistes des cathodes et au plan de fils.

8.4.2 Principes de Fonctionnement

Je vais décrire dans cette section les caractéristiques du détecteur basse pression que nous avons développé pour la détection des électrons secondaires (ES). Ces remarques préliminaires permettront par la suite de calculer le gain du détecteur et de comprendre comment les différents paramètres du système influent sur son comportement.

Champ dans le détecteur

Comme nous l'avons vu au chapitre 8.1, l'amplification dans un détecteur à gaz est liée à la présence d'un champ électrique suffisamment important. Dans une atmosphère d'isobutane inférieure à 10 torr, on établit un champ électrostatique entre une cathode plane portée à la masse et un plan de fils qui sert d'anode. Le potentiel prend alors la forme donnée par Erskine (1972 [45]) :

$$V(z) \approx \frac{2\pi L}{s} - 2\ln[4 \sin^2(\pi x/s) + 4 \sinh^2(\pi y/s)]$$

et le champ est donné par :

$$\frac{2\pi Q}{s} |\cot(\pi z/s)| \quad (8.3)$$

$$\text{où } Q = \frac{V_0}{2\pi L/s - 2\ln(\pi d/s)}$$

avec, conformément à la figure 8.24 :

- V_0 : le potentiel de la grille
- L : la distance fils-cathode
- s : pas des fils
- d : diamètre des fils
- $z = x + iy$: la position du point courant

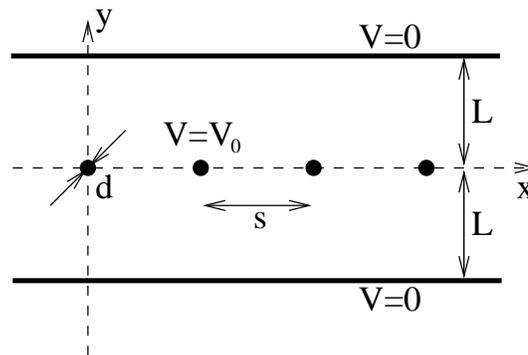


FIG. 8.24 – Schéma du détecteur et grandeurs utilisées (tiré de [45])

Cette équation suppose que les cathodes sont symétriques par rapport aux fils anodiques et que l'espacement des fils s est inférieur à la distance anode-cathode L . D'après cette formule, on peut distinguer deux zones de champ. L'une, de champ constant, est située au voisinage des cathodes planes. Elle est assimilable à une plaque parallèle. L'autre, une zone d'amplification de type "chambre à fil" correspond au champ existant près des fils. En première approximation, on peut dire que cette dernière zone s'étend à une distance de $0,25s$ du fil, où le champ est à 90% près semblable à un champ créé par une fil unique. Remarquons que dans la pratique, le champ intervient sous une forme "réduite" E/P où P est la pression dans le détecteur.

Création du signal

Dans un compteur à pression atmosphérique, l'amplification a lieu près des fils. Les électrons, collectés directement, n'induisent que peu de signal, contrairement aux ions qui dérivent des fils jusqu'aux cathodes.

Pour les détecteurs basse pression, la multiplication a lieu autant près de la cathode (zone de champ constant, régime "plaque parallèle") qu'autour des fils (zone de champ en $1/r$, régime "chambre à fils") (Breskin & al 1980 [27] et chapitre 8.1). Les électrons peuvent donc induire une charge importante sur les électrodes et leur déplacement, beaucoup plus rapide que celui des ions (de $5,5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ à $E/P=10 \text{ V/cm/torr}$, Breskin & al 1977 [24]), permet de mesurer un signal très rapide.

Mesures de temps

Une étude systématique montre que la résolution temporelle s'améliore lorsque la pression diminue (Breskin, Chechik & Zwang 1979 [26]). Ce phénomène est lié à la diminution du temps de montée du signal dans le détecteur. Lorsque la pression diminue, le libre parcours moyen et donc la vitesse de dérive des électrons augmente. L'induction du signal électronique sur les fils est plus rapide, ce qui améliore la résolution. Parallèlement le champ réduit E/P augmente, ce qui améliore le rapport signal sur bruit.

Mesure de position

Les détecteurs gazeux à pression atmosphérique sont utilisés depuis 1968 pour la localisation de particules (voir par exemple Charpak 1979 [35]). La position est reconstruite en mesurant le centre de gravité des charges induites sur les fils. Le SED est basé sur le détecteur CATS développé pour la reconstruction de trajectoire d'ions lourds. Ottini & al (1999 [87]) décrit les différentes méthodes de reconstruction de trajectoire employées avec ce type de détecteur. La résolution spatiale obtenue est de $400 \mu\text{m}$ pour un faisceau d' ^{40}Ar à $77 \text{ MeV}/A$. La méthode de reconstruction utilisée est alors la reconstruction du barycentre à trois bandes

corrigée au premier ordre, telle que je la présente pour les chambres à dérive de SPEG au chapitre 3.4. Nous verrons que cette méthode n'est pas applicable avec le SED.

Breskin (1982 [28]) fait cette remarque importante pour les compteurs basse pression : la taille de l'avalanche y est naturellement très large et se fait autour de plusieurs fils proportionnels à chaque événement. Les préamplificateurs de charge connectés aux pistes de localisation ont une constante de temps qui leur fait intégrer une partie du signal lent des ions. Or, les ions sont créés autour des fils touchés en grand nombre : le signal induit sur les pistes est donc aussi large que celui induit sur les fils. Cet effet est important pour notre application.

Application aux électrons secondaires

• *Caractéristiques des électrons émis par la feuille*

Les électrons sont des particules plusieurs milliers de fois plus légères que les ions. De plus, les électrons secondaires émis par les ions ont en grande majorité une énergie de l'ordre de quelques eV. Accélérés par un champ électrostatique, ils auront environ 10keV, compte tenu des hautes tensions qui sont appliquées dans le dispositif. Ils sont alors très sensibles à la présence de matière, qui aura plusieurs effets :

- elle diminue l'énergie moyenne des électrons,
- elle diminue le nombre d'électrons secondaires, notamment par rétrodiffusion,
- elle provoque une dispersion en angle et en énergie des électrons dans le détecteur.

Le principal obstacle est la fenêtre d'entrée du détecteur. Les pertes d'énergies des électrons dans le gaz sont utiles pour déterminer le fonctionnement du détecteur, notamment son gain. J'ai évalué les pertes d'énergie dans le SED à l'aide des calculs de Seltzer & Berger (1984 [105]). Celles-ci sont compatibles avec les bases de données du National Institute of Standards and Technology [84].

• *Nombre d'électrons*

Lorsque les particules détectées sont directement les ions, la transparence du dispositif est une borne supérieure de l'efficacité. Si un ion est intercepté par le dispositif, il est perdu. La problématique est différente dans notre cas, où le détecteur est hors faisceau et détecte un nuage d'électrons secondaires.

Lorsqu'un ion lourd traverse une feuille émissive, il produit de nombreux électrons secondaires : s'il est préférable d'en capter le plus possible, la perte de quelque uns d'entre eux ne ruine pas la détection même si une partie du signal est perdue. Il est donc possible de soutenir la feuille d'entrée du détecteur à l'aide de fils tendus. Ces fils peuvent intercepter quelques électrons mais certains d'entre eux parviennent au détecteur.

8.4.3 Traversée de la feuille d'entrée

Jusqu'à présent, les détecteurs à gaz n'ont jamais été utilisés pour la détection des électrons de faible énergie qui ne pouvaient traverser leur feuille d'entrée. Avec l'introduction au niveau industriel de Mylar de $0,9\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, de nouvelles possibilités apparaissaient. Ces feuilles de Mylar supportent sans aucun soutien des pressions de 20torr pour des surfaces de $15 \times 40\ \text{cm}^2$.

L'effet de la traversée de la feuille d'entrée du détecteur a été étudié par G. Lobo. Il a utilisé un programme Monte-Carlo de collisions d'électrons tiré de Salvat & al (1986 [100]). Il a étudié l'influence de l'épaisseur de la feuille d'entrée et de l'énergie des électrons sur la dispersion et la transmission des électrons aux travers de la feuille.

Perte d'énergie

Le parcours des électrons de 10keV dans le mylar est de $0,9\ \mu\text{m}$. La table 8.3 donnent les pertes d'énergie en fonction de l'épaisseur traversée. Les épaisseurs choisies sont techniquement accessibles en grandes dimensions. Les pertes

épaisseur (μm)	δE (keV)
1,5	6,4
0,9	3,1
0,6	2,0

TAB. 8.3 – Pertes d'énergie pour des électrons de 10keV dans certaines épaisseurs de Mylar.

d'énergie diminue régulièrement lorsque l'énergie incidente augmente. À 12 keV, les électrons perdent 2,6 keV dans une feuille de $0,9\ \mu\text{m}$. En dessous de 7 keV, les électrons ne traversent plus cette épaisseur.

Transmission

Une partie des électrons est rétrodiffusée par la feuille émissive et ne pénètre pas dans le détecteur. Les calculs montrent que la rétrodiffusion est de l'ordre de 15% et peu sensible à l'épaisseur de la feuille et à l'énergie des électrons. Il faut descendre à des épaisseurs inférieures à $0,1\ \mu\text{m}$ ou des énergies supérieures à 30 keV pour observer des améliorations significatives.

Dispersion angulaire et énergétique

Les électrons subissent un straggling angulaire très important, de l'ordre de 30° (LTMH). La figure 8.25 montre la distribution angulaire et énergétique des électrons après une feuille de mylar de $0,9\ \mu\text{m}$ pour trois énergies incidentes différentes. On remarque que le phénomène n'est pas très sensible à l'énergie des

ES (attention les trois courbes ne sont pas normalisées les unes par rapport aux autres). L'épaisseur de mylar influe également peu dans la gamme disponible. Ce

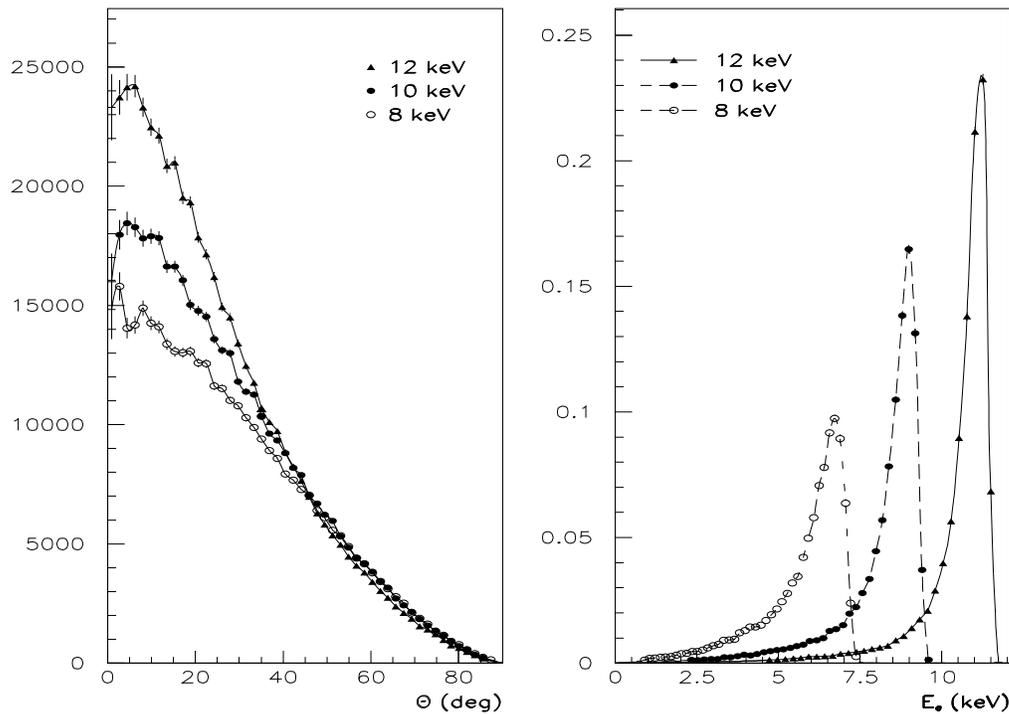


FIG. 8.25 – Distribution angulaire (gauche) et énergétique (droite) des électrons après avoir traversé une feuille de Mylar de $0,9\mu\text{m}$ pour trois énergies incidentes différentes. Attention, les courbes ne sont pas normalisées les unes par rapport aux autres.

straggling a un effet direct : la taille de l'avalanche dans le détecteur est très importante. Cela a un avantage : le nombre de pistes touchées à chaque événement est très grand. Mais cela détériore aussi la résolution puisque l'écart type sur la mesure de position $\sigma = L/\sqrt{n}$ augmente (L est la largeur de la distribution de charge et n le nombre d'électrons).

8.4.4 Gain du détecteur

Je rappelle que le gain du détecteur est lié à l'efficacité de chaque étape de la détection :

- nombre d'électrons incidents (traité au chapitre 8.3.1)
- nombre d'électrons traversant la feuille d'entrée (vu dans la partie précédente)
- pertes d'énergie de ces électrons dans le gaz
- amplification du signal dans le détecteur

Le nombre d'électrons incidents est lié au type de particule et au système de guidage. C'est l'énergie des électrons qui détermine la proportion qui traverse la feuille d'entrée. Les deux étapes suivantes sont liées au détecteur lui-même.

