

IPNO DRE 96-12
**MUST, un ensemble de détecteurs à pistes pour l'étude des
réactions induites par faisceaux radioactifs**

Collaboration
Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, 91406 Orsay Cedex,
CEA, DAPNIA/SPhN-CE Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex,
DPTA/SPN-CEA-Bruyères, 91680 Bruyères-le-Chatel Cedex 12



CERN LIBRARIES, GENEVA

sw9634

MUST, un ensemble de détecteurs à pistes pour l'étude des réactions induites par faisceaux radioactifs

Y. Blumenfeld, A. Barbier, D. Beaumel, D. Charlet, J.F. Clavelin, R. Douet,
M. Engrand, S. Lebon, P. Lelong, A. Lesage, V. Leven, I. Lhenry,
F. Marechal, L. Petizon, J. Pouthas, A. Richard, D. Rougier, C. Soulet,
T. Suomijärvi, P. Volkov, G. Voltolini

Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, 91406 Orsay Cedex

F. Auger, S. Ottini, N. Alamanos

CEA, DAPNIA/ SPhN - CE SACLAY, 91191 Gif sur Yvette Cedex

J.E. Sauvestre, B. Bonnereau, L. Champion, P. Delbourgo-Salvador,
T. Ethvignot, M. Szmigiel

DPTA/SPN, CEA -Bruyères, 91680 Bruyères-le-Châtel Cedex 12

Abstract

The availability of unstable beams, in particular with the SISSI solenoid and the future SPIRAL cyclotron at GANIL, opens the possibility of studying nuclear reactions induced by radioactive nuclei. One particularly promising class of reactions for the investigation of nuclear structure far from stability is the scattering of unstable nuclei by light particles such as protons or deuterons. We plan to measure elastic and inelastic scattering as well as transfer reactions of radioactive nuclei in inverse kinematics in order to address topics such as nuclear sizes and shapes, new types of resonances, the modification of shell structure far from stability and the excitation as well as the deexcitation of isomeric beams. Such measurements call for a detector able to measure with high precision the energy and angle of recoiling light particles. The laboratories of Institut de Physique Nucléaire - Orsay, SPhN, CEA-Saclay and DPTA/SPN, CEA-Bruyères are engaged in a collaboration to build MUST, a modular detector based on silicon strip technology. MUST consists of 8 double sided silicon strip detectors backed by thick implanted Si(Li) detectors. The project includes the associated pre-amplifiers and compact VXI electronics as well as a stand-alone data acquisition system. The physics case and the technology of MUST are outlined in this report.

1 INTRODUCTION

L'étude des noyaux éloignés de la stabilité a depuis de nombreuses années permis d'apporter de fortes contraintes sur les modèles nucléaires, en particulier en testant leur pouvoir prédictif pour des grandes valeurs de l'isospin. La disponibilité récente et future de faisceaux radioactifs de forte intensité ouvre désormais une ère nouvelle dans laquelle il sera possible d'étudier avec précision des réactions nucléaires induites par des noyaux "exotiques". Il suffit d'observer l'extraordinaire richesse d'information sur la structure nucléaire obtenue par réactions entre faisceaux et cibles stables pour comprendre que les faisceaux radioactifs permettront une avancée décisive dans notre compréhension du comportement nucléaire aux confins de la stabilité. Plus précisément, on peut citer l'étude des distributions de matière des noyaux, les déformations et la structure en couches loin de la stabilité, les états résonants de noyaux possédant un halo de neutrons et le comportement des résonances géantes en fonction de l'asymétrie proton-neutron. De plus, l'étude comparative des réactions nucléaires induites par des faisceaux de noyaux exotiques dans un état isomérique et dans leur état fondamental constitue une nouvelle voie de recherche.

Dans un premier temps on privilégiera les réactions entre faisceaux radioactifs et cibles légères car celles-ci présentent l'avantage de ne pas s'exciter pendant la collision. De plus, les potentiels d'interaction cible-projectile sont mieux connus que pour des cibles lourdes. Cependant, dans ce cas on est placé en cinématique inverse et, dès que les noyaux incidents sont assez lourds, la résolution des spectromètres n'est plus suffisante pour reconstruire la cinématique de la réaction dans le centre de masse. De plus, la seule mesure du quasi-projectile ne permet pas d'étudier les états au dessus du seuil d'émission de particules. On est ainsi amené à détecter les particules légères de recul afin de reconstruire la cinématique de la réaction et obtenir l'énergie d'excitation et l'angle de diffusion dans le centre de masse.

L'Institut de Physique Nucléaire (IPN) d'Orsay, Le Service de Physique Nucléaire (SPhN) de Saclay et le Service de Physique Nucléaire (DPTA/SPN) de Bruyères le Chatel ont engagé une collaboration pour réaliser un ensemble de détection baptisé MUST capable de détecter des noyaux légers de recul (p, d, α) en mesurant leur position (donc leur angle) et leur énergie avec précision. La détection MUST comprend 8 ensembles composés chacun d'un détecteur silicium comportant 60 pistes sur chaque face et d'un détecteur silicium-lithium. La totalité de l'électronique de traitement des signaux et de codage est contenue dans un seul châssis de standard VXI. Le dispositif MUST comprend également un système d'acquisition de données autonome.

Dans la première partie de ce rapport, la physique qui peut être abordée par des réactions inverses de faisceaux radioactifs sur des cibles légères sera exposée. Les expériences proposées nous amèneront à définir les caractéristiques souhaitées pour la détection. La deuxième partie sera consacrée aux solutions techniques retenues pour les détecteurs, l'électronique et l'informatique d'acquisition. Enfin, le planning de réalisation et le financement seront précisés dans la troisième partie.

2 MOTIVATIONS DE PHYSIQUE ET CARACTERISTIQUES DE DETECTION

2.1 DIFFUSION ELASTIQUE

La diffusion élastique avec des noyaux stables a été largement étudiée car elle permet d'obtenir des informations sur la force effective nucléon-nucléon et sur la densité de matière des noyaux. La diffusion élastique proton-noyau est particulièrement attrayante puisqu'une seule densité de matière intervient dans le calcul du potentiel d'interaction et que l'on réussit à relier les potentiels d'interaction réel et imaginaire avec les potentiels microscopiques calculés dans le cadre du champ moyen. L'ensemble des données obtenues dans le cas de la diffusion proton-noyau léger ou -noyau de masse intermédiaire est bien reproduit avec une interaction unique, ce qui n'est pas possible dans le cas de la diffusion noyau-noyau. Il est souhaitable d'étendre les mesures aux noyaux exotiques qui sont maintenant disponibles. On s'attend en effet à ce que ces noyaux présentent des structures particulières (comme le halo de neutrons déjà évoqué dans l'introduction) qui devraient imposer de nouvelles contraintes aux modèles théoriques.

La diffusion élastique est généralement mesurée à l'aide d'un spectromètre magnétique comme par exemple le SPEG du GANIL en détectant le faisceau diffusé. Cependant, dans le cas de la diffusion sur une cible de proton, le cône de diffusion du faisceau est d'autant plus petit que le faisceau est lourd ce qui rend de plus en plus difficile la reconstitution de la distribution angulaire dans le centre de masse. Quelques exemples: dans le cas de la diffusion élastique $^{11}\text{Be}+p$ à 50MeV/nucléon, un intervalle de 0.1° dans le laboratoire correspond à 1.2° dans le centre de masse, pour $^{20}\text{O} + p$, cet intervalle devient 2° et pour le ^{32}Mg il passe à 4° . La largeur de ce cône dépend peu de l'énergie incidente. La résolution du SPEG étant au mieux de 0.1° , il est clair que la résolution angulaire dans le centre de masse devient vite insuffisante. C'est la raison pour laquelle, à partir de $A \sim 20$, il est nécessaire de détecter les protons de recul au lieu du projectile diffusé.

Dans la suite de ce texte, on donne un bref aperçu de la théorie et des analyses les plus récentes. Puis à l'aide d'un exemple on discute des contraintes expérimentales imposées par les mesures de diffusion élastique.

2.1.1 Etat des lieux théorique

Le potentiel d'interaction p-noyau le plus reconnu à l'heure actuelle est celui de J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux (JLM) [1] basé sur l'approximation de Brueckner Hartree-Fock et sur l'interaction nucléon-nucléon à coeur dur de Reid pour la matière infinie. La transposition du potentiel de champ moyen dans la matière infinie au potentiel d'interaction p-noyau est réalisée à l'aide de l'approximation de densité locale et de l'introduction d'une portée phénoménologique de l'interaction effective nucléon-nucléon. La figure 1 présente, sous forme de ligne continue, les résultats des calculs utilisant ce modèle pour les diffusions $^{13}\text{C}(n,n)$ et $^{13}\text{C}(p,p)$ entre 10 et 35 MeV. Des calculs utilisant le modèle de F.A. Brieva et J.R. Rook [2], similaire au modèle JLM, sont également représentés (ligne en tiret). Il est clair cependant que les résultats du modèle JLM sont meilleurs. Il faut noter que dans ce modèle, il n'y a pas de paramètre libre autre que la densité de matière du noyau diffusé. On peut donc l'appliquer directement aux cas des noyaux instables. On voit sur la figure 2 que la faible énergie de liaison des neutrons du halo dans les noyaux très riches en neutrons conduit tout naturellement à une augmentation du rayon quadratique moyen de matière (RMS). Cette figure présente un

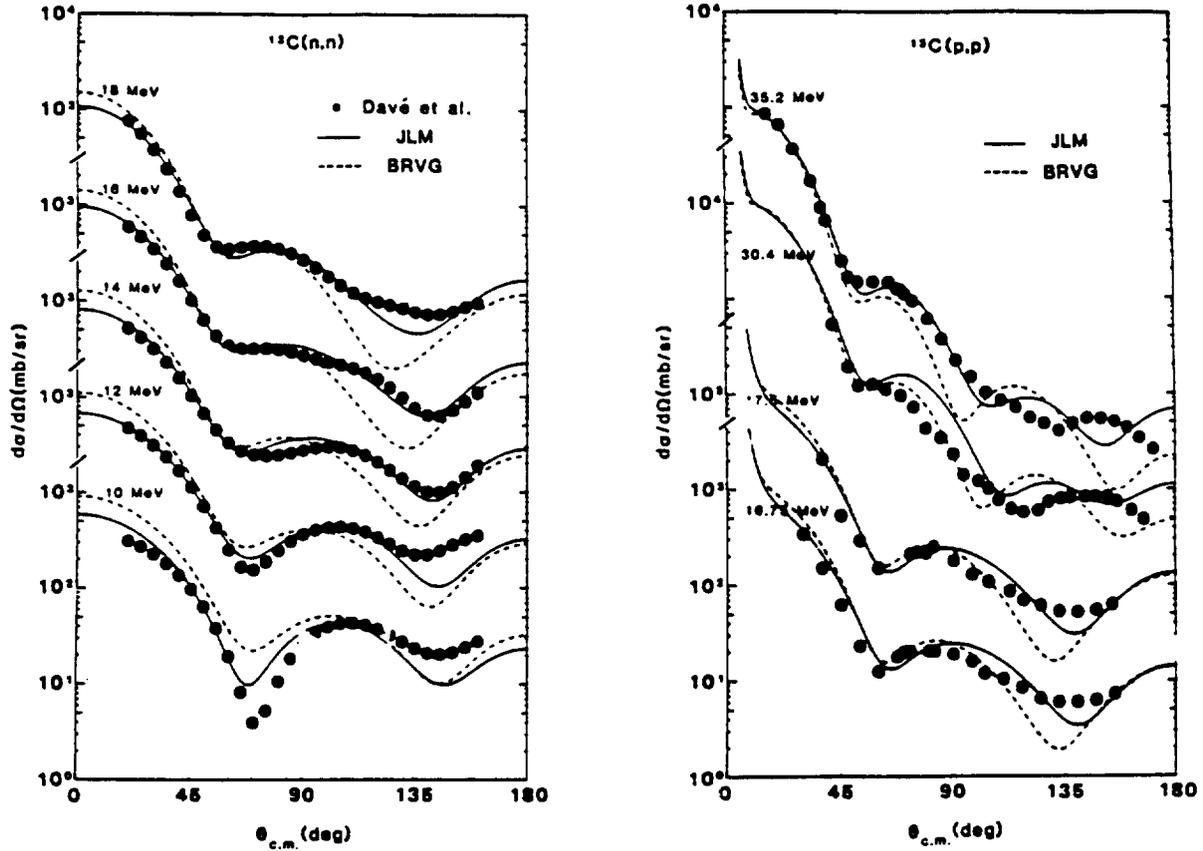


Figure 1: Données de diffusion élastique (p,p) et (n,n) comparés à des calculs avec les modèles JLM (ligne continue) et Brieva et Rook (ligne en tiret).

calcul simple de la densité de matière du ^{11}Li dans un puits de potentiel en supposant d'une part que l'énergie de liaison des neutrons du halo est de 0.5 MeV en accord avec les résultats expérimentaux [3](ligne continue), et d'autre part que l'énergie de liaison est de l'ordre de 10 MeV (ligne en tiret). On voit que le RMS augmente de 2.88 fm à 3.2 fm. Les lignes continue et hachurée de la figure 3 correspondent à des calculs utilisant le modèle de JLM et les deux distributions de densité de la figure 2 pour la diffusion élastique $^{11}\text{Li}+p$ à 60MeV/nucléon. Les résultats expérimentaux de Moon et al. [4] sont très proches des calculs utilisant la densité de matière de plus grand rayon. On remarque que la sensibilité de la comparaison augmente avec l'angle de diffusion. Un effort particulier doit donc être fait pour mesurer les grands angles.

L'interaction nucléon-nucléon est mieux connue au delà de 20 MeV/nucléon [5]. L'analyse des résultats expérimentaux devrait donc être plus facile pour des énergies incidentes de l'ordre de 50 MeV/nucléon c'est à dire aux énergies disponibles actuellement au GANIL avec SISSI. Par contre, on va voir que la difficulté expérimentale est beaucoup plus grande à ces énergies qu'à des énergies de l'ordre de 15 MeV/nucléon (SPIRAL).

2.1.2 Contraintes expérimentales

Ces contraintes sont discutées dans le cas de la diffusion élastique $^{32}\text{Mg}+p$ à 15 et 50 MeV/nucléon. La cinématique de la réaction à 15 MeV/nucléon est présentée sur la figure 4. La courbe continue correspond à la diffusion élastique tandis que la courbe en pointillé correspond

Density of ^{11}Li

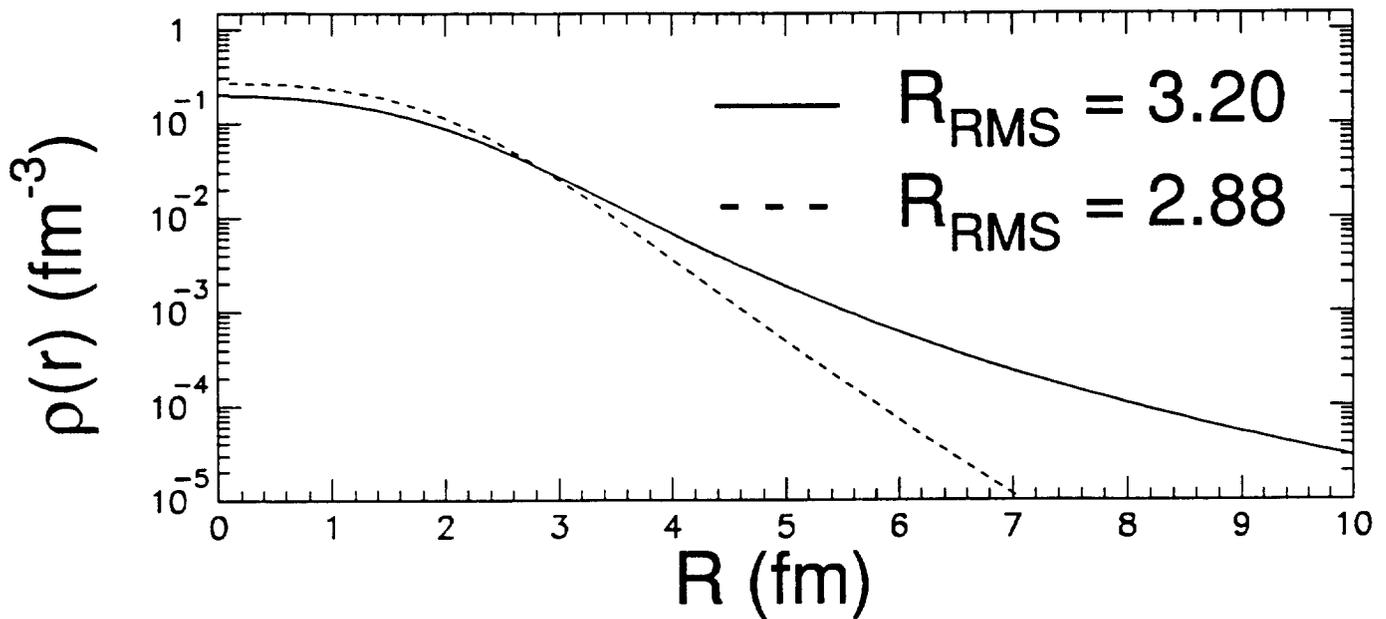


Figure 2: Calculs de densité du ^{11}Li en tenant compte (trait plein) ou pas (trait en tiret) de la très faible énergie de liaison des derniers neutrons.

