



**HAL**  
open science

# Spectroscopie par diffusion élastique résonante d' $^{15}\text{O}$ et nouveau chemin de réaction dans le cycle CNO

Gheorghe Iulian Stefan

► **To cite this version:**

Gheorghe Iulian Stefan. Spectroscopie par diffusion élastique résonante d' $^{15}\text{O}$  et nouveau chemin de réaction dans le cycle CNO. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2006. Français. NNT: . tel-00141593

**HAL Id: tel-00141593**

**<https://theses.hal.science/tel-00141593v1>**

Submitted on 13 Apr 2007

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

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



Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

**GANIL**

Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / IN<sup>2</sup>P<sup>3</sup>

**GANIL T 06 02**

**UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE**  
**U.F.R. : Sciences**  
**Ecole doctorale SIMEM**

**THESE**

**Présentée par**

**Mr Gheorghe Iulian ȘTEFAN**

et soutenue  
le 19 Décembre 2006  
en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**  
Spécialité : Constituants élémentaires  
(Arrêté du 07 Août 2006)

**Titre:**  
**Spectroscopie par diffusion élastique résonante d'<sup>15</sup>O et  
nouveau chemin de réaction dans le cycle CNO**

**MEMBRES du JURY**

<b>Mr Faiçal Azaiez</b> directeur de recherche, IPN Orsay	(rapporteur)
<b>Mr Catalin Borcea</b> , directeur de recherche, IFIN-HH, Roumanie	(rapporteur)
<b>Mr Bertram Blank</b> , directeur de recherche, CENBG	
<b>Mr Oscar Naviliat Cuncic</b> , professeur, Université de Caen	
<b>Mr Jürgen Kiener</b> , chargé de recherche, CSNSM Orsay	
<b>Mr Francois de Oliveira Santos</b> , chargé de recherche, GANIL	
<b>Mr Marek Lewitowicz</b> , directeur de recherche, GANIL	(directeur de thèse)

*În memoria dragilor mei bunici*

## Remerciements

*În primul rând doresc sa mulțumesc din tot sufletul familiei mele care a știut sa mă susțină de-a lungul tuturor acestor ani departe de casă si de cei dragi.*

*Un gând deosebit amicilor din dulcea Românie: Alex (cei doi), Andreea, Bogdan, Cosmin (nu-i doar unu' !), Costică, Daniel, Dave, Filozofu', Grasu', Hippy, Lili, Livia, Marius, Mihai, Mișu, Paul, Ruxy, Simona. Ce bine-i prieteni să ai ...*

*Le travail de thèse est un grand défi que je suis content d'avoir relevé. Il est impressionnant de se rendre compte que c'est soi-même qui utilise la « méthode scientifique » pour étudier le mystérieux inconnu.*

*Je tiens tout d'abord à remercier Florin Negoita et le groupe 'Noyaux exotiques' de NIPNE-Bucharest (M. Catalin Borcea, M. Dan Pantelica et M. Apostol Buta) pour leur soutien au tout début de cette chasse à l'inconnu.*

*Je remercie d'une manière spéciale François sans lequel tout ce travail n'aurait été seulement qu'un rêve. Je te remercie pour ta patience (le manuscrit, ô manuscrit) et pour ton support. Je suis très content de t'avoir eu comme responsable scientifique et ami pendant cette période, et de partager avec toi l'excitation et le doute dans la recherche scientifique.*

*Je remercie la précédente et l'actuelle direction du GANIL, Messieurs Dominique Goutte et Marek Lewitowicz, Messieurs Sydney Galès, Marcel Jacquemet et Philippe Chomaz pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et pour m'avoir permis de réaliser mon travail de thèse dans les meilleures conditions. De plus, je remercie Marek Lewitowicz pour avoir accepté d'être mon Directeur de thèse, chose pas très facile quand il s'agit d'être en même temps directeur adjoint du GANIL ou responsable scientifique SPIRAL2.*

*Je remercie également l'ensemble des membres de mon jury d'avoir accepté d'en faire partie et d'avoir trouvé du temps pour lire le manuscrit de ma thèse et me donner de précieux conseils : à M. Cătălin Borcea et M. Faiçal Azaiez – mes rapporteurs, à M. Oscar Naviliat-Cuncic, M. Bertram Blank, M. Jurgen Kiener et, bien évidemment, M. François de Oliveira Santos et M. Marek Lewitowicz.*

*J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au GANIL avec des gens formidables tels que : Navin Alahari, Maria-Grazia Pellegriti, Olivier Sorlin, Marie Geneviève Saint-Laurent, Jean-Charles Thomas, Stéphane Grèvy, Indrani Ray, Christelle Stodel, Frédéric Chautard, Bertrand Jacquot, Patrice Bourgault, Claude Cauvin et Robert Hue... Un grand merci!*

*Je veux remercier pour les discussions enrichissantes Navin Alahari, Bertram Blank, Cătălin Borcea, Piet van Isacker, Florin Cârstoiu, Nigel Orr, Marek Ploszajczak, Dan Pantelica, Marian Pârlog, Philippe Chomaz, Alain Coc.*

*Je voudrais remercier aussi les personnes avec lesquelles j'ai passé des moments agréables pendant mes trois ans de thèse : Anthony, Beyhan, Benoit, Camille, Daniel, Daniella, Fanny, Florin, Lili, Mihai, Indrani, Iolanda, Jana (et les schtroumfs), JB, Jean-Charles, Jean-Claude, Jimmy, Karim, Ketel, Lynda, Laurent, Marie, Maria, Maurycy, Olivier, Rajdeep, Ruxy, Stephane, Vali, et beaucoup d'autres personnes que j'ai oubliées de nommer... Je voudrais remercier Armelle, Christine, Emilie, Sabrina, Sophie, Véronique, Virginie et Michel Lion pour leur gentillesse.*

*Je m'excuse auprès de tous ceux qui, par oubli, n'ont pas été nommés ici...*

# *Table des matières*

## ***I Introduction ..... 8***

1.1	Introduction générale .....	8
1.2	Motivations astrophysiques .....	10
1.2.1	Intérêt astrophysique du $^{18}\text{F}$ . Lien avec $^{19}\text{Ne}$ .....	10
1.2.2	Intérêt astrophysique du $^{16}\text{F}$ .....	12
1.3	Motivations de physique nucléaire .....	14
1.3.1	Intérêt du $^{19}\text{Ne}$ .....	14
1.3.2	Intérêt du $^{16}\text{F}$ .....	16
1.4	Motivations expérimentales .....	20

## ***II Mesure de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha, \alpha)^{15}\text{O}$ ..... 22***

2.1	Introduction .....	22
2.2	Simulations Monte-Carlo .....	27
2.3	Préparation de l'expérience.....	31
2.3.1	La cible gazeuse .....	31
2.3.2	La quête pour un détecteur de haute résolution .....	34
2.3.3	La production des noyaux radioactifs au GANIL. Le spectromètre LISE .....	37
2.3.4	Simulations de l'optique faisceau dans LISE .....	39
2.3.5	Tests préliminaires .....	42
2.3.6	Conclusions des tests de préparation .....	53

2.4	Analyse de l'expérience .....	56
2.5	Développements récents .....	58
2.6	Conclusions .....	58

### ***III Mesure de $^{15}\text{O}(p,p)^{15}\text{O}$ ..... 60***

3.1	Motivations de la mesure .....	60
3.2	Principe de la mesure .....	63
3.3	Préparation de l'expérience.....	64
3.3.1	Réglage du faisceau.....	64
3.3.2	Le montage expérimental.....	64
3.3.3	La Cible et le détecteur de haute résolution.....	65
3.4	Analyse des données .....	67
3.4.1	L'étalonnage en énergie .....	67
3.4.2	L'extraction du fond bêta.....	67
3.4.3	Le passage à la section efficace de réaction dans le centre de masse .....	72
3.4.4	Les fonctions d'excitation obtenues.....	73
3.5	Calcul du taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	79
3.5.1	Introduction .....	79
3.5.2	La section efficace de $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	79
3.5.3	Largeur partielle pour la décroissance bêta du $^{16}\text{F}_{\text{gs}}$ .....	81
3.5.4	Résultats – section efficace de $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	83
3.5.5	Résultats – taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	84
3.5.6	Conséquences astrophysiques .....	86
3.6	La section efficace de la réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	88
3.6.1	Largeur partielle pour la décroissance gamma de $^{16}\text{F}_{1+ - \text{gs}}$ .....	92

3.6.2	Résultats – section efficace de $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	93
3.6.3	Résultats – taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ .....	94
3.6.4	Conséquences nucléaires.....	95
3.6.5	Conséquences astrophysiques.....	96
3.7	Le taux de réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ .....	98
3.7.1	La section efficace de $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ .....	98
3.7.2	Résultats – taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ .....	102
3.7.3	Conséquences astrophysiques.....	104
3.8	Discussions.....	107
3.9	Perspectives.....	109

***IV Conclusions générales..... 110***

***V Bibliographie ..... 112***



*Eu nu strivesc corola de minuni a lumii  
și nu ucid  
cu mintea tainele, ce le-ntâlnesc  
în calea mea  
în flori, în ochi, pe buze ori morminte.*

*Je ne piétine pas la corolle des merveilles du monde  
et je n'assassine point  
de mes raisonnements les mystères que je croise  
sur ma route,  
dans les fleurs, dans les yeux, sur les lèvres ou sur les tombes.  
Lucian Blaga (1919)*

## **I Introduction**

### **1.1 Introduction générale**

Depuis la naissance de l'humanité, l'Homme a suspecté une relation étroite entre les lumières du ciel nocturne et son destin. Il sait maintenant que son existence a été possible par l'existence même de ces lumières nocturnes, les étoiles. Ainsi, nous savons maintenant de quelle manière une étoile plutôt banale, le soleil, est nécessaire pour la vie de l'Homme. Depuis la nuit des temps, l'Homme a regardé le ciel pour mieux comprendre l'infiniment grand. Parallèlement, il a tourné son attention vers les constituants fondamentaux de la matière pour comprendre l'infiniment petit. C'est la convergence de ces deux visions qui a aidé à la compréhension des différents mécanismes qui font que les étoiles ont eu, et ont toujours, une très grande importance dans l'existence de l'univers dans sa forme actuelle.

Aussi dans ce travail, nous essayons de regarder le « petit » pour comprendre le « grand ». Nous essayons d'utiliser les outils de la physique nucléaire expérimentale pour aider à la compréhension des phénomènes qui ont lieu à l'échelle astronomique. Dans ce but, dans ce travail, est présenté le développement d'une méthode expérimentale très précise d'étude des propriétés spectroscopiques des états non liés en utilisant des faisceaux radioactifs. Cette méthode expérimentale est la diffusion élastique résonnante en cinématique inverse d'un faisceau radioactif sur une cible stable.

Ensuite, l'application de cette méthode est présentée dans l'étude de deux noyaux radioactifs importants dans le contexte astrophysique. Les deux noyaux choisis pour l'étude sont : le noyau radioactif de  $^{19}\text{Ne}$  et le noyau non lié de  $^{16}\text{F}$ . Les propriétés spectroscopiques des niveaux non liés pour l'émission proton du premier noyau, le  $^{19}\text{Ne}$ ,

sont reliées à la possibilité d'avoir une méthode directe pour la confirmation expérimentale des modèles d'explosions de novae. Il s'agirait d'observer les décroissances gamma émises dans les explosions de novae, provenant de décroissances radioactives. Le noyau radioactif le plus intéressant dans ce contexte est le  $^{18}\text{F}$ . La production de  $^{18}\text{F}$  dépend fortement du taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ , taux qui dépend lui-même de la structure du noyau composé ( $^{18}\text{F} + p$ ) – le  $^{19}\text{Ne}$ .

De plus, nous avons étudié le noyau non lié  $^{16}\text{F}$  en raison de sa possible importance dans les milieux astrophysiques où le noyau radioactif  $^{15}\text{O}$  est très produit. Normalement, puisque le  $^{16}\text{F}$  est un noyau non lié, les réactions d'  $^{15}\text{O}$  avec les protons présents en grande quantité dans la majorité des milieux astrophysiques sont considérées comme négligeables. Nous allons déterminer si la réaction exotique résonante  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  peut avoir une importance dans les différents milieux astrophysiques.

Dans ce travail, nous proposons une approche inédite de mécanisme de réaction pouvant changer d'une manière radicale l'importance des noyaux non liés dans les milieux stellaires. Nous allons appliquer ce mécanisme aux processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$  et  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  dans les milieux riches en  $^{15}\text{O}$ . Nous allons discuter de l'importance de ce nouveau mécanisme dans la physique nucléaire et l'astrophysique.

Les études expérimentales des noyaux de  $^{19}\text{Ne}$  et  $^{16}\text{F}$  ont été faites avec un faisceau radioactif d'  $^{15}\text{O}$  produit à basse énergie par SPIRAL au GANIL. C'est la première fois qu'un faisceau radioactif d'  $^{15}\text{O}$  a été produit par SPIRAL. L'énergie de ce faisceau est la plus basse de tous les faisceaux radioactifs jamais accélérés au GANIL.

## 1.2 Motivations astrophysiques

La formation et l'évolution des étoiles sont marquées par la compétition permanente entre la force de gravitation et les forces de pression. La force de gravitation a comme résultat la concentration de la matière, elle s'oppose aux forces de pression. Le rapport entre ces deux forces contraires est déterminé par l'intensité des réactions nucléaires, qui dirigent ainsi les différentes phases de l'évolution stellaire. Ce sont les réactions nucléaires que nous essayons de mieux connaître pour apprendre davantage sur les mécanismes astrophysiques. Plus précisément, dans cette étude nous voulons examiner en détails l'importance des noyaux de  $^{18}\text{F}$ ,  $^{19}\text{Ne}$  et  $^{16}\text{F}$  dans divers contextes astrophysiques.

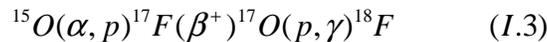
### 1.2.1 Intérêt astrophysique du $^{18}\text{F}$ . Lien avec $^{19}\text{Ne}$

Le  $^{18}\text{F}$  est un noyau radioactif qui se désintègre par capture électronique ou par émission  $\beta^+$  ( $Q_{\beta^+} = 1.6552$  MeV). La seule possibilité de décroissance à partir de l'état fondamental ( $1^+$ ) de  $^{18}\text{F}$  est vers l'état fondamental ( $0^+$ ) de  $^{18}\text{O}$ . Le temps de demi-vie est de 109.77 m, un temps relativement long dû à la faible valeur de  $Q_{\beta^+}$  pour la décroissance.

Comme l'indique la Figure I-1, le  $^{18}\text{F}$  est un noyau produit dans le cadre du cycle CNO, par la réaction :



et dans le cadre du cycle CNO-chaud, par les réactions :



Les deux premières voies (I.1) et (I.2) transforment une partie de l'abondance de  $^{16}\text{O}$ , et la voie (I.3) transforme une partie de l'abondance de  $^{15}\text{O}$ .

Le  $^{18}\text{F}$  se trouve dans un point d'embranchement entre un retour dans le cycle CNO :



et un possible échappement du cycle CNO :



La réaction  ${}^{18}\text{F}(p,\alpha)$  est beaucoup plus intense que la réaction  ${}^{18}\text{F}(p,\gamma)$ , ce qui fait que la première réaction est la voie principale de destruction de  ${}^{18}\text{F}$ . Aux températures permettant l'échappement du cycle CNO-chaud, la majorité des noyaux de  ${}^{18}\text{F}$  est consommée par la réaction (p, $\alpha$ ), ce qui rend l'abondance de  ${}^{18}\text{F}$  faible. Ainsi, le flux de matière passant par la voie (I.5) est négligeable par rapport à la voie d'échappement du cycle CNO  ${}^{15}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{Ne}$ . Paradoxalement, même si la section efficace de réaction est plus grande pour la réaction (I.5) que pour la réaction  ${}^{15}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{Ne}$ , la grande abondance d'  ${}^{15}\text{O}$  favorise la deuxième voie pour l'échappement du cycle CNO-chaud.

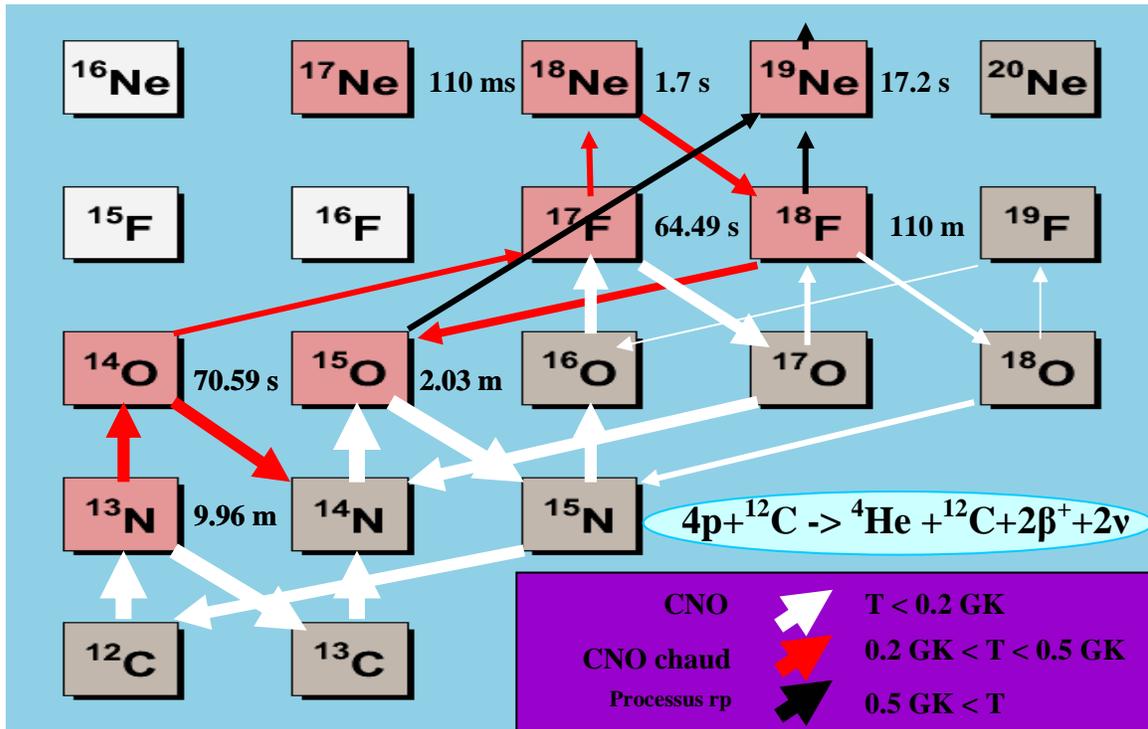


Figure I-1 Le cycle CNO et CNO-chaud. Le cycle CNO est responsable de la combustion de l'hydrogène dans les étoiles de métallicité (abondance en éléments plus lourds que  ${}^4\text{He}$ ) élevée. Le cycle CNO chaud met en scène des réactions impliquant des noyaux radioactifs de plus courte durée de vie. Les réactions qui permettent l'échappement (« break-out ») du cycle CNO sont particulièrement intéressantes pour la nucléosynthèse explosive extrême (sursauts X de type I). L'épaisseur de la flèche représente l'intensité de la réaction.

La réaction (I.4) est déterminante pour l'abondance de  ${}^{18}\text{F}$  car c'est la voie principale de destruction de ce noyau. Ainsi, elle est très importante pour l'évaluation du flux de rayonnement  $\gamma$  émis lors d'une explosion nova [Coc00].

Le phénomène de nova classique a lieu dans un système binaire d'étoiles composé d'une naine blanche accrétant de la matière solaire provenant d'une étoile compagnon. La matière accrétée est progressivement comprimée jusqu'à ce que la densité atteigne une

valeur seuil, conduisant à une combustion explosive de l'hydrogène. A l'issue de la combustion, une partie de l'enveloppe est éjectée dans l'espace.

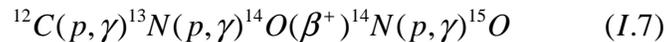
Les modèles prédisent que la grande majorité des rayonnements  $\gamma$  observables dans ces explosions provient de l'annihilation des positrons issus des émissions  $\beta^+$  des noyaux éjectés. Le long temps de vie du  $^{18}\text{F}$  fait de ce noyau l'émetteur principal de  $\beta^+$  quelques heures après l'explosion, c'est-à-dire lorsque l'enveloppe des novae devient transparente aux radiations gamma. Une bonne connaissance du taux de la réaction (I.4) est nécessaire pour l'élaboration des modèles d'explosion novae et pour leur validation par des mesures directes de flux gamma. La réaction (I.4) est peut-être responsable de la grande abondance d'azote observé (réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$ ) dans les résidus des novae O-Ne-Mg, et elle est évidemment liée à l'abondance isotopique de  $^{18}\text{O}$  ( $^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$ ) (voir [Coc00] et [Jor98]).

### 1.2.2 Intérêt astrophysique du $^{16}\text{F}$

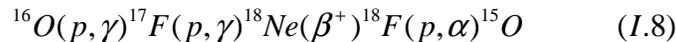
Comme on peut voir sur la Figure I-1, les noyaux d'  $^{15}\text{O}$  sont produits dans les cycles CNO par la réaction suivante :



Et dans le cycle CNO-chaud il est aussi produit par les réactions :



et



Parce que le  $^{16}\text{F}$  est un noyau non lié pour les protons par 0.540 MeV, les protons capturés par l'  $^{15}\text{O}$  vont être instantanément réémis par le  $^{16}\text{F}$  (en  $10^{-20}$  s). Alors, il faut attendre que l'  $^{15}\text{O}$  décroisse par conversion interne ( $\approx 0.1\%$ ) ou émission  $\beta^+$  ( $\approx 99.9\%$ ) vers l'  $^{15}\text{N}$ .

Dans le cycle CNO-chaud, lorsque la température est très grande (plus de 200 millions de degrés), les réactions de capture de proton, génératrices d'énergie, sont très rapides. Mais le taux de génération d'énergie est fortement limitée par les temps de vie des noyaux  $^{14}\text{O}$  (70 s) et  $^{15}\text{O}$  (122 s) (voir Figure I-1). Ces noyaux sont donc des points de blocage (waiting points) du cycle CNO (voir références [Her99], [Jor01]).

Toutes les réactions permises à partir des noyaux d'  $^{14}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}$ , dont les temps caractéristiques sont comparables aux temps de décroissance bêta, permettent de contourner ces points d'attente. Les autres réactions possibles à partir d'  $^{15}\text{O}$  sont :



et



La réaction  $(\alpha, \gamma)$  ([Vis04] et [Dav03]) est une réaction très étudiée parce que le  ${}^{19}\text{Ne}$  qui est formé pourrait être un noyau permettant l'échappement du cycle CNO vers le processus rp (capture rapide de protons), essentiellement dans les sursauts X. La réaction  $(2p, \gamma)$  est une réaction très intéressante du point de vue du mécanisme de réaction [gor95]. L'étude plus détaillée (voir référence [gor95]) de cette réaction et de la réaction  $(p, \beta^+)$  nous conduira à proposer un nouveau mécanisme de réaction nucléaire pour des réactions impliquant des noyaux non liés. Ce mécanisme nous l'avons appliqué au cas d'un noyau d'  ${}^{15}\text{O}$  plus proton (Chapitre III).

## 1.3 Motivations de physique nucléaire

### 1.3.1 Intérêt du $^{19}\text{Ne}$

Le  $^{19}\text{Ne}$  est un noyau radioactif, avec un temps de demi-vie de 17.34 s. Il se désintègre par capture électronique, où il émet un positron ( $\beta^+$ ), vers son noyau miroir le  $^{19}\text{F}$ , avec  $Q_\beta=3.2385$  MeV. La valeur de seuil d'émission proton est de  $S_p=6.4112$  MeV, et le seuil d'émission de particule alpha est de  $S_\alpha=3.5291$  MeV. L'effet que le seuil alpha est en dessous du seuil proton, et la différence importante entre les deux seuils,  $S_p-S_\alpha=2.8821$  MeV, rend la réaction (I.4) importante.

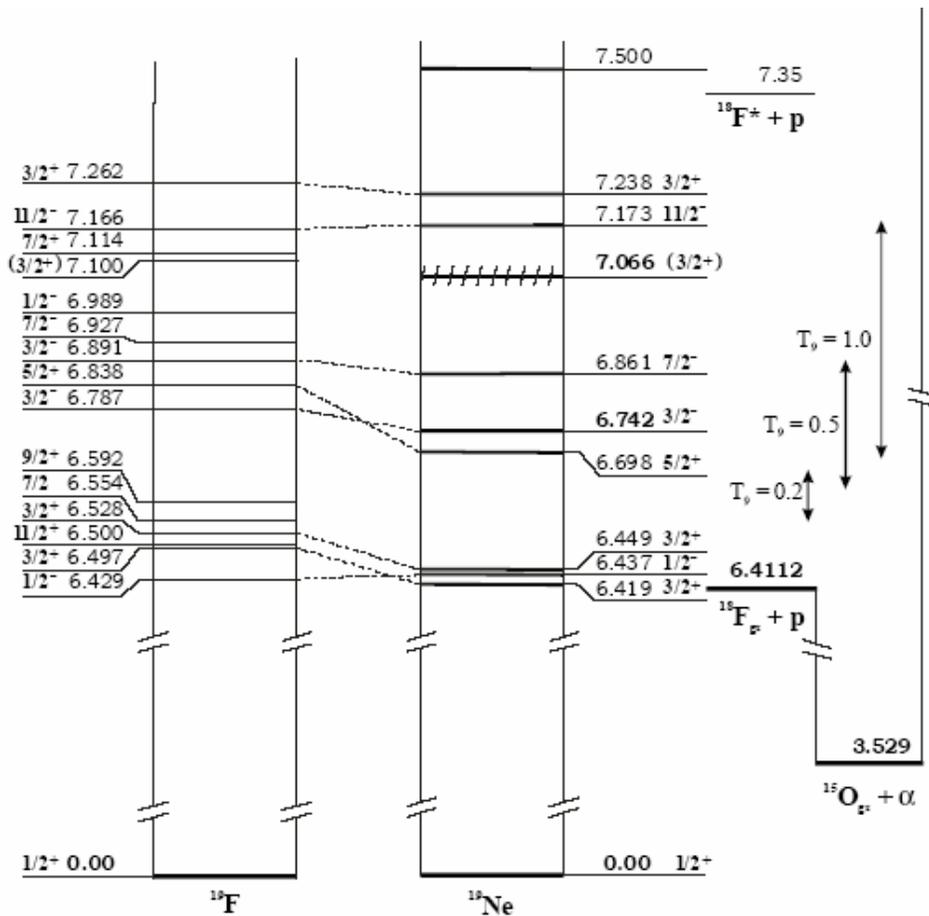


Figure I-2 Comparaison des schémas de niveaux du  $^{19}\text{Ne}$  au-dessus du seuil  $^{18}\text{F}+p$  avec les niveaux du  $^{19}\text{F}$ . L'identification des états analogues est représentée par les traits pointillés. La flèche verticale représente la région où la structure de  $^{19}\text{Ne}$  est importante dans des processus astrophysiques, pour différentes températures (en milliard de degrés).

Les propriétés des niveaux du noyau de  $^{19}\text{Ne}$  au-dessus du seuil proton n'étaient pas bien connues avant 1994. La situation s'est largement clarifiée depuis, grâce notamment à l'étude faite par Utku et ses collaborateurs ([Utk98]). Dans la Figure I-2 est représenté le schéma de niveaux du noyau de  $^{19}\text{Ne}$  et de son noyau miroir le  $^{19}\text{F}$ . Les nombreux états au dessus du seuil d'émission proton dans le noyau de  $^{19}\text{Ne}$  font penser que ces états peuvent avoir une influence sur les réactions. En l'absence de mesure directe, les taux de réaction peuvent être estimés à partir des propriétés spectroscopiques des niveaux dans  $^{19}\text{Ne}$ , en particulier les valeurs des paramètres suivants :  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_{\text{tot}}$  et  $\Gamma_\gamma$ , la largeur proton, la largeur totale et la largeur gamma. Ces valeurs peuvent être estimées à partir des valeurs connues des niveaux analogues dans le noyau miroir  $^{19}\text{F}$ , qui est stable et mieux connu. Mais l'identification des états analogues n'est pas une tâche facile. Aussi le schéma des niveaux de ces deux isotopes permet de constater que nous avons beaucoup plus de niveaux connus dans le  $^{19}\text{F}$  que dans le  $^{19}\text{Ne}$  dans cette région en énergie, alors qu'à basse énergie en dessous du seuil d'émission proton il existe une correspondance quasi univoque. A cause de la forte dépendance des taux de réaction en fonction des positions des niveaux, il est nécessaire de disposer d'une méthode de mesure très précise pour observer les niveaux manquants et pour mesurer leurs propriétés.

**Table I-1** Les paramètres pour les propriétés des états dans le  $^{19}\text{Ne}$  au dessus du seuil d'émission proton et en dessous de 7 MeV.

Ex ( $^{19}\text{F}$ ) (MeV)	Ex ( $^{19}\text{Ne}$ ) (MeV)	Er ( $^{19}\text{Ne}$ ) (keV)	$J^\pi$	$\Gamma_\gamma$ (eV)	$\Gamma_p$ (keV)	$\Gamma_\alpha$ (keV)
6.497	6.419	8(6)	$3/2^+$	0.85(0.15)	$3.9(3.9) 10^{-37}$	0.5(0.5)
6.429	6.437	26(9)	$1/2^-$	[1]	$2.8(1.9) 10^{-20}$	216(19)
6.528	6.449	38(7)	$3/2^+$	1.2(0.2)	$2.4(2.4) 10^{-14}$	4.3(3.7)
6.554	[6.504]	[93(30)]	$7/2^+$	[0.16(0.03)]	$[8.6(8.6) 10^{-10}]$	[2.2(1.9)]
6.838	6.698	287(6)	$5/2^+$	0.33(0.06)	$3.8(3.8) 10^{-5}$	1.2(1.0)
6.787	6.742	330(6)	$3/2^-$	5.5(0.76)	$2.2(0.7) 10^{-3}$	2.7(2.3)
6.891	[6.841]	[430(30)]	$3/2^-$	[3.1(0.6)]	$1.2(1.2) 10^{-2}$	[31(27)]

Plusieurs études ont été faites à propos des réactions de destruction du  $^{18}\text{F}$ , mais il reste encore une grande incertitude sur les taux de réactions. L'incertitude sur les taux de réactions est liée à la connaissance incomplète de la structure du noyau composé, le  $^{19}\text{Ne}$  (voir Table I-1).

### 1.3.2 Intérêt du $^{16}\text{F}$

Le  $^{16}\text{F}$  est un noyau non lié par 534 keV [Til93]. Une fois formé, il décroît en  $\sim 1.2 \cdot 10^{-20}$  s par l'émission d'un proton vers le noyau lié d'  $^{15}\text{O}$  (voir Figure I-3). Le noyau miroir du  $^{16}\text{F}$  est le noyau d'  $^{16}\text{N}$ . La Figure I-4 montre l'évolution des niveaux isobares analogues avec l'isospin  $T=1$  pour les noyaux d'  $^{16}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  et  $^{16}\text{F}$ . C'est le champ coulombien qui est à l'origine des déplacements de niveaux observés (voir référence [Ajz86] et [Mei70]).

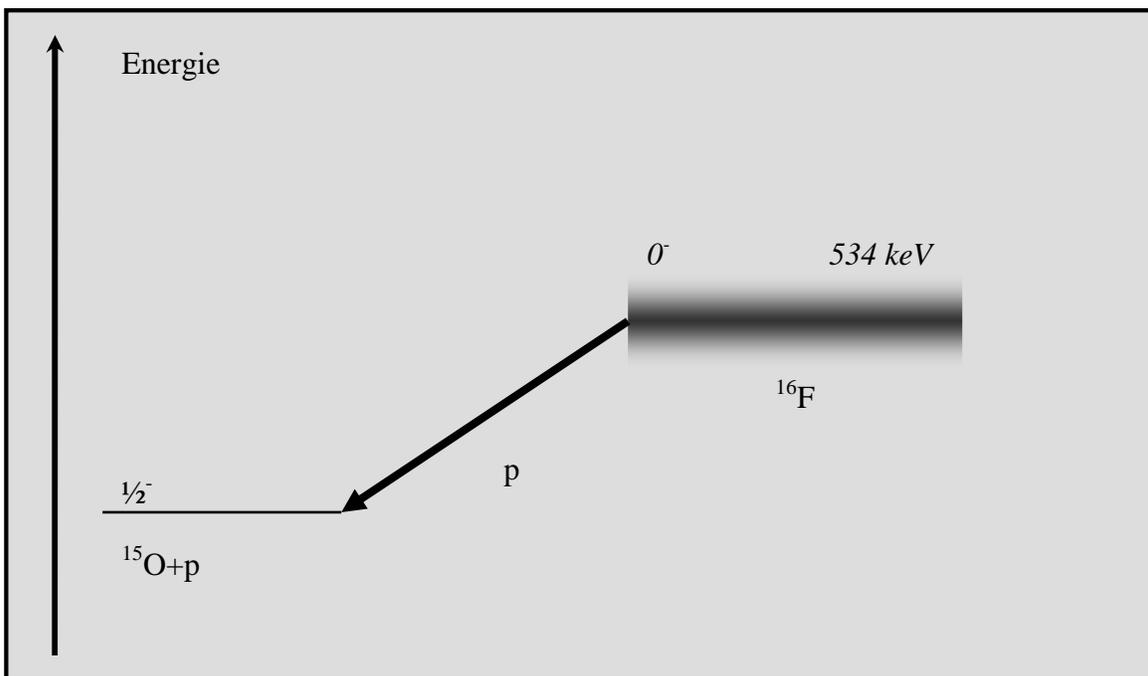


Figure I-3 Le niveau fondamental du  $^{16}\text{F}$  est au dessus du seuil d'émission proton par 534 keV. La largeur considérée (voir référence [Til93] de ce niveau fondamental est de  $40 \pm 20$  keV. A cause de sa largeur, le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  a un temps de vie très court ( $\sim 1.2 \cdot 10^{-20}$  s). Il décroît vers l'état fondamental d'  $^{15}\text{O}$ .

Les niveaux du  $^{16}\text{F}$  ont été étudié par différentes réactions :  $^{14}\text{N}(^3\text{He},n)^{16}\text{F}$  [RYB86],  $^{16}\text{O}(^3\text{He},t)^{16}\text{F}$  [Vdw89] ,  $^{19}\text{F}(^3\text{He},^6\text{He})^{16}\text{F}$ ,  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F}$ , etc. Les différents résultats obtenus sont présentés dans la Table I-2. Nous voyons que les largeurs de ces premiers niveaux sont mal connues.

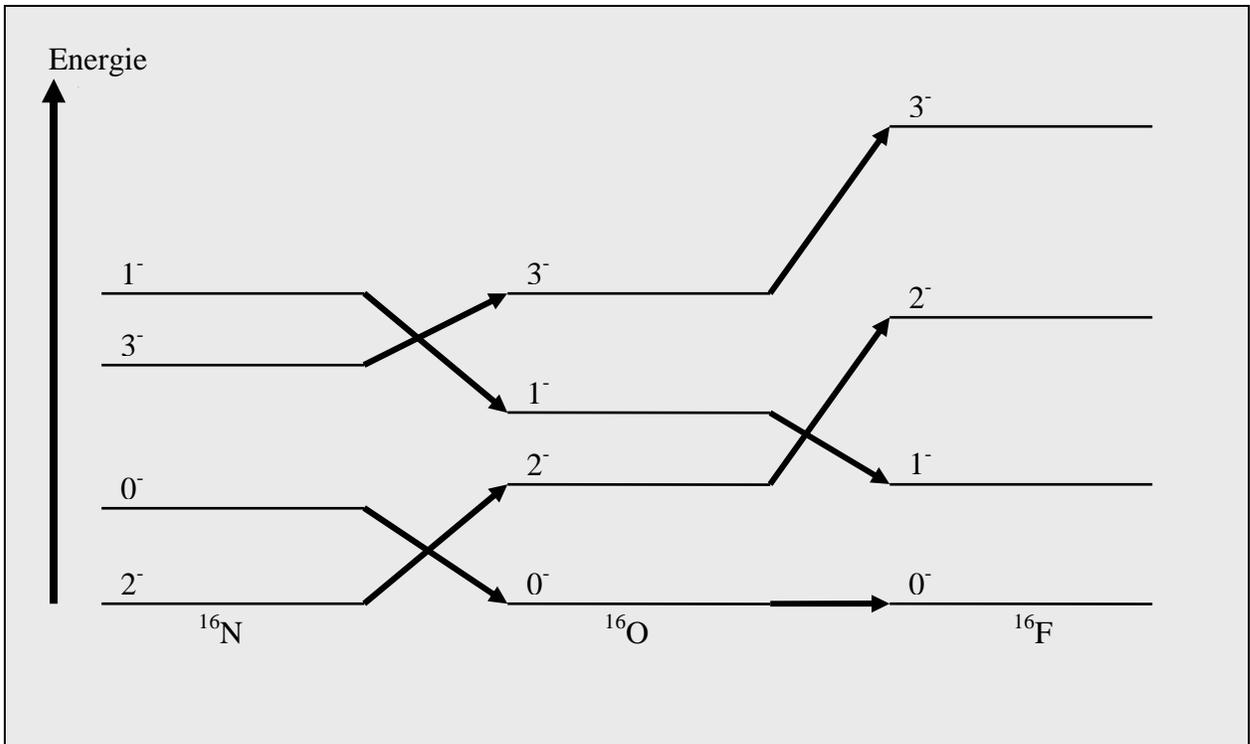
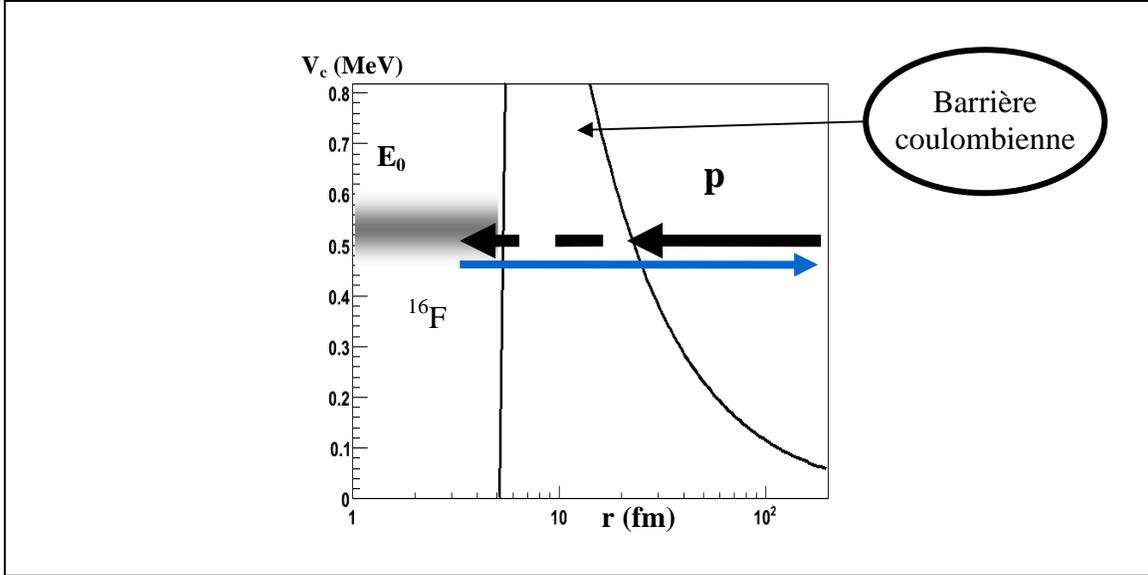


Figure I-4 L'évolution des niveaux isobares analogues pour le nombre de masse  $A=16$  et l'isospin  $T=1$ . Cette variation est expliquée par l'influence du champ coulombien (voir référence [Ajz86] et [Mei70]).