Pertes d'énergie

• *Estimations calculées*

La figure 8.26 donne les pertes d'énergie dans le gaz du détecteur (donc après la feuille d'entrée) calculées en fonction de l'énergie initiale des électrons et pour différentes pressions. On constate que :

- les électrons de moins de 7 keV ne traversent pas la feuille d'entrée.
- au delà de 8 keV, la perte d'énergie diminue lentement avec l'énergie. Cette tendance s'oppose à la transmission des électrons qui augmente avec l'énergie.
- La perte d'énergie croît avec la pression.
- entre 7 et 8 keV, la perte d'énergie augmente dramatiquement : les électrons sont arrêtés tout de suite après la feuille et perdent toute leur énergie dans le gaz. Cependant les calculs sont adaptés à des pertes "faibles" et reproduisent en fait très mal ce phénomène. Nous n'avons pas observé ce type d'augmentation expérimentalement. Ceci est dû au fait que d'autres phénomènes interfèrent avec cet effet : le nombre d'électrons secondaires diminue avec l'énergie ainsi que le nombre qui traversent effectivement la feuille de mylar.

• *Résultats expérimentaux*

Pour les tests, nous avons mesuré l'amplitude du signal Q_{ind} dans le détecteur en fonction de la tension sur la feuille émissive, toutes choses égales par ailleurs. L'amplification dans le détecteur est alors constante et seuls jouent les trois premiers paramètres du début du chapitre 8.4.4 : le nombre d' e^- incidents, la traversée de la feuille et la perte d'énergie. L'énergie minimale de 7 keV est confirmée. Entre 8 keV et 10 keV, la perte d'énergie baisse de 40% alors que le nombre d'électrons transmis augmente de 7%. Pourtant, l'intensité du signal sur le détecteur augmente entre ces deux valeurs. Nous en avons déduit que le nombre d'électrons extraits de la feuille augmente fortement avec la tension sur la feuille. Cette efficacité est stable par rapport à la différence de potentiel entre la feuille émissive et les grilles : c'est donc bien la valeur absolue du potentiel qui intervient. Cette constatation est cohérente avec l'augmentation de l'émission spontanée d'électrons (qui se traduit par du bruit sur le détecteur) lorsque le potentiel de la feuille émissive augmente (en valeur absolue).

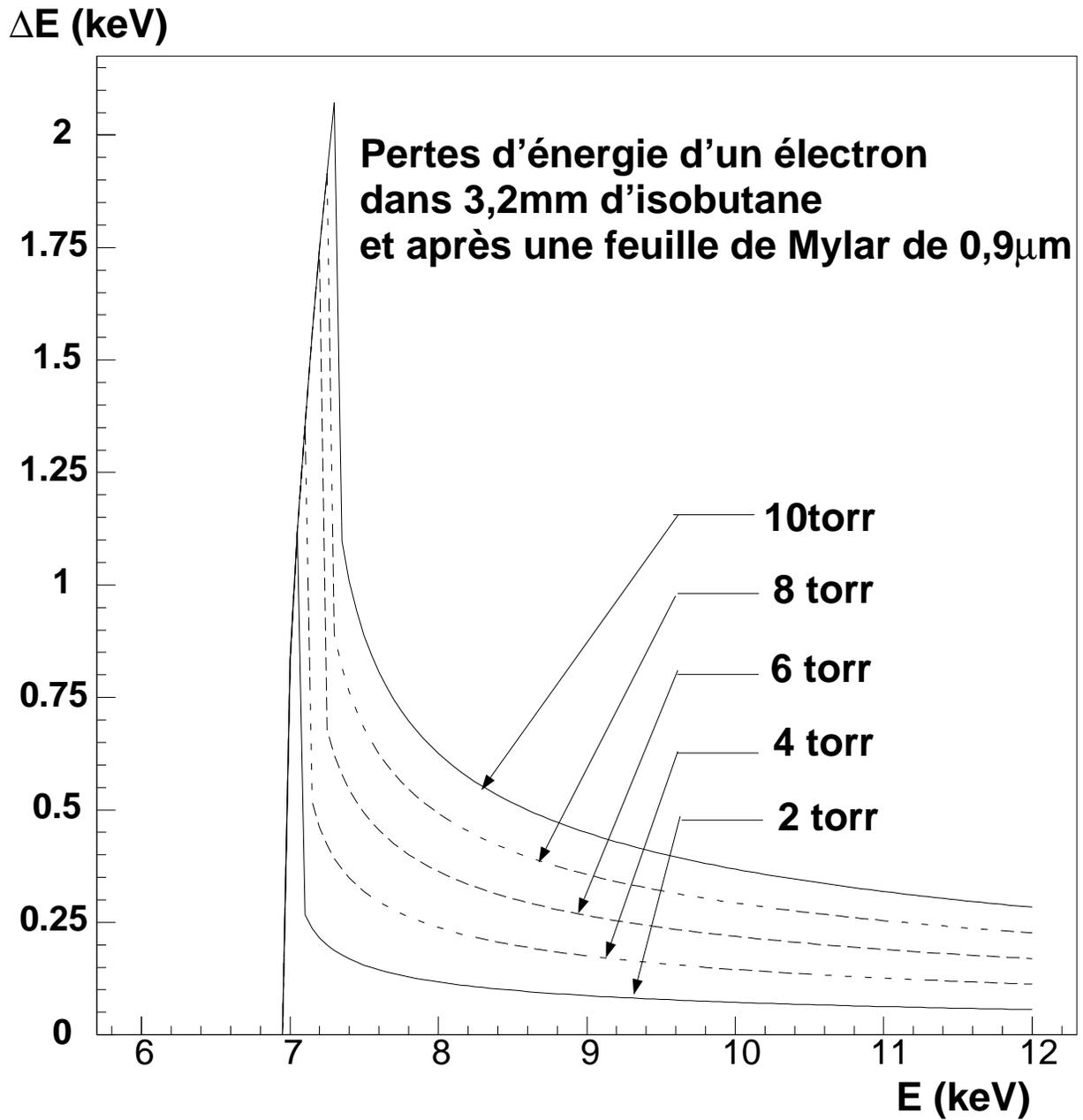


FIG. 8.26 – Pertes d'énergie d'un électron dans le détecteur (3.2mm d'isobutane) en fonction de son énergie et de la pression du détecteur.

Amplification dans le SED

Les équations 8.3 et 8.1 permettent de calculer l'amplification des électrons dans le détecteur. On y ajoute l'équation 8.2 pour calculer la charge induite. L'équation de calcul de la charge induite pour un électron créé dans le détecteur est alors proportionnelle à :

$$Q_{ind} = \frac{q}{V_0} \int_{y_0}^0 dy \cdot E(y) \cdot \exp \left[\int_{y_0}^y \alpha(y') dy' \right]$$

où y_0 est la position où la charge a été créée dans le détecteur entre $-L$ et 0 . Pour connaître l'amplification dans le détecteur, il serait nécessaire d'intégrer ces équations sur toutes les trajectoires possibles des électrons, d'autant plus que dans un détecteur basse pression l'avalanche est large. Pour simplifier, je n'ai considéré qu'une intégration entre la cathode et un fil suivant une trajectoire perpendiculaire à la cathode. Pour obtenir une valeur moyenne du gain, j'ai pris la moyenne des charges induites pour y_0 variant uniformément entre $-L$ et 0 .

- *Modèles d'amplification*

J'ai testé les modélisations de Ward et de Engel pour le détecteur grâce à des mesures faites dans les mêmes conditions pour plusieurs tensions de polarisation des fils différentes. Le signal des fils est mesuré au travers d'un préamplificateur de tension qui différencie fortement le signal. Il n'est pas sensible au signal des ions mais fournit un signal proportionnel à la charge induite par les électrons. Celui des cathodes est donné par un préamplificateur de charges qui capte donc le signal induit par les électrons et les ions. Toutefois, les charges électronique et ionique évoluent de la même façon et, comme le montre les tests, les signaux des cathode et de l'anode sont proportionnels.

La modélisation d'Engel ne permet pas de reproduire l'amplification en fonction de la tension. La modélisation de Ward donne par contre de bons résultats. Elle reproduit la charge induite en fonction de la tension du détecteur à un facteur multiplicatif près (qui est lié à la calibration absolue du détecteur), comme le montre la figure 8.27 qui représente la charge induite calculée en fonction de la tension sur les fils superposée aux mesures expérimentales. Les mesures sont normalisées arbitrairement. Pour établir cette courbe, j'ai utilisé les coefficients de Ward $A=229$ et $B=60,1$ proches de ceux donnés par Brösicke dans la table 8.1.

Le calcul de la charge induite montre que plus l'ionisation est loin des fils, plus la charge induite est importante (voir graphique 8.28). Il confirme le fait que les électrons produits à proximité des fils contribuent peu à la charge induite totale au contraire des chambres à fils haute-pression.

- *Influence du rayon des fils sur le gain*

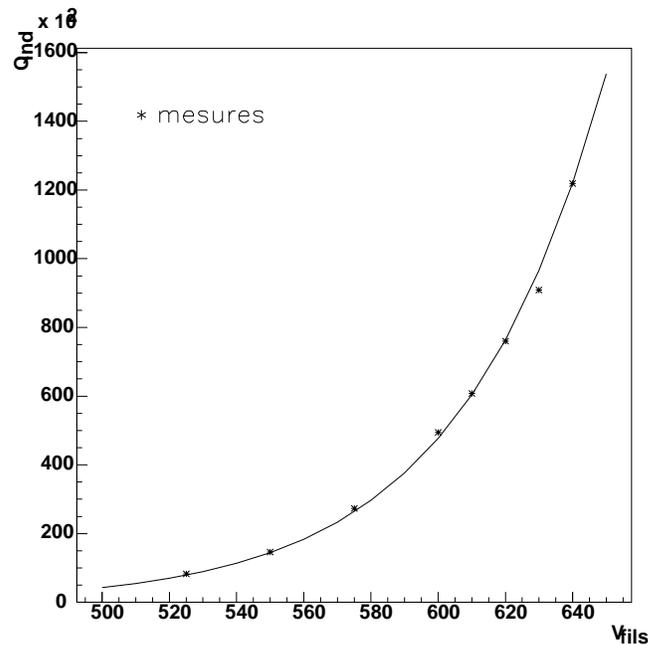


FIG. 8.27 – Charge induite (unités arbitraires) en fonction de la polarisation des fils à 6torr (en Volts). Les “*” représentent les mesures expérimentales à un facteur de normalisation près

A l’aide des simulations, j’ai étudié l’influence d’autres paramètres du détecteur sur le gain. Le rôle du diamètre des fils amplificateurs est très intéressant. Comme le montre la figure 8.29, le gain connaît un maximum en fonction du rayon des fils. Tous les autres paramètres sont fixes. Pour une distance fils-cathode de 3,2mm, des fils au pas de 1mm et une tension de polarisation de 750V, un gain maximum est obtenu pour des fils de rayon $70\mu\text{m}$. Plus le rayon des fils augmente, plus l’amplification autour des fils est faible mais plus le champ dans la zone PPAC, donc la multiplication dans cette zone, augmente. Cet effet a été constaté expérimentalement d’un point de vue qualitatif.

8.4.5 Efficacité

Je vais détailler ici le rôle des différents paramètres dans l’efficacité de détection. Celle-ci a été mesurée à l’aide des coïncidences avec les signaux donnés par les ions dans la jonction. Le taux de comptage des coïncidences fortuites est négligeable. Les facteurs qui influencent notablement l’efficacité sont :

- la nature des ions, par l’intermédiaire du nombre d’électrons secondaires émis
- les potentiels d’accélération
- la tension dans le détecteur

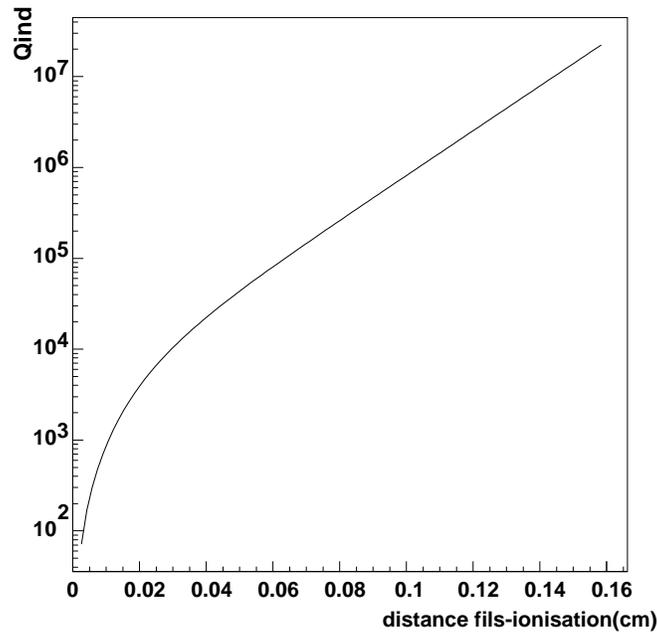


FIG. 8.28 – Charge induite en fonction de la distance entre l'ionisation initiale et les fils pour une distance cathode–fils de 1,6mm

- la pression dans le détecteur

Ions détectés

Des tests ont été réalisés avec plusieurs types d'ions :

- des particules α d'énergie 1,5 MeV/A,
- des noyaux de ^{12}C à 10 MeV/A,
- des noyaux de ^{24}Mg à 12 MeV/A,
- des fragments de fissions de ^{252}Cf (masse de 80 à 160, énergie de 0,5 à 1 MeV/A)

Le tableau 8.4 résume les résultats obtenus pour ces ions dans les mêmes conditions (pression 6torr, tension maximale).

