

Techniques expérimentales

Patricia Roussel-Chomaz

GANIL

CNRS/IN2P3,CEA/DSM

Boulevard Henri Becquerel

14000 CAEN

Résumé

Ce cours présente les techniques expérimentales qui ont été développées au cours des 10 ou 15 dernières années, pour pouvoir réaliser une nouvelle génération d'expériences avec les noyaux exotiques, dans lesquelles les réactions induites par ces noyaux permettent d'extraire des informations sur leur structure. Un bref rappel des méthodes de production des faisceaux secondaires sera fait, avec quelques exemples d'accélérateurs en fonctionnement ou en projet. Les développements importants réalisés ces dernières années sur les cibles cryogéniques, nécessaires à de nombreuses expériences, seront présentés. Les différents types d'ensembles de détection seront passés en revue, aussi bien les détecteurs de faisceaux avant la cible que les ensembles de détecteurs pour les différents types de particules émises au cours de la réaction : spectromètre magnétique pour le fragment du faisceau, ensemble de détection pour la particule de recul de la cible, détecteurs γ . Enfin quelques exemples typiques d'expériences seront donnés tout au long du cours, pour illustrer l'utilisation de chacun de ces détecteurs, soit seul, soit en coïncidences avec d'autres.

Abstract

This lecture presents the experimental techniques, developed in the last 10 ou 15 years, in order to perform a new class of experiments with exotic nuclei, where the reactions induced by these nuclei allow to get information on their structure. A brief review of the secondary beams production methods will be given, with some examples of facilities in operation or under project. The important developments performed recently on cryogenic targets will be presented. The different detection systems will be reviewed, both the beam detectors before the targets, and the many kind of detectors necessary to detect all outgoing particles after the reaction : magnetic spectrometer for the heavy fragment, detection systems for the target recoil nucleus, γ detectors. Finally, several typical examples of experiments will be detailed, in order to illustrate the use of each detector either alone, or in coincidence with others.

Plan du document écrit

1. Introduction
2. Réactions directes avec les faisceaux secondaires
3. Méthodes de production des faisceaux secondaires
 - 3.1 Méthode ISOL
 - 3.2 Méthode en vol
 - 3.3 Les machines de demain
4. Les cibles
5. Détecteurs de faisceau
6. Détection du fragment lourd : spectromètre magnétique
7. Détection du recul léger
 - 7.1 Ensembles de détecteurs solides
 - 7.2 Détecteur gazeux :cible active MAYA
 - 7.2.1 Présentation générale
 - 7.2.2 Analyse des données
8. Détection des rayonnements γ .
9. Exemples d'expériences
 - 9.1 Spectromètre + Détecteurs de rayonnements γ
 - 9.1.1 Distributions en moments et coïncidences g
 - 9.1.2 Spectroscopie en vol : méthode de double fragmentation
 - 9.1.3 Réactions profondément inélastiques
 - 9.2 Spectromètre + Détecteurs pour particules chargées de recul
 - 9.3 Spectromètre + Détecteurs γ + particules chargées
 - 9.4 Spectromètre + Détecteurs γ + particules chargées + Neutrons
10. Conclusion

1. Introduction

Ce cours vise à présenter les techniques employées dans les expériences portant essentiellement sur les réactions directes, puisque ce sont ces dernières qui correspondent le mieux au titre choisi pour l'Ecole : « Les réactions nucléaires comme sonde de la structure ».

Sous l'appellation de réactions directes, on regroupe les réactions qui procèdent de l'état initial à l'état final en une seule étape, par opposition aux réactions avec formation de noyau composé. Ce sont les réactions suivantes (pour une description détaillée de ces réactions, voir [Sat]):

- la diffusion élastique : elle permet d'obtenir des informations sur le potentiel d'interaction nucléaire dans la cadre du modèle optique, qui est un ingrédient indispensable pour les calculs des diffusions inélastiques et des réactions de transfert.
- la diffusion inélastique : elle est, d'une part, une source d'information sur les schémas de niveaux des noyaux considérés et permet, d'autre part, de déduire les déformations des noyaux et les éléments de transition Mn et Mp [Ala]. L'excitation électromagnétique (Coulombienne sur cible lourde) permet d'obtenir des informations sur les déformations des protons, alors que la diffusion inélastique sur une cible légère (proton, Be, C) donnera des informations sur les neutrons.
- les réactions de transfert ou les réactions de dissociation : dans les deux cas, ces réactions permettent de déterminer la structure microscopique de l'état fondamental et des états excités du noyau d'intérêt, même lorsqu'il n'est pas lié. Les réactions de transferts ont des sections efficaces importantes à des énergies relativement basses (environ 30 MeV/nucléon) alors que les réactions de dissociation sont utilisées à plus haute énergie, au-delà de 100 MeV/nucléon. Les réactions de dissociation ont été traitées dans le cadre de cette Ecole par Daniel Baye pour la partie théorique et par Dolores Cortina-Gil pour la partie expérimentale. Les exemples de ce cours seront donc dans la majorité liés aux réactions de transfert.

Sauf pour le cas des réactions de dissociation, ces réactions sont toutes des réactions à deux corps où les caractéristiques cinématiques des deux fragments en voie de sortie sont entièrement déterminées par les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Les informations recherchées sur la structure des noyaux peuvent être obtenues à partir des spectres en énergie et des distributions angulaires des fragments dans la voie de sortie. Plus précisément, l'énergie d'excitation des états peuplés est obtenue à partir de la mesure de la chaleur de réaction Q . La forme des distributions angulaires est déterminée par la multipolarité de la transition. Enfin les valeurs absolues des sections efficaces permettent d'obtenir les valeurs des facteurs spectroscopiques, en les comparant aux calculs réalisés dans le cadre de calculs utilisant le formalisme de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation), ou des voies couplées (voir cours de Nick Keeley à cette Ecole).

En dehors de ces réactions directes, les réactions profondément inélastiques et de fusion permettent également d'accéder à des régions de la carte des noyaux, intéressantes en termes d'exotécité (noyaux de masses intermédiaires riches en neutrons, superlourds). Toutefois ces réactions sont utilisées seulement pour la production de ces noyaux et ne permettent pas, en tant que réactions, d'obtenir des informations sur la structure des noyaux produits.

2. Réactions directes avec les faisceaux secondaires

Les réactions directes ont été utilisées dès les années 1950 (voir cours de B. Fernandez à cette Ecole) pour étudier la structure des noyaux stables. A l'époque, un faisceau de particules légères (proton, deuton, α , électron) était envoyé sur une cible formée des noyaux d'intérêt.

Avec les noyaux exotiques, les rôles de la cible et du faisceau doivent être inversés [Mit,Win]. C'est le noyau qui forme le faisceau qui doit être étudié, et pour obtenir des informations les moins ambiguës, il vaut mieux le faire interagir avec une cible de structure très simple et bien connue : c'est pour cela que les expériences utilisent en général des cibles de protons, deutons ou ^4He . On parle alors de cinématique inverse, où un faisceau de noyaux lourds est envoyé sur une cible de noyaux légers. Les dispositifs expérimentaux doivent être adaptés aux conditions cinématiques correspondantes. Les figures 2.1 et 2.2 présentent les courbes cinématiques de quelques réactions typiques, pour l'éjectile lourd (fig 2.1) et pour le recul léger (fig 2.2).

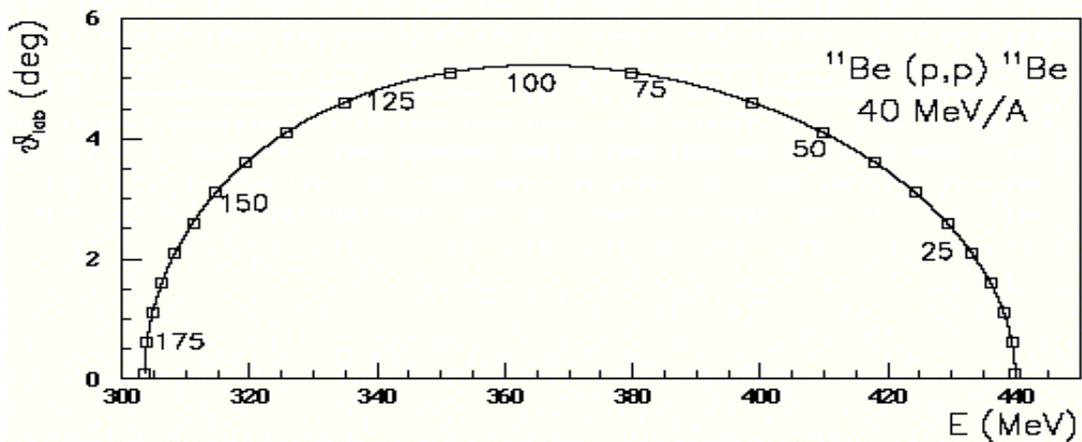


Figure 2.1 : Cinématique de la diffusion élastique $^{11}\text{Be}(p,p)^{11}\text{Be}$. Relation entre l'angle et l'énergie des ^{11}Be ayant subi une diffusion élastique sur une cible de protons à une énergie incidente de 40 MeV/nucléon. Les chiffres sur la courbe correspondent aux angles dans le repère du centre de masse.

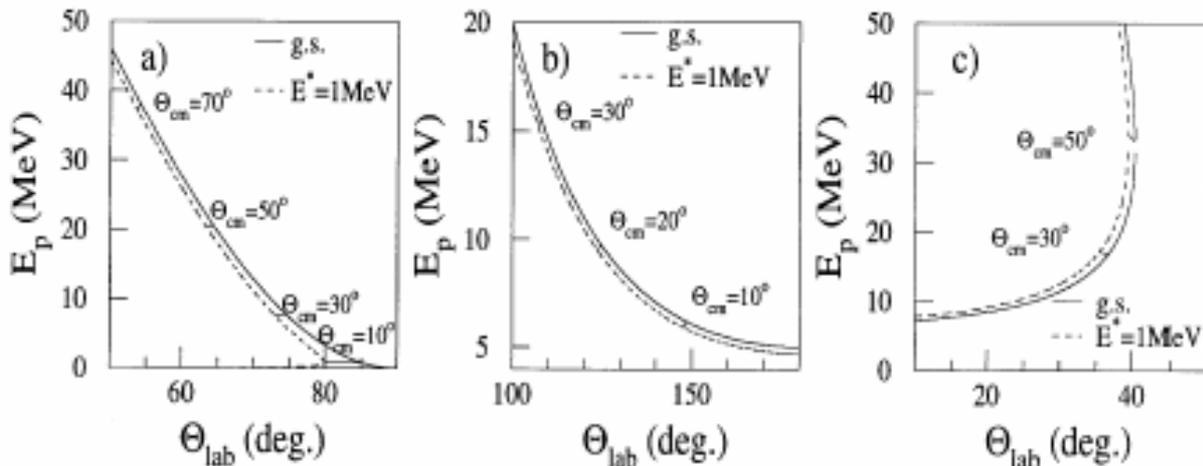


Figure 2.2 (de gauche à droite) : Cinématiques de la diffusion élastique et inélastique $^{32}\text{Mg}(p,p)^{32}\text{Mg}$, de la réaction de stripping $^{32}\text{Mg}(d,p)^{33}\text{Mg}$, et de la réaction de pick-up $^{32}\text{Mg}(p,d)^{31}\text{Mg}$. Relation entre l'angle et l'énergie de la particule légère de recul (p, p, et d, respectivement pour les 3 figures). Les courbes en traits pleins correspondent au cas où les isotopes de Magnésium sont peuplés dans leur état fondamental, celles en traits pointillés correspondent au cas d'un état excité à 1 MeV.

La forme générale des diagrammes cinématiques est déterminée par les masses des particules légères. Ils dépendent peu de la masse du faisceau et de son énergie incidente. Ces figures indiquent que :

- la détection du fragment lourd requiert la mesure d'angles relativement petits dans le laboratoire. Le point positif est qu'une couverture relativement réduite dans le repère du laboratoire permet de couvrir toute la gamme des angles centre de masse (cdm). La contrepartie est que la résolution angulaire nécessaire pour obtenir des distributions angulaires de bonne qualité dans le cdm sera très difficile à atteindre, voire impossible pour les masses supérieures à 10-15, l'angle maximum de détection du fragment lourd variant comme l'inverse de sa masse. De plus, les noyaux exotiques ayant souvent des énergies de séparation du dernier nucléon très faible, la détection du noyau lourd n'est plus possible dès que l'énergie d'excitation est au-dessus de cette énergie de séparation.
- Pour couvrir les régions correspondant aux angles avant dans le centre de masse, où les sections efficaces sont généralement les plus fortes, la détection du noyau de recul léger doit se faire autour de 90° dans le cas de la diffusion élastique et inélastique, aux angles avant dans le cas d'une réaction de transfert de type pick-up : (p,d), (d,t), (d, ^3He), enfin aux angles arrière dans le cas d'une réaction de transfert de type stripping (d,p).
Dans tous les cas, ces angles avant correspondent à des énergies très faibles du noyau de recul. Le système de détection devra donc permettre d'obtenir la plus grande couverture angulaire possible, avoir des seuils très faibles pour la détection des particules de basse énergie, tout en ayant une grande dynamique en énergie pour accéder aux angles cdm plus grands, et enfin avoir une bonne résolution angulaire.
- Dans le cas de noyaux possédant des états liés très proches en énergie d'excitation, seule la détection des rayonnements γ de désexcitation avec des ensembles de détecteurs de haute résolution de type cristaux de Ge permet de séparer ces états, compte-tenu des résolutions intrinsèques des ensembles de détection pour particules chargées et surtout des effets liés à la perte d'énergie des particules chargées dans la cible. Plus précisément, la résolution des ensembles de détecteurs pour particules légères chargées que nous verrons par la suite est toujours limitée par la différence entre les pertes d'énergie de la particule incidente et l'éjectile.

Les ensembles de détection utilisés dans les expériences portant sur les études de spectroscopie de noyaux exotiques par réactions directes sont dans la plupart des cas constitués d'un spectromètre magnétique pour sélectionner l'éjectile lourd, d'un ensemble de détecteurs solides à base de Si, Si(Li) pour la détection du noyau de recul de la cible, et d'un ensemble de détecteurs γ , ou d'une combinaison d'au moins deux de ces équipements.

Avant de décrire en détail ces ensembles de détection, nous allons passer en revue les méthodes de production des faisceaux exotiques, les différents types de cible ainsi que les détecteurs de faisceau qui sont des éléments indispensables pour ce type d'expériences.

3. Méthodes de production des faisceaux secondaires

Les deux méthodes de production de faisceaux secondaires sont schématisées sur la figure 3.1.

3.1 Méthode ISOL

Dans la méthode de production en ligne (ISOL : Isotope Separation On Line), un faisceau qui peut être constitué soit de particules légères, telles que p,d, α ou d'ions lourds bombarde une cible épaisse où il est arrêté. Les fragments produits dans les différents

mécanismes impliqués (fragmentation du projectile et/ou de la cible dans le cas des ions lourds à haute énergie, spallation dans le cas des particules légères à haute énergie, fission induite par neutrons ou ions légers) sont également arrêtés dans la cible. Ils sont neutralisés et les atomes neutres diffusent hors de la cible, qui est portée à haute température (de l'ordre de 2000°C) pour augmenter l'efficacité de diffusion. Ils doivent ensuite effuser à travers le tube de transfert avant d'arriver dans une source d'ions pour être ré-ionisés. Tous ces processus prennent un certain temps et les installations ISOL sont donc limitées à la production de noyaux exotiques de durée de vie relativement longue, typiquement supérieure à 100 ms. De plus la probabilité de diffusion et d'effusion dépend très fortement de la nature chimique des noyaux, les plus faciles à produire étant les gaz rares, les plus difficiles les éléments réfractaires.

Pour les expériences portant sur les réactions nucléaires, ces faisceaux radioactifs doivent ensuite être ré-accelérés. Les énergies atteintes sont à l'heure actuelle rarement supérieures à 25 MeV/nucléon.

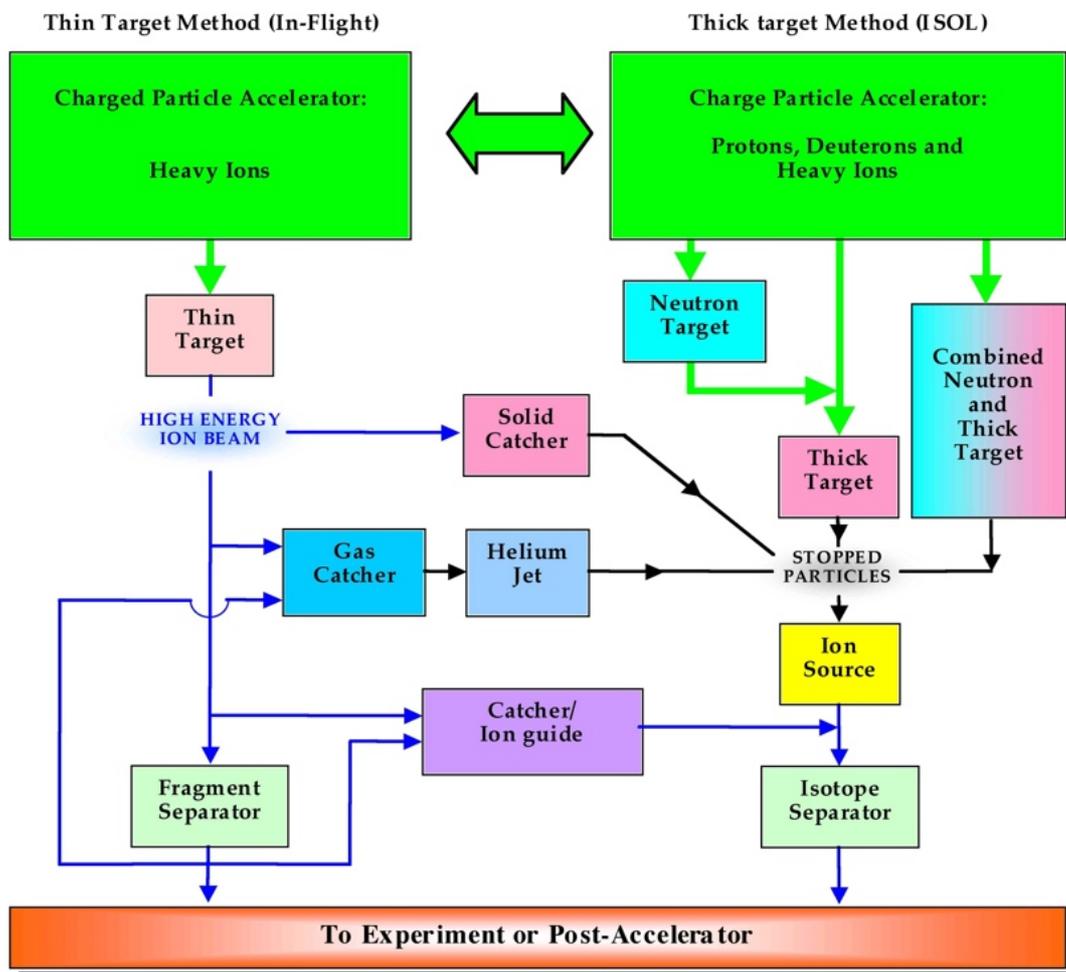


Figure 3.1 : les différentes méthodes de production de faisceaux secondaires [Vill]

Les principales installations fournissant des faisceaux secondaires post-accelérés sont :
— en Europe :

- CRC Louvain-la-Neuve (www.cyc.ucl.ac.be) avec un faisceau primaire de protons de 30 MeV, et un cyclotron post-accelérateur,

- SPIRAL qui utilise les faisceaux primaires d'ions lourds produits par GANIL (www.ganil.fr/research/developments/spiral/) et ré-accélère les secondaires avec le cyclotron CIME à des énergies comprises entre quelques MeV/nucléon et 25 MeV/nucléon, en fonction de leur rapport A/Q.

- CERN/REX-ISOLDE où le faisceau primaire du PS booster (protons de 1 GeV, 2 μA) est utilisé depuis 1989 pour produire des noyaux exotiques à très basse énergie à l'installation ISOLDE. Plus récemment, l'installation REX-ISOLDE permet de les ré-accélérer à des énergies de l'ordre de 3 MeV/nucléon avec un post-accélérateur linéaire supraconducteur (www.cern.ch/ISOLDE/).

— aux USA et au Canada :

- Holifield Radioactive Ion Beam Factory (HRIBF, www.phy.ornl.gov/hribf/) à Oak Ridge, avec l'injecteur ORIC, cyclotron accélérant des ions légers à quelques dizaines de MeV. La particularité de cette installation est l'utilisation d'un Tandem post-accélérateur qui requiert une cellule d'échange de charge pour injecter des ions chargés négativement à l'entrée du Tandem. HRIBF est la première installation au monde qui ré-accélère des fragments de fission produits dans une cible de Carbone d'Uranium.

- ISAC/ISAC2 à Vancouver : utilise le faisceau de protons de 500 MeV produit par le cyclotron de TRIUMF. L'installation ISAC2 a démarré au début 2007 et permet d'atteindre des énergies de l'ordre de 5 MeV/nucléon grâce au post-accélérateur linéaire supraconducteur (www.triumf.ca)

3.2 Méthode en vol

Dans la méthode de production en vol (in flight), un faisceau d'ions lourds à haute énergie (≥ 50 MeV/nucléon) bombarde une cible de production mince où le faisceau perd une partie relativement faible de son énergie. Le matériau de la cible est en général du Be, C, Ni ou Ta.

Les fragments secondaires sont produits par fragmentation du projectile dans la cible et sortent de cette cible avec une vitesse proche de celle du faisceau incident et une ouverture angulaire de l'ordre de quelques degrés. Ils doivent donc être refocalisés pour être conduits jusqu'à la cible de réaction sans pertes excessives.

Dans les installations de production en vol, la cible de production est donc suivie par un spectromètre magnétique de bonne acceptance angulaire et en moment, qui permet aussi de sélectionner les fragments d'intérêt parmi tous les noyaux produits dans la cible de production. Cette purification du faisceau est réalisée, d'une part, grâce à la sélection magnétique des dipôles qui sélectionnent les fragments vérifiant la relation :

$$B\rho = \gamma Mv/Q$$

et d'autre part, grâce aux propriétés des pertes d'énergie dans les matériaux. En effet, en insérant un dégradeur achromatique au plan focal dispersif, les pertes d'énergie des ions dans la feuille du matériau constituant le dégradeur vérifient la relation :

$$\Delta E \approx MZ^2/E$$

Un dégradeur placé entre les deux dipôles d'un spectromètre permet de sélectionner un nombre de noyaux relativement restreint. Les calculs de ce type de processus sont effectués avec des codes tels que LISE++ (www.msu.nscl.gov/lise).

Les principales installations utilisant la méthode de production en vol sont :

- en Europe : GSI en Allemagne (www.gsi.de) avec le spectromètre FRS, GANIL en France (www.ganil.fr) avec les spectromètres Alpha et LISE3, et Dubna en Russie (www.jinr.ru) avec le spectromètre ACCULINNA
- aux USA : MSU/NSCL (www.msu.nscl.gov) avec le spectromètre A1900
- au Japon : RIKEN (www.nishina.riken.jp) avec le spectromètre RIPS

La figure 3.2 présente un schéma du spectromètre A1900 utilisé au MSU/NSCL pour le transport et illustre la sélection des faisceaux secondaires produits par un faisceau primaire de ^{86}Kr . Les trois figures d'identification permettent d'apprécier la qualité de la purification, entre :

- la cible de production, à gauche, où tous les noyaux plus légers que le ^{86}Kr sont présents,
- puis au niveau du dégradeur achromatique, au centre, où une première sélection a été effectuée par la première section du A1900,
- et enfin à la fin de la purification, à droite, où le faisceau secondaire ne contient plus que le seul le ^{78}Ni . Dans ce cas particulier, la transmission du spectromètre pour le ^{78}Ni atteignait 65%.