Table I-2 Propriétés spectroscopiques des premiers états du  $^{16}\text{F}$  obtenues par différentes mesures :  $^{14}\text{N}(^3\text{He},n)^{16}\text{F}$  (a),  $^{14}\text{N}(^3\text{He},np)^{15}\text{F}$  (b),  $^{16}\text{O}(p,n)^{16}\text{F}$  (d), [Faz82] (e),  $^{16}\text{O}(^3\text{He},t)^{16}\text{F}$  et  $^{19}\text{F}(^3\text{He},^6\text{He})^{16}\text{F}$  (f), [Ham85] (i), [Til93] (j)

$E_x^{\text{a)}$ (keV)	$L^{\text{a)}$	$E_x^{\text{b)}$ (keV)	$J^{\pi^{\text{b)}}$	$E_x^{\text{d)}$ (keV)	$\Delta I^{\text{e)}$	$E_x^{\text{f)}$ (keV)	$\Gamma^{\text{i)}$ (keV)	$J^{\pi^{\text{j)}}$
0	1	0	(1 <sup>-</sup> )	0	-	0	40(20)	0 <sup>-</sup>
192(15)	1	190(20)	(0 <sup>-</sup> )	197(12)	-	190(20)	<40	1 <sup>-</sup>
425(15)	3	425(10)	(>1)	424(5)	1	425(20)	40(30)	2 <sup>-</sup>
722(10)	(3)	725(10)	(>1)	720(6)	3	720(20)	<15	3 <sup>-</sup>

Imaginons que par une réaction de capture de protons nous peuplons l'état fondamental d'un noyau non lié (dans notre cas  $^{15}\text{O} + p \leftrightarrow ^{16}\text{F}$ ). A cause de la barrière coulombienne (voir Figure I-5), il y a une forte dépendance avec l'énergie de proton pour la probabilité de formation et pour la décroissance du noyau non lié ( $^{16}\text{F}$  dans notre cas).



**Figure I-5** Représentation schématique de la réaction  $^{15}\text{O}(p,p)^{15}\text{O}$ . Il est représenté, en fonction de la distance relative entre un noyau d'  $^{15}\text{O}$  et un proton, la barrière coulombienne ressentie par le proton. Aussi, nous voyons la position, par rapport à la barrière coulombienne, de la résonance correspondant à l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$ . Il y a une forte variation (variation exponentielle) avec l'énergie proton de la probabilité de traverser la barrière coulombienne pour former le noyau composé  $^{16}\text{F}$  dans son état fondamental.

Nous pouvons calculer le nombre de noyaux non liés formés en utilisant l'équation :

$$\frac{dn_A(E)}{dt} = \langle p, p \rangle (E) n_p n_{A-1} - \frac{\Gamma(E)}{\hbar} n_A(E) \quad (I.11)$$

où  $n_A$  représente le nombre de noyaux non liés avec le nombre de masse  $A$ ,  $n_p$  représente le nombre de protons dans le milieu, le  $n_{A-1}$  le nombre de noyaux qui entrent en réaction avec les protons et qui vont former le noyau non lié,  $\Gamma(E)$  est la largeur de la résonance du noyau non lié, et  $\langle p, p \rangle (E) n_p n_{A-1}$  représente le taux de production de noyaux non liés avec l'énergie dans le système de centre de masse comprise dans l'intervalle  $(E, E+dE)$ . La largeur du niveau est fortement dépendante de l'énergie incidente du proton. En effet, il y a une dépendance exponentielle de l'énergie pour la largeur proton à cause de la traversée de la barrière coulombienne. Si, après quelques temps, nous arrêtons le processus de production des noyaux non liés, ces noyaux vont décroître selon la loi exponentielle de décroissance :

$$n_A(E, t) dE = n_{0A}(E) \exp\left(-\frac{\Gamma(E)}{\hbar} t\right) dE \quad (I.12)$$

Nous observons tout de suite que ces termes ont une dépendance en fonction de l'énergie de formation de ces noyaux. Ainsi, les noyaux formés à une certaine énergie pour laquelle la largeur est grande vont décroître plus vite, et les noyaux formés par des

protons à une petite énergie vont décroître plus lentement ! Si nous voulons trouver la loi de décroissance pour toute la résonance du fondamental du  $^{16}\text{F}$ , il faut intégrer l'équation (I.12) sur toutes les énergies possibles :

$$n_{A \text{ tot}}(t) = \int_0^{\infty} n_{0A}(E) \exp\left(-\frac{\Gamma(E)}{\hbar}t\right) dE \quad (I.13)$$

Comme  $\Gamma(E)$  a une dépendance compliquée avec l'énergie, l'intégrale ne peut pas être la loi exponentielle simple connue. Ça veut dire que pour toutes les situations où la largeur du niveau dépend de l'énergie, la loi de décroissance de ce niveau n'est pas exponentielle, même si dans l'intervalle d'énergies  $(E, E+dE)$  elle est exponentielle.

## 1.4 Motivations expérimentales

Les réactions (I.4) et (I.5) sont fortement liées aux propriétés du noyau composé, le  $^{19}\text{Ne}$ , en particulier celles des niveaux au dessus du seuil d'émission proton. Ce sont les propriétés spectroscopiques (spins, parités, largeurs) de ces niveaux que nous voulons mesurer. Nous pouvons étudier les deux réactions de destruction du  $^{18}\text{F}$  (les réactions I.4 et I.5) par deux démarches différentes :

- la démarche directe,
- la démarche indirecte.

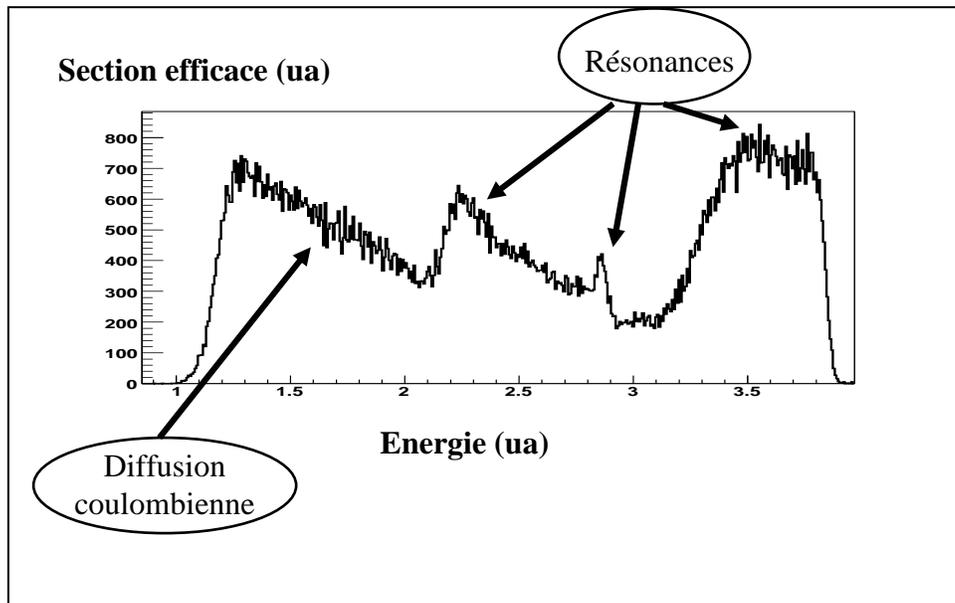
La démarche directe consiste à mesurer expérimentalement, aux énergies astrophysiques, les deux réactions  $(p,\alpha)$  et  $(p,\gamma)$ . Le problème principal auquel nous sommes confrontés, lors de cette démarche, est la valeur très faible de la section efficace de réaction dans le cas d'une basse valeur de l'énergie proton. La forte répulsion coulombienne pour des énergies proton faibles joue un rôle primordial dans la valeur basse de la section efficace de réaction. Aussi, le  $^{18}\text{F}$  est un noyau radioactif, facteur limitatif pour les intensités de faisceaux disponibles. Ainsi, la très forte diminution de la section efficace de réaction avec l'énergie rend presque impossible la mesure directe à des énergies proches du seuil d'émission proton.

Dans la démarche indirecte, nous étudions directement le noyau composé  $^{19}\text{Ne}$ . Plus spécifiquement, les propriétés spectroscopiques des états excités dans le  $^{19}\text{Ne}$  sont utilisées pour estimer les sections efficaces de réactions. Cette démarche est spécialement indiquée pour la région autour de seuil d'émission proton (voir Table I-1).

Nous voulons utiliser une méthode indirecte pour étudier les réactions de destruction du  $^{18}\text{F}$ , c'est à dire pour trouver et pour mesurer les propriétés des niveaux du  $^{19}\text{Ne}$ , niveaux impliqués dans les réactions  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ . Pour mesurer ces niveaux il va falloir utiliser une méthode capable de trouver de nouveaux niveaux (encore inconnus aujourd'hui) relativement étroits dans  $^{19}\text{Ne}$ . Il faudrait aussi que cette méthode soit capable de mesurer leurs propriétés spectroscopiques avec une haute résolution. La plupart des méthodes indirectes qui ont été utilisées sont des mesures de réactions de transfert. Une autre méthode expérimentale de mesure pourrait confirmer, ou infirmer, indépendamment des autres méthodes, les résultats déjà obtenus.

Pour l'étude du  $^{19}\text{Ne}$  nous nous proposons de mesurer la diffusion élastique des particules alpha sur des noyaux de  $^{15}\text{O}$ . Dans un spectre typique représentant la fonction d'excitation d'une réaction de diffusion élastique, il est souvent possible de voir une partie du spectre qui correspond à la diffusion coulombienne, ainsi que des anomalies par rapport à la diffusion coulombienne, ce sont des résonances dont les propriétés sont liées aux états discrets du noyau composé. La position des résonances est reliée à la position des états excités dans le noyau composé, et la forme et l'intensité des résonances sont

reliées aux spin, parité et largeur de l'état excité dans le noyau composé (exemple dans la Figure I-6).



**Figure I-6** Un exemple de spectre représentant la fonction d'excitation d'une réaction de diffusion élastique. La diffusion coulombienne et les résonances liées à la formation du noyau composé sont clairement visibles. La position de ces résonances est reliée à la position des états excités dans le noyau composé. La forme et l'intensité de ces résonances sont fortement dépendantes des spins, parités et largeurs de ces états.

Ce choix de méthode expérimentale pour étudier le  $^{19}\text{Ne}$  est fortement motivé par la position du seuil d'émission alpha, qui est de 3.529 MeV, comparé au seuil d'émission proton qui est de 6.411 MeV. Les états les plus intéressants à étudier dans le cadre astrophysique sont ceux qui ont une énergie d'excitation plus haute que le seuil d'émission proton. La valeur faible du seuil alpha rend possible la population de ces états dans le processus de diffusion élastique résonante  $^{15}\text{O}(\alpha, \alpha)^{15}\text{O}$ . De nombreux états avec une énergie plus basse que le seuil d'émission proton sont aussi accessibles. Si ces états sont suffisamment proches du seuil d'émission proton, ils peuvent avoir une contribution dans les réactions 1.4 et 1.5. Par comparaison avec le noyau miroir  $^{19}\text{F}$ , on estime que les largeurs des états excités astrophysiques sont de l'ordre du keV. Pour l'analyse des fonctions d'excitation nous pouvons utiliser la théorie de la matrice R [Lan58].

*Lumina altora  
sugrumă vraja nepătrunsului ascuns  
în adâncimi de întuneric,  
dar eu,  
eu cu lumina mea sporesc a lumii taină -  
și-ntocmai cum cu razele ei albe luna  
nu micșorează, ci tremurătoare  
mărește și mai tare taina nopții*

*La lumière des autres  
étouffe le charme impénétrable qui se cache  
au profond des ténèbres,  
mais moi,  
moi avec ma lumière j'amplifie le mystère du monde -  
comme les rayons blancs de la lune  
n'éteignent point mais au contraire  
avivent l'obscur frémissment de la nuit  
Lucian Blaga (1919)*

## II Mesure de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\alpha)^{15}\text{O}$

### 2.1 Introduction

Comme nous avons vu dans le paragraphe précédant, notre choix expérimental est d'utiliser la diffusion élastique de particules alpha sur des noyaux de  $^{15}\text{O}$  pour l'étude des niveaux au dessus du seuil émission proton dans  $^{19}\text{Ne}$ . Puisque l'  $^{15}\text{O}$  est un noyau radioactif, avec un temps de demi-vie de  $T_{1/2} = 122$  s, il est difficile expérimentalement de faire la mesure de cette réaction en cinématique directe (d'envoyer un faisceau de particules alpha sur une cible radioactive d'  $^{15}\text{O}$ ). Pour cette raison nous devons faire la mesure de cette réaction en cinématique inverse, nous envoyons un faisceau radioactif de  $^{15}\text{O}$  sur une cible gazeuse mince de  $^4\text{He}$ , pour étudier la réaction  $^4\text{He}(^{15}\text{O},\alpha)^{15}\text{O}$ . La valeur importante de section efficace de cette réaction, de l'ordre de quelques centaines de mbar/sr, fait que la méthode choisie est aussi bien adaptée pour la valeur limitée d'intensité de faisceau radioactif. En mesurant le spectre en énergie des particules alpha sortant de la cible gazeuse, nous pouvons extraire des informations sur les états du noyau composé. Les états accessibles dans cette mesure dépendent de l'énergie initiale du faisceau et de l'épaisseur de la cible gazeuse. En effet, pour une énergie de faisceau choisie, les niveaux de  $^{19}\text{Ne}$  mesurables ont l'énergie d'excitation :

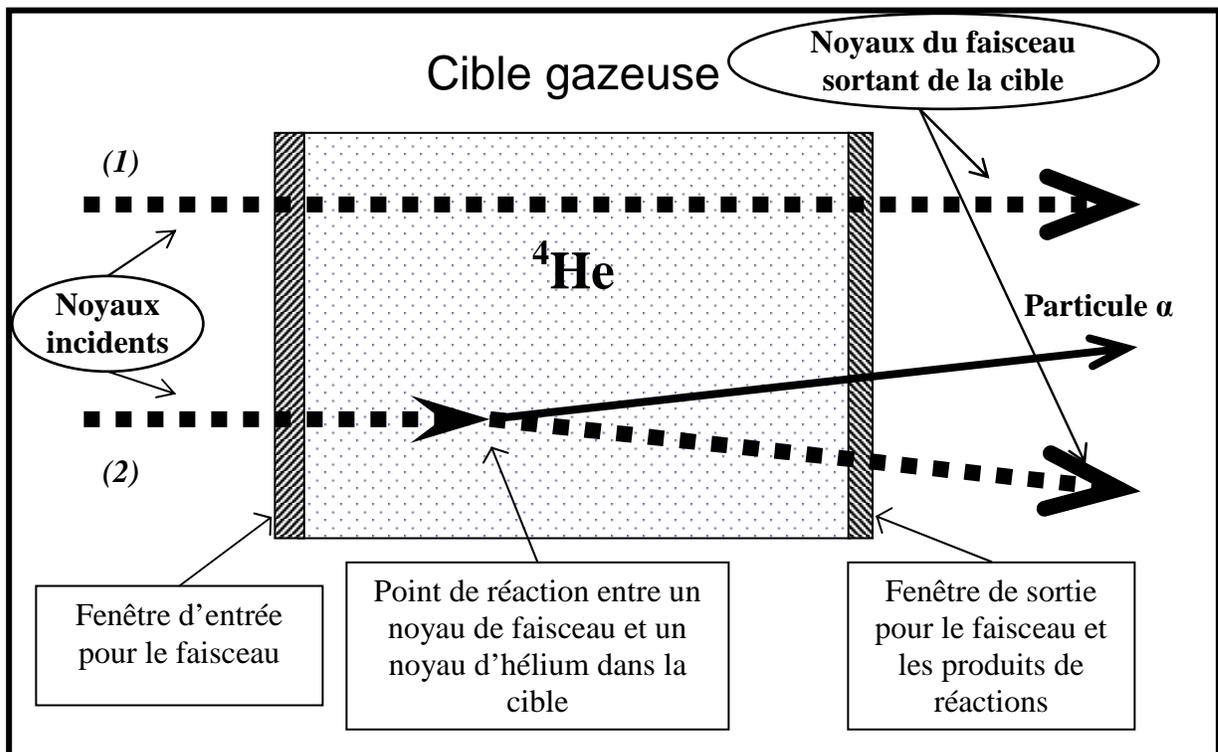
$$E_x = E \frac{M_c}{M_c + M_{in}} + S_\alpha \quad (II.1)$$

où  $E$  est l'énergie du noyau incident au moment de la réaction,  $M_c$  est la masse des noyaux composant la cible ( ${}^4\text{He}$  dans notre cas),  $M_{in}$  est le nombre de masse du noyau incident et  $S_\alpha$  est l'énergie de séparation pour la particule  $\alpha$  dans le noyau composé. La perte d'énergie du faisceau dans la cible change la valeur de  $E$ , allant de  $E_{in}$ , l'énergie du faisceau à l'entrée de la cible, jusqu'à  $E_{sortie}$ , l'énergie du faisceau à la sortie de la cible. C'est-à-dire pour une énergie de faisceau incidente donnée ( $E_{in}$ ) nous pouvons peupler les états entre  $E_{x\ min}$  et  $E_{x\ max}$ , avec :

$$E_{x\ max} = E_{in} \frac{M_c}{M_c + M_{in}} + S_\alpha \quad (II.2)$$

$$E_{x\ min} = E_{sortie} \frac{M_c}{M_c + M_{in}} + S_\alpha \quad (II.3)$$

Comme nous sommes intéressés par les états qui sont situés entre 6.4 et 7.4 MeV d'énergie d'excitation, l'énergie incidente nécessaire pour le faisceau d'  ${}^{15}\text{O}$  est comprise entre 0 et  $\sim 1.2$  AMeV.



**Figure II-1** Représentation schématique des divers parcours pour les noyaux incidents du faisceau. Dans le premier cas (1), les noyaux incidents du faisceau n'ont pas d'interaction avec les noyaux composant la cible. Dans le deuxième cas (2), il y a une réaction d'un noyau incident avec un noyau de la cible d'hélium.

Après chaque diffusion élastique, une particule alpha est émise (voir Figure II-1). L'énergie de la particule alpha émise à un angle  $\theta_{CM}$  dans le système de centre de masse par rapport à la vitesse de noyau d'  $^{15}\text{O}$  après une diffusion élastique sur la cible est de :

$$E_{dif} = 4E \frac{M_c M_{in}}{(M_c + M_{in})^2} (1 + \cos \theta_{CM}) \quad (II.4)$$

où E est l'énergie du noyau de  $^{15}\text{O}$  incident au moment de la réaction. A noter que, parce que les vitesses sont beaucoup plus petites que la vitesse de la lumière, nous pouvons utiliser les transformations non relativistes pour le passage d'un système de référence à l'autre. La particule alpha produite après la réaction va traverser le reste de la cible et va sortir de la cible. Nous voulons mesurer les énergies de ces particules qui se trouvent à la sortie de la cible afin de mesurer la fonction d'excitation de la réaction de diffusion. Cependant, les noyaux constituant le faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible se retrouvent également à la sortie de la cible. Il est ainsi nécessaire de trouver une méthode afin de séparer les noyaux d'hélium qui nous intéressent des noyaux du faisceau qui traversent la cible. Nous pouvons faire cette séparation par trois méthodes différentes :

1. Nous pouvons utiliser un spectromètre pour sélectionner les noyaux intéressants. L'avantage de cette méthode réside dans la possibilité d'effectuer la mesure des particules alpha dans l'axe du faisceau, à zéro degré, là où le rapport entre la partie nucléaire (résonances) et la partie coulombienne (diffusion Rutherford) est maximum, lorsque le paramètre d'impact est minimum. La difficulté vient de la sélection à faire avec le spectromètre. Il peut être très difficile de sélectionner les bons noyaux si la rigidité magnétique des noyaux d'intérêt est proche de celle d'un état de charge de faisceau. Il est ainsi nécessaire de choisir une bonne épaisseur de cible pour limiter l'effet des états de charge de faisceau.
2. Nous pouvons faire la mesure à des angles d'émission pour les particules alpha où il n'y a pas du faisceau. L'avantage est « la propreté » de la mesure, mais la qualité du spectre alpha final est beaucoup moins bonne que dans le cas de la première solution. En effet, la diffusion coulombienne est plus importante comparée à celle mesurée à  $0^\circ$  (cinématique inverse). Aussi, l'énergie des particules alpha devient plus petite si l'angle d'émission est grand (voir Equation 1.9). Pour ce motif, la perte d'énergie dans la cible est plus grande, implicitement le straggling en énergie est plus important, résultant en une résolution moins bonne dans le spectre final.
3. Nous pouvons utiliser l'effet que l'énergie des particules alpha est faiblement affectées par la cible (mais cela n'est pas nécessairement négligeable), ce qui n'est pas le cas pour les noyaux d'  $^{15}\text{O}$ . Si nous construisons une cible suffisamment épaisse pour arrêter le faisceau dedans, nous pouvons mesurer les particules alpha diffusées à  $0^\circ$  sans contamination par le faisceau. Le problème dans cette configuration est l'influence de la grande épaisseur de la cible sur l'énergie finale de particules alpha.

Entre ces trois possibilités, la première méthode est celle qui donne la plus grande précision (la meilleure résolution) sur les propriétés spectroscopiques des états peuplés dans  $^{19}\text{Ne}$ . Cette solution permet d'observer des niveaux très étroits, parce que l'énergie des particules alpha est faiblement influencée par l'effet de la cible, et parce que la composante nucléaire est favorisée par rapport à la partie coulombienne. Cette méthode est la celle que nous avons choisie pour mesurer la diffusion élastique de  $^{15}\text{O}$  sur la cible gazeuse d'hélium dans les régions d'énergies d'intérêt. Mais, dans ce cas, l'épaisseur de la cible est déterminante dans l'efficacité de séparation de spectromètre (voir Figure II-2).

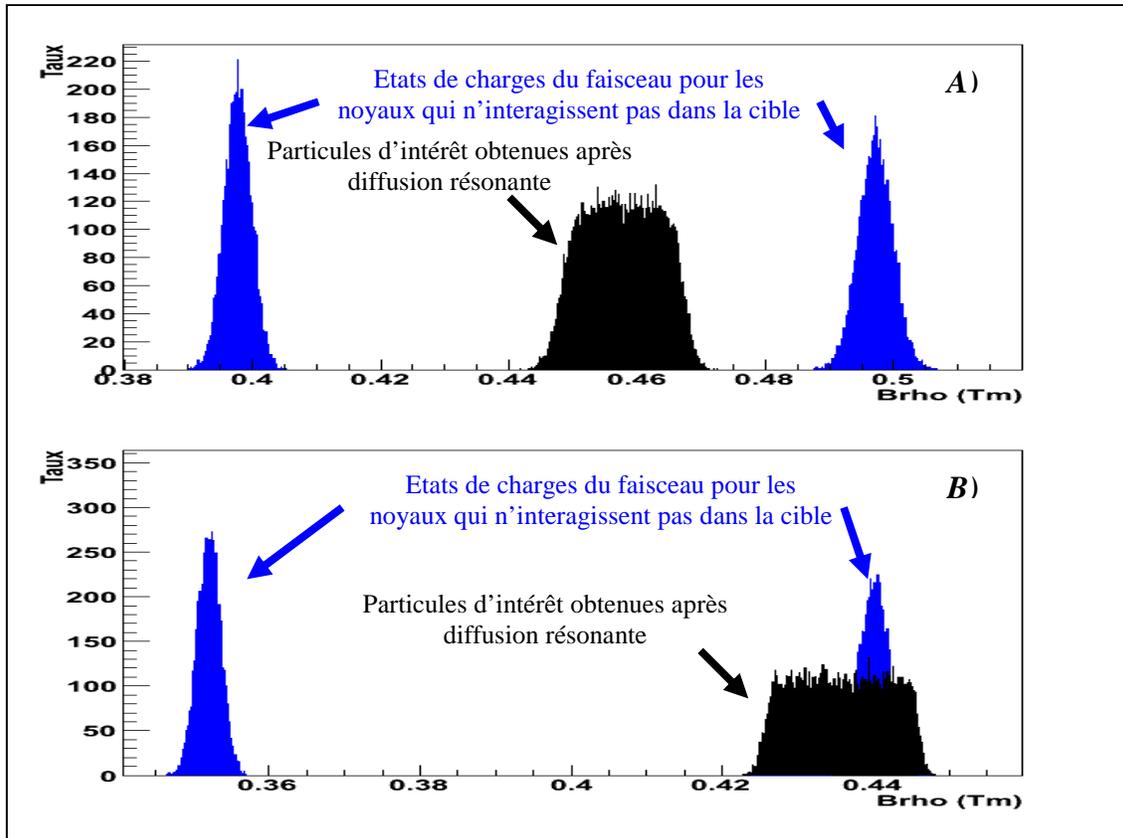


Figure II-2 Exemple de simulation de la valeur de la rigidité magnétique après une cible mince gazeuse, pour mettre en évidence un possible désavantage de l'utilisation d'un spectromètre nécessaire pour la méthode 1. Le calcul montre un exemple de valeurs de rigidités magnétiques pour le faisceau (bleu) qui n'interagit pas et pour les particules alpha (noir) en provenance de la diffusion élastique résonante. Dans la partie A) nous avons un exemple dans lequel l'épaisseur de la cible est bien choisie, pour lequel l'utilisation d'un spectromètre est utile. Dans la partie B) l'épaisseur de la cible est mal choisie et l'utilisation d'un spectromètre ne permettra pas de séparer les particules  $\alpha$  d'un état de charge du faisceau.

La troisième méthode marche très bien si à la place de particules  $\alpha$  nous avons des protons, parce que la perte d'énergie pour les protons dans une cible épaisse est beaucoup plus petite que celle des particules alpha. Nous avons utilisé la méthode 3 pour la diffusion élastique de  $^{15}\text{O}$  sur une cible solide de protons,  $^1\text{H}(^{15}\text{O},p)^{15}\text{O}$  décrite dans le chapitre IV.

Pour faire la mesure  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{O},\alpha){}^{15}\text{O}$  avec la première méthode, il faut utiliser un faisceau radioactif d'  ${}^{15}\text{O}$  à basse énergie ( $\sim 1.4$  MeV/A), imaginer et construire une cible gazeuse d'hélium, et trouver un spectromètre capable de faire la sélection nécessaire. Le faisceau radioactif d'  ${}^{15}\text{O}$  a été produit en France au GANIL avec l'installation SPIRAL. La cible gazeuse mince a été modélisée dans des simulations Monte-Carlo, puis construite au GANIL et au NIPNE-HH, Bucarest, Roumanie. Nous avons utilisé le spectromètre LISE du GANIL comme spectromètre. Le spectromètre est essentiel pour la sélection des bons événements.

## 2.2 Simulations Monte-Carlo

Dans le chapitre précédent, nous avons vu les raisons qui expliquent les choix que nous avons faits d'utiliser une cible gazeuse mince et de sélectionner avec un spectromètre magnétique. Mais pour être faisable, il faut déterminer la bonne épaisseur de la cible gazeuse, sans oublier l'influence des fenêtres d'entrée et de sortie sur le résultat. L'épaisseur de cible est déterminante pour une bonne sélection des particules avec le spectromètre. Le choix a été fait avec un code numérique de simulation de type Monte-Carlo. Dans le code numérique écrit en C/C++, nous avons simulé les processus subis par les particules du faisceau dans leur passage dans la cible de réaction. Nous sommes intéressés d'obtenir les valeurs d'énergie et d'angle d'émission pour les particules qui sortent de la cible. Ces noyaux sortants sont les particules qui composent le faisceau et les produits des réactions dans la cible. Pour calculer les paramètres d'intérêt il faut tenir compte de :

- La perte d'énergie subit par le faisceau et le stragglings afférent,
- La probabilité de réaction pour les particules du faisceau.

S'il y a une réaction dans la cible il faut voir :

- Le type de réaction,
- L'angle d'émission pour l'éjectile,
- La perte d'énergie subit par les produits de réaction et le stragglings angulaire et en énergie associés.

Nous avons voulu faire un programme de simulation universel, valable pas seulement pour notre cas spécifique, de diffusion élastique résonante  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{O},\alpha){}^{15}\text{O}$ , mais aussi pour d'autres ensembles faisceaux cibles, et d'autres réactions en général, réactions à basses énergies.

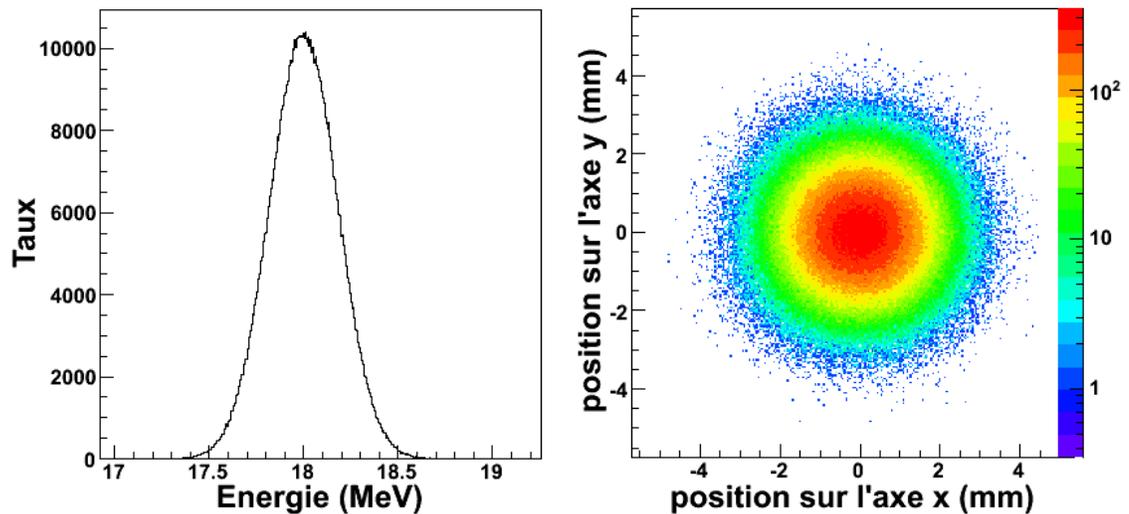
Pour calculer le parcours total, le stragglings angulaire et énergétique à une énergie donnée, nous avons utilisé le programmé SRIM 2003 [Zig03],[Zig96]. Ce programme fournit dans un fichier de sortie, pour différentes énergies incidentes associées à un noyau incident et une cible spécifique, les valeurs pour le pouvoir d'arrêt ( $dE/dX$ ), électronique et nucléaire, le parcours moyen à l'énergie incidente et les stragglings longitudinal et latéral pour ce parcours moyen. Les fichiers de sortie de ce programme sont utilisés comme données d'entrée pour notre code numérique. Nous utilisons une méthode d'interpolation pour obtenir les paramètres de perte d'énergie pour les valeurs qui ne se retrouvent pas dans les données d'entrée. Le code de simulation a été conçu pour être très proche de la façon naturelle avec laquelle a lieu une expérience :

1. Nous définissons un faisceau de noyaux incidents et une cible,

2. Pour chaque noyau contenu dans le faisceau nous déterminons l'énergie dans le système de centre de masse à laquelle a lieu la réaction
3. A partir de cette énergie nous déterminons la position dans la cible où a lieu la réaction
4. Nous faisons la propagation de chaque noyau jusqu'au lieu de réaction, suivi par la création d'un noyau composé.
5. La création du noyau composé est suivie par la décroissance dans une voie de décroissance.
6. Les produits de la décroissance sont transportés jusqu'à la sortie de la cible.

Nous allons détailler les étapes présentées ci-dessus :

La première étape est la définition de faisceau. Un faisceau est constitué d'un nombre limité de noyaux ( $N$ ). Chaque noyau est défini dans notre code numérique avec son nombre atomique ( $Z$ ), nombre de masse ( $A$ ), sa masse atomique ( $M$ ), l'énergie d'excitation ( $E_i$ ), son rayon nucléaire ( $R$ ), sa position  $x, y, z$  au temps  $t$ , aussi que l'énergie cinétique  $E$ , et les angles  $\Phi, \varphi$  dans les coordonnées sphériques. Le faisceau peut être défini avec une certaine dispersion en énergie et direction de propagation (voir Figure II-3 ). La dispersion peut être une gaussienne, une distribution uniforme, ou une fonction utilisateur.



**Figure II-3** Exemple de génération de faisceau. L'énergie moyenne du faisceau est de 18 MeV, la dispersion en énergie est de 1%, et à un temps arbitraire  $t$ , la position dans le plan  $x, y$  pour les noyaux est une distribution gaussienne autour du centre, avec une largeur à demi hauteur de 1 mm.

Dans la deuxième étape nous déterminons, pour une cible donnée, une énergie de réaction pour chaque noyau qui est contenu dans le faisceau. La détermination de cette énergie est faite d'une façon aléatoire d'après une fonction d'excitation donnée par un code externe. En fait, il nous faut savoir la dépendance de la section efficace de la

réaction en fonction de l'énergie incidente. Elle est donnée par un programme externe où nous supposons une section efficace donnée (constante si la cible est mince par exemple). Une remarque importante est liée à l'interprétation de la fonction d'excitation par le programme de simulation. En pratique, parce qu'une très faible proportion de noyaux subit une réaction nucléaire, on décide de suivre seulement les noyaux qui interagissent avec la cible, sinon la simulation pourrait durer très longtemps, pour avoir une statistique suffisante de noyaux qui interagissent. Il faut faire une normalisation égale à un pour l'intégrale de la section efficace de réaction dans la fonction d'excitation. Autrement dit, tous les noyaux qui composent le faisceau subissent une réaction décrite par la fonction d'excitation. Une simulation avec un faisceau qui ne subit aucune réaction peut être faite après, et la statistique peut être normalisée avec le faisceau qui a donné des réactions, si cela est nécessaire. Ensuite, une énergie est tirée aléatoirement suivant la fonction d'excitation, qui donne la dépendance en énergie de la section efficace de réaction. La valeur tirée aléatoirement représente l'énergie pour laquelle le noyau incident simulé interagit avec la cible.

Dans la troisième étape il faut associer une position dans la cible à l'énergie de réaction. Nous faisons cela de la façon suivante :

- Nous déterminons le parcours total ( $P_{tot}$ ), sur l'axe de propagation (axe z), dans la cible sans réaction pour le noyau incident
- Nous déterminons le parcours dans la cible ( $P_{er}$ ), sur l'axe de propagation, pour le noyau incident, à l'énergie cinétique du noyau pour laquelle a lieu la réaction
- La position sur l'axe de propagation du faisceau où a eu lieu la réaction ( $P_z$ ), est la différence entre le deux parcours calculés dans les étapes précédentes :

$$P_z = P_{tot} - P_{er} \quad (II.5)$$

Dans une quatrième étape, après la détermination de la position de réaction nous faisons la propagation du noyau incident dans la cible. Cela est nécessaire pour avoir la direction de propagation dans la cible et les positions x et y du noyau. Après la propagation jusqu'au point de réaction, nous produisons un noyau composé avec le projectile incident et un noyau de la cible.

Dans l'étape suivante, l'étape cinq, le noyau composé décroît par émission de produits de réaction. L'angle d'émission dans le centre de masse est tiré aléatoirement d'après une distribution uniforme, ou d'après une fonction utilisateur. La décroissance est faite dans le système de centre de masse, et après nous faisons le passage dans le système laboratoire. Les produits de réactions sont transportés jusqu'à la sortie de la cible dans la dernière étape de la simulation. Les noyaux qui sortent de la cible sont enregistrés dans un fichier ROOT. Ainsi sont enregistrées dans ce fichier toutes les informations relatives aux noyaux dans les différentes étapes de la simulation. Toutes ces informations peuvent ensuite être utilisées dans une comparaison avec les données expérimentales, ou dans une autre simulation, comme par exemple dans une simulation du passage de ces particules dans un spectromètre magnétique, afin de simuler un signal dans un détecteur (Figure II-4).

Nous avons également proposé un moyen de séparation entre les particules alpha qui proviennent de la réaction  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{O},\alpha){}^{15}\text{O}$  et celles en provenance de la réaction  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{N},\alpha){}^{15}\text{N}$  (voir Figure II-4). Comme il y a une différence de masse entre l'  ${}^{15}\text{O}$  et l'  ${}^{15}\text{N}$ , il y a une faible différence de vitesse entre l'  ${}^{15}\text{O}^{1+}$  et l'  ${}^{15}\text{N}^{1+}$  pour la même rigidité magnétique. Cette différence de vitesse fait qu'à l'entrée de notre cible nous devons avoir une différence de temps entre l'arrivée des noyaux d'  ${}^{15}\text{O}$  et ceux d'  ${}^{15}\text{N}$ . Nous avons calculé que cette différence est en moyenne de 12.67 ns. Si on mesure le temps d'arrivée des  $\alpha$  produits par ces faisceaux, on est capable en principe de faire la différence entre les deux faisceaux.