Les efficacités évoluent dans le même sens que les pertes d'énergie. Pour simplifier, je choisis le paramètre d'estimation $Z^2/(E/M)$. Ce paramètre est peu correct pour les basses énergie (< 1 MeV/A) (effets de couche dans le calcul de la perte d'énergie) mais on peut penser qu'à ces valeurs l'efficacité est proche de 100%. Si j'extrapole les résultats, une limite de $Z^2/(E/M) = 100$ pour une efficacité totale semble raisonnable. Toutefois, les tests à ces valeurs manquent cruellement car elles correspondent à des énergies intermédiaires de quelques MeV/A auxquelles nous n'avons pas eu accès pour les tests expérimentaux.

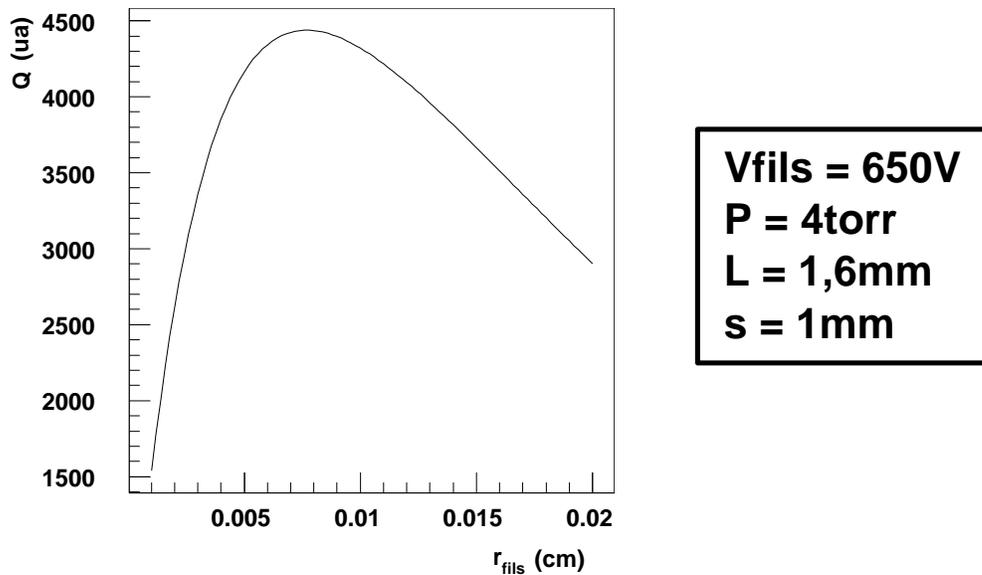


FIG. 8.29 – Gain du détecteur en fonction du rayon des fils d’amplification

Potentiels d’accélération et système de guidage

Deux potentiels peuvent être optimisés dans le montage : le potentiel de la feuille émissive et celui de la grille accélératrice. Comme nous l’avons vu au paragraphe 8.4.4, le signal dans le détecteur augmente lorsque le potentiel sur la feuille émissive augmente (en valeur absolue). Cela est lié au nombre d’électrons secondaires émis par la feuille qui croît avec le potentiel. L’efficacité de détection suit cette évolution (figure 8.30 droite). On retrouve une efficacité nulle en dessous de 7 kV lorsque les électrons ne traversent plus la feuille d’entrée. Par contre, on constate que l’intensité du champ accélérateur n’a pas d’influence sur l’efficacité de détection (figure 8.30 gauche).

Des tests ont aussi été réalisés avec le système de guidage par anneaux (section 8.3.2). Les résultats obtenus n’ont jamais été aussi bons qu’avec les grilles accélératrices.

Remarquons que pour les fragments de fission l’efficacité est bien nulle en dessous de 7 kV, mais croît très rapidement pour atteindre 100% dès 8 kV.

Polarisation du détecteur

L’efficacité augmente régulièrement avec la polarisation du détecteur jusqu’à atteindre un palier maximum. La courbe 8.31 montre l’évolution de cette efficacité en fonction de la tension pour des α à 1,5 MeV/A. La valeur maximale de l’efficacité est de 70% à 6 torr, mais on n’atteint pas le palier d’efficacité maximale. Pour des particules plus favorables comme les fragments de fission, les 100%

Ions		Efficacité (%)	$\frac{dE}{dx}$ (MeV/ μm de C)	$\frac{Z^2}{E/M}$
fragments	Z=45			
de fission	A=105	100%	128	2080
légers	E=1MeV/n			
fragments	Z=53			
de fission	A=145	100%	123	4990
lourds	E=0.6MeV/n			
α	E=1,5MeV/n	60%	1,6	2,7
^{12}C	E=10MeV/n	75%	3,4	3,6
^{24}Mg	E=101MeV/n	85%	11,2	12

TAB. 8.4 – Efficacités obtenues pour différents ions comparées à leur pertes d'énergie et à $Z^2/(E/M)$

d'efficacité sont atteints dès +600 V.

Pression du gaz

L'efficacité augmente avec la pression du gaz. Cela est probablement dû à l'augmentation des pertes d'énergie des électrons dans le gaz (voir figure 8.26) Encore une fois, cet effet n'est sensible qu'avec les particules faiblement ionisantes. L'efficacité de détection avec les fragments de fission est de 100% pour les pressions testées entre 2 et 12torr à la tension de polarisation maximale.

8.4.6 Résolution temporelle

Pour mesurer la résolution intrinsèque en temps, un second détecteur d'électrons secondaire a été placé en arrière de la feuille émissive. Nous avons employé soit un photomultiplicateur, soit un second détecteur SED. Trois signaux temps peuvent être mesurés, ce qui permet de déconvoluer la contribution de chaque détecteur d'électrons secondaires de la résolution de la jonction et du temps de vol des fragments de fission (qui ont une distribution en énergie et en masse). Les facteurs qui influencent la résolution en temps du détecteur sont essentiellement la nature des ions détectés et la pression du détecteur. Le rôle de la tension de polarisation est le même que pour l'efficacité : elle doit être la plus élevée possible pour améliorer le temps de montée du signal et le rapport signal sur bruit.

Nature des ions

Comme pour l'efficacité, on observe une forte corrélation entre la résolution temporelle et le pouvoir ionisant des ions. Le tableau 8.5 reprend les différentes

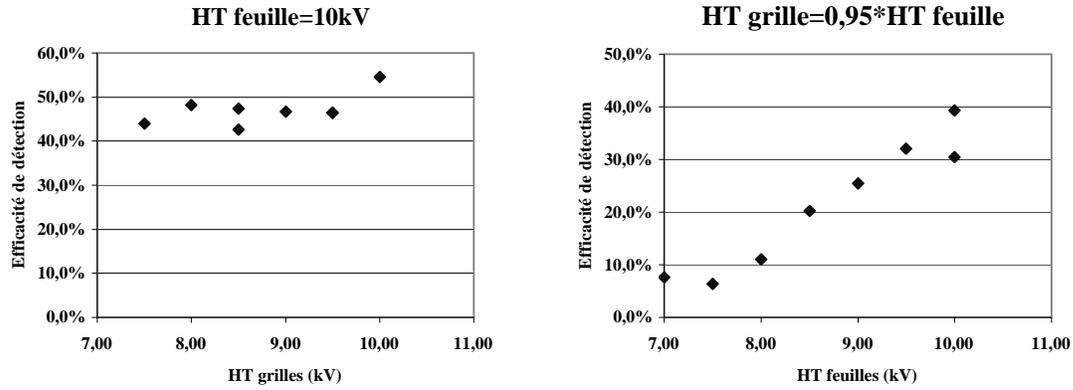


FIG. 8.30 – Efficacité de détection des e^- produits par des particules α de 6 MeV en fonction de leur énergie, pour une pression de 6 torr en fonction du potentiel sur les grille (gauche) ou sur les feuilles (droite ; rq : dans ce cas, l'efficacité n'est pas optimale).

mesures expérimentales et les meilleures résolutions obtenues.

Ions	Résolution (LTMH)
fragments de fission légers	$Z=45$ $A=105$ $E=1 \text{ MeV/nA}$
fragments de fission lourds	$Z=53$ $A=145$ $E=0,6 \text{ MeV/A}$
α	$E=1,5 \text{ MeV/A}$
^{12}C	$E=10 \text{ MeV/A}$
^{24}Mg	$E=11 \text{ MeV/A}$

TAB. 8.5 – Efficacités obtenues pour différents ions comparées à leur pertes d'énergie et à $Z^2/(E/M)$

Comme nous l'avons vu dans les simulations de guidage des électrons, la dispersion en temps de vol due au guidage est inférieure à 100ps, quel que soit le nombre d'électron émis et les tensions imposées aux grilles accélératrices. L'influence du système de guidage est donc faible. La dépendance provient essentiellement du rapport signal/bruit (S/B) dans le détecteur puisque, au premier ordre :

$$\delta t \propto \frac{t_m}{S/B}$$

où t_m est le temps de montée du signal. Sur ce point apparaît un des inconvénients

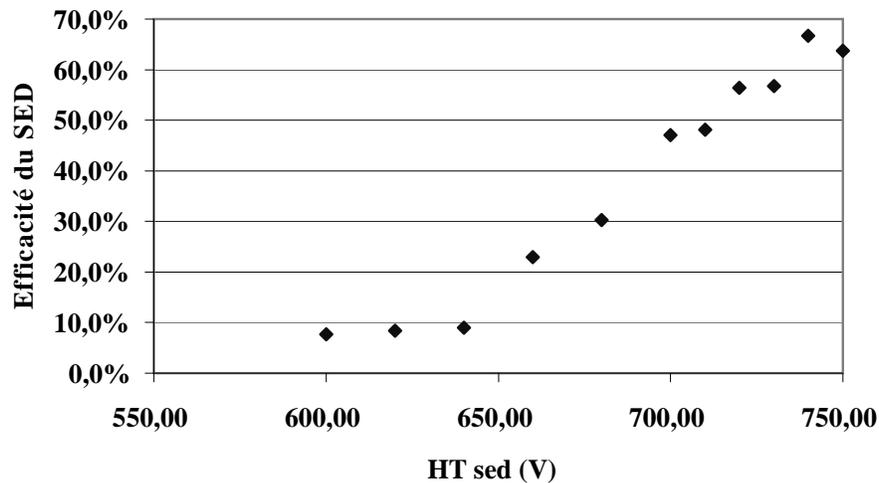


FIG. 8.31 – Efficacité de détection des e^- produits par des particules α de 6MeV en fonction du potentiel de polarisation du détecteur pour une pression de 6torr

du détecteur à gaz : son gain relativement faible le rend très dépendant du nombre d'électrons secondaires produits par la feuille émissive. Il est soit à réserver aux particules fortement ionisantes (ce qui est prévu dans le cas de VAMOS) soit à utiliser avec des feuilles émissives optimisées pour l'émission secondaire (couvertes de CsI par exemple).

Pression du gaz

Comme prévu par Breskin (voir section 8.4.2 et Breskin, Chechik & Zwang 1979 [26]), la résolution temporelle s'améliore lorsque la pression diminue (figure 8.32). Cette tendance s'inverse toutefois en dessous de 4torr. En effet, si le temps de montée s'améliore lorsque la pression diminue, le rapport signal sur bruit se dégrade également.

8.4.7 Résolution spatiale

La résolution spatiale du détecteur est mesurée sur chacune des cathodes du détecteurs. Elles sont segmentées et la largeur des bandes est de 2,54 mm ou 3,81 mm, mais aucune dépendance vis-à-vis du pas n'a été constatée. Les ions sont collimatés sur la feuille émissive de façon à ne créer qu'une tâche de 1,5 mm de large qui est déconvoluée du signal par la suite.

Les mesures de localisation n'ont été réalisées qu'avec une source de Californium. Les particules α produisent un signal trop faible pour être localisées (la résolution est de l'ordre de 2 cm). Les analyses ne portent que sur les résultats obtenus avec les fragments de fission. Quelles que soient l'énergie ou la masse du fragment, les conclusions restent les mêmes.

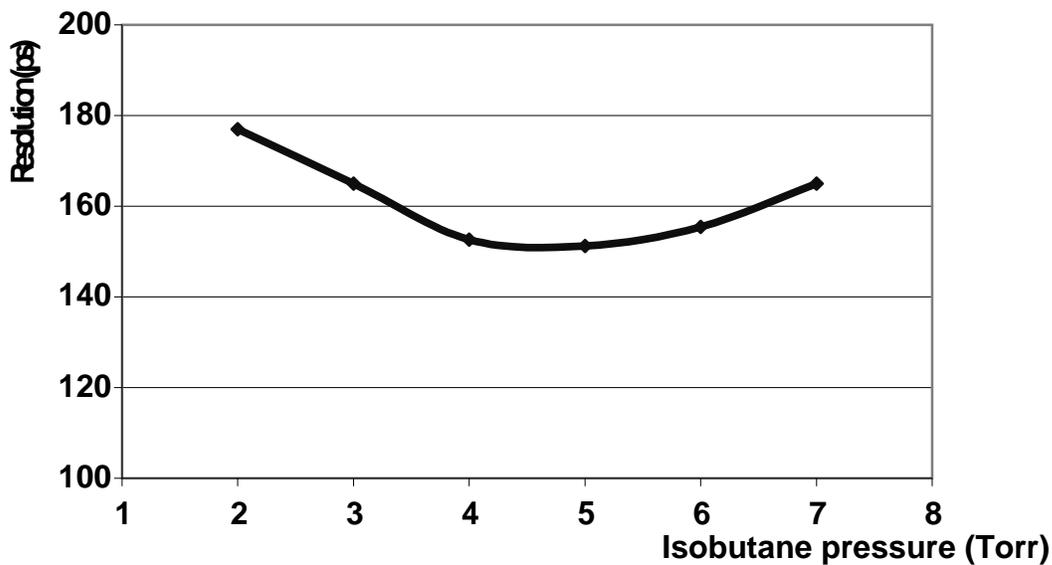


FIG. 8.32 – Résolution temporelle en fonction de la pression du gaz dans le détecteur pour des fragments de fission de ^{252}Cf

Reconstruction de la position

- *Calibration des pistes*

Les chaînes électroniques de différentes pistes peuvent introduire des différences de gain entre la charge induite et le signal codé. Les gains des différentes pistes de chaque cathode sont calibrés par une méthode d'induction. Un signal connu est envoyé sur les fils à l'aide d'un générateur. Il doit avoir une mise en forme proche de celle des signaux du détecteur. On regarde la réponse de chaque piste à différentes intensités de ce signal et la pente de la fonction de réponse donne le gain de chaque piste. La réponse doit être linéaire pour des amplitudes grandes devant le piédestal. Seul le gain relatif entre les pistes est important, on peut donc les normaliser par rapport au gain d'une piste.