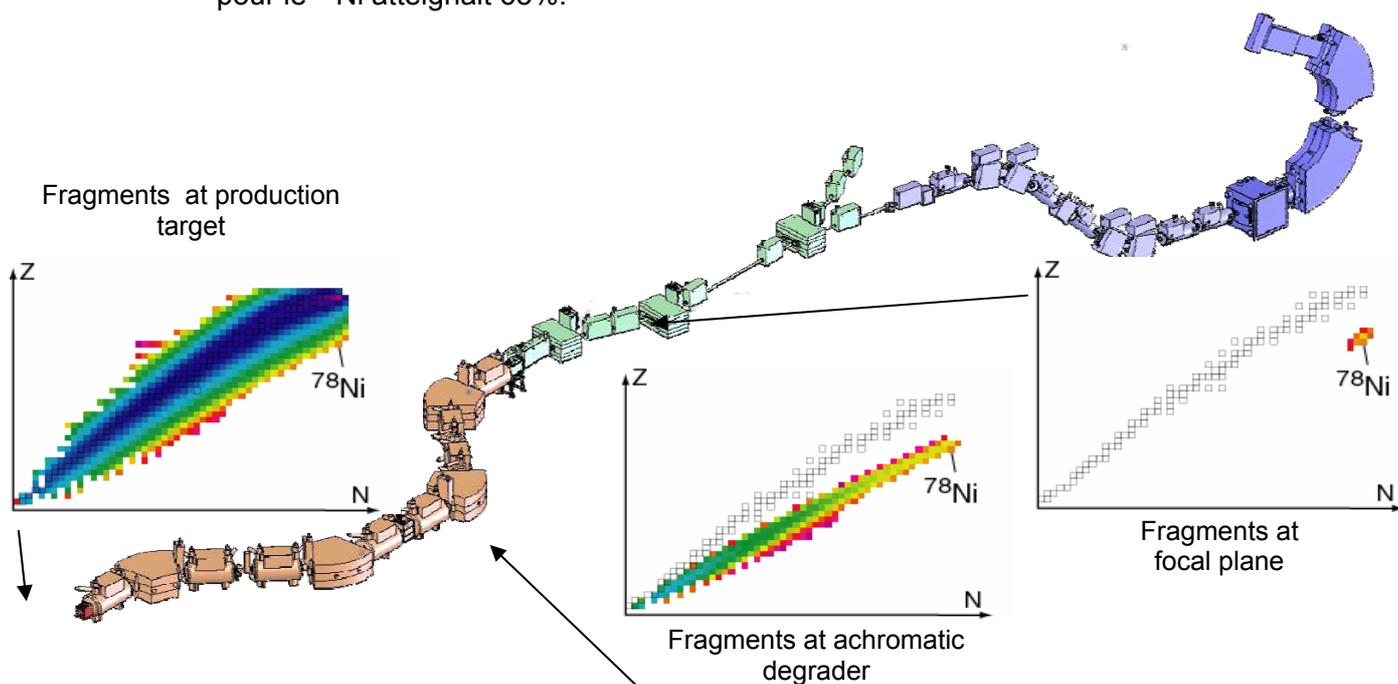


Figure 3.2 : Méthode de sélection pour la fragmentation en vol [Gla].

Le principal avantage de la méthode de production en vol, par rapport à la production ISOL est que la seule limite au temps de vie des noyaux exotiques est liée au temps de vol entre la production et la cible de réaction, en général de l'ordre de la microseconde, ce qui permet donc en principe d'étudier tous les noyaux de durée de vie supérieure à cette limite, et de plus, sans contrainte liée à la chimie intrinsèque à la méthode ISOL.

En revanche, les qualités optiques des faisceaux produits par méthode en vol, sont très médiocres par rapport aux faisceaux post-accélérés qui ont, en principe, des émittances (produit de la taille du faisceau par sa divergence angulaire $\varepsilon = \pi \Delta x \cdot \Delta \theta$ exprimée en mm.mrad), pratiquement aussi bonnes que celle des faisceaux primaires.

La figure 3.1 illustre aussi les possibilités de « coupler » les 2 types de méthodes pour ne garder que les avantages de chacune. Ainsi en produisant les noyaux exotiques en vol, puis en les ralentissant dans des catchers, solides ou gazeux, et enfin en ré-accélérant les faisceaux secondaires ainsi produits, on peut s'affranchir des limites de la méthode ISOL liées au temps de diffusion dans la cible, et obtenir des faisceaux secondaires de bonne qualité optique [Vill].

3.3 Les machines de demain

Plusieurs nouveaux ensembles accélérateurs très ambitieux sont en projet à l'heure actuelle, ou viennent de démarrer.

Au Japon, RIBF (Figure 3.3, <http://www.nishina.riken.jp>) a accéléré son premier faisceau en décembre 2006, et réalisé la première expérience avec un faisceau d' ^{238}U en avril 2007 à RIKEN. L'originalité de cet ensemble accélérateur réside dans le nombre et la taille des cyclotrons utilisés pour atteindre l'énergie maximale de 350 MeV/nucléon. Les faisceaux primaires sont envoyés sur une cible de production et les faisceaux radioactifs sont sélectionnés avec le séparateur BigRIPS. Les intensités obtenues pour la première expérience sont encore nettement inférieures aux objectifs visés : 1 μA d' ^{238}U à 350 MeV/nucléon, mais les progrès sont en cours, et la construction des nouvelles salles d'expériences au-delà de Big RIPS continue.

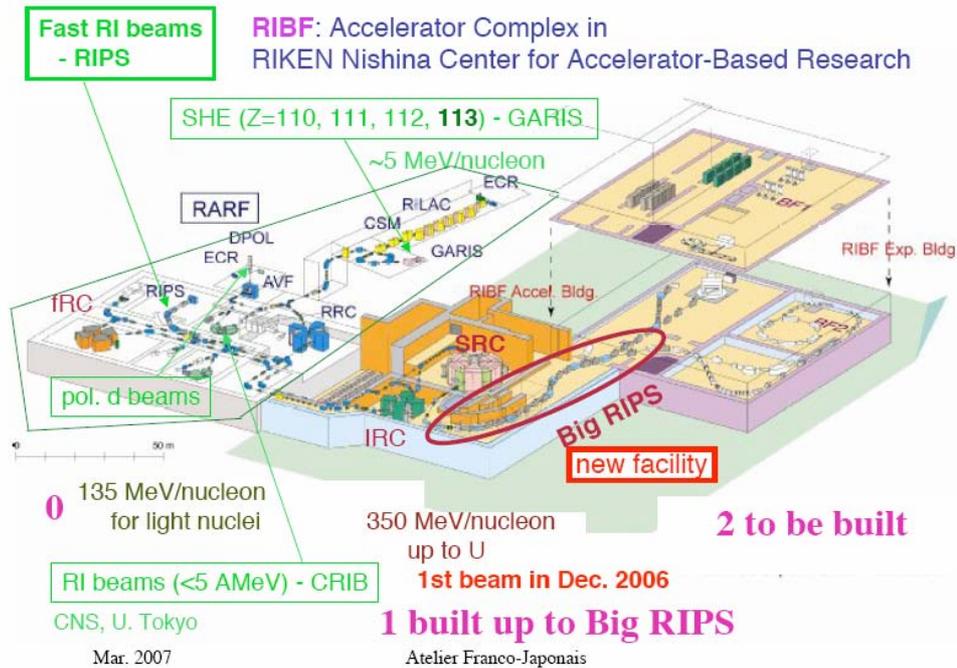


Figure 3.3 : Radioactive Ions Beam Factory à RIKEN, Tokyo, Japon.

Aux Etats-Unis, après l'arrêt du projet RIA (Rare Isotope Accelerator), 2 projets sont en cours actuellement, l'un au MSU (<http://www.nsl.msui.edu/future/isf>) et l'autre à Argonne National Laboratory (<http://www.phy.anl.gov/atlas>). La Figure 3.4 présente le projet de MSU, qui comporte un accélérateur linéaire d'ions lourds pouvant atteindre 200 MeV/nucléon. Cet ensemble est prévu pour produire des faisceaux secondaires en vol, qui seront utilisés soit à haute énergie, soit après décélération dans des catchers. Il est en particulier prévu de ralentir les faisceaux secondaires dans un cyclotron rempli de gaz, où les ions seront décélérés [Bol].

En Europe, la construction de deux nouveaux accélérateurs est planifiée. Selon les recommandations de NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration), la nouvelle machine pour la production des faisceaux radioactifs en vol, sera installée au GSI, alors que EURISOL utilisera la méthode ISOL pour produire de nouveaux faisceaux par fission d'une cible de Carbone d'Uranium. EURISOL nécessitant une R&D importante, et n'étant pas financée à l'heure actuelle, des installations intermédiaires, telles que SPIRAL2, devront tester certaines solutions technologiques tout en assurant à la communauté la possibilité d'effectuer des expériences avec de nouveaux faisceaux.

La figure 3.5 présente l'implantation de FAIR (Facility for Antiprotons and Ion Research, <http://www.gsi.de/fair>) à GSI. Le domaine de physique qui sera couvert par la nouvelle machine dépasse largement le cadre de la physique nucléaire des faisceaux radioactifs,

avec de vastes programmes sur la physique avec les antiprotons, la structure du nucléon, le plasma de quark et de gluons et la physique des plasmas, entre autres. Pour la partie des ions radioactifs, l'objectif visé est d'atteindre 10^{12} pps d' ^{238}U à 1 GeV/nucléon. Ceci correspond à une augmentation d'intensité de presque 3 ordres de grandeur par rapport à GSI actuel.

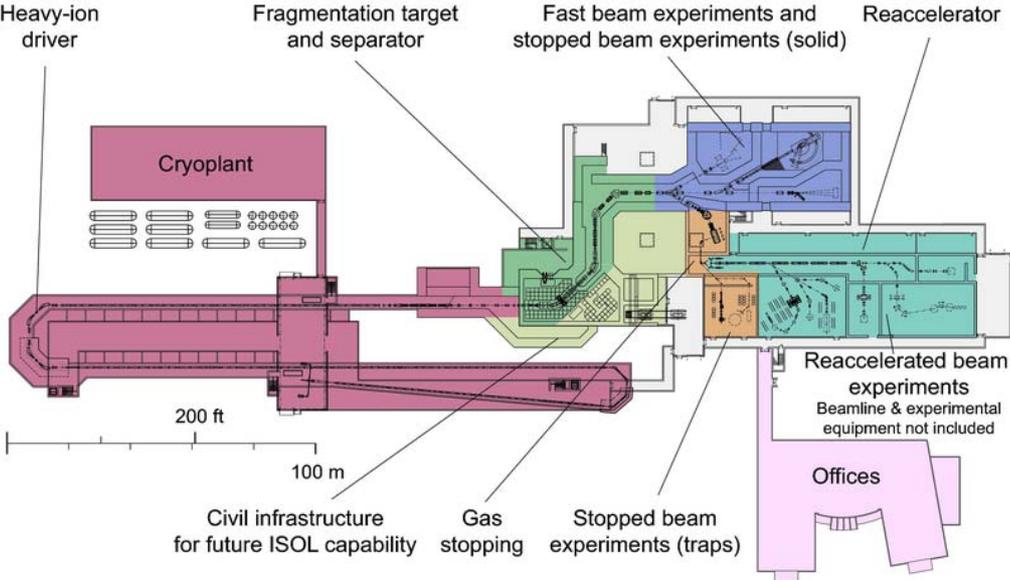


Figure 3.4 : Projet ISF (Isotope Science Facility) à MSU-NSCL.

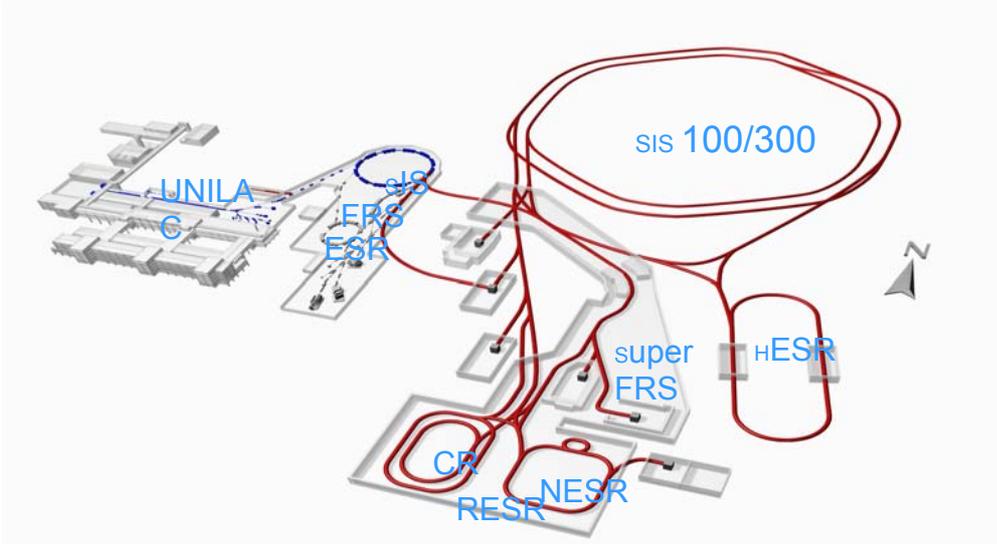


Figure 3.5 : FAIR à GSI.

SPIRAL2 (<http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2>, Figure 3.6) est basé sur un accélérateur driver supraconducteur, permettant d'accélérer des deutons de 40 MeV à très haute intensité, jusqu'à 5 mA. Il permet aussi l'accélération d'ions lourds avec un rapport A/Q de 3 jusqu'à des énergies de 14.5 MeV/nucléon. Les intensités prévues pour les ions légers sont de l'ordre de 1 mAe. La production de faisceaux secondaires est basée en premier lieu sur la fission induite dans une cible de Carbone d'Uranium, par des neutrons rapides, eux-mêmes produits par cassure des deutons sur un convertisseur. Le but visé est d'atteindre 10^{14} fissions/s. Les intensités attendues pour les ions radioactifs produits dans la gamme des masses entre 60 et 140 seront comprises entre 10^6 et 10^{10} pps, dépassant d'un ou deux ordres de grandeur les machines existantes. Ils pourront être utilisés directement après l'extraction de la source d'ions à très basse énergie, dans la salle DESIR (Decay, Excitation and Storage of Radioactive Ions), soit après post-accélération dans le cyclotron CIME. Les énergies des fragments de fission atteindront 7 ou 8 MeV/nucléon pour les états de charge les plus produits par le booster de charge, des énergies légèrement plus élevées seront disponibles pour des états de charge plus élevés et moins favorables, conduisant à des intensités de faisceaux secondaires plus faibles. La palette des faisceaux secondaires disponibles avec SPIRAL2 sera complétée par des noyaux légers exotiques produits par réaction de transfert et par des noyaux pauvres en neutrons, proches de la drip-line protons, produits par réaction de fusion-évaporation par méthode ISOL. Tous ces nouveaux noyaux post-accélérés seront conduits vers les salles d'expériences du GANIL. Enfin les faisceaux très intenses du LINAG pourront être utilisés dans le nouveau hall d'expériences du LINAG qui comportera 3 salles :

- une salle occupée par le nouveau Super Séparateur Spectromètre S^3 , dédié à l'étude des noyaux super-lourds avec les très hautes intensités du LINAG, mais aussi aux noyaux déficients en neutrons proches de la drip line protons et produits dans ce cas en vol par réaction de fusion-évaporation, et également aux noyaux produits par réactions profondément inélastiques ou réactions de transfert.
- une salle de type n-TOF, dédiée aux expériences avec les neutrons produits par cassure des deutons, pour des mesures de temps de vol ou d'irradiation (NFS : Neutrons for Science)
- une salle pour les recherches interdisciplinaires : physique atomique avec l'étude des collisions ion-ion, et physique de la matière condensée pour des irradiations et des études d'endommagement des matériaux avec les faisceaux très intenses du LINAG.

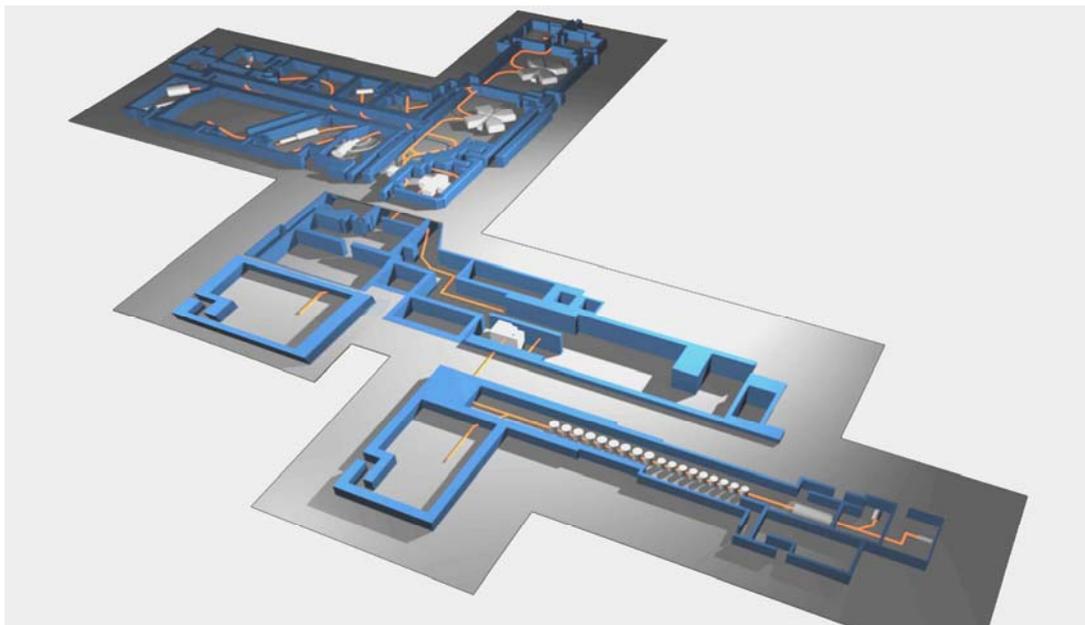


Figure 3.6 : SPIRAL2 à GANIL.

Au niveau européen, l'objectif à moyen terme (2020 ?) est de construire EURISOL (www.ganil.fr/eurisol), dont le schéma de principe est présenté sur la Figure 3.7, et qui combine les deux méthodes de production de faisceaux secondaires : méthode ISOL pour la première étape et méthode de fragmentation en vol des faisceaux secondaires, pour la deuxième étape. Le driver est un accélérateur linéaire supraconducteur pouvant accélérer les protons, deutons, ^3He et les ions H^- jusqu'à une énergie de 1 GeV/Q et à des intensités de 5 mA pour les protons, correspondant à une puissance de faisceau de 5 MW. Le convertisseur pouvant accepter une telle puissance serait un convertisseur de Hg liquide, et les ions exotiques seraient produits par fission induite d'une cible de Carbone d'uranium par les neutrons rapides issus du convertisseur. Plusieurs sorties de faisceaux sont prévues pour alimenter des salles d'expérience utilisant les faisceaux secondaires à basse énergie directement après la source 1+, ou après le charge breeder avec les ions multichargés. La post-accelération des faisceaux radioactifs serait assurée par un deuxième accélérateur linéaire supraconducteur pouvant atteindre une énergie de 100 MeV/nucléon pour les ions tels que ^{132}Sn . Plusieurs sorties sont prévues le long de l'accélérateur à différents endroits pour pouvoir alimenter des salles d'expériences avec des faisceaux de moyenne énergie. Le but ultime est de produire des faisceaux encore plus exotiques par fragmentation des faisceaux secondaires, et d'accéder à des régions de la carte des noyaux encore inexplorées car trop exotiques pour pouvoir y accéder en une seule étape de production.

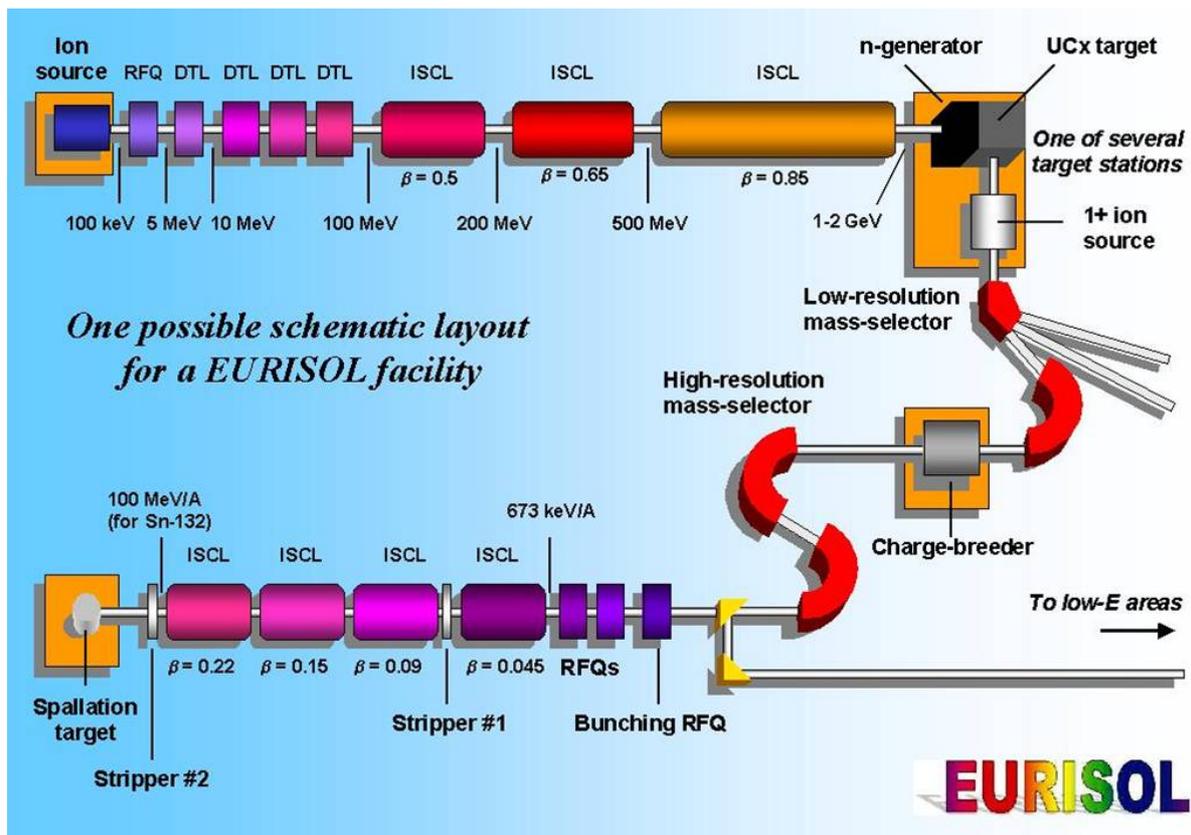


Figure 3.7 : Le concept d'EURISOL.

4. Les cibles

Comme indiqué plus haut, les cibles utilisées dans la plupart des expériences réalisées à ce jour sur les réactions directes sont des cibles légères de structure relativement simple : proton, deuton, α .

Pour les protons ou les deutons, on peut utiliser du polyéthylène $(CH_2)_n$ ou $(CD_2)_n$ respectivement, mais ces composés présentent l'inconvénient de contenir du Carbone, qui est susceptible de produire un bruit de fond qui va perturber la mesure d'intérêt. De plus, pour une même perte d'énergie, une cible de CH_2 contient environ 3 fois moins d'atomes de d'hydrogène qu'une cible pure. L'étude des réactions directes induites par des faisceaux secondaires en cinématique inverse nécessitant, d'une part, des cibles les plus épaisses possibles pour compenser la faible intensité des faisceaux secondaires, et d'autre part la mesure de particule de recul de très faible énergie, on comprend que l'utilisation de cibles pures est à privilégier par rapport à l'utilisation de cibles composites. Toutefois, l'hydrogène, le deutérium et l'Hélium étant gazeux aux conditions normales de température et de pression, les épaisseurs requises pour avoir un nombre d'atomes suffisant correspondent à des dimensions incompatibles avec les systèmes de détection utilisés : 1 mg/cm² d'hydrogène correspond à une cible de 11 cm d'épaisseur à pression atmosphérique, et à température ambiante. Une manière d'augmenter la densité des cibles et donc de réduire leur épaisseur exprimée en cm, est de baisser leur température.