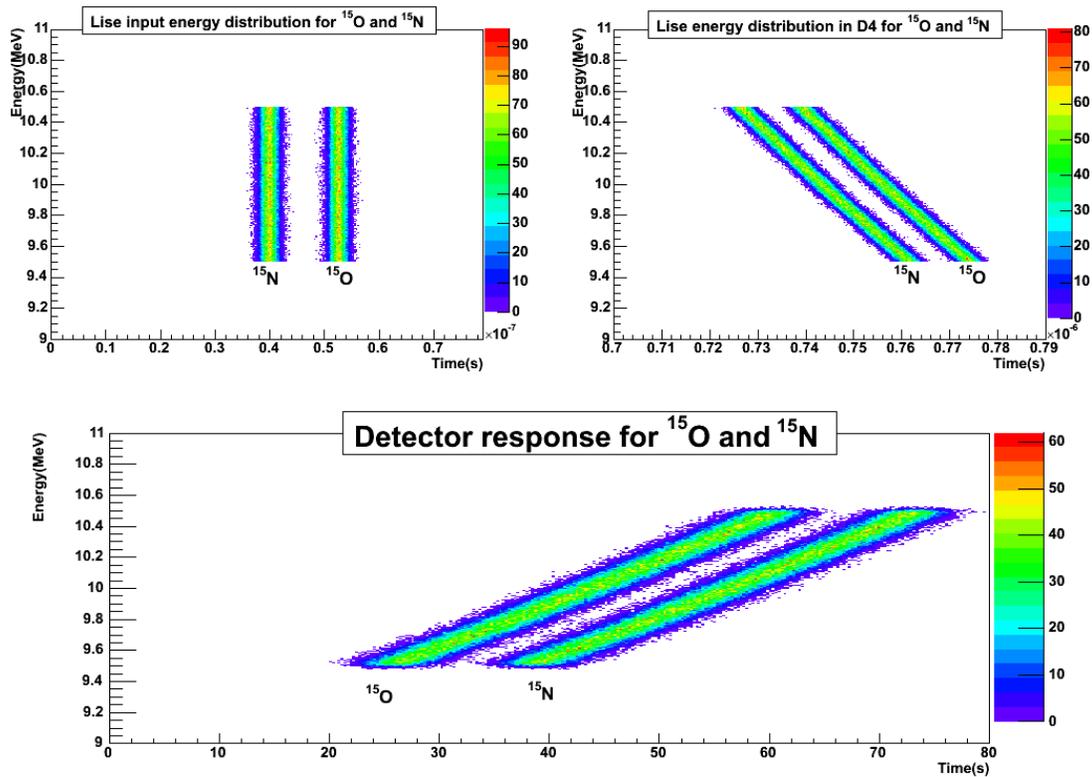


Figure II-4 Diagrammes énergies versus temps issus de simulations Monte Carlo pour des particules alpha produites par les réactions  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{O},\alpha){}^{15}\text{O}$  et  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{N},\alpha){}^{15}\text{N}$ . Dans ces simulations on considère une résolution en temps de 1 ns pour le détecteur de silicium, et un déphasage de 12.6 ns entre l'  ${}^{15}\text{O}$  et le  ${}^{15}\text{N}$  à la sortie du cyclotron.

## **2.3 Préparation de l'expérience**

### **2.3.1 La cible gazeuse**

L'objectif principal de l'expérience est d'obtenir la fonction d'excitation pour la diffusion élastique résonante d'  $^{15}\text{O}$  dans une cible de  $^4\text{He}$ . L'hélium a été découvert en 1868 par l'astronome français Jules Janssen pendant une éclipse solaire par l'analyse spectroscopique de la lumière du soleil. Sur la terre, l'hélium provient de la radioactivité des éléments lourds.

#### **2.3.1.1 Une cible gazeuse confinée**

Due aux propriétés chimiques et physiques de cet élément, la seule solution valable pour faire notre mesure est d'utiliser une cible gazeuse. Ce genre de cible présente quelques avantages par rapport à une cible composée solide :

- Une très grande pureté,
- Une densité, réglable avec la pression.

L'inconvénient le plus important est la nécessité d'isoler la cellule gazeuse du vide externe. Le confinement est fait avec des feuilles minces pour laisser passer les particules des faisceaux qui produisent les réactions et les produits des réactions que l'on veut analyser sans trop détériorer leur distribution énergétique. Aussi l'épaisseur doit être suffisamment grande pour que la feuille supporte le faisceau et la pression du gaz, et pour que les fuites de gaz soient minimales. Cette fuite de gaz est considérablement plus importante dans le cas de l'hélium, ceci est dû à la très grande mobilité de ces atomes. La mobilité fait que toutes les fenêtres minces sont plus ou moins perméables pour cet élément.

#### **2.3.1.2 Les feuilles d'entrée et de sortie du faisceau**

Les feuilles d'entrée et de sortie doivent pouvoir supporter l'échauffement dû à la perte d'énergie du faisceau qui les traverse, elles doivent avoir également une bonne résistance mécanique pour supporter les différences de pression, et doivent avoir une perméabilité minimum pour l'hélium. Une condition spécifique à notre expérience est d'avoir pour le spectre en énergie des particules alpha sortant de la cible une résolution maximale, c'est à dire un straggling en énergie minimum.

Nous avons considéré trois différentes possibilités de matériaux pour les feuilles : le mylar, l'aluminium et le nickel. Des expériences utilisant des cibles gazeuses avec de l'hélium effectuées à Louvain La Neuve ont montré que l'aluminium n'est pas la

meilleure solution pour confiner l'hélium, à cause de la grande fuite de gaz. En ce qui concerne le nickel, le straggling est deux fois plus important à cause du relativement grand  $Z$  de cet atome. Pour ces principales raisons nous avons choisi le mylar comme matériel pour les fenêtres. Le problème avec le mylar est l'effet que c'est un isolant électrique, ce qui peut être un problème pour dissiper la chaleur et la charge électrique déposée par le faisceau qui le traverse. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé de tester la résistance à différentes valeurs de pressions pour l'hélium, pour différentes épaisseurs de fenêtres de mylar et de mylar-aluminisé (meilleur conducteur dû à un léger dépôt d'aluminium en surface), avec ou sans faisceau d'ions incidents. Les épaisseurs testées (voir paragraphes 2.4.2 et 2.4.3) ont été de 0.9, 1.5 et 2.5  $\mu\text{m}$ . Après les tests, nous avons choisi d'utiliser les épaisseurs de 1.5 et 2.5  $\mu\text{m}$  de mylar-aluminisé.

### 2.3.1.3 L'épaisseur de la cible gazeuse

Pour obtenir le maximum d'information dans notre expérience, l'épaisseur totale de la cible gazeuse est directement liée avec l'acceptance en énergie du spectromètre LISE (plus ou moins 2.5 % en moment), le spectromètre étant utilisé pour sélectionner les produits de réaction.

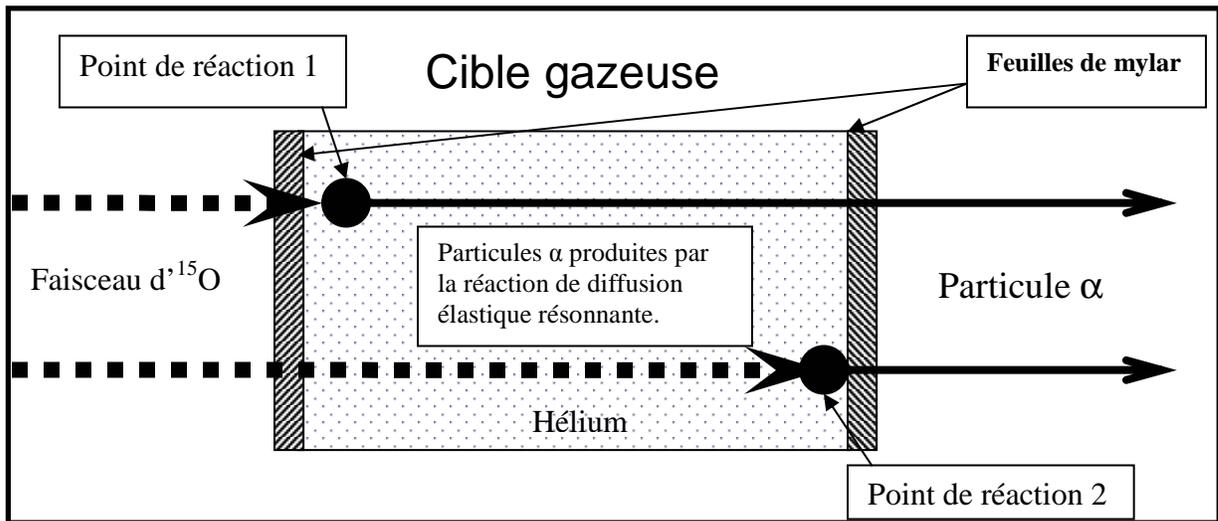


Figure II-5 Représentation schématique de l'importance du point de réaction sur l'énergie finale de la particule alpha. Parce que le  $dE/dx$  pour  $^{15}\text{O}$  est plus grand que pour les particules alphas, l'énergie en sortie de cible pour les particules alpha produites au début de la cible (point de réaction 1) est plus grande que l'énergie pour les particules produites à la fin de la cible (point de réaction 2). La différence en énergie entre les deux cas représente la différence d'énergie maximale des deux alphas. La valeur pour cette différence est liée directement à l'épaisseur du gaz dans la cible. Les feuilles de mylar augmentent cette valeur.

Pour une énergie fixe de faisceau incident, l'énergie des particules alphas à la sortie de la cible obtenue après une réaction de diffusion élastique est directement liée à

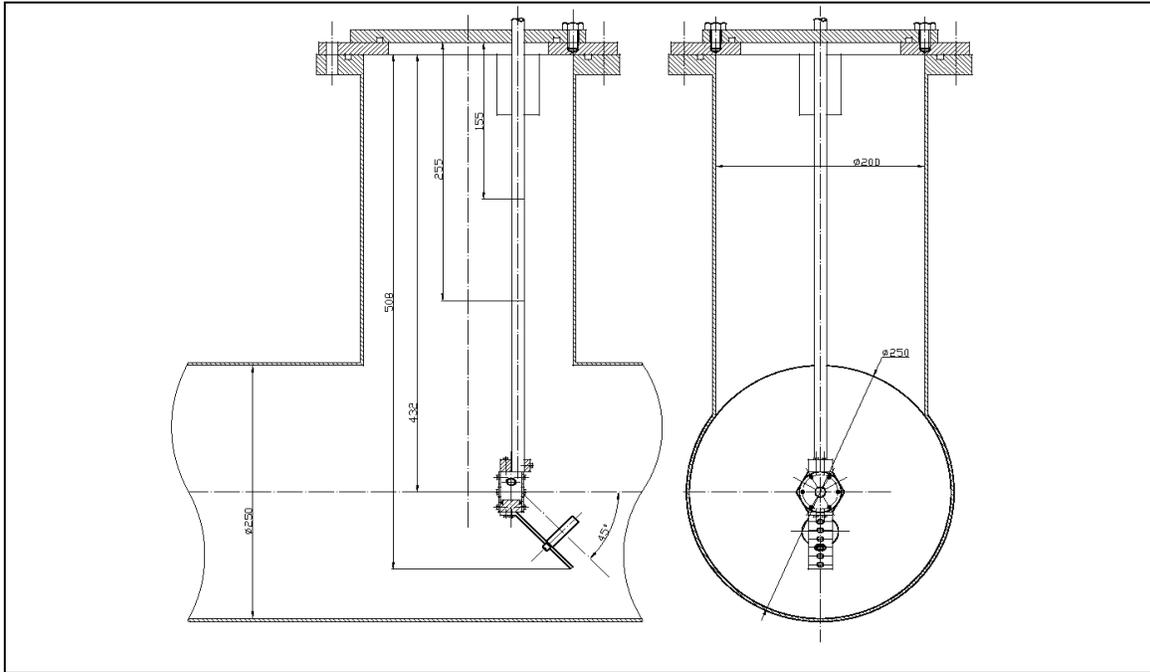
la profondeur du point de réaction. Si le point de réaction est proche du début de la cible, l'énergie à la sortie est plus grande que dans le cas où le point de réaction est proche de la fin de la cible. La raison de cet effet est donnée par les pouvoirs d'arrêt différents entre l' $^{15}\text{O}$  et les alphas. Comme la perte d'énergie pour les alphas dans le gaz est presque négligeable, la différence est seulement due à la perte d'énergie de l' $^{15}\text{O}$  jusqu'à point de réaction. Si l'épaisseur de la cible (pression du gaz dans la cible) est plus grande, la différence maximale d'énergie entre les particules sortantes est plus grande. Si nous mettons une pression trop grande, la différence d'énergie maximale entre les alphas sera plus grande que l'acceptance en énergie du spectromètre LISE. Ainsi, la pression de la cible est limitée par l'acceptance en énergie du spectromètre. C'est la valeur de cette acceptation et l'énergie du faisceau incident qui nous donne la pression du gaz à mettre dans la cible. L'épaisseur de la cible calculée de cette façon est de  $0.1 \text{ mg/cm}^2$ .

#### 2.3.1.4 Géométrie de la cible

En choisissant les dimensions de la cible il faut trouver un compromis entre deux tendances antagonistes :

- La résistance des fenêtres à l'action de la pression du gaz, effet qui limite cette pression, impliquant une taille minimale pour la cible ;
- Comme il faut mettre la cible dans le plan focal objet du spectromètre, une épaisseur non nulle produit des effets indésirables dans le plan focal image du spectromètre. L'effet obtenu au point focal image est d'avoir une « tache » de particules plus grande qu'habituellement, voire plus grande que la dimension du détecteur. Comme nous voulons avoir une très haute résolution, la dimension du détecteur est aussi importante, plus petit est le détecteur meilleure est la résolution intrinsèque.

Vis-à-vis de la résistance des fenêtres, dans les tests faits sans faisceau (paragraphe 2.4.2), nous avons remarqué une bonne résistance mécanique et une perméabilité négligeable à hélium pour les feuilles de mylar d'épaisseur de  $1.5$  et  $2.5 \mu\text{m}$  lorsque la pression du gaz est  $<500 \text{ mbar}$  (épaisseur de la cible  $>1.3 \text{ cm}$ ). De plus, les calculs d'optique faisceau faits avec le programme TRANSPORT ont montré que la dimension de la tache du faisceau reste plus petite que le détecteur lorsque l'épaisseur de la cible est plus petite que  $15 \text{ cm}$ . A partir de ces deux conclusions, nous avons envisagé deux projets de cible, donc deux cibles avec des épaisseurs différentes pour les tester avec le faisceau. Le premier projet prévoyait une épaisseur de  $2 \text{ cm}$  pour la cellule gazeuse, et le deuxième une épaisseur de  $10 \text{ cm}$ . Dans les deux cas la résolution limite dans le système de référence du centre de masse (CM) est de  $1.5 \text{ keV}$ . Cette limite est donnée essentiellement par le straggling énergétique et angulaire du faisceau incident dans la fenêtre d'entrée et dans la cible jusqu'au point de réaction, et, dans une partie plus petite, par le straggling du produit de réaction (la particule  $\alpha$ ) dans le reste de la cible et la fenêtre de sortie. Nous attendons obtenir la même résolution pour le détecteur de silicium.



**Figure II-6** Représentation schématique de la cible gazeuse dans le point focal objet du spectromètre LISE. Dans la partie de gauche, une vue latérale est présentée, et dans la partie droite une vue frontale.

Aussi, parce que nous voulons avoir une pression constante pendant toute la durée de l'expérience, nous avons décidé de ne pas utiliser une cible fermée, mais ouverte vers une « usine » à gaz qui est capable de maintenir une pression constante dans la cellule gazeuse dans les conditions dans lesquelles il y a une petite fuite de gaz par les fenêtres. La cible doit être placée dans le point focal objet du spectromètre LISE (voir Figure II-6).

### 2.3.2 La quête pour un détecteur de haute résolution

Il y a deux raisons principales qui motivent une haute résolution en énergie :

1. L'analyse avec la matrice R est fortement facilitée par une bonne clarté des pics obtenus dans l'expérience, c'est-à-dire à la résolution en énergie ;
2. L'intensité de faisceau est relativement faible, ce qui fait que la relevance des spectres est fortement limitée par la résolution.

Les particules que nous voulons détecter sont des particules  $\alpha$  avec des énergies approximativement de 9 MeV. La résolution en énergie dans le spectre final est donnée principalement par deux facteurs :

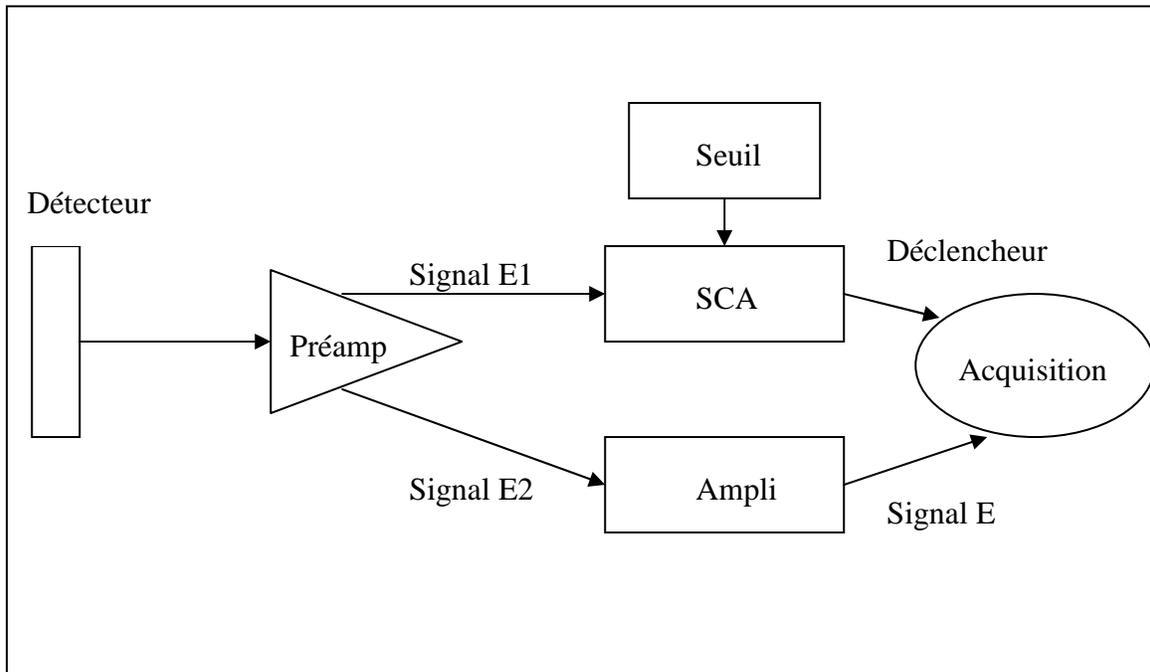
- L'épaisseur de la cible ;
- La résolution du détecteur.

Nous avons choisi d'utiliser un détecteur de silicium comme détecteur de particules parce que ces détecteurs ont habituellement une bonne résolution temporelle et une bonne résolution en énergie. La résolution en énergie pour un détecteur silicium peut être écrite comme :

$$\Delta^2_{Res} = \Delta^2_N + \Delta^2_{el} \quad (II.6)$$

où,

- $\Delta^2_{Res}$  est la résolution en énergie finale (largeur à demi hauteur),
- $\Delta^2_N$  inclue les effets liés aux collisions nucléaires, les fluctuations statistiques du nombre de porteurs de charge, et l'influence de la fenêtre d'entrée du détecteur (couche morte). Ce terme dépend faiblement de la température,
- $\Delta^2_{el}$  est donné par le bruit de fond du détecteur et du préamplificateur. Ce terme est fortement dépendant de la température.



**Figure II-7** Le système d'acquisition utilisé pour le détecteur haute résolution.

Pour les particules alpha et les noyaux plus lourds, les contributions principales sont les effets liés à la fenêtre d'entrée du détecteur et aux collisions nucléaires, des effets qui sont inclus dans le premier terme de l'équation (II.6) et qui sont moins importants pour les électrons et les protons. La première cause pour la perte de résolution est la non uniformité de la surface de la couche morte. En fonction du point d'impact, l'épaisseur de la surface morte du détecteur est différente, ce qui change la distribution en énergie des particules alpha et dégrade la résolution. Ainsi, pour les particules alpha nous n'attendons qu'une faible amélioration de la résolution en énergie en descendant la température du détecteur. C'est pourquoi nous n'avons pas refroidi le détecteur. La meilleure largeur à

demi hauteur que nous pouvons espérer est d'approximativement 15 keV pour les  $\alpha$  de 5,485 MeV de  $^{241}\text{Am}$ .

Pour sélectionner la meilleure version, nous avons fait plusieurs tests pour trouver le meilleur détecteur et la meilleure combinaison détecteur-préamplificateur. Comme l'énergie des particules  $\alpha$  d'intérêt est relativement petite ( $\approx 10$  MeV), nous avons choisi d'utiliser un préamplificateur spécial pour l'expérience, il s'agit d'un préamplificateur qui donne une amplification très grande pour le signal provenant du détecteur (un facteur 100 en amplification). De cette façon, le rapport signal sur bruit a été le meilleur et les effets non voulus d'amplificateurs réduits. Par contre, avec ce préamplificateur nous n'avons pas un signal de temps. Mais, parce que la dynamique en énergie pour les particules détectées est relativement petite (3 MeV de largeur au totale), nous avons utilisé un discriminateur à seuil (SCA) pour obtenir un signal temps, signal utilisé comme déclencheur pour l'acquisition (voir Figure II-7).

### 2.3.3 La production des noyaux radioactifs au GANIL. Le spectromètre LISE

Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) fournit des faisceaux stables accélérés, à des énergies intermédiaires (entre 20 et 100 MeV par nucléon) grâce à 2 cyclotrons couplés (voir Figure II-8). Dans cette gamme d'énergie, la fragmentation du faisceau est possible avec une section efficace importante pour produire des noyaux radioactifs. Deux techniques différentes sont utilisées au GANIL pour produire des ions radioactifs : la fragmentation du projectile en vol d'une part, et la méthode ISOL d'autre part.

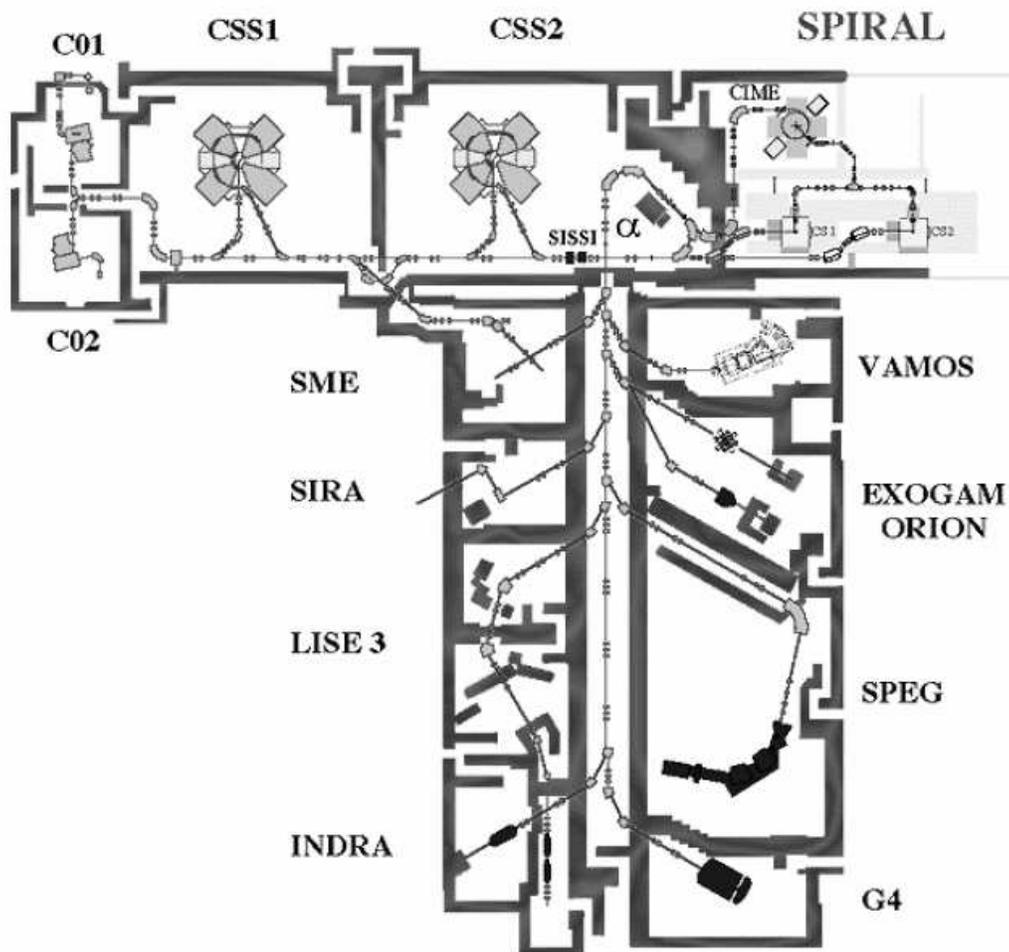


Figure II-8 Le plan de l'accélérateur et des aires expérimentales. Nos mesures ont été faites dans les salles de LISE3.

Dans le cas de la fragmentation du projectile en vol, les noyaux radioactifs sont produits dans une cible relativement mince. Ils quittent ainsi la cible avec une énergie suffisante pour être ensuite sélectionnés par des spectromètres. Les cibles minces sont, soit placées dans SISSI, soit dans les salles expérimentales. SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses) est un ensemble de deux solénoïdes supraconducteurs à forte focalisation, qui permet d'accroître l'acceptance angulaire des lignes de faisceau pour les ions secondaires produits par la fragmentation sur la cible située entre ces deux solénoïdes. Les ions secondaires produits avec SISSI sont, après avoir été sélectionnés avec le spectromètre Alpha, envoyés vers les différentes salles expérimentales.

Depuis 2001, GANIL fournit aussi des faisceaux radioactifs avec le nouvel ensemble SPIRAL. Les noyaux radioactifs sont produits et arrêtés dans une cible épaisse (méthode de type ISOL), ils diffusent hors de la cible grâce à leur vitesse d'agitation thermique. Ils sont ensuite ionisés dans des sources d'ions, post-accélérés avec le cyclotron CIME à des énergies comprises normalement entre 1.7 et 25 MeV/A (ces limites dépendant du type d'ions). Nous avons utilisé pour la première fois un faisceau avec une énergie plus basse que 1.7 MeV/A. Ils sont finalement envoyés vers les salles expérimentales pour y être étudiés soit tel quel, soit pour y induire une nouvelle réaction.

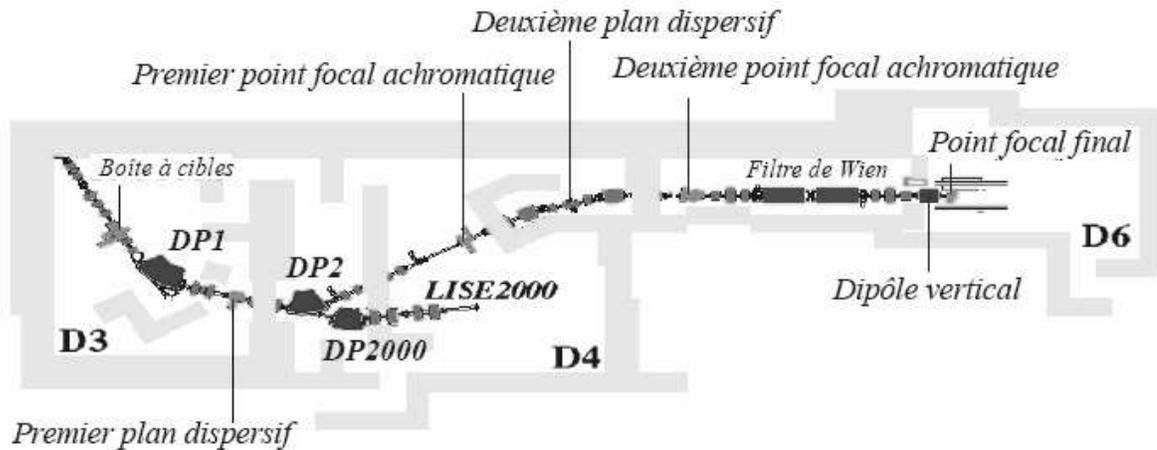


Figure II-9 Plan du spectromètre LISE et LISE2000. Pour les mesures faites dans ce travail, nous n'avons utilisé que la première partie de ce spectromètre. Notre dispositif expérimental a été monté dans la salle D4, et la cible gazeuse a été montée dans la boîte à cibles qui se trouve dans le point objet du spectromètre (D3).

Le spectromètre magnétique LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés, voir Figure II-9) a pour objectif principal la production et la sélection des noyaux exotiques très épluchés. Il est essentiellement composé d'une enceinte sous vide comprenant les cibles, d'une section d'analyse permettant la sélection des fragments suivant leur rigidité magnétique et dont l'acceptance en moment est de  $\pm 2.5\%$  (soit  $\pm 5.0\%$  en énergie), d'une section

d'analyse permettant la sélection suivant la perte d'énergie dans un matériau et d'une section d'analyse finale suivant la vitesse grâce à un filtre de Wien. Une description détaillée de LISE est faite dans les références [Ann87, Duf86, Baz90]. La ligne ainsi constituée est doublement achromatique en angle et en position, ce qui veut dire que ces paramètres sont indépendants au point focal de l'énergie des particules, au premier ordre.

Etant donné le caractère périphérique des réactions de fragmentation, les fragments obtenus sont émis à des angles proches de  $0^\circ$ . L'acceptance angulaire standard de LISE est de 1 msr. Une fois produits, les fragments sont dirigés vers le premier dipôle (DP1) qui fait une sélection magnétique proportionnelle à la masse  $A$ , à la vitesse  $v$  et inversement proportionnelle à l'état de charge  $Q$ . La rigidité maximale de ce premier dipôle est de 4.3 Tm.

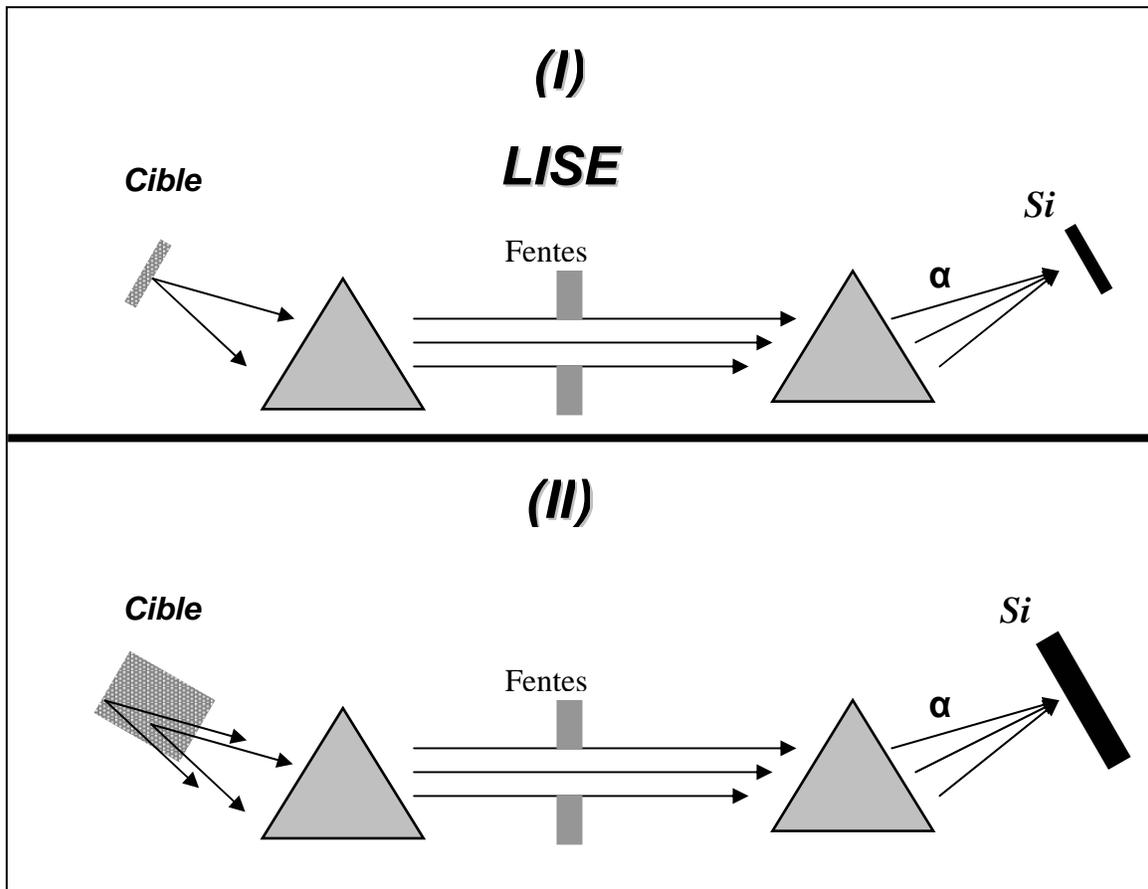
Entre les deux dipôles, un dégradeur en énergie peut être inséré pour obtenir une purification du faisceau secondaire. Ce dégradeur est courbé de façon à conserver l'achromatisme du spectromètre. En traversant le dégradeur, les fragments sont ralentis différemment selon leur vitesse, leur numéro atomique et l'épaisseur du dégradeur parcourue. La combinaison de la formule de Bethe (ralentissement des ions) avec le fait que l'énergie des noyaux à la sortie du premier dipôle soit proportionnelle à  $Z^2/A$ , permet de déduire que la sélection faite par le dégradeur est proportionnelle à  $A^{2\gamma-1}/Z^{2\gamma-2}$  où  $\gamma$  est une constante qui dépend du matériel. Pour un dégradeur en Aluminium elle est égale à 1.75 et elle ne varie pas beaucoup pour d'autres matériaux. Pour les expériences qui seront décrites dans ce travail, le dégradeur a été utilisé afin d'éliminer la contribution des particules légères produites lors de la réaction. Dans notre mesure, nous avons utilisé un dégradeur spécial très mince de mylar ( $1.5 \mu\text{m}$ ). L'influence de ce dégradeur sur l'énergie des particules a été négligeable, mais il permet de changer l'état de charge pour les noyaux composant le faisceau arrivant dans le dégradeur.

En combinant l'effet du dégradeur avec le réglage du deuxième dipôle (DP2), on obtient un effet de compensation qui permet de minimiser la dispersion des trajectoires des noyaux causée par le premier dipôle et de focaliser les noyaux désirés sur les différents dispositifs expérimentaux. Il est ainsi possible d'utiliser des détecteurs de petite taille pour identifier, en masse et en charge, les noyaux transportés le long du spectromètre LISE et faire ainsi les sélections qui s'imposent pour chaque expérience. Pour notre mesure, nous avons utilisé seulement la première partie de spectromètre, jusqu'à salle D4. Notre dispositif expérimental de mesure a été monté au premier plan image du spectromètre qui se trouve en D4, et la cible gazeuse a été montée dans le point objet du spectromètre qui se trouve dans la boîte à cible, dans la salle D3 (voir Figure II-9)

### 2.3.4 Simulations de l'optique faisceau dans LISE

Une autre partie importante de la préparation de l'expérience a été la partie concernant les simulations de l'optique faisceau dans le spectromètre LISE. Le but de ces simulations était de voir l'influence de l'épaisseur de la cible sur la dimension de la tache

du faisceau sur le détecteur de silicium placé au point image du spectromètre (voir Figure II-10). Pour faire cette simulation nous avons utilisé le programme TRANSPORT.



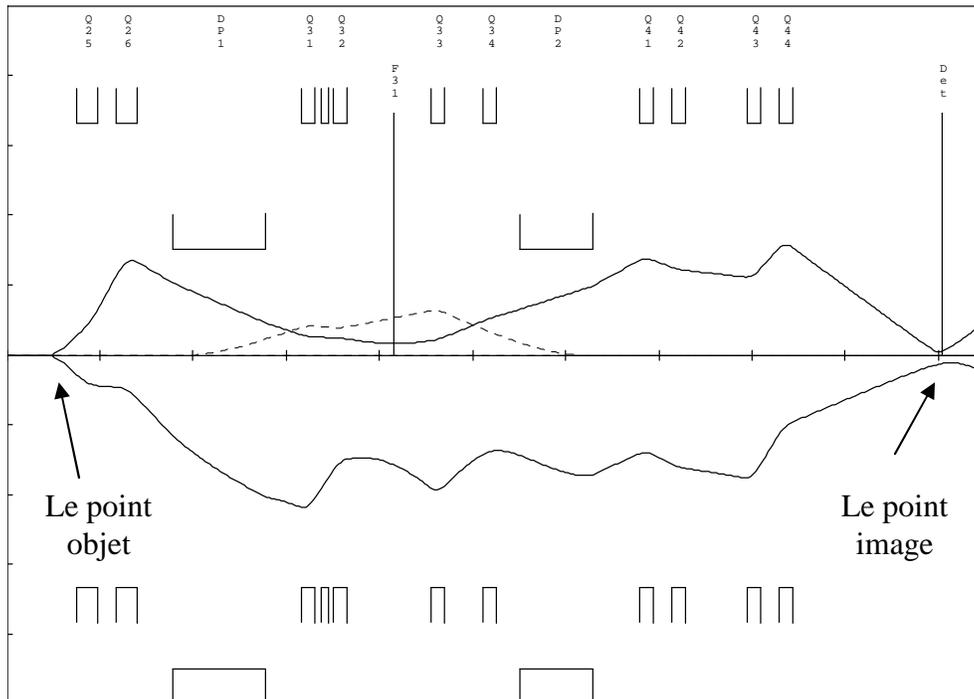
**Figure II-10** Représentation schématique de la différence entre une expérience standard avec le spectromètre LISE (I), et le dispositif expérimental nécessaire pour notre expérience (II).

TRANSPORT est un code numérique utilisé pour la conception de lignes de faisceau. La première version est apparue en 1963. Dans TRANSPORT la ligne de faisceau est décrite comme une séquence d'éléments. Les éléments sont les aimants qui se trouvent le long de la ligne, les espaces qui se trouvent entre eux, et les spécifications pour le faisceau. Le faisceau qui doit être transmis sur la ligne est décrit par le vecteur suivant :

$$X = \begin{bmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \Phi \\ l \\ \delta \end{bmatrix} \quad (II.7)$$

Où

- $x$  = représente le déplacement sur l'axe horizontal d'un faisceau arbitraire par rapport à la trajectoire centrale,
- $\theta$  = l'angle de ce faisceau dans un plan horizontal par rapport à la trajectoire centrale,
- $y$  = représente le déplacement sur la verticale d'un faisceau arbitraire par rapport de la trajectoire centrale,
- $\Phi$  = l'angle de ce faisceau dans un plan vertical par rapport à la trajectoire centrale,
- $l$  = la différence de distance entre le parcours géométrique de ce faisceau arbitraire et la trajectoire centrale,
- $\delta = \Delta p/p$  représente la dispersion en moment du faisceau incidente.