à l'excitation du premier état excité 2^+ du ^{32}Mg situé à 886keV. Dans le domaine angulaire compris entre 10° et 90° centre de masse, l'énergie des protons varie environ entre 0.5 MeV et 28 MeV. En supposant une résolution en énergie de 100 keV, une résolution angulaire de 2° sera suffisante pour séparer le pic élastique du pic associé à l'excitation de l'état 2^+ . L'épaisseur de la cible doit être faible aux petits angles (quelques centaines de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour pouvoir détecter les protons de 500 keV. A ces angles la section efficace étant très grande, les contraintes expérimentales sont faibles. Par contre, aux angles les plus grands ($\sim 90^\circ$ cm) on s'attend à une section efficace de l'ordre de 10 mb/sr. Pour ces angles, si l'on suppose que l'intensité du faisceau de ^{32}Mg est de l'ordre de 10^4 particules par seconde, que l'on utilise une cible de $5\text{mg}/\text{cm}^2$, que l'on se place à 15 cm de la cible et que l'on assemble les détecteurs de MUST en un mur de 12cm de large sur 24cm de haut, on devrait détecter une centaine d'événements tous les 2 degrés dans le centre de masse en une heure. Dans cette configuration, MUST couvre un domaine angulaire compris entre 15° et 85° dans le centre de masse. La cinématique de la réaction à 50 MeV/nucléon est présentée sur la figure 5. Entre 10° et 90° centre de masse, l'énergie des protons varie de 1.5 MeV à 100 MeV, la résolution angulaire permettant de séparer le pic élastique du pic associé à l'état 2^+ est de l'ordre de 0.5° et les sections efficaces sont du même ordre de grandeur qu'à 15 MeV/nucléon. Les difficultés expérimentales sont donc beaucoup plus grandes qu'à 15 MeV/nucléon.

La distance entre la cible et le détecteur de protons devant être faible, la résolution en temps doit être de l'ordre de 0.5 ns pour identifier les protons d'énergie inférieure à 6 MeV. Par ailleurs, il est souhaitable de détecter le ^{32}Mg diffusé en coincidence avec le proton pour réduire le bruit de fond provenant des réactions induites par des impuretés de faisceau ou de cible. Enfin, étant donnée la grande émittance des faisceaux secondaires délivrés par SISSI au

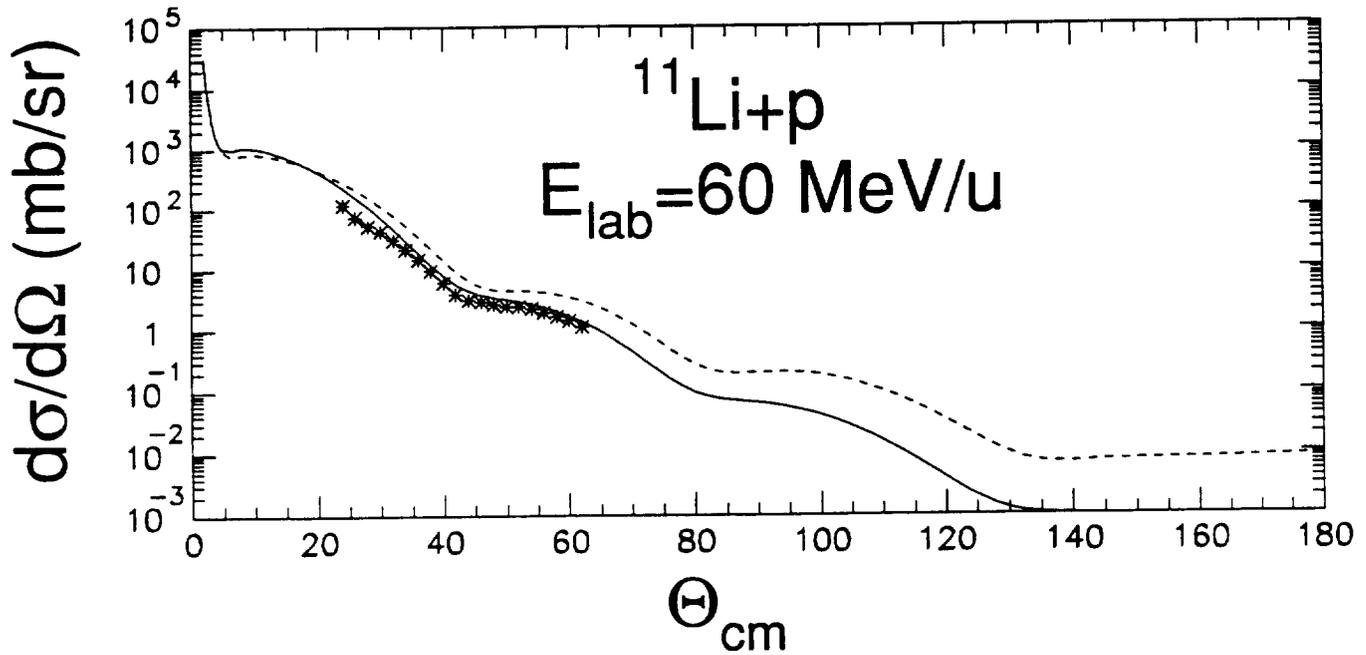


Figure 3: Calculs de diffusion élastique $^{11}\text{Li}(p,p)$ utilisant le modèle JLM avec les deux densités de la figure 2.

GANIL (sur la cible, la tache de faisceau peut atteindre plusieurs cm^2), il est indispensable d'adjoindre au détecteur de protons un détecteur de faisceau qui mesure position et angle d'incidence du faisceau sur la cible particule par particule, avec une résolution suffisante pour profiter pleinement des performances de MUST. Nous envisageons d'utiliser un ensemble de chambres à fils basse pression, comportant des cathodes à bandes, permettant une localisation en x et y pour mesurer le point d'impact et l'angle d'incidence sur la cible.

2.2 DIFFUSION INELASTIQUE

Pour interpréter les phénomènes nucléaires en l'absence d'une théorie fondamentale des forces nucléaires, les théoriciens ont construit des interactions effectives qui dépendent d'un ensemble de paramètres obtenus par comparaison des prédictions théoriques avec des résultats expérimentaux. Il est important de bien préciser ces paramètres pour avoir des interactions effectives qui permettent de décrire les noyaux dans des conditions très variées de température, de moment angulaire et d'isospin. L'étude des réactions directes avec des faisceaux exotiques conduit à préciser les paramètres des forces effectives qui dépendent de l'isospin des noyaux.

Nous disposons aujourd'hui de plusieurs calculs microscopiques qui prédisent l'évolution de la forme des noyaux pour des chaînes d'isotopes qui incluent des noyaux stables et des noyaux instables. En effet, pour une chaîne d'isotones, lorsqu'on s'éloigne de la stabilité, les noyaux les plus exotiques deviennent très déformés. La déformation des isotones $N=20$ par exemple, a été calculée dans le formalisme du modèle en couches[6]. Selon ces calculs, les isotones de $14 \leq Z \leq 20$ présentent, conformément aux résultats expérimentaux, les caractéristiques des noyaux magiques, c'est à dire un premier état excité à relativement haute énergie et une déformation ou un $B(E2)$ faible. Ces mêmes calculs prédisent que les isotones de $10 \leq Z \leq 12$ (^{32}Mg), sont

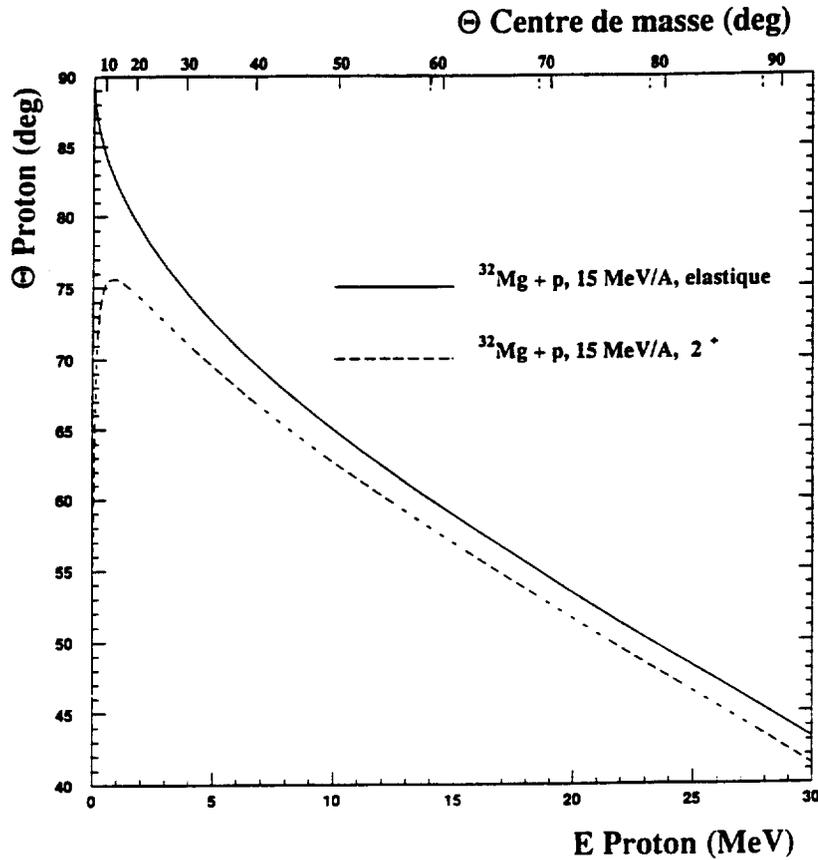


Figure 4: Cinématique de la réaction $^{32}\text{Mg}(p,p')$ à 15 MeV/nucléon. La graduation en haut de la figure indique l'angle dans le système du centre de masse pour la diffusion élastique (traits pleins) et inélastique (tirets)

extrêmement déformés avec un $B(E2)$ typiquement quatre fois plus grand que celui des isotones stables. On attend également de grandes différences entre le moment quadrupolaire de protons et de neutrons dans le cas des noyaux $N=28$ riches en neutrons[7]. Enfin, différents isotopes de Kr, Sr et Mo devraient présenter aussi de grandes déformations dans leur état fondamental[8]. Il est évident que la mesure de la déformation ou du $B(E2)$ des noyaux riches en neutrons permettra de vérifier ces prédictions théoriques et ainsi de tester les paramètres des interactions effectives nucléon-nucléon en fonction de l'isospin du noyau. MUST permettra de réaliser des mesures de diffusion inélastique $p + \text{noyau}$ pour des chaînes isotopiques par exemple, en obtenant simultanément les distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique vers l'état collectif 2^+ , qui donnent accès au $B(E2)$ et donc à la déformation de matière des noyaux. Ces mesures, associées à des mesures d'excitation Coulombienne devraient permettre de déconvoluer la déformation des protons et celle des neutrons dans le noyau. Il faut noter que les analyses de diffusion inélastique réalisées pour les noyaux stables se basent sur l'hypothèse implicite que la densité des neutrons et des protons à la surface du noyau sont identiques[9]. Dans le cas des noyaux exotiques très riches en neutrons, on s'attend à ce que les distributions de densité des protons et des neutrons soient très différentes, ce qui impliquera de nouvelles procédures d'analyse.

Les conditions cinématiques pour la diffusion inélastique sont très proches de celles présentées précédemment pour la diffusion élastique. Il faudra séparer la diffusion élastique de la diffusion inélastique vers des états 2^+ situés typiquement entre 1 et 3 MeV d'énergie d'excitation. Les sections efficaces inélastiques pour des systèmes tels que $^{32}\text{Mg} + p$ ou $^{56}\text{Ni} + p$ étant typiquement de l'ordre de 5 mb/sr, les contraintes expérimentales seront les mêmes que celles

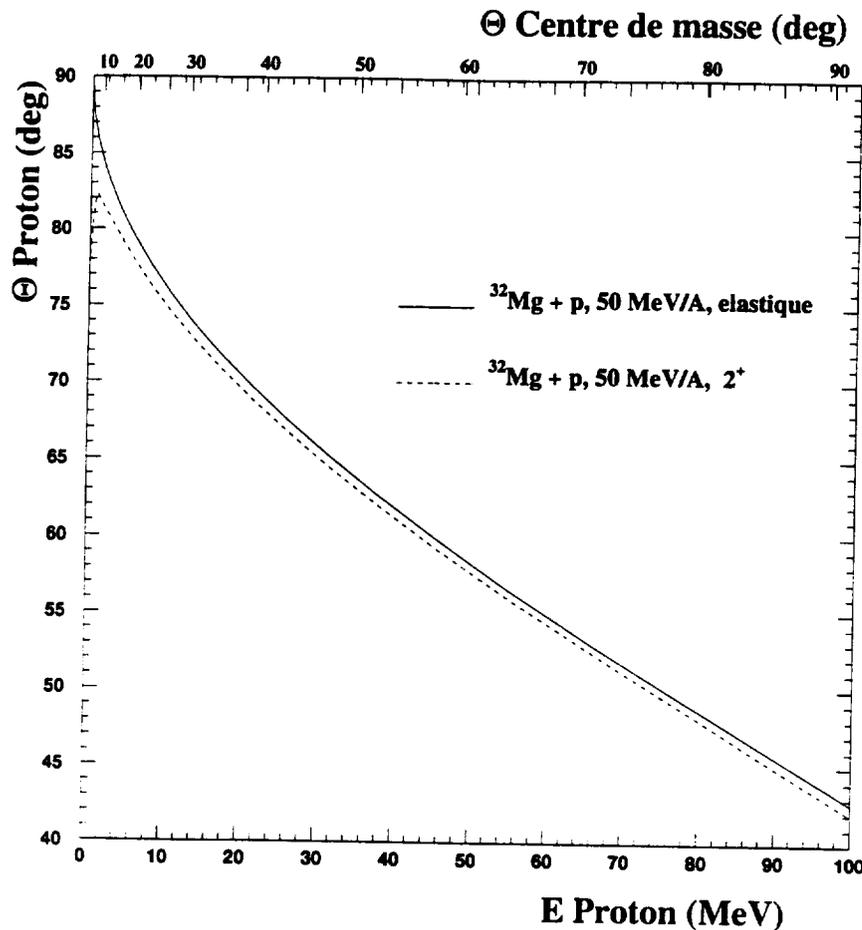


Figure 5: Cinématique de la réaction $^{32}\text{Mg}(p,p')$ à 50 MeV/nucléon. La graduation en haut de la figure indique l'angle dans le système du centre de masse pour la diffusion élastique (traits pleins) et inélastique (tirets)

discutées précédemment pour la diffusion élastique.