De nombreux développements ont été réalisés sur les cibles cryogéniques pour obtenir des cibles de protons ou deutons pures. La cryogénie est également nécessaire pour l'Hélium. Les figures 4.1 et 4.2 présentent 2 cibles cryogéniques construites au GANIL. La première (figure 4.1) utilise une tête de pompe cryogénique et permet de descendre à des températures de l'ordre de 12K. Elle a été utilisée dans plusieurs expériences de transfert à 30K [Kor01,Kor03], où l'hydrogène et le deutérium sont encore gazeux, mais où leurs densités sont 10 fois supérieures à celles obtenues à 300K. Elle a également été utilisée dans une expérience de mesure de sections efficaces de réaction par la méthode de transmission, avec de l'hydrogène liquide, à des températures voisines de 13K [Vis]. Cette cible comporte deux porte-cible d'épaisseur 5 et 10mm, correspondant à des épaisseurs pouvant atteindre 35 ou 70 mg/cm² respectivement pour l'hydrogène liquide. Les fenêtres de cette cible sont constituées de Havar de 4.4 μ m d'épaisseur, et présentent une courbure sous l'effet de la pression, d'où une épaisseur de cible différente entre le centre et les bords.

Pour résoudre ce problème, une autre cible a été développée, utilisant un doigt froid alimenté par de l'Hélium et fonctionnant à 6K [DoI]. A cette température l'hydrogène est solide. La méthode employée consiste à utiliser une cible avec 3 compartiments, comme indiqué sur la figure 4.2. Le compartiment central est rempli d'hydrogène ou de deutérium, et pendant la durée de la descente en froid, une contre-pression est appliquée en remplissant les deux compartiments latéraux avec de l'Hélium, pour garantir l'homogénéité de la cible centrale. Une fois que le glaçon est formé au centre, l'Hélium peut être retiré. Cette cible a été utilisée avec une épaisseur de 1mm (7 mg/cm² H₂, 17 mg/cm² D₂). Les fenêtres sont constituées de 4 feuilles de Mylar de 6 μ m d'épaisseur. En principe, les fenêtres centrales, qui ne sont pas soumises à des pressions importantes pourraient être plus minces, mais les difficultés de montage de la cible n'ont pas permis d'utiliser des fenêtres plus minces. Néanmoins, l'épaisseur totale du Mylar avoisine 3 mg/cm², ce qui reste très compétitif par rapport à l'utilisation de cible composite. La figure 4.3 présente une photo de la cible schématisée sur la figure 4.2, la figure 4.4 montre la même cible à l'intérieur de son écran à 80K, qui sert à limiter les pertes par radiation. Enfin la figure 4.5 présente la cible pendant la descente en froid, à un instant où les 3 phases de l'hydrogène coexistent, solide dans la partie basse, gaz dans la partie haute, et liquide entre les deux.

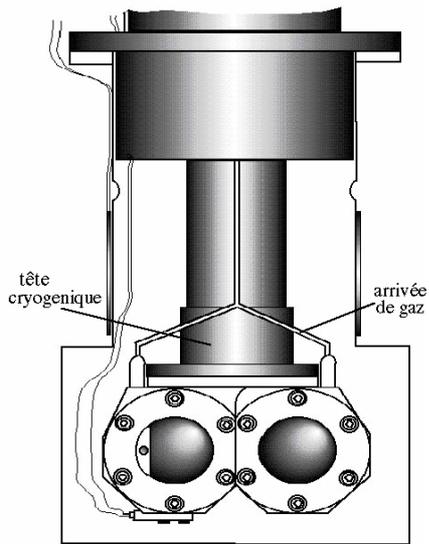


Figure 4.1 : Cible cryogénique pour H_2/D_2 gazeux ou liquide

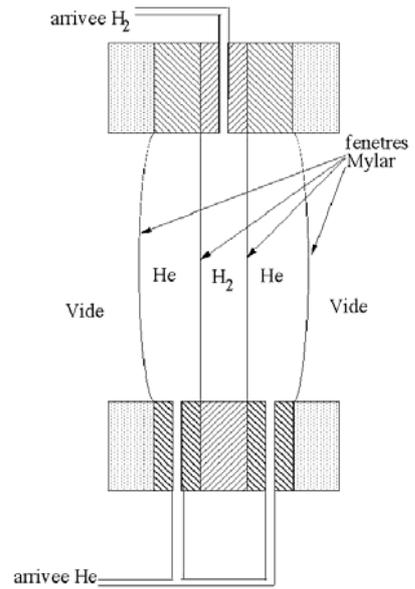


Figure 4.2 : Cible cryogénique pour H_2/D_2 solide

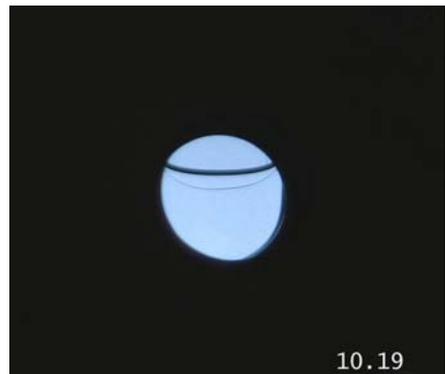


Figure 4.3 : Cible cryogénique pour H_2/D_2 solide



Figure 4.4 : Cible cryogénique pour H_2/D_2 solide

Figure 4.5 : Les 3 phases de l'hydrogène pendant la descente en froid



Une nouvelle technique originale a été récemment développée au laboratoire PELIN de Saint-Petersbourg : l'hydrogène (H_2 ou D_2) est utilisé dans une phase solide amorphe non cristalline à l'entrée d'un bec. Grâce au gradient de température entre l'entrée et la sortie du bec, la glace d'hydrogène est continûment poussée vers l'extérieur du bec, avec la température la plus basse à la sortie.

Un schéma de principe de ce type d'appareillage est présenté sur la figure 4.6. Dans ce cas, un piston est utilisé pour pousser l'hydrogène hors du bec. L'hydrogène sort sous forme de ruban dont l'épaisseur peut varier de 1 à 6 mm, et de largeur 3 à 6 mm. Des développements sont en cours pour diminuer l'épaisseur jusqu'à $100\ \mu\text{m}$. Le piston sera remplacé par une vis sans fin, de manière à obtenir une alimentation continue de la cible.

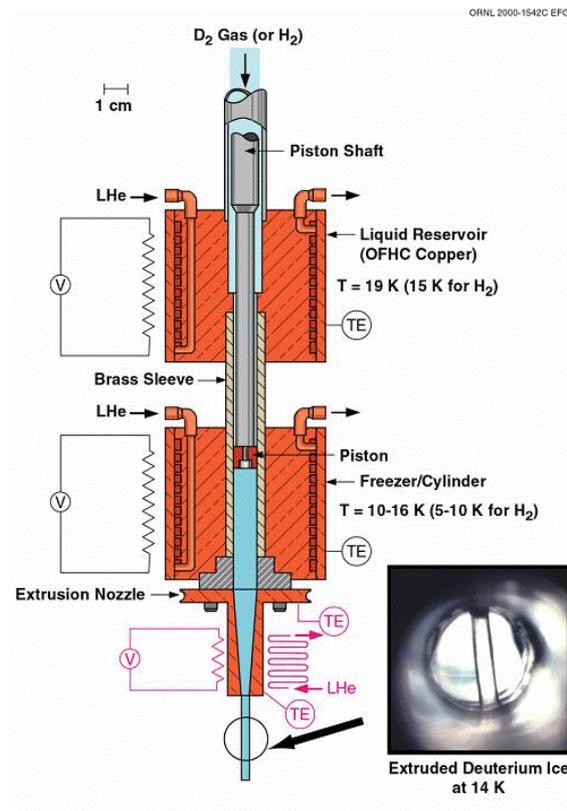


Figure 4.6 : Schéma de l'appareillage pour la fabrication de glaçon d'hydrogène, avec 2 étages. Dans le premier, l'hydrogène est en phase liquide, dans le second, il est en phase solide non cristalline pour permettre de sortir du bec.

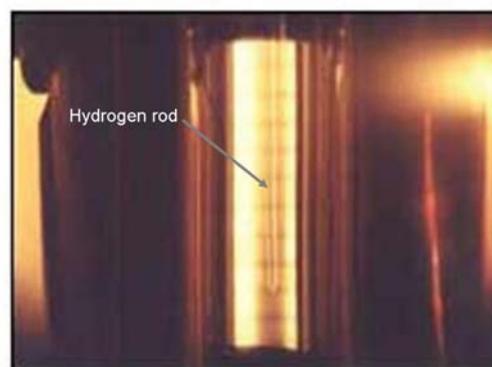


Fig 4.7: Ruban d'hydrogène transparent (au centre de la zone jaune)

Des efforts importants de développement dans le domaine des cibles cryogéniques ont également été faits au Japon. Une cible assez semblable à celle de la figure 4.1 a été construite à RIKEN et utilisée dans plusieurs expériences [Ryu]. D'autres voies ont également été explorées pour éliminer les fenêtres. En particulier une cible sans fenêtre a été construite (Figure 4.8), dans laquelle, des soufflets forment les parois pendant la formation de l'hydrogène solide, puis sont retirés une fois le glaçon formé [Ish].

Enfin une cible de protons polarisés a été construite au CNS Tokyo, à partir de molécules aromatiques [Ues]. L'avantage de ces molécules est que les conditions d'opération sont relativement modestes : il suffit d'un champ magnétique de 0.1 T et d'une température de 100K pour obtenir le phénomène de polarisation (à comparer aux 2.5T et 0.5K pour les cibles conventionnelles). Le matériau de la cible est constitué d'un cristal de naphthalène avec une très faible proportion de pentacène. La polarisation des électrons des molécules aromatiques est obtenue par excitation laser, puis le transfert de polarisation entre les atomes et les noyaux est réalisé par micro-ondes [Ues,Wak]. Une cible de 1 mm d'épaisseur a été construite, et utilisée dans une expérience de diffusion élastique de ${}^6\text{He}$, pour déterminer les caractéristiques du potentiel spin-orbite dans le cas des noyaux à halos. Toutefois, la polarisation obtenue dans ces premières expériences était relativement faible, de l'ordre de 14% [Sak].

Pour terminer cette revue des cibles cryogéniques, mentionnons la cible de tritium construite au JINR Dubna [Yuk] pour des expériences de transfert de 2 neutrons par la réaction (t,p). Cette cible correspond à une activité de 1000 Ci. Lorsque la cible n'est pas en fonctionnement, le tritium est stocké sous forme de composite dans de l' ${}^{238}\text{U}$. Il peut être libéré par élévation de température à 700K. Il est ensuite refroidi à la température voulue, et stocké dans une triple enceinte de confinement : la première enceinte est formée par les fenêtres W1 et W2 de la figure 4.9, la deuxième par les fenêtres WP1 et WP2 qui isolent un volume de sécurité relié à un piège de Titane (G1), le Titane permettant d'absorber une très grande quantité de tritium au cas où la première enceinte serait endommagée. Les fenêtres sont constituées d'acier inoxydable de 12 μm d'épaisseur. Enfin la troisième enceinte est constituée par la chambre à réaction.

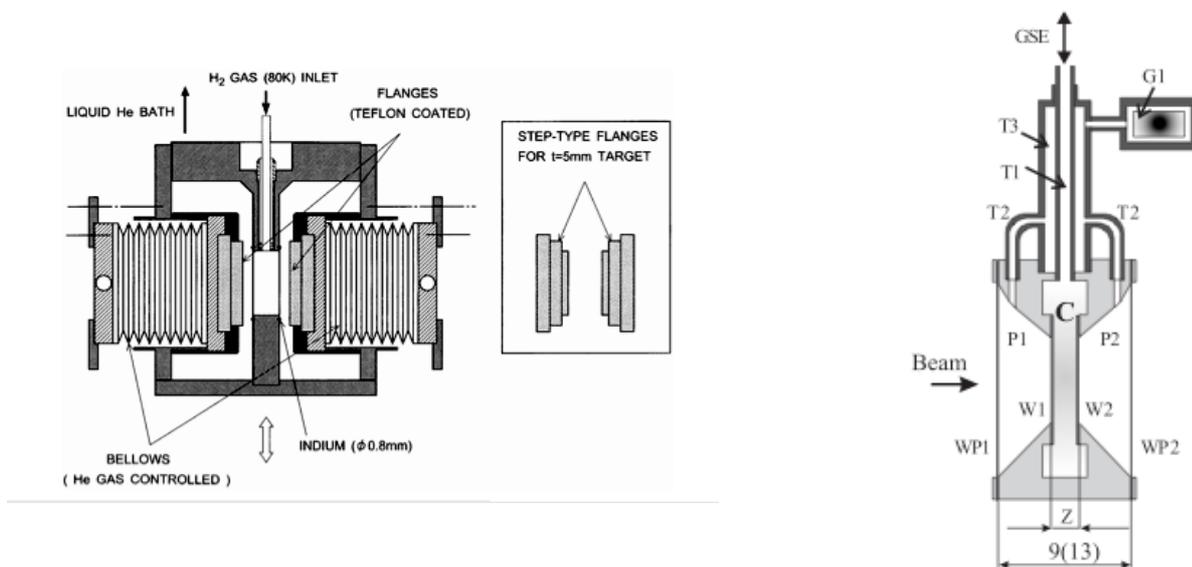


Figure 4.8 : Cible sans fenêtre du CNS Tokyo Figure 4.9 : Cible de Tritium du JINR Dubna

5. Détecteurs de faisceau

Les détecteurs de faisceaux sont des instruments qui ont été développés spécifiquement pour les expériences avec les faisceaux secondaires. Plusieurs types de détecteurs peuvent être utilisés, pour répondre aux différentes exigences des expériences :

- compter le faisceau incident : les faisceaux secondaires ont des intensités beaucoup plus faibles que celles des faisceaux primaires, souvent de plusieurs ordres de grandeur, et les méthodes utilisées pour mesurer les intensités pour les faisceaux primaires avec des cages de Faraday ne sont pas utilisables.
- identifier les différents ions incidents quand le faisceau n'est pas pur.
- reconstruire les trajectoires incidentes si l'expérience nécessite une bonne mesure de l'angle de diffusion. Les expériences portant sur les réactions directes nécessitent la mesure des distributions angulaires des partenaires après la réaction, avec une bonne précision angulaire, de l'ordre du dixième de degré. Pour obtenir l'angle de diffusion, il faut connaître non seulement l'angle de détection des noyaux après la réaction, mais aussi l'angle d'incidence des particules du faisceau, qui peut atteindre des valeurs élevées dans le cas des faisceaux secondaires. De plus, les faisceaux secondaires peuvent avoir des dimensions importantes au niveau de la cible, et il est alors important de déterminer la position des particules incidentes sur la cible, puisque cette position intervient aussi dans le calcul de l'angle de diffusion des particules en voie de sortie. Il faut donc reconstruire événement par événement les trajectoires incidentes sur la cible.

Les détecteurs de faisceau doivent donc

- être capables de supporter des taux de comptage relativement importants. A l'heure actuelle 10^6 pps est une limite difficile à franchir.
- être suffisamment peu interceptifs pour ne pas perturber le faisceau incident. Aux énergies supérieures à quelques centaines de MeV/nucléon, cette contrainte n'est pas très forte, et des détecteurs tels que des scintillateurs en plastique ou des détecteurs de diamant peuvent être utilisés. En revanche à basse énergie, la situation est beaucoup plus critique, et les seuls détecteurs utilisables sont les détecteurs gazeux : chambres à dérive, PPAC (Parallel Plate Avalanche counters), MWPC (Multiwire Proportional chamber), ou systèmes à galettes de microcanaux. Les épaisseurs typiques sont de l'ordre de $1\text{mg}/\text{cm}^2$ pour les détecteurs gazeux et peuvent descendre à $100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour les feuilles de Carbone qui interceptent le faisceau dans les systèmes à galettes.
- avoir une efficacité proche de 100%
- pour les mesures d'angles, les résolutions angulaires nécessaires sont de l'ordre de 1 mrad, ce qui peut être obtenu en utilisant 2 détecteurs séparés de 1 m ayant chacun une résolution en position de 1 mm.

A titre d'exemple, les détecteurs de faisceau les plus couramment employés au GANIL sont les CATS (Chambres à Trajectoires de Saclay, [Ott]), représentés sur la Figure 5.1 et photographiés sur la Figure 5.2. Ils sont constitués d'une chambre multifils (MWPC) de $7 \times 7\ \text{cm}^2$, remplis d'isobutane à des pressions qui peuvent être comprises entre 6 et 15 torrs. Le détecteur est constitué d'une anode centrale formée de 71 fils qui collecte les électrons et fournit un signal temps. Cette anode est placée entre deux cathodes constituées de 28 bandes aluminisées, et disposées perpendiculairement, qui permettent d'obtenir une mesure de position horizontale et verticale. Les positions sont obtenues par détermination des centres de gravité des charges ioniques collectées. Une résolution en position meilleure que le mm peut être obtenue.

L'utilité de ces détecteurs est illustrée sur la Figure 5.3. La partie haute de la figure présente à gauche la corrélation cinématique angle-énergie obtenue pour le proton de recul, et à droite le spectre reconstruit pour le ^{11}C , sans prendre en compte les angles incidents me-

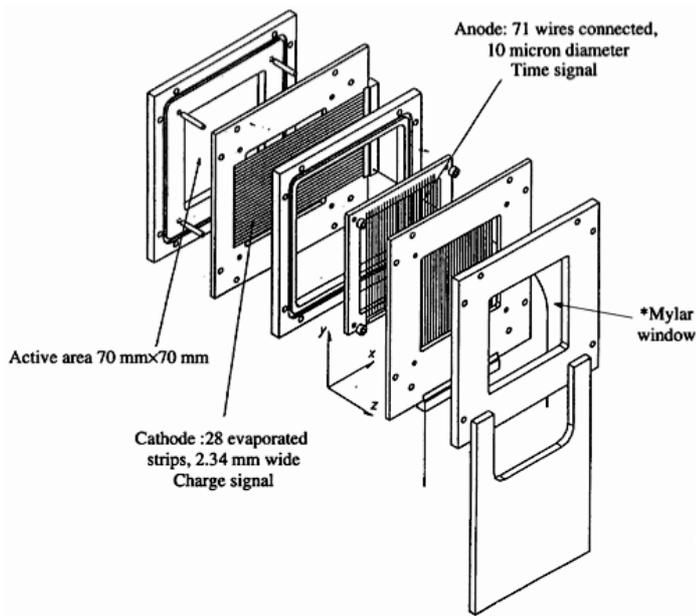


Figure 5.1 : Schéma d'un CATS

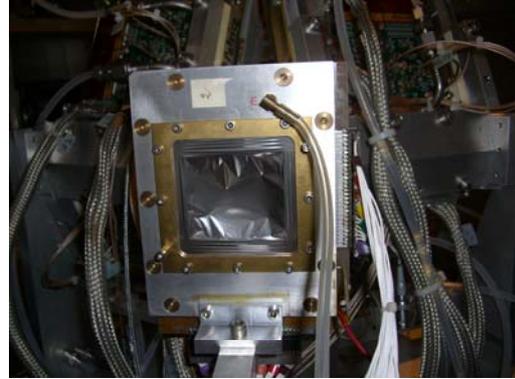


Figure 5.2 : Photographie d'un CATS

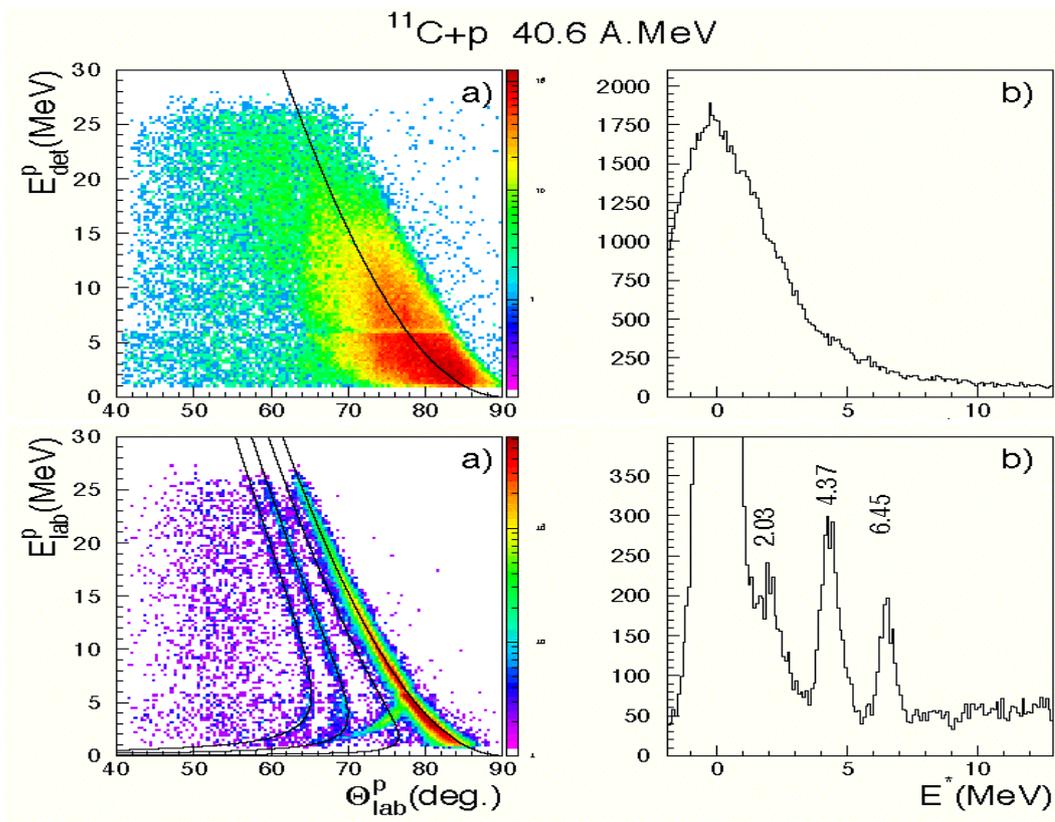


Figure 5.3 : Illustration de l'effet des détecteurs de faisceau sur les spectres mesurés pour la particule de recul dans la diffusion élastique et inélastique $^{11}\text{C}+p$ (voir texte).

-surés avec les détecteurs de faisceau et la position de la particule incidente qui détermine l'angle de diffusion : aucune structure n'apparaît. La partie basse de la figure présente les mêmes spectres, quand l'angle d'incidence est pris en compte : les courbes cinématiques correspondant à la diffusion élastique (qui croise l'axe des énergies à 90° laboratoire) et les diffusions inélastiques sur les premiers états excités du ^{11}C sont clairement visibles. Sur la partie droite de la figure, les pics correspondants à l'état fondamental et aux différents états excités sont également bien séparés [Jou].

Cet exemple illustre clairement le caractère indispensable des détecteurs de faisceau dans ce type d'expérience.

Après avoir passé en revue ce qui concerne la voie d'entrée de la réaction, faisceau, cible et détecteurs de faisceau, nous allons décrire dans la suite la détection des particules de la voie de sortie. Les caractéristiques cinématiques décrites au paragraphe 2 déterminent les dispositifs expérimentaux qui devront être utilisés : spectromètre magnétique pour le fragment du projectile, ensemble de détecteurs solides pour le recul de la cible, avec éventuellement multidétecteur γ pour détecter les rayonnements émis dans la désexcitation. Il faut noter que les expériences complètes couplant les 3 types de détecteurs sont relativement récentes et que jusqu'à très récemment, une large fraction des expériences portant sur les réactions directes n'utilisent au mieux qu'une combinaison de la détection du résidu lourd avec soit le recul léger, soit les rayonnements de désexcitation.

6. Détection du fragment lourd : spectromètre magnétique

En cinématique inverse, le fragment du projectile est émis à très petit angle, donc très proche du faisceau. L'utilisation d'un spectromètre magnétique permet de rejeter le faisceau hors de l'ensemble de détection, et de séparer les fragments d'intérêt grâce à la différence de moment induite par la réaction, suivant la relation :

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

où B est le champ magnétique du dipole du spectromètre, ρ son rayon de courbure, p le moment de la particule d'intérêt et Q son état de charge.

Des éléments d'optique magnétique peuvent être trouvés dans le cours de W. Mittig donné en 1994 à l'Ecole Joliot Curie.