**Figure II-11 Simulation de la transmission optique des produits de réaction à partir du point objet du spectromètre (la cible), jusqu'au point image du spectromètre, où se trouve le détecteur de particules chargées. La simulation est faite pour trouver le diamètre minimal nécessaire pour le détecteur. Dans ce cas, le diamètre est de 0.5 cm sur l'axe x (partie du haut) et 0.6 cm sur l'axe y (partie du bas).**

Pour chaque élément d'optique qui se trouve sur la ligne de faisceau, le code de simulation lui associe une matrice. La transmission du faisceau le long de la ligne est faite en multipliant le vecteur qui décrit le faisceau avec les matrices qui décrivent les éléments d'optique. Suite aux simulations que nous avons faites, nous avons trouvé qu'il faut utiliser un détecteur avec un diamètre plus grand que 0.6 cm (Figure II-11).

## 2.3.5 Tests préliminaires

### 2.3.5.1 Test de la transmission de Lise avec une source alpha

Dans ce test nous avons étudié la transmission et la stabilité du spectromètre LISE pour des faisceaux caractérisés par une basse rigidité magnétique ( $B\rho \sim 0.5 \text{ Tm}$ ). Cette étude était nécessaire en raison de l'énergie basse ( $E < 11 \text{ MeV}$ ) des particules alpha après la diffusion élastique résonante d'  $^{15}\text{O}$  dans la cible gazeuse d'hélium. L'acceptance en énergie attendue pour le spectromètre est de  $\pm 5 \%$  et l'acceptance angulaire est de  $\pm 1^\circ$ . Le spectromètre LISE est habituellement utilisé pour des faisceaux de grandes énergies produits par fragmentation, il n'a pas été conçu pour d'aussi basses énergies.

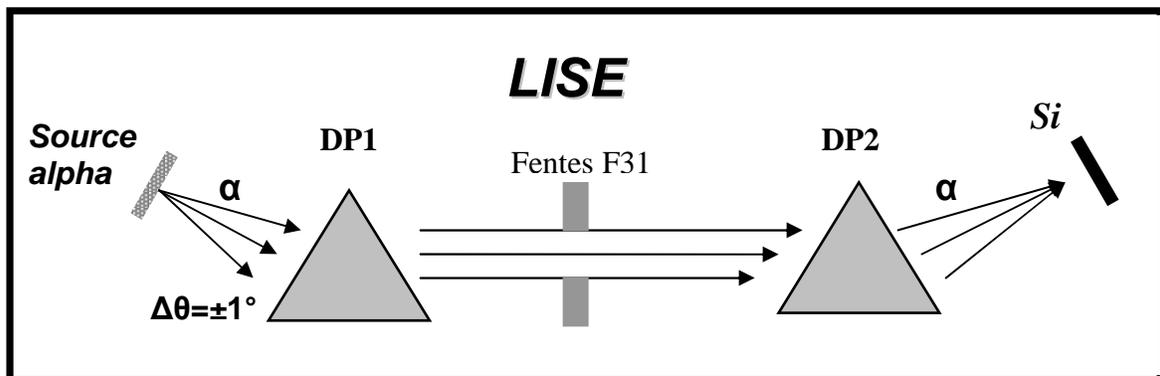


Figure II-12 Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pendant le test. DP1 et DP2 sont les dipôles du spectromètre LISE. « Si » est le détecteur silicium de haute résolution. Avec le spectromètre LISE nous avons, pour la première fois, sélectionné des particules  $\alpha$  d'énergies  $\approx 5.5 \text{ MeV}$ . Les particules  $\alpha$  sont sélectionnées en fonction de leur énergie et de leur angle d'émission par les deux dipôles DP1 et DP2. Les fentes F31 ont été parfois utilisées pour réduire la distribution en moment des particules sélectionnées.

Dans ce test nous avons essayé de passer pour la première fois une source alpha dans le spectromètre LISE, c'est à dire que nous avons mesuré les particules alpha émises depuis une source radioactive placée au point objet du spectromètre avec un détecteur silicium positionné au point focal image du spectromètre (voir Figure II-12). Pour cela nous avons utilisé une source de particules  $\alpha$  (*source trois pics alpha*) qui contenait un

mélange de trois isotopes radioactifs  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  et  $^{239}\text{Pu}$  en couche mince (voir Figure II-13). Les énergies des particules  $\alpha$  produites par chacun des isotopes ainsi que les intensités relatives sont présentées dans le Table II-1. Les proportions entre les trois isotopes radioactifs n'étaient pas bien connues avant notre mesure. Ces proportions ont été mesurées avant le test, et les résultats sont présentés dans le Table II-1.

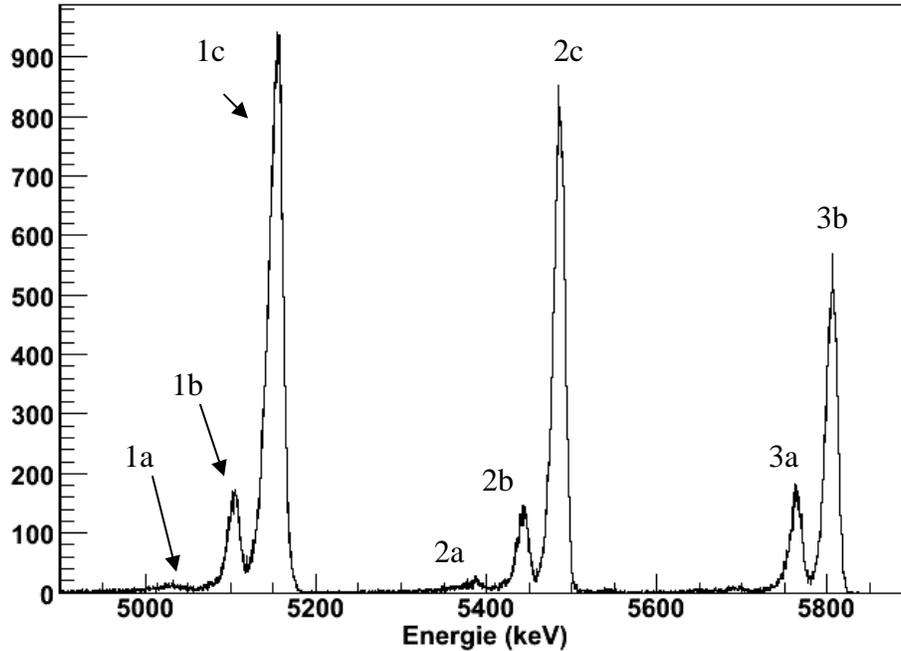


Figure II-13 Le spectre en énergie de la source *trois pics alpha* que nous avons utilisée. Les trois pics les plus intenses ont des énergies égales à 5156.6, 5485.6 et 5804.8 keV. La résolution du détecteur utilisé est donnée par la largeur à demi hauteur pour le pic à 5485.6 keV, cette largeur est égale à 14.5 keV

Table II-1 Caractéristiques de la source alpha que nous avons utilisée. Les valeurs moyennes des positions des pics  $\alpha$  (connues avant notre mesure) et leurs intensités relatives sont présentées.

Isotope radioactif	Pic (label)	Energie (keV)	Intensité relative pour l'isotope radioactif (%)	Ratio (%)
$^{239}\text{Pu}$	1a	5105.5	13.8	1.03
$^{239}\text{Pu}$	1b	5144.3	15.1	5.78
$^{239}\text{Pu}$	1c	5156.59	73.3	34.20
$^{241}\text{Am}$	2a	5388.23	2.7	0.94
$^{241}\text{Am}$	2b	5442.8	12.8	4.88
$^{241}\text{Am}$	2c	5485.56	82.8	28.68
$^{244}\text{Cm}$	3a	5762.7	25.3	5.40
$^{244}\text{Cm}$	3b	5804.82	74.2	19.09

La source a été placée au point objet (cible) du spectromètre (voir Figure II-12). L'activité de la source était approximativement de 5000 Bq. Pendant le test, nous avons utilisé l'optique standard de LISE. Un détecteur silicium de haute résolution (14.5 keV de largeur à demi hauteur pour le pic à 5.48574 MeV) a été mis au premier point image du spectromètre. Ce détecteur a été employé pour la mesure des particules alpha transmises par le spectromètre.

Nous avons constaté que, contrairement à ce que nous avons attendu, le premier quadripôle (Q25) n'a pas fonctionné correctement aux valeurs basses du champ magnétique, ce qui a fait que l'acceptance angulaire a été plus faible que standard. Cela nous a obligé à utiliser la valeur minimale possible pour le champ magnétique de quadripôle (1.7 fois plus grand que la valeur nominale, requise pour la mesure). En outre, il y avait un problème de stabilité avec la source d'alimentation du premier dipôle du spectromètre (DP1). Après quelques heures de fonctionnement avec une valeur de courant inférieure à 100 A (correspondant à une rigidité magnétique plus basse que 0,65 Tm), une lente augmentation du courant vers des valeurs plus grandes que 100 A a été observée (80 A sont nécessaires pour l'expérience). Cela a limité la durée effective du test à quarante heures. En raison de l'impossibilité de mesurer des valeurs basses de champs magnétiques (limitation des sondes RMN), nous avons utilisé une extrapolation linéaire à partir de l'intensité de courant mis sur le dipôle.

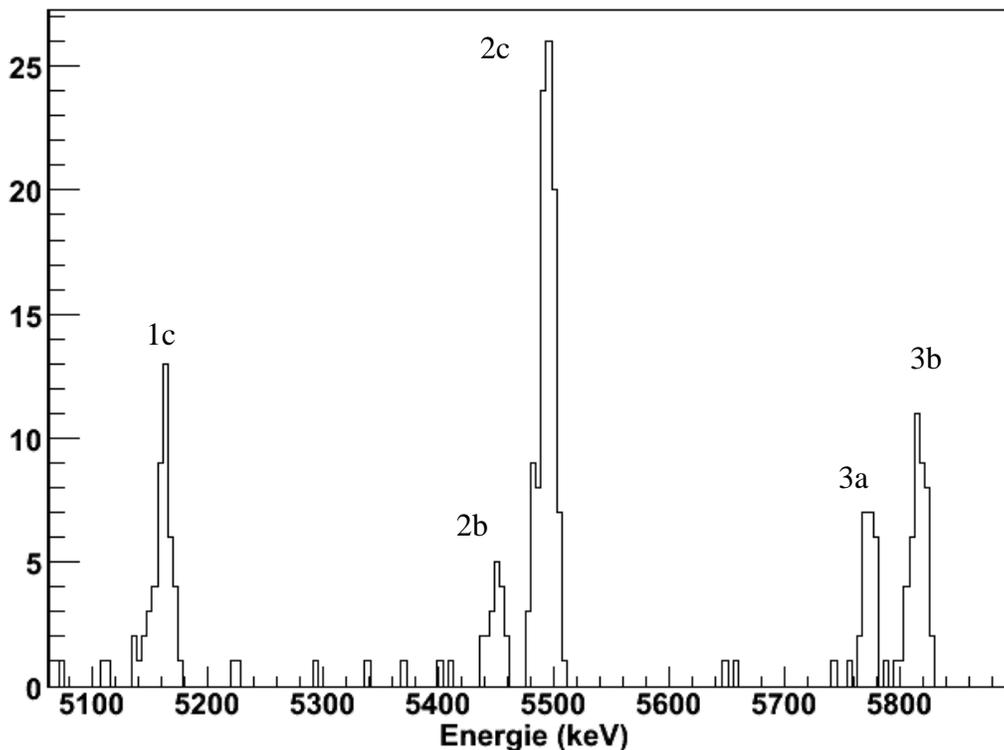


Figure II-14 Le spectre alpha mesuré au point objet du spectromètre, pour une valeur de la rigidité magnétique de 0.337 Tm. La différence en énergie entre les deux pics extrême (1c et 3b) est de 651.6 keV

Les deux sources d'alimentation, pour le premier quadripôle (Q25) et pour premier dipôle (DP1), furent remplacées après les tests afin d'assurer le bon fonctionnement de l'expérience.

Une mesure de l'acceptance en énergie de LISE a été faite à partir de l'intensité relative des pics alpha mesurés (voir Figure II-14). Nous avons observé une acceptance plus grande que celle attendue (voir Figure II-15 et Table II-2).

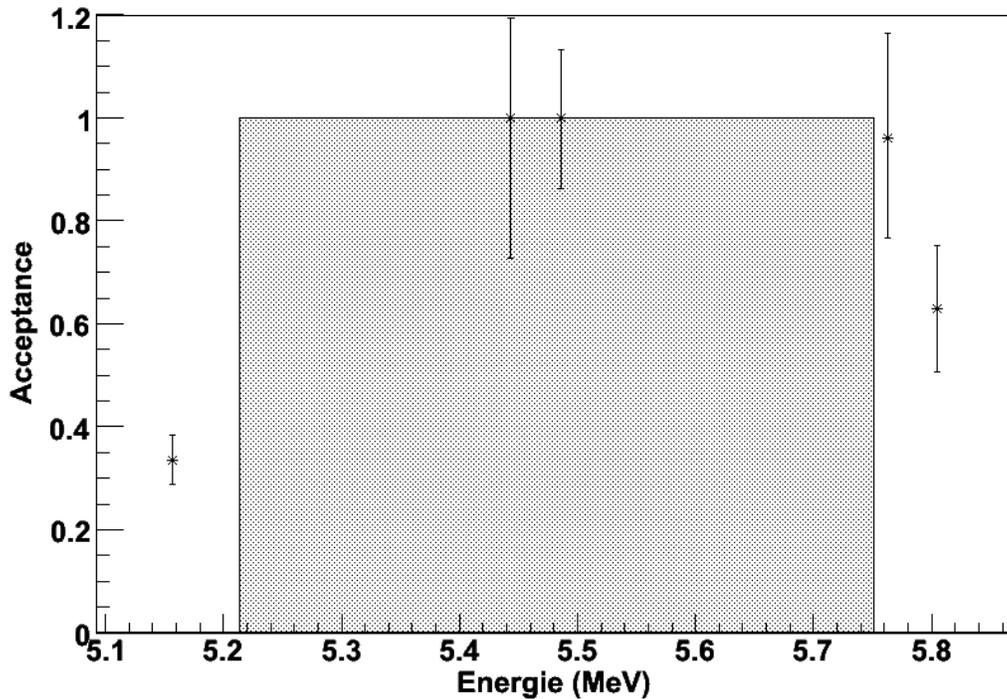


Figure II-15 Mesure de l'acceptance de LISE pour une rigidité magnétique 0.337 Tm. La zone grisée est la région où nous attendons une acceptation de 100 %.

La résolution pour le détecteur monté sur la ligne de faisceau a été de 14 keV, ce qui représente la résolution nécessaire pour l'expérience avec le faisceau radioactif. Cependant, nous voulons avoir cette résolution avec de vraies conditions d'expérience, c'est-à-dire avec le faisceau sur la ligne.

Table II-2 Les taux et la transmission observés pour une rigidité magnétique estimée à 0.36 Tm

Pic	Energie (MeV)	Statistique	Transmission (%)
1c	5.15659	18	33.54±6.12
2b	5.4428	105	100. ±25.75
2c	5.48556	19	100. ±13.76
3a	5.7627	44	96.09±23.98
3b	5.80482	18	62.94±11.3

## 2.3.5.2 Tests avant expérience de la cible gazeuse

### 2.3.5.2.1 Les tests mécaniques de la cible

Dans ces tests nous avons essayé de déterminer l'épaisseur appropriée pour les fenêtres de mylar, c'est-à-dire de trouver un compromis entre la perméabilité du matériel pour le gaz d'hélium, le maximum de pression supporté par les feuilles, et la minimisation de l'énergie perdue dans les fenêtres par les particules alpha. Nous avons effectué les tests dans des conditions proches de celles de l'expérience en utilisant un gaz d'hélium, en soutenant une pression constante à l'intérieur de la cellule gazeuse avec un pompage différentiel fait avec une usine à gaz. La cellule gazeuse a été mise dans un espace confiné dans lequel nous avons fait un vide de  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar. Le pompage a été fait avec un ensemble pompe primaire – pompe turbo. A noter que pour avoir un bon vide, puisque l'hélium a une très grande mobilité, il est plus efficace d'utiliser une pompe turbo qu'une pompe cryogénique (l'hélium est faiblement piégé dans ce genre de pompe). Nous avons considéré que nous avons « une pression de fuite » lorsque la pression d'hélium était telle que le système de pompage n'était pas capable de fournir une pression de vide inférieure à  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar à l'extérieur de la cible. Nous avons considéré que nous avons atteint « une pression de cassage » lorsque la pression d'hélium était telle que nous avons observé une forte remontée de pression dans l'enceinte. Au moment du « cassage des fenêtres », nous avons constaté que le système de pompage n'a pas été endommagé par la brusque variation de pression parce que l'usine à gaz avec laquelle nous avons fait le pompage différentiel est capable de détecter une rapide variation de pression et d'arrêter l'arrivée d'hélium dans la cible. Et puisque le volume de la cible était beaucoup plus petit que celui de l'enceinte, l'effet de « bouffée de gaz » a été fortement limité. Les résultats sont présentés dans la Table II-3.

**Table II-3 Résultats obtenus pendant les tests de résistance à la pression pour des feuilles de mylar aluminées et non aluminées. La valeur très basse de pression maximale pour une fuite négligeable obtenue pour la feuille de mylar non aluminée de 1.5  $\mu\text{m}$  est expliquée par la mauvaise qualité de ces feuilles de mylar.**

Epaisseur de la feuille non aluminée ( $\mu\text{m}$ )	Pression maximale supportée (mbar)	Pression maximale pour une fuite négligeable (mbar)
0.9	$\approx 540$	$\approx 480$
1.5	$\approx 900$	$\approx 200$
2.5	$\gg 1000$	$\gg 1000$
Epaisseur de la feuille aluminée ( $\mu\text{m}$ )	Pression maximale supportée (mbar)	Pression maximale pour une fuite négligeable (mbar)
0.9	$\approx 560$	$\approx 500$
1.5	$\approx 960$	$\approx 760$
2.5	$\gg 1000$	$\gg 1000$

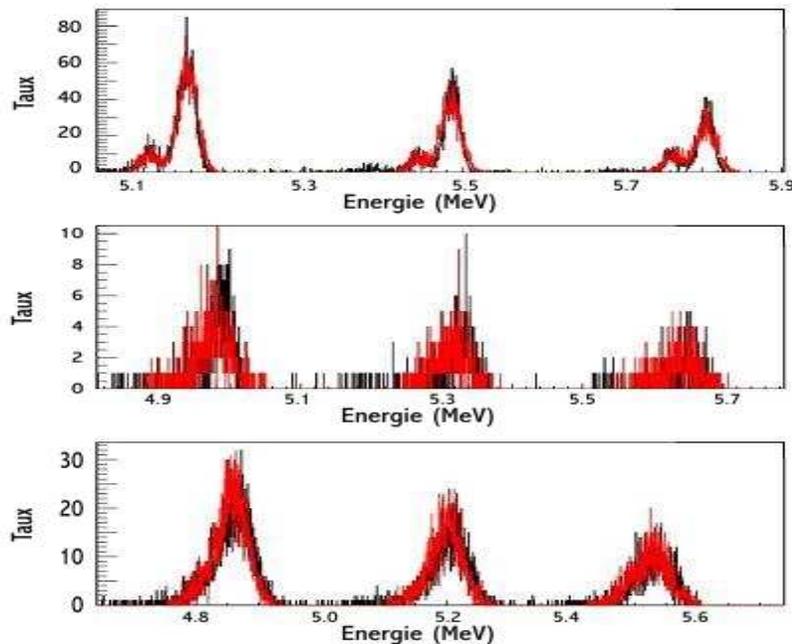
Nous avons testé plusieurs feuilles de mylar de différentes épaisseurs, de 2.5, 1.5 et 0.9  $\mu\text{m}$ . Le diamètre des fenêtres d'entrée a été choisi de 8 mm. Cette valeur a été

choisie pour que la chambre gazeuse accepte la plus grande partie des particules provenant du faisceau radioactif produit par l'ensemble Spiral. Ces tests ont été répétés plusieurs fois pour vérification de la reproductibilité des résultats. Nous avons observé que les feuilles de mylar aluminées ont eu un comportement sensiblement meilleur dans nos tests.

On remarque que la feuille de 1.5  $\mu\text{m}$  non aluminée a eu une fuite négligeable jusqu'à 200 mbar, valeur inférieure à celle de 480 mbar mesurée pour une feuille plus mince de 0.9  $\mu\text{m}$ . Une explication possible de cette observation est le fait que la première feuille était plus ancienne que la seconde.

### 2.3.5.2.2 Tests sur l'homogénéité de la cible avec une source alpha

Nous avons mesuré le stragglings des particules alpha issues d'une source radioactive 3 pics alpha (5.1554 MeV, 5.48574 MeV et 5.806 MeV) traversant la cible gazeuse, composée des feuilles d'entrée et de sortie en mylar, avec ou sans deux centimètres d'épaisseur de gaz d'hélium à une pression de 310 mbar (voir Figure II-16).



**Figure II-16** Mesures et simulations de perte d'énergie et de stragglings dans la cible gazeuse. Nous avons effectué des tests avec une source radioactive pendant lesquels nous avons mesuré le stragglings en énergie produit par les feuilles de mylar et par la cible gazeuse. En noir sont présentées les mesures expérimentales, et en rouge les résultats des simulations. Dans l'image supérieure nous voyons, en noir, le spectre d'énergie de la source trois pics  $\alpha$  seule (sans cible gazeuse ni feuille de mylar), et en rouge le spectre utilisé dans la simulation. Au centre, la perte d'énergie et le stragglings produits par deux feuilles de mylar de 0.9  $\mu\text{m}$  épaisseur sont présentés. Dans la partie inférieure, le stragglings et la perte d'énergie, mesurés après deux feuilles de mylar de 0.9  $\mu\text{m}$  épaisseur et 310 mbar de pression d'hélium à l'intérieur de la chambre gazeuse.

Nous avons comparé les résultats de ces mesures avec les résultats du programme de simulation. Nous avons observé un bon accord général. Nous avons également mesuré la résolution intrinsèque du détecteur silicium, que nous avons trouvée égale à  $\approx 15$  keV pour le pic à 5.48574 MeV.

### 2.3.5.3 Tests avec un faisceau stable CSS1 de $^{15}\text{N}$

Nous avons utilisé un faisceau stable de  $^{15}\text{N}$  pour faire plusieurs tests. Les motivations de ces tests étaient les suivantes :

1. Test de stabilité du spectromètre LISE dans les conditions caractéristiques de l'expérience avec le faisceau radioactif
2. Test de la cible  $^4\text{He}$  gazeuse avec la présence du faisceau, un faisceau choisi suffisamment proche du faisceau d'  $^{15}\text{O}$  ;
3. Test de la résolution du détecteur utilisé en D4 dans des conditions expérimentales « réelles »;

Pour ces tests nous avons utilisé un faisceau stable CSS1 de  $^{15}\text{N}$  avec une énergie de 1 AMeV. Dans l'expérience Spiral nous avons utilisé un faisceau d'  $^{15}\text{O}$  avec une énergie de 1.2 AMeV. Notre cible gazeuse a été placée au point objet de LISE dans la salle D3, à la place de la cible tournante habituelle de LISE. Juste après la cible nous avons placé un détecteur Si, qui a été utilisé comme moniteur pour le faisceau qui sort de la cible. Un autre détecteur silicium a été mis en D4, c'est le détecteur principal de l'expérience. Ce détecteur a été utilisé pour détecter les particules sélectionnées par le spectromètre.

#### 2.3.5.3.1 *Test de stabilité de la ligne LISE*

La sonde RMN a été changée pour pouvoir mesurer les faibles valeurs du champ magnétique nécessaires pour effectuer notre expérience. Dans le test, la mesure RMN a semblé correcte pour un domaine de  $B\rho$  allant de 0.322 Tm à 0.9637 Tm. Le problème qui avait été observé dans le test précédent sur le quadripôle Q31 (une limitation pour la valeur minimale de courant de  $-16$  A) a été résolu. En fin de test un problème a été observé avec le premier dipôle (croissance lente du courant sur le dipôle allant de la valeur initiale voulue de 80 A, jusqu'à atteindre la valeur finale de 100 A). Cette variation de courant est inacceptable pour l'expérience finale, car nous devons utiliser une valeur stable de  $\approx 80$  A pendant plus d'une semaine pour faire la sélection des particules alpha.

### 2.3.5.3.2 Test de la tenue de la cible gazeuse

Puisque l'énergie du faisceau d'  $^{15}\text{O}^{1+}$  SPIRAL que nous voulons utiliser doit être de 1.2 MeV/A, l'épaisseur des fenêtres en mylar que nous devons utiliser est forcément limitée. C'est la raison pour laquelle, au début du test, nous avons utilisé une faible valeur de 0.9  $\mu\text{m}$ . Avec la présence du faisceau la feuille a cassé en moins de 1 minute. C'est probablement une décharge électrique entre la feuille de mylar et le faisceau qui est la cause de cette rupture. L'utilisation d'une feuille de mylar aluminée est une solution possible à ce problème, en raison de sa conductivité. De plus, la présence du faisceau a changé la perméabilité des fenêtres. Nous avons observé une fuite d'hélium plus intense avec la présence du faisceau sur la cible, ce qui a changé la qualité du vide dans l'enceinte D3 et provoqué son isolement.

### 2.3.5.3.3 Test de la résolution du détecteur silicium utilisé en D4 dans les vraies conditions expérimentales

Même lorsque le faisceau était présent sur la cible gazeuse, une source radioactive 3 pics alpha était visible (mais protégée) depuis le détecteur silicium (voir la résolution de la source dans la Figure II-17). Cette source a permis de faire des étalonnages en direct et en continu du détecteur, permettant ainsi de suivre les caractéristiques du détecteur en fonction du temps, du taux de comptage ou des diverses perturbations. Cette source a permis de montrer que le détecteur n'a jamais perdu de ses qualités.

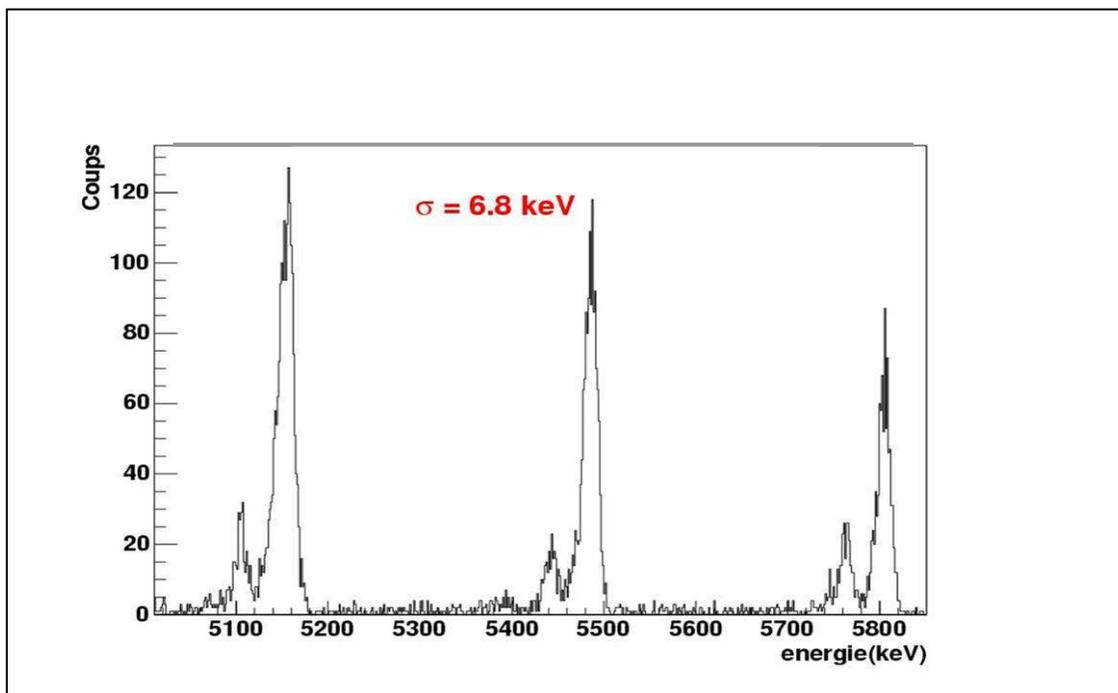


Figure II-17 Résolution en énergie obtenue pendant les mesures expérimentales.

### 2.3.5.3.4 Test du principe de l'expérience avec un faisceau de $^{15}\text{N}$

Dans ce test, nous avons essayé d'utiliser un faisceau stable pour tester la cible gazeuse en observant la diffusion élastique résonante de ce faisceau sur la cible d'hélium (voir Figure II-18). Les noyaux de  $^{15}\text{N}$  ont été accélérés jusqu'à 18 MeV. La réaction d'intérêt est la diffusion élastique résonante  $^4\text{He}(^{15}\text{N},\alpha)^{15}\text{N}$ . La fonction d'excitation attendue est montrée dans Figure II-19.

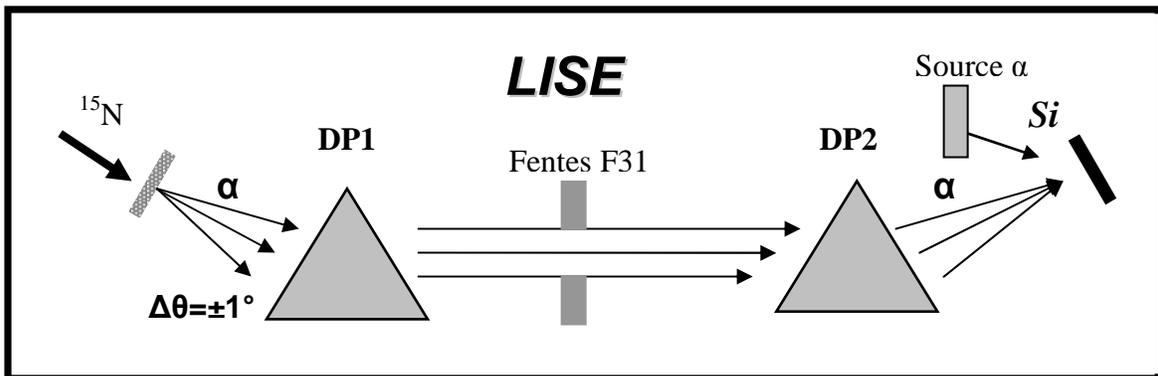


Figure II-18 Représentation schématique du dispositif expérimental pour le test  $^4\text{He}(^{15}\text{N},\alpha)^{15}\text{N}$ . DP1 et DP2 sont les dipôles du spectromètre LISE. « Si » est le détecteur silicium de haute résolution. Avec le spectromètre LISE nous avons sélectionné des particules  $\alpha$  d'énergie  $\approx 10$  MeV, particules obtenues après la diffusion de  $^{15}\text{N}$  sur les noyaux de la cible gazeuse. Les particules  $\alpha$  sont sélectionnées en fonction de leur énergie et de leur angle d'émission par les deux dipôles DP1 et DP2. Les fentes F31 ont été utilisées pour réduire la distribution en moment des particules sélectionnées.

Les résultats que nous avons obtenus étaient très complexes et ne pouvaient pas être interprétés pendant l'expérience. Nous avons décidé d'envoyer le faisceau directement sur le détecteur pour essayer de comprendre davantage.

Les spectres présentés sur la Figure II-20 sont extrêmement difficiles à interpréter. En particulier, nous observons que de nombreux événements ont des énergies très supérieures à celle du faisceau incident de 15 MeV d'énergie totale. Trois explications sont possibles. Une première origine de ces grandes énergies est peut-être liée au phénomène appelé « pile up », c'est-à-dire à des coïncidences fortuites de plusieurs particules. Le problème est que la probabilité d'observer cet effet avec un taux comptage inférieur à 100 pps est très faible, à moins qu'un effet très néfaste du hacheur de faisceau (effet non demandé et en principe exclu) ait été présent. Dans ce dernier cas, les 100 pps n'arrivent pas de façon continue dans le temps mais arrivent ensemble dans un temps très court, d'où le pile up réel. Une seconde explication est que le préamplificateur n'a pas fonctionné correctement. Il se peut que celui-ci ait délivré pour chaque impulsion une traîne de très longue durée ( $> 1$  ms). A faible taux de comptage (1 coup par seconde), comme l'atteste la source radioactive, cela n'a pas posé de problème. Pour des taux un peu plus grand, de 100 pps, les impulsions ont produit des traînes qui se sont additionnées, créant un effet de pile up artificiel.

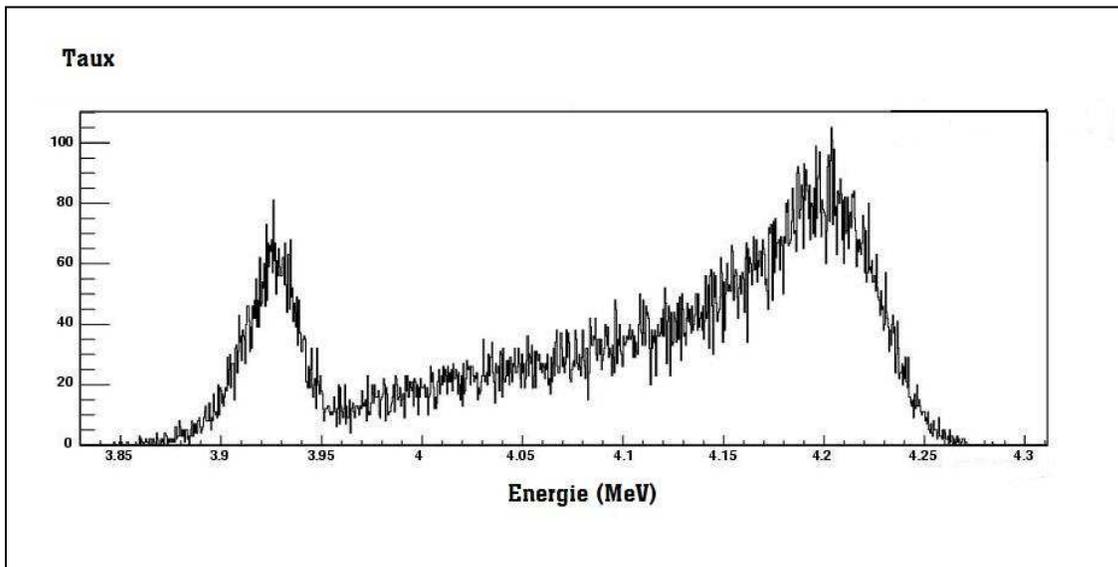


Figure II-19 Fonction d'excitation attendue pour la réaction  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{N},\alpha){}^{15}\text{N}$ . Le calcul a été fait avec la théorie de la matrice R à partir des états connus du noyau composé pour cette réaction, le  ${}^{19}\text{F}$ .

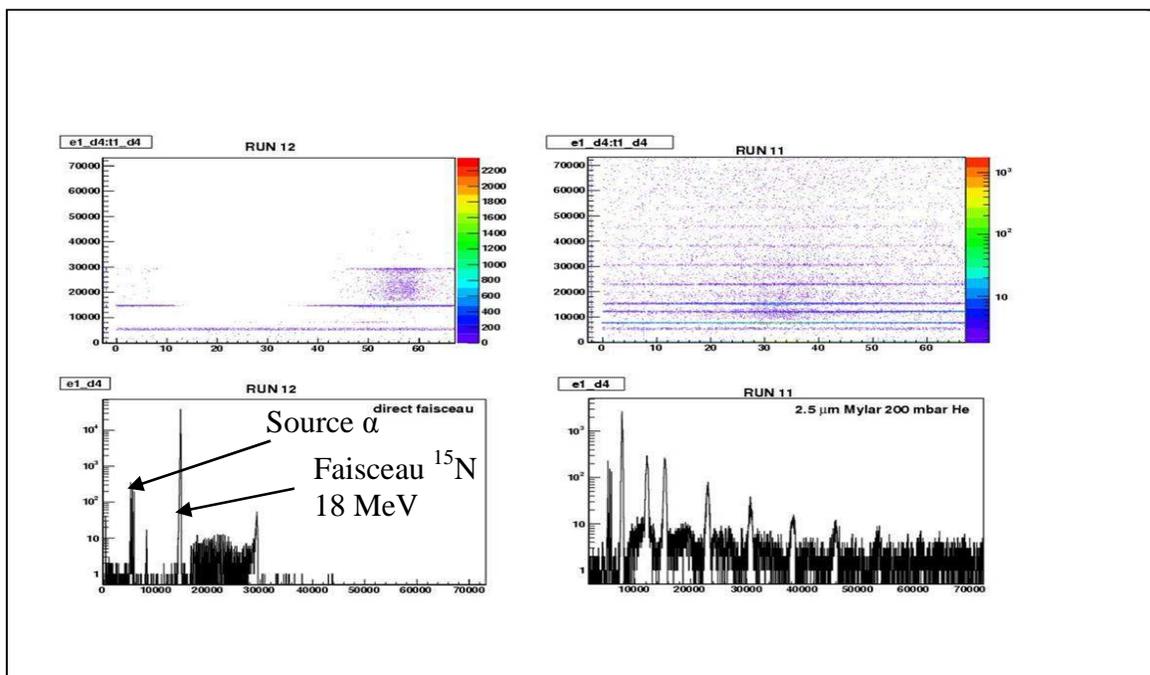


Figure II-20 Dans la partie gauche sont présentés : le spectre énergie versus temps de vol (en haut) et le spectre énergie (en bas) obtenus sans cible gazeuse (faisceau directement sur le détecteur). On observe des événements de pile up. Dans la partie droite sont présentés les mêmes spectres obtenus avec la cible gazeuse placée dans la ligne de faisceau. Dans cette partie nous observons une multitudes de pics d'énergies inattendues qui correspondent à des événements qui déposent dans notre détecteur une énergie (très) supérieure à celle du faisceau incident !

Nous pensons que ce n'est pas la bonne explication, parce que nous n'avons pas observé cet effet à l'oscilloscope et parce que la source radioactive présente pendant la mesure à

taux de comptage grand, n'a pas subi le même effet. Une dernière explication est qu'il y aurait d'autres composantes (des noyaux polluants) dans le faisceau, avec des énergies différentes ( $^{15}\text{N}$  + autres noyaux avec différents états de charges). Cette explication est possible puisque le cyclotron CO1, avec lequel le faisceau a été accéléré, a une très faible sélectivité, plusieurs noyaux polluants et plusieurs molécules (voir paragraphe suivant) doivent pouvoir venir avec le faisceau de  $^{15}\text{N}$ .