- *Distribution spatiale des charges*

La figure 8.33 montre la répartition des charges sur les pistes de la cathode arrière. On constate qu'elle est large (1cm LTMH) et que 7 pistes ont une charge supérieure à 20% de la charge maximum. On constate également qu'elle est dissymétrique. Les simulations du transport des électrons (chapitre 8.3.2) ont montré une déformation semblable. Elle est due à la distribution angulaire de la vitesse des électrons émis par la feuille qui est piquée à 45° dans la direction des ions incidents.

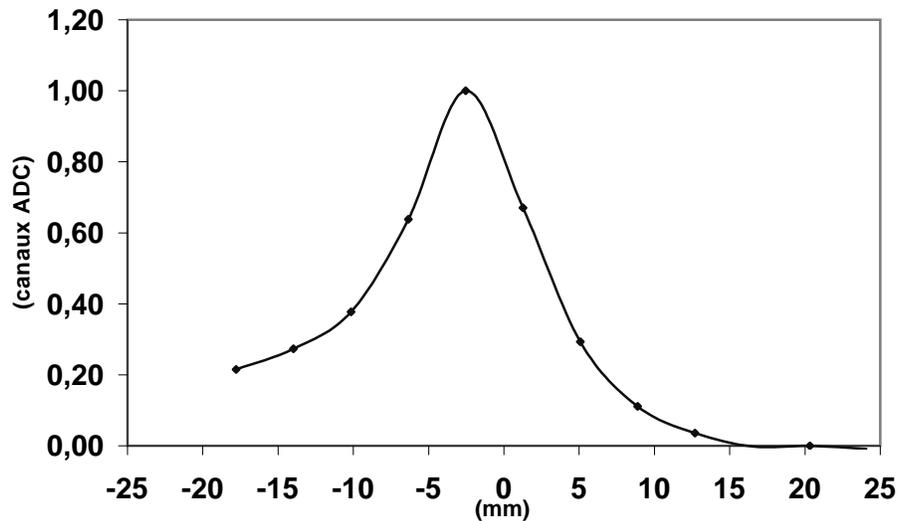


FIG. 8.33 – Distribution spatiale de la charge déposée sur les cathodes par les électrons secondaires produits par des fragments de fission. Chaque point correspond à la mesure de charge faite sur une piste.

- *Algorithme de calcul*

La méthode de reconstruction employée est celle du centre de gravité des charges sur toutes les pistes du détecteur, éventuellement seuillées pour éliminer le bruit. La distribution étant très large, les méthodes à trois pistes s'avèrent inapplicables. La méthode du centre de gravité est simple, mais elle suppose que la distribution est symétrique. Ce n'est pas le cas ici. Une étude approfondie de la forme de la distribution reste à faire, afin de trouver un algorithme plus adapté.

Mesures de résolution

La difficulté principale provient du straggling très important des électrons dans la feuille d'entrée. Il élargit considérablement la tache des électrons dans le détecteur et dégrade la résolution. Pour résoudre ce problème, nous avons expérimenté plusieurs méthodes :

- augmenter l'énergie incidente des électrons pour diminuer le straggling
- diminuer l'épaisseur du détecteur pour atténuer les effets du straggling
- mesurer la localisation sur la feuille d'entrée, où les électrons ne sont pas encore dispersés

- *Énergie des électrons*

L'augmentation de l'énergie des électrons n'a donné aucun résultat probant. Pour une énergie de 12 keV, conformément aux simulations, le signal dans le détecteur augmente, mais la résolution en position ne change pas. De fait, les calculs

montrent que le straggling passe de 26° à 23° entre 10 et 12 keV, ce qui n'est pas sensible.

- *Épaisseur du détecteur*

Diminuer l'épaisseur du détecteur revient à diminuer le trajet des électrons après le straggling et donc à limiter leur expansion spatiale. Dans une première version du détecteur, la principale contribution à l'épaisseur du détecteur provenait de la déformation de la feuille d'entrée sous l'effet de la pression interne. La flèche était de 1 cm pour une feuille d'entrée de $7\text{ cm} \times 7\text{ cm}$ à une pression de 4 torr. Le détecteur lui-même ne faisait que 6,4 mm d'épaisseur. Pour réduire le gonflement, il faut soutenir la feuille. Nous avons choisi d'utiliser une grille électroformée en inox (voir la description du détecteur en 8.4.1) qui permet de réduire cette déformation à quelques dixièmes de millimètres, même pour une surface de détection de $40\text{ cm} \times 15\text{ cm}$. L'effet de la réduction de cette espacement est double :

- les effets du straggling des électrons dans le détecteur sont amoindris,
- le champ électrique y augmente et le signal est amplifiée dans cette partie du détecteur.

La tache sur le détecteur a été considérablement réduite (cf schéma 8.34 et figure 8.35) et le rapport signal sur bruit amélioré ainsi que la résolution spatiale.

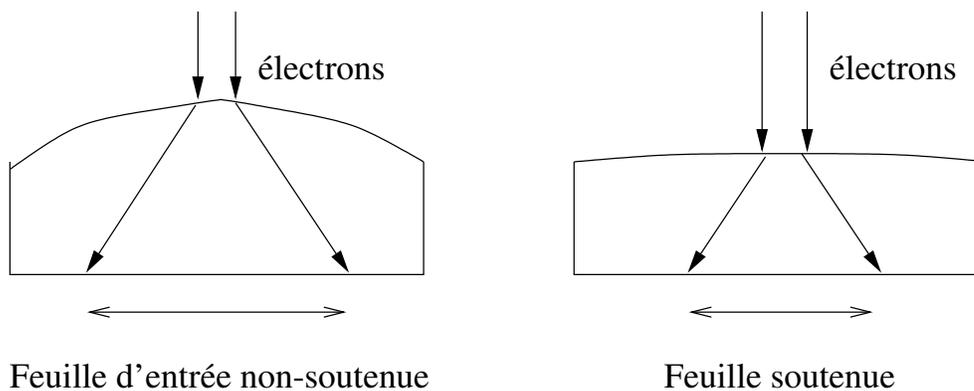


FIG. 8.34 – Dispersion des électrons sur la face arrière du détecteur feuille non-soutenue (gauche) et feuille soutenue (droite)

Par la suite nous avons réduit la distance fils-cathode du détecteur de 3,2 mm à 1,6 mm, ce qui a de nouveau amélioré la résolution spatiale, jusqu'à un optimum de 3,3 mm (LTMH) sur la face arrière du détecteur pour des fragments de fission. De nouveaux tests vont être entrepris avec une épaisseur de 1mm de part et d'autre de l'anode.

- *Localisation sur la feuille d'entrée*

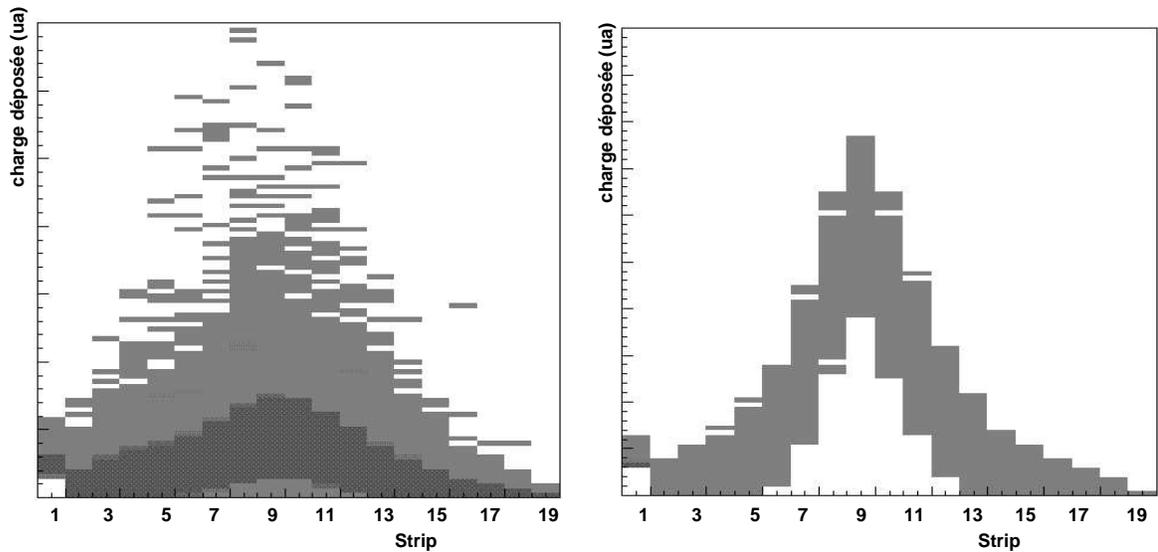


FIG. 8.35 – Distribution des charges sur la face arrière du détecteur feuille non-soutenue (gauche) et feuille soutenue (droite)

Si la feuille d'entrée est soutenue et suffisamment plane, il est possible d'y mesurer la distribution de charge sur des pistes métallisées. Si la feuille est bombée, le champ électrostatique n'est pas uniforme, ce qui perturbe la distribution des charges, et le fluage de la feuille lors des gonflages/dégonflages détériore les pistes. De plus, le gain du détecteur décroît rapidement avec la distance cathode-anode. Quel que soit le moyen employé, la feuille reste un tant soit peu bombée. Nous avons constaté que cette courbure gêne peu tant que le rapport signal sur bruit reste correct. La calibration par induction permet de corriger les différences de gain éventuelles.

Les électrons sont très peu dispersés dans la partie avant du détecteur et la résolution spatiale est meilleure à l'avant qu'à l'arrière. Dans la pratique, cet effet est nuancé. En effet, le signal de la cathode arrière influe sur celui de la face d'entrée. La figure 8.36 schématise les différentes étapes de ce phénomène. Les électrons créés près de la seconde cathode migrent vers les fils anodiques en se multipliant. On a vu que ce sont eux qui induisent une grande partie du signal (voir figure 8.28). Ils créent autour des fils des ions positifs dont la distribution spatiale est également très large. Ces ions vont à leur tour repartir des fils et induire des charges, en partie sur la cathode avant, dont ils vont élargir la distribution de charge. Ceci est confirmé par la forte corrélation observée entre l'intensité des signaux sur les cathodes avant et arrière. Le signal avant est donc élargi par une partie du signal arrière. La meilleure résolution obtenue est de 3,0 mm(LTMH).

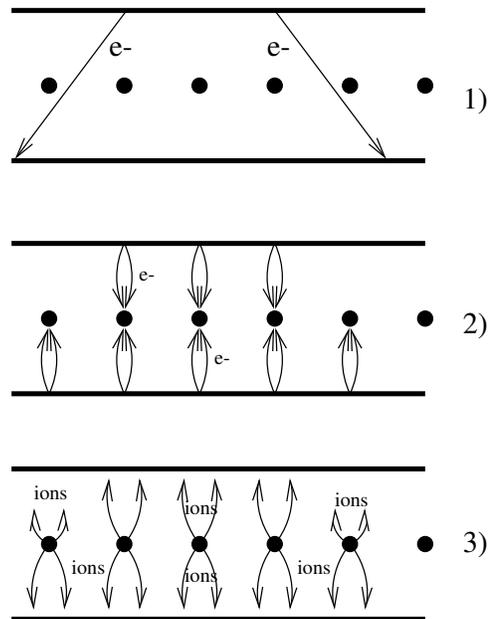


FIG. 8.36 – 1) Les électrons secondaires traversent le détecteur avec une large dispersion angulaire. Ils ionisent le long de leur trajectoire. 2) Les électrons les plus proches des cathodes se multiplient en migrant vers les fils. 3) Les ions positifs créés repartent vers les deux cathodes : la largeur de la distribution arrière se retrouve à l’avant.

8.4.8 Autres détecteurs d’électrons secondaires

Parallèlement à l’étude du SED (Secondary Electrons Detector), le SED (Service d’Étude des Détecteurs) s’est penché sur d’autres types de détecteurs d’électrons secondaires (C. Mazur 2000 [78]).

- *Utilisation d’un GEM.*

Les GEM (Gas Electron Multiplier) sont utilisés comme multiplicateurs d’électrons dans des détecteurs à pression atmosphérique, mais ils sont aussi utilisables à basse pression (Chechik & al 1998 [36]) avec des gains moindres. Ce sont des feuilles de kapton de $50\ \mu\text{m}$ d’épaisseur métallisées sur leur deux faces et percées de trous de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre environ. La distance moyenne entre deux trous est de $120\ \mu\text{m}$. Les deux feuilles sont portées à des potentiels différents ce qui crée un champ intense dans les trous. Les électrons arrivant sur la surface d’un GEM produisent une ionisation secondaire (amplifiable avec du CsI par exemple) et les nouveaux électrons produits sont guidés vers les trous et s’y multiplient.