Au GANIL, deux spectromètres sont utilisés dans les expériences portant sur les réactions directes : il s'agit des spectromètres SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL), spectromètre permettant de travailler avec une haute résolution [Bian], et VAMOS (Variable Mode Spectrometer) [Sav] spectromètre de très grande acceptation en moment ($\pm 6\%$ par rapport à $\pm 3.5\%$ pour SPEG), et en angle (± 135 mrad par rapport à ± 35 mrad pour SPEG). Les Figures 6.1 et 6.2 présentent une photo et un schéma du spectromètre VAMOS. VAMOS est composé de deux quadrupoles de très grande acceptation, d'un filtre de Wien, d'un dipole et d'un caisson contenant l'ensemble de détection. Son nom provient de la possibilité de l'utiliser dans différents modes, selon que les différents éléments sont alimentés ou non. Le mode le plus couramment utilisé, en particulier dans les expériences sur les réactions directes, est celui où les 2 quadrupoles et le dipole sont alimentés. Le spectromètre peut tourner autour de la cible jusqu'à environ 100°. La plateforme supportant l'ensemble du spectromètre peut également être translatée pour d'une part, libérer de l'espace autour de la cible et installer des détecteurs auxiliaires, et d'autre part augmenter la rigidité maximale pouvant être acceptée par les deux quadrupoles.

La figure 6.3 présente une photographie de l'ensemble de détection utilisé au plan focal de VAMOS, et constitué dans ce cas : de deux chambres à dérive placées de part et d'autre d'un détecteur à émission d'électrons secondaires (SED), d'une chambre à ionisation, et enfin d'un mur de détecteurs Silicium.

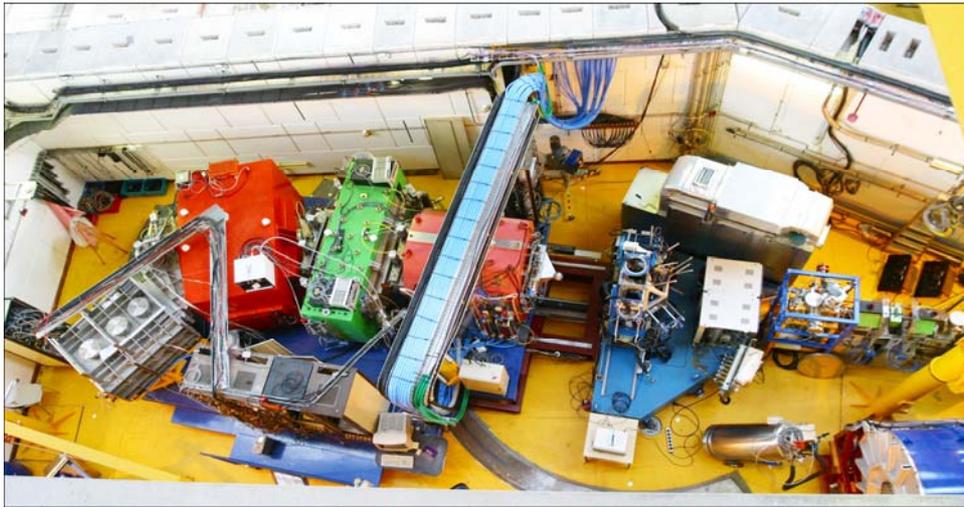


Figure 6.1 : Spectromètre VAMOS. Une partie de la structure d'EXOGAM est installée au point cible. La plateforme de VAMOS est en position reculée.

Figure 6.2 : Schéma de VAMOS

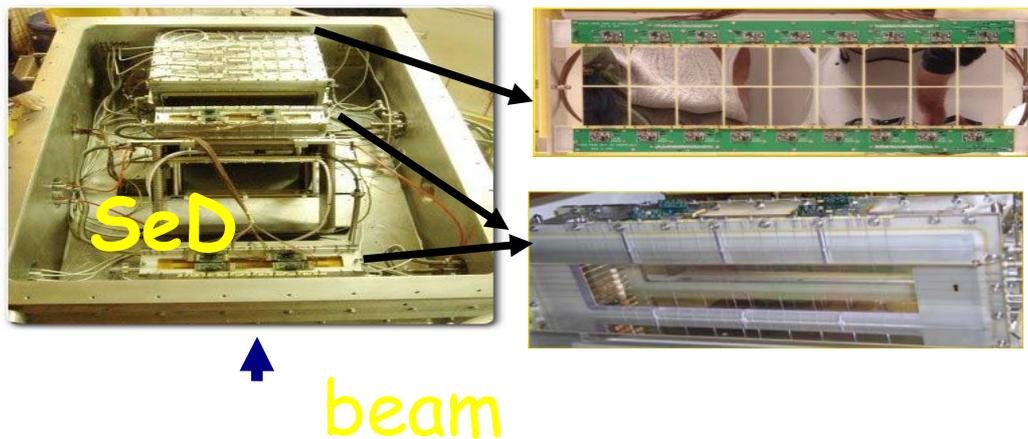
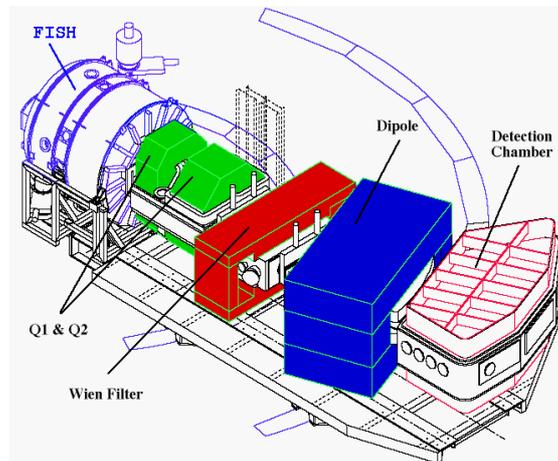


Figure 6.3 : Ensemble de détection au plan focal de VAMOS : les ions traversent dans ce cas, successivement, une chambre à dérive (photo en bas à droite), un détecteur SeD, une deuxième chambre à dérive, une chambre à ionisation, et sont stoppés dans un mur de Si (photo en haut à droite).

Les chambres à dérive permettent la mesure de la position horizontale et verticale des particules pour reconstruire les trajectoires des fragments. La position horizontale est obtenue par reconstruction du centre de gravité de la charge collectée sur les pads de la cathode située sous les fils amplificateurs qui constituent l'anode du détecteur (voir Figure 6.4). La position verticale est obtenue par mesure du temps de dérive des électrons entre un signal start obtenu à partir d'un détecteur rapide (plastique scintillateur ou Si, en général utilisé pour la mesure de l'énergie résiduelle) et le signal stop fourni par les fils de la chambre à dérive. La résolution obtenue est de l'ordre de 1 mm pour la position verticale et de 0.2 mm pour la position horizontale. Avec deux chambres à dérive séparée de 10 cm, cela correspond à une résolution angulaire de 2 mrad. La plus grande partie de l'incertitude dans la reconstruction des trajectoires est liée au straggling angulaire dans les feuilles des chambres à dérive. Le gaz utilisé aussi bien sur SPEG que sur VAMOS est de l'isobutane à une pression comprise entre 10 et 20 mb. La tension de la cathode est ajustée pour obtenir une vitesse de dérive de 5 cm/ μ s.

Les autres détecteurs servent à l'identification des ions en charge et masse. Sur SPEG, l'ensemble de détection standard comprend outre les 2 chambres à dérive, une chambre à ionisation et un plastique scintillateur. Sur VAMOS, la détection installée au plan focal est adaptée aux ions que l'on souhaite détecter. Pour les ions relativement légers ($A < 60$) et d'énergie suffisante ($E > 5$ MeV/nucléon), l'ensemble de détection est, comme sur SPEG, constitué de deux chambres à dérive, d'une chambre à ionisation et d'un plastique. Pour les ions plus lourds et/ou plus lents, l'ensemble de détection utilise des détecteurs SED (Secondary Electron Detector), la chambre à ionisation et éventuellement un mur de Si. Les détecteurs SED permettent de minimiser la quantité de matière sur le passage des ions. En effet ils sont constitués d'une feuille très mince placée sur le passage des ions, et inclinée à 45°, sur laquelle les ions vont arracher des électrons. Ces électrons sont collectés sur une chambre multifils à basse pression, placée en dehors des trajectoires, et qui fournit un signal temps et les positions horizontale et verticale.

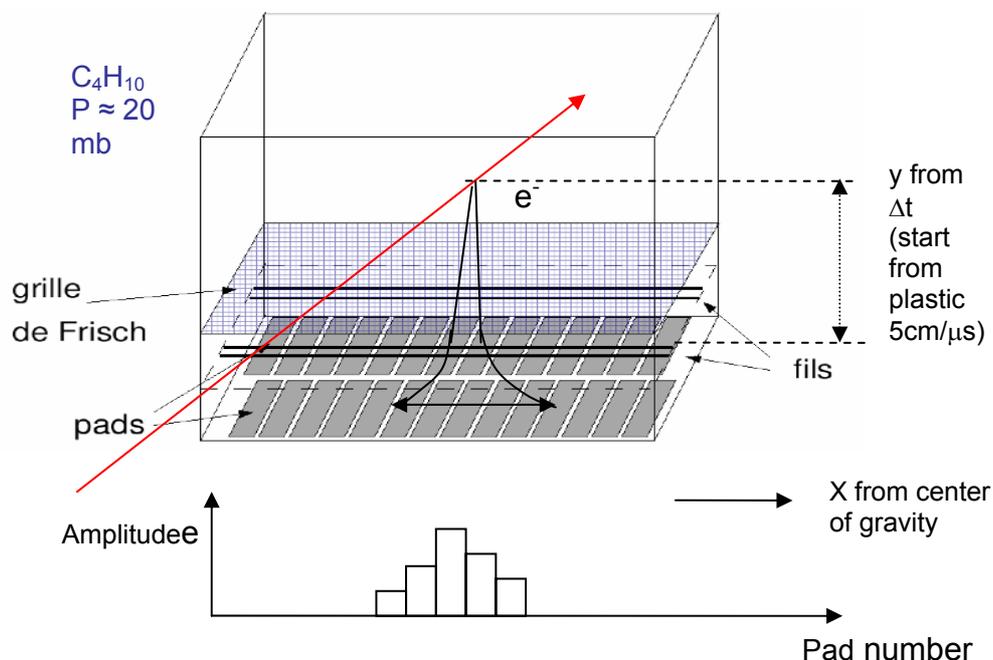


Figure 6.4 : Principe de fonctionnement d'une chambre à dérive

Un problème général avec les spectromètres de grande acceptation est l'augmentation des aberrations optiques. Lors de la conception du spectromètre VAMOS, il est par exemple apparu que la forme des pôles du deuxième quadrupole devait contenir des termes du 7ème ordre, pour corriger certaines aberrations provoquant le croisement des trajectoires au niveau du plan focal et empêchant la reconstruction des trajectoires de manière non ambiguë. En plus de ces corrections « hardware », un important effort de développement de logiciels pour corriger les aberrations restantes a dû être engagé pour l'analyse des expériences sur VAMOS. La figure 6.5 présente l'image d'une grille rectangulaire au plan focal de VAMOS et illustre les importantes aberrations qui doivent être corrigées pour obtenir une image non distordue.

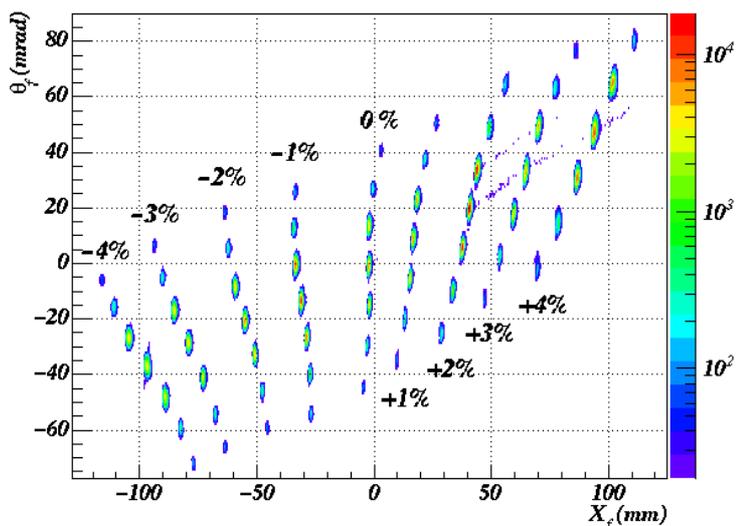


Figure 6.5 : Image d'une grille rectangulaire au plan focal de VAMOS.

Dans le cadre des réactions directes, les spectromètres sont utilisés, comme indiqué plus haut, pour sélectionner les éjectiles d'intérêt et les identifier, mais aussi dans certains cas pour mesurer leur distribution angulaire ou leur distribution en moment.

La Figure 6.6 présente un exemple d'image obtenue au plan focal du spectromètre SPEG lors d'une expérience utilisant un faisceau de ^{10}Be et une cible de CH_2 [Cor97]. Les énergies les plus élevées sont à droite du plan focal, et la courbe la plus à droite correspond donc à la diffusion élastique sur le Carbone de la cible, et celle qui lui est parallèle tout en étant moins intense correspond à la diffusion inélastique sur le premier état excité du Carbone à 4.44 MeV. Finalement la courbe très inclinée la plus à gauche correspond à la diffusion élastique sur les atomes d'hydrogène, pour laquelle la relation cinématique entre l'angle et l'énergie varie très rapidement. A partir de ces données, les distributions angulaires sont obtenues en prenant des tranches angulaires et en intégrant le nombre de coups dans chaque tranche. On peut alors en déduire les distributions présentées sur la Figure 6.7, après conversion des angles dans le repère du centre de masse et normalisation absolue des sections efficaces. Les points correspondent aux données expérimentales, les courbes aux calculs effectués dans le cadre du modèle optique avec la paramétrisation CH89 du potentiel proton-noyau [Var]. Il faut toutefois noter que ce type de mesure est relativement peu utilisé car la résolution angulaire nécessaire est pratiquement impossible à atteindre pour les ions de masse supérieure à 15, et que la détermination d'une distribution angulaire complète nécessite de nombreuses mesures pour différentes valeurs de la rigidité magnétique, en raison de la forte variation de l'énergie en fonction de l'angle. Il est donc préférable de mesurer le noyau de recul léger, comme on le verra au paragraphe 7.

La mesure des distributions en moment est en revanche très couramment utilisée car elle permet d'obtenir des indications sur la structure des noyaux. En effet, selon la relation

d'incertitude de Heisenberg, une distribution en moment étroite du fragment après une réaction de dissociation du neutron de valence indique la présence d'une distribution radiale étendue pour ce dernier neutron, et donc constitue une première indication d'un phénomène de halo ou de peau de neutrons [Han, Orr, Cor, Baye]. La Figure 6.8 illustre ce type de mesure dans la région des noyaux entre le B et le F [Sau]. Certaines de ces distributions (^{14}B , ^{15}C) sont clairement plus étroites que celle des noyaux voisins, avec une FWHM de 56 et 65 MeV/c respectivement, au lieu de 200 MeV/c pour les noyaux « normaux ». Si le ^{14}B semble effectivement présenter une distribution de densité étendue de son neutron de valence, la situation est moins claire pour ^{15}C , pour lequel l'énergie de séparation du dernier neutron est relativement élevée (1.22 MeV) et les sections efficaces de réaction ne présentent pas d'augmentation significative.

Les expériences de ce type sont désormais réalisées en utilisant une coïncidence avec les rayonnements γ émis par le fragment, de manière à clairement différencier l'état fondamental et chacun des états excités (voir paragraphe 9.1.1).

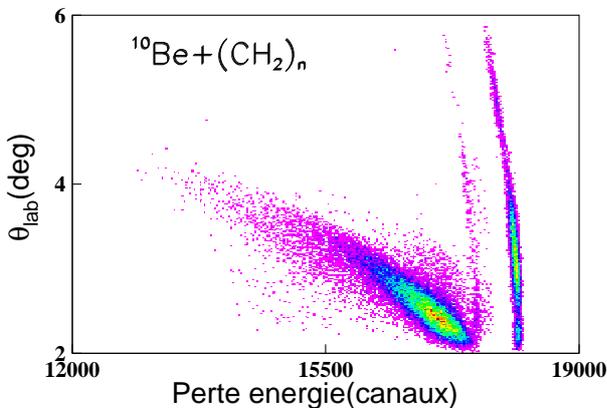


Figure 6.6 : Corrélation cinématique angle de diffusion, énergie pour les ^{10}Be détectés au plan focal du spectromètre SPEG, après diffusion élastique sur une cible de CH2.

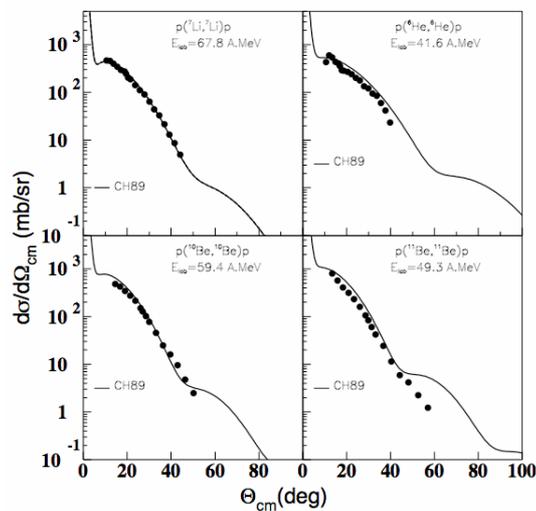


Figure 6.7 : Distributions angulaires de diffusion élastique sur proton déterminées par la mesure des éjectiles lourds au plan focal du spectromètre SPEG.

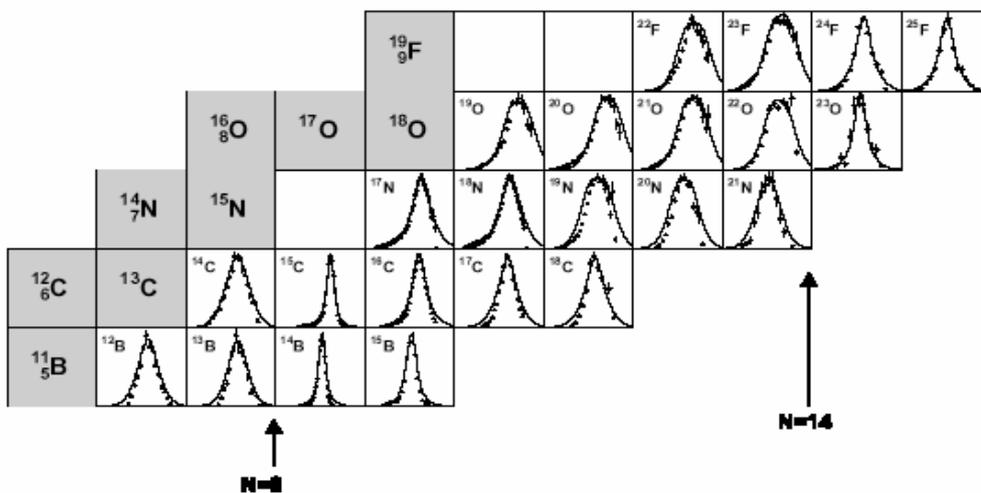


Figure 6.8 : Distributions en moment longitudinal du fragment après réaction de dissociation d'un neutron [Sau]. Les lignes continues correspondent à des calculs dans le cadre du modèle de Glauber [Cars].

7. Détection du recul léger

Les caractéristiques cinématiques du noyau de recul de la cible après réaction, vues précédemment sur la figure 2.2, déterminent l'ensemble de détection qui doit être utilisé :

- selon le type de réaction étudiée, les angles avant dans le centre de masse, où les sections efficaces sont les plus importantes, correspondent à une diffusion du noyau de recul soit vers l'avant (réaction de type pick-up, (p,d),(p,t), (d,³He)...), soit vers l'arrière (réaction de stripping (d,p)), soit encore vers 90° (diffusion élastique et inélastique). Il faut donc disposer d'un détecteur qui permettent de couvrir toutes ces régions, soit en même temps (couverture angulaire proche de 4π , donc détecteur très complet et en général très cher), soit successivement d'où la nécessité de modularité de l'ensemble de détection pour pouvoir le disposer dans différentes configurations.
- Dans toutes ces régions angulaires, l'énergie de la particule légère de recul est très faible et nécessite donc des seuils de détection très faibles.
- En même temps, la mesure des réactions sur une large gamme d'angles, nécessaire pour la détermination de la multipolarité des transitions, requiert une grande dynamique en énergie pour l'ensemble de détection.

7.1- Ensembles de détecteurs solides

Au GANIL, les ensembles MUST, MUST2 et TIARA répondent à ces critères.

MUST [Blu] est un ensemble de 8 télescopes, utilisé depuis la fin des années 1990, constitué chacun :

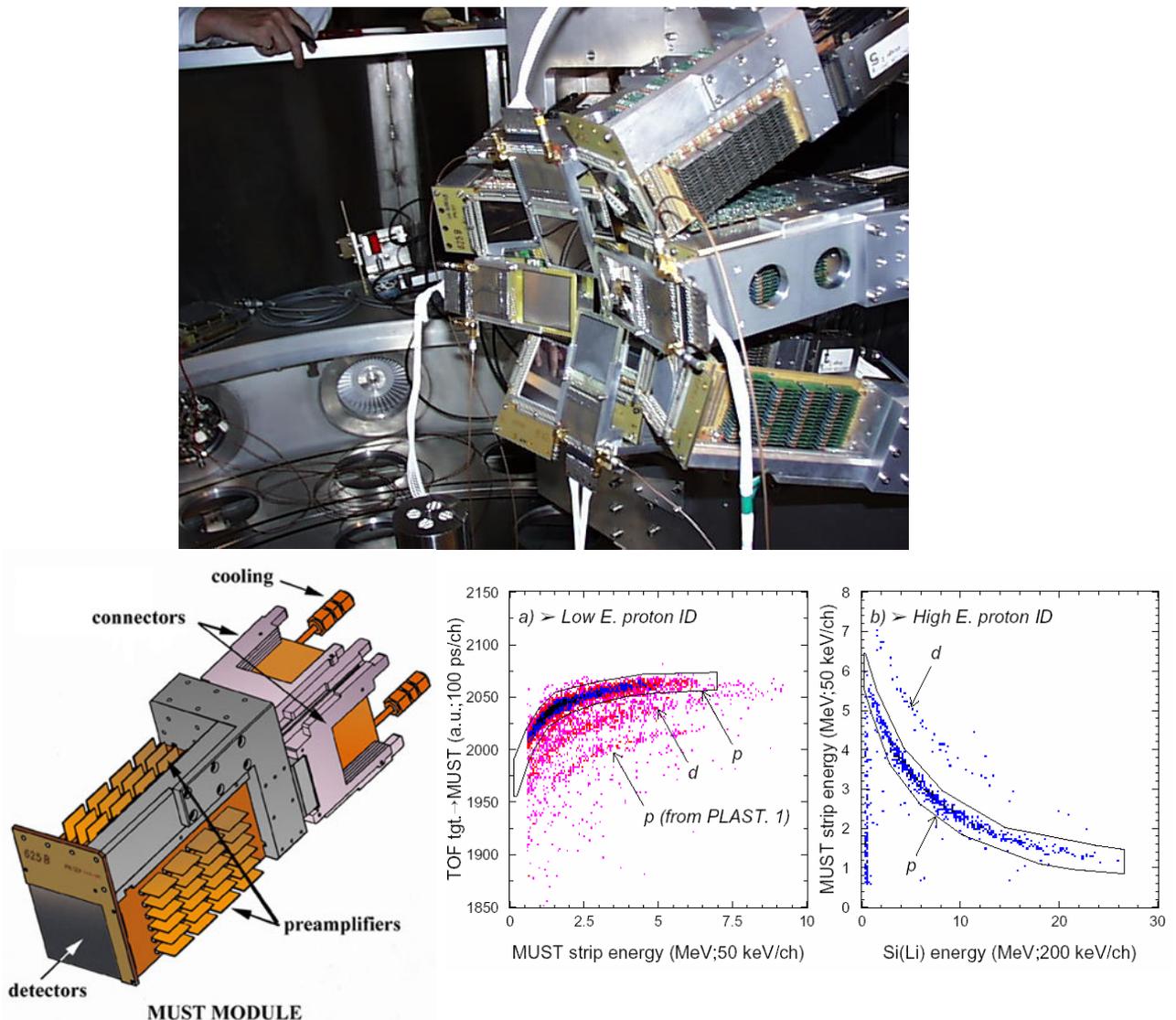
- d'un détecteur Si de 300 μm , construit par CANBERRA, de surface 6x6 cm^2 , permettant la mesure de la perte d'énergie, du temps de vol, et de la position grâce à des strips horizontales et verticales de 1 mm. Les protons de moins de 6 MeV sont stoppés dans ce détecteur et sont identifiés par la méthode Energie-Temps de vol. La résolution intrinsèque en énergie est de 60 keV pour des α de 5 MeV et la résolution en temps est de l'ordre de 500 ps pour un dépôt d'énergie de 2.3 MeV.
- d'un détecteur Si(Li), construit à l'IPN d'Orsay, de 3 mm d'épaisseur permettant la mesure de la perte d'énergie ou de l'énergie résiduelle. Les protons d'énergie comprise entre 6 et 25 MeV sont stoppés dans ce détecteur, pour lequel la résolution en énergie est de 40 keV pour des α de 5 MeV, à température ambiante (forte dépendance en température). Un système de refroidissement est donc indispensable au bon fonctionnement de l'ensemble.
- d'un cristal de Csl, construit par Scionix, de 15 mm d'épaisseur pour la mesure de l'énergie résiduelle pour les particules de plus haute énergie n'étant pas arrêtées dans les deux premiers étages. Les protons de moins de 70 MeV sont arrêtés dans cet étage et peuvent donc être identifiés par la méthode ΔE -E.