2.3 RESONANCES DE BASSE ENERGIE

Un intérêt croissant est porté aux noyaux riches en neutrons, car on s'attend à ce qu'ils présentent des caractéristiques différentes de celles des noyaux stables. Des exemples typiques sont les noyaux de ^{11}Be et de ^{11}Li dont la distribution de matière a une extension spatiale anormalement grande, indiquant la présence d'un *halo* de neutrons très délocalisés par rapport au reste du noyau, qui présente une structure classique. L'existence de ce halo est liée à la faible énergie de séparation des neutrons mis en jeu.

Le spectre à basse énergie d'excitation de ces noyaux riches en neutrons est un sujet d'étude très excitant. En effet, la faible énergie de liaison des neutrons implique qu'il existe à basse énergie une importante force de transition dipolaire, occasionnant une augmentation substantielle de la probabilité d'excitation du noyau vers des états situés entre 1 et 5 MeV. On s'attend par ailleurs à ce que d'autres multipolarités ($l = 0, 2$) soient elles aussi excitées à basse énergie, plus particulièrement par des cibles légères, lorsque la transition dipolaire n'est plus dominante.

D'un point de vue théorique, de nombreux calculs microscopiques ont été effectués pour étudier ces résonances, utilisant différents modèles: RPA, Hartree-Fock, "cluster orbital shell model"... Le passage à la section efficace se fait grâce à des calculs DWBA. Il existe donc de nombreuses références concernant les résonances de basse énergie, la difficulté de leur

mise en oeuvre résidant essentiellement dans la description des fonctions d'onde de particules indépendantes à des grandes distances et dans celle de la fonction d'onde relative des particules de valence à courte distance [10, 11, 12, 13].

La question reste ouverte quant au phénomène mis en jeu dans l'augmentation de la section efficace à basse énergie. Certains y voient la manifestation d'un nouveau type de mouvement collectif du noyau, que l'on peut interpréter comme une oscillation du ou des neutrons du halo par rapport au coeur, et couramment dénommé "résonance pygmée", par opposition aux résonances géantes qui mettent en jeu la totalité des nucléons du noyau. D'autres pensent qu'aucune collectivité n'est mise en jeu, et que l'augmentation de section efficace est simplement liée à la grande extension spatiale du noyau et donc à la faible énergie de liaison du ou des neutrons du halo.

La mise en évidence expérimentale de ces résonances constituerait donc un test très pointu des forces effectives nucléon-nucléon utilisées dans les calculs microscopiques. Le futur détecteur MUST est conçu pour être un outil privilégié, bien adapté à ce type d'études.

Une des premières expériences réalisée avec MUST aura pour but d'étudier la diffusion inélastique vers des états du continuum d'un faisceau de ^{11}Be à 40 MeV par nucléon sur une cible contenant des protons (CH_2).

Des prédictions théoriques quantitatives ont été effectuées par Fayans et Ershov, dont les résultats pour la section efficace d'excitation de différentes multipolarités à plusieurs angles centre de masse sont présentés figure 6. On remarque qu'en dessous de 12° dans le centre de

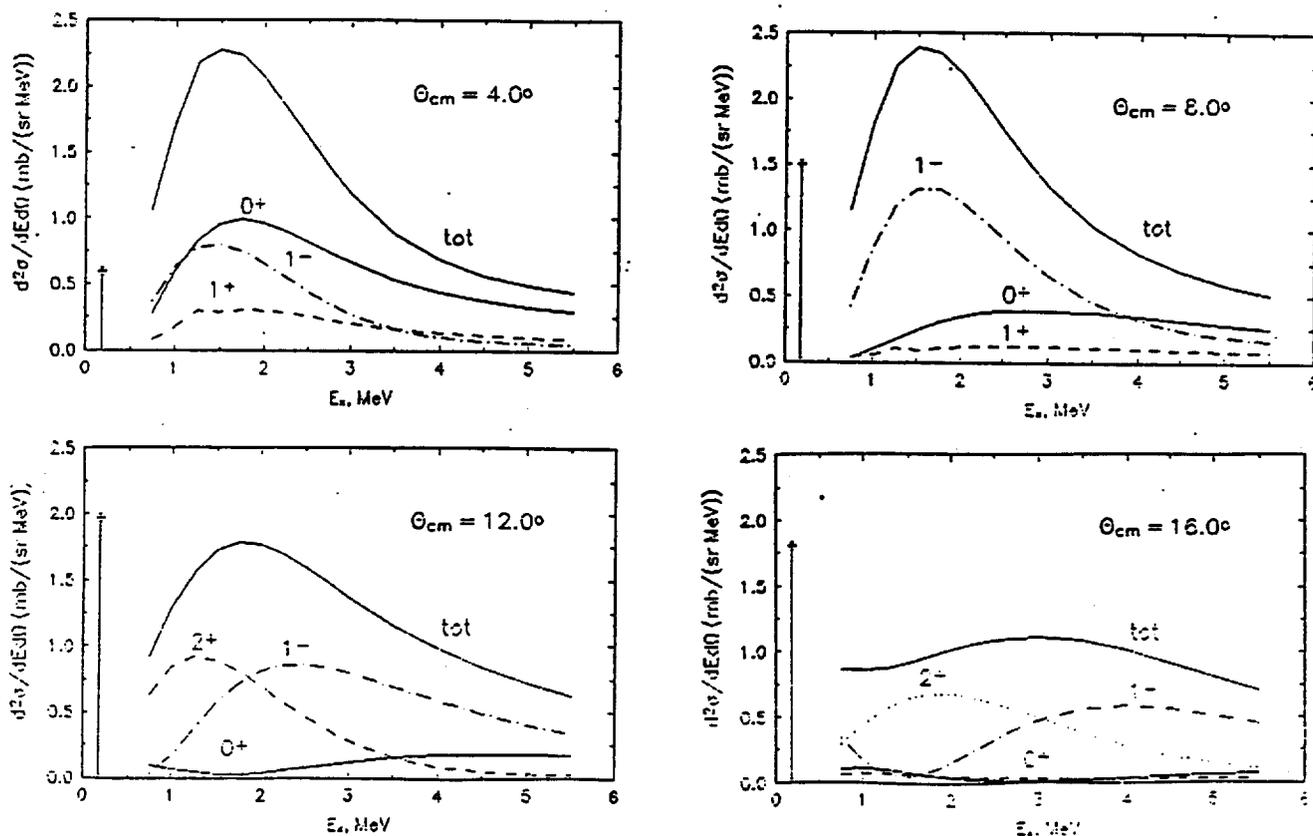


Figure 6: Prévisions théoriques pour l'excitation de la "soft mode" dans la réaction $p + ^{11}\text{Be}$.

masse, le spectre d'énergie d'excitation du ^{11}Be présente un maximum prononcé autour de

1,5 MeV, correspondant aux résonances de basse énergie prévues dans ce noyau. Au delà, la structure s'atténue progressivement. Le but de l'expérience est de mesurer ces spectres à des angles aussi petits que possible, avec une bonne résolution en énergie.

Les mesures seront effectuées en mesurant l'angle et l'énergie du proton de recul en coïncidence avec le ^{10}Be résultant de la décroissance du ^{11}Be excité (le seuil d'émission de neutron est égal à 0,5 MeV dans le ^{11}Be). Les caractéristiques du proton permettront de déterminer l'angle de diffusion et l'énergie d'excitation du ^{11}Be primaire. La mesure du ^{10}Be par le spectromètre SPEG servira essentiellement à réduire le bruit de fond provenant des réactions sur le ^{12}C de la cible ou des réactions induites par des impuretés du faisceau.

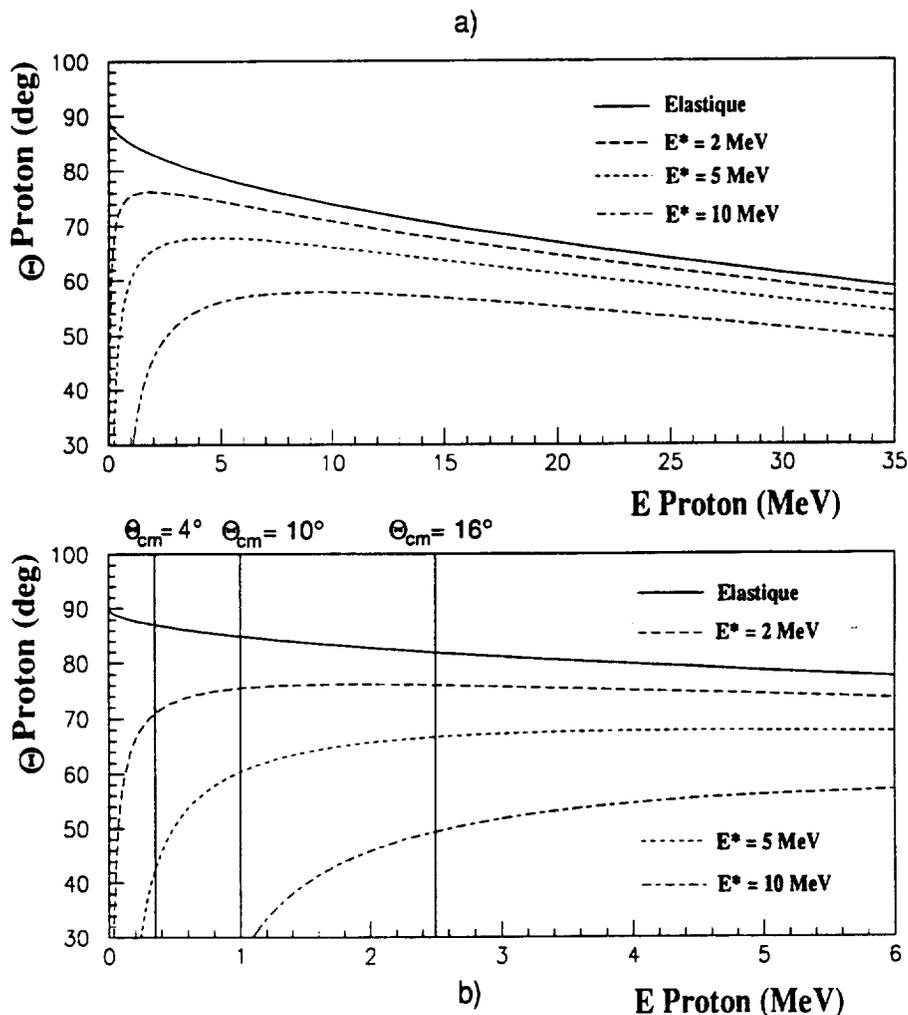


Figure 7: Cinématique de la réaction $^{11}\text{Be}(p,p')$ à 40MeV/nucléon. La figure du bas est un zoom sur la partie des basses énergies proton et des petits angles centre de masse.

La cinématique de la réaction est illustrée par la figure 7, qui représente l'angle de recul du proton en fonction de son énergie pour différentes énergies d'excitation du ^{11}Be . Cette figure permet d'appréhender les qualités requises pour le dispositif de détection des protons, à savoir MUST. En effet, nous avons pu constater que, pour cette réaction, à une énergie donnée du proton correspond approximativement un même angle dans le centre de masse, quelle que soit l'énergie d'excitation fournie au ^{11}Be (lignes verticales sur la figure 7). Ceci nous impose, pour observer la résonance dans le spectre d'énergie d'excitation, de mesurer des protons de très

faible énergie, puisque, comme on l'a vu précédemment, l'augmentation de la section efficace est significative pour les petits angles centre de masse, au dessous de 12° . On a donc une première contrainte, à savoir un seuil de détection faible en énergie, autour de 500 keV et une résolution en énergie meilleure que 100 keV.

Sur les sections efficaces présentées précédemment, on remarque que la largeur de la résonance est d'environ 2 MeV aux petits angles centre de masse. Dans ces conditions, une résolution en énergie d'excitation d'environ 400 keV est suffisante pour le type d'étude effectué. L'angle de diffusion du proton est directement relié à l'énergie d'excitation. Ceci implique une résolution angulaire de 0.7° dans le laboratoire, soit une résolution en position de 1 mm pour un détecteur situé à 15 cm de la cible. Les protons d'énergie inférieure à 6 MeV seront identifiés en masse grâce à un temps de vol. Compte tenu de la résolution en énergie de 100 keV, il est nécessaire d'avoir une résolution en temps de 500 ps (dans ce cas, on a $\Delta m/m=0,3$ pour une distance de 15 cm entre le détecteur et la cible).

Comme on l'a vu dans les expériences de diffusion élastique et inélastique, pour obtenir précisément l'angle de diffusion et disposer d'un temps de référence événement par événement, il est nécessaire d'adjoindre à MUST des détecteurs de faisceau. Pour cette expérience, MUST sera donc en coïncidence avec des chambres à fils à localisation et avec le SPEG.

Compte tenu des sections efficaces présentées sur la figure 6, de l'intensité du faisceau que nous aurons à notre disposition (10^6 particules par seconde) et de l'angle solide couvert par MUST dans la configuration "mur" à une distance de 15cm de la cible, on s'attend à compter environ 10 coups par heure pour un intervalle de 1 MeV d'énergie d'excitation et pour un domaine angulaire de 4° dans le centre de masse, en tenant compte de l'efficacité des coïncidences cinématiques entre MUST et le SPEG.

2.4 RESONANCES GEANTES

Les résonances géantes jouent un rôle important en structure nucléaire en tant qu'excitations collectives fondamentales du noyau. La possibilité de réaliser des réactions nucléaires avec des noyaux auparavant inaccessibles permet d'envisager une étude extensive des effets isotopiques ou de l'influence de la déformation de l'état fondamental sur ces modes.

Avec les faisceaux du GANIL, les conditions d'observation des résonances géantes en cinématique inverse sont celles de la diffusion inélastique sur des cibles légères à des énergies incidentes entre 40 et 95 MeV/u. Le rapport pic sur fond n'est pas le plus favorable à ces énergies, mais les distributions angulaires sont par contre très caractéristiques des multipolarités. Nous allons maintenant donner deux exemples précis d'études pouvant être réalisées avec le détecteur MUST.

2.4.1 Effets isotopiques sur la résonances géante monopolaire

La Résonance géante monopolaire isoscalaire (RGM), mode respiratoire du noyau, possède une importance particulière car sa fréquence est reliée à la compressibilité K_∞ de la matière nucléaire qui constitue un paramètre fondamental, notamment pour l'étude du comportement des étoiles à neutrons.

Une approche macroscopique a été abondamment utilisée pour extraire la valeur de la compressibilité de la matière nucléaire K_∞ . Elle repose sur un développement de K_A analogue à celui de la formule de goutte liquide où les contributions de volume, surface, symétrie et coulombienne apparaissent :

$$K_A = K_\infty + K_{surf} A^{-1/3} + K_{coul} \frac{Z^2}{A^{4/3}} + (K_{sym} + K_{surf-sym} A^{1/3}) \left(\frac{N-Z}{A} \right) + \dots$$

La détermination des différents paramètres K_i est ensuite effectuée via une procédure d'ajustement à l'énergie de la résonance géante monopolaire et la valeur de K_∞ est extraite en posant: $K_\infty = K_{vol}$

Cette approche n'est cependant pas dépourvue d'ambiguïté, notamment concernant cette dernière identification, et pose par ailleurs d'importantes difficultés d'ordre pratique. Deux travaux récents[14, 15] ont en effet montré que la procédure d'ajustement appliquée à une compilation des données disponibles sur la RGM conduit à des barres d'erreurs très importantes sur la valeur de K_{vol} .

Blaizot et al.[16] ont récemment présenté de nouveaux arguments en faveur d'une détermination de K_∞ par une approche microscopique. Cette méthode consiste à extraire K_∞ à partir de forces effectives reproduisant certaines propriétés statiques des noyaux. K_∞ est alors choisi comme la compressibilité des forces reproduisant au mieux les données expérimentales sur la RGM. Appliquée jusqu' alors pour une classe limitée d'interactions effectives, ils ont montré qu'une forte corrélation entre K_∞ et l'énergie calculée de la RGM subsiste pour un ensemble étendu de forces et permet de déterminer K_∞ avec une bonne précision. Cette méthode opère en outre une sélection sévère sur les forces effectives mises en jeu, rendant particulièrement intéressante son application aux noyaux hors de la vallée de stabilité afin de tester la validité de ces forces dans ces régions.