Dans notre application, un GEM est placé le plus proche possible de la face d’entrée (voir schéma 8.37). On place ensuite un SED, dont la première cathode correspond à la seconde face du GEM. L’avantage pour notre application est que

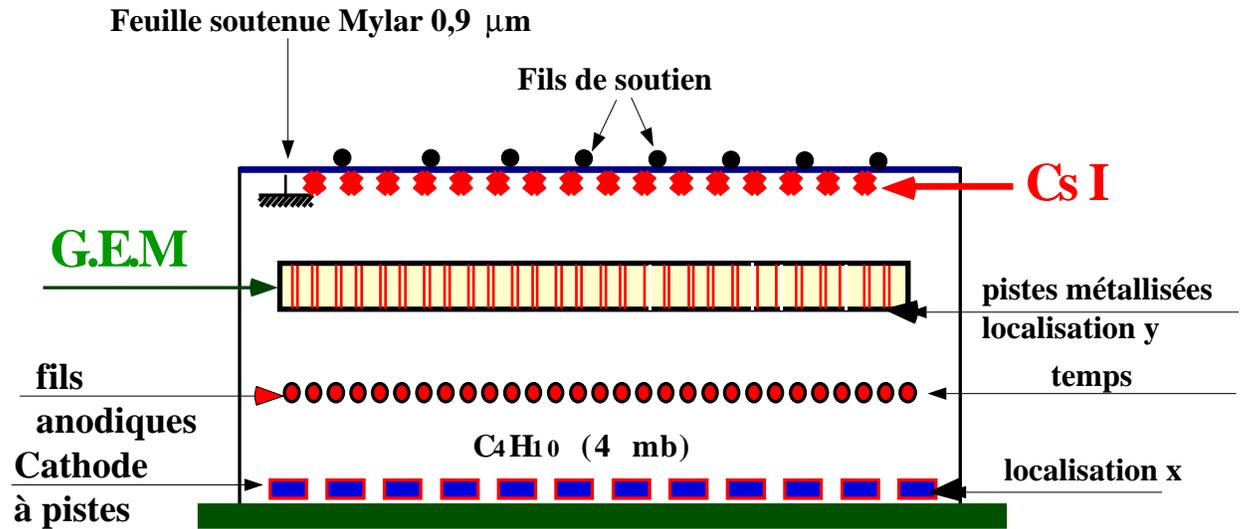


FIG. 8.37 – Schéma de principe d'un détecteur d'électrons secondaires couplé avec un GEM

les électrons sont stoppés par le GEM placé à 1,5 mm de la fenêtre d'entrée du détecteur. L'effet du straggling dans la feuille d'entrée est donc réduit. De plus, la surface inférieure du GEM peut être découpée en pistes, ce qui permet une mesure de position dans une direction la seconde cathode permettant de mesurer dans une autre direction. Après le GEM, on trouve donc une cellule dont le fonctionnement est semblable à celle du SED, le straggling des électrons en moins.

Les tests menés avec ce dispositif ont montré des performances équivalentes au détecteur SED pour la mesure de position. Il semble donc que soit le straggling n'a pas une contribution dominante dans la résolution spatiale, soit d'autres problèmes inconnus apparaissent avec les GEM.

La mesure de temps est moins bonne, car deux populations y participent : les électrons arrêtés par le GEM et remultipliés se superposent aux électrons qui traversent directement le GEM par ses trous. On observe deux composantes dans le signal, ce qui perturbe la mesure de temps. Les résultats du GEM sur ce plan n'ont pas été concluants.

- *Détecteur de type Micromegas.*

Une possibilité envisagée est un détecteur basé sur le principe de Micromegas (voir Giomataris & al 1998 [52] et figure 8.38). Le détecteur Micromegas fonctionne normalement à pression atmosphérique et détecte de particules au minimum d'ionisation. Nous proposons de l'utiliser à basse pression (≈ 10 torr) pour la détection d'électrons secondaires. Dans ces conditions, la fenêtre d'entrée est soutenue par une grille à haute transparence. Sur sa face interne métallisée est déposée une couche de CsI. Le premier espace entre la feuille d'entrée et la mi-

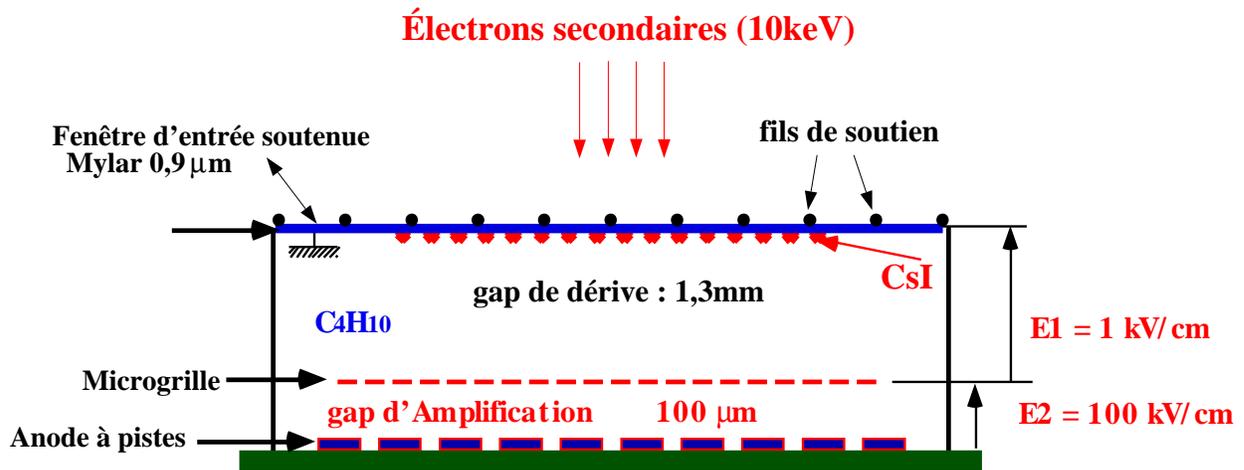


FIG. 8.38 – Schéma de principe d'un détecteur d'électrons secondaires du type micromégas

crogrille est une zone de dérive et le second une zone d'amplification. La feuille d'entrée est métallisée à l'intérieur et la cathode terminale est segmentée en carrés afin de mesurer les deux dimensions à la fois.

La distance de dérive est suffisamment petit (1,3 mm) pour minimiser le straggling angulaire qui élargit la distribution des électrons sur les pistes. Nous envisageons de déposer du CsI sur la fenêtrée d'entrée et de fonctionner en mode "plaque parallèle" dans la première zone. En effet, les électrons émis par le CsI au passage des électrons secondaires ne subissent aucun straggling angulaire. De plus, afin de minimiser l'influence des électrons secondaires, le gaz est un mélange léger de 10% C_4H_{10} et 90% d'He. Les électrons y perdent 17 fois moins d'énergie que dans de l'isobutane pur. La contribution dominante est alors celle des électrons du CsI, qui sont amplifiés dans la première partie du détecteur sans subir de dispersion angulaire.

La localisation est faite sur la face arrière segmentée du détecteur. Dans un détecteur micromégas à pression atmosphérique, la forte capacitance entre la microgrille et les pistes ne permet pas d'avoir une mesure de temps rapide. Avec un fonctionnement en PPAC dans la première zone, nous envisageons de mesurer le temps sur la fenêtrée d'entrée.

Le détecteur est en cours de tests.

- *Plastique scintillant pour la mesure de temps*

Nous avons utilisé un plastique scintillant pour la mesure d'un signal rapide dans la configuration expérimentale de la figure 8.14 du chapitre 8.3.2. Les résultats se sont avérés excellents pour la mesure de temps, avec une résolution de 150 ps pour les fragments de fission. Les tests n'ont été réalisés que pour un plastique

NE102 de $200\ \mu\text{m}$ d'épaisseur collé sur un photomultiplicateur XP2020 d'environ 4 cm de diamètre. Il est intéressant d'examiner les performances d'un système de plus grande surface. Ce système pourrait avantageusement remplacer des galettes à microcanaux, moins commodes, pour une mesure précise de temps.

La localisation paraît plus délicate à réaliser. On pourrait envisager un système avec deux photomultiplicateurs aux extrémités d'un plastique pour une mesure comparée de temps de transit des photons. Mais l'efficacité pourrait alors être très faible, et la mesure de piètre qualité. De plus, cette méthode est limitée à une dimension.

Chapitre 9

Conclusions

- *Configurations de détection du spectromètre*

Les deux configurations de détection de VAMOS sont destinées à s'adapter aux différents produits de réaction analysés par le spectromètre. J'ai fait une étude en terme de résolution angulaire et en position de chaque configuration. Les chambres à dérive, de haute résolution, sont adaptées aux ions d'énergie supérieure à 4 MeV/A. En dessous, les feuilles émissives, qui interposent moins de matière, donnent de meilleurs résultats. Les chambres à dérive jointes forment une configuration très intéressante du point de vue du stragglings et de la résolution en position. J'ai pris plusieurs exemples concrets de noyaux qui pourraient être détectés dans VAMOS. Le ^{74}Kr à 7,3 MeV/A est un type d'ion qui se situe à la limite d'utilisation entre les chambres à dérive et les feuilles émissives. Il est également aux limites des possibilités d'identification du spectromètre.

Toutefois, j'ai considéré dans mes calculs que le plan focal de VAMOS était perpendiculaire aux trajectoires des ions et situé entre les deux détecteurs. Le véritable plan focal est une nappe plus complexe, orientée de 70° par rapport aux trajectoires, ce qui dégrade la résolution effective du dispositif. Il serait donc intéressant de réaliser une simulation plus complète du spectromètre, qui prendrait en compte ses particularités magnétiques. Également, il faudra tenir compte des performances effectives des différents détecteurs, qui varient avec le type et l'énergie de l'ion détecté, ainsi que des capacités des logiciels de reconstruction de trajectoires.

- *Chambres à dérive*

Les chambres à dérive de VAMOS ont montré des performances équivalentes à celle de SPEG en laboratoire. La résolution intrinsèque atteinte est de $200\ \mu\text{m}$ (largeur totale à mi-hauteur), ce qui est requis par le cahier des charges de VAMOS.

Plusieurs innovations ont été prévues sur ces détecteurs pour s'adapter aux énergies de SPIRAL, sensiblement plus basses que celles de GANIL. Le nombre

de feuilles interceptant le faisceau a été réduit par rapport aux chambres de SPEG. Seules deux feuilles servent à fermer l'enceinte. L'homogénéité du champ est assuré par un système de feuilles rentrantes. Les chambres peuvent se coupler entre elles et fonctionner comme une seule enceinte ce qui supprime deux feuilles intermédiaires. Cela diminue le straggling au détriment de la résolution angulaire. La seconde chambre peut également se coupler avec la chambre à ionisation pour éliminer une ou deux feuilles intermédiaires.

Ces modifications doivent toutefois encore être testées sous faisceau, car plusieurs problèmes pourraient survenir :

- les feuilles d'entrée et de sortie des chambres à dérive sont entièrement isolantes. Elles risquent de se charger par échange de charges avec les particules du faisceau, sans possibilité pour les charges de s'évacuer. Cela peut perturber le champ de dérive et la mesure de position.
- Lorsque la chambre à ionisation est couplée avec la chambre à dérive, le gain important de cette dernière peut interférer avec les mesures de perte d'énergie de la chambre d'ionisation, qui fonctionne à gain unitaire.

Ces deux points seront testés en Novembre 2000. Les chambres à dérive, la chambre à ionisation et le scintillateur plastique seront installés dans le spectromètre SPEG.

• *Détecteurs à feuilles émissives*

Les détecteurs à feuille émissive ont de très bonnes performances en terme d'efficacité et de résolution temporelles. Les capacités de localisation ne sont par contre pas encore au niveau des critères du cahier des charges de VAMOS, qui réclame 1mm de résolution en deux dimensions. La figure 9.1 résume les résultats obtenus pour les différents ions testés. Des mesures supplémentaires seront utiles pour des ions de $Z \approx 10 - 20$ et d'énergie de l'ordre du MeV/A.

Guidage des électrons

Les simulations et les tests réalisés ont montré qu'un système avec grilles accélératrices donnent de bons résultats. Les anneaux de guidage seuls, même s'ils procurent une protection contre des perturbations externes, ne peuvent accélérer et focaliser les électrons secondaires suffisamment pour les performances souhaitées.

La meilleure configuration de champ testée est de -10kV sur la feuille émissive et de -4kV à 0kV sur une grille accélératrice située à 9mm. Une plus haute tension sur la feuille ne change pas sensiblement les résultats.