La Figure 7.1 présente une photographie de cet ensemble de 8 télescopes disposés de manière à couvrir les angles avant, un schéma d'un télescope, avec les détecteurs suivis de leur électronique embarquée, et du système de refroidissement, et enfin des spectres d'identification typiques obtenus par la méthode (ToF, ΔE) lorsque les noyaux de recul s'arrêtent dans le premier étage du télescope, et par la méthode (ΔE ,E). Pour chaque télescope, les préamplificateurs sont placés au plus près des détecteurs. Chaque strip X et Y fournit une mesure de la perte d'énergie. En revanche, la mesure du temps est globale pour le télescope (OR entre les sorties des signaux des discriminateurs). L'encombrement de chaque télescope, bien visible sur le schéma du module MUST en bas à gauche de la figure 7.1 est dû à cette électronique embarquée, constituée pour chaque module de 121 préamplificateurs construits à l'IPN d'Orsay pour les 2x60 strips des détecteurs Si et le détecteur Si(Li). Pour la face d'entrée du détecteur à strips (jonction), des préamplificateurs

de courant sont utilisés pour la mesure de l'énergie et du temps sur chaque strip. Pour la face de sortie, des préamplificateurs de charge sont utilisés pour une résolution en énergie optimum, avec un gain de 20 mV/MeV. Le détecteur Si(Li) est équipé du même type de préamplificateur de charge, alors que le CsI utilise une photodiode Hamamatsu et un préamplificateur de charge fourni par Scionix. Tous les composants ont été optimisés pour une dissipation de puissance minimale. Malgré cette faible consommation, tous les modules doivent être refroidis par un système de circulation d'eau froide à 10°C, pour maintenir une température constante proche de 40°C au niveau des détecteurs.

L'ensemble MUST correspond donc au total à environ 1000 voies d'électronique, pour lesquelles il était impossible d'envisager l'utilisation d'une électronique standard à base de modules NIM ou CAMAC. Un système compact dédié a donc été construit, utilisant le standard VXI (taille D). L'ensemble de l'électronique, comprenant pour chaque voie : amplificateurs, discriminateurs, ADC, plus 4 convertisseur temps-amplitude par télescope, est regroupé dans des modules VXI, à raison d'un module pour un détecteur Si à strips. L'électronique pour les détecteurs Si(Li), le système de pulser interne, et les fonctions logiques nécessaires sont regroupés dans un module dédié.

Figure 7.1 : Ensemble MUST. En bas à gauche, schéma explicatif d'un télescope MUST. En bas à droite, spectres d'identification obtenus par temps de vol-énergie dans le premier étage du télescope, et par ΔE -E dans les détecteurs Si à strips et le Si(Li).



La Figure 7.2 illustre l'efficacité d'un ensemble tel que MUST pour la mesure de particules légères de recul dans les études de réactions directes. L'expérience utilisait un faisceau de ${}^8\text{He}$ à 15.6 MeV/nucléon produit par SPIRAL au GANIL, et une cible de polypropylène $(\text{CH}_2)_n$ [Ska]. Les réactions de diffusion élastique, inélastique et de transfert (p,d) et (p,t) ont pu être mesurées en même temps. Le spectre central présente les corrélations cinématiques caractéristiques de ces différentes réactions, obtenues par l'identification et la mesure de l'énergie et des angles de diffusion des particules légères de recul (protons, deutons et tritons) issues de la cible. Compte-tenu du caractère binaire de ces réactions, la seule détection de la particule légère suffit à complètement déterminer la réaction et à reconstruire la spectroscopie de l'éjectile même s'il n'est pas lié : c'est la méthode de la masse manquante.

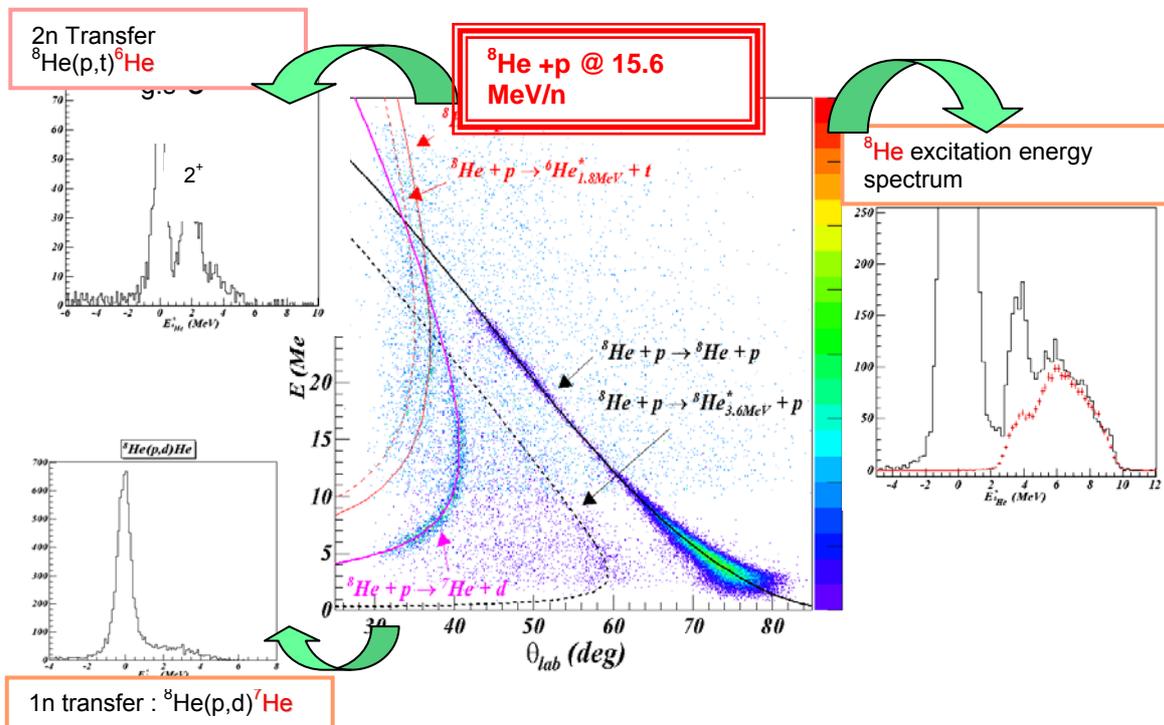


Figure 7.2 : Exemple de résultat expérimental obtenu avec MUST, par détection de la particule légère de recul. Au centre, diagramme cinématique des différentes réactions observées au cours d'une expérience ${}^8\text{He}+p$. Sur les côtés, reconstruction de l'énergie d'excitation dans le noyau éjectile, pour la réaction de transfert de 2 neutrons ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ (en haut à gauche), la réaction de transfert de 1 neutron ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ (en bas à gauche) et la diffusion élastique et inélastique (à droite) [Ska].

Par rapport à MUST, la couverture d'un télescope MUST2 (Figures 7.3 et 7.4) est 3 fois plus importante, la surface d'un détecteur étant passée de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ à $10 \times 10 \text{ cm}^2$. La taille des strips est légèrement inférieure (0.7 mm au lieu de 1 mm), assurant une meilleure résolution angulaire. La grande différence est liée à l'électronique utilisée. Pour MUST2, l'électronique est basée sur la technologie des ASICs (Application Specific Integrated Circuit) qui permet d'obtenir des circuits très compacts. Cette évolution était rendue nécessaire d'une part par l'augmentation du nombre de voies entre MUST et MUST2, et d'autre part par les contraintes dues à l'évolution des expériences. En effet, l'ensemble MUST a été utilisé surtout pour les études de noyaux légers très exotiques, où le nombre d'états liés et la densité de niveaux sont relativement faibles. En revanche, pour les noyaux de masse intermédiaire, les études de spectroscopie nécessitent l'utilisation de détecteurs γ en coïncidence, et il faut donc réduire au maximum l'encombrement des détecteurs de particules chargées. La figure 7.1 montre clairement qu'avec l'encombrement lié aux préamplificateurs embarqués sur les télescopes, l'ensemble MUST ne peut pas répondre à ces critères.

Les télescopes de l'ensemble MUST2 sont basés sur le même modèle que ceux de MUST, mais plusieurs modifications ont toutefois été apportées :

- le premier étage est constitué d'un détecteur Si à strips, fourni par MICRON, de taille $10 \times 10 \text{ cm}^2$, d'épaisseur $300 \text{ }\mu\text{m}$, avec 128 strips horizontales sur une face et 128 strips verticales sur l'autre. La résolution intrinsèque est de 40 keV pour des α de 5 MeV.
- Le deuxième étage est constitué de détecteurs Si(Li) comportant 16 régions indépendantes. En raison des difficultés rencontrées au cours de la fabrication de ces détecteurs (matériau, problèmes de diaphonie entre les différentes parties du détecteur, tenue en tension...) l'ensemble MUST2 comprend 2 types de détecteurs Si(Li). Le premier type de détecteurs est fourni par le laboratoire de Jülich, et correspond à 2 détecteurs Si(Li) de 5 mm d'épaisseur de $5 \times 10 \text{ cm}^2$, chacun séparé en 8 pads. Le deuxième type de détecteurs est construit par l'IPN d'Orsay et correspond à 4 détecteurs Si(Li) de 3 mm d'épaisseur de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, séparés eux-mêmes en 4 pads, ou non.
- Le troisième et dernier étage est constitué de 16 cristaux de Csl de taille $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ et d'épaisseur 2 cm, pour porter la gamme en énergie des protons à 90 MeV. L'objectif de la segmentation du deuxième et troisième étage des télescopes est de pouvoir s'intéresser à des réactions dans lesquelles plus de deux particules chargées sont émises en voie de sortie, comme par exemple, la réaction ($\alpha, {}^6\text{Be}$) où le ${}^6\text{Be}$ se désintègre instantanément en α et 2 protons.

A l'heure actuelle, l'ensemble MUST2 comprend 6 télescopes, dont seulement 4 sont complètement équipés avec les 3 étages de détection.

Comme mentionné plus haut, la grande différence entre MUST et MUST2 est liée à l'électronique utilisée. Pour 6 télescopes, l'ensemble MUST2 correspond à plus de 4000 voies d'électronique, et la gestion de câbles individuels par voie devenait difficile. Il a donc été décidé de passer à la micro-électronique, qui permet l'utilisation de circuits intégrés de haute densité, la lecture multiplexée des données, et un ensemble de Commande&Contrôle en série. La nouvelle électronique liée à MUST2 correspond à 3 types de développements :

- un ASIC, appelé MATE (Must2 Asic for Time and Energy). Comme son nom l'indique, ce circuit amplifie et traite le signal d'entrée pour donner en sortie un signal multiplexé correspondant aux énergies et aux temps de 16 voies. Pour chaque voie, il est constitué d'un préamplificateur de charge, de deux amplificateurs « shaper » et d'un système de « Track&Hold », d'un discriminateur de type « leading edge », et d'un convertisseur temps-amplitude. Ses caractéristiques peuvent être modifiées pour lui permettre de traiter les signaux des 3 types de détecteurs du télescope. Par exemple, la capacité de rétroaction du préamplificateur peut prendre 4 valeurs correspondant à 4 gains, pour

s'adapter aux différentes gammes d'énergie considérées. La valeur du temps de piquage pour le « Track&Hold » peut être égale à 1 μ s ou 3 μ s, selon que l'ASIC va devoir traiter des signaux rapides des Si ou plus lents des Si(Li) et Csl. Enfin la gamme du convertisseur temps-amplitude peut être fixée à 300 ou 600 ns.

- Une carte Front-end qui reçoit les ASICs, à raison d'une carte MUFFEEX (MUST2 Front End Electronics) pour les 128 strips X et le détecteur Si(Li) et d'une carte MUFFEY pour les 128 strips Y et les 16 Csl de chaque télescope. Chaque carte porte donc 9 MATE, et est reliée au détecteur par des câbles-rubans en kapton, visibles sur la Figure 7.1 (bandes rouge et bleue connectées au détecteur Si à strips). Ces cartes délivrent un trigger commun pour chaque télescope, construit à partir d'un OU des signaux des discriminateurs. Elles assurent aussi la distribution des signaux de Contrôle&Commande, aux différents MATE en utilisant le protocole I2C, contrôlent un générateur d'impulsion, distribuent les données à une mémoire interne, et mesurent la température.
- Une nouvelle carte VXI, MUVI (pour MUsT2-Vxl), qui permet de coder les signaux et d'assurer le Contrôle&Commande de l'ensemble. Une carte mère MUVI accueille 4 cartes filles CAS, et contrôle 4 télescopes, soit 2176 paramètres. Le cœur logique de la carte est constitué de deux circuits logiques programmables et d'un circuit DSP (Digital Signal Processing) assurant des fonctions complexes de traitement ou de communication : initialisation, distribution des signaux triggers aux cartes filles, gestion des signaux logiques de collecte des paramètres analogiques, contrôle de la conversion analogique numérique, ajustement des offsets des voies de détection, seuillage des voies numériques, gestion des accès du protocole I2C, fonctions de calibration...

MUST2 a été utilisé pour les premières expériences en 2007 (Figure 7.4).

Figure 7.3 : En haut, schéma éclaté d'un télescope MUST2.

A droite, un ASIC MATE, avec 16000 transistors implantés dans un carré de 6 mm de côté

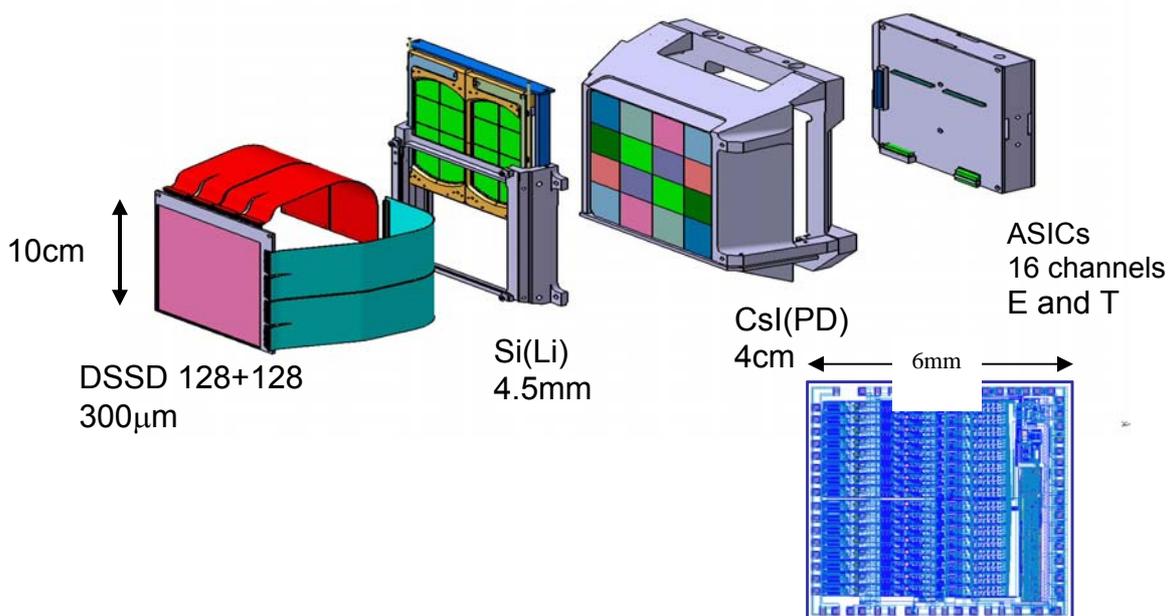
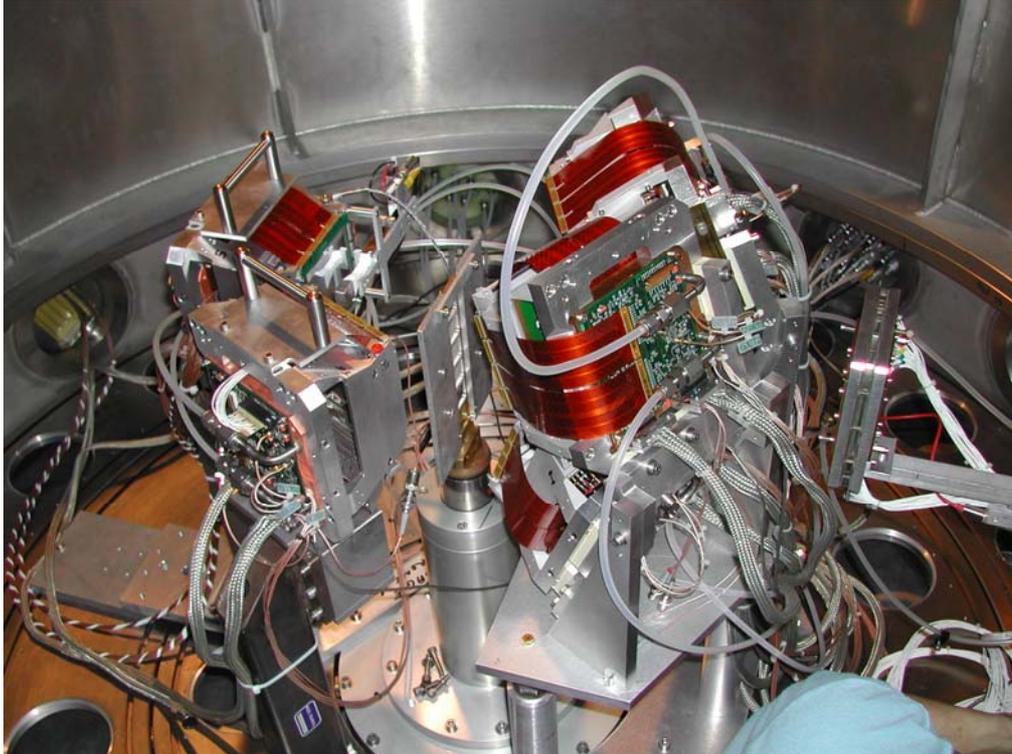


Figure 7.4 : Dispositif expérimental utilisé dans une des premières expériences MUST2 : 4 télescopes à l'arrière pour mesurer les protons de recul d'une réaction (d,p) , un télescope à l'avant pour mesurer les éjectiles lourds, et un télescope à 60° pour mesurer les deutons de recul, après diffusion élastique ou inélastique.



MUST et MUST2 sont loin d'être les seuls ensembles de détecteurs pour les particules légères de recul. De nombreux ensembles similaires ont été construits par les différents groupes travaillant dans le domaine. La Figure 7.5 présente les ensembles TIARA, HIRA et ORRUBA.

TIARA est le fruit d'une collaboration entre plusieurs laboratoires britanniques et est utilisé au GANIL (Figure 7.5 haut gauche, www.ph.surrey.ac.uk/~phs1wc/tiara/index.html). Il a été spécialement conçu pour pouvoir être installé à l'intérieur d'EXOGRAM. Il est constitué d'un tonneau octogone formé de 8 télescopes de Si de $142 \times 32 \text{ mm}^2$ de surface, couvrant les angles entre 36° et 144° , et de deux détecteurs Si annulaires pour les angles avant et arrière (5° à 35° des deux côtés). Le premier étage du tonneau est sensible à la position, avec 4 strips résistives de 9 mm de largeur. La mesure de la position, dans le sens de la longueur des strips est obtenue par division de charge, avec une précision de 0.5 mm. Les détecteurs annulaires sont divisés en 6 segments, eux-mêmes divisés en strips annulaires de 1 mm de largeur. Le choix d'une électronique standard, commerciale a été fait pour cet ensemble où le nombre de voies reste encore relativement limité.

ORRUBA (www.orau.org/stewardship/#ORRUBA) comprend 2 anneaux de 12 détecteurs Si sensibles à la position. L'ensemble a été développé en collaboration par les équipes de Rutgers University et Oak Ridge (Figure 7.5 haut droite). Chaque télescope comprend un détecteur de 65 ou 140 μm , pour la mesure de la perte d'énergie suivi d'un détecteur de 1 mm d'épaisseur. Chaque détecteur a une longueur de 8 cm, et une largeur de 4 cm, divisée en 4 strips résistives de 1 cm de large, orientées parallèlement au faisceau. Il est équipé d'une électronique standard, commerciale.

HIRA est utilisé au MSU/NSCL (Figure 7.5 bas, www.nsl.mscl.msu.edu/tech/devices/hira). Il comprend un ensemble de 20 télescopes de $62.3 \times 62.3 \text{ mm}^2$ de zone active, constitués de

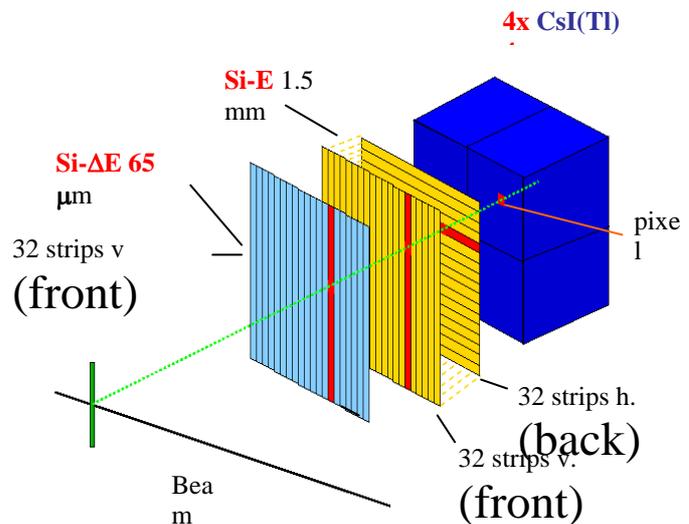
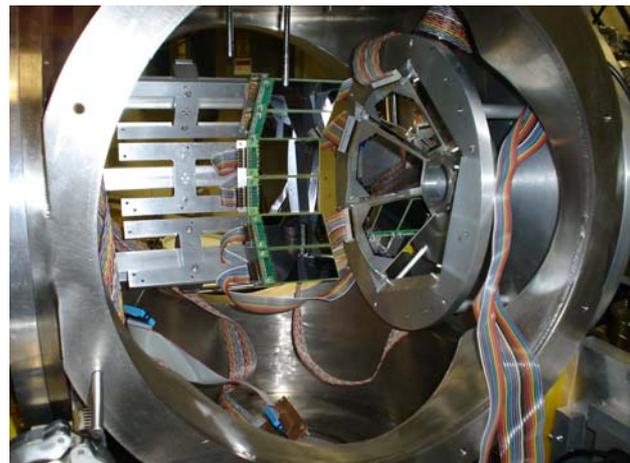
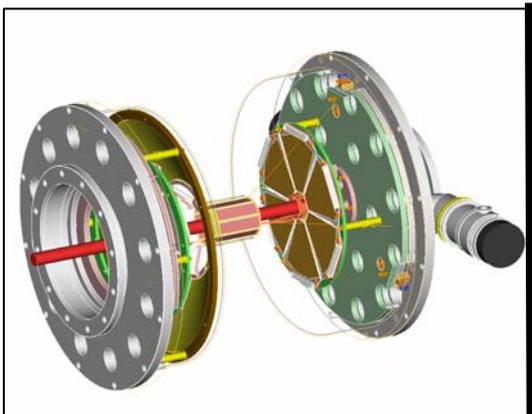
3 étages : un détecteur à strips de $65\ \mu\text{m}$ (32 strips verticales), un détecteur à strips de $1.5\ \text{mm}$ d'épaisseur (strips verticales et horizontales sur la face d'entrée et de sortie), 4 cristaux de CsI de $4\ \text{cm}$ d'épaisseur. La résolution angulaire obtenue est de 0.15° à la distance nominale de $35\ \text{cm}$ de la cible. A cette distance, la couverture angulaire des 20 télescopes représente 70% des angles compris entre 5 et 30° . Tout comme MUST et MUST2, l'ensemble HIRA est conçu de manière modulaire, pour pouvoir être disposé différemment selon les expériences et optimiser la couverture des angles les plus importants de la réaction considérée. Il utilise aussi une électronique à base d'ASICs spécialement développés. Chaque ASIC comprend 16 voies qui sont constituées par: un préamplificateur, un amplificateur shaper, un discriminateur, et un convertisseur temps-amplitude.