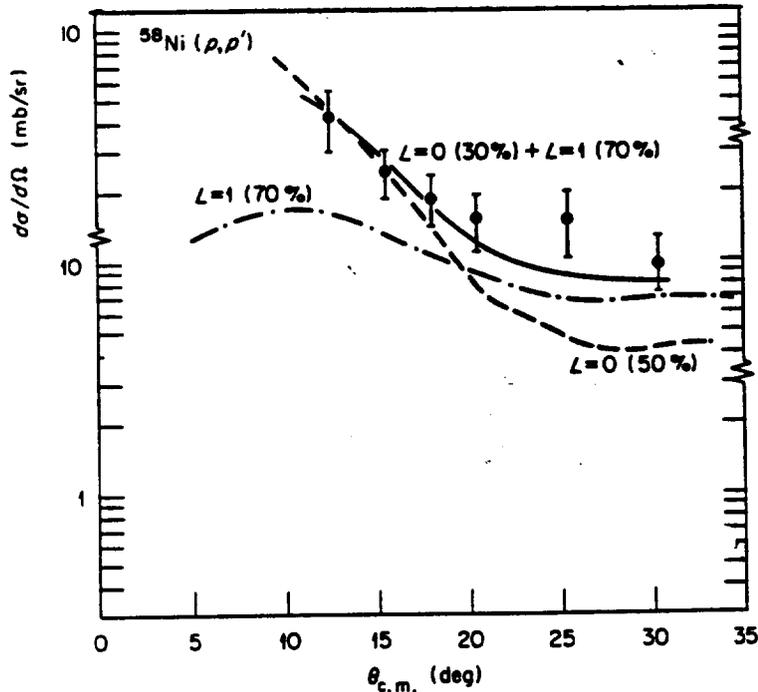


Figure 8: Distributions angulaires de la bosse comprenant les résonances monopolaires et dipolaires dans la réaction $^{58}\text{Ni}(p,p')$ à 60 MeV. Les points expérimentaux sont comparés à des calculs DWBA (d'après la ref.[17])

Considérons par exemple le cas du ^{56}Ni dont le terme d'asymétrie (noyau $N=Z$) s'annule, et pour lequel les effets de déformation du fondamental qui affectent la distribution de force des résonances (voir parag. ci-dessous) devraient être minimales. La figure 8 montre que les distributions angulaires calculées pour la réaction (p,p') à 60 MeV d'énergie incidente[17] offrent une bonne caractérisation des multipolarités excitées. Il est possible d'étudier cette réaction en cinématique inverse au GANIL avec un faisceau de ^{56}Ni dont l'intensité devrait atteindre 10^6 ions/sec. La cinématique de cette réaction est présentée sur la figure 9. On

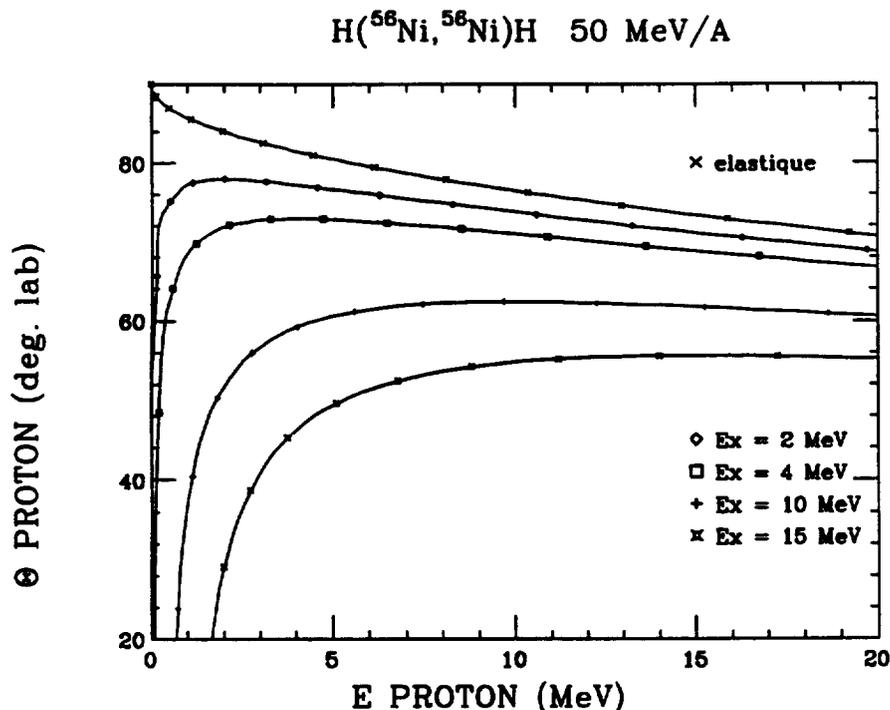


Figure 9: Cinématique de la réaction $^{56}\text{Ni}(p,p')$ à 50MeV/nucléon.

constate que pour une énergie d'excitation de 17 MeV (RGM), on peut descendre à des valeurs très basses de l'angle CM où la RGM est le plus excitée, car l'énergie du proton de recul reste suffisamment grande. D'autre part on voit qu'une résolution meilleure que 1 MeV devrait être obtenue si l'on met en jeu la résolution estimée de 100 keV sur les protons de recul.

Il faut aussi noter que l'éjectile étant très focalisé vers l'avant ($\Theta_{lab} < 1^\circ$) il est possible de couvrir un très large domaine angulaire en une seule mesure. Une bonne résolution angulaire devrait être obtenue qui, conjointement à la sensibilité des distributions angulaires, permettra de séparer les contributions des différentes résonances en particulier celle de la résonance quadrupolaire avec laquelle la monopolaire présente un fort recouvrement dans le nickel.

Taux de comptage:

Autour de 10° centre de masse, la section efficace est de quelques mb/sr. Pour couvrir le domaine angulaire entre 5° et 15° , on peut disposer l'ensemble des détecteurs MUST en couronne à un angle moyen de 40° dans le laboratoire. Le quasi-projectile serait détecté dans le SPEG afin de nettoyer les spectres. A 12 cm de la cible, l'angle solide couvert par MUST est d'environ 0.2 sr. Avec un faisceau incident de 10^6 ions/sec et une cible d' 1 mg/cm^2 , on obtient alors 100 coups par heure dans un domaine angulaire où la résonance monopolaire est la plus fortement excitée.

2.4.2 Effet de la déformation de l'état fondamental

L'effet de la déformation du fondamental sur les résonances géantes a été étudié sur quelques isotopes de noyaux lourds et moyens et pour diverses multipolarités. Le cas le plus connu est celui de la résonance géante dipolaire pour lequel on observe non plus une mais deux fréquences de vibration dans les noyaux à déformation axiale, qui correspondent aux vibrations parallèle (mode $K=0$) et perpendiculaire (mode $K=1$) à l'axe de symétrie[18]. De même pour la résonance quadrupolaire qui possède trois composantes K (0,1 et 2) pour laquelle un élargissement a été observé dans quelques isotopes déformés. Bien qu'aucun effet de ce type n'était attendu pour la RGM qui n'a pas de composante K , un changement dans la distribution de force monopolaire a néanmoins été observé dans les noyaux déformés du fait que la RGM se couple à la composante $K=0$ de la quadupolaire (effet dynamique). Enfin une étude de la résonance octupolaire de basse énergie dans le ^{50}Ti et le ^{46}Ti ($\beta = 0.34$) réalisée à Osaka a montré que le changement important de la distribution de force $L=3$ entre ces deux noyaux pouvait être interprété par un calcul RPA mettant en jeu la déformation du fondamental.

Aux énergies GANIL et avec des cibles légères, la RGD est faiblement excitée[19]. Des études peuvent par contre être envisagées pour d'autres multipolarités en particulier pour la RGQ. On peut citer le cas du Calcium pour lequel on dispose d'un faisceau de 95 MeV/u (^{40}Ca) qui autorise un rapport pic/fond meilleur qu'à 60 MeV et qui possède un isotope proche très déformé: le ^{38}Ca ($\beta = 0.36$). Le taux de comptage estimé et la résolution sur l'énergie d'excitation sont voisins de ceux indiqués ci-dessus.

2.5 REACTIONS DE TRANSFERT

Lorsque l'on s'éloigne de la stabilité on s'attend à des modifications dramatiques de la structure en couche des noyaux. Si les neutrons et les protons occupent des orbites très différentes, le comportement de l'interaction p-n sera modifiée de façon importante. De plus, aux confins de la stabilité, les interactions entre couches liées et non-liées induiront des modifications sensibles de l'interaction d'appariement. Tout ceci conduira à un bouleversement de l'ordre des couches tel qu'il est connu pour les noyaux stables et par conséquent à la modification des nombres magiques, une des observables les plus solides de la physique des noyaux "usuels".

Certaines observations récentes nous permettent d'entrevoir la richesse des phénomènes à explorer. Par exemple, l'état fondamental du ^{11}Be , noyau possédant un halo de neutron, a son dernier neutron dans la couche intruse $2s_{1/2}$ et non dans la couche $1p_{3/2}$ comme le prévoirait le modèle en couche. Pour des noyaux un peu plus lourds, il faut mentionner "l'îlot de l'inversion", centré autour du ^{32}Mg , où on assiste au croisement des couches $1f_{7/2}$ et $1d_{3/2}$ et à la disparition du nombre magique $N=20$ [20]. Des phénomènes similaires sont prévus pour des masses plus lourdes, en particulier pour des isotopes de Zr et Sn éloignés de la stabilité.

Les réactions de transfert sont l'outil de choix pour la détermination de la structure en couches des noyaux. Les réactions (p,d) et (d,p) permettent de sonder les orbitales de neutrons alors que des transferts du type (d, ^3He), ou (^3He ,d) si l'on dispose d'une cible gazeuse, sont adaptés à l'étude des orbitales de protons. Les distributions angulaires de ces réactions sont très caractéristiques et permettent donc de remonter directement au transfert de moment angulaire par comparaison avec des calculs DWBA. L'énergie incidente optimale dépendra du transfert de moment angulaire nécessaire pour atteindre l'orbitale d'intérêt. Les nombreuses études réalisées dans le passé sur des noyaux stables ont fait usage d'accélérateurs tandem et de petits cyclotrons. Par conséquent la combinaison des domaines d'énergie de SPIRAL et

de SISSI associée aux performances du détecteur MUST permettra de couvrir l'ensemble de cette physique. Les réactions seront réalisées en cinématique inverse sur des cibles de CH_2 ou CD_2 , et éventuellement par la suite sur des cibles gazeuses.

Les conditions cinématiques des réactions (p,d) ou (d,p) sont très proches de celles présentées auparavant pour la diffusion élastique et inélastique, mis à part l'angle d'émission de la particule de recul qui se situe vers l'avant pour une réaction (p,d) et vers l'arrière pour (d,p). La résolution angulaire et en énergie nécessaire pour les particules de recul sera dictée par l'espacement des niveaux du noyau étudié, une résolution de 1 degré et d'environ 100 keV permettra de couvrir un grand nombre de cas.

Lors des expériences on détectera le quasi-projectile dans un spectromètre en coïncidence avec la particule de recul, afin de signer précisément la voie de réaction et donc de nettoyer les spectres. Sauf pour des projectiles très légers, le spectromètre SPEG permettrait de recueillir l'ensemble des produits de réaction intéressants ($\Theta_{lab} < 2^\circ$) et ne limiterait donc pas le taux de comptage. En supposant une section efficace dans le centre de masse de 5mb/sr, en plaçant MUST à 12cm de la cible d'épaisseur environ 10mg/cm² et en tablant sur 10⁵ particules incidentes par seconde on aura un taux de comptage d'environ 150 coups/heure dans un intervalle angulaire de 10° dans le centre de masse pour une réaction de transfert typique.

2.6 LES FAISCEAUX ISOMERIQUES

2.6.1 Production de faisceaux isomériques

L'existence de noyaux instables situés dans un état excité et de durée de vie suffisamment longue ouvre de nouvelles perspectives d'études en physique nucléaire. Ces noyaux appelés isomères peuvent être assimilés à des réservoirs d'énergie et parfois de spin. L'isomère est donc un moyen unique d'avoir accès de manière directe à la structure du noyau dans son état excité et de déceler par là même d'éventuelles anomalies qu'il nous faudra comprendre. En effet, notre compréhension actuelle du noyau s'appuie sur les nombreux résultats expérimentaux mettant en jeu des noyaux initialement dans leur état fondamental. Nos connaissances sur la structure des noyaux a été acquise en observant les chemins que ces systèmes quantiques empruntent lors de leur désexcitation vers l'état fondamental. Ceci revient à dire que notre connaissance du noyau n'est presque jamais directe puisque ce qui est observé est un ensemble d'éléments de matrice de transition généralement entre deux états différents ou parfois entre un état et lui même (éléments de matrice de réorientation mesurés par excitation coulombienne multiple). Seul l'état fondamental échappe à cette règle. On peut en mesurer par exemple la distribution radiale de charge par diffusion élastique d'électrons à hauts transferts d'impulsion. D'une façon générale, toutes les études expérimentales réalisées jusqu'à présent traitant les problèmes de la diffusion élastique, inélastique et des réactions de transfert ont joué un rôle irremplaçable pour notre compréhension de la structure en couches des noyaux dans leur état d'énergie le plus bas.

D'un point de vue expérimental, de telles études peuvent être réalisées en utilisant l'isomère comme cible ou comme projectile. Certaines expériences mettant en jeu des cibles radioactives d' $^{178}\text{Hf}^{m2}$ ($J^\pi = 16^+, \tau = 31$ ans) ont déjà été réalisées[21]. Toutefois, pour la plupart de ces expériences, la mauvaise pureté isotopique de la cible induit un bruit de fond important qui limite considérablement l'analyse des résultats obtenus. D'autre part, les isomères ont généralement des durées de vie courtes, ce qui restreint leur utilisation en tant que cible. Par contre, de biens meilleurs résultats peuvent être obtenus si l'on est capable de produire un

faisceau de noyaux avec une grande pureté isomérique et isotopique. Dans ce cas, la limitation liée à la nature isotopique est plus faible et favorise une systématique sur les isomères. Des réactions nucléaires peuvent ainsi être étudiées en cinématique inverse avec un faisceau d'ions lourds sur une cible légère. A l'heure actuelle, notre groupe s'est efforcé de produire des faisceaux isomériques de grande pureté et d'intensité suffisante afin d'étudier les propriétés de structure de ces noyaux comparées à celles du fondamental. Deux mécanismes de production ont été étudiés à ce jour:

- Les réactions de transfert à deux nucléons en s'appuyant sur les règles de sélection du spin et de l'isospin observées à basse énergie.
- La fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires.

Dans les deux cas de figure, le noyau isomérique recherché était le $^{42}\text{Sc}^m$ isomérique. L'expérience de transfert réalisée avec l'ancienne plateforme du GANIL [22] (faible intensité primaire) nous a permis d'obtenir un faisceau secondaire de $^{42}\text{Sc}^m$ pur à 98% avec environ 30% de contaminants de ^{40}Ca . L'intensité du faisceau secondaire de $^{42}\text{Sc}^m$ était de 114 pps et l'on peut raisonnablement espérer atteindre quelques 10^3 pps avec la nouvelle plateforme du GANIL. Les tests réalisés par fragmentation du projectile ont été motivés en partie pour augmenter l'intensité du faisceau secondaire de ^{42}Sc . Les résultats obtenus par fragmentation d'un projectile de ^{50}Cr sur différentes cibles (Be, Ni, Ta) à une énergie incidente de 60 MeV/nucléon nous ont permis de produire 10^3 pps de ^{42}Sc avec une pureté isomérique de 35% dans tous les cas de figure. Avec de telles intensités secondaires, nous sommes aujourd'hui capables de réaliser les premières expériences de physique relatives à l'étude comparative de la structure d'un noyau dans son état fondamental et dans son état isomérique. Les études de structure que nous souhaitons effectuer seront similaires à celles réalisées sur des noyaux stables au moyen de faisceaux de hadrons, à savoir: diffusion élastique, inélastique et réactions de transfert. Toutefois, les conditions expérimentales seront différentes puisque nous devons travailler en cinématique inverse c'est à dire avec un projectile lourd et une cible légère. Compte-tenu des intensités des faisceaux secondaires obtenues jusqu'à présent ainsi que des sections efficaces des différents processus cités ci-dessus, ce rapport a pour objectif de présenter notre intention d'étudier dans un premier temps la diffusion élastique de proton induite par un noyau dans son état isomérique et fondamental.