En conclusion, nous n'avons pas réussi à observer d'événements de diffusion élastique résonante pendant ce test. La cause de cet échec est certainement liée à une mauvaise qualité du faisceau d' $^{15}\text{N}$  délivré à une énergie inhabituellement basse (18 MeV).

### 2.3.5.4 Tests avec un faisceau stable CIME de $^{15}\text{N}$

Ce second test a été fait pour vérifier le comportement général pour le premier faisceau de très basse énergie accéléré par le cyclotron CIME, faisceau produit avec la source Spiral du GANIL (voir Figure II-21 pour la table de fonctionnement CIME). Le faisceau choisi a été de  $^{15}\text{N}^{1+}$ , et l'énergie a été de 1.5 MeV/A. Aussi nous voulons voir s'il y a des contaminants pour cet état de charge, comme des molécules de  $(^{14}\text{N}^{16}\text{O})^{2+}$  pour lesquelles le rapport  $m/q$  est très proche de celui de  $^{15}\text{N}^{1+}$  et de  $^{15}\text{O}^{1+}$ .

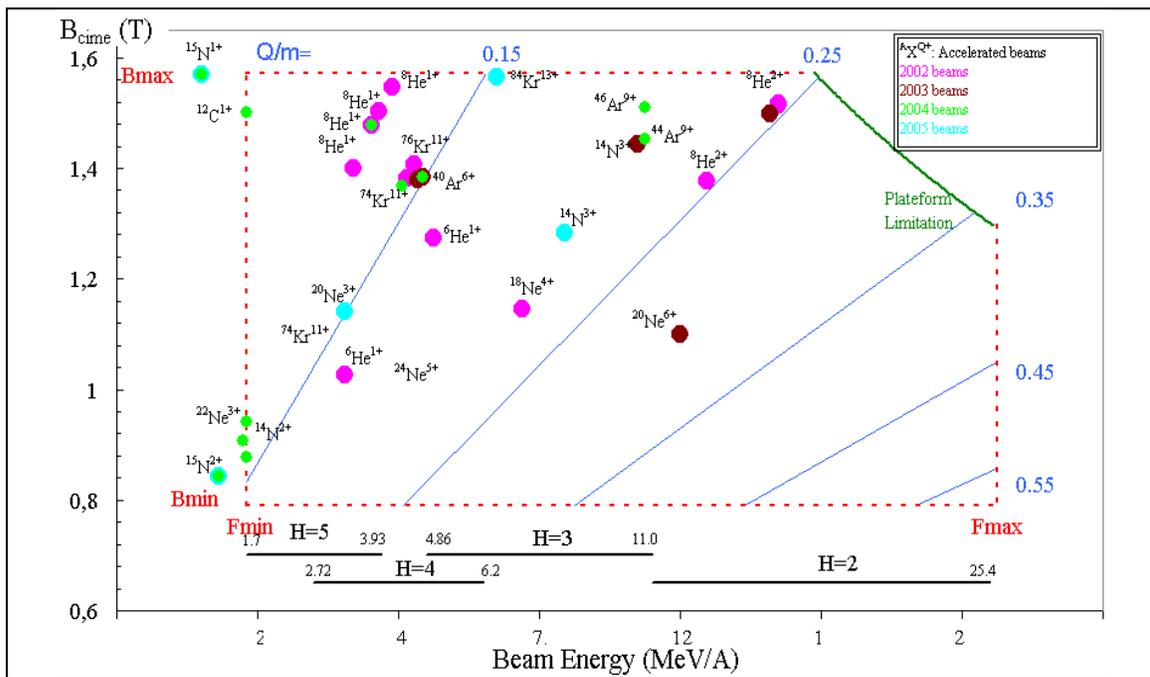


Figure II-21 La table de fonctionnement (contour rouge) pour le cyclotron CIME. Nous voyons que pour accélérer un faisceau à 1.2 MeV/A il faut aller au delà du fonctionnement standard de CIME (contour rouge). Pour avoir une intensité raisonnable à basse énergie d'accélération, il faut que le champ magnétique appliqué soit grand, raison pour laquelle nous avons préféré utiliser l'état de charge 1+.

Pendant le test, nous avons observé que la résolution temporelle du faisceau à l'entrée dans la salle a été très mauvaise (20 ns). Aussi, nous avons observé des contaminants dans le faisceau initial de  $^{15}\text{N}^{1+}$ . Le seul contaminant possible, après comparaison des rapports masse sur charge ( $m/q$ ), a été la molécule de  $(^{14}\text{N}^{16}\text{O})^{2+}$ .

### 2.3.6 Conclusions des tests de préparation

Après tous les tests que nous avons faits, avec ou sans faisceau, nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

*I. Il faut utiliser l'état de charge 1+ pour le faisceau d'  $^{15}\text{O}$*

Cette condition apparaît clairement parce que seul cet état de charge associé à un fonctionnement à l'harmonique 6 permet au cyclotron CIME d'accélérer l'  $^{15}\text{O}$  à l'énergie voulue de 1.2 MeV/A. Pour tous les autres états de charges, l'énergie minimale que peut fournir CIME est trop élevée ou le rendement trop mauvais.

*II. Il faut prévoir un système de purification du faisceau dans les cas où nous avons des contaminants.*

Parce que la différence de masse entre l'  $^{15}\text{O}$  et l'  $^{15}\text{N}$  est très faible,  $dm/m = 1.97 \cdot 10^{-4}$ , les deux noyaux sont présents à la sortie de cyclotron. Aussi, dans le test CIME avec le faisceau stable  $^{15}\text{N}^{1+}$ , dans des conditions proches des conditions de l'expérience, nous avons observé la présence de molécules avec une énergie double par rapport à celle de l'  $^{15}\text{N}$ . Compte tenu de la résolution en masse du cyclotron, la seule possibilité d'avoir une rigidité magnétique suffisamment proche de celle d'  $^{15}\text{N}^{1+}$  à 1.2 MeV/A est pour la molécule  $(^{14}\text{N}^{16}\text{O})^{2+}$  ( $\frac{\Delta(m/q)}{m/q} = 7.43 \cdot 10^{-5}$ ). Puisque pendant l'expérience nous allons produire des noyaux radioactifs, d'autres combinaisons de molécules peuvent être produites. Les solutions proposées sont :

- L'utilisation d'un sélecteur basé sur l'effet bêtatron. Pour utiliser cet effet, un déflecteur est mis à l'intérieur du cyclotron, juste avant l'extraction. Avec un champ électrique variable, il est possible de dévier la trajectoire des particules non désirées dans le faisceau.
- Le montage d'un épilucheur mince de  $^{12}\text{C}$  entre les deux dipôles de spectromètre **alpha** pour casser les molécules. Cette solution n'est pas très bonne parce qu'elle change la distribution en énergie et d'état de charge du faisceau.

*III. Aussi il faut imaginer un système de détection capable de mesurer les contaminants présents dans le faisceau.*

A cause de la présence de contaminants dans le faisceau, il a été nécessaire de prévoir un système d'identification des contaminants. Le problème est que nous avons affaire à des faisceaux de très basses énergies. Nous avons imaginé deux systèmes d'identification :

- Le premier a été monté juste à la sortie de cyclotron CIME. Le système était constitué d'un détecteur silicium avec une feuille d'aluminium placée devant le détecteur. L'épaisseur de la feuille a été suffisamment épaisse pour pouvoir séparer l' $^{15}\text{O}$  de l' $^{15}\text{N}$  par mesure de leur énergie dans le silicium. La différence d'énergie vient de l'effet que la perte d'énergie dans la feuille d'aluminium est fortement dépendante du numéro atomique de la particule incidente, plus précisément en  $dE/dX \sim Z^2$ . Pour les molécules, la perte d'énergie dans la feuille est fonction des noyaux constituants.
- Le deuxième système d'identification a été monté avant notre détecteur de haute résolution. Ce système était constitué d'un détecteur de silicium mobile d'une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ , et d'une feuille également mobile d'aluminium de 5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. L'identification est réalisée par mesure de l'énergie dans le silicium avec ou sans feuille d'aluminium devant.

#### *IV. Installation de dégradeurs/éplucheurs de différentes épaisseurs entre les deux dipôles du spectromètre LISE*

Nous avons installé des dégradeurs minces entre les deux dipôles du spectromètre LISE. Le premier motif pour cette installation est donné par la conclusion V. Dans le cas où, pour des raisons ambiguës, le système d'identification n'est pas suffisant pour une détermination complète des composants du faisceau, les dégradeurs peuvent enlever cette ambiguïté en épluchant les noyaux ou en dissociant les molécules. La seconde raison est la suivante. Nous utilisons le spectromètre LISE pour sélectionner les particules alpha parmi tous les noyaux qui sortent de la cible d'hélium. Cette sélection est réalisée avec un réglage du spectromètre pour laisser passer seulement les particules pour lesquelles la rigidité magnétique correspond à un domaine de valeurs précis. Mais nous pouvons aussi avoir des contaminants dans le faisceau incident qui peuvent produire des particules polluantes possédant la rigidité magnétique des particules alpha sélectionnées par LISE. Le dégradeur/éplucheur placé dans le plan dispersif du spectromètre peut aider pour faire une meilleure sélection.

#### *V. La distribution temporelle du faisceau à l'entrée de la cible est très grande et va empêcher une bonne séparation entre les particules alpha diffusées par les noyaux d' $^{15}\text{N}$ et celles diffusées par les noyaux d' $^{15}\text{O}$*

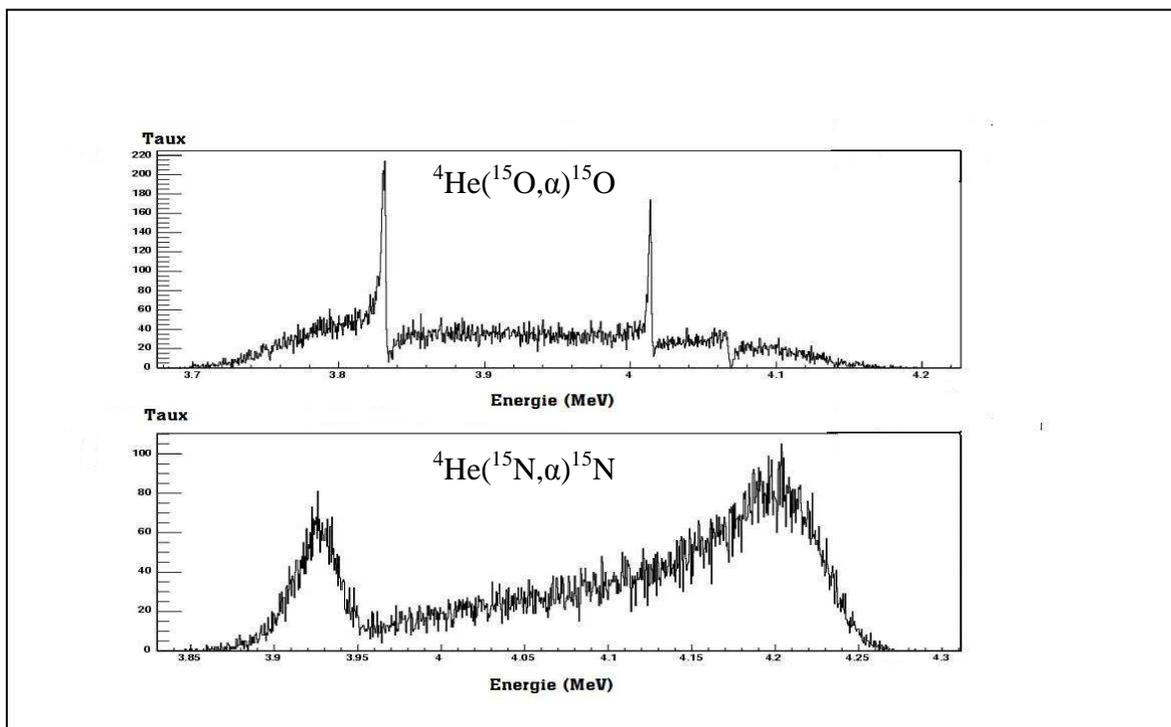
Avant les tests faits avec le faisceau, nous avons imaginé un système qui permet de séparer les particules alpha qui proviennent de la réaction  $^4\text{He}(^{15}\text{O},\alpha)^{15}\text{O}$  de celles en provenance de la réaction  $^4\text{He}(^{15}\text{N},\alpha)^{15}\text{N}$ . Nous avons vu qu'il doit y avoir une différence en temps de vol, qui doit être en moyenne de 12.67 ns. Cependant, nous avons mesuré la dispersion en temps du faisceau, elle est de 30 ns. Cette dispersion est très grande et compromet la différenciation entre les deux noyaux par temps de vol.

*VI. Il est nécessaire d'utiliser une cible de grand volume avec une faible pression.  
Les feuilles les plus résistantes sont les feuilles de mylar aluminées.*

Les tests avec le faisceau sur la cible gazeuse ont montré la nécessité d'avoir une pression faible pour le gaz à l'intérieur de la cible, et ainsi d'affaiblir la tension produite par le gaz sur les fenêtres. Nous avons constaté un meilleur comportement pour les feuilles de mylar aluminées. Les fenêtres non aluminées casent / brûlent dans un temps très court (< 1 minute). Une explication probable de cette observation est le fait que le faisceau qui tape sur les feuilles des fenêtres est strippé de ses électrons, et comme la feuille non aluminée est isolante, des charges électriques s'accumulent jusqu'à ce qu'il y ait une décharge brutale qui brûle la fenêtre.

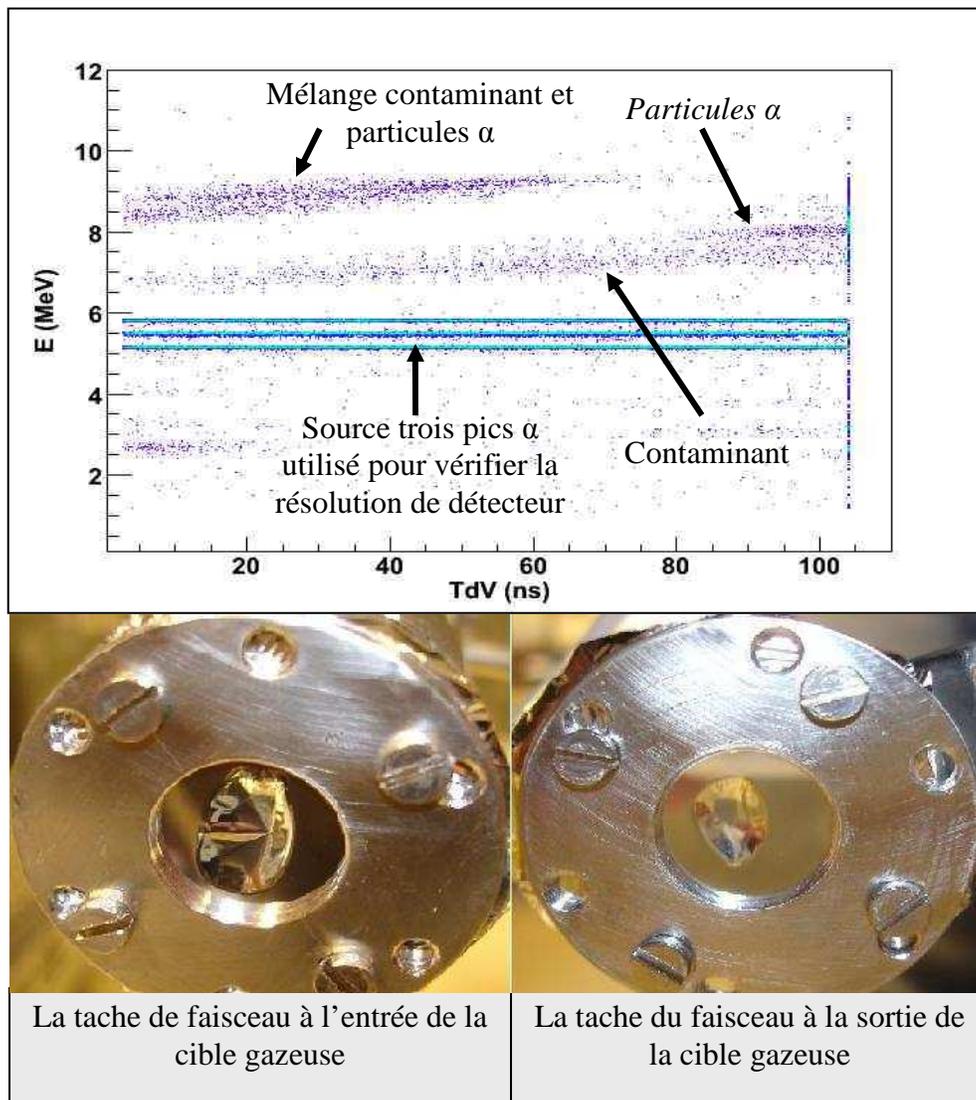
## 2.4 Analyse de l'expérience

Pendant les mesures, nous avons été capable d'obtenir une bonne pureté pour le faisceau ( $<1\%$   $^{15}\text{N}^+$ , et  $<0.01\%$   $(^{14}\text{N}^{16}\text{O})^{2+}$ ). Malheureusement après la sélection des produits de réaction avec le spectromètre LISE, des contaminants sont observés (voir Figure II-23) dans le spectre d'énergie mesuré dans le détecteur de haute résolution (Figure II-22 représente les spectres attendus).



**Figure II-22** Spectres simulés attendus pour les deux réactions de diffusion élastique résonante,  $^4\text{He}(^{15}\text{N},\alpha)^{15}\text{N}$  et  $^4\text{He}(^{15}\text{O},\alpha)^{15}\text{O}$ . Malheureusement, à cause des conditions expérimentales (contaminants probablement causé par la diffusion du faisceau sur les fenêtres de la cible), nous n'avons pas réussi à obtenir de bonnes mesures.

Nous avons observé ces contaminants pour toutes les valeurs de rigidité magnétique. Les diffusions de faisceau sur le bord des fenêtres sont probablement la cause de la présence de ces contaminants. Normalement, les noyaux du faisceau diffusé peuvent avoir une gamme très grande en énergie, les rendant présentes dans notre détecteur pour n'importe quelle valeur de rigidité magnétique sélectionnée dans le spectromètre LISE.



**Figure II-23** Partie supérieure de l'image : le spectre obtenu pendant la mesure de diffusion élastique résonante  $^{15}\text{O}(\alpha,\alpha)^{15}\text{O}$ . Dans ce spectre nous voyons le mélange entre un contaminant et les particules  $\alpha$  recherchées. Dans la partie inférieure de l'image : les fenêtres de la cible gazeuse après la mesure. A gauche, il est montré la tache de faisceau à l'entrée de la cible, et dans la partie droite la tache du faisceau sur la feuille de mylar située à la sortie de la cible. A l'entrée de la cible, nous voyons qu'une partie du faisceau a pu toucher le bord de fenêtre. Le diamètre de la feuille a été de 8 mm. Nous considérons que la partie du faisceau qui touche le bord de la feuille est le principal responsable pour la présence du contaminant dans le spectre mesuré.

Nous pouvons vérifier si l'explication donnée ci-dessus est réaliste. Le détecteur silicium est suffisamment épais pour que tous les contaminants éventuels s'arrêtent dans le détecteur. A cause de la pureté de notre faisceau ( $\sim 99\%$  d' $^{15}\text{O}$ ), nous pouvons affirmer que les noyaux d' $^{15}\text{O}$  sont les seuls contaminants possibles. La valeur de rigidité magnétique pour le premier et le deuxième dipôle de spectromètre a été proche de  $B\rho=0.4305$  Tm. Pour que les noyaux d' $^{15}\text{O}$  arrivent dans notre détecteur avec une énergie proche de celle des particules  $\alpha$ , il faut que l'état de charge des noyaux d' $^{15}\text{O}$  soit

de  $4^+$ . Pour réduire les contaminants nous avons essayé d'utiliser une feuille de mylar comme stripeur/dégradeur dans le plan dispersif du spectromètre, donc entre les deux dipôles. Ainsi, nous avons réduit le taux de contaminant dans notre détecteur par un facteur  $\sim 10$  avec l'utilisation d'une feuille de mylar de  $0.9 \mu\text{m}$  (Figure II-23). Malheureusement, cette réduction n'a pas été suffisante pour avoir un rapport signal sur bruit exploitable, c'est-à-dire une quantité de contaminant négligeable par rapport aux particules  $\alpha$ .

## 2.5 Développements récents

Une mesure récente de la section efficace de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  de production de  $^{18}\text{F}$  montre que le taux de production de  $^{18}\text{F}$  est beaucoup plus bas que le taux estimé auparavant. Dans ce cas la production du noyau radioactif de  $^{18}\text{F}$  est fortement réduite dans des sites astrophysiques comme les explosions novae et sursauts X. Ce fait baisse l'importance du  $^{18}\text{F}$  dans les sites astrophysiques et ainsi l'intérêt de l'étude du noyau de  $^{19}\text{Ne}$  dans ce contexte. Cette dernière remarque est vraie à condition que le taux pour la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  ne change pas d'une façon dramatique. Actuellement, pour le taux estimé de ce processus, il existe un facteur  $\sim 200$  d'incertitude [Coc00]. Si le taux réel de la réaction  $(p,\alpha)$  est en réalité fortement plus faible que la valeur estimée actuellement, cela pourrait changer la conclusion. Par exemple, le taux de la réaction peut changer fortement si une déviation par rapport à la symétrie miroir entre  $^{19}\text{F}$  et  $^{19}\text{Ne}$  est observée.

## 2.6 Conclusions

Dans cette partie nous avons développé une méthode de mesure des propriétés spectroscopique des niveaux non liés dans des noyaux radioactifs en utilisant une cible gazeuse mince. La mesure est faite à  $0^\circ$ , angle qui correspond à l'angle d'émission pour les produits de réaction par rapport à la direction du faisceau radioactif.

- Nous avons constaté que les fenêtres de mylar aluminées sont d'une résistance plus grande que le mylar non aluminé. La cause possible pour la faible résistance de mylar non aluminé est la décharge électrique causée entre par la charge accumulée dans la feuille non conductrice. L'aluminium présent sur les fenêtres de mylar assure que la charge accumulée dans la feuille reste faible.
- Nous avons observé qu'il est possible d'accélérer au GANIL des faisceaux à une basse énergie, d'environ  $1.2 \text{ MeV/A}$ . Mais la distribution en temps de vol pour ce faisceau est grande (20 ns).
- Il est possible d'utiliser une cible gazeuse large dans le point objet du spectromètre LISE.

- Il est possible d'utiliser le spectromètre LISE aux valeurs basses de rigidité magnétique (0.33 Tm).
- Malheureusement, à cause du halo du faisceau, les diffusions de ce faisceau sur les bords métalliques des fenêtres ont probablement fait que notre spectre a été contaminé par des noyaux de faisceau diffusé.

*Așa înbogățesc și eu întunecata zare  
 cu largi fiori de sfânt mister  
 și tot ce-i neînțeleș  
 se schimbă-n neînțeleșuri și mai mari  
 sub ochii mei-  
 căci eu iubesc  
 și flori și ochi și buze și morminte.*

*de même j'enrichis moi aussi l'horizon ténébreux  
 des vastes frissons du saint mystère  
 et tout l'incompris  
 devient incompréhension plus grande encore  
 sous mes yeux -  
 car j'aime  
 les fleurs, les yeux, les lèvres et les tombes.  
 Lucian Blaga (1919)*

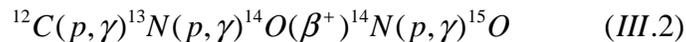
### III Mesure de $^{15}\text{O}(p,p)^{15}\text{O}$

#### 3.1 Motivations de la mesure

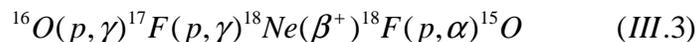
Dans les étoiles, le nucléide  $^{15}\text{O}$  est produit dans le cadre de cycle CNO par la réaction :



Et dans le cycle CNO-chaud il est aussi produit par les réactions :



et



Le  $^{16}\text{F}$  est un noyau non lié par rapport à l'émission des protons. Ainsi, les protons capturés par l'  $^{15}\text{O}$  vont être instantanément réémis par le  $^{16}\text{F}$  (en  $10^{-20}$  s). Alors, l'  $^{15}\text{O}$  décroît par capture électronique ( $\approx 0.1\%$ ) ou par émission  $\beta^+$  ( $\approx 99.9\%$ ) vers l'  $^{15}\text{N}$ .

Dans le cycle CNO-chaud, lorsque la température est très grande (plus de 200 millions de degrés), les réactions de capture de proton sont très rapides, ce qui génère de l'énergie, mais la génération d'énergie est fortement limitée par les temps de vie des noyaux  $^{14}\text{O}$  (70 s) et  $^{15}\text{O}$  (162 s) (voir Figure III-1). Ces noyaux sont donc des points d'attente (waiting points) du cycle CNO. Toutes les réactions permises à partir de ces noyaux, dont les temps caractéristiques pourraient être comparables avec les temps de décroissance bêta, permettraient de contourner ces points d'attente, et donc pourraient intensifier la génération d'énergie. Les autres réactions possibles sont :



et

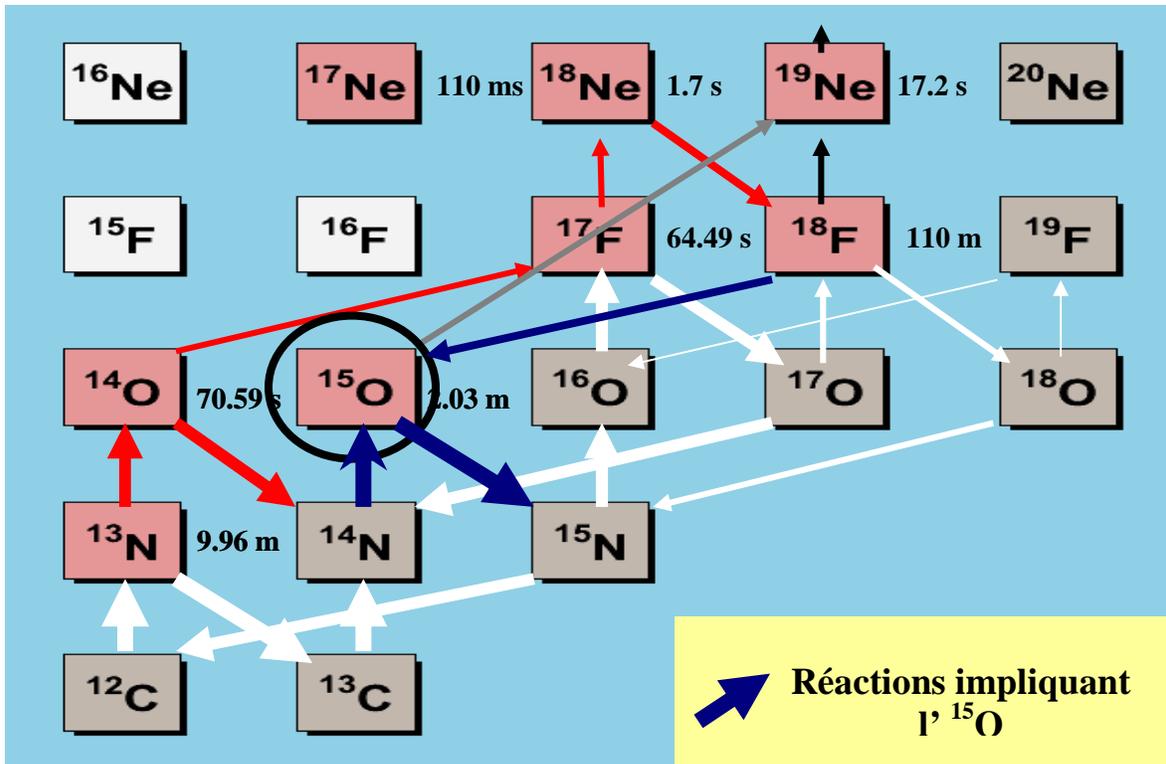


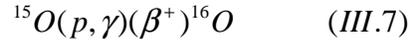
Figure III-1 Représentation schématique du cycle CNO et du cycle CNO-chaud. L'importance de  $^{15}\text{O}$  est clairement visible dans le cadre des deux cycles. L'épaisseur de la flèche donne l'intensité de la réaction. Les flèches de couleur bleu sont les réactions impliquant  $^{15}\text{O}$  dans le cycle CNO.

La réaction  $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$  est une réaction très étudiée parce que le  $^{19}\text{Ne}$  qui est formé est un noyau qui permettrait l'échappement du cycle CNO et CNO-chaud vers le processus rp (capture rapide de protons), probablement lors des sursauts X. La réaction  $^{15}\text{O}(2p, \gamma)^{17}\text{Ne}$  a été proposée et étudiée dans la référence [Gor95]. C'est une réaction très intéressante du point de vue du mécanisme de réaction. Une étude détaillée de cette réaction et de la réaction  $(p, \beta^+)$  (voir plus loin) nous a amené à proposer un nouveau mécanisme de réaction nucléaire impliquant des noyaux non liés.

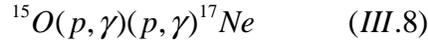
Nous proposons trois nouvelles réactions pour échapper au point d'attente de  $^{15}\text{O}$  :



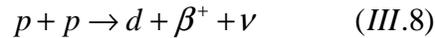
et



et



Ces trois réactions impliquent le noyau composé  $^{15}\text{O}+p = ^{16}\text{F}$ , un noyau non lié. L'objectif de notre étude est d'estimer l'importance de ces réactions. À première vue, comme les deux premières réactions impliquent une décroissance  $\beta^+$ , autrement dit l'interaction faible, nous pouvons estimer que leur taux est certainement trop petit pour induire un effet significatif. Mais nous pouvons avoir quelques surprises. La première réaction du cycle pp dans le soleil (référence [Fow55]) est bien une réaction de ce genre :



Et son importance est reconnue. C'est une réaction essentielle pour toutes les étoiles qui transforment l'hydrogène en l'hélium (séquence principale) comme le soleil. L'étude de ces réactions mérite donc d'être menée.

### 3.2 Principe de la mesure

Pour pouvoir étudier ces réactions il faut connaître les propriétés spectroscopiques des premiers niveaux dans le noyau composé de la voie d'entrée  $^{15}\text{O} + \text{p} = ^{16}\text{F}$ . Nous avons décidé de mesurer les propriétés spectroscopiques de ces premiers niveaux du  $^{16}\text{F}$  en mesurant la diffusion élastique en cinématique inverse d'un faisceau radioactif d'  $^{15}\text{O}$  sur une cible d'hydrogène -  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$ . Nous avons décidé d'utiliser une cible épaisse, ce qui permet de mesurer toute la fonction d'excitation en une seule mesure. La fonction d'excitation de cette réaction peut être utilisée pour déterminer le spin, la parité, la largeur partielle proton et la largeur totale des premiers niveaux dans le noyau composé  $^{16}\text{F}$ . Nous avons effectué cette mesure à zéro degré. L'avantage principal d'une mesure autour de  $0^\circ$  est que dans ce cas nous obtenons la meilleure résolution en énergie possible (voir discussion dans le chapitre II).

Pour obtenir les propriétés des premiers niveaux dans le  $^{16}\text{F}$ , il est nécessaire d'utiliser une énergie incidente de faisceau telle que l'énergie totale dans le centre de masse soit plus grande que 1 MeV. Comme nous faisons la réaction en cinématique inverse, cela correspond à une énergie incidente pour le faisceau d'  $^{15}\text{O}$  de typiquement 1 AMeV. Pour cette énergie de faisceau, nous attendons une section efficace de diffusion élastique relativement élevée, autour de 400 mbarn/sr. Avec une intensité de l'ordre de quelque  $10^6$  pps  $^{15}\text{O}$  (pendant la mesure nous avons estimé un taux de  $0.8 \cdot 10^6$  pps sur cible), nous pouvons faire la mesure très rapidement, en quelques heures seulement. Sur une cible de polypropylène nous attendons autour de  $\approx 0.6$  proton par seconde dans le détecteur de silicium.

Pour des raisons de calibration, et pour vérifier la méthode, nous avons décidé de faire le même type de mesure avec deux faisceaux stables ( $^{14}\text{N}$  et  $^{15}\text{N}$ ). La mesure dans ce cas est très rapide (1 heure), à cause de la haute intensité disponible pour les faisceaux stables, étant limité seulement par le taux de comptage maximal voulu dans notre détecteur de Si haute résolution. Nous avons choisi ces deux noyaux parce que nous avons eu comme contaminants dans le faisceau radioactif d'  $^{15}\text{O}$ , le noyau d'  $^{15}\text{N}$  et la molécule ( $^{14}\text{N}^{16}\text{O}$ ).

Comme cible épaisse de protons nous avons, au moins, deux choix :

1. L'utilisation d'une cible de polypropylène ( $\text{H}_6\text{C}_3$ ) ;
2. L'utilisation d'une cible cryogénique d'hydrogène pur.

Si nous utilisons une cible de polypropylène, il peut y avoir un problème avec des réactions survenant sur le  $^{12}\text{C}$  présent dans la cible (contamination du spectre par des protons issus de cette réaction). Mais puisque l'énergie du faisceau incident d'  $^{15}\text{O}$  est très basse (1.2 AMeV), les protons en provenance de réactions sur le  $^{12}\text{C}$  sont certainement quasi inexistantes. De plus, nous avons utilisé d'autres faisceaux incidents ( $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ), pour lesquelles le spectre de diffusion élastique était connu avant notre mesure, ce qui nous a permis d'estimer « le fond » de protons en provenance du carbone.

### 3.3 Préparation de l'expérience

#### 3.3.1 Réglage du faisceau

L'énergie minimale disponible du faisceau de  $^{15}\text{O}$  au GANIL est de 1.2 MeV/A, pour l'état de charge 1+. C'est cette valeur que nous avons utilisée. La rigidité magnétique pour l'  $^{15}\text{O}^{1+}$  à 1.2 MeV/A est de  $B\rho = 2.36674$  Tm. Cette valeur de  $B\rho$  n'était pas faisable sur le premier dipôle de spectromètre LISE puisque l'alimentation électrique avait été modifiée pour pouvoir mettre des champs magnétiques faibles. Pour faire passer le faisceau jusqu'à notre cible qui se trouvait dans la salle D4 (voir Figure II-9), nous avons mis à l'entrée du spectromètre LISE une feuille de carbone (de  $38 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) dans le but de changer l'état de charge du faisceau vers un état de charge plus élevé, ce qui permet de faire une sélection sur le faisceau et ce qui baisse de cette manière la valeur de la rigidité magnétique de faisceau. Les états de charge ont été mesurés avec le spectromètre LISE, et l'état le plus produit (6+) a été sélectionné. La valeur de la rigidité magnétique pour passer le faisceau a été de  $B\rho = 0.3888$  Tm, ce qui correspond à une énergie pour le faisceau de 1.16526 AMeV.

#### 3.3.2 Le montage expérimental

Le montage expérimental de cette mesure est relativement simple (voir Figure III-2). Le faisceau est envoyé sur une cible épaisse de polypropylène (de  $\approx 30 \mu\text{m}$ ), cible suffisamment épaisse pour qu'il s'arrête dedans. Une partie du faisceau subit des réactions de diffusion élastique sur les protons composant la cible. Si l'énergie transférée aux protons par les noyaux du faisceau est suffisamment élevée, les protons sortent de la cible. Si l'angle de sortie de la cible est suffisamment petit, leur énergie est mesurée par un détecteur silicium à haute résolution placé à zéro degré. Ces deux informations, angle et énergie, connues, il est possible de déterminer l'énergie dans le système de centre de masse à laquelle a eu lieu la réaction. Ainsi, on peut reconstruire une fonction d'excitation dans une seule mesure avec une seule énergie de faisceau. Une source trois pics alpha a également été placée à côté du détecteur pour observer et corriger si nécessaire les fluctuations de résolution en énergie pour le détecteur de silicium.

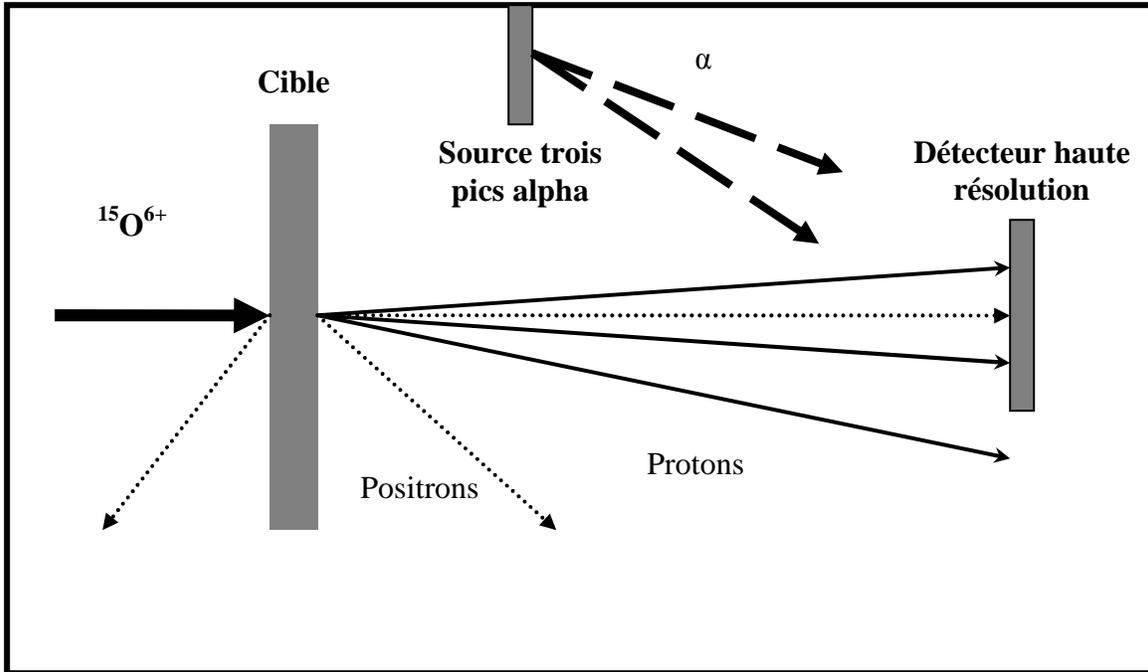


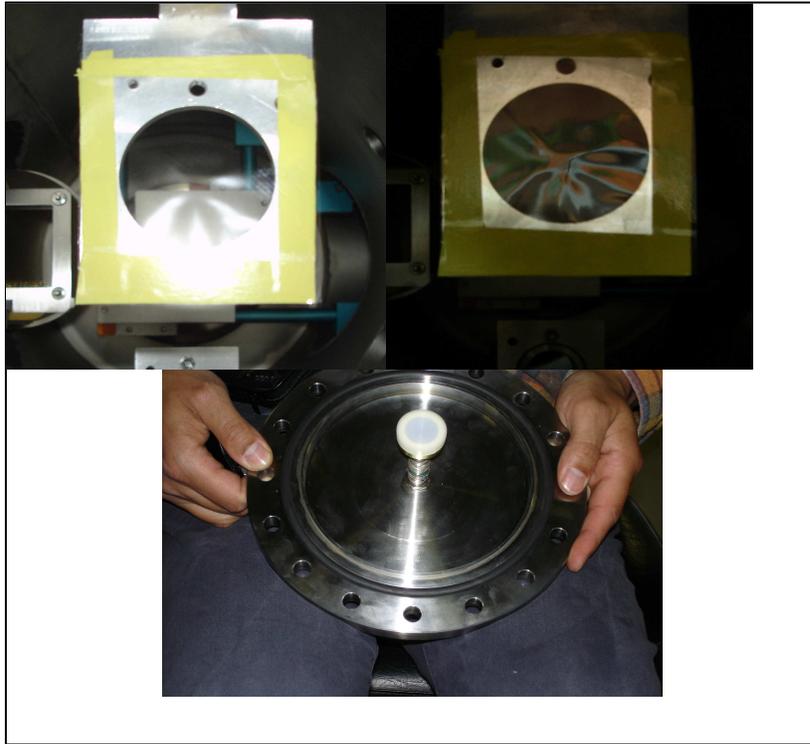
Figure III-2 Représentation schématique du dispositif expérimental. Nous avons utilisé une cible épaisse de polypropylène (30  $\mu\text{m}$ ). Le faisceau de  $^{15}\text{O}^{6+}$  avec une énergie de 1.2 AMeV est arrêté dans la cible. Parfois, un noyau du faisceau va interagir avec un noyau d'hydrogène présent dans la cible  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$ . L'énergie des protons est mesurée avec un détecteur silicium de haute résolution mis à  $0^\circ$ , couvrant un angle solide de 7 msr. De même, une *source trois pics alpha* est placée proche du détecteur. De cette façon nous avons tout le temps une indication sur la stabilité du signal donné par le détecteur.