Les solutions exploitées par les différents groupes travaillant dans ce domaine sont donc toutes très proches, pour ce qui est des ensembles de détecteurs à base de Si. Le paragraphe suivant présente une approche très différente et complémentaire, à base de détecteur gazeux.

Figure 7.5 : Différents ensembles de détection pour les particules légères de recul.

En haut à gauche : TIARA, à droite ORRUBA (seulement 4 télescopes d'ORRUBA sont montés sur la photo)

En bas : HIRA, photo et schéma de principe d'un télescope.



7.2 Détecteur gazeux : la cible active MAYA

Les expériences portant sur les réactions directes sont confrontées à plusieurs types de difficultés : les noyaux les plus intéressants sont en général les plus exotiques, pour lesquels, les intensités des faisceaux secondaires sont les plus faibles. Pour contrebalancer cette faible intensité, il faut donc concevoir des ensembles de détection les plus efficaces et augmenter l'épaisseur de la cible de réaction. Mais en augmentant l'épaisseur de cible, on augmente aussi les incertitudes sur la reconstruction cinématique et sur la résolution en énergie, surtout lorsqu'on s'intéresse à des particules de faible énergie, comme c'est le cas des particules légères de recul aux petits angles cdm.

L'idée d'un détecteur-cible active, dans lequel les atomes du gaz de détection servent de noyaux cibles, permet de surmonter toutes ces difficultés. En effet, l'efficacité de ce type de détecteur est en principe de 100%, la reconstruction des trajectoires après la réaction permet de s'affranchir de l'influence de la perte d'énergie dans la cible épaisse, et les particules de basse énergie peuvent être détectées avec un seuil très faible. En plus, dans le cas de produits de réaction non liés, leurs produits de décroissance peuvent aussi être détectés dans le gaz de réaction. Enfin, un autre aspect intéressant est la possibilité de mesurer des fonctions d'excitation avec un seul réglage de l'accélérateur, le vertex de la réaction, donc l'énergie à laquelle se produit la réaction, étant déterminé événement par événement.

7.2.1. Présentation générale

La cible active MAYA [Dem] est présentée sur les figures 7.6. Le principe de base est celui d'une chambre à dérive à température ambiante, où le gaz de détection joue le rôle de cible de réaction. Différents gaz sont utilisés pour fournir différentes cibles : isobutane C_4H_{10} , mais aussi H_2 ou D_2 ont été utilisés dans les premières expériences. L'épaisseur de la cible est contrôlée par la pression, qui peut être ajustée entre 20mb et 3 atm. Le volume actif de détection est un parallélépipède de dimension $30 \times 26 \times 20 \text{ cm}^3$, percé d'un trou de diamètre 13 mm pour l'entrée du faisceau. Le côté de la sortie du détecteur est constitué d'un mur de télescopes constitués de détecteurs Si ($700 \mu\text{m}$ d'épaisseur, $5 \times 5 \text{ cm}^2$ de surface) et de cristaux de CsI. Lorsqu'une particule du faisceau interagit avec un atome de gaz, les trajectoires des fragments issus de la réaction sont reconstruites en 3 dimensions, et leur identification est obtenue par mesure de leur parcours et de leur perte d'énergie dans le gaz et éventuellement dans le mur avant.

La cathode est constituée par une plaque d'acier inoxydable placée en haut de la chambre. La zone de détection est séparée du volume actif par une grille de Frisch. L'amplification est assurée par des fils proportionnels qui induisent un signal sur un plan de cathode situé 10 mm dessous. Cette cathode est segmentée en 37×35 pads hexagonaux de 5 mm de côté, dont 32×32 sont utilisés pour collecter les charges. Les signaux induits sur chacune de ces pads sont mesurés par des ASICs GASSIPLEX connectés sous le plan cathodique.

Les particules chargées ionisent le gaz de détection le long de leur trajectoire, libérant des électrons qui dérivent vers la zone d'amplification sous l'effet d'un champ électrique, appliqué entre la cathode supérieure et la grille de Frisch (tension pouvant atteindre 10-15 kV). Les électrons traversent la grille de Frisch, qui protège les fils de l'anode de l'induction de charge due aux électrons et aux ions au-dessus de la grille [Kno]. Ils sont alors accélérés autour des fils proportionnels, portés à une tension de l'ordre de 1 à 4 kV. Les électrons accélérés ionisent le gaz environnant, produisant des ions positifs qui à leur tour induisent une charge miroir sur les pads situés en-dessous. Les charges collectées sur les différents pads correspondent à une projection en deux dimensions dans le plan horizontal de la trajectoire de la particule chargée initiale. La troisième dimension est obtenue par la mesure du temps de dérive des électrons entre un signal start externe et le temps d'arrivée sur les différents fils. Il y a donc seulement une mesure de temps pour une rangée de pads, ce qui limite en pratique le domaine d'utilisation de MAYA à l'heure actuelle à l'étude des réactions binaires avec seulement deux fragments en voie de sortie, un de chaque côté du faisceau.

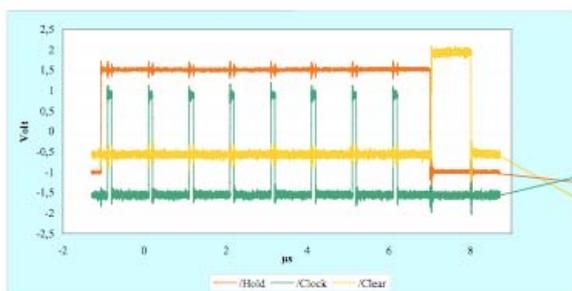
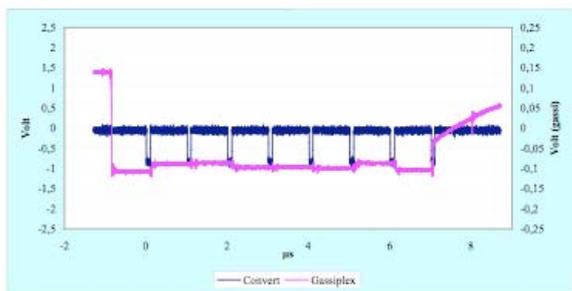
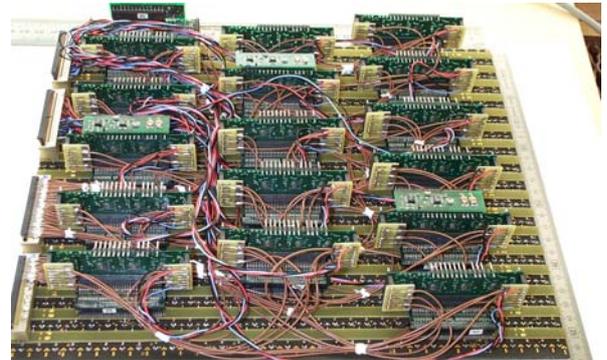
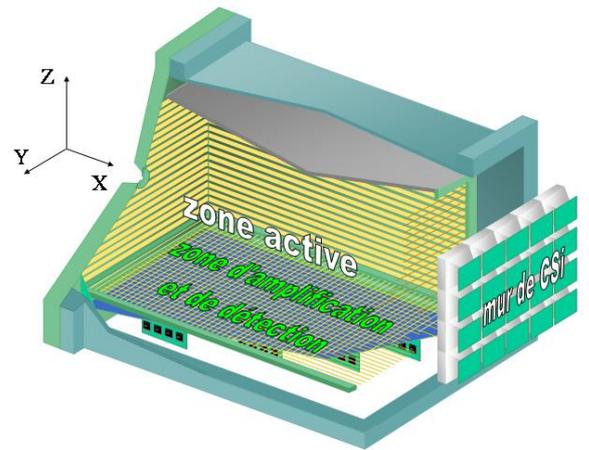
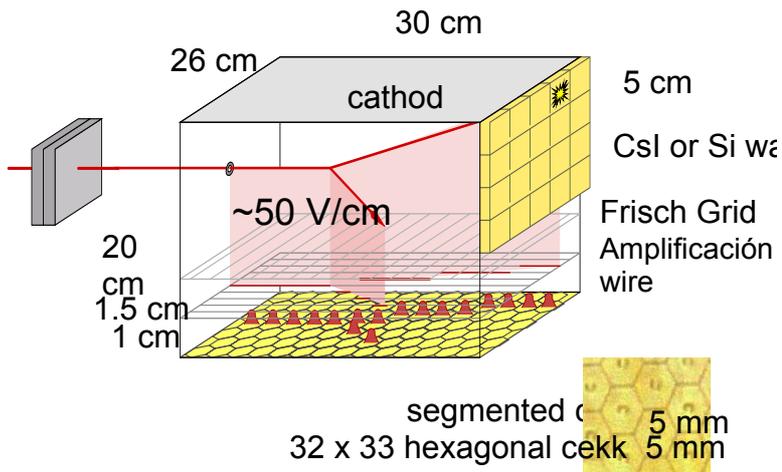


Figure 7.6 :

Haut : Sch3ma de principe de fonctionnement de MAYA

Milieu gauche : Photo de MAYA, avec la porte arri3re ouverte, portant l'ensemble du mur de t3lescopes Si+CsI.

Milieu droit : Envers de la cathode avec les cartes GASSIPLEX

Bas : Signaux de fonctionnement de MAYA, en bleu signal de conversion du S3quenceur, en violet signal de l'amplitude d'une s3rie de 8 voies GASSIPLEX, en orange, signal de Track&Hold, en vert signal d'horloge, en jaune Clear [Dem].

7.2.2 Analyse des données.

L'analyse des données est centrée sur l'analyse des reconstructions des trajectoires des particules après réaction (voir Figure 7.7), à partir des charges induites sur les différents pads de la cathode d'une part, et d'autre part, des temps de dérive et de l'énergie des fils proportionnels. Les charges induites sur les différents pads sont utilisées pour reconstruire les centres de gravité sur les axes de symétrie définis par la structure hexagonale des pads, en utilisant une méthode de sécante hyperbolique au carré (SECHS, [Lau]). Le parcours des particules est obtenu comme la distance entre la fin de la trajectoire et le vertex de la réaction, habituellement calculé à l'intersection des trajectoires des particules après réaction ou d'une particule et du faisceau incident. La méthode utilisée pour déterminer la fin de la trajectoire dépend des conditions expérimentales. Pour les particules de moyenne énergie où le pic de Bragg est bien défini, une des méthodes utilisées consiste à prendre le maximum de la dérivée de la charge induite, après le pic de Bragg, et les précisions de l'ordre de 1mm sont obtenues. Pour les particules de basse énergie (<1 MeV/nucléon), où l'ionisation débute après le maximum du pic de Bragg, un traitement approprié du profil d'ionisation doit être utilisé avec des précisions de l'ordre de 2 mm [Dem2].

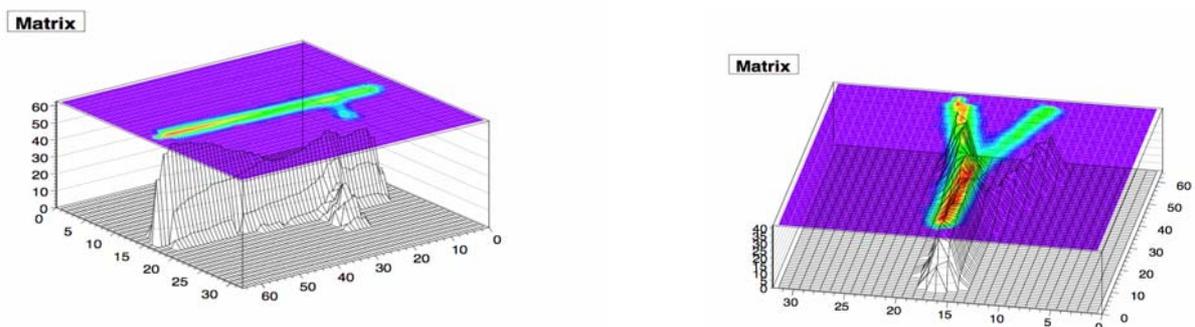
Les angles et le parcours projetés doivent ensuite être corrigés de l'angle du plan de réaction, obtenu à partir du temps de dérive. Ces temps de dérive sont traduits en distances à partir de la vitesse de dérive des électrons, elle-même obtenue à partir des trajectoires bien définies du faisceau entrant dans MAYA. L'électronique actuelle limite en pratique l'angle solide aux réactions situées dans un plan faisant un angle de moins de 45° par rapport au plan horizontal. Les angles plus grands correspondent à des trajectoires dont l'induction est concentrée sur un nombre de fils trop limité pour donner de bons résultats.

La perte d'énergie totale dans le gaz est obtenue soit à partir de la somme des charges induites sur les pads le long de la trajectoire, soit à partir des énergies collectées sur les différents fils touchés. Pour les particules ne s'arrêtant pas dans le gaz de détection, et atteignant les détecteurs ancillaires constitués par les télescopes Si-CsI, l'identification est obtenue par la méthode $\Delta E-E$. Pour celles qui s'arrêtent dans le gaz, l'identification est obtenue à partir de la relation liant le parcours et l'énergie :

$$\text{Range} \approx E^2/MZ^2.$$

L'identification des différentes voies de réaction est obtenue à partir de la corrélation cinématique (parcours, angle) pour les différentes particules identifiées. La résolution intrinsèque sur le parcours est de l'ordre de $\Delta x=1$ mm. Pour une trajectoire de 10 cm de longueur L, cela correspond à une résolution de 1 % en parcours, de 0.5% en énergie et de 0.6° en angle ($\Delta x/L$). La résolution sur la mesure de la charge collectée sur les pads ou les fils est de l'ordre de 10%. Ces valeurs sont bien sûr très dépendantes des conditions expérimentales : énergie des particules, pression du gaz...

Figure 7.7 : Exemples d'événements obtenus dans MAYA avec un faisceau de ^{11}Li de 5 MeV/nucléon, et un gaz d'isobutane. A gauche, réaction sur les atomes d'hydrogène avec un deuton ou triton de recul, A droite, réaction sur un atome de ^{12}C [Sav2].



La cible active MAYA a été utilisée dans plusieurs expériences très variées, nécessitant la mesure de particules de recul de très basse énergie, et impossibles à réaliser avec une cible solide. Parmi les derniers résultats obtenus, on peut citer :

- la mise en évidence de l'état fondamental de ${}^7\text{H}$, par réaction ${}^8\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{N}){}^7\text{H}$ à 15.4 MeV/nucléon, en détectant le ${}^{13}\text{N}$ de très basse énergie (quelques MeV d'énergie totale) dans le gaz d'isobutane à 30 mb, et le triton résultant de la décroissance de ${}^7\text{H}$ dans le mur de télescope à l'avant de MAYA [Caa].
- La mesure de la résonance géante monopolaire géante dans ${}^{56}\text{Ni}$ par diffusion inélastique de deutons [Khan], à 50 MeV/nucléon. Dans cette expérience, MAYA était remplie de deutérium à une pression de 1050 mb, et a permis de détecter les deutons de basse énergie, avec un seuil de 700 keV, lié à la longueur minimale des traces requise pour une bonne détermination de l'angle de diffusion.

De nouveaux développements sont en cours dans le domaine des cibles actives (www.usc.es/genp/actar), pour surmonter les limitations dues à l'électronique actuelle : angle solide limité aux angles compris entre -45° et $+45^\circ$, expériences limitées aux réactions binaires.

8. Détection des rayonnements γ .

Dans le cas où les niveaux du noyau sont très proches en énergie, la résolution en énergie obtenue avec les détecteurs de plan focal ou les détecteurs de particules chargées de recul est souvent insuffisante. La résolution en énergie dans ces deux cas est souvent entièrement dominée, non par la résolution intrinsèque de ces détecteurs, mais par les effets de résolution liés à l'incertitude sur le point de réaction, et par l'incertitude sur la perte d'énergie dans la cible. Il est alors utile de mesurer les rayonnements γ issus de la désexcitation du noyau d'intérêt.

Les détecteurs de rayonnements γ peuvent être classés en deux grandes catégories : ceux qui ont une relativement bonne efficacité mais une résolution en énergie médiocre (BaF_2, NaI), et ceux qui ont une excellente résolution en énergie mais une efficacité relativement faible (Ge).

La figure 8.1 présente dans sa partie supérieure, les deux ensembles de détecteurs γ les plus couramment utilisés au GANIL à l'heure actuelle :

- le Château de cristal (gauche de la Figure 8.1) composé de 74 cristaux de BaF_2 , chacun ayant un diamètre de 9 cm, et de 14 cm de longueur. Les cristaux sont arrangés en deux hémisphères au-dessus et en-dessous la cible, à une distance moyenne de 25 cm. L'efficacité photopic est de 38% à 779 keV, 24% à 1.33 MeV, et 16% à 2 MeV. La résolution en énergie est de 15% à 800 keV et 12% à 1.4 MeV, ces chiffres incluant la résolution intrinsèque des cristaux et l'effet d'élargissement Doppler dû à l'ouverture angulaire d'un cristal (pour $\beta \approx 0.4$). En plus de la bonne efficacité de détection, l'autre avantage de cet ensemble est la bonne résolution en temps, de l'ordre de 800 ps, permettant une séparation claire entre les γ et les neutrons, par temps de vol.
- EXOGAM (droite de la figure 8.1, [Sim], www.ganil.fr/exogam): composé en principe de 16 détecteurs Germanium de haute résolution, de type « clover », présentés sur la Figure 8.1 (milieu à droite). Chaque trèfle est constitué de 4 grands cristaux Ge de 60 mm de diamètre et de 90 mm de longueur, eux-mêmes segmentés électriquement en 4 (Figure 8.1, bas). Cette granularité est nécessaire pour conserver une bonne résolution en énergie malgré l'effet Doppler dû à l'émission en vol des rayonnements γ . La résolution en énergie mesurée pour source de ${}^{60}\text{Co}$ est de 2.7 keV (FWHM) pour la raie à 1173 keV et de 2.9 keV à 1332 keV. Elle passe à environ 20 keV pour une transition de 1 MeV, avec les effets dus à l'élargissement Doppler (pour $\beta \approx 0.3$). L'efficacité d'un clover d'EXOGAM en position rapprochée (face d'entrée à 11.4 cm de la cible) est légèrement inférieure à 1% à 1.3 MeV.

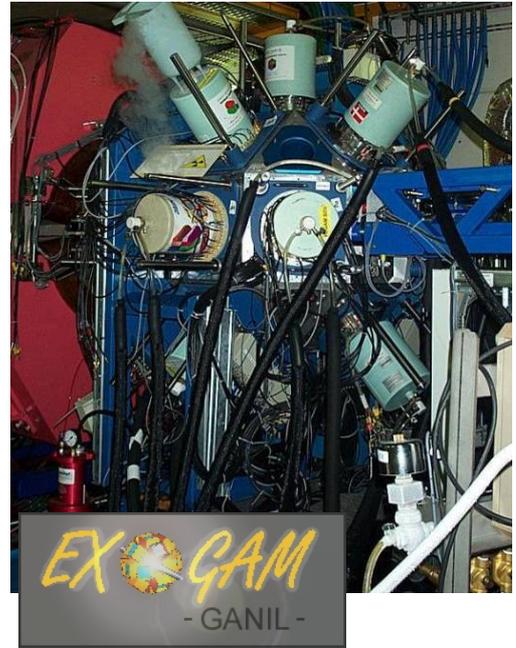
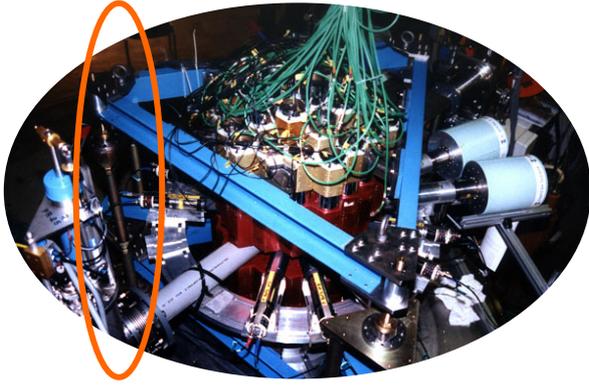
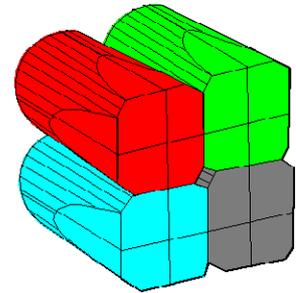


Figure 8.1 : Ensembles de détecteurs de rayonnements γ utilisés au GANIL : à gauche, Château de cristal. A droite, EXOGAM.



Chaque accélérateur est équipé d'un ou plusieurs ensembles de détection γ :

- à RIKEN, il s'agit de DALI2 (Figure 8.2 gauche), ensemble de 160 détecteurs NaI(Tl) et de GRAPE, ensemble de 18 Ge planaires avec analyse de la forme du signal pour reconstruire la position.
- au MSU : SeGA, Segmented Ge Array (Figure 8.2, droite)
- à TRIUMF : TIGRESS, dont les détecteurs sont approximativement les mêmes que ceux d'EXO GAM avec une segmentation supplémentaire dans la profondeur du cristal.
- à GSI : Crystal Ball, ensemble de détecteurs NaI

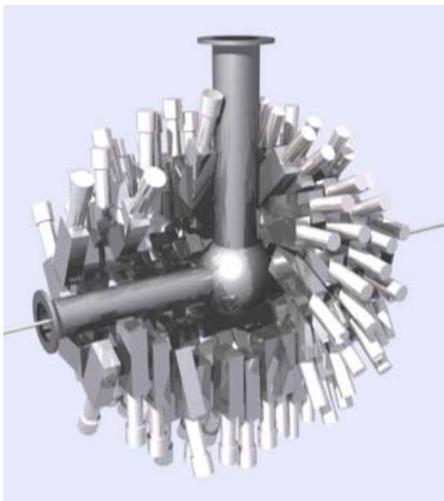


Figure 8.2 : gauche DALI2/RIKEN
Droite SeGA/MSU



Une caractéristique commune des expériences utilisant des ensembles de détection pour les γ , avec des faisceaux secondaires, est que les rayonnements d'intérêt sont émis en vol par les noyaux du faisceau ou leurs résidus après réaction. A cause de l'effet Doppler, ils sont détectés dans le référentiel du laboratoire à une énergie E_{det} différente de leur énergie E_γ dans le référentiel du noyau. Ces deux énergies sont reliées par la relation :

$$E_\gamma = \gamma E_{\text{det}} (1 - \beta \cos \theta)$$

où θ est l'angle d'émission du rayonnement par rapport à la direction de déplacement du noyau, $\beta = v/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

Comme l'angle d'émission du rayonnement n'est pas parfaitement connu, en raison de l'ouverture angulaire des segments, cela induit des incertitudes au niveau de la correction Doppler et donc un élargissement des pics γ . La vitesse des fragments est aussi déterminée avec une certaine incertitude, ce qui engendre une incertitude sur les facteurs β et γ . Pour EXOGAM, la résolution en énergie obtenue avec des noyaux d'énergie autour de 30 MeV/nucléon est de 20 keV à 1 MeV. La figure 8.3 illustre les effets de résolution mesurés pour la transition de 885 keV dans le ^{32}Mg , selon qu'est considéré l'angle du trèfle (haut), celui du cristal (milieu) et celui du segment (bas) : alors que la résolution obtenue avec le trèfle atteint 100 keV, celle obtenue avec le segment est de l'ordre de 20 keV.