Si la contribution du guidage à la résolution temporelle du dispositif est faible, il n'en est pas de même de la dispersion spatiale. L'efficacité de la focalisation devraient pouvoir être renforcée par l'utilisation d'un champ magnétique parallèle au champ électrostatique. Toutefois, cette option n'a jamais été testée sur une grande taille. Des calculs sont en cours pour estimer la taille du dispositif

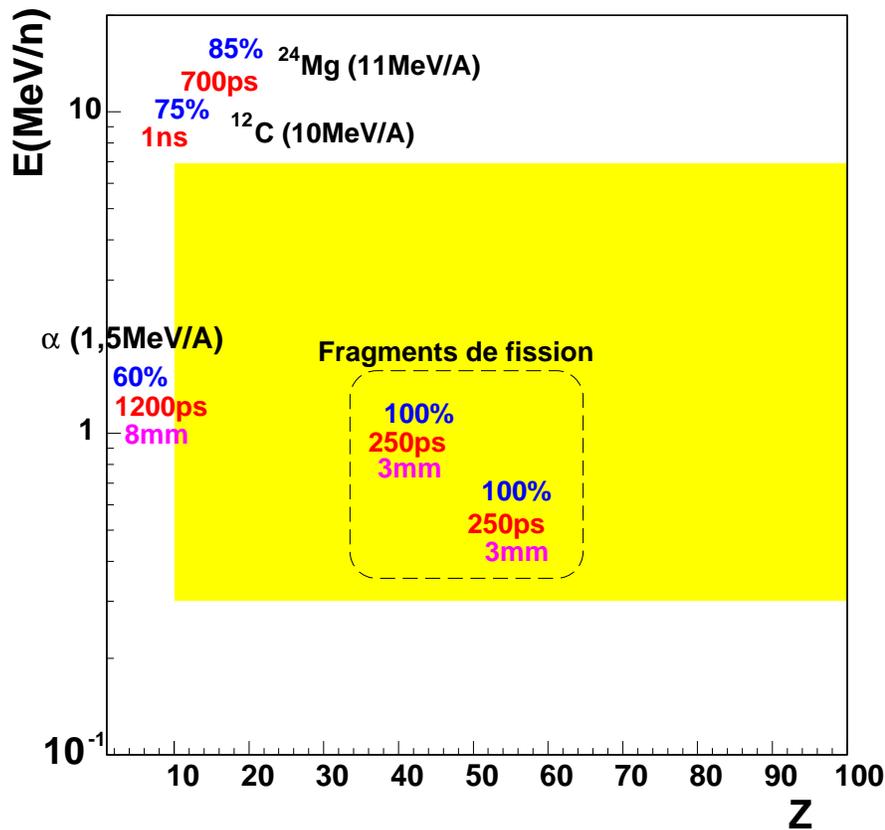


FIG. 9.1 – Résumé des performances expérimentales du SED pour différents ions testés.

nécessaire et l'homogénéité du champ magnétique obtenu.

Détecteur d'électrons secondaires

Pour la première fois, un détecteur à gaz basse pression a été utilisé en conjonction avec une feuille émissive pour la détection d'électrons secondaires. Par rapport aux galettes de micro-canaux, il présente une robustesse plus importante et peut être adapté à la grande taille du plan focal de VAMOS de $15 \times 40 \text{ cm}^2$. Ses performances en terme d'efficacité sont du même ordre, voire meilleures, que celle des galettes avec plus de 70% d'efficacité de détection de particules α à 6 MeV/A. La résolution temporelle obtenue est elle aussi excellente, de 200 ps pour des fragments de fission du ^{252}Cf . Parallèlement aux tests, une étude théorique a permis de comprendre les mécanismes d'amplification dans le détecteur et les paramètres à optimiser, comme le rayon des fils d'amplification.

La difficulté introduite par l'utilisation d'un détecteur à gaz est liée à sa feuille d'entrée qui constitue un obstacle non-négligeable pour les électrons. C'est pourquoi ceux-ci doivent avoir une énergie incidente de 10 keV au moins. Néanmoins,

le straggling angulaire que subissent les électrons reste encore très important et dégrade significativement les capacités de localisation du détecteur. La meilleure résolution spatiale obtenue est de 3 mm. Différentes approches pour améliorer cette valeur sont possibles. Toutes ont pour but de diminuer l'effet du straggling dans le détecteur :

- Diminuer l'épaisseur du détecteur. Cela réduit le parcours des électrons dans le SED. Une amélioration sensible a été obtenue en soutenant la feuille d'entrée pour l'aplanir et en réduisant l'épaisseur de 6,4 mm à 3,2 mm. Un nouveau prototype en cours de construction va descendre à 2 mm d'épaisseur.
- Favoriser le signal des électrons produits près de la feuille d'entrée par rapport à ceux produits plus loin dans le détecteur. Pour cela, on envisage d'utiliser un gaz léger (un mélange isobutane plus hélium) dans lequel les électrons secondaires perdent moins d'énergie. Le détecteur sera donc peu sensible à ces électrons qui le traversent. En parallèle, du CsI sera déposé sur la face interne de la feuille d'entrée du détecteur. Le CsI produit un grand nombre d'électrons qui ne sont pas soumis au straggling mais qui, émis près de la cathode, induisent un signal important.

A Gas Secondary Electron Detector

A gas secondary electron detector¹

- *Abstract*

A new Secondary Electron gas Detector (SED) is under development to be used in conjunction with an emissive foil to detect low-energy heavy ions as an alternative to micro-channel plates. It could measure position and time of flight. Secondary electrons are accelerated to 10keV so that they can cross through the 0.9 μ m Mylar entrance window. The electrons then are multiplied in the isobutane gas of the detector at 4 to 10 torr. A time resolution of 150ps and a spatial resolution of 3mm have been obtained by using californium fission fragments on a prototype detector of 7 \times 7cm². The advantage of the SED against MCP is that its size is not limited. Our final goal is to build a large-size detector (15 \times 40cm²) that will operate at the focal plane of the VAMOS magnetic spectrometer at GANIL.

- *Motivations*

Our objective is to build a detection system to measure the position (x, y) and the time of flight of heavy, low-energy ions at the focal plane of the magnetic spectrometer VAMOS. This spectrometer is under construction at GANIL for SPIRAL beams (ref. [103]). The new detection system is designed for the measurement of ions with atomic number $Z > 10$ and energies below 1MeV/nucleon. The goal is to cover a large fraction of the spectrometer focal plane, that is 15cm \times 40cm. The required spatial and time resolutions, for a successful ion identification and trajectory ray-tracing are 1mm and 300ps respectively. The detector should be highly transparent to minimize energy and angular straggling. Finally the expected counting rates are of the order of 10⁴Hz. To fulfill these different requirements we chose to use emissive foils coupled to a secondary electron detector.

MCPs are known to have very good timing and spatial resolution, which may satisfy our requirements (ref. [85]). However their main drawback for our application is that they present a limited size (≈ 100 cm²). Tiling such detectors over the focal plane yields dead zones of at least 2mm between each plate. Further, MCPs are rather fragile and expensive detectors. On the other hand, gas detectors have not been employed so far for low energy SE detection. They are widely used for detection of particles and have shown timing and spatial resolutions within our requirements. They can cope with VAMOS counting rates. The advantage of these devices is that they can be designed with large area. They have a high durability and offer new perspectives for such applications. The main drawback is that their entrance foil has to be crossed by the relatively low energy, 10 keV, SE.

- *Principles of gas Secondary Electron Detectors (SED)*

¹à paraître dans Nucl. Instr. and Meth A, Proceedings of the Vth Position Sensitive Detector Conference, Londres 1999.

Figure 2 shows the working principles of the detection. The whole setup is placed in a pressure of 10^{-6} mbar. A ^{252}Cf collimated source provides α and fission fragments. A surface barrier silicon detector is used to detect the ions emerging out of the emissive foil. The detection device can be separated in three parts : the emissive foil, the electrostatic guiding system and the SED itself.

The emissive foil

The emissive foil is a thin ($50\mu\text{g}/\text{cm}^2$) carbon foil of 25mm diameter. Experiments [91] give the number of SE produced per ions from a ^{252}Cf source and passing through a $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ foil in the forward direction. In this case, α particles yield an average of 2.8SE, while fission fragments ($\bar{E} = 90\text{MeV}$; $\bar{M} = 120$) 200SE. The number of SE, produced by an ion crossing an emissive foil, is roughly proportional to its linear energy loss, that is proportional to $Z^2/(E/M)$, where Z is the atomic number of the ion, E its energy and M its mass. Obviously the detector performance is strongly dependent on this number.

The guiding system

To hold the electrostatic field between the emissive foil and the detector, we used two golden plated tungsten wire planes (97% transparency). The emissive foil was set at a high negative potential. The grids are on both sides 4mm apart and ensure a high extraction potential. The entrance foil of the SED is placed 100mm away in the forward direction. It was metallized and grounded. For most of our tests, the emissive foil was set to -10kV and the wire planes to -9.5kV . These values were not optimized because their relative influence on our detector resolution was negligible. Additionally, a 3D simulation of this field was performed to estimate the dispersion in time of flight and position of the emitted electrons from the foil [76]. It was shown that this cause is negligible toward the detector resolution.

The Secondary Electron Detector

The SED (see figure 2) is largely based on the CATS, a gaseous tracking detector for heavy ions [88]. It operates like a classical low-pressure gas tracking detector (see *e.g.* Breskin [28]). The amplification of the signal, due to high E/P (electric field over pressure) occurs in two different regimes : the parallele plate region in the constant field zone, which is predominant, and a multiwire like multiplication region in the vicinity of the wires. Due to the lack of precise measurements, it is very difficult to estimate the amplification of electrons inside the detector. Tests performed with an ^{241}Am alpha source give a gain of the order of 10^4 . It consists of two elementary cells with a common anode. The active area is $60\text{mm}\times 60\text{mm}$. The anode is a plane of goldened tungsten wires of $10\mu\text{m}$ diameter and with 1mm pitch. The wires are connected together and are put through a $10\text{M}\Omega$ resistance to a positive voltage from 600V to 800V. This anode is placed between the two

grounded cathodes. One of them is the entrance foil, a $0.9\mu\text{m}$ Mylar film that is aluminized on both sides. The other is a printed circuit with gold coated copper strips with a 3.81mm pitch. These strips are orthogonal to the wires. The gaps between the anode and the cathodes wires have been set to 3.2mm for the tests. The detector was filled with pure isobutane at a pressure from 4 to 10Torr .

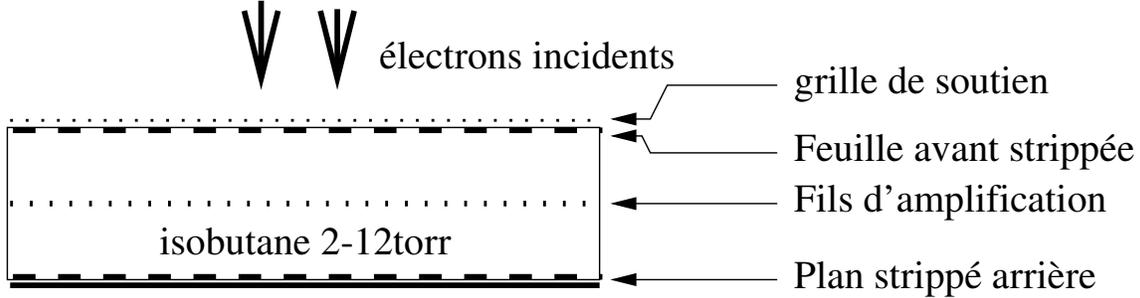


FIG. 2 – Experimental setup of SED coupled with an emissive foil

Electronics

The wire plane is set to high positive voltage through high resistances and to the ground through a 10nF capacitance. It is also linked through a capacitance of 1000pF with a fast voltage amplifier (gain= 200) set out of the vacuum chamber. A time signal and a rough charge signal are extracted. The time pulse is given by a Ganelec FCC8 Constant Fraction Discriminator.

Each strip is connected to a differential integrator of 0.4V/pC (also out of the vacuum chamber) and then to a common mode amplifier with gain of 1 or 6.

The experimental setup is triggered by a fast time signal given by the silicon detector. This fast signal and the time signal of the SED give the time of flight of the ions from the foil to the silicon detector.

• *Results*

Efficiency of detection and time resolution

The efficiency of the detector depends on the different parts of the detection system. The first limit is the number of SE emitted from the foil, which is related to the nature of the foil and of the incoming ions. According to the simulation, SE are not lost during their transport to the SED, but there is a strong backscattering on the mylar foil (12% at 10keV on $0.9\mu\text{m}$ Mylar). For example, with a $0.55\mu\text{m}$ thick mylar film, the efficiency is 80% for 6.11MeV α , and it drops to 60% if the thickness of the foil increases to $0.9\mu\text{m}$. The energy of the SE plays also an important role in this process, the efficiency increasing with the energy. Finally, the detection threshold depends on the signal amplitude in the SED.

The results are shown in figure 3. The tests were performed with a ^{252}Cf source

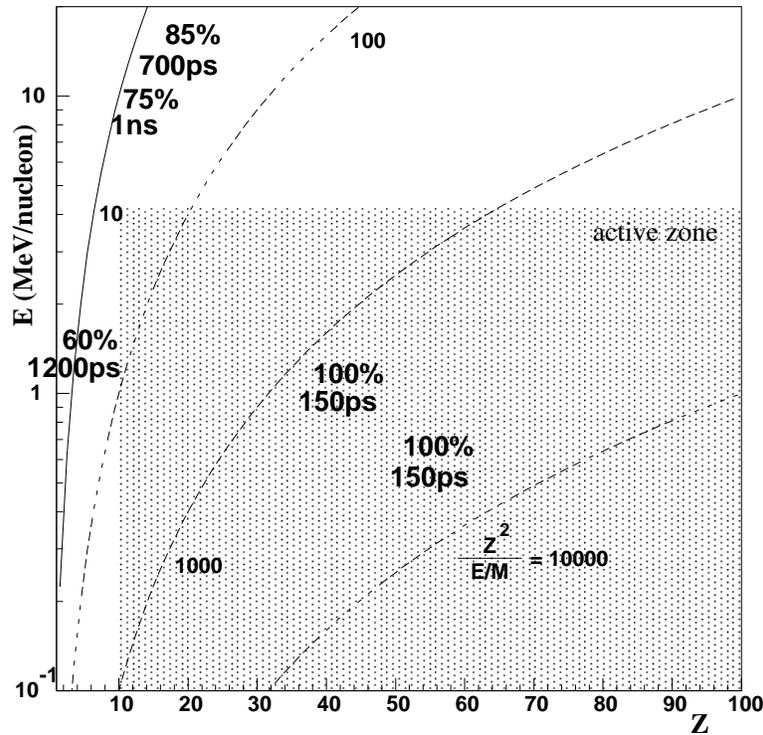


FIG. 3 – Efficiency and time resolution for different ions of given atomic number Z and energy E . The useful zone for VAMOS detection is dotted. Lines are drawn for constant $Z^2/(E/M)$.

and with beams of ^{12}C at 10AMeV/n and ^{12}Mg at 13AMeV provided by the GANIL accelerator. The dotted zone in the figure indicates the conditions of detection for the VAMOS spectrometer. It shows that the efficiency increases with $Z^2/(E/M)$, that is to the number of SE produced by the foil. Efficiency is always 100% for fission fragments. For less ionizing particles, it increases with pressure. Further tests will be done for ions with $Z^2/(E/M)$ around 100.