### 3.3.3 La cible et le détecteur de haute résolution

Nous avons vu, dans le paragraphe précédant, que les produits de la réaction que nous voulons voir sont des protons. Avec les protons, les pertes d'énergie dans un matériau quelconque sont relativement faibles. A cause de cette faible perte d'énergie, la possibilité d'utiliser une cible épaisse est ouverte. L'avantage principal qu'apporte l'utilisation d'une cible épaisse est donné par la possibilité d'arrêter le faisceau dans la cible, ce qui simplifie le montage expérimental.

Dans le cas où un faisceau radioactif est arrêté dans une cible, les noyaux radioactifs du faisceau décroissent évidemment dans la cible. Dans notre cas, l' $^{15}\text{O}$  décroît avec une émission de positron vers le noyau stable d' $^{15}\text{N}$ . Les positrons ont une énergie maximale de  $Q_\beta=2.753$  MeV. Mais, puisque nous avons un faisceau de  $10^7$  pps d' $^{15}\text{O}$ , et puisque l'angle solide couvert par le détecteur silicium est de 7 msr, cela produit chaque seconde dans notre détecteur un nombre de positrons égal à :

$$N = 10^7 \frac{7 \cdot 10^{-3}}{4\pi} \Rightarrow N = 5.57 \cdot 10^3 \text{ pps} \quad (\text{III.9})$$



**Figure III-3** Partie supérieure gauche : la cible avant les mesures, c'est la même photo que celle de droite. Partie supérieure droite : la cible à la fin des mesures. La tache visible est le résultat du « chauffage » de la cible par le faisceau d'  $^{15}\text{O}$  incident. Partie inférieure : le montage du détecteur de silicium de haute résolution. Pour optimiser la résolution énergétique du détecteur nous avons réduit au minimum le câblage entre le détecteur et le préamplificateur.

L'énergie moyenne perdue par les positrons dans notre détecteur est plus petite que 100 keV. Le taux de positrons calculé n'est pas dangereux pour le détecteur, mais il est préférable d'éliminer ces événements pour ne pas encombrer l'acquisition. Nous pouvons faire cela en mettant un seuil plus élevé pour le déclenchement de l'acquisition.

### 3.4 Analyse des données

Pendant la mesure, nous n'avons pas eu de problèmes importants. Nous avons fait trois mesures indépendantes. Une mesure a été faite avec un faisceau radioactif d' $^{15}\text{O}$ , et deux autres avec des faisceaux stables d' $^{14}\text{N}$  et d' $^{15}\text{N}$ . Les données prises avec les faisceaux stables ont été utilisées pour la calibration et pour la validation de la méthode. Les données ont été stockées dans le format GANIL sur des bandes magnétiques. Pour l'analyse, les données accumulées ont été converties dans des fichiers de format ROOT. ROOT ([root]) est un code numérique développé par le CERN (<http://root.cern.ch>) utilisé pour des simulations et pour l'analyse de données. Son intérêt est donné par son interpréteur de code C/C++ (Cint) et par la multitude de classes C++ associée, classes qui répondent aux besoins de l'analyse et de l'interprétation des données de physique. Toute l'analyse ainsi que les simulations ont été faites en utilisant des outils donnés par ROOT.

#### 3.4.1 L'étalonnage en énergie

Pour l'étalonnage en énergie, nous avons utilisé une source radioactive trois pics alpha présente tout le temps de la mesure à côté du détecteur (voir Figure III-2). Cela nous a permis d'avoir une calibration en continu, et d'avoir ainsi toujours l'œil sur la stabilité du détecteur silicium utilisé pendant la mesure. Nous avons obtenu une résolution en énergie d'environ 14.6 keV pour les mesures réalisées avec des faisceaux stables d' $^{14}\text{N}$  (Figure III-4) et d' $^{15}\text{N}$  (Figure III-5), et d'environ 20 keV pour la mesure faite avec le faisceau radioactif d' $^{15}\text{O}$  (Figure III-6). A noter que ces résolutions sont parmi les meilleures résolutions jamais obtenues avec un détecteur silicium au GANIL. La dégradation de la résolution pour la mesure réalisée avec le faisceau radioactif est causée par les particules bêta produites par la décroissance des noyaux composant le faisceau radioactif.

#### 3.4.2 L'extraction du fond bêta

Comme c'est visible sur la Figure III-6, le spectre d'énergie pour les protons est contaminé par des particules bêta en provenance de la décroissance d' $^{15}\text{O}$  (temps de demi-vie de 2.03 m). Cette contamination n'existe évidemment pas dans le cas des faisceaux stables ( $^{15}\text{N}$  et  $^{14}\text{N}$ ). Il faut trouver un moyen pour éliminer ce bruit de fond bêta. Le principe que nous avons utilisé a été de déterminer la distribution en énergie de ce bruit de fond, et de faire une soustraction de cette distribution dans la fonction d'excitation protons produite par la réaction  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$ . Nous pouvons obtenir la distribution en énergie du bruit de fond si nous sélectionnons dans le spectre

bidimensionnel (énergie versus temps de vol de la Figure III-6) une région avec des bêtas uniquement. Nous faisons la projection sur l'axe des énergies de ces événements et ainsi nous trouvons la distribution exacte en énergie de ce bruit de fond (voir Figure III-7).

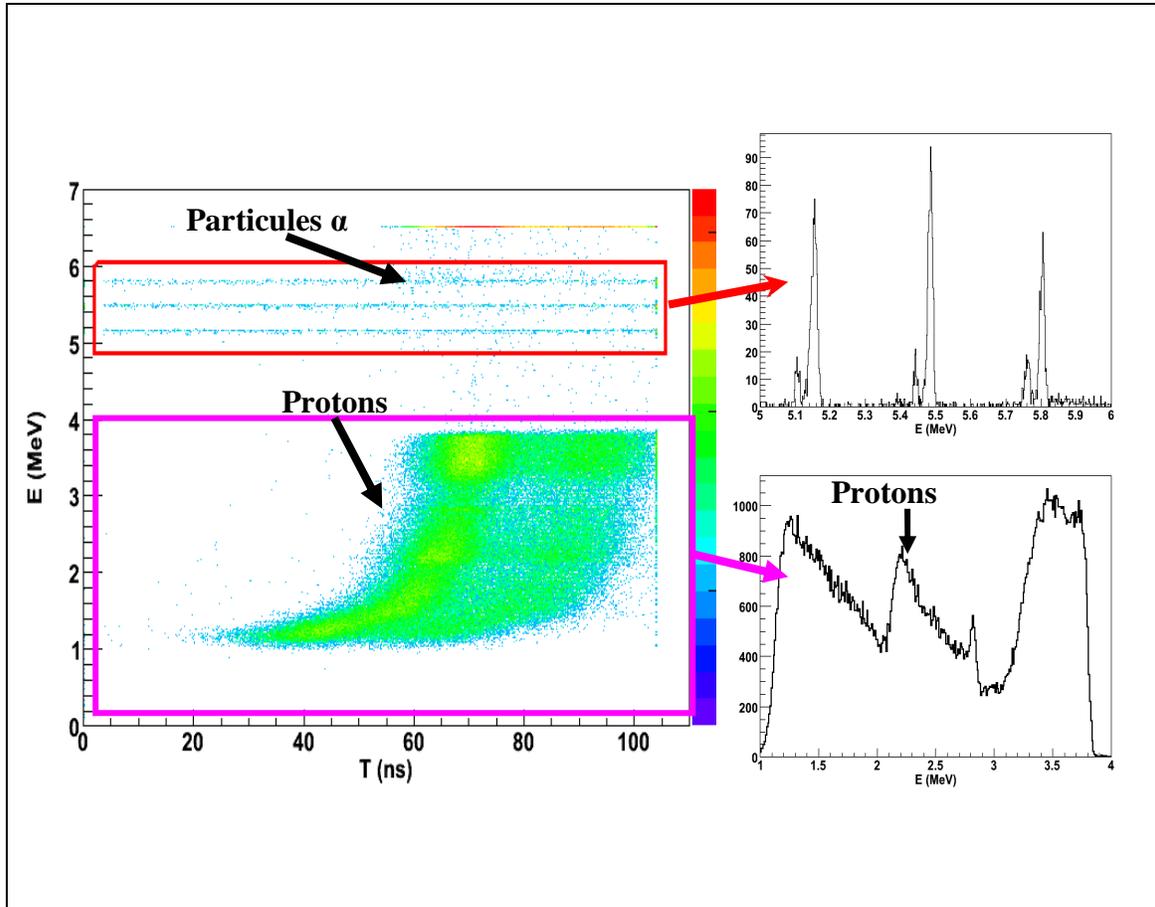


Figure III-4 A gauche : spectre de l'énergie des particules en fonction du temps de vol obtenu avec le détecteur de silicium pour la mesure de la réaction  ${}^1\text{H}({}^{14}\text{N},\text{p}){}^{14}\text{N}$ . On observe deux composantes, en bas les protons en provenance des réactions (p,p) et en haut les particules  $\alpha$  en provenance de la source trois pics alpha mise à côté du détecteur. Dans la partie supérieure droite, nous montrons le spectre en énergie des particules  $\alpha$ . Dans la partie inférieure droite, nous montrons le spectre en énergie pour les protons en provenance de la réaction  ${}^1\text{H}({}^{14}\text{N},\text{p}){}^{14}\text{N}$ . La largeur à demi-hauteur pour le pic alpha de 5.48 MeV était de 15.5 keV.

Le temps de demi-vie pour les noyaux radioactifs d'  ${}^{15}\text{O}$  est de 2.03 m, toute la largeur pour la mesure du temps de vol est de 100.47 ns, et il n'y a pas de corrélation en temps entre le start de la mesure de temps donné par le positron et le stop de la mesure donné par la fréquence de cyclotron. Dans ce cas, les événements bêtas sont uniformément distribués sur l'axe du temps de vol. Cette observation est importante pour la méthode de substraction de bruit bêta.

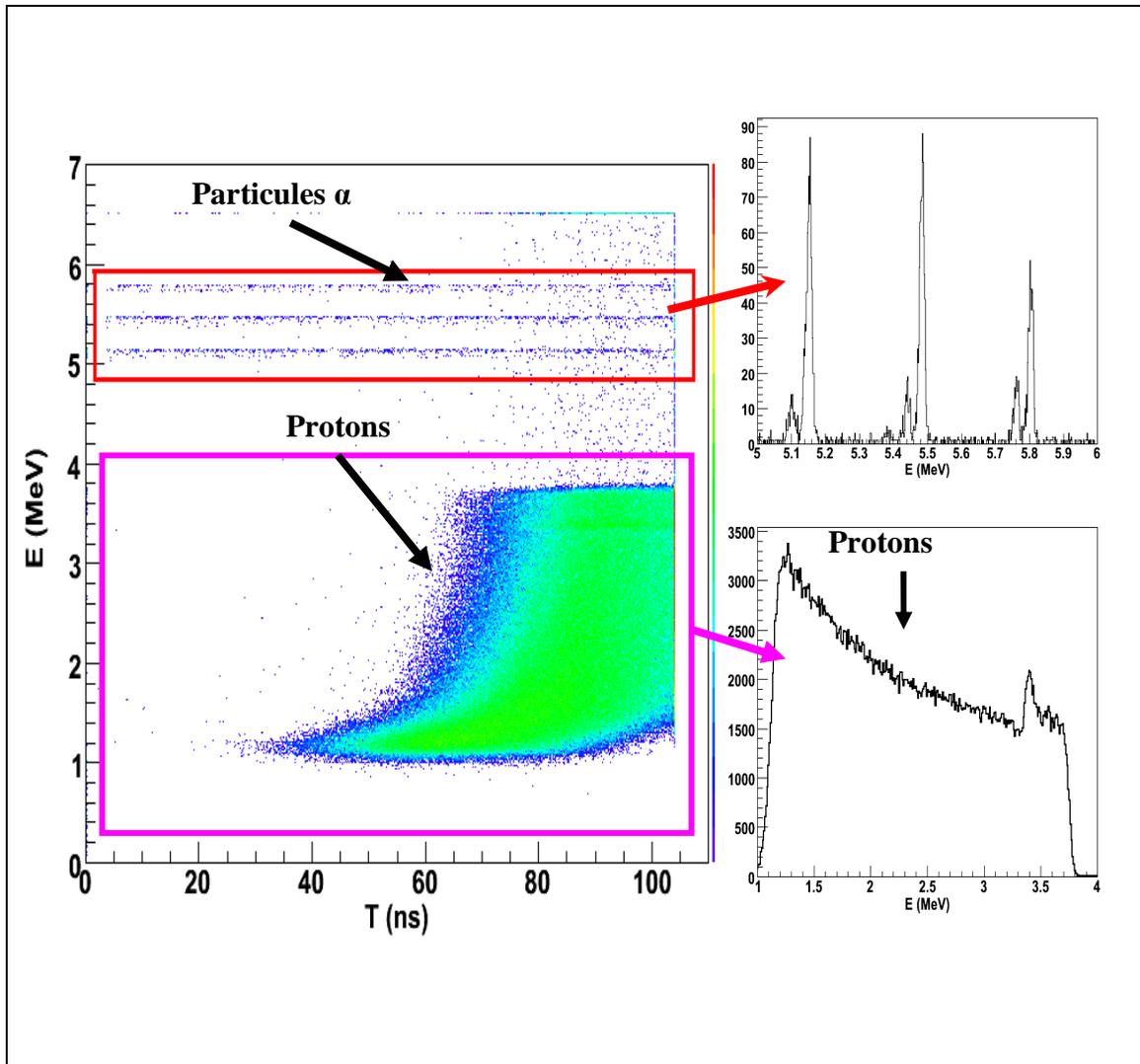


Figure III-5 A gauche : spectre de l'énergie des particules en fonction du temps de vol obtenu avec le détecteur silicium pour la mesure de la réaction  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N},\text{p}){}^{15}\text{N}$ . On observe deux composantes, des protons en provenance de la réaction (p,p) et des particules  $\alpha$  en provenance de la source trois pics alpha placée à côté du détecteur. Partie supérieure droite : spectre en énergie des particules  $\alpha$ . Partie inférieure droite : spectre énergie pour les protons en provenance de la réaction  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N},\text{p}){}^{15}\text{N}$ . Le pic dans ce dernier spectre est une résonance qui correspond à la formation du noyau composé  ${}^{16}\text{O}$ . La largeur à demi-hauteur pour le pic alpha de 5.48 MeV était de 14.78 keV.

La dispersion en énergie obtenue pour le bruit de fond est la même quelque soit la région de temps de vol. Maintenant, parce que nous connaissons la forme de la distribution en énergie du bruit de fond, nous pouvons extraire le bruit de fond bêta qui existe dans la fonction d'excitation ( ${}^{15}\text{O},\text{p}$ ). Cependant il faut trouver la normalisation du spectre à soustraire.

Pour déterminer le coefficient de normalisation nous pouvons utiliser la source trois pics alpha, qui a envoyé de façon continue des particules  $\alpha$  vers le détecteur silicium. L'émission de particules alpha par la source alpha est complètement décorrélée

par rapport à la fréquence HF du cyclotron. Le rapport entre le nombre de particules  $\alpha$  et le nombre de bêtas doit être le même dans n'importe quelle région de temps de vol. C'est de cette façon que nous avons trouvé le coefficient de normalisation pour faire l'extraction du bruit de fond bêta dans la fonction d'excitation (voir Figure III-7, spectre e)).

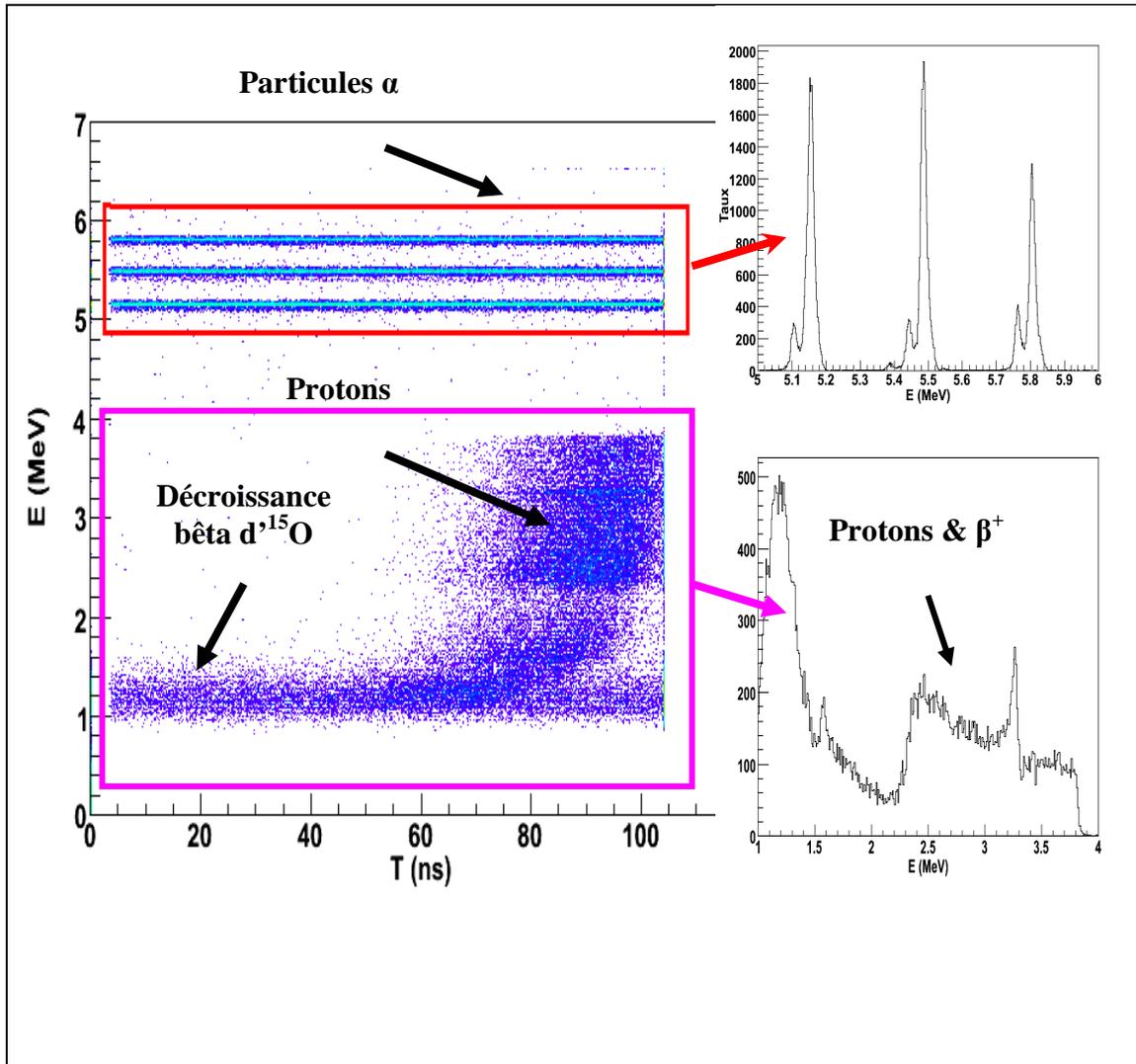


Figure III-6 Le spectre énergie versus temps de vol obtenu avec le détecteur de silicium pour la mesure de la réaction  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$ . À gauche : le spectre bidimensionnel dans lequel sont montrés les différents noyaux mesurés, les protons en provenance de la réaction (p,p), les positrons de la décroissance des noyaux radioactifs d'  $^{15}\text{O}$  qui s'arrêtent dans la cible et les particules  $\alpha$  en provenance de la source trois pics alpha mise proche de détecteur. Dans la partie supérieure droite, nous avons représenté le spectre en énergie des particules  $\alpha$ . Dans la partie inférieure droite, le spectre énergie pour les protons en provenance de la réaction  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$  est présenté. Les pics dans ce dernier spectre, sauf le pic a basse énergie (des bêtas), sont les résonances qui correspondent à la formation du noyau composé  $^{16}\text{F}$ . La largeur à demi-hauteur pour le pic alpha de 5.48 MeV a été de 19.8 keV.

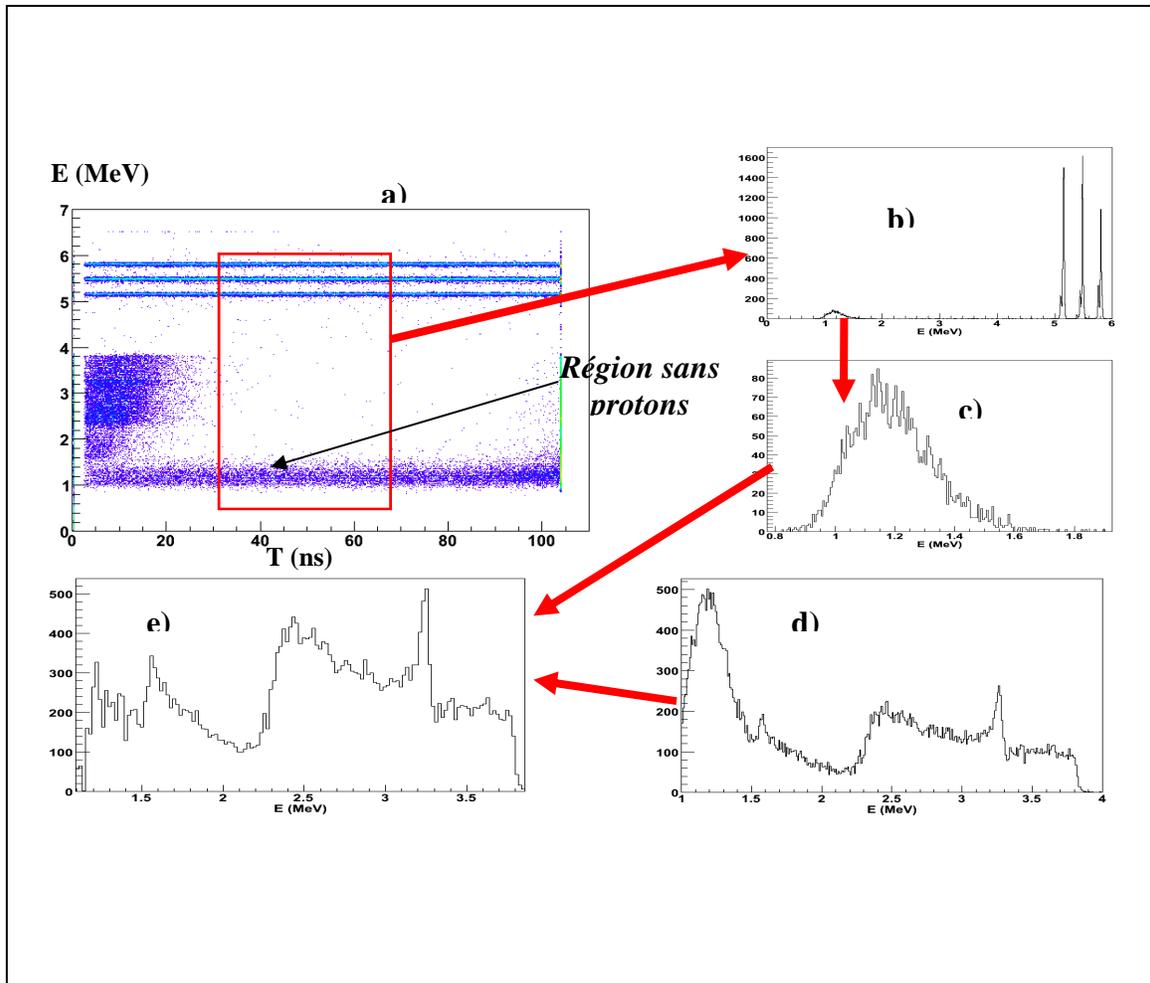


Figure III-7 Présentation schématique de la méthode utilisée pour éliminer le bruit de fond bêta. Cette méthode a été utilisée pour obtenir la fonction d'excitation  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$ . A partir de l'image bidimensionnelle énergie versus temps de vol (a), nous sélectionnons une région dans laquelle il n'y a pas des protons dans le bruit de fond bêta (la région encadrée). Nous faisons la projection sur l'axe Y (énergie) des événements qui se trouvent dans cette région. Ainsi nous obtenons le spectre b). Dans la partie des hautes énergies, nous retrouvons les particules  $\alpha$  en provenance de la source trois pics alpha. A basse énergie, nous n'avons que le bruit de fond bêta. Ce bruit de fond est mieux montré dans le spectre c). Maintenant, nous connaissons la dépendance avec l'énergie du bruit de fond bêta. Mais, pour extraire ce fond du spectre d) correspondant aux protons, il faut connaître le nombre total de bêtas dans ce spectre. Parce que le temps de demi-vie pour les noyaux radioactifs d'  $^{15}\text{O}$  est de 2.03 m, et parce que toute l'échelle de notre mesure de temps de vol est 100.47 ns, il n'y a pas de corrélation entre le « start » de la mesure de temps donné par le positron et le « stop » de la mesure donné par la haute fréquence de cyclotron. Dans ce cas, les événements bêtas sont uniformément distribués sur l'axe de temps de vol. C'est la même situation que nous retrouvons pour les particules  $\alpha$ . La source alpha est complètement décorrélée par rapport à la fréquence HF du cyclotron. Dans ce cas, le rapport entre les particules  $\alpha$  et les bêtas dans le spectre b) est identique avec le rapport dans spectre total a). C'est ainsi que nous avons une normalisation du bruit de fond bêta.

### 3.4.3 Le passage à la section efficace de réaction dans le centre de masse

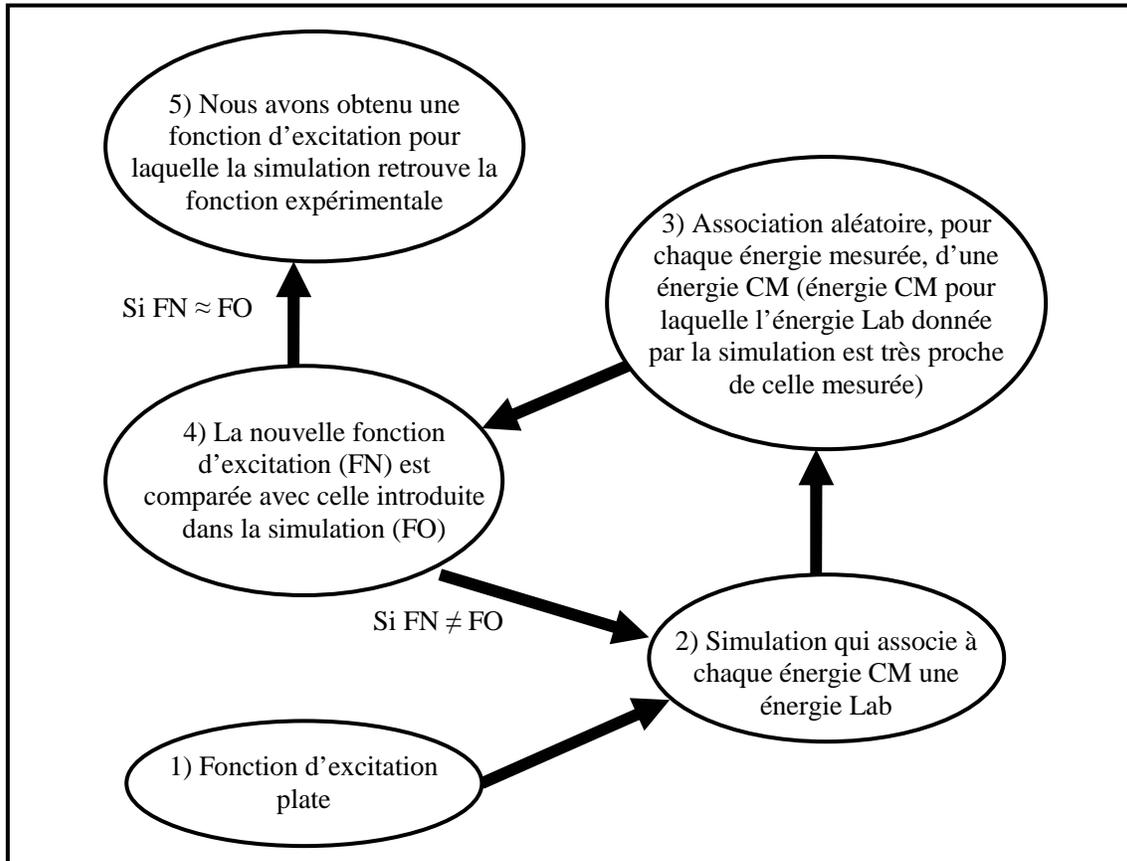
Comme c'est expliqué dans le paragraphe 2.2, nous avons besoin de connaître la fonction d'excitation dans le système de centre de masse (CM) pour la réaction d'intérêt. Une partie très importante du travail a été le passage de la section efficace de réaction entre le référentiel CM et le référentiel du laboratoire (Lab). Le problème est que nous voulons obtenir la fonction d'excitation dans le système CM à partir du spectre expérimental Lab. Ce passage n'est pas trivial. Pour cela, nous avons développé une méthode originale (voir Figure III-8).

Supposons que nous ayons obtenu un nombre  $N$  d'événements après une mesure, alors :

1. Nous commençons une simulation Monte Carlo de l'expérience avec une fonction d'excitation plate, c'est-à-dire une section efficace constante en fonction de l'énergie ;
2. Nous faisons cette simulation pour un nombre très grand d'événements. Tous les paramètres connus de l'expérience sont pris en compte (perte d'énergie dans la cible, résolution du détecteur etc). Maintenant, nous avons pour chaque événement simulé, une correspondance entre une énergie en CM et une énergie en Lab. Nous avons ainsi créé un tableau de correspondance ;
3. Pour chaque « événement mesuré », donc Lab, nous faisons un tirage aléatoire d'une énergie dans le CM. Ce tirage aléatoire est effectué suivant le tableau de correspondance précédemment décrit. Autrement dit, nous associons à cette énergie mesurée expérimentalement dans le Lab une énergie en CM pour laquelle la simulation avait trouvé une énergie dans Lab suffisamment proche de celle mesurée ;
4. Nous faisons ainsi pour tous les événements expérimentaux. Il s'en suit que nous obtenons une nouvelle fonction d'excitation en CM. Par itération, nous répétons les points 2, 3, 4 avec cette nouvelle fonction d'excitation jusqu'à ce que la différence entre la fonction d'excitation introduite dans la simulation (point 2) et celle obtenue par la correspondance aléatoire avec la mesure expérimentale est minimale ;
5. La fonction d'excitation ainsi obtenue est celle qui d'après la simulation donne exactement la fonction d'excitation, dégradations de résolution soustraites, mesurée expérimentalement (ainsi que les erreurs associées) ;

Le point négatif pour cette méthode est la très longue durée nécessaire pour obtenir la fonction d'excitation dans le centre de masse. Environ 10 itérations sont nécessaires pour obtenir la fonction d'excitation dans le centre de masse, avec deux heures de simulation pour chaque itération (temps obtenu sur un ordinateur avec la fréquence d'horloge de 2.7 GHz). Evidemment, il faut avoir les bonnes valeurs pour les pertes des énergies dans la cible, et une valeur correcte pour l'épaisseur de la cible.

Les points positifs sont que c'est une méthode très générale applicable à tous les passages Lab -> CM ; c'est une méthode qui prend en compte tous les effets de la cible et du détecteur, en particulier cette méthode permet d'extraire naturellement les pertes de résolution.



**Figure III-8** La façon suivant laquelle nous obtenons une fonction d'excitation dans le système de centre de masse à partir de données expérimentales

Cette méthode permettant de retrouver la fonction d'excitation dans le système de CM a été testée avec les cas connus suivants :  $^1\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$  et  $^1\text{H}(^{15}\text{N},\text{p})^{15}\text{N}$ , puis utilisé pour obtenir la fonction d'excitation inconnue de la réaction  $^1\text{H}(^{15}\text{O},\text{p})^{15}\text{O}$ .

### 3.4.4 Les fonctions d'excitation obtenues

La matrice R est un outil théorique qui relie les propriétés spectroscopiques des niveaux du noyau composé à la section efficace de réaction pour les différentes réactions dans lesquelles ce noyau composé est produit. Pour nos réactions de diffusion élastique à

basse énergie, la théorie de la matrice R est l'outil recommandé pour les prédictions théoriques. Les hypothèses de la matrice R sont les suivantes [Lan58] :

1. Les effets relativistes sont négligés, c'est-à-dire que l'on se place dans le cadre de la mécanique quantique non relativiste ;
2. Les processus où plus de deux noyaux sont produits sont négligés ;
3. Aucun processus de création ou de destruction ne se produit au cours de la réaction, ce qui a pour conséquence d'exclure les mécanismes avec production de photons ;
4. Pour toute paire de noyaux, il existe une distance radiale finie ( $R=r_0A^{1/3}$ ) de séparation au-delà de laquelle les deux noyaux n'interagissent plus.

Pour les calculs de matrice R, nous utilisons le programme Anarki (référence [Ber98]). Les fonctions d'excitations produites par ce programme Anarki sont introduites dans notre programme de simulations Monte Carlo pour obtenir les fonctions d'excitation expérimentales.

**Table III-1** Propriétés des trois premiers niveaux non liés dans le  $^{15}\text{O}$  ( $S_p=7297.0$  (5) keV). Ces niveaux ont été introduits dans l'analyse faite avec la matrice R. Le premier niveau est trop étroit pour être vu, et le troisième est trop haut pour être visible dans notre spectre, mais la queue de cette résonance peut influencer la fonction d'excitation à plus basse énergie.

Ex(keV)	Er (keV)	$\Gamma_p$ (keV)	$J^\pi$	%p
7556.5(4)	259.5(10)	0.99(10)	1/2 <sup>-</sup>	99.99
<b>8284.0(5)</b>	<b>987(10)</b>	<b>3.6(7)</b>	<b>3/2<sup>+</sup></b>	<b>99.97</b>
8743(6)	1446(11)	32	1/2 <sup>+</sup>	99.99

Les fonctions d'excitation expérimentales ont été obtenues avec le programme d'analyse des données basé sur une simulation Monte-Carlo. Nous avons comparé les fonctions d'excitation obtenues pour les réactions  $^1\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$  et  $^1\text{H}(^{15}\text{N},\text{p})^{15}\text{N}$  avec un calcul théorique fait avec le modèle de la matrice R. Pour le calcul théorique, dans le cas de la réaction  $^1\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ , nous avons utilisé les propriétés déjà connues des niveaux et présentées dans la Table III-1, et dans le cas de la réaction  $^1\text{H}(^{15}\text{N},\text{p})^{15}\text{N}$  nous avons utilisé les propriétés des niveaux présentés dans la Table III-2. Comme on peut le voir sur les figures III.9 et III.10, les résultats expérimentaux (en rouge) sont très proches des calculs théoriques (ligne noire). Le paramètre  $r_0$  de la matrice R a été ajusté essentiellement d'après la pente de la partie due à la diffusion coulombienne (voir Figure III-9).