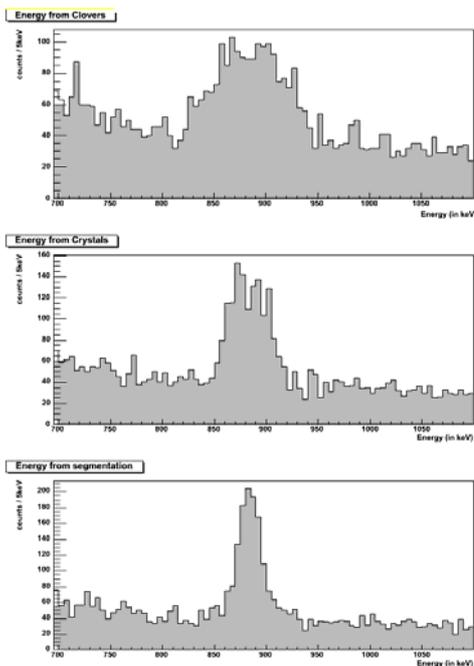


Figure 8.3 : Elargissement Doppler pour la transition à 885 keV dans ^{32}Mg , selon que l'angle considéré est celui du trèfle (haut, ouverture angulaire de 40°), celui du cristal (milieu, ouverture angulaire de 20°) ou celui du segment (bas, ouverture angulaire de 10°).

L'intérêt premier de la mesure des rayonnements γ est bien sûr la détermination de la spectroscopie des noyaux, et l'établissement de leurs schémas de niveaux, obtenus en mesurant les coïncidences γ - γ entre les différentes transitions et leurs intensités relatives. On peut aussi dans certains cas, obtenir les spins et parités de ces états en mesurant les distributions angulaires des transitions γ ou les corrélations angulaires $\gamma\gamma$ entre deux niveaux en cascade.

En effet, l'émission de rayonnements γ lors de réactions nucléaires est anisotrope par rapport à l'axe du faisceau. L'étude de cette anisotropie grâce à la distribution angulaire d'une transition γ émise à partir d'un état aligné, formé par réaction nucléaire, permet d'obtenir l'assignation de la multipolarité L de la transition. Si les caractéristiques de spin et de parité de l'état final sont connues, et sous certaines conditions, on peut alors en déduire les caractéristiques de l'état initial.

On peut développer l'intensité d'une transition γ sous forme d'une somme de polynômes de Legendre $P_i(\theta)$, où θ est l'angle d'émission du rayonnement γ par rapport à l'axe du noyau émetteur.

$$W(\theta) = \sum_{i=0}^L a_{2i} P_{2i}(\cos \theta)$$

Les coefficients a_{2i} dépendent de la réaction (alignement), de la multipolarité et des spins des états initial et final. Pour un alignement oblate (sous-état magnétique $m=0$ plus fortement peuplé que $m \neq 0$, cas des réactions de fusion-évaporation par exemple), une transition dipolaire pure ($L=1$) a un coefficient a_2 négatif et un coefficient a_4 nul, tandis qu'une transition quadrupolaire pure ($L=2$) a un coefficient a_2 positif et a_4 négatif.

La Figure 8.4 présente les distributions angulaires mesurées dans une expérience récente [Gel], réalisée avec le spectromètre VAMOS et l'ensemble EXOGAM, et utilisant un faisceau secondaire produit par fragmentation, composé de plusieurs noyaux de la région de l'îlot d'inversion autour de $N=20$. VAMOS était utilisé pour identifier le noyau dans la voie de sortie et sa vitesse. La détection des γ était assurée par 11 clovers d'EXOGAM disposés en 3 couronnes à 45° , 90° et 135° . La figure 8.4 présente les distributions angulaires mesurées pour les deux transitions les plus fortement peuplées dans le noyau de ^{34}Si :

- à gauche la transition à 3326 keV correspondant à la désexcitation du premier état excité 2^+ vers l'état fondamental. Cette transition est bien connue et permet de déterminer l'alignement introduit par la réaction qui a servi à peupler cet état, dans ce cas, la diffusion inélastique. La valeur du coefficient a_2 déduit de la distribution angulaire indique que l'alignement est oblate et proche de 50% (compte-tenu des grandes barres d'erreur, a_4 avait été posé égal à 0).

- à droite, la transition de 929 keV, résultat de la désexcitation d'un état à 4255 keV vers le premier état excité 2^+ . Le spin et la parité ont été attribués de manière tentative à 3^- , par des considérations de population de cet état en décroissance β . La distribution mesurée confirme la nature dipolaire de la transition (a_2 de signe opposé à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$), et permet de confirmer le spin et la parité de cet état, de manière directe.

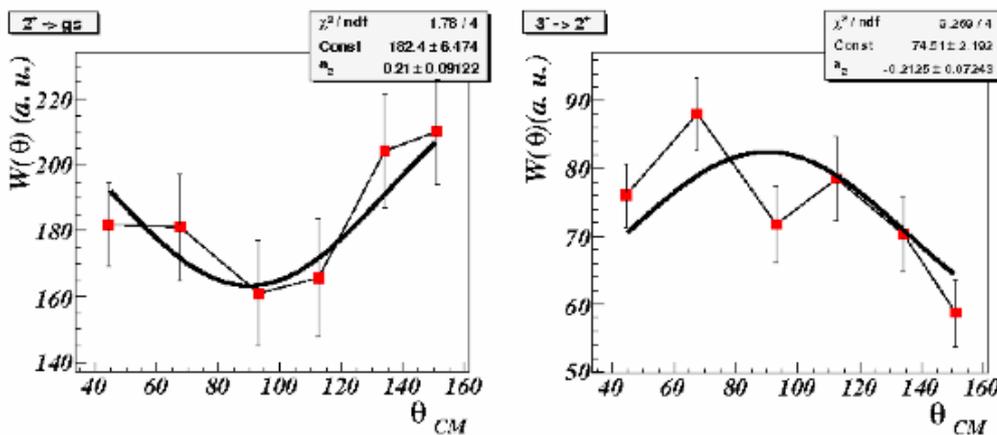


Figure 8.4 : Distributions angulaires γ mesurées pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ à 3326 keV (gauche) et la transition $3^- \rightarrow 2^+$ à 929 keV (droite).

Ce type d'études est encore très limité à l'heure actuelle, dans le cas des noyaux loin de la stabilité, en raison de la faible intensité des faisceaux secondaires, qui restreint la technique des coïncidences $\gamma-\gamma$ aux tout premiers états excités, et de la relativement faible efficacité des multidétecteurs γ .

Le projet de multidétecteur 4π AGATA (Advanced Gamma Tracking Array, Figure 8.5) permettra d'une part d'améliorer l'efficacité de détection, d'autre part de retrouver une résolution en énergie proche de celle atteinte pour les émissions au repos, et enfin d'augmenter le taux de comptage de manière significative. Il s'agit d'un ensemble de 190 détecteurs Germanium, segmenté et sensibles à la position. L'efficacité attendue est de 50% pour une multiplicité γ de 1 et de 25% pour une multiplicité égale à 30. La résolution ne devrait pas dépasser 5 keV à 1 MeV, même pour des vitesses égales à 50% de la vitesse de la lumière. Enfin les taux de comptage pourront être acceptés jusqu'à 3 MHz pour une multiplicité de 1 et 0.3 MHz pour une multiplicité de 30. Un démonstrateur couvrant un angle solide de 1π est déjà financé et en cours de construction, pour de premières expériences en 2009 au LNL de Legnaro.

Dans AGATA, la mesure de la position est obtenue à partir de la segmentation électrique en 6×6 de chacun des détecteurs de la boule (6 segments radiaux et 6 segments dans la profondeur) et par traitement de la forme de l'impulsion à la sortie des préamplificateurs : le temps de montée du signal donne l'information sur le rayon et les « charges images » collectées sur les segments voisins fournissent l'angle azimutal et la profondeur de l'événement. La précision attendue dans les 3 directions x,y,z est de l'ordre de 5 mm.

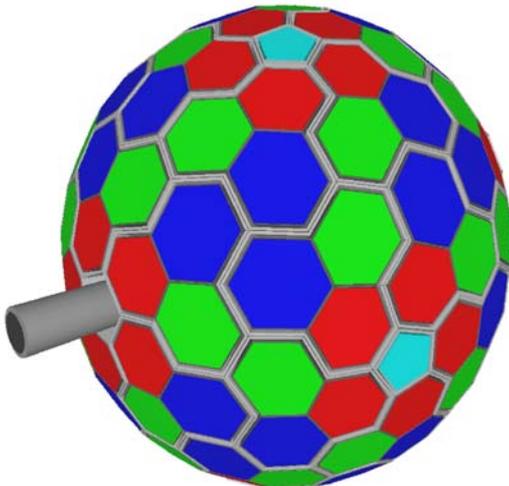


Figure 8.5 : AGATA avec ses 180 cristaux hexagonaux groupés en 60 triple clusters et ses 10 cristaux pentagonaux (6780 segments au total). Le tout correspond à 230 kg de Ge, l'angle solide couvert est de 78% de 4π , pour un rayon interne de 17 cm et un rayon externe de 26 cm.

9. Exemples d'expériences

Nous nous sommes efforcés dans les paragraphes précédents d'illustrer l'utilisation de chacun des appareillages décrits par des résultats d'une expérience représentative. Nous allons présenter dans cette dernière section quelques expériences plus complètes utilisant une combinaison des différents types de détecteurs.

9.1. Spectromètre + détecteurs de rayonnement γ

9.1.1. Distributions en moment et coïncidences γ

Les premières expériences mesurant les distributions en moment étaient des expériences inclusives (voir Figure 6.8) donnant des informations globales sur le noyau et la fonction d'onde de son état fondamental. Les expériences plus récentes mettent en coïncidence les fragments détectés au niveau du plan focal du spectromètre avec un multidétecteur γ autour de la cible, pour pouvoir tracer les distributions en moment

correspondant à chacun des états excités du noyau, étiquetés par leur γ de désexcitation. La distribution en moment de l'état fondamental est obtenue par soustraction entre les données inclusives des fragments au plan focal et la somme des données en coïncidence pour toutes les transitions mesurées. La largeur de la distribution en moment ainsi associée à chacun des états excités permet de déduire la multipolarité de la transition. La valeur absolue de la section efficace mesurée permet de remonter au facteur spectroscopique de l'état considéré, moyennant certaines hypothèses sur le mécanisme de réaction (voir cours de D. Baye et D. Cortina-Gil)

Les figures 9.1 et 9.2 illustrent l'un des résultats obtenus par cette méthode dans le cas du ^{12}Be [Nav]. La mesure des distributions en moment avec le spectromètre S800 du MSU-NSCL, obtenue en coïncidence avec la raie γ de 320 keV a permis de distinguer les deux états liés du ^{11}Be , le fondamental et l'état excité, et donc de déterminer les facteurs spectroscopiques des configurations formées par ces états plus un neutron dans le fondamental du ^{12}Be . Les valeurs obtenues permettent de conclure, par comparaison avec les prédictions du modèle en couches, que $N=8$ n'est plus un nombre magique dans ^{12}Be , puisque la dernière paire de neutrons est seulement pour 25% dans la configuration correspondant à une couche fermée. Une fraction deux fois plus importante correspond à une dissociation de neutron dans la couche d, vers l'état non lié $5/2^+$ à 1.78 MeV, qui n'a pas pu être mesurée directement dans cette expérience.

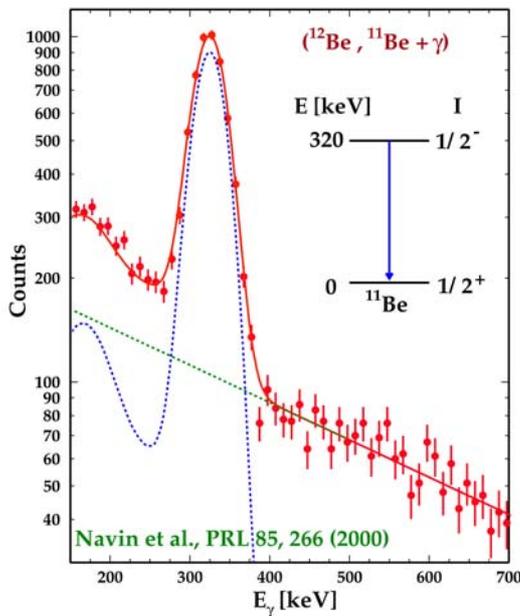


Figure 9.1 : Spectre γ en coïncidence avec les résidus de ^{11}Be .

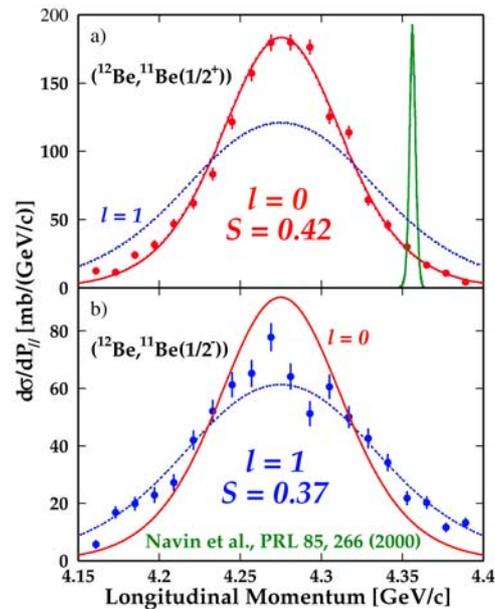


Figure 9.2 : Distributions en moment obtenues pour les résidus de ^{11}Be peuplés dans leur état fondamental (haut) et dans l'état excité (bas). Les courbes rouge et bleue correspondent respectivement au calcul pour $l=0$ et $l=1$. La courbe verte illustre la résolution du spectromètre.

9.1.2. Spectroscopie en vol : méthode de double fragmentation.

La méthode dite de « double fragmentation » a été mise au point pour accéder aux noyaux les plus exotiques, pour lesquels la connaissance de l'énergie du premier état excité est déjà une information importante. L'expérience la plus récente et la plus performante réalisée avec cette méthode à l'heure actuelle, est celle qui a été réalisée en couplant le spectromètre SPEG et le Château de cristal pour mesurer le premier état excité 2^+ dans le ^{42}Si [Gré]. Dans cette expérience, un faisceau primaire de ^{48}Ca (10^{12} pps) était utilisé pour produire un premier faisceau secondaire par fragmentation sur la cible de SISSI. Ce faisceau secondaire était constitué d'un cocktail d'une quinzaine de noyaux différents, dont le ^{44}S , produit à un taux voisin de 100-150 pps. Les noyaux incidents étaient identifiés événement par événement, au moyen de leur temps de vol entre deux systèmes à galettes de microcanaux, et de leur perte d'énergie dans un détecteur Si de $50\ \mu\text{m}$. Le faisceau secondaire était fragmenté une seconde fois sur une cible de Be placée dans la chambre à réaction du spectromètre SPEG, et les rayonnements γ émis au cours des réactions étaient détectés avec le Château de cristal. Les fragments issus de cette seconde fragmentation étaient transportés et identifiés en charge et en masse au plan focal du spectromètre, dont la rigidité magnétique avait été optimisée pour maximiser la transmission du ^{42}Si , produit par réaction de knock-out de 2 protons à partir du ^{44}S . La section efficace mesurée pour ce processus était de $80(10)\ \mu\text{b}/\text{sr}$ à 39 MeV/nucléon, correspondant à un taux de production de ^{42}Si de 8/jour.

La figure 9.3 présente le spectre γ obtenu en coïncidence avec les noyaux de ^{42}Si . Un seul pic est visible à 770(19) keV. Il a été assigné comme correspondant à la transition la plus probable du premier état excité 2^+ vers le fondamental. La figure 9.4 montre les énergies d'excitation du premier état excité 2^+ pour les séries isotopiques du Si, du S et du Ca. Alors que les 3 séries isotopiques présentent le même comportement pour la fermeture de couche N=20, avec une énergie du premier état excité très élevée, la tendance est très différente pour N=28. La fermeture de couche N=28 apparaît clairement dans le cas du ^{48}Ca . En revanche, l'énergie mesurée pour le premier 2^+ dans le ^{42}Si est encore plus faible que celle du ^{44}S , et confirme la disparition de la fermeture de couche sphérique N=28 pour Z=14.

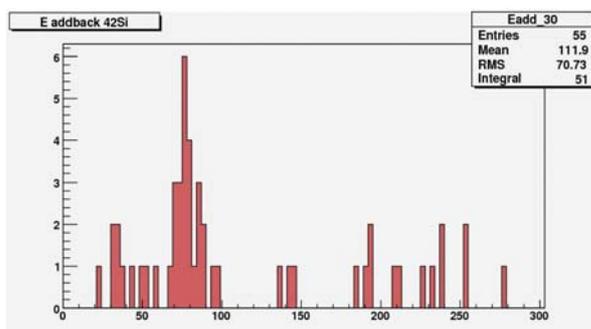


Figure 9.3 : Spectre γ observé en coïncidence avec ^{42}Si

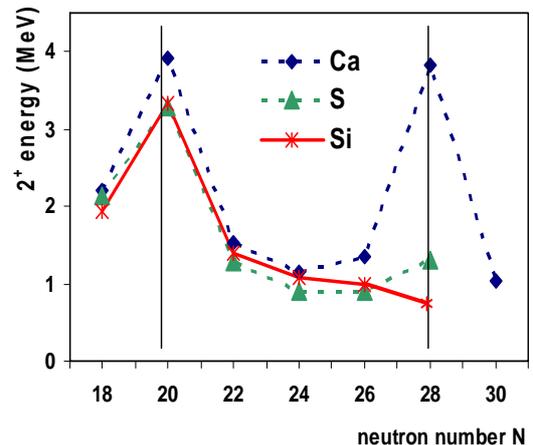


Figure 9.4 : Énergies des premiers états excités 2^+ dans les isotopes de Si, S, Ca.

9.1.3. Réactions profondément inélastiques

Les réactions profondément inélastiques au voisinage de la barrière Coulombienne sont également une méthode très efficace de production de noyaux riches en neutrons [Bro].

Elles ont été utilisées avec GAMMASPHERE aux USA [Jan, For] et en Italie avec l'ensemble PRISMA-CLARA [Mar] en cinématique directe. Plus récemment, une expérience a utilisé le faisceau d' ^{238}U du GANIL à 5.5 MeV/nucléon pour explorer les possibilités de la cinématique inverse, sur une cible de ^{48}Ca [Rej]. Le dispositif expérimental est schématisé au bas de la Figure 9.5 : EXOGAM était placé autour de la cible pour détecter les rayonnements γ émis en coïncidence avec les fragments de la cible détectés au plan focal de VAMOS. Le spectromètre était tourné de 35° , angle correspondant au grazing des réactions considérées. L'avantage de la cinématique inverse, pour ce type de réaction, est de pouvoir s'affranchir des états de charge du faisceau qui arrivent à des angles bien inférieurs à l'angle de la mesure. Le plan focal de VAMOS était équipé des deux chambres à dérive, séparée l'une de l'autre par un détecteur SED, de la chambre à ionisation et du mur de détecteurs Si (dispositif de la Figure 6.3). Les positions et les angles mesurés grâce aux chambres à dérive et le champ magnétique appliqué, combinés aux calculs optiques du spectromètre, étaient utilisés pour reconstruire la rigidité magnétique $B\rho$, l'angle de diffusion et la longueur de trajectoire de chaque fragment, événement par événement. La masse A et le rapport masse sur charge A/Q , utilisés pour déterminer l'état de charge des noyaux étaient obtenus à partir du temps de vol et de l'énergie totale et du $B\rho$, respectivement, selon les relations :

$$A = 2E/v^2$$

$$A/Q = \frac{B\rho}{v}$$

Le numéro atomique était obtenu à partir de la perte d'énergie et du temps de vol :

$$Z \propto v\sqrt{\Delta E}$$

La Figure 9.5 montre la qualité de l'identification obtenue. Le spectre de droite présente une matrice $(A, A/Q)$, et les deux spectres de gauche des matrices $(Z, A/Q)$ pour deux états de charge différents. Les noyaux les plus exotiques mesurés dans la série des isotopes de Ca et Ar sont le ^{53}Ca et ^{48}Ar , ce dernier correspond au noyau avec le plus grand rapport $N/Z=1.67$ atteint avec ce type de réaction.

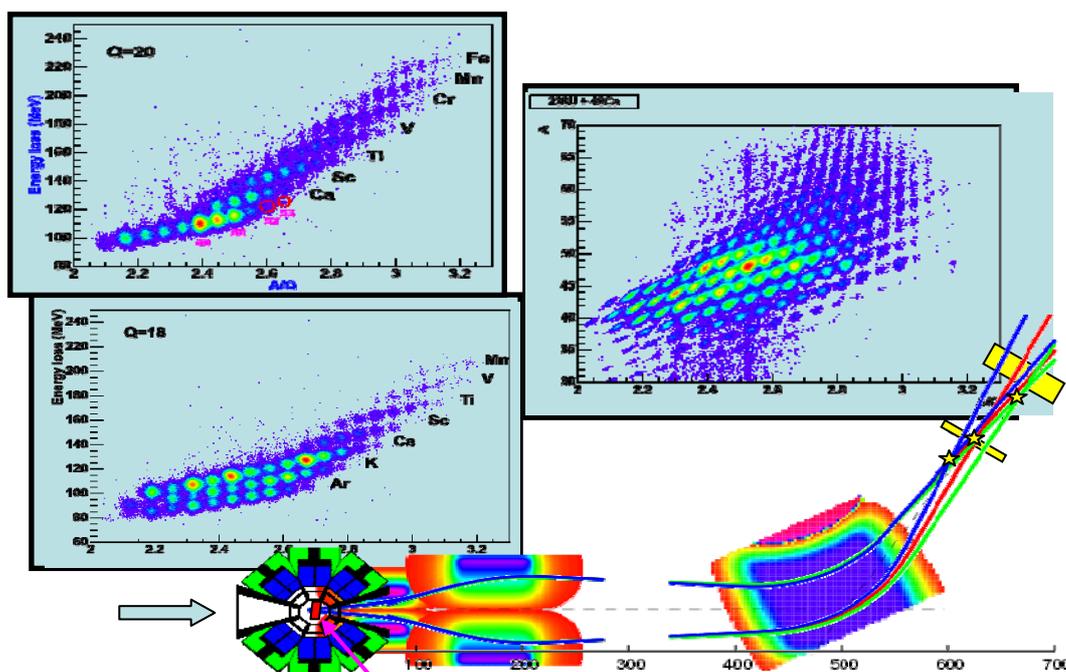


Figure 9.5 : Schéma de principe de l'expérience sur les réactions profondément inélastiques et spectres d'identification obtenus [Rej].

La Figure 9.6 présente les résultats obtenus dans cette expérience pour les isotopes de $^{50,51,52}\text{Ca}$: à gauche les spectres γ mesurés en coïncidence avec les fragments de Ca riches en neutrons identifiés au plan focal de VAMOS, à droite les schémas de niveaux déduits des coïncidences γ - γ , des intensités relatives, et des données disponibles précédemment dans la littérature. L'interprétation de ces données dans le cadre du modèle en couches, indique que l'espacement en énergie des orbitales de neutrons $2p_{1/2}$ et $1f_{5/2}$ est pratiquement constante entre ^{49}Ca et ^{52}Ca . Si cette tendance se poursuit dans le cas des $^{53,54}\text{Ca}$, cela signifierait que $N=34$ n'est pas un nouveau nombre magique, contrairement à certaines prédictions théoriques [Rej].