As well as the efficiency, the time resolution improves with the number of SE as shown also in figure 3. On the other hand, best results were obtained for the time resolution at low pressure, where the efficiency is reduced. For example at 4Torr the time resolution by using α 's is 700ps (FWHM) and the efficiency is 40%, while at 6Torr they are 1200ps and 60%, respectively. For fission fragments, the time resolution is of the order of 150ps between 4 and 6Torr for a constant 100% efficiency. Thus a compromise has to be considered between a low time resolution but a high efficiency.

Spatial resolution

Unlike conventional gas detectors, the ionization in the SED is not produced by the incident ion but by SE. Due to their low mass and energy, they undergo a very strong straggling in crossing the entrance foil. Simulations show that for 10keV electrons going through a $0.9\mu\text{m}$ Mylar foil, the angular straggling is around 15° FWHM [100] and the energy loss is 3.1keV [105]. This leads to a large spot in the detector and a consequent high multiplicity in the strips hit. As a consequence a charge distribution was obtained on the strips, from which the position was extracted by center of gravity calculations [70].

Localization tests were made only for fission fragments. The collected charge with α particles proved to be too low for any meaningful measurement. In our first tests, the charge distribution was 31mm FWHM. The signal to noise ratio was no better than 2. The estimated resolution was 8mm. To reduce the size of the charge distribution, we tried several modifications. We reduced the thickness of the entrance foil to $0.55\mu\text{m}$, but this had no visible effect on the spatial resolution. The second step was to reduce the distance between the entrance foil and the stripped cathode which was essentially due to the bulging of the foil under pressure. It reached 7mm at the center. We remove this bulging by sustaining the foil. This reduced the charge dispersion to 20mm (see figure 4), and the resolution to 3mm for a total active gap of $2 \times 3.2\text{mm}$.

- *Conclusions*

The use of a low-pressure gas detector in conjunction with an emissive foil for time and position ion measurements is possible with good results. Localization presents more difficulty, mainly due to the strong straggling of SE in the entrance foil. The performance of the detector depends strongly on the number of SE, *i.e.* on the nature of the ions and of the foil.

As far as our application is concerned (VAMOS detection), the efficiency and time resolution of 100% and 150ps respectively for fission fragments are adequate. Our other measurements with less ionizing ions are worse but not in the operational zone of VAMOS. A spatial resolution of 3mm is at the upper limit of what is required, according to the 10^{-3} momentum resolution of the spectrometer and its 3cm/% dispersion. A future implementation is to reduce the thickness of the detector. We believe this will further reduce the straggling effects and accordingly the spatial resolution.

We would like to thank Pr. A. Pakou for a careful reading of the text.

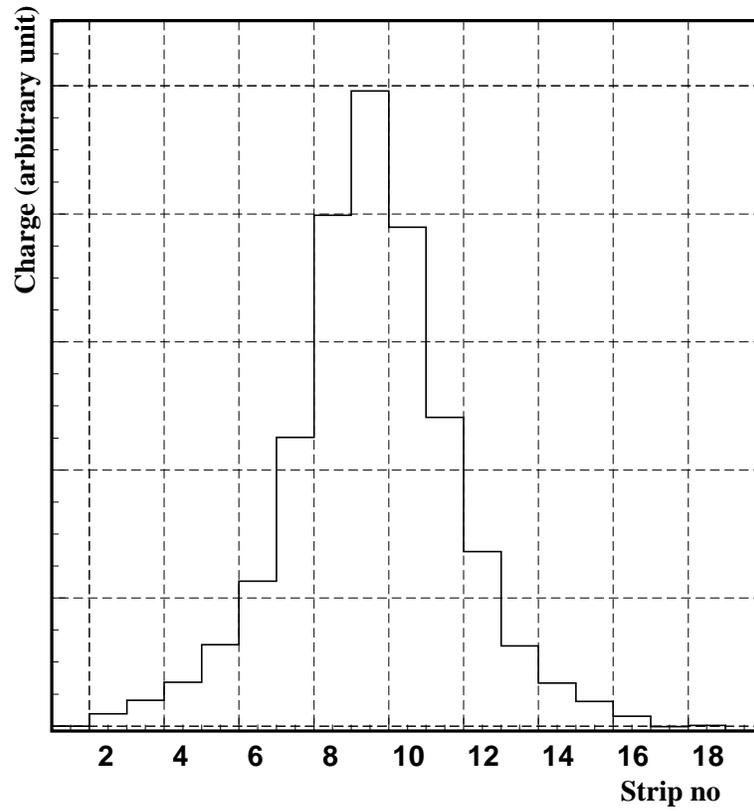


FIG. 4 – Average charge on each strip with ^{252}Cf fission fragments through the emissive foil.

Bibliographie

Références

1. Y. Abe & al., *On stochastic approaches of nuclear dynamics*, Phys. Rep. **187** (1995) 49.
2. R. Anne & al., *Multiple angular scattering of heavy ions ($^{16,17}\text{O}$, ^{40}Ar , ^{86}Kr and ^{100}Mo) at intermediate energies (20–90 MeV/A)*, Nucl. Instr. and Meth. **B34** (1988) 295–308.
3. G. C. Baldwin & G. S. Klaiber, *Photo-fission in heavy elements*, Phys. Rev. **71** (1947) 3–10.
4. R. A. Baragiola, *Heavy Particle Induced Electron Emission from Solids*, Nucl. Instr. and Meth. **B78** (1993) 223.
5. J. Barrette & al., *Coulomb excitation of giant resonances in ^{208}Pb by $E=84\text{ MeV/A }^{17}\text{O}$ projectiles*, Phys. Lett. B **209** (1988) 182–186.
6. J. R. Beene & al., *Heavy ion coulomb excitation and photon decay of the giant resonances in ^{208}Pb* , Phys. Rev. C **39** (1989) 1307–1319.
7. J. R. Beene & al., *Heavy ion coulomb excitation and photon decay of the giant dipole resonance in ^{208}Pb* , Phys. Rev. C **41** (1990) 920–932.
8. S. N. Belyaev & al., *Structure in the cross-section for the reaction $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$* , Sov. J. Nucl. Phys. **55** (1992) 157–161.
9. Z. W. Bell, L. S. Cardman & P. Axel, *Fine structure of the ^{208}Pb photoneutron cross section between 9.9 and 11,2 MeV*, Phys. Rev. C, **25** (1982) 791–803.
10. U. E. P. Berg & U. Kneissel, *Recent progress on nuclear magnetic dipole excitation*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 33–69.
11. B. L. Bermann & S. C. Fultz, *Measurements of the giant dipole resonance*, Rev. Mod. Phys., Vol. **47** (1975) 736.
12. G. F. Bertsch & al., *Damping of single particle states and giant resonances in ^{208}Pb* , Phys. Lett. **80B** (1979) 161–165.
13. F.E. Bertrand & al., *Giant resonance structure in ^{208}Pb measured using the (p, p') reaction at 334 MeV*, Phys. Rev. C **34** (1986) 45–59.
14. F.E. Bertrand & al., *Heavy ions excitation of giant resonances - The next generation*, Nucl. Phys. **A482** (1988) 287c–304c.
15. P. Bertrand, GANIL, communication privée (1998).

16. M. Berz & al., *COSY 5.0, the fifth order code for the design of corpuscular optical systems*, Nucl. Inst. and Meth. **A258** (1987) 402–406.
17. M. Berz, *Arbitrary order description of arbitrary particle optical systems*, Nucl. Inst. and Meth. **A298** (1990) 426–440.
18. M. Berz, *Computational Aspects of Optics Design and Simulation : COSY INFINITY*, Nucl. Inst. and Meth. **A298** (1990) 473–479.
19. L. Bianchi & al., *SPEG : an energy loss spectrometer for GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 509–520.
20. Y. Blumenfeld & al., *MUST : a silicon strip detector array for radioactive beam experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A421** (1999) 471–491.
21. L. Bonsten & al., *Angular distribution of electrons ejected by charged particles*, Nucl. Instr. and Meth. **A421** (1999) 471–491.
22. P. F. Bortignon & R. A. Broglia, *Role of the nuclear surface in a unified description of the damping of single-particle states and giant resonances*, Nucl. Phys. **bf A371** (1981) 405–429.
23. W. Bothe & W. Gentner, *Atomumwandlungen durch γ -Strahlen*, Z. Phys. **106** (1937) 236.
24. A. Breskin & al., *A fast, bidimensional position-sensitive detection system for heavy ions*, Nucl. Instr. and Meth. **146** (1977) 461–463.
25. A. Breskin & N. Zwang, *A simple and accurate method for bidimensional position read-out of parallel plate avalanche counter*, Nucl. Instr. and Meth. **148** (1978) 275–281.
26. A. Breskin, R. Chechik & N. Zwang, *Heavy ions timing with very low pressure MWPC*, Nucl. Instr. and Meth. **165** (1979) 125–127.
27. A. Breskin & al., *Properties of very low pressure multiwire proportionnal chambers*, IEEE Transactions on Nucl. Sci., Vol. NS-27, No.1 (1980) 133–138.
28. A. Breskin, *Progress in low pressure gaseous detector*, Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 11–21.
29. D. M. Brink, *Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect*, Nucl. Phys. **4** (1957) 215–220.
30. R. A. Broglia & al., *Collective effects in the damping width of giant resonances*, Phys. Lett. **101 B** (1981) 135–138.
31. H. Brösicke, *Parallelplattenlawinenzähler zum Nachweis schwerer Ionen*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Heidelberg (1976).
32. A. Bohr & B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, W. A. Benjamin, Inc. (1969).
33. F. Bush & al., *A Position-Sensitive Transmission Time Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **171** (1980) 71–74.
34. F. R. Buskirk & al., *Evidence for E2 resonances at high excitation energies in ^{208}Pb* , Phys. Lett. **42B** (1972) 194–196.

35. G. Charpak & F. Sauli (CERN). 1979., *Multiwire proportionnal chambers and drift chambers*, Nucl. Instr. & Meth. **162** (1979) 405–428.
36. R. Chechik & al., *First results on the GEM operated at low gas pressures*, Nucl. Instr. & Meth. **A419** (1998) 423–428.
37. C. Chianelli & al, *Weakly ionizing charged particle detectors with high efficiency using transitory electronic secondary emission of porous CsI*, Nucl. Instr. and Meth. **A273** (1988) 245–256.
38. H.-G. Clerc & al., *Heavy-Ions induced secondary electron emission – A possible method for Z-identification*, Nucl. Instr. and Meth. **113** (1973) 325–331.
39. D. Disdier & al., *CRN Strasbourg, Rapport d'activité* (1985) 112.
40. C. Djalali & al., *201MeV proton excitation of giant resonances in ^{208}Pb* , Nucl. Phys. **A380** (1982) 42–60.
41. A. Drouart & al., *A gas secondary electron detector*, à paraître dans Nucl. Instr. and Meth. A, dans les Proceedings of the V^{th} Position Sensitive Detector conference.
42. S. Drożdż & al, *The nuclear response within extended RPA theories*, Physics Reports vol. **197** No 1 (1990).
43. E. Durant, *Electrostatique*, Tome II, Masson & C^{ie}, Editeurs (1966) 279–281.
44. T. Ericson, *A theory of fluctuations in nuclear cross sections*, Annals of Phys. : **23** (1963) 390–414.
45. G. A. Erskine, *Electrostatic problems in multiwire proportional chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **105** (1972) 565–572.
46. J. Eyal and H. Seltzer, *Two dimensional position sensitive transmission parallel plate avalanche counter*, Nucl. Inst. and Meth. **155** (1978) 157.
47. W. Eyrich & al., *Decay of the isoscalar giant resonances in ^{208}Pb* , Phys. Rev. Let. **43** (1979) 1369–1372.
48. F. Folkmann & al., *Continuous electron energy spectra ejected from solid carbon targets bombarded with light and heavy ions*, Z. Physiscs A **275** (1975) 229–233.
49. G. W. Fraser, *The Electron Efficiency of Microchannel Plates*, Nucl. Instr. and Meth. **206** (1983) 445-449.
50. H. J. Fullbright, *Ionization Chambers*, Nucl. Instr. & Meth. **162** (1979) 21–28.
51. E. Gatti & al., *Optimum Geometry for strip cathodes or grids in MWPC for avalanche localization along the anode wires*, Nucl. Instr. and Meth. **163** (1979) 83–92.
52. Y. Giomataris, *Development and prospects of the new gaseous detector MICROMEGAS*, Nucl. Instrum. & Meth. **A419** (1998) 239-250.