2.6.2 Diffusion élastique

Notre interprétation des réactions nucléaires procédant par interaction directe passe par l'utilisation du modèle optique dans lequel on considère que chaque niveau (individuel ou collectif) du noyau perçoit le même potentiel d'interaction nucléon-noyau ou noyau-noyau que l'état fondamental. Dans quelle mesure cette hypothèse systématiquement faite dans les calculs DWBA ou en voies couplées est-elle justifiée? La réponse à cette question devrait être apportée grâce à la réalisation de MUST, capable de résoudre les problèmes liés à la cinématique inverse ainsi qu'aux caractéristiques actuelles des faisceaux secondaires.

Nous avons vu précédemment que l'isomère pouvait être porteur de spin et que par conséquent une étude comparative d'un même noyau avec et sans spin doit être riche d'informations quant à la contribution du terme spin-orbite et spin-spin dans le traitement de la diffusion élastique au moyen du modèle optique. De façon générale, ces termes ne sont pas développés dans les codes de modèle optique. Des analyses récentes cherchant à mettre en évidence ces

effets [23] ont été réalisées en jouant sur le paramètre V_{so} pour simuler les effets de spin-orbite et spin-spin sans changer les paramètres d'absorption W_S et W_D qui rendent compte de la distribution de densité des nucléons dans le noyau ainsi que de l'interaction effective nucléon-nucléon. Si la distribution angulaire centre de masse des protons de recul par diffusion élastique sur un isomère a pu être analysée par cette méthode, aucune mesure comparative entre l'état fondamental et l'isomère étudié $^{18}F^m$ n'a été réalisée. Cette mesure comparative doit apporter plus de contraintes sur les paramètres du modèle puisqu'il s'agit toujours du même noyau à la même énergie centre de masse.

D'autre part, il serait intéressant d'étudier ces réactions à l'aide d'un modèle optique microscopique grâce à la méthode du simple folding qui consiste à convoluer la densité du noyau étudié avec une interaction effective nucléon-noyau pour obtenir un potentiel optique microscopique. Cette méthode donne de bons résultats pour des noyaux stables. Pour les noyaux métastables tels que les noyaux isomériques, il faudra se poser des questions sur l'expression de l'interaction effective et sur l'importance de termes tels que les termes tenseurs qu'il faudrait développer dans le cas d'un état excité de spin non nul.

Les premiers résultats de comparaison de diffusion élastique pourront permettre d'avoir des éléments pour juger de l'importance des différents termes. La figure 10 montre les écarts

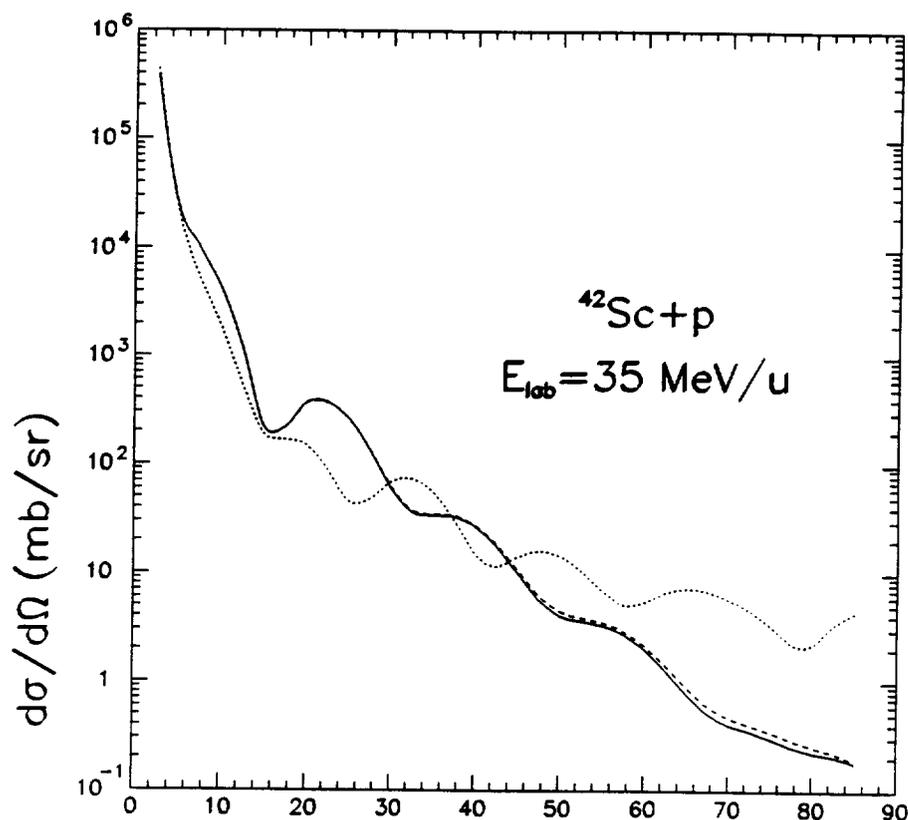


Figure 10: Calculs de distribution angulaire élastique de $^{42}Sc + p$ et $^{42}Sc^m + p$ avec différents potentiels (voir texte).

théoriques entre la diffusion élastique sur un noyau de ^{42}Sc dans son état fondamental (trait plein) et sur un noyau dans son état isomérique (trait en tiret) sans modifier aucun terme

du potentiel optique mais en introduisant l'énergie d'excitation et le spin dans le calcul de la distribution angulaire. De très faibles différences sont observées dans ce cas. Par contre, dans le traitement de l'état isomérique, si l'on introduit de nouveaux termes de façon ad hoc en multipliant la contribution du terme V_{so} pour simuler un effet du spin et de l'énergie d'excitation, comme l'on fait Roberts et al.[23], l'effet (trait en pointillé) est non négligeable. Il nous semble donc nécessaire de réaliser des mesures propres de diffusion élastique par détection des protons de recul avec le dispositif MUST afin de mettre au clair les différentes questions posées ci-dessus.

2.6.3 La cinématique inverse: problèmes et solutions

Une partie des problèmes liés à la cinématique inverse est résumée sur la figure 11. Il est bon de préciser que ceux-ci ne sont pas spécifiques aux noyaux isomériques mais qu'il s'applique d'une façon générale à tous les noyaux. Sur cette figure, nous avons reproduit les caractéristiques cinématiques du projectile et de la cible de recul dans le cas d'une diffusion élastique d'un faisceau de ^{42}Sc sur une cible de proton à une énergie incidente de 20 MeV/u. Comme il a déjà été mentionné dans les autres parties de ce document, on constate que la correspondance entre l'angle centre de masse et l'angle dans le laboratoire du projectile diffusé est très défavorable. Pour un domaine angulaire de 180 degrés dans le centre de masse, le projectile est diffusé dans le laboratoire avec une ouverture angulaire de seulement 1.5 degré. L'utilisation d'un spectromètre pour une mesure de distribution angulaire de diffusion élastique nécessiterait une résolution angulaire dans le laboratoire de 10^{-2} degré si l'on se place dans le cadre standard d'une mesure directe du projectile diffusé. Par contre, la correspondance entre l'angle centre de masse et l'angle du laboratoire de la cible de recul se fait dans un rapport 1/2 selon l'expression $\theta_{lab} = \pi/2 - \theta_{cm}/2$.

Nous nous proposons donc de détecter la cible de recul pour remonter aux distributions angulaires centre de masse dans le cas de la diffusion élastique et inélastique. Toutefois, le seuil en énergie du détecteur utilisé doit être le plus faible possible si l'on veut avoir accès aux petits angles centre de masse où la contribution Rutherford est prédominante. Ce dernier point a son importance si l'on cherche à normaliser les distributions angulaires centre de masse lors d'une analyse utilisant des calculs de modèle optique. En raison des légères incertitudes sur les intensités des faisceaux secondaires, la meilleure façon de normaliser le flux intégré des noyaux incidents consistera à mesurer les protons émis aux plus petits angles, ce qui nécessite d'avoir un seuil bas en énergie.

En raison des faibles intensités des faisceaux à étudier (de part la nature de leur mode de production), il est préférable d'avoir la géométrie la plus compacte possible, c'est à dire une couverture azimutale maximale de détection de la cible de recul. Compte tenu du nombre limité (huit) de détecteur à pistes et des contraintes dynamiques liées au temps de vol cible-détecteur, il ne semble pas raisonnable d'opter pour un dispositif compact. Sans rentrer dans les détails, si l'on veut séparer les protons des autres particules légères par la méthode usuelle ΔE -temps de vol, la position des différents modules par rapport à la cible doit être d'au moins 12 cm. Les expériences préliminaires devraient permettre de fixer une distance optimale cible-détecteur à pistes. Sur la figure 12 est représenté le dispositif expérimental tel que nous l'envisageons pour une première mesure de la diffusion élastique.

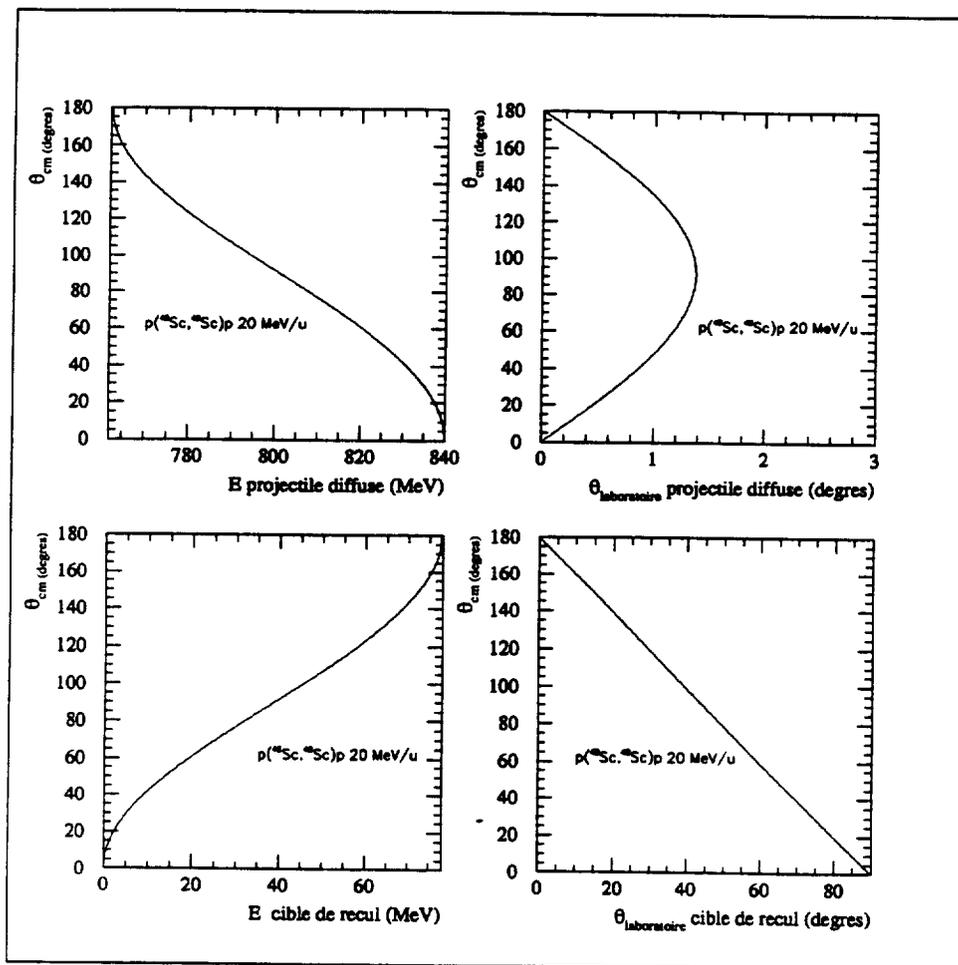


Figure 11: Cinématique de $^{42}\text{Sc} + p$

2.7 PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE MUST

L'ensemble des sujets de physique exposés ci-dessus font clairement ressortir un certain nombre de performances expérimentales qui doivent être satisfaites par un système destiné à mesurer les particules légères de recul émises lors des réactions induites par faisceaux radioactifs. Les résolutions angulaire et en énergie nécessaires dans le centre de masse imposent des résolutions pour les particules de recul de 1° et 100 keV respectivement. Un seuil en énergie faible, de l'ordre de 500 keV est crucial pour les études à petit angle de diffusion centre de masse. Il est nécessaire de mesurer des protons jusqu'à 30 MeV d'énergie et il serait souhaitable de pouvoir aller au-delà pour certains cas spécifiques comme la diffusion élastique à grand angle aux énergies "SISSI". Enfin, une bonne identification des particules doit être obtenue sur toute la gamme en énergie mesurée.

L'ensemble de ces contraintes nous ont amené à choisir un ensemble de huit détecteurs silicium à pistes double face de 300μ d'épaisseur de 6cm par 6cm avec 60 pistes sur chaque face. Chacun de ces détecteurs est suivi d'un détecteur Si(Li) de même surface et de 3mm d'épaisseur utile. L'ensemble est modulaire de façon à s'adapter aux différentes configurations expérimentales. Les zones mortes entre différents modules sont minimisées. Par exemple, dans le cas d'une configuration sous forme d'un mur de quatre modules (figure 15), adaptée aux expériences de diffusion inélastique, la zone morte entre détecteurs sera réduite à 1.5mm environ.

La mesure de position et donc l'angle de diffusion est directement donnée par la connais-

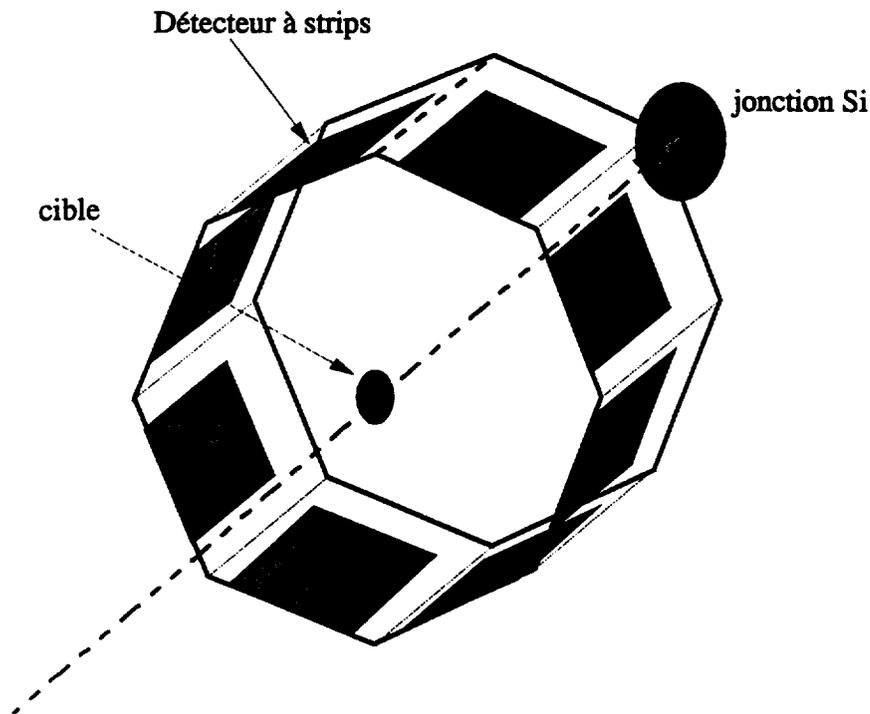


Figure 12: Dispositif expérimental pour l'étude de la diffusion élastique

sance des pistes touchées dans les deux directions, ce qui donne une résolution de 0.4° si le détecteur est placé à 15cm de la cible. L'énergie de la particule sera obtenue en sommant les signaux du Si à pistes et du Si(Li). Les protons d'énergie inférieure à 6 MeV sont arrêtés dans le Si à pistes alors que le Si(Li) permet la mesure de protons jusqu'à 26 MeV. Pour la mesure de protons plus énergétiques, il sera possible d'adjoindre un troisième étage constitué par exemple d'un détecteur CsI. Comme nous souhaitons, selon les expériences, détecter des particules légères jusqu'aux ^4He , l'électronique du détecteur à pistes doit avoir une dynamique couvrant entre 500 keV et 30 MeV.