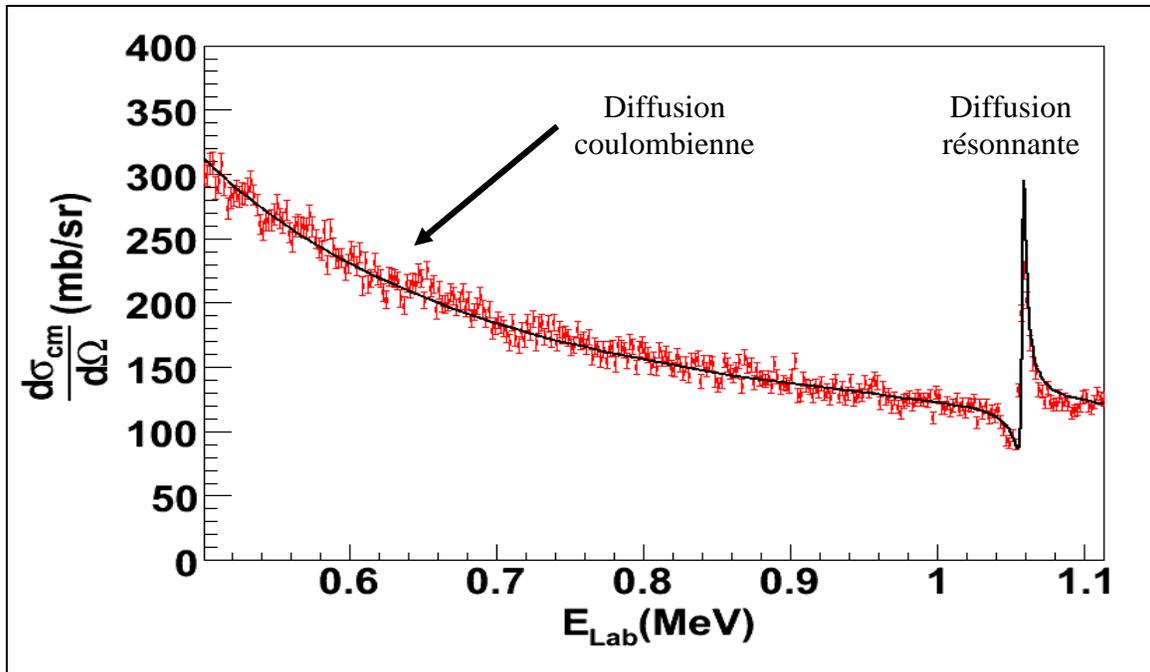


Figure III-9 La fonction d'excitation dans le système de centre de masse pour la réaction  ${}^1\text{H}({}^{14}\text{N},\text{p}){}^{14}\text{N}$  obtenue à partir de la fonction d'excitation présentée dans la Figure III-5. En rouge : les points expérimentaux ; en noir : le calcul fait avec la matrice R. Dans ce calcul nous avons utilisé, pour le paramètre  $r_0$  de la matrice R la valeur de 1.9 fm, et les niveaux présentés dans la Table III-1

Table III-2 Propriétés des niveaux non liés considérés dans le noyau composé  ${}^{16}\text{O}$  ( $S_p = 12127.41$  (1) keV). Ces niveaux ont été introduits dans l'analyse faite avec la matrice R. Sont visibles sur la figure III-10 essentiellement les niveaux avec la valeur d'isospin 1, parce que leur rapport d'embranchement  $\alpha$  est très petit. La valeur utilisée pour le paramètre  $r_0$  a été de 1.5 fm.

Ex(keV)	Er (keV)	$\Gamma_p$ (keV)	T	$J^\pi$	%p	% $\alpha$
12440 (2)	312 (3)	91 (6)	0	1-	0.9	99.1
12530 (1)	402 (1)	0.111 (10)	0	2-	14	83
<b>12796 (4)</b>	<b>668 (4)</b>	<b>40 (4)</b>	<b>1</b>	<b>0-</b>	<b>100</b>	<b>0</b>
<b>12968.6 (4)</b>	<b>841 (4)</b>	<b>1.34 (4)</b>	<b>1</b>	<b>2-</b>	<b>78</b>	<b>22</b>
13020 (10)	892 (10)	150 (10)	0	2+	?	?
13090 (8)	962 (8)	130 (5)	0	1-	71	29
13129 (10)	1001 (10)	110 (30)	0	3-	1	99
13259 (2)	1131 (2)	21 (1)	1	3-	?	?
13664 (3)	1536 (3)	64 (3)	0	1+	14	86
13869 (2)	1741 (2)	89 (2)	0	4+	0.6	99.4

Nous avons procédé de la même manière pour les données obtenues avec la réaction  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{O},\text{p}){}^{15}\text{O}$ . Nous avons ainsi obtenu la fonction d'excitation pour cette réaction, et nous l'avons comparée avec la fonction d'excitation obtenue avec le programme Anarki. Pour faire ce calcul, nous avons pris les valeurs connues pour le spin,

parité, position, et largeurs des premiers niveaux dans le noyau composé  $^{16}\text{F}$  (Table III-3). La comparaison entre ce calcul et la fonction d'excitation est montrée dans la Figure III-11. Il est clair qu'il n'y a pas un bon accord et que nous pouvons améliorer l'accord en changeant les valeurs pour quelques paramètres de certains de ces niveaux. Pour cela, nous avons utilisé la fonction d'excitation mesurée expérimentalement, et nous avons ajusté les valeurs des largeurs et positions des niveaux.

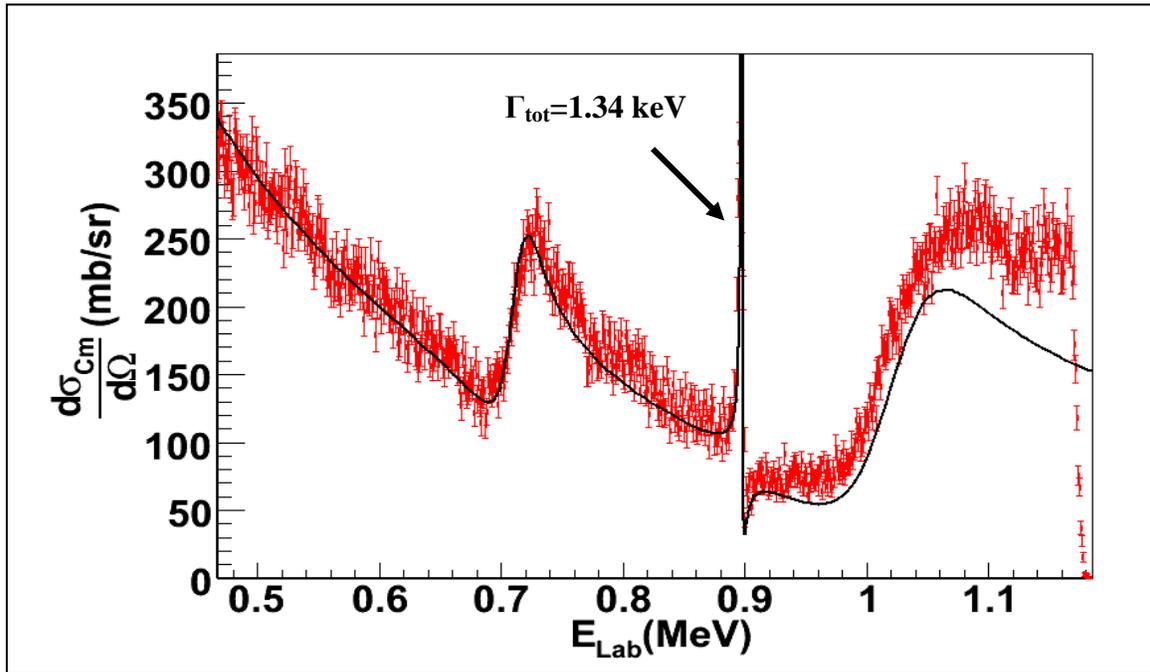


Figure III-10 Fonction d'excitation dans le système de centre de masse pour la réaction  $^1\text{H}(^{15}\text{N},\text{p})^{15}\text{N}$  obtenue à partir de la fonction d'excitation présentée dans la Figure III-6. Les points expérimentaux sont représentés en rouge, et en noir est montré le calcul fait avec la matrice R. Dans ce calcul, nous avons utilisé pour le paramètre  $r_0$  de la matrice R la valeur de 1.5 fm, et les niveaux présentés dans la Table III-2. A noter que, nous sommes capables avec la diffusion élastique résonante d'observer très clairement des niveaux très étroits. De plus, dans le cas de cette réaction, une des limites de la matrice R devient clairement visible. Si la densité de niveaux est importante, il est très difficile de trouver les propriétés spectroscopiques des niveaux. C'est le cas ici, dans la région de haute énergie, où nous avons la contribution d'au moins quatre niveaux.

Table III-3 Propriétés connues avant notre mesure pour les quatre premiers niveaux dans  $^{16}\text{F}$ . Pour faire le calcul de la figure III-11, nous avons utilisé pour le paramètre  $r_0$  la valeur de 1.4 fm [Til93]

$E_x(\text{keV})$	$E_r(\text{keV})$	$\Gamma_p(\text{keV})$	$J^\pi$
0	534 (5)	$40 \pm 20$	0-
193 (6)	732 (10)	$< 40$	1-
424 (5)	958 (2)	$40 \pm 30$	2-
721 (4)	1255 (4)	$< 15$	3-

Les valeurs des paramètres, qui font que le calcul s'ajuste au mieux sur la fonction d'excitation mesurée, sont notées dans la Table III-4, et la comparaison entre la fonction d'excitation calculée avec ces paramètres et la fonction d'excitation expérimentale est montrée dans la Figure III-12. Il est très visible que nous avons de fortes différences par rapport à la Figure III-11 .

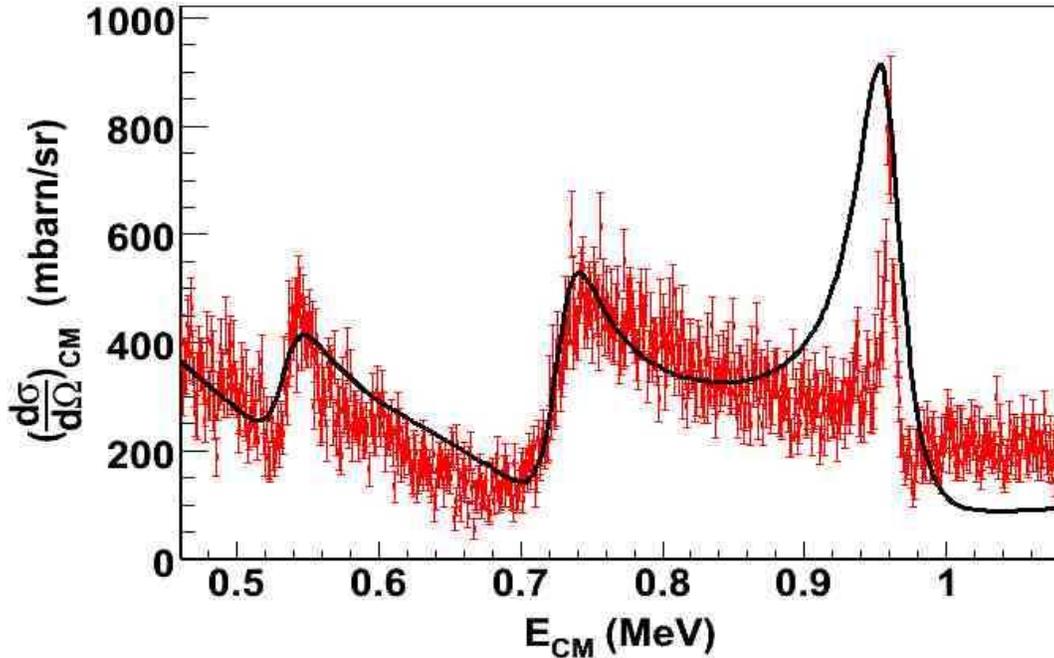


Figure III-11 Comparaison entre la fonction d'excitation mesurée (en rouge) et celle calculée (en noir) pour la réaction  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{O},\text{p}){}^{15}\text{O}$  à partir de propriétés connues avant de notre mesure. Il est clair que nous pouvons améliorer l'accord en changeant certaines des propriétés de ces niveaux. La fonction d'excitation dans le système de centre de masse est obtenue à partir de la fonction d'excitation présentée dans la Figure III-7

Table III-4 Valeurs pour les largeurs partielles proton pour les quatre premiers niveaux dans  ${}^{16}\text{F}$ , qui reproduisent le mieux la fonction d'excitation expérimentale  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{O},\text{p}){}^{15}\text{O}$ . Pour faire le calcul de matrice R, nous avons utilisé pour le paramètre  $r_0$  la valeur de 1.9 fm.

$E_x(\text{keV})$	$E_r(\text{keV})$	$\Gamma_p(\text{keV})$	$J^\pi$
0	534 (5)	$25 \pm 10$	0-
193 (6)	732 (10)	$70 \pm 5$	1-
424 (5)	958 (2)	$6 \pm 3$	2-
721 (4)	1255 (4)	$15 \pm 5$	3-

A noter, même si le quatrième niveau n'est pas directement visible en raison de l'énergie trop élevée de ce niveau, il a une réelle influence sur la région d'énergie plus haute que 1 MeV. C'est pour cette raison que nous arrivons à dire qu'il faut pour ce

niveau une largeur autour de 15 keV pour reproduire la région des hautes énergies dans la fonction d'excitation. Mais, il y a aussi la possibilité que ce soit un autre niveau d'une énergie supérieure qui a une contribution dans cette région d'énergie.

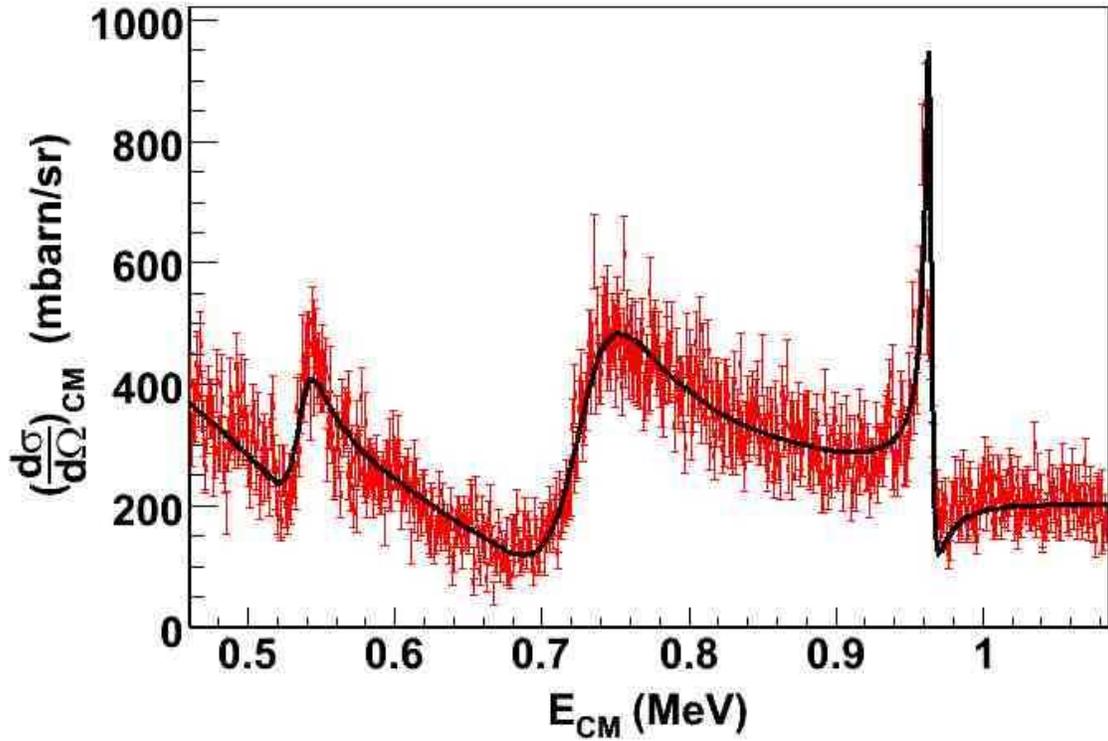


Figure III-12 Le meilleur ajustement (paramètres de la Table III-4) obtenu pour les largeurs et les positions des niveaux dans  $^{16}\text{F}$ .

### 3.5 Calcul du taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$

#### 3.5.1 Introduction

Nous avons étudié pour la première fois trois nouveaux types de réactions qui impliquent une transition faible ou/et électromagnétique dans le noyau non lié  $^{16}\text{F}$ . Ces réactions sont les suivantes :

$$^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O} \quad (III.10)$$

et

$$^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O} \quad (III.11)$$

et

$$^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne} \quad (III.12)$$

Pour cette étude, nous avons utilisé les propriétés spectroscopiques du  $^{16}\text{F}$  (largeur total, spin et parité) que nous avons obtenues dans la mesure de diffusion élastique résonante.

#### 3.5.2 La section efficace de $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$

Dans cette partie, nous nous proposons de calculer le taux de réaction pour le processus  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ . Cette réaction est représentée schématiquement sur la Figure III-13. Un proton est capturé par un noyau d'  $^{15}\text{O}$  pour former le noyau composé  $^{16}\text{F}$ , qui décroît essentiellement par émission d'un proton, mais qui a aussi un faible embranchement pour une décroissance bêta vers  $^{16}\text{O}$ , plus probablement vers le premier état excité  $1^-$  de ce noyau.

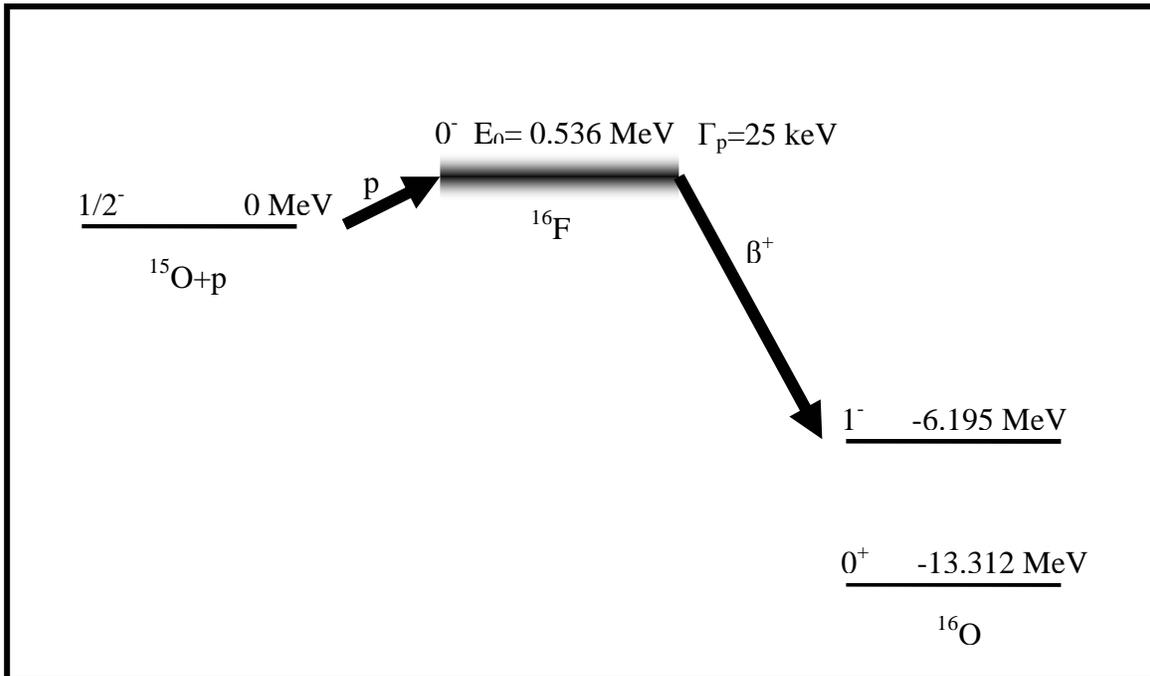
La section efficace Breit-Wigner pour cette réaction passant par le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  peut s'écrire comme :

$$\sigma_{BW(p,\beta^+)}(E) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \omega \frac{\Gamma_p(E)\Gamma_{\beta^+}(E)}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma_{tot}(E)^2}{4}} \quad (III.13)$$

Où :

- $\lambda$  : la longueur d'onde de de Broglie ;

- $E$  : L'énergie relative entre les participants de la réaction ;
- Ou  $\omega = \frac{2J_{tot} + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)}$  est le facteur statistique, ou  $J_1, J_2, J_{tot}$  sont le spins décrivant le canal d'entrée ( $J_1$  et  $J_2$ ) et le spin de niveau final ( $J_{tot}$ ) ;
- $\Gamma_p(E)$  : la largeur partielle proton de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ ;
- $\Gamma_{\beta^+}(E)$  : la largeur partielle bêta qui décrit le canal de sortie ;
- $\Gamma_{tot}(E)$  : la largeur totale ( $\sum_i \Gamma_i$ ) pour le niveau fondamental. Dans notre cas  $\Gamma_{tot}(E) = \Gamma_p(E) + \Gamma_{\beta^+}$  ;
- $E_0$  : est l'énergie de la résonance de l'état fondamental;



**Figure III-13** Représentation schématique de la réaction  $^{15}\text{O}(p, \beta^+)^{16}\text{O}$ . Comme l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  avec spin/parité  $0^-$  et celui d' $^{16}\text{O}$  est de  $0^+$ , la transition bêta de  $^{16}\text{F}$  favorise certainement plutôt le premier état  $1^-$  d' $^{16}\text{O}$ .

La section efficace  $\sigma_{\text{BW}(p, \beta^+)}$  de l'équation (5.1) peut s'écrire sous une forme équivalente (référence [Bla79]):

$$\sigma_{\text{BW}(p, \beta^+)}(E) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \omega \underbrace{\frac{\Gamma_p(E)(\Gamma_p(E) + \Gamma_{\beta^+})}{(E - E_0)^2 + \frac{(\Gamma_p(E) + \Gamma_{\beta^+})^2}{4}}}_{(I)} \overbrace{\frac{\Gamma_{\beta^+}}{\Gamma_p(E) + \Gamma_{\beta^+}}}_{(II)} \quad (\text{III.14})$$

Où le premier terme, noté (I), représente la section efficace de formation du noyau composé  $^{16}\text{F}$  dans l'état fondamental, et le deuxième terme, noté (II), représente le rapport d'embranchement bêta.

La dépendance en énergie pour la largeur partielle proton ( $\Gamma_p$ ) est très forte (références [Bla79], [Cla88], [Lan58]) :

$$\Gamma_p(E) = \frac{3h}{\pi R} \sqrt{\frac{E}{2\mu}} P_l(E) \theta_l^2 \quad (\text{III.15})$$

Où :

- $E$  est l'énergie relative entre les deux particules ;
- $h$  est la constante de Planck ;
- $R$  est le rayon d'interaction ;
- $\mu$  est la masse réduite pour le système ;
- $P_l(E)$  est le coefficient de pénétrabilité du proton pour l'énergie relative  $E$  et le moment cinétique orbital  $l$  (dépendance exponentielle de l'énergie)  $P_l(E) \sim \exp(-1/\sqrt{E})$
- $\theta_l^2$  est le facteur spectroscopique proton du niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  (il montre avec quel degré nous pouvons décrire cet état comme un  $^{15}\text{O}$  et un proton en mouvement relatif)

Avec l'équation (III.15) nous pouvons exprimer la largeur partielle proton comme (références [Bla79], [Cla88], [Lan58]) :

$$\Gamma_p(E) = \Gamma_p(E_0) \sqrt{\frac{E}{E_0}} \frac{P_l(E)}{P_l(E_0)} \quad (\text{III.16})$$

Où  $E_0$  est l'énergie au maximum de la résonance.

### 3.5.3 Largeur partielle pour la décroissance bêta du $^{16}\text{F}_{gs}$

Pour la décroissance du niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  vers  $^{16}\text{O}$ , nous avons choisi d'utiliser une valeur de temps de vie pour cette décroissance bêta de 1s. Cette valeur est partiellement motivée et estimée à partir du noyau miroir  $^{16}\text{N}$  (voir Figure III-14).

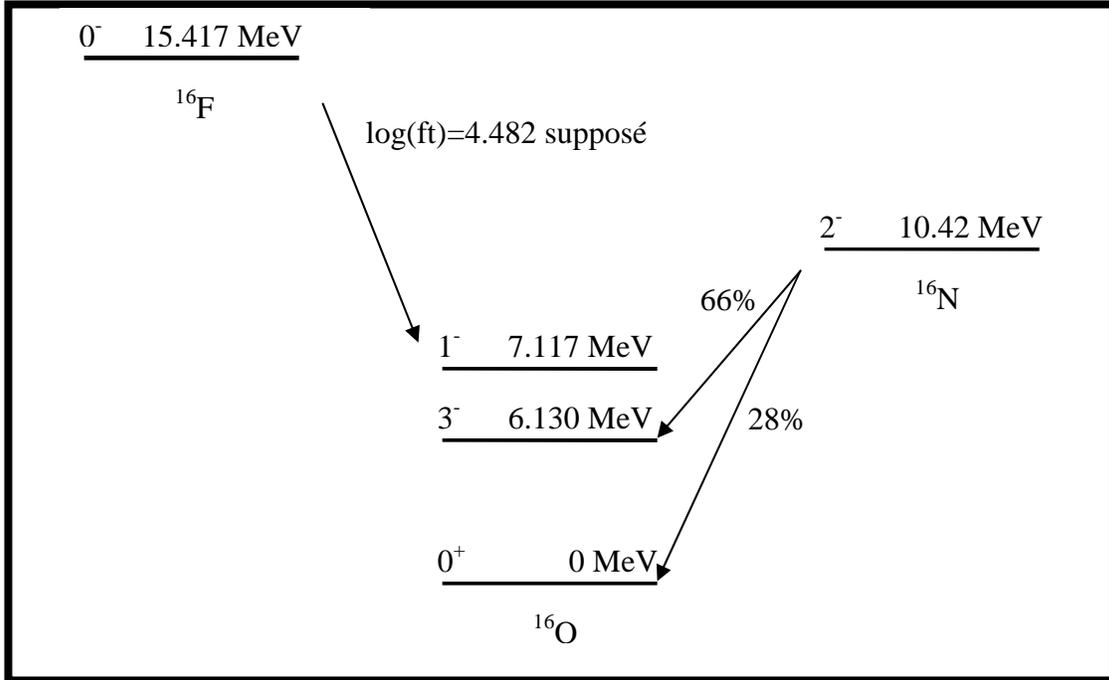


Figure III-14 Schémas pour la décroissance  $\beta^-$  de l'  $^{16}\text{N}$  et  $\beta^+$  du  $^{16}\text{F}$  vers l'  $^{16}\text{O}$ . Le noyau de  $^{16}\text{N}$  décroît avec un rapport d'embranchement de 66% (voir référence [TIL93]) vers le premier état  $3^-$  de  $^{16}\text{O}$  avec un  $\log(ft)=4.482$  ( une transition de GT). Nous avons considéré une transition similaire depuis le fondamental  $0^-$  de  $^{16}\text{F}$  sur le premier état  $1^-$  de  $^{16}\text{O}$ . Si nous considérons la même force de la transition ( $\log(ft)=4.482$  ) nous obtenons un temps de vie partiel bêta de  $\approx 1.25$  s.

En effet, le noyau miroir  $^{16}\text{N}$  décroît majoritairement vers le premier niveau  $3^-$  de  $^{16}\text{O}$ . Cette décroissance est caractérisée par un  $\log(ft) = 4.482$ , représentant ainsi 66% du flux total de la décroissance bêta. Le niveau fondamental  $2^-$  de  $^{16}\text{N}$  est bien décrit par le modèle en couches, il s'agit essentiellement d'une configuration  $n(1d5/2)^1p(1p1/2)^{-1}$ . Ainsi l'état  $2^-$  de  $^{16}\text{N}$  décroît principalement vers l'état excité  $3^- p(1d5/2)^1(1p1/2)^{-1}$  de  $^{16}\text{O}$ , où le recouvrement des fonctions d'onde est maximum. Le fondamental du  $^{16}\text{F}$  ( $0^-$ ) n'est pas le miroir du fondamental de  $^{16}\text{N}$  ( $2^-$ ). Le fondamental du  $^{16}\text{F}$  possède un spin  $0^-$ , ce qui signifie que le doublet d'états de la configuration  $p(2s1/2)^1n(1p1/2)^{-1}$  (états excités du  $^{16}\text{N}$ ) a été déplacé en énergie et que l'état  $0^-$  est devenu l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$ . Ce déplacement en énergie est probablement dû à un effet coulombien (Thomas – Ehrmann shift, référence [Mei70]). On s'attend donc à ce que cet état décroisse essentiellement vers le doublet de la configuration  $n(2s1/2)^1(1p1/2)^{-1}$ , il s'agit certainement des premiers états  $1^-$  et  $0^-$  d'  $^{16}\text{O}$ . Si nous considérons le même  $\log(ft)$  pour la transition bêta depuis l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$  vers le premier état  $1^-$  d'  $^{16}\text{O}$ , nous calculons un temps de vie partiel de 1.25 s. Puisqu'il existe certainement de nombreuses transitions bêta vers d'autres états dans le noyau de  $^{16}\text{O}$ , le temps de vie est certainement plus faible que celui calculé pour ce seul niveau. C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé une valeur de 1 s pour le temps de vie bêta. Le temps de vie bêta, donc la largeur bêta ( $\Gamma_{\beta^+}$ ), dans notre domaine de variation d'énergie (500 keV), a une très faible dépendance avec l'énergie bêta ( $Q_{\beta^+}=15.417$  MeV), c'est la raison pour laquelle nous l'avons considérée comme constante. Nous avons donc utilisé la valeur suivante :

$$\Gamma_{\beta^+} = 6.582 \times 10^{-22} \text{ MeV} \quad (\text{III.17})$$

Cette valeur de  $\Gamma_{\beta}$  correspond à un temps de vie partielle bêta d'une seconde.

### 3.5.4 Résultats – section efficace de $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$

Dans la Figure III-15 nous montrons la section efficace pour la formation du noyau composé (terme (II) de l'équation (III.14)) et la section efficace pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  (l'équation (III.14)).

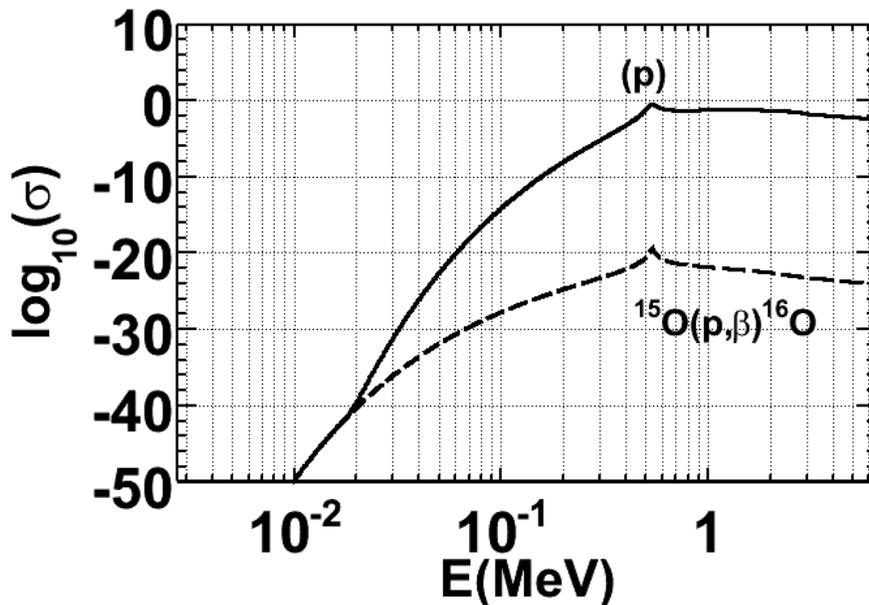


Figure III-15 Logarithme décimal de la section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  et de la formation du noyau composé  $^{16}\text{F}$  (p) en fonction de l'énergie dans le centre de masse. La forte décroissance de la section efficace à basse énergie est causée par la forte dépendance de la pénétrabilité avec l'énergie. Nous avons utilisé pour la largeur partielle bêta la valeur de  $6.6 \cdot 10^{-22}$  MeV, valeur estimée. La section efficace de réaction, en première approximation, a une dépendance linéaire avec la largeur partielle bêta (voir l'équation (III.17)).

Dans la section efficace de formation de noyau composé, courbe (p), la dépendance de l'énergie est plus forte que dans la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ . Dans l'équation (3.2) nous observons que le deuxième terme (II) dépend de l'énergie à laquelle nous faisons la réaction. Comme on peut voir dans l'équation (III.14), la largeur partielle proton est directement proportionnelle à la pénétrabilité pour l'énergie E. Cette dépendance avec l'énergie a pour conséquence que le rapport d'embranchement (terme II) est presque égal à 1 pour des énergies basses de réaction (alors que pour une énergie de réaction égale à l'énergie de la résonance le rapport d'embranchement bêta est de  $10^7$

<sup>20</sup>). L'explication est donnée par l'impossibilité (ou presque) pour le proton de traverser la barrière coulombienne du noyau de <sup>15</sup>O à très basse énergie. Mais, même si le rapport d'embranchement pour la décroissance bêta est maximal, la section efficace pour la formation du noyau composé est extrêmement petite, elle tombe vers zéro (Figure III-16), ce qui fait que la section efficace totale pour la réaction (p,β<sup>+</sup>) est de l'ordre de ≈10<sup>-40</sup> barn pour une énergie relative de 11 keV.

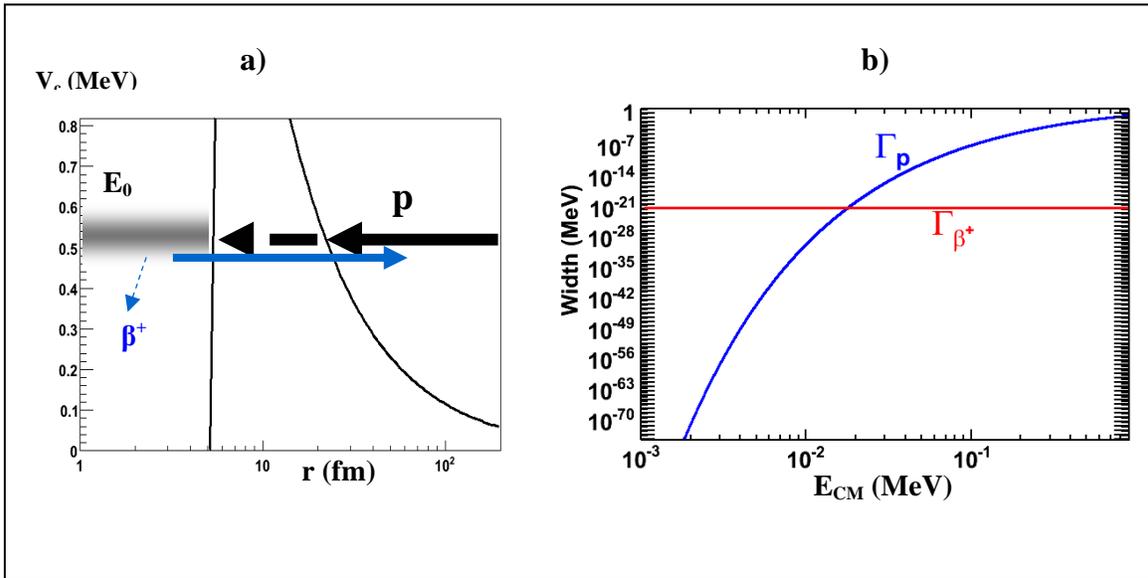


Figure III-16 Représentation schématique du mécanisme de réaction (p,β<sup>+</sup>). Dans la figure a) est représenté la variation de la barrière de potentiel ( $V_c$ ) entre le proton et l' <sup>15</sup>O en fonction de la distance relative ( $r$ ) entre les deux noyaux.  $E_0$  représente la position de la résonance du fondamental de <sup>16</sup>F. Pour que le proton et l' <sup>15</sup>O forment le noyau composé <sup>16</sup>F, il faut que le proton s'approche suffisamment du noyau d' <sup>15</sup>O. Donc la probabilité de formation ( $\sim \Gamma_p(E_p)$ ) est fortement dépendante de coefficient de pénétrabilité de la barrière entre ce proton et l' <sup>15</sup>O. La largeur partielle de capture proton a une forte variation avec l'énergie. Cette dépendance est visible dans la figure b).

A noter que, si nous trouvons une autre méthode pour peupler l'état fondamental du <sup>16</sup>F dans la partie à basse énergie de la résonance, autre que par la population directe avec des protons, nous pouvons augmenter ce terme de la section efficace, et ainsi augmenter la section efficace totale d'émission bêta. Cette idée est analysée dans les paragraphes suivants.

### 3.5.5 Résultats – taux de la réaction <sup>15</sup>O(p,β<sup>+</sup>)<sup>16</sup>O

Maintenant nous pouvons calculer le taux de réaction  $N_A \langle \sigma v \rangle$  en utilisant la section efficace Breit-Wigner calculée précédemment (références [Cla88]) :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^2 \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \underbrace{\sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}_{(I)} dE \quad (III.18)$$

Où

- $\sigma$  est la section efficace Breit-Wigner de réaction (équation III.14). ;
- $\mu$  est la masse réduite du système ;
- $k$  est la constante de Boltzmann ;
- $T$  est la température du milieu astrophysique.
- $N_A$  est le nombre d'Avogadro.

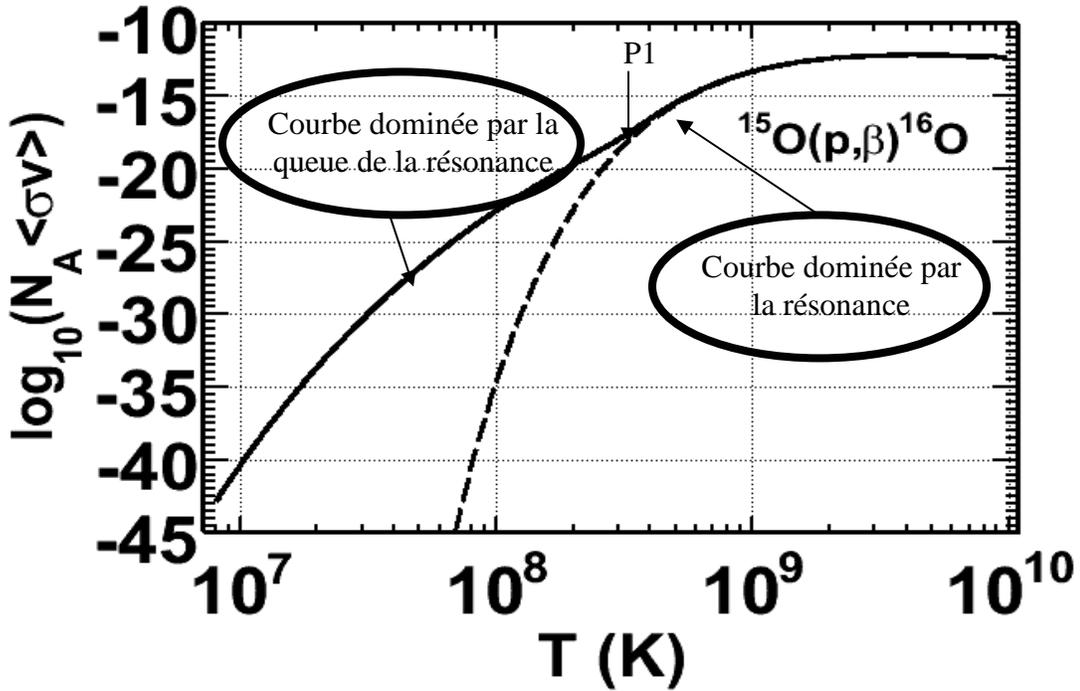


Figure III-17 Taux pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta)^{16}\text{O}$  (les unités pour  $N_A \langle \sigma v \rangle$  sont  $\text{cm}^3/\text{s}/\text{mole}$ ). Nous avons représenté le logarithme décimal du taux de réaction en fonction de la température. Pour les températures plus grandes que la température du point P1, le taux de réaction est dominé par la partie «résonnante» de la section, c'est à dire la partie autour de la résonance. Pour des températures plus petites que la température du point P1, le taux de réaction est dominé par la partie «non résonnante» de la section efficace c'est à dire la queue de la résonance.