53. M. Goldhaber & E. Teller, *On nuclear Dipole Vibrations*, Phys. Rev. **74** (1948) 1046.
54. M. N. Harakeh & al., *Direct evidence of a new giant resonance at $80A^{-1/3}$ MeV in the Lead region*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 676–679.
55. Hayward & al., *Giant multipole Resonances*, Nuclear Science Research Conference Vol **1** (1980) 275.
56. S. Hippler & al., *The ion induced electron yield as a function of target material*, Nucl. Instr. & Meth. **B34** (1988) 518.
57. A. Herzenberg & R. Phythian, *The hydrodynamic and the shell model*, Nucl. Phys. **59** (1964) 529–550.
58. R. C. Hwa, *Entropy index as a measure of heartbeat irregularities*, Physics/9809041.
59. T. Joy, *Simulation of heavy ion scattering at strippers in beam optics calculations for tandem Van de Graaf accelerators*, Nucl. Instr. and Meth. **106** (1973) 237–240.
60. S. Kamerdzhiev & al., *Calculations of E1 resonances in ^{40}Ca , ^{48}Ca and ^{208}Pb including $1p-1h\otimes$ phonon configurations*, Phys. Lett. **B267** (1987) 12–16.
61. S. Kamerdzhiev & al., *Microscopic description of the giant electric-dipole resonance in magic nuclei*, Nucl. Phys. **A555** (1993) 90–108.
62. S. Kamerdzhiev & al., *Fine structure of the giant isoscalar quadrupole resonance in ^{208}Pb observed in high resolution (e,e') and (p,p') experiments*, Phys. Rev. C, **55** (1997) 2101–2104.
63. G. Kilgus & al., *Isoscalar quadrupole giant resonance in ^{208}Pb : a statistical analysis of high resolution inelastic electron scattering spectra*, Z. Phys. A **326** (1987) 41–50.
64. G. Kühner & al., *Electroexcitation of ^{208}Pb , distribution of electric dipole and quadrupole strength and fragmentation of the isoscalar quadrupole resonance* Phys. Lett. **104B** (1981) 189–193.
65. D. Lacroix, P. Chomaz & S. Ayik, *Finite temperature nuclear response in the extended random phase approximation*, Phys. Rev. C **58** (1998) 2154–2160.
66. D. Lacroix, *Aspects quantiques et dissipatifs dans la structure et la dynamique nucléaires*, Thèse, Université de Caen, GANIL T 99 01.
67. D. Lacroix & Ph. Chomaz, *Multiscale fluctuations in nuclear response*, Phys. Rev. C **60** (1999) 064307.
68. D. Lacroix & al., *Multiple scales in the fine structure of the isoscalar giant quadrupole resonance in ^{208}Pb* , Phys. Lett. **B479** (2000) 15–20.
69. V. Lapoux, *Étude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de $^{10,11}\text{Be}$ et ^6He sur des cibles de protons et carbone aux énergies du GANIL*, Thèse de doctorat, CEA Saclay, DAPNIA/SPhN-98-05T.

70. Kwong Lau & Jörg Pyrlík, *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chamber*, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 298–309.
71. W. Leo, *Techniques for Nuclear and particles physics experiments*, 2nd Ed., Springer–Verlag (1994)
72. B. Leskovar, *Microchannel plates*, Physics Today **30**(11) (Nov. 1977) 42–49.
73. M. Lieuvín, *First Beam accelerated in CIME*, Nouvelles du GANIL **62** (Juin 1998) 8–11.
74. R. Liguori-Neto et al., *Excitation of giant resonances in ^{208}Pb , ^{120}Sn , ^{90}Zr , ^{60}Ni by $84\text{ MeV/A }^{17}\text{O}$ ions*. Nucl. Phys. A **560** (1993) 733.
75. J. Lisantti & al., *Spin flip probabilities in ^{208}Pb measured with 200 MeV protons*, Phys. Rev. C **144** (1991) R1233
76. G. Lobo, CEA-Saclay DSM/DAPNIA/SPhN (actuellement IRMM, Retieseweg B-2440 Geel, Belgium, mailto :lobo@irmm.jrc.be) communication privée.
77. S. Manson & al., *Energy and angular distribution of electrons ejected from helium by fast protons and electrons : Theory and experiments*, Phys. Rev. A **12**, no1 (1975) 60.
78. C. Mazur, CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SED, communication privée.
79. F. Meot, S. Valero, *Zgoubi Users' Guide Version 4*, Fermi National Accelerator Laboratory Report, FERMILAB-TM-2010.
80. W. Mittig, *Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs*, École Joliot–Curie de physique nucléaire (1994) 147.
81. W. Mittig, *Definition of a large acceptance spectrometer for SPIRAL*, Nouvelles du GANIL **65**, 3 (1997) 4.
82. T. Mukoyama, *Range of electrons and positrons*, Nucl. Instr. and Meth. **134** (1976) 125–127.
83. L. Nalpas, CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN, communication privée.
84. National Institute of Standards and Technology.
<http://physics.NIST.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
85. O. H. Odland & al., *A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles*, Nucl. Instr. and Meth. A **378** (1996) 149–154.
86. S. Ottini, *Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons ^{48}Ca . Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des faisceaux radioactifs : MUST et CATS*. Thèse, DAPNIA/SPhN-98-01T (1998).
87. S. Ottini, GANIL internal report (1999).
88. S. Ottini & al., *CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. A **431** (1999) 476–484.

89. L. Pages & al., *Energy loss, range and bremsstrahlung yield for 10 keV to 100 MeV electrons in various elements and chemical compounds*, Atomic Data **4** (1972) 1–127.
90. C. N. Papanicolas, *Low energy experiments with continuous electron and photon beams*, Nucl. Phys. **A446** (1985) 249c–258c.
91. K. E. Pferdekämpfer and H.-G. Clerc, *Energy spectra of secondary electrons ejected by ions from foils*, Z. Physik A **280** (1977) 155–164.
92. R. Pitthan & F. R. Buskirk, *Isospin of fine structure between 8 and 12 MeV in ^{208}Pb and its implication for the multipole assignment of the 8.9 MeV resonance*, Phys. Rev. C **16** (1977) 983–987.
93. V. Yu. Ponomarev & al., *Microscopic origin of the giant resonance structure*, Nucl. Phys. **A569** (1994) 333c–342c.
94. J. Pouthas & al., *INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. **A 357** (95) 418.
95. J. C. Putaux & al., *Graphite Target for the SPIRAL project*, Nucl. Instr. and Meth. B **126** (1996) 113–116.
96. J. Raynal, *Recurrence relations for distorted-wave Born approximation Coulomb excitation integrals and their use in coupled channel calculations*, Phys. Rev. C **23** (1981) 2571–2585.
97. Ph. Rebourgeard, *Détecteurs à scintillation*, Cours de DEA Modélisation et instrumentation en physique, Nov. 1995.
98. P. Ring & P. Schuck, *The nuclear many body problem*, Springer–Verlag (1980).
99. H. Rothard & al., *Secondary electron yield from thin foils : a possible probe for the electronic stopping power of heavy ions*, Phys. Rev. A **41** (1990) 2521–2535.
100. F. Salvat & al., *A Monte-Carlo program to simulate the penetration and energy loss of keV electrons through matter*, Computer Phys. Comm. **42** (1986) 93.
101. Š. Šaro & al., *Large size foil–microchannel plate timing detector*, Nucl. Instr. and Meth. A **395** (1996) 520–526.
102. G.R. Satchler, *Isospin and macroscopic models for the excitation of giant resonances and other collective states*, Nucl. Phys. **A472** (1987) 215–236.
103. H. Savajols & the VAMOS collaboration. *VAMOS : a VArIable MOde high acceptance Spectrometer*, Nucl. Phys. **A654** (1999) 1027c–1032c.
104. H. L. Seifert & al., *Increased secondary electron yield from Thin CsI coating*, Nucl. Instr. and Meth. A **292** (1990) 533–534.
105. S. M. Seltzer & M. J. Berger, *Improved Procedure for Calculating the Collision Stopping Power of Elements and Compounds for Electrons and Positrons*, Int. J. of Applied Rad. **35** (1984) 665. (Hayward 1980 [55])

- 106.** N. K. Sherman & al., *Photoneutron fine structure in ^{208}Pb and multipole resonance* Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1215–1219.
- 107.** J. Speth & al., *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, Int. Rev. of Nucl. Phys., Ed. World Scientific, **Vol 7** (1991).
- 108.** W. Starzecki & al., *A compact time-zero detector for mass identification of heavy ions*, Nucl. Instr. & Meth. **193** (1982) 499–505.
- 109.** R.D. Starr, P. Axel & L. S. Cardman, *Elastic photon scattering between 9.5 and 12 MeV in ^{208}Pb and ^{209}Pb* , Phys. Rev. C **25** (1982) 780.
- 110.** H. Steinwedel & J. H. D. Jensen, Z. Naturforsch. **5a** (1950) 413.
- 111.** E. J. Sternglass, *Theory of Secondary electron emission by high-speed ions*, Phys. Rev. **108** (1957) 1–12.
- 112.** T. Suomijärvi & al., *Excitation of giant resonances in $^{20}\text{Ne}+^{90}\text{Zr}$ and ^{208}Pb inelastic scattering at 40 MeV/u*, Nucl. Phys. **A491** (1989) 314–336.
- 113.** A. Veyssièrè & al., *Photoneutron cross section of ^{208}Pb and ^{197}Au* , Nucl. Phys. **A159** (1970) 561–576.
- 114.** C. W. Williams, W. E. Kiker & H.W. Schmitt, Rev. Sci. Instr. **35** (1964) 1116.
- 115.** J. Winchenbach & al., *Doorway-state analysis of the fine structure in the giant quadrupole resonance in ^{208}Pb observed in inelastic electron scattering*, Nucl. Phys. **A410** (1983) 237–253.
- 116.** D. H. Youngblood & al., *Giant resonances observed in the scattering of 96 and 115 MeV alpha particles*, Phys. Rev. C **13** (1996) 994–1008.

Résumé

Structures fines des résonances géantes dans le ^{208}Pb et conception de la détection pour le spectromètre VAMOS

Ce mémoire présente les résultats de l'analyse d'une expérience de diffusion d'ions lourds visant à révéler la structure fine dans le spectre des résonances géantes du ^{208}Pb . Les nouvelles chambres à dérive haute-résolution du spectromètre magnétique SPEG sont utilisées. Une méthode de reconstruction des trajectoires a été étudiée. Elle permet de pallier à un défaut de calibration ou à des pistes défaillantes.

La résolution sur l'énergie d'excitation obtenue est de 150 keV, contre 500 keV pour les expériences précédentes. Plusieurs structures ont été mises en évidence. Les énergies coïncident avec des mesures réalisées avec d'autres sondes et avec des calculs théoriques. L'étude de la multipolarité de ces fluctuations a permis d'associer les structures de basse énergie avec la résonance dipolaire. Les incertitudes trop grandes sur les fluctuations d'énergie supérieure ne permettent pas de trancher. La méthode de mesure de l'index d'entropie a été appliquée sur les spectres, mais la statistique est insuffisante pour conclure. Toutefois, ce type d'analyse semble applicable à la mesure de résolution de détecteur.

Ce travail détaille également la conception du système de détection du spectromètre VAMOS pour l'accélérateur SPIRAL. Les performances des différentes configurations sont estimées.

Ce système emploie des chambres à dérive semblables à celles utilisées sur SPEG, mais adaptées aux basses énergies de SPIRAL. Il comprend également des feuilles émissives associées à des détecteurs à gaz basse-pression, utilisés pour la première fois pour la détection d'électrons secondaires. L'émission des électrons, leur guidage et leur amplification dans le détecteur sont étudiés. Ces détecteurs ont montré une efficacité de détection de 100% pour les fragments de fission du Californium et de 70% pour les particules alpha de 6 MeV. Ils possèdent une très bonne résolution temporelle de 200 ps et une résolution spatiale de 2 mm.

Summary

Fine Structures of the Giant Resonances in ^{208}Pb and Conception of the VAMOS Spectrometer Detection System.

This work presents the results of the analysis of an heavy ion scattering experiment aiming at the detection of the fine structures in the giant resonance spectra in ^{208}Pb . The new high resolution drift chambers of the SPEG magnetic spectrometer were used for the first time. A position reconstruction method has been studied, which allows correction of bad calibration or missing strip signal. The energy resolution has reached 150 keV, against 500 keV in the previous experiments. Several structures appear in the spectra. Their energies match the results from measurements previously done with different probes and from theoretical calculations. The study of their multipolarities show that low energy fluctuations can be associated with the dipolar resonance. The uncertainties on the higher energy structures don't allow any conclusion. The entropy index method was unsuccessfully applied the the data due to the lack of statistics. Nevertheless, this method seems to be useful for the measurement of detector resolution.

This work describes also the conception of the detection system for the VAMOS magnetic spectrometer for the SPIRAL accelerator. The capacities of the different configurations are estimated.

This system includes drift chambers similar to the SPEG chambers and adapted to the low energy of SPIRAL beams. It also uses a new kind of emissive foil detectors. They combine emissive foils with low pressure gaseous detectors to detect secondary electrons. The emission of the electrons, their acceleration and amplification in the detectors have been studied. The devices have a high efficiency detection of 100% for Californium fission fragments and 70% for 6 MeV alpha particles. Their excellent time resolution is 200 ps, and their spatial resolution is 2 mm.