Une résolution en énergie de 30 keV a été mesurée sous faisceau pour des protons s'arrêtant dans le Si à pistes. La résolution en α pour le Si(Li) est de 50 keV. Les particules traversant le détecteur à pistes seront identifiées par la mesure $\Delta E-E$, alors que celles qui s'arrêtent le seront par E -temps de vol. Lors des essais sous faisceau une résolution en temps de 550ps a été obtenue pour des protons perdant 2 MeV dans le détecteur à pistes. La figure 13 montre une simulation de la séparation en masse en supposant une résolution en énergie de 50 keV et une résolution en temps variant en fonction de l'énergie comme E^{-1} en dessous de $E=2\text{MeV}$ et $E^{-1/2}$ au dessus, ce qui représente des extrapolations pessimistes à partir de la mesure faite à 2 MeV.

Afin d'obtenir un temps de référence et de tenir compte de la grande émittance et de l'impureté des faisceaux exotiques, MUST devra être couplé à des détecteurs de faisceau. Ces détecteurs donneront, événement par événement, la direction d'incidence et le point d'impact

Matrice d'identification E – Temps de vol

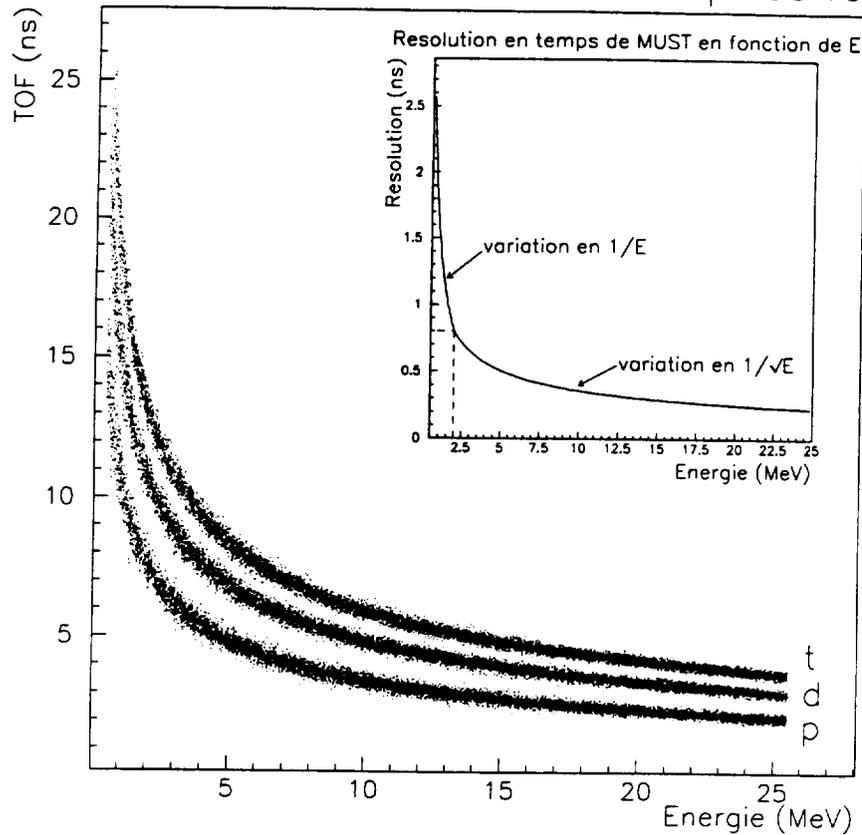


Figure 13: Simulation de l'identification obtenue par temps de vol.

du faisceau sur la cible. Des chambres à fil basse pression conçues par le SED (DAPNIA-Saclay) ont été testées récemment et devraient supporter des taux de comptage jusqu'à 10^6 pps. Leur résolution en temps est de 650ps et la résolution en position est meilleure que le mm en horizontal et vertical. On pourra aussi utiliser les chambres à dérive conçues au GANIL en conjonction avec des galettes de micro-canaux.

MUST sera le plus souvent associé à des détecteurs destinés à identifier sans ambiguïté la voie de réaction d'intérêt. Nous pensons plus particulièrement à l'utilisation du spectromètre SPEG, mais dans un certain nombre de cas un simple télescope constitué de détecteurs silicium ou plastique suffira.



3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

3.1 DETECTEURS ET ELECTRONIQUE SOUS VIDE

Chaque module de MUST comprend deux éléments de détection :

- un détecteur silicium à pistes double face
- un détecteur silicium compensé au lithium

La figure 14 montre l'assemblage mécanique de 4 modules MUST dans une configuration de type "Mur" ainsi que le montage des détecteurs et des préamplificateurs dans un module.

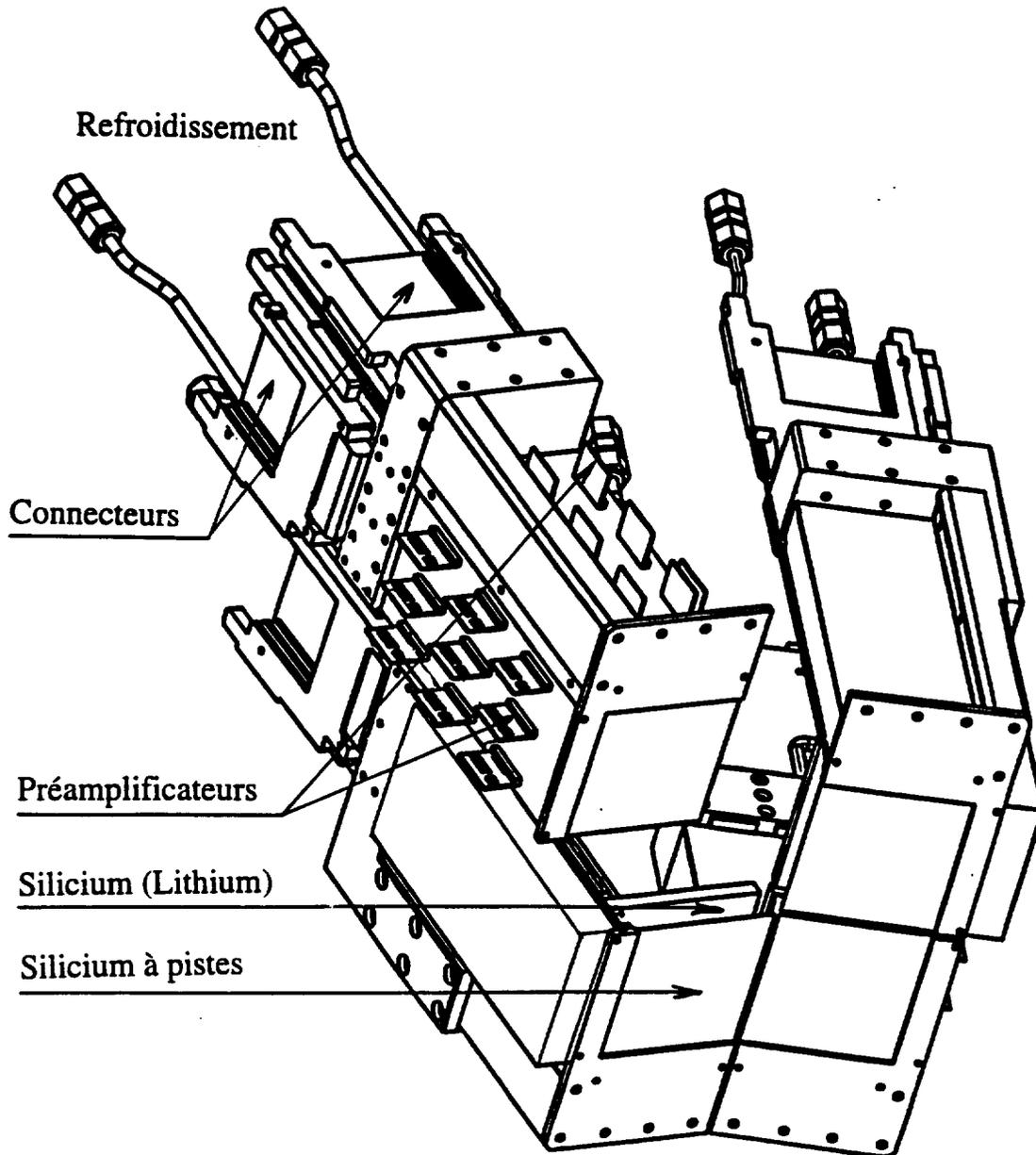


Figure 14 : Montage de quatre modules de détection MUST en configuration de type "Mur". Un des ensembles a été séparé de façon à voir le positionnement des deux détecteurs silicium et l'implantation des préamplificateurs sur les deux cartes mères (seuls quelques préamplificateurs par carte sont représentés)

3.1.1 Détecteur silicium à pistes

Les détecteurs sont fabriqués par la Société Canberra avec du silicium de type n de résistivité élevée. Ils ont une surface utile de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ (surface totale de $61.5 \times 61.5 \text{ mm}^2$), une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ et comportent 60 pistes sur chaque face. Sur la face d'entrée (côté jonction), les pistes, réalisées par implantation, ont une largeur de $910 \mu\text{m}$ et leur isolation est assurée par une couche de SiO_2 de $90 \mu\text{m}$ de largeur. La fenêtre d'entrée est de faible épaisseur : une implantation p^+ de $0.05 \mu\text{m}$ de profondeur recouverte d'une couche d'aluminium de $0.1 \mu\text{m}$. Sur la face de sortie, les pistes ont une largeur de $850 \mu\text{m}$ et sont constituées d'une couche d'aluminium déposée sur un dopage n^+ . L'isolation entre ces pistes ohmiques est obtenue par une implantation de type p^+ entre celles-ci. Les effets de bord sur chacune des faces sont limités par la présence d'un anneau de garde.

Le détecteur prototype a été réalisé dans du silicium de $13 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$, ce qui donne une tension de déplétion de 28 V. Afin de favoriser les mesures temporelles, il a été utilisé à une tension de polarisation de 75 V. A cette tension, le courant total était de $4 \mu\text{A}$. Les implants p^+ d'isolation sur le côté ohmique étaient polarisés à 12 V. Avec les circuits prototypes de l'électronique développée spécifiquement pour MUST, une résolution en temps de 500 ps a été mesurée pour des protons traversant le détecteur et déposant une énergie de 2.3 MeV. Les résolutions en énergie étaient de 60 keV pour la face d'entrée (côté jonction) et de 35 keV pour la face de sortie (côté ohmique).

3.1.2 Détecteur silicium épais

Les détecteurs Si(Li) (Silicium compensé au lithium), fabriqués par le Groupe Détecteurs de l'IPN d'Orsay, sont placés à 5 mm derrière les détecteurs à pistes. Ils sont réalisés dans du silicium de $5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ et de 3.7 mm d'épaisseur. La diffusion de lithium permet de définir une surface utile de $58 \times 58 \text{ mm}^2$ en laissant sur le pourtour du détecteur une zone non compensée d'environ 5 mm de large. L'épaisseur utile en détection est d'environ 3 mm. La capacité mesurée est de 160 pF. La bonne efficacité de collection en volume a été testée avec une source de bismuth et une électronique standard avec lesquels une résolution de 33 keV a été obtenue pour les électrons de 975 keV. Les détecteurs Si(Li) sont sensibles à l'échauffement qui pourrait être dû aux nombreux préamplificateurs placés à proximité. Des essais de tenue en température ont été réalisés à la polarisation nominale de 400 V et avec une électronique classique. Le courant passe de $5.8 \mu\text{A}$ à 22°C à $23 \mu\text{A}$ à 40°C . La résolution en énergie, mesurée avec des alphas de 5.48 MeV, passe de 40 keV à 65 keV pour la même variation de température. La dégradation peut être imputée à l'augmentation du bruit électronique qui, en équivalent énergie avec la chaîne de mesure utilisée, passe de 35 à 62 keV. Ces essais montrent qu'il est important d'évacuer la chaleur créée par les préamplificateurs du détecteur à pistes.

3.1.3 Préamplificateurs et montage mécanique

Les mesures de temps sont réalisées avec les signaux pris sur la face d'entrée du détecteur (côté jonction ou "face X"). Toutes les pistes sont équipées de préamplificateurs de courant de faible dissipation (33 mW) qui doivent être placés le plus près possible du détecteur afin de minimiser les valeurs des capacités qui jouent un rôle important dans les mesures temporelles. Sur l'autre face (côté ohmique ou "face Y"), seules des mesures en énergie sont réalisées. Les pistes sont équipées de préamplificateurs de charge dont les principales caractéristiques sont une sensibilité

de 20 mV/MeV sur 50 Ω et une faible dissipation (36 mW). Tous les préamplificateurs sont réalisés en technologie CMS (Composants Montés en Surface) sur des circuits de petites dimensions (350 mm² de surface). La figure 14 montre leur implantation dans un module de MUST. Chaque groupe de 60 préamplificateurs est implanté sur une carte mère (circuit imprimé de 10 couches) de 68 x 140 mm². Les deux cartes constituent, avec les différents supports mécaniques, un ensemble compact. On peut voir sur la figure 14 le système utilisé pour les nombreuses connexions coaxiales. Il est composé d'un connecteur par carte, soit 2 connecteurs pour un module MUST. La figure montre également l'entrée et la sortie du système de refroidissement fonctionnant par circulation d'eau froide.

3.2 ELECTRONIQUE DE TRAITEMENT DU SIGNAL

3.2.1 Architecture générale

Le nombre important de voies électroniques exclut des solutions fondées sur des modules commercialement disponibles. L'expérience acquise à l'IPN d'Orsay dans le cadre des projets "EUROGAM", "INDRA" et la "Détection BBS" nous a conduit à choisir le standard VXI qui permet une forte intégration de fonctions analogiques. La totalité de l'électronique de traitement des signaux et de codage est contenue dans un châssis VXI de taille D. Les mesures d'énergie sur les 120 voies d'un détecteur silicium à pistes (SiXY) sont faites dans un seul module VXI dénommé "SMP128X". Chaque module SMP128X réalise également 4 mesures temporelles qui sont exploitées pour la détermination de la nature de la particule détectée. Un module VXI, le "TRIG10X" contient les fonctions de "Trigger" ainsi que les mesures d'énergie associées aux 8 détecteurs Si(Li). Ce dernier module assure également la corrélation des détecteurs de MUST avec d'autres dispositifs expérimentaux tels que, par exemple, la détection de SPEG au GANIL et les détecteurs de faisceau associés. L'architecture de l'électronique VXI et de l'acquisition de données est largement inspirée de celle d'INDRA [24]. La figure 15 présente une des configurations d'utilisation de MUST avec des détecteurs annexes utilisant une électronique classique dans des châssis CAMAC placés à l'extérieur de la salle de faisceau. D'autres configurations sont possibles, mais avec nécessairement le châssis VXI de MUST placé à proximité des détecteurs, c'est à dire dans la salle de faisceau. Le déclenchement général de l'ensemble (MUST et détecteurs annexes) nécessite alors un système classique de trigger en CAMAC. Le couplage pour l'acquisition des données est réalisé dans un châssis VME. L'accès à l'électronique de MUST (lecture des données, commandes et contrôles) se fait par une liaison VICbus entre le le châssis VME qui contient le processeur (VME167) et le "contrôleur de châssis" (Slot 0) du châssis VXI. Un fonctionnement autonome de MUST est également possible. La génération des déclenchements est alors assurée localement par le module TRIG10X de MUST. Tous les réglages de l'électronique (seuils, inhibition de voies, fenêtres de coïncidence...) sont contrôlés par ordinateur. Il est possible de visualiser les signaux internes aux modules VXI sur 5 lignes coaxiales issues du contrôleur (Slot 0). L'aiguillage sur ces lignes est également commandé par ordinateur.