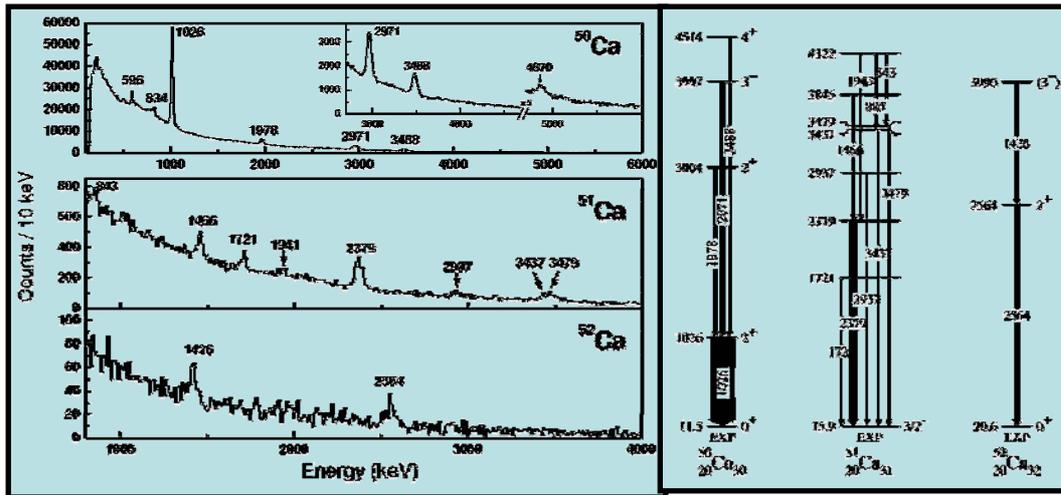


Figure 9.6 : A gauche, spectres γ obtenus dans l'expérience de la référence [Rej] et schémas de niveaux déduits pour les isotopes riches en neutrons de $^{50,51,52}\text{Ca}$.

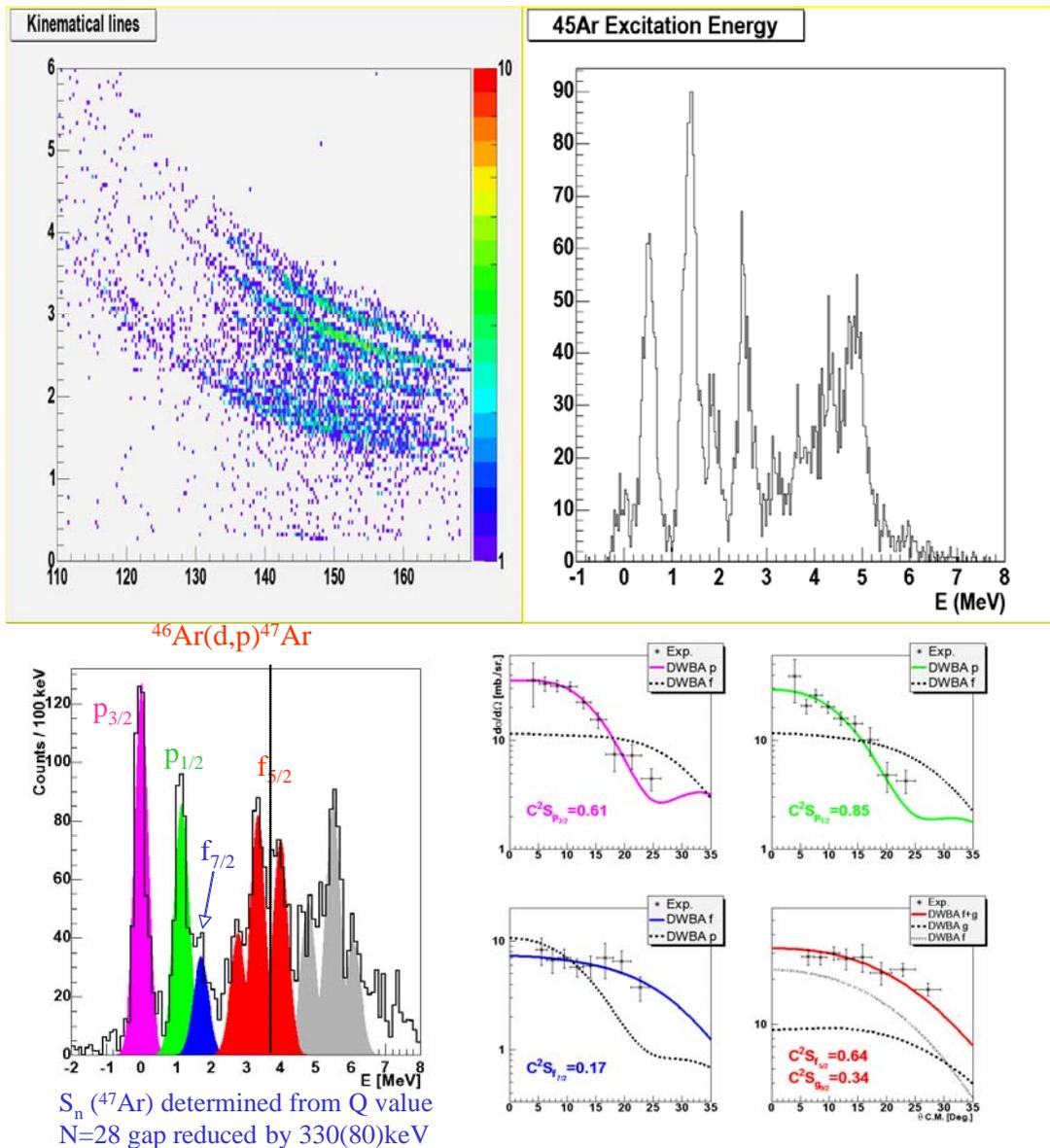
9.2 Spectromètre+ détecteur pour particules chargées de recul

La Figure 9.7 illustre l'un des résultats obtenus récemment avec l'ensemble MUST [Gau]. Le but de l'expérience était d'étudier les noyaux d' ^{45}Ar et ^{47}Ar par réaction de transfert $^{44,46}\text{Ar}(d,p)$. Le résidu lourd était détecté et identifié au plan focal du spectromètre SPEG, et le proton de recul avec l'ensemble MUST placé aux angles arrière. Dans cette expérience, l'acceptance du spectromètre était limitée à 50% à cause du choix de l'optique et les coïncidences n'ont en fait été utilisées que pour s'assurer de l'origine des différents pics obtenus par les lignes cinématiques du proton de recul. Les schémas de niveaux de $^{45,47}\text{Ar}$ ont été obtenus par la méthode de la masse manquante, où les propriétés du noyau d'intérêt sont déterminées à partir des caractéristiques du noyau léger de recul.

La figure 9.7 (haut gauche) présente les lignes cinématiques obtenues, dans le cas de la réaction $^{44}\text{Ar}(d,p)^{45}\text{Ar}$, par la mesure de la perte d'énergie dans les détecteurs Si à strips, premier étage de MUST, et la mesure de l'angle de diffusion des protons de recul. La partie droite de la figure correspond au spectre d'énergie d'excitation déduit pour l' ^{45}Ar . Le même spectre obtenu pour ^{47}Ar est présenté en bas à gauche. Dans les deux cas, plusieurs états sont clairement séparés. La résolution en énergie obtenue dans cette expérience est illustrée par la largeur des états, de l'ordre de 400 keV FWHM. Finalement, la partie en bas à droite présente les distributions angulaires mesurées pour les trois premiers états et le groupe d'états compris entre 2.5 et 4 MeV d'énergie d'excitation de ^{47}Ar . La forme des distributions angulaires a permis de clairement identifier la multipolarité des transitions, et dans ce cas particulier où le noyau de départ a un spin/parité 0^+ , permet d'attribuer les spins et parités de

ces états. Les couleurs des distributions angulaires se rapportent à celles des pics sur la partie gauche de la figure. Les deux premiers états, le fondamental et le premier état excité, correspondent clairement à un transfert de neutron $l=1$, qui peuple les sous-couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ de ^{47}Ar . Les deux autres distributions angulaires sont très différentes et correspondent à des multipolarités plus élevées. Les données de cette expérience ont permis de mettre en évidence des évolutions importantes des écarts spin-orbite $p_{3/2}-p_{1/2}$ et $f_{7/2}-f_{5/2}$ dans cette région de noyaux, qui ont pu être expliquées, respectivement par la dépendance en densité de l'interaction spin-orbite à l'intérieur des noyaux et par l'interaction tenseur neutron-proton [Gau].

Figure 9.7 : voir texte



9.3 Spectromètre+ Détecteurs γ + particules chargées

Lorsque l'écartement entre les niveaux des noyaux considérés devient plus petit que la résolution en énergie intrinsèque à la mesure des particules chargées, il devient nécessaire de considérer la détection des γ de désexcitation. Toutefois, dans le cas des noyaux exotiques, le seuil d'émission de neutrons/protons est en général relativement bas, et la spectroscopie des noyaux au-dessus du seuil d'émission ne peut se faire que par la détection de la particule légère de recul. Il faut donc combiner les deux types de détecteurs décrits dans les deux paragraphes précédents. L'ensemble TIARA décrit au paragraphe 7.1 a été spécifiquement conçu pour pouvoir fonctionner avec EXOGAM. Plus récemment, l'une des motivations du développement de MUST2, pour remplacer MUST a également été de pouvoir disposer d'un ensemble qui puisse fonctionner conjointement à EXOGAM et TIARA. La première campagne d'expériences VAMOS+EXOGAM+TIARA+MUST2 a eu lieu en octobre-novembre 2007, et a permis d'explorer la spectroscopie des noyaux tels que ^{27}Ne (fermeture de couche N=16) au-delà des premiers états excités connus précédemment en-dessous du seuil d'émission de neutrons [Obe], et ^{21}O . Dans ces expériences, le fragment lourd était détecté au plan focal de VAMOS, en coïncidence avec la particule de recul détectée dans TIARA ou MUST2 (MUST2 remplaçant le détecteur annulaire avant de TIARA), et avec les γ de désexcitation détectée dans 4 modules EXOGAM entourant le tonneau de TIARA au plus proche de la cible. L'analyse de ces données vient tout juste de démarrer.

9.4 Spectromètre+ Détecteurs γ + particules chargées +neutrons

Dans les expériences utilisant la méthode dite de la masse invariante, la cinématique de la réaction est intégralement reconstruite, en mesurant toutes les particules en voie de sortie. L'énergie d'excitation est obtenue directement à partir de la relation :

$$E^* = \left(\sqrt{\sum_i m_i^2 + \sum_{i \neq j} m_i m_j \gamma_i \gamma_j (1 - \beta_i \beta_j \cos \theta_{ij})} - m_{proj} \right) c^2 + E_\gamma$$

Le dispositif LAND de GSI [Aum] a réalisé plusieurs expériences sur les modes collectifs des noyaux selon ce principe. Il est illustré sur la Figure 9.8, tel qu'il a été utilisé dans une expérience portant sur la mise en évidence de modes pygmées dans les noyaux $^{130,132}\text{Sn}$ [Adr]. Le faisceau secondaire composite est produit par fission en vol d'un faisceau d' ^{238}U à 500 MeV/nucléon. Il est identifié et les positions et angles d'incidence sur la cible sont reconstruits événement par événement par des détecteurs de faisceau avant la cible. La cible est une cible de Pb d'environ 500 mg/cm², qui va provoquer une excitation Coulombienne du projectile. Les modes collectifs peuvent correspondre à des énergies d'excitation relativement élevées, et la désexcitation peut donc procéder par émission de neutrons, suivie d'émission de rayonnements γ . Les γ émis sont détectés autour de la cible par la Crystal Ball (voir paragraphe 8). Après la cible, le dipole de grande acceptation ALADIN permet de séparer les neutrons de tous les fragments chargés qui sont déviés par le champ magnétique. Les neutrons sont détectés dans le multidétecteur LAND, qui mesure leurs positions et leur temps de vol. Les particules chargées sont identifiées par leur perte d'énergie et leur temps de vol, et leurs positions sont également mesurées pour pouvoir reconstruire leur impulsion. L'énergie d'excitation des projectiles est reconstruite par la formule de masse invariante donnée plus haut, à partir des quadri-moments de tous les produits de la désexcitation. La résolution en énergie finale varie de 1.5 à 3.5 MeV FWHM sur la gamme des énergies d'excitation considérées.

Sur la Figure 9.9, les sections efficaces électromagnétiques $d\sigma/dE^*$ sont reconstruites et comparées aux distributions attendues pour une Résonance Géante Dipolaire (GDR) et

une résonance pygmée dipolaire (PDR), après convolution par la réponse des détecteurs. Cette expérience a clairement mis en évidence une concentration de force à basse énergie très supérieure à ce qui était observé pour les noyaux stables comme ^{124}Sn . Les calculs microscopiques s'accordent sur le fait que cette force provient de l'oscillation des neutrons en excès, mais ils diffèrent sur le degré de collectivité de ce nouveau mode de vibration [Adr].

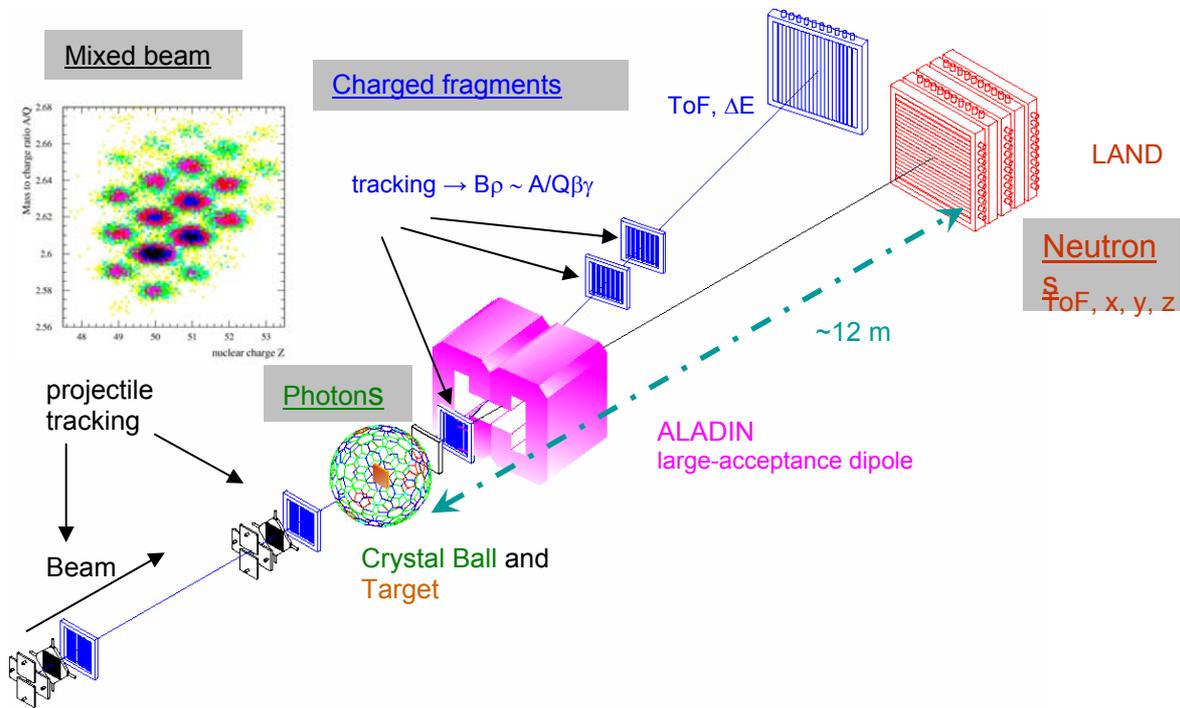


Figure 9.8 : Dispositif expérimental de la ligne ALADIN-LAND au GSI [Aum].

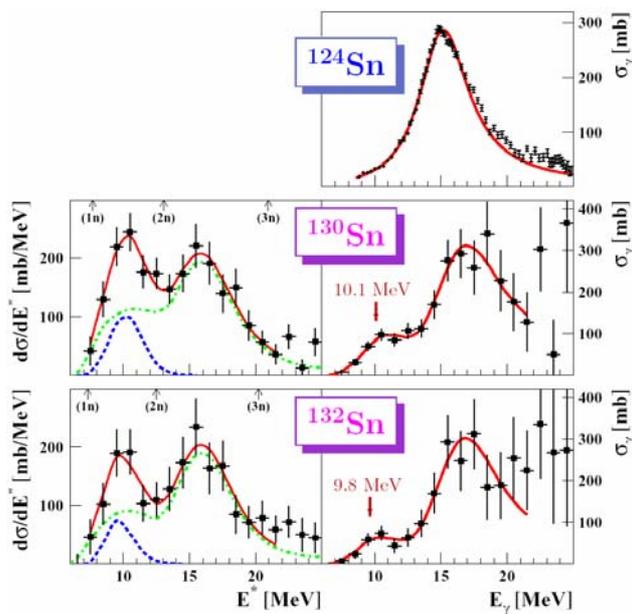


Figure 9.9 : A gauche, sections efficaces de dissociation électromagnétique, différentielles en énergie pour ^{130}Sn et ^{132}Sn . Le pic à haute énergie correspond à la GDR normale, celui à basse énergie à un nouveau mode pygmée.

A droite : sections efficaces de photodésintégration correspondantes, obtenues après déconvolution du spectre de photons virtuels [Aum].

Les courbes correspondent à des distributions gaussiennes (tirets) et Lorentziennes (tirets-pointillés) pour la pygmée et la GDR respectivement, et à leur somme (lignes continues), après convolution par la réponse des détecteurs. En haut à droite : courbe obtenue pour le ^{124}Sn , stable dans une expérience de photodésintégration avec des photons réels [Adr].

10. Conclusion

Plusieurs des différents cours de cette Ecole vous auront montré que les réactions directes constituent un outil important pour explorer la structure des noyaux exotiques. On met souvent en parallèle les réactions de transfert d'un nucléon et les réactions de « knockout », car elles permettent toutes deux de déterminer :

- l'occupation des orbites de particules du modèle en couches de l'état fondamental du noyau projectile
- le moment angulaire du nucléon transféré (dans le cas des transferts) ou enlevé (dans le cas du knockout).
- les énergies des états du noyau produit.

Les 2 types de réactions sont complémentaires pour ce qui est de leur domaine d'énergie incidente. Alors que les réactions de transfert ont leurs sections efficaces maximum à des énergies inférieures à 30-40 MeV/nucléon, le domaine d'applicabilité des hypothèses du traitement des réactions de knockout est limité aux énergies supérieures à 50-100 MeV/nucléon.

L'un des avantages des réactions de knockout découle directement de cette haute énergie où les cibles utilisées peuvent être relativement épaisses par rapport à celles utilisées pour les transferts. L'autre avantage de ces réactions de knockout tient aux grandes sections efficaces de ces processus. L'ordre de grandeur des sections efficaces pour le knockout est en effet de 100 mb pour les noyaux très exotiques, 1 mb pour les noyaux plus proches de la stabilité. Pour les transferts, les sections efficaces typiques sont de 1 mb. Pour les noyaux très exotiques, qui sont en général les plus intéressants, on peut donc obtenir des résultats exploitables avec des intensités incidentes de quelques pps, alors qu'une expérience de transfert nécessite au moins 10^4 pps incidentes, compte-tenu du rapport des sections efficaces et des épaisseurs de cible.

En revanche un avantage important des réactions de transfert est de pouvoir ajouter un nucléon au noyau d'origine, ce qui n'est pas possible bien sûr avec le knockout, où il n'y a pas l'équivalent de la réaction (d,p). On peut donc avec les transferts accéder au noyau A+1, et pas seulement A-1, et éventuellement faire les deux en même temps, dans la même expérience. Les réactions de transfert ont été appliquées depuis de nombreuses années et leur applicabilité pour extraire des informations sur la structure des noyaux a été clairement établie pour les noyaux stables en cinématique directe. L'extension aux noyaux exotiques a nécessité quelques développements théoriques pour prendre en compte quelques effets nouveaux, liés à la faible énergie de liaison et aux effets de continuum en particulier, mais surtout, comme ce cours a essayé de le montrer, des développements importants du côté de l'instrumentation pour adapter des dispositifs expérimentaux à la cinématique inverse.

Les nouveaux ensembles de détection construits ces dernières années, ou en projet, les avancées effectuées dans le domaine des cibles, constituent des apports importants pour les expériences à venir.

Bibliographie

- Adr : P. Adrich et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 132501
- Ala : N. Alamanos et al., Nucl. Phys. A660 (1999) 406
- Aum : Th. Aumann, présentation INPC 2007, <http://inpc2007.riken.jp>
- Baye : D. Baye, cours donnés à cette Ecole
- Bian : L. Bianchi et al., NIMA276 (1989) 509
- Blu : Y. Blumenfeld et al., NIMA 421 (1999) 471
- Bol : G. Bollen, présentation EMIS2007 : emis2007.ganil.fr/talks
- Bro : R. Broda, Phys. Lett. B 251 (1990) 245
- Caa : M. Caamano et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 062502
- Cor : D. Cortina-Gil, cours donnés à cette Ecole
- Cor97 : D. Cortina-Gil et al., Phys. Lett B401 (1997) 9
- Dol : P. Dolegeviez et al., Nucl. Inst. Meth. B 564 (2006)32
- Cars : F. Carstouiu et al., Phys. Rev. C70 (2004) 054602
- Dem : C.E. Demonchy et al., NIMA 583 (2007) 341
- Dem2 : C.E. Demonchy et al., NIMA 573 (2007) 145
- For : B. Fornal et al, Phys. Rev. C70 (2004) 064304, et Phys. Rev. C72 (2005) 044315
- Gau : L. Gaudefroy et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 092501
- Gel : Thèse Marie Gélin, Univ de Caen (2007)
- Gla : Présentation de Th. Glasmacher, INPC2007, <http://inpc2007.riken.jp>
- Gré : B. Bastin, S. Grévy et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 022503
- Han : P.G. Hansen, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1016
- Ish : S. Ishimoto et al., Nucl. Inst. Meth. A 480 (2002) 304
- Jan : R.V.F. Janssens et al, Phys. Lett. B. 546 (2002) 55
- Jou : C. Jouanne et al., Phys. Rev. C72 (2005) 014308
- Khan : C. Monrozeau, E. Khan et al., Phys. Rev. Lett., to be published, et Nucl. Phys. A788 (2007) 182c.
- Kno : F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, third ed., Wiley, New York, 2000.
- Kor01 : A. Korshennikov et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 092501
- Kor03 : A. Korshennikov et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 082501
- Lau : K. Lau, J. Pyrlík, NIMA 366 (1995) 298
- Mar : N. Marginean, Phys. Lett. B 633 (2006) 696
- Mitt : W. Mittig and P. Roussel-Chomaz, Nucl. Phys. A693 (2001) 495
- Nav : A. Navin et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 266
- Obe : A. Obertelli et al., Phys. Lett. B 633 (2006) 33
- Orr : N. Orr, Nucl. Phys. A616 (1997) 155c, et références incluses.

Ott : S. Ottini-Hustache et al., Nucl. Inst. Meth. A431 (1999) 476
Rej : M. Rejmund et al., Phys. Rev. C76 (2007) 021304
Ryu : H. Ryuto et al., NIMA 555 (2005) 1
Sak : S. Sakaguchi, présentation DREB2007, <http://rarfaxp.riken.go.jp/DREB2007>
Sau : E. Sauvan et al., Phys. Lett. B491 (2000), 1
Sav : H. Savajols, NIMB 204 (2003) 146
Sav2 : H. Savajols, Th. Roger et al, com. privée, expérience E1078 à TRIUMF.
Sat : G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions
Sim : J. Simpson et al., Acta. Phys. Hung.N.S. 11 (2000) 159
Ska : F. Skaza et al., Phys. Lett. B619 (2005) 82, Phys. Rev C73 (2006) 044301,+ N. Keeley,
F. Skaza et al., Phys. Lett B646 (2007) 222
Ues : T. Uesaka et al, Nucl. Inst. Meth. A 526 (2004) 186
Var. R.L. Varner et al., Phys. Rep. 201 (1999) 57
Vill : A.C.C. Villari and R. Bennett, Comptes Rendus. Physique (2003) (no.4-5t.4) p. 595
Vis : A.de Vismes et al, Nucl. Phys. A 706 (2002) 295
Wak : T. Wakui et al, Nucl. Inst. Meth. A 526 (2004) 182
Win : J. Winfield, W.N. Catford, N. Orr, NIMA 496 (1997) 147
Yuk : A. Yukhimchuk et al., Nucl. Inst. Meth. A 513 (2003) 439