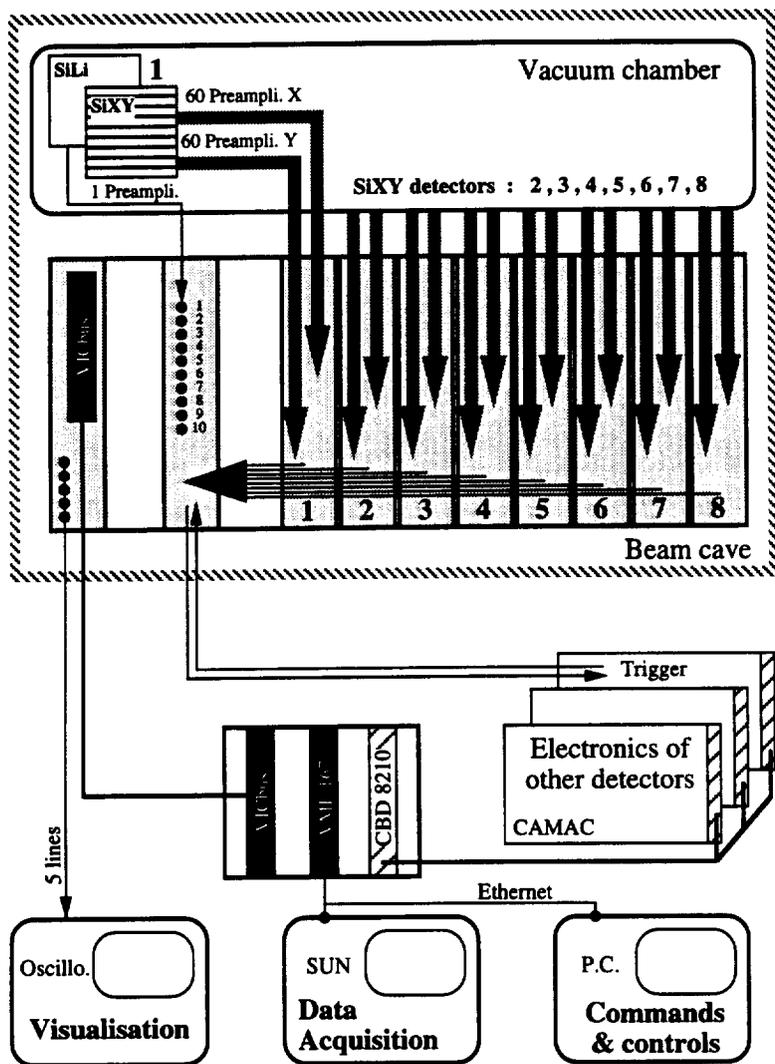
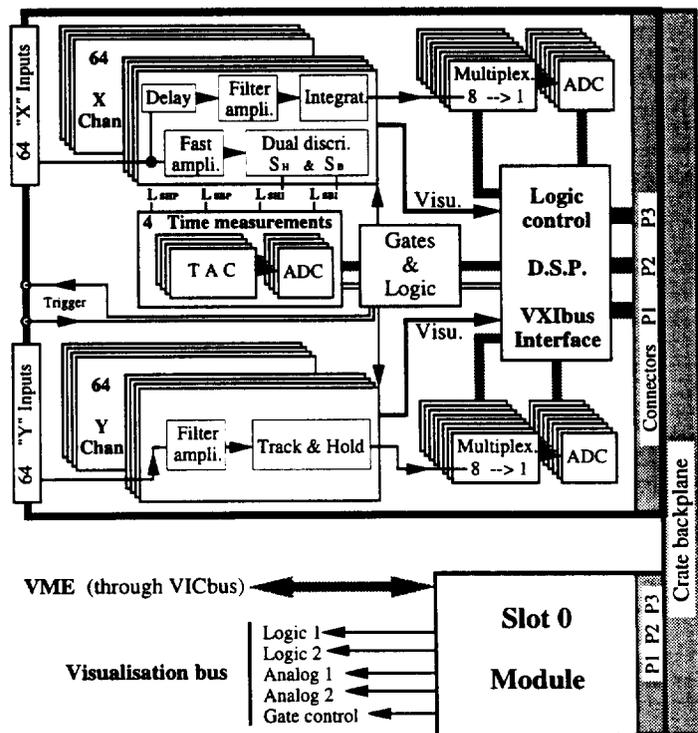


Figure 15 : Architecture électronique. L'ensemble de l'électronique MUST est contenu dans un châssis VXI de taille D placé dans la salle de faisceau. La figure montre également le couplage de MUST avec des détecteurs annexes utilisant une électronique classique en CAMAC.

Figure 16 : Schéma de principe du module SMP 128 X. Ce module VXI de taille D assure toutes les fonctions (filtrage, discriminateurs, codage en énergie et temps...) associées aux 120 voies d'un détecteur silicium à pistes double face.



3.2.2 Module associé au détecteur à pistes

La figure 16 présente un schéma des principales fonctions du module SMP128X qui peut traiter 64 "voies X" et 64 "voies Y". Pour chaque voie, l'électronique de traitement analogique des signaux (amplificateurs, discriminateurs, intégrateurs) est implantée sur une carte fille qui peut être aisément changée. La voie X comprend une voie logique composée d'un amplificateur suivi d'un discriminateur à double seuil et une voie énergie composée d'un amplificateur de filtrage, d'une ligne à retard et d'un intégrateur. La voie Y comprend un amplificateur de filtrage suivi d'un circuit de type "suiveur/bloqueur" qui mémorise l'amplitude du signal.

Avec MUST, on s'intéresse aux événements ne comportant qu'une seule particule par détecteur. L'identification se fait par temps de vol et elle nécessite donc des mesures temporelles qui sont réalisées globalement sur les voies X de la manière suivante. En raison de leur encombrement important, l'utilisation de discriminateurs à fraction constante a été abandonnée au profit de discriminateurs à double seuils qui conduisent à la nécessité d'une double mesure temporelle par voie. Bien qu'on ne s'intéresse qu'aux événements ne comportant qu'une seule particule par détecteur, si cette particule traverse l'interpiste du détecteur, on obtient alors des signaux sur les deux pistes adjacentes. Afin de traiter ces événements, il est nécessaire de réaliser au moins 4 mesures de temps et donc de générer les OU logiques suivants : L_{SBP} (OU des discriminateurs à seuil bas sur les voies X paires), L_{SBI} (OU des discriminateurs à seuil bas sur les voies X impaires), L_{SHP} (OU des discriminateurs à seuil haut sur les voies X paires), L_{SHI} (OU des discriminateurs à seuil haut sur les voies X impaires). Ces 4 signaux sont exploités par 4 convertisseurs temps/amplitude. Deux mesures de temps de vol sont faites entre les signaux L_{SHP} et L_{SHI} d'une part et un "stop commun" fourni par un détecteur de référence externe à la détection MUST d'autre part. Les deux autres mesures de temps sont locales et se font entre les signaux L_{SBP} et L_{SHP} et les signaux L_{SBI} et L_{SHI} . Ces deux dernières mesures sont utilisées pour des corrections comme, par exemple, la différenciation des événements ayant pour origine l'interaction de la particule dans une seule piste ou dans un interpiste. Le signal L_D qui indique la présence d'un événement dans le détecteur est le OU logique des signaux L_{SHP} et L_{SHI} . Il déclenche les mémorisations analogiques : porte d'intégration pour les voies X et signal de commande de mémorisation pour les voies Y. Il est aussi envoyé sur le module TRIG10X.

Les voies X et les voies Y du détecteur ont été traitées différemment au niveau des préamplificateurs de façon à favoriser les résolutions temporelles (voies X) ou les résolutions en énergie (voies Y). Ceci conduit à un traitement analogique différent dans le module SMP128X. Pour les voies X, le signal est filtré par un amplificateur (second ordre), puis, après un retard de 20 ns, il est intégré pendant la durée d'une porte déclenchée par L_D . Pour les voie Y, le filtre est d'ordre 8 et c'est la valeur crête du signal qui est mémorisée par un circuit suiveur/bloqueur synchronisé sur L_D . La conversion analogique numérique se fait par groupes de 8 voies multiplexées et des ADC audio de 18 bits à sortie en série. Seuls 14 bits (13 bits de données et 1 bit de signe) sont conservés, ce qui conduit à une linéarité différentielle acceptable de 5%. Le déclenchement étant commun aux 120 voies, ces dernières sont toutes numérisées. L'information doit être réduite ! L'ensemble des informations est traité par un processeur rapide de type DSP (Digital Signal Processor) qui ne conserve que les valeurs significatives, c'est à dire en général quatre informations temps, une valeur en énergie pour X et une pour Y. Lorsque la particule traverse les interpistes, ceci se manifeste par deux informations en énergie pour X ou pour Y au lieu d'une seule. Ces informations peuvent être codées en positif ou négatif ce qui facilite l'analyse des événements produits par interaction de la particule dans les zones d'interpiste du détecteur.

Le module SMP128X respecte la "norme IN2P3" du standard VXI. En particulier, il est possible de visualiser des signaux analogiques et logiques par multiplexage au sein des modules avec un accès sur les 5 connecteurs LEMO 00 implantés sur le panneau avant du Slot 0 de type STR8032 construit par la Société Struck. On peut visualiser :

- sur la ligne "inspection logique 1"
 - le franchissement du seuil haut de l'un des discriminateurs parmi les 128
 - ou - le signal d'armement des intégrateurs
 - ou - le signal de porte des voies X
 - ou - le signal de commande de mémorisation des voies Y
- sur la ligne "inspection logique 2"
 - le franchissement du seuil bas de l'un des discriminateurs parmi les 128
 - ou - le signal L_D (OU des seuils hauts)
- sur la ligne "contrôle fenêtre"
 - le positionnement du point de validation et de la fenêtre de validation
- sur la ligne "inspection analogique 1"
 - le signal d'entrée de l'une des 128 voies
 - ou - l'une des 4 sorties des CTA
- sur la ligne "inspection analogique 2"
 - le signal énergie de l'une des 128 voies

Le fonctionnement des discriminateurs peut être inhibé individuellement (commande par le VME) ou collectivement pour tous les modules par activation de la ligne "marche/arrêt". Un mode test où toutes les voies peuvent être codées permet le fonctionnement avec des générateurs d'impulsions implantés dans le TRIG10X. Ce mode particulier est reconnu par l'activation de la ligne "Test" et déclenché par un signal sur la ligne "synchro-test" du bus VXI. Ces deux signaux sont émis par le module TRIG10X (cf § 3.2.3). Un autre mode de fonctionnement du module SMP128X est également prévu. Le déclenchement des mesures énergie peut se faire sur un signal externe fourni, par exemple, par un détecteur épais placé derrière les détecteurs à pistes. Ce mode permettrait de prévoir une utilisation où l'énergie déposée dans le détecteur serait trop faible pour déclencher les discriminateurs mais suffisante pour être analysée en énergie. Le détecteur fonctionnerait alors pour ces événements en localisation seule. Cependant, il faut que le détecteur de déclenchement ait une réponse rapide afin d'ouvrir correctement les portes d'analyse en énergie et, en particulier, sur les voies X.

3.2.3 Module de déclenchement et de traitement des Si(Li)

Le module TRIG10X assure trois fonctions:

- la gestion temporelle et logique des événements de MUST ainsi que sa synchronisation éventuelle avec d'autres détecteurs (fonctions trigger).
- le traitement et codage des signaux issus des préamplificateurs associés aux détecteurs Si(Li).
- la génération des signaux de test envoyés sur les préamplificateurs

En ce qui concerne les fonctions trigger, on peut distinguer deux modes de fonctionnement : un "mode autonome" (détection MUST seule) et un "mode couplé" où MUST doit être

synchronisé avec d'autres détecteurs. Bien qu'actuellement l'électronique soit contenue dans un seul châssis VXI, il faut également considérer une éventuelle augmentation du nombre de détecteurs et donc la possibilité d'un fonctionnement sur plusieurs châssis. Dans ce cas, chaque châssis VXI contiendra un module TRIG10X, mais un seul de ces modules assurera toutes les fonctions trigger. Les autres TRIG10X fonctionneront en "mode esclave" en assurant le traitement des Si(Li) et la génération des signaux de test.

Le fonctionnement en "mode couplé" sur un seul châssis est représenté sur la figure 17. Le principe logique suit le "mode asynchrone" développé pour INDRA, mode qui permet la corrélation de différents détecteurs sans recourir à l'utilisation de retards analogiques importants [24]. Supposons qu'une particule touche un détecteur SiXY. Le signal logique L_D qui est le OU logique des sorties des discriminateurs à seuil est créé. Il déclenche l'intégration sur toutes les voies analogiques X et Y correspondant à ce détecteur et il génère un "Point de validation" dont le retard est réglable. Ce signal L_D est envoyé au module TRIG10X. Ce dernier envoie au Trigger externe un signal de "Déclenchement physique" qui est en général le OU des 8 signaux L_D . Le Trigger externe réalise les coïncidences avec les autres détecteurs de l'expérience. Lorsque l'événement est accepté, le Trigger externe génère un signal d'acceptation et passe en temps mort. Reçu par le TRIG10X, le signal d'acceptation génère trois signaux : une "Fenêtre de validation", un "Ordre de codage" et une "Inhibition". Si, dans le SMP128X, le "Point de validation" est dans la "Fenêtre de validation", les informations analogiques sont conservées et, sur ordre du module TRIG10X (signal "Ordre de codage"), elles sont numérisées par le système d'ADC multiplexés. Si l'événement n'est pas accepté par le Trigger ou si le "Point de validation" n'est pas inclus dans la "Fenêtre de validation", une remise à zéro locale, générée à l'instant du "Point de validation", libère le SMP128X concerné. Finalement, pour un événement accepté par le Trigger, seul le (ou éventuellement les) module SMP128X concerné est conservé en analyse. Notons que la fonction de coïncidence temporelle est réalisée par la durée de la "Fenêtre de validation" et le réglage du "Point de validation". En activant la ligne "Codage", le SMP128X informe le TRIG10X qu'il est en cours de codage ou de traitement des informations par son DSP. Lorsque ces opérations sont terminées, il positionne la ligne "Lecture" et informe ainsi le TRIG10X qu'il peut être lu. Si le traitement par le DSP conduit à vouloir rejeter l'événement, le SMP128X génère une demande de rejet qui, via le TRIG10X est transmise au Trigger externe. Inversement, le Trigger externe peut générer une annulation de l'événement qui, interprétée par le TRIG10X (remontée du signal "Temps mort externe" ou création d'un signal "Remise à zéro"), conduit au rejet de l'événement en cours dans les modules VXI de MUST. La lecture des événements par le système d'acquisition de données est déclenchée par le Trigger externe (par exemple un LAM si celui ci est en CAMAC). La lecture des informations MUST commence par le TRIG10X qui connaît l'état dans le VXI : lecture possible immédiatement (ligne "Lecture" positionnée) ou traitement en cours (ligne "Codage" positionnée, ligne "Lecture" absente) ou il n'y a pas d'informations MUST (lignes "Codage" et "Lecture" absentes). En fin du cycle d'acquisition, le Trigger externe est libéré et sur la remontée du signal "Temps mort externe", le TRIG10X libère les modules VXI (génération d'une "Remise à zéro" sur le bus VXI et remontée du signal "Inhibition"). Le fonctionnement de MUST en mode autonome est identique sur le plan logique, mais avec une génération locale dans le TRIG10X des signaux qui étaient créés par le Trigger externe.

Le traitement analogique, dans le TRIG10X, des signaux des préamplificateurs associés au détecteurs Si(Li) est en cours d'étude. L'électronique comportera un amplificateur de filtrage pour la voie énergie et un amplificateur rapide associé à un discriminateur à fraction constante

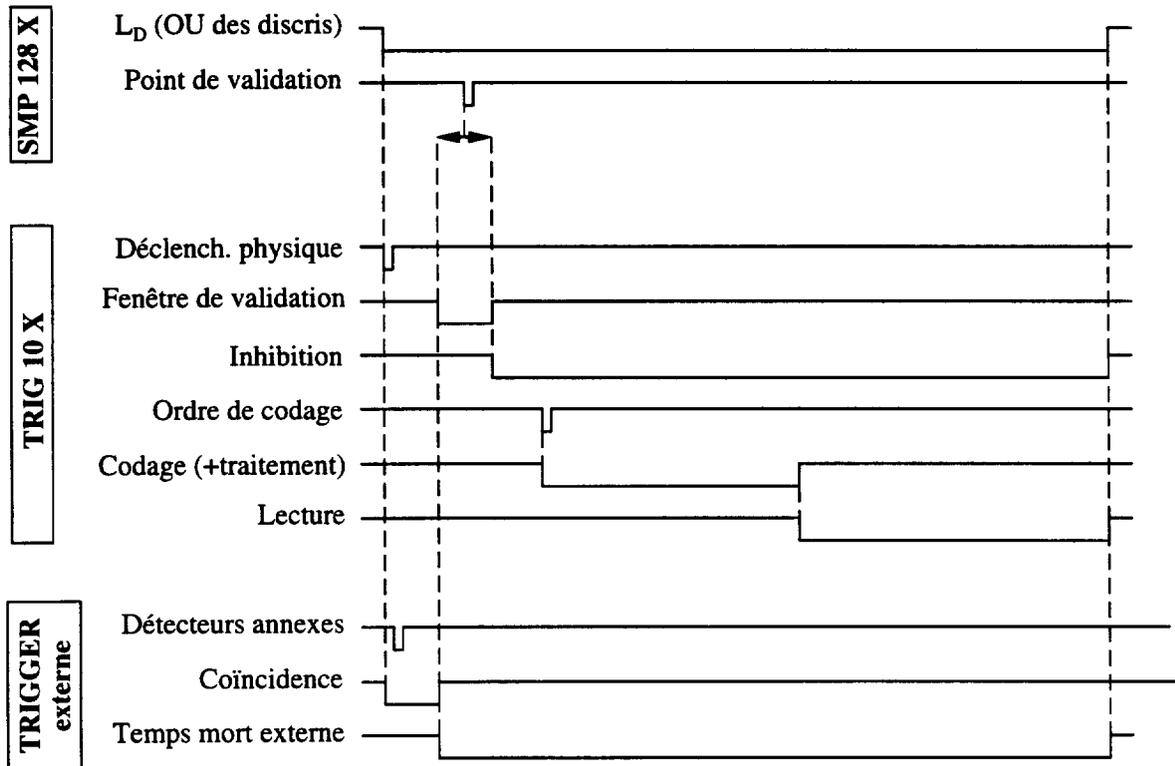
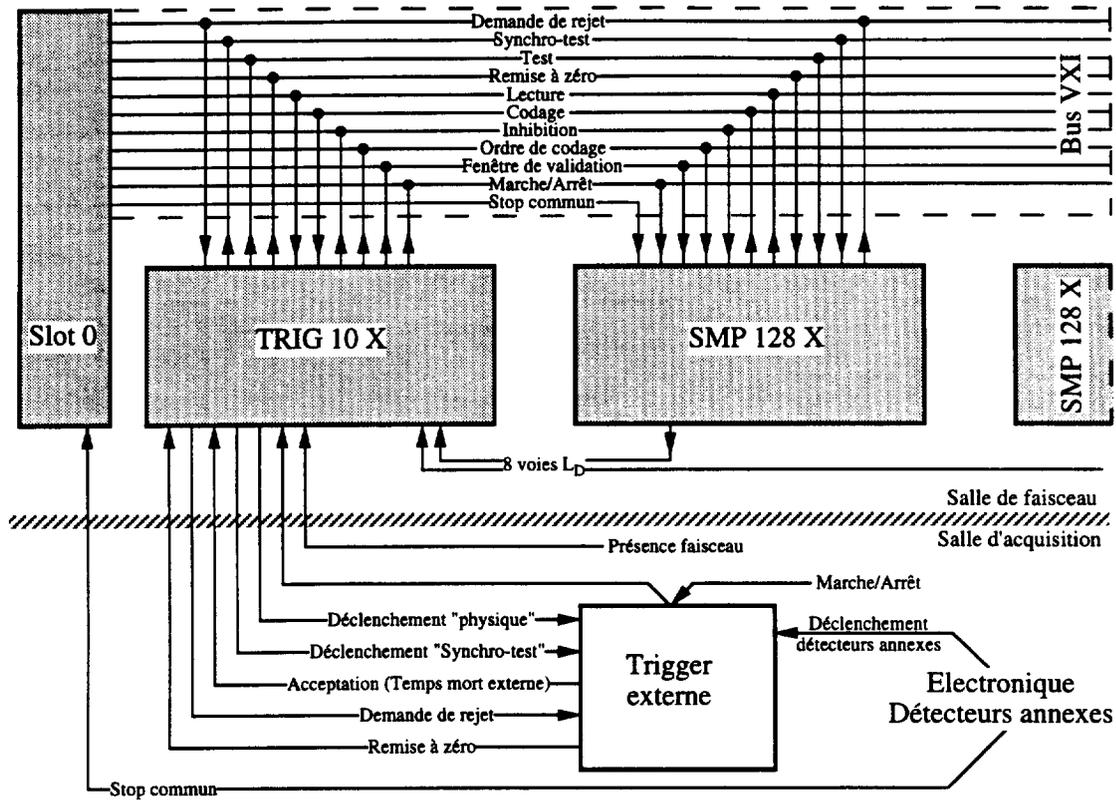


Figure 17 : Principe de fonctionnement du trigger et de la lecture des données en "mode couplé" avec des détecteurs annexes

pour la voie temps. La logique de fonctionnement sera identique à celle du SMP128X, c'est à dire en mode asynchrone pour chaque voie.

Le module TRIG10X assure également la génération des signaux logiques et analogiques associés au mode test. Par commande informatique, l'utilisateur choisit une fréquence de fonctionnement. Le TRIG10X génère une impulsion "Synchro-test" qui est envoyée au Trigger et, via le bus VXI, aux SMP128X. Le TRIG10X génère également un signal "Test" qui informe les SMP128X que le traitement des données par le DSP doit être différent. Sur "Synchro-test", le TRIG10X déclenche les générateurs d'impulsion qui sont de trois types correspondant aux voies X et Y des détecteurs à pistes et aux détecteurs Si(Li). Finalement, 24 impulsions de test correspondant aux 8 ensembles de détection peuvent être générées (le nombre est choisi par commande informatique). Il est possible aussi de générer "Synchro-test" et "Test" sans générer les impulsions analogiques correspondantes, ce qui permet de connaître le piedestal de chaque voie de codage. On peut aussi utiliser un signal de "Présence faisceau" afin de déclencher les générateurs pendant les périodes où, comme au GANIL, le faisceau est aiguillé vers une autre aire expérimentale.

Les réglages du module TRIG10X sont, comme ceux du SMP128X, totalement informatisés et, par un système de multiplexage analogique et logique, les signaux peuvent être visualisés à distance sur les cinq lignes dédiées à ces fonctions sur le panneau avant du Slot 0.

Le module TRIG10X a été décrit pour un fonctionnement avec un ensemble de 8 détecteurs. En fait, il est conçu pour 10 ensembles, ce qui correspond au maximum de densité acceptable dans un seul châssis VXI : un TRIG10X et dix SMP128X. Si un plus grand nombre de détecteurs doit être considéré, il faut plusieurs châssis VXI et l'extension des lignes se fait, comme pour INDRA [24], par des liaisons en paires torsadées entre les modules Slot 0 des différents châssis et des extensions cablées du VICbus.

3.3 ACQUISITION DE DONNEES. COMMANDES ET CONTROLES

Nous avons choisi d'utiliser un système d'acquisition autonome, afin de rendre l'ensemble MUST transportable sur divers sites expérimentaux indépendamment des systèmes d'acquisition locaux. L'acquisition comprend deux fonctions principales, d'une part, le stockage des données et le contrôle en ligne de l'expérience, et d'autre part les commandes et contrôles des cartes VXI ainsi que d'autres modules tels qu'un trigger externe lors du couplage de MUST à d'autres détecteurs. Il a été décidé de séparer ces deux fonctions.

3.3.1 Acquisition

L'acquisition est faite par une station SUN de type SPARC 5 connectée par un réseau Ethernet local à un processeur VME 167 situé dans un châssis VME placé dans la salle d'acquisition (voir figure 15). Ce châssis est relié par l'intermédiaire d'une liaison VICbus au châssis VXI qui se trouve dans la salle de faisceau. MUST sera le plus souvent utilisé en coïncidence avec d'autres détecteurs (SPEG, détecteurs de faisceaux...) dont l'électronique est au standard CAMAC. La liaison entre le VME et le CAMAC se fait à l'aide d'un contrôleur CBD (CAMAC Branch Driver) 8210. Plusieurs châssis CAMAC pourront être reliés en cascade.

Le logiciel OASIS, développé à l'IPN d'Orsay, est utilisé pour l'acquisition de données. Il permet le stockage des données brutes sur support Exabyte et le contrôle en ligne des spectres.

Les performances en rapidité de ce système seront largement suffisantes compte tenu du faible taux d'acquisition attendu lors d'expériences faites avec des faisceaux radioactifs.

3.3.2 Commandes et contrôles

Les modules VXI sont pilotés par l'intermédiaire d'un PC utilisant le logiciel LABVIEW. Ce PC est aussi relié par le réseau Ethernet local au VME. Ce système remplace le panneau avant des modules d'électronique traditionnels. Il comprend les cinq fonctions principales suivantes :

- réglage des paramètres des modules SMP128X (seuils des discriminateurs, largeur des portes d'intégration...)
- exécution d'ordres de multiplexage permettant la visualisation des signaux des modules SMP128X (voir § 3.2.2)
- réglage des paramètres du module TRIG10X (choix du mode de fonctionnement, largeur des fenêtres en temps, fréquence et amplitude des générateurs de test...)
- exécution d'ordres de multiplexage permettant la visualisation des signaux du module TRIG10X
- réglage des paramètres d'un éventuel Trigger externe en CAMAC (par exemple ETRAVE ou MCR)

L'architecture, sous LABVIEW, s'articule autour de trois programmes qui pourront être utilisés indépendamment. Le premier comprend les commandes et contrôles de l'ensemble des modules SMP128X, où l'on devra choisir d'abord le module concerné, puis le type d'opérations que l'on veut effectuer (réglage *ou* visualisation d'un paramètre). Le second a le même type d'architecture, mais pour les modules TRIG10X. Le troisième correspond à toutes les fonctions de commande concernant un éventuel trigger externe.

L'intérêt majeur de découpler les programmes d'acquisition et de commande est de permettre de modifier la configuration des tiroirs VXI ou CAMAC sans avoir à interrompre la prise de données. Cette souplesse est très utile pendant les périodes de réglage et, tout particulièrement, pour la visualisation des signaux contrôlés par les programmes de multiplexage.

4 FINANCEMENT ET PLANNING DE REALISATION

4.1 ESTIMATION DES DEPENSES. FINANCEMENT

Ci-dessous est donnée une estimation du coût (Hors Taxes) de l'ensemble du projet.

Détecteurs et connectique	détecteurs à pistes	260 KF
	détecteurs Si(Li).....	160 KF
	cadres et cartes mères.....	85 KF
	mécanique-refroidissement	80 KF
	passages air-vide	50 KF
	câbles.....	95 KF
Total Détecteurs et connectique.....		730 KF
Electronique	études et prototypes	200 KF
	préamplificateurs.....	150 KF
	châssis VXI.....	70 KF
	contrôleur VXI (avec VICbus)	80 KF
	8 cartes SMP128X.....	610 KF
	carte TRIG10X.....	100 KF
	alimentations haute tension.....	70 KF
	échelles VME.....	20 KF
Total Electronique	1300 KF
Acquisition	châssis VME + 3cartes VME	70 KF
	station SPARC.....	55 KF
	Exabyte	15 KF
Total Acquisition	140 KF
Petites Fournitures	30 KF
TOTAL	2200 KF

Le tableau suivant donne la répartition du financement entre les 3 partenaires.

Laboratoires	1995	1996	Total
IPN-ORSAY	500 KF	300 KF	800KF
CEA-BRUYERES	506 KF	294 KF	800KF
CEA-DAPNIA	300 KF	300 KF	600KF
TOTAL	1306 KF	894 KF	2200KF

La répartition du financement entre les deux organismes CEA (64%) et IN₂P₃ (36%) tient compte de la grande implication des services techniques de l'IPN-Orsay dans le projet.
Une demande supplémentaire de 300 KF pour des éléments de rechange et des dépenses de maintenance est prévue pour 1997, et sera répartie entre les deux organismes.

4.2 PLANNING DE REALISATION

PRINCIPALES ETAPES REALISEES

- **Mars 1995** : premier essais au TANDEM de Bruyères-le-Châtel pour la définition de l'électronique en utilisant un détecteur à piste simple face.
- **Août 1995** : livraison du premier détecteur à piste et du premier détecteur Si(Li).
- **Août -Novembre 1995** : essai et validation du détecteur avec source α . Définition des solutions électroniques définitives.
- **Février 1996**: validation de l'ensemble des solutions électroniques et du détecteur à pistes au TANDEM de Saclay en utilisant un module électronique NIM (8 voies X et 8 voies Y) construit avec les cartes filles du SMP128X.
- **Mai 1996** : Livraison du deuxième détecteur à pistes.

PLANNING PREVISIONNEL

- **Septembre-Octobre 1996** : Essai au GANIL d'un module de MUST (détecteur à pistes et Si(Li)), avec le prototype de la carte SMP128X (120 voies) et l'acquisition de données.
- **Octobre 1996** : Livraison de l'ensemble des détecteurs à pistes et des Si(Li).
- **Automne 1996 et début 1997** : Fabrication et tests de l'ensemble des cartes électroniques.
- **A partir de mars 1997** : premières expériences au GANIL avec l'ensemble complet

References

- [1] J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys.Rev.* **C16** (1977),80.
- [2] F.A. Brieva and J.R. Rook, *Nucl.Phys.* **A307** (1978),493
- [3] I. Tanihata et al., *Phys.Lett.* **B206** (1988),592.
- [4] C.B. Moon et al., *Phys.Lett.* **B297** (1992),39.
- [5] J.S. Petler et al., *Phys. Rev.* **C32** (1985), 673.
- [6] N. Fukunishi et al., *Phys. Lett.* **B296** (1992) 279.
- [7] T. R. Werner et al., *Phys. Lett.* **B333** (1994) 303.
- [8] P. Bonche et al., *Nucl. Phys.* **A443** (1985) 39.
- [9] J. R. Beene et al., *Phys.Lett.* **B344** (1995) 67.
- [10] P.G. Hansen and B. Jonson, *Europhys. Lett.* **4** (4), p 409 (1987).
- [11] H. Sagawa, *Nucl. Phys.* **A538** (1992) 619c.
- [12] S.A. Fayans, *Phys. Lett.* **B267** (1991) 443.
- [13] K. Ikeda, *Nucl. Phys.* **A538** (1992) 355c.
- [14] J.M. Pearson, *Phys. Lett* **B271** (1991) 12.
- [15] S. Shlomo and D.H. Youngblood, *Phys. Rev.* **C47** (1993) 529.
- [16] J.P. Blaizot et al., *Nucl. Phys.* **A591** (1995) 435.
- [17] F.E. Bertrand et al, *Phys. lett.* **80B** (1979) 198.
- [18] A. Van Der Woude, *Int. Rev. of Nucl.Phys.*, vol 7 (1991).
- [19] K. Van Der Borg et al., *Nucl. Phys.* **A341** (1980) 219.
- [20] K. Heyde et al., *J. Phys.* **G17** (1991) 135.
- [21] I.A. Kondurov et al., *Phys. Lett.* **B106** (1981) 383.
- [22] J.L. Uzureau et al., *Phys. Lett.* **B331** (1994) 280.
- [23] D.A. Roberts et al., *Nucl. Phys.* **A558** (1995) 247c.
- [24] J. Pouthas et al., *Nucl. Phys.* **A369** (1996) 222.