Nous avons développé un code numérique (nommé PAIoNR – « Programme for Astrophysical Implications of Nuclear Reactions ») pour le calcul des sections efficaces de réaction et pour le calcul des taux de réaction. Dans ce code, nous utilisons des procédures d'intégration numérique pour le calcul des taux de réaction. Nous avons

utilisé ce code numérique pour le calcul de toutes les sections efficaces de réaction étudiées dans ce travail.

Le résultat obtenu, pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)$ , est présenté dans la Figure III-17, et les valeurs de taux de réaction sont présentées dans la Table III-5 pour quelques températures du milieu astrophysique. Dans cette figure, deux courbes de taux de réaction sont montrées. Le taux présenté avec la ligne pointillée représente le taux de réaction si nous négligeons la queue de la résonance, c'est à dire lorsque nous prenons pour le calcul que la section efficace de réaction autour de l'énergie de la résonance. Le taux présenté avec la ligne continue représente le taux de réaction si nous prenons en compte toute la section efficace de réaction, les queues des résonances incluses. Nous avons fait les deux calculs pour mettre en évidence le rôle de la queue de la résonance sur le taux de réaction. Pour les températures plus hautes que  $4 \cdot 10^8$  K, le taux est complètement dominé par la région autour de la résonance, et pour des températures plus basses que  $4 \cdot 10^8$  K, l'intensité du taux est essentiellement donnée par la contribution de la queue de la résonance. L'explication pour ce comportement vient de la contribution du terme noté (I) dans le taux de réaction (l'équation III.18). Ce terme est donné par la distribution des vitesses (une distribution suivant la loi de Maxwell-Boltzmann) pour les particules qui interagissent dans le milieu astrophysique.

**Table III-5** Table avec la valeur de taux de réaction pour quelques températures

Température $T_8$ (en unités de $10^8$ K)	Taux de réaction, $N_A \langle \sigma v \rangle$ ( $\text{cm}^3/\text{s}/\text{mol}$ )
0.1	$7 \cdot 10^{-42}$
0.5	$4.5 \cdot 10^{-28}$
1.0	$5 \cdot 10^{-24}$
5.0	$3.4 \cdot 10^{-16}$
10	$5.2 \cdot 10^{-14}$

### 3.5.6 Conséquences astrophysiques

Si nous voulons calculer l'échelle des temps caractéristiques pour une réaction thermonucléaire nous utilisons l'équation suivante (références [Cla88], [Kla68], [Ang99], [Gor95]) :

$$t_{re} = \frac{1}{Y_p \rho N_A \langle \sigma v \rangle} \quad (III - 19)$$

où :

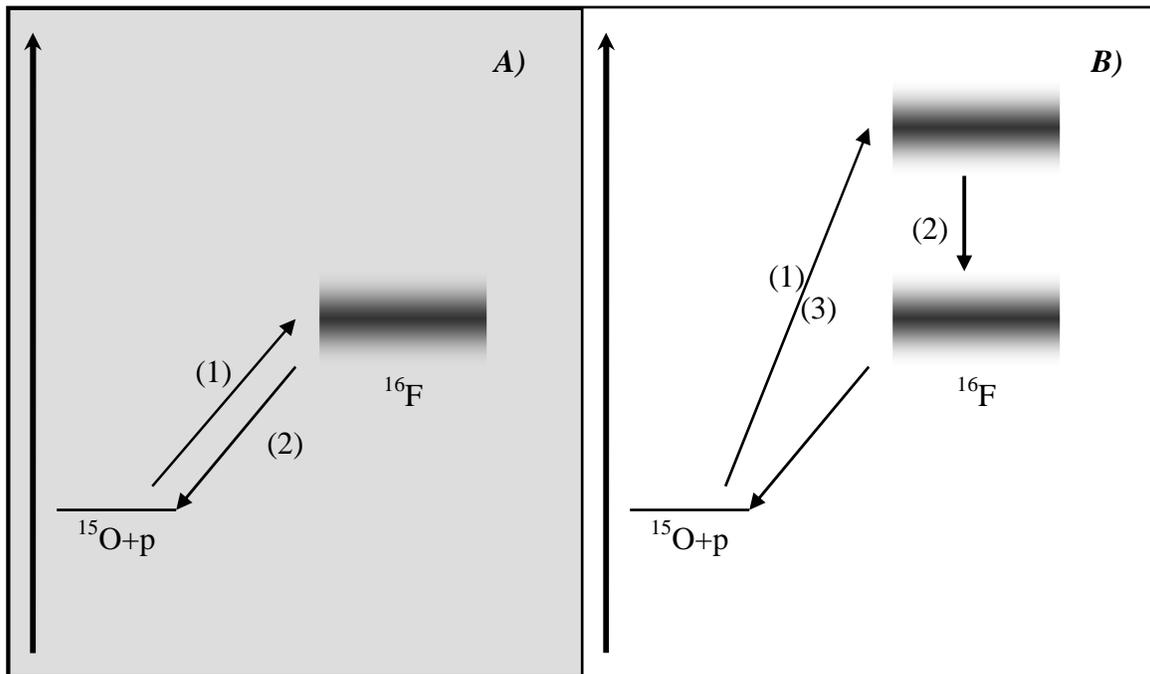
- $t_{re}$  représente le temps caractéristique de la réaction ;
- $Y_p$  représente l'abondance de protons dans le milieu de réaction (réaction de capture proton);

- $\rho$  représente la densité de matière dans le milieu de réaction
- $N_A \langle \sigma v \rangle$  représente le taux de la réaction (voir l'équation III-9)

Pour une température de  $10^9$  K, nous avons une valeur de  $0.5 \cdot 10^{-13}$  cm<sup>3</sup>/s/mol (Table III-5) pour le taux de réaction (p, $\beta^+$ ). Pour cette température, il faut avoir une densité de  $10^{14}$  g/cm<sup>3</sup> pour obtenir un temps moyen caractéristique pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  égal à une seconde (l'équation III-10). Aussi, il nous faut avoir une densité d'approximativement  $10^{11}$  g/cm<sup>3</sup> pour que la réaction (p, $\beta^+$ ) soit compétitive par rapport à la décroissance bêta de  $^{15}\text{O}$  (176 s de temps de vie). Cette densité est trop grande pour les sites astrophysiques connus. Pour les sursauts X, la densité la plus grande considérée ne dépasse pas  $2 \cdot 10^7$  g/cm<sup>3</sup>, et pour cette densité nous avons une réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)$  pour  $2 \cdot 10^7$  décroissances bêta de  $^{15}\text{O}$ . Ce fait nous amène à la conclusion que la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)$  représente une fuite trop petite pour avoir une influence sur le déroulement du cycle CNO dans les sites astrophysiques connus.

### 3.6 La section efficace de la réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$

Dans ce paragraphe nous voulons calculer la section efficace de réaction pour un processus exotique. En effet, suite à l'étude faite sur le processus  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ , nous avons vu que dans la queue à basse énergie, le rapport d'embranchement bêta et pratiquement égal à 1. Mais, pour le processus  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ , l'importance de cette queue à basse énergie est très limitée, à cause d'une très faible probabilité de peuplement, avec des protons, de la région concernée. Nous allons étudier la possibilité de peupler avec un autre moyen la queue à basse énergie de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ .

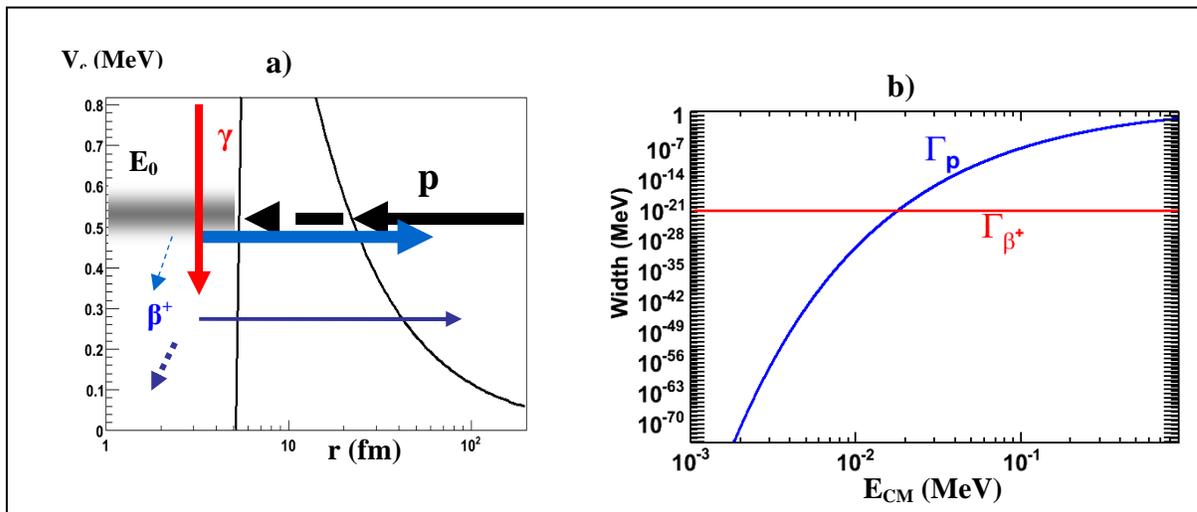


**Figure III-18** La loi de la conservation de l'énergie pour deux cas différents. Dans le premier cas (A), lorsque nous avons une transition d'un état quasi stable (l'état fondamental d'  $^{15}\text{O}$ , état avec un temps de vie de 167 s, temps de vie long à l'échelle des temps de la transition) vers un niveau non lié (dans notre cas l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$ , état avec un temps de vie de  $\approx 10^{-20}$  s), transition notée dans l'image avec (1), suivie par une transition (2) de l'état non lié vers l'état fondamental de  $^{15}\text{O}$ . Pour le deuxième cas (B), nous avons une première transition (1) vers le premier niveau excité de  $^{16}\text{F}$ , suivie par une deuxième transition, la transition gamma notée (2) vers l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ , et finalement une troisième transition (3) vers l'état de long temps de vie d'  $^{15}\text{O}$ . Dans le cas (A), il faut que l'énergie de la première transition et de la deuxième soit la même ( $E_1=E_2$ ). Dans le cas (B) il faut que l'énergie de la première transition soit égale à la somme des énergies de la deuxième et de la troisième transition ( $E_1=E_2+E_3$ ).

Dans le paragraphe précédent nous avons fait l'observation que la section efficace pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$ , aux basses énergies incidentes, pour les protons ( $E_p < 0.5$  MeV, voir Figure III-15), est fortement dépendante de deux termes :

1. La forme de la résonance  $\propto \frac{1}{(E_p - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma(E_p)}{2}\right)^2}$ , une forme de résonance de type Breit Wigner, avec  $E_p$ ,  $E_r$ ,  $\Gamma(E_p)$  qui sont respectivement l'énergie incidente du proton, l'énergie de la résonance et la largeur totale du niveau;
2. La très forte dépendance du coefficient de transmission de la barrière coulombienne en fonction de l'énergie. Cette dépendance est caractéristique pour toutes les réactions avec des particules chargées à basse énergie (lorsque l'énergie dans le centre de masse est plus petite que la barrière coulombienne). Ce terme est dominant pour les très basses énergies.

Clairement, la section efficace pourrait être considérablement augmentée si nous pouvons trouver un processus dans lequel l'effet du deuxième terme serait réduit, autrement dit si nous pouvons produire du  $^{16}\text{F}$  sans avoir à subir l'effet de la répulsion coulombienne.



**Figure III-19** Représentation schématique du mécanisme de réaction proposé. La figure a) présente l'importance de la barrière coulombienne entre le proton et l' $^{15}\text{O}$  pour la formation et la décroissance par émission de proton de l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$ . Si l'énergie proton est petite, la probabilité de formation du noyau composé est très réduite. Cette réduction est causée par deux facteurs : la différence entre l'énergie proton et l'énergie de la résonance et par le coefficient de transmission à travers la barrière coulombienne. Dans la figure b) est présentée la dépendance avec l'énergie relative entre les deux noyaux de la capture ou de l'émission d'un proton. Si la population de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  est faite d'une façon qui élimine la dépendance par rapport à la barrière coulombienne, l'émission  $\beta^+$  est favorisée par rapport à l'émission proton. Pour peupler de cette manière l'état fondamental, nous proposons de le faire par transition  $\gamma$  vers cet état à partir d'un niveau excité. Ainsi, par rapport au peuplement avec les protons, il n'y a pas la dépendance de coefficient de transmission de la barrière coulombienne, parce que la transition  $\gamma$  est à l'intérieur de la barrière.

Dans ce chapitre nous nous proposons d'étudier la section efficace pour le processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$  dans lequel le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  est peuplé par la capture radiative d'un proton sur le premier état excité de  $^{16}\text{F}$ . La transition gamma se fait entre le premier niveau excité et le niveau fondamental. Celle-ci est suivie par une décroissance bêta. Comme observation importante, l'intensité avec laquelle l'état fondamental est peuplé par la transition gamma dépend fortement de la forme de résonance (voir Figure III-18 et Figure III-19). Dans cette dépendance nous avons, évidemment, la forme de la résonance de l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$ , mais *il n'y a aucune raison d'avoir la même dépendance du coefficient de transmission de la barrière de potentielle* comme pour le cas de la réaction  $(p,\beta^+)$ . En fait *les transitions gamma avec des énergies grandes sont favorisées*, ce qui favorise la population de la résonance aux énergies les plus faibles dans le centre de masse pour le système  $\mathbf{p}$  et  $^{15}\text{O}$ . Cela correspond également à la région des énergies où le proton est « piégé » dans le champ coulombien du noyau de  $^{15}\text{O}$ , favorisant ainsi la décroissance bêta du fondamental par rapport à la décroissance proton.

La section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  (voir Figure III-20) dépend des termes suivants :

1. Une forte dépendance du coefficient de transmission de la barrière coulombienne en fonction de l'énergie proton incidente ( $E_p$ ) pour former le premier niveau excité du  $^{16}\text{F}$ . Ce terme est dominant pour les très basses énergies ;

2. La forme de la résonance  $\propto \frac{1}{(E_p - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma_1(E_p)}{2}\right)^2}$ , une forme

de résonance de type Breit Wigner, avec  $E_p$ ,  $E_1$ ,  $\Gamma_1(E_p)$  qui sont respectivement l'énergie incidente du proton, l'énergie de la résonance de premier niveau excité, et la largeur totale de ce niveau ;

3. L'énergie de la transition gamma ( $E_\gamma$ ) entre le premier niveau excité et le niveau fondamental du  $^{16}\text{F}$ . Cette dépendance est  $\propto E_\gamma^{2l+1}$ , où  $l$  est la multipolarité de la transition gamma. Dans notre cas, parce que le premier état de  $^{16}\text{F}$  est un état avec un spin  $1^-$  et l'état fondamental est avec un spin  $0^-$ , la seule transition gamma possible est une transition M1. Dans ce cas  $l=1$  ;

4. La forme de la résonance de l'état fondamental  $\propto \frac{1}{(E_p - E_\gamma - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_0(E_p - E_\gamma)}{2}\right)^2}$  avec  $E_p$ ,  $E_0$ ,  $E_\gamma$ ,  $\Gamma_0(E_p)$  qui

sont respectivement l'énergie incidente de proton, l'énergie de la résonance de l'état fondamental, l'énergie de la transition gamma, et la largeur totale de ce niveau.

Ici, il n'y a pas la dépendance du coefficient de transmission de la barrière coulombienne pour l'état fondamental ! C'est une grande différence par rapport à la

réaction  $(p, \beta^+)$  qui peut changer fortement la valeur de la section efficace de réaction. La formule finale proposée pour le calcul de cette section efficace de réaction est :

$$\sigma_{(p,\gamma)(\beta^+)}(E_p) = \int_0^{E_\gamma} \sigma_{(p,\gamma)}(E_p, E_\gamma) \frac{1}{N} \frac{1}{(E_p - E_\gamma - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_0(E_p - E_\gamma)}{2}\right)^2} \text{Re}(\beta^+) dE_\gamma \quad (III.20)$$

avec

$$\text{Re}(\beta^+) = \frac{\Gamma_{0\beta^+}}{\Gamma_{0\beta^+} + \Gamma_{0p}(E_p - E_\gamma)} \quad (III.21)$$

où

$$N = \int_0^\infty \frac{1}{(E_p - E_\gamma - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_0(E_p - E_\gamma)}{2}\right)^2} dE_\gamma \quad (III.22)$$

et

$$\sigma_{(p,\gamma)}(E_p) = \frac{\lambda_p^2}{4\pi} \omega \frac{\Gamma_{1p}(E_p) \Gamma_{1\gamma}(E_\gamma)}{(E_p - E_1)^2 + \frac{\Gamma_1(E_p)^2}{4}} \quad (III.23)$$

avec

$$\Gamma_{1\gamma}(E_\gamma) = \Gamma_{1\gamma}(E_1 - E_0) \left\{ \frac{E_\gamma}{E_1 - E_0} \right\}^3 \quad (III.24)$$

et  $E_p, E_\gamma, E_1, \Gamma_1, \Gamma_{1p}, \Gamma_{1\gamma}, E_0, \Gamma_0, \Gamma_{0p}, \Gamma_{0\beta}$  sont respectivement, l'énergie de proton qui peuple le premier état excité du  $^{16}\text{F}$ , l'énergie de la transition gamma qui peuple l'état fondamental, l'énergie de la résonance du premier état excité, la largeur totale de ce niveau, sa largeur partielle proton, sa largeur partielle gamma, l'énergie de l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$ , la largeur totale de ce niveau, sa largeur partielle proton et sa largeur partielle  $\beta^+$ .

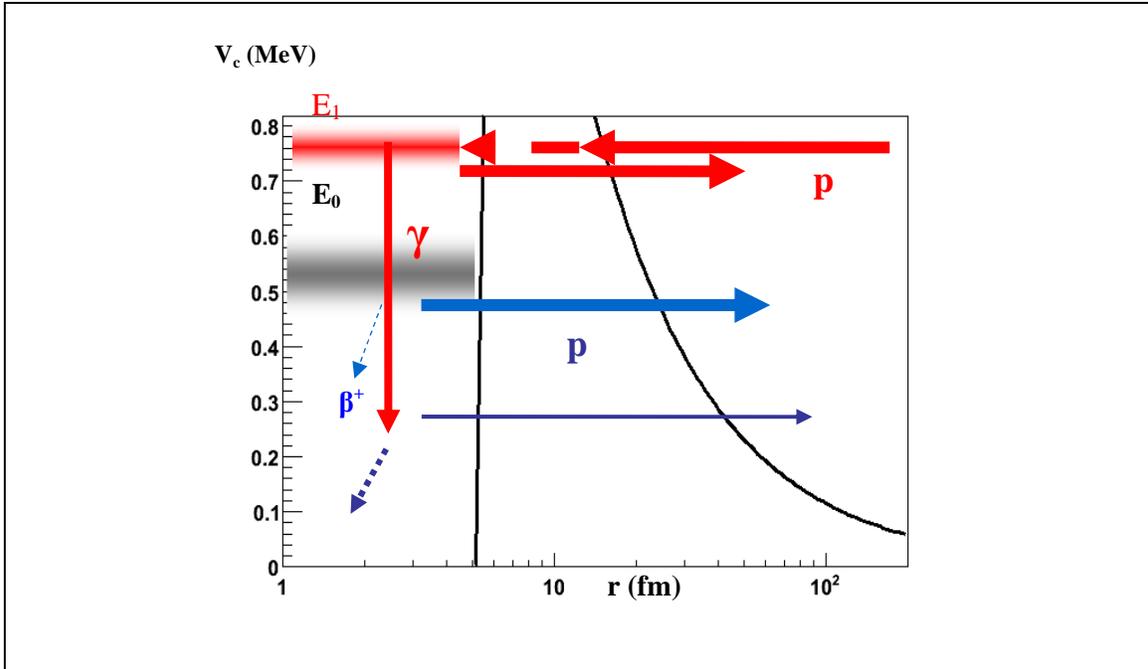


Figure III-20 Représentation schématique de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta)^{16}\text{O}$ . Le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  est peuplé par la capture radiative d'un proton sur le premier état excité de  $^{16}\text{F}$ . La transition gamma se fait entre le premier niveau excité et le niveau fondamental. Celle-ci est suivie par une décroissance bêta vers l' $^{16}\text{O}$ .

Pour calculer la section efficace de cette réaction, il nous manque la valeur de la largeur partielle gamma  $\Gamma_{1\gamma}(E_1-E_0)$ . Cela est déterminé dans le paragraphe suivant.

### 3.6.1 Largeur partielle pour la décroissance gamma de $^{16}\text{F}_{1+ - gs}$

La largeur partielle pour l'émission gamma depuis le premier niveau excité vers le fondamental de  $^{16}\text{F}$  a été estimée à partir de la symétrie miroir.

Pour estimer le temps de vie de la transition gamma de type M1 entre le premier état excité 1- et l'état fondamental 0- de  $^{16}\text{F}$ , nous avons utilisé les informations mesurées dans la transition miroir dans  $^{16}\text{N}$ . Dans ce noyau, la transition entre les états miroirs a un temps de vie de 3.5 ps pour une intensité de 100, en compétition avec une transition 1- vers le fondamental 2- à 36.2 %. Nous avons choisi d'utiliser un temps de vie partiel de 1 ps pour la transition M1 dans  $^{16}\text{F}$  (voir Figure III-21). C'est légèrement plus court que la valeur de la transition miroir, mais il est raisonnable de supposer une valeur plus courte pour le noyau miroir plus riche en proton.

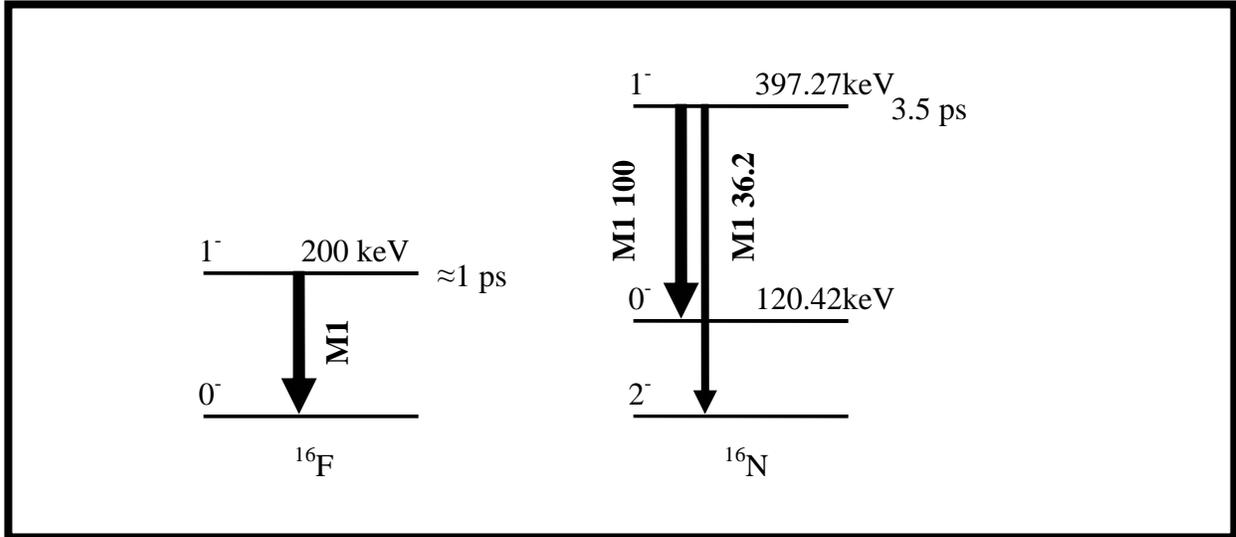


Figure III-21 Comparaison entre la transition gamma M1 entre les niveaux miroirs  $1^-$  et  $0^-$  dans les noyaux miroirs de  $^{16}\text{F}$  et d' $^{16}\text{N}$ . La valeur estimée pour le temps partiel de transition gamma dans  $^{16}\text{F}$  est égale à celle de la même transition dans  $^{16}\text{N}$  corrigée pour la différence d'énergie.

### 3.6.2 Résultats – section efficace de $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$

Nous avons utilisé le code numérique PAIoNR pour le calcul de la section efficace de réaction  $(p,\gamma)(\beta)$ . Le résultat est présenté dans la Figure III-22. Le calcul a été fait en utilisant l'équation III.10. A première vue, nous pouvons nous attendre à avoir une valeur très faible pour la section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)$  à cause de la valeur petite de la largeur partielle d'émission bêta. Contrairement à nos naïves attentes, la section efficace de la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  est beaucoup plus grande (facteur  $10^9$ ) que la section efficace de la réaction  $(p,\beta^+)$  (partie **B** de la figure). Une simple explication de ce facteur peut être donnée de la manière suivante :

- Nous savons (voir Figure III-17) qu'il y a en moyenne une réaction  $(p,\beta^+)$  pour  $10^{20}$  réactions  $(p,p)$ , autrement dit pour  $10^{20}$  protons capturés;
- Dans le cas du processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$ , il y a un  $\gamma$  émis pour chaque  $10^8$  protons capturés ;
- Pour chaque  $\approx 10^3$   $\gamma$ , il y a un  $\gamma$  qui peuple la queue de la résonance de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  à une énergie relative entre le proton et l'  $^{15}\text{O}$  plus basse que 20 keV (voir Figure III-22),.
- Pour des énergies dans le système de centre de masse plus basses que 20 keV, le rapport d'embranchement bêta est presque égal à 1;
- En conclusion il y a un processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$  pour  $10^{11}$  protons capturés.
- Le rapport entre les deux réactions est donc de  $10^9$ .

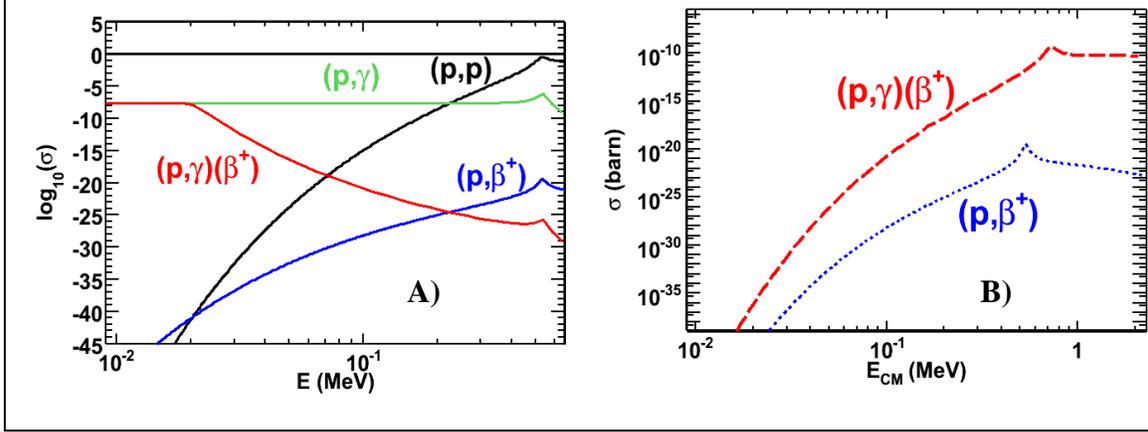


Figure III-22 Section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ , et comparaison avec la section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)$ . Dans la figure A), nous avons représenté différents termes de l'équation III-20, et la comparaison avec les réactions  $^{15}\text{O}(p,p)^{15}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)$ . La courbe  $(p,\gamma)$  représente la section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)^{16}\text{F}^{\text{gs}}$  de peupler l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  à une énergie relative  $E$  entre le proton et  $^{15}\text{O}$  (calculé pour une énergie dans le système de centre de masse égale à 0.729 MeV). La courbe  $(p,\gamma)(\beta^+)$  représente la section efficace de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  peuplant l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  (peuplé par la transition gamma) à une énergie finale relative  $E$  entre le proton et l' $^{15}\text{O}$  (la courbe est calculée pour une énergie incidente proton égale à 0.729 MeV). Dans la figure B, nous avons représenté la dépendance avec l'énergie dans le système de centre de masse de la section efficace de réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  et la comparaison avec la section efficace de réaction  $(p,\beta^+)$  calculé auparavant.

### 3.6.3 Résultats – taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$

Maintenant nous pouvons calculer le taux de réaction  $N_A \langle \sigma v \rangle$  pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  en utilisant la section efficace calculée précédemment :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{(p,\gamma)(\beta^+)} = N_A \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^2 \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma_{(p,\gamma)(\beta^+)}(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (\text{III.25})$$

Où

- $\sigma_{(p,\gamma)(\beta^+)}$  est la section efficace de réaction (l'équation III.20) ;
- $\mu$  est la masse réduite du système formé d'  $^{15}\text{O}$  et le proton ;
- $k$  est la constante de Boltzmann ;
- $T$  est la température du milieu astrophysique
- $N_A$  est le nombre d' Avogadro

Les résultats obtenus et la comparaison avec les taux estimés pour les processus  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$  sont présentés dans la Figure III-23. Dans le calcul fait pour le taux de réaction nous avons considéré que le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  peut décroître avec une émission  $\beta^+$ , où par émission proton. Toutes les autres possibilités sont

négligées. La possibilité que l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  peut capturer un deuxième proton est discutée et une estimation de l'intensité de ce processus est faite dans le paragraphe 3.7. Nous allons discuter sur les conséquences de cette valeur de taux de réaction dans les paragraphes suivants.

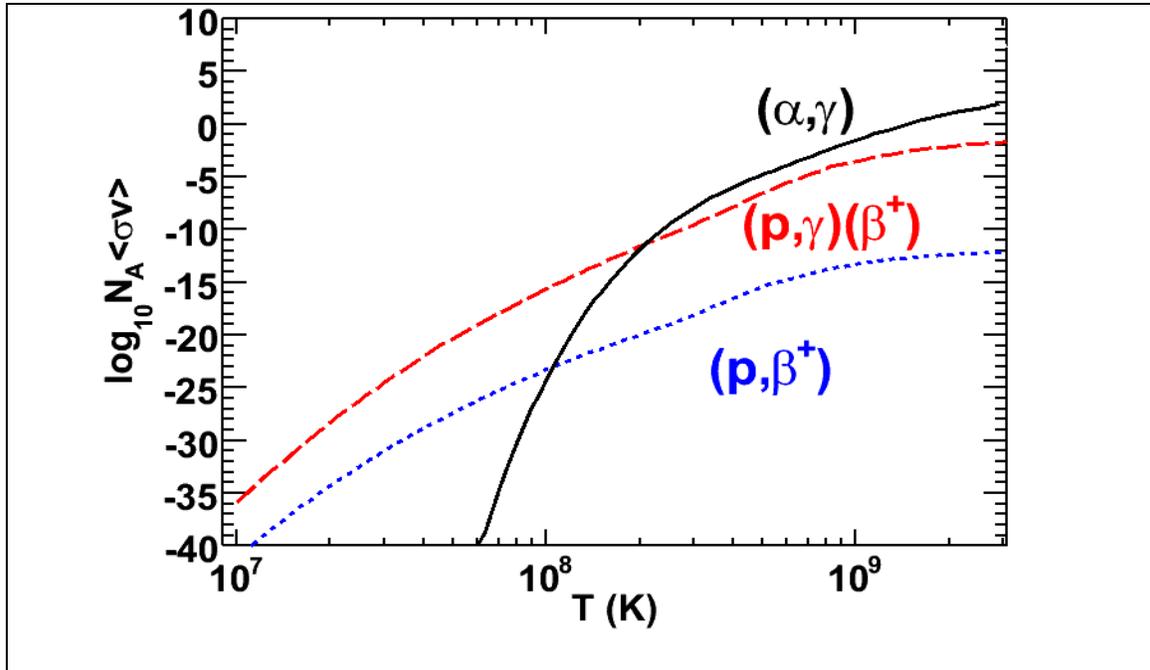


Figure III-23 Dépendance en température pour divers taux de réaction. Le taux pour le processus  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  est comparé avec celui pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  et avec celui de la réaction  $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ .

### 3.6.4 Conséquences nucléaires

Comme nous pouvons voir sur la Figure III-23, le fait de peupler l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$  avec une transition gamma a fortement bloqué en moyenne la décroissance par proton de ce niveau. Cela vient de l'effet de pouvoir peupler d'une manière importante la queue à basse énergie du niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$ , position dans la queue pour laquelle le proton est « piégé » dans le champ coulombienne de l'  $^{15}\text{O}$ . Une observation très importante est le fait que la largeur de décroissance partielle pour la décroissance  $\beta^+$  ne change quasiment pas dans la gamme d'énergie en question. Cette largeur de décroissance partielle est une constante (voir Figure III-19 b) relativement à la variation de la pénétrabilité à travers la barrière coulombienne. La largeur totale de niveau est la somme de ces largeurs partielles :

$$\Gamma_{tot}(E) = \sum_i \Gamma_i(E) \quad (III.26)$$

où  $\Gamma_{tot}(E)$ ,  $\Gamma_i(E)$  sont respectivement la largeur totale à l'énergie  $E$ , et la largeur partielle pour le canal  $i$ .  $E$  est calculée dans le système de centre de masse. Pour le cas de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ , nous avons seulement deux voies de décroissance. Cet état peut décroître par émission d'un proton ou par la décroissance bêta. Dans ce cas nous avons

$$\Gamma_{tot}(E) = \Gamma_p(E) + \Gamma_{\beta^+} \quad (III.27)$$

Si la largeur partielle proton baisse avec l'énergie, la largeur totale baisse également avec l'énergie. Parce que le temps de vie du niveau est

$$\tau(E) = \hbar / \Gamma_{tot}(E) \quad (III.28)$$

nous calculons que le temps de vie de  $^{16}\text{F}$  augmente lorsque l'énergie  $E$  diminue. Avec la décroissance gamma du premier état excité de  $^{16}\text{F}$  nous peuplons favorablement la région des basses énergies de la résonance de l'état fondamental. Ainsi, nous pouvons nous imaginer qu'il y a un moyen d'augmenter « artificiellement » le temps de vie d'un noyau non lié.

### 3.6.5 Conséquences astrophysiques

Dans la Figure III-23 on peut voir que le taux de la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  est supérieur au taux de la réaction  $(p,\beta^+)$  pour toutes les températures. Aussi, ce processus est dominant à des températures plus basses que  $2 \cdot 10^8$  K.

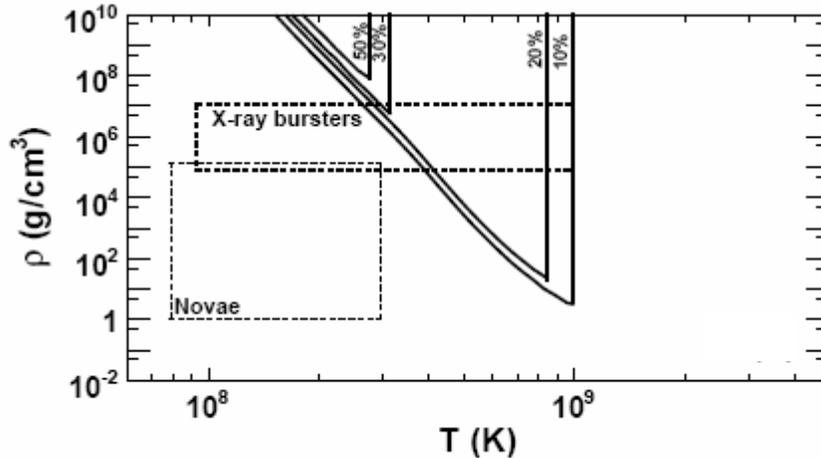
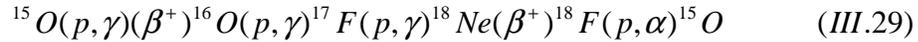


Figure III-24 Importance relative de la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$ . Est représenté ici la proportion du flux de la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  par rapport au flux total partant depuis l'  $^{15}\text{O}$ , pour différentes températures et densités. Aussi sont marquées les régions des densités et températures caractéristiques aux novae et aux sursauts X. Le calcul est fait en considérant une proportion de 90% de protons dans le milieu astrophysique.

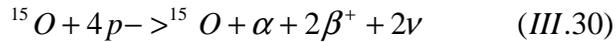
Dans la région des températures  $2 \cdot 10^8$ - $1.1 \cdot 10^9$  K, le taux estimé pour le processus  $(\alpha, \gamma)$  est plus grand que celui de la réaction  $(p, \gamma)(\beta^+)$ , mais les deux taux restent comparables. Pour des températures plus hautes que  $1.1 \cdot 10^9$  K la réaction  $(\alpha, \gamma)$  est dominante. Nous pouvons essayer de montrer l'importance estimée du processus  $(p, \gamma)(\beta^+)$  en le comparant avec d'autres voies possibles à partir de l' $^{15}\text{O}$  (notamment la décroissance bêta et la capture radiative de particules  $\alpha$ ).

Pour évaluer l'impact de cette nouvelle réaction  $(p, \gamma)(\beta^+)$ , son taux doit être comparé à celui de la décroissance bêta de  $^{15}\text{O}$  et de la réaction de capture d'alpha à partir de l' $^{15}\text{O}$ . Ceci est montré dans la Figure III-24. Dans cette figure nous montrons les conditions de température et de densité pour lesquelles le processus  $(p, \gamma)(\beta^+)$  contribue avec 10, 20, 30 et 50% de tout le flux partant depuis l' $^{15}\text{O}$ . Le calcul a été fait en supposant une proportion de 90% de protons dans le milieu. Pour le cas où la température ne dépasse pas 100 millions de degrés ( $T < 10^8$  K), la réaction nécessite une densité supérieure à  $10^{10}$  g/cm<sup>3</sup>. Cette densité est trop grande pour les sites astrophysiques comme les novae et les sursauts X. Dans les explosions novae le processus  $(p, \gamma)(\beta^+)$  contribue avec moins de 1% du flux total partant de  $^{15}\text{O}$ . Pour ces sites, la quasi-totalité du flux est représenté par la décroissance  $\beta^+$  d' $^{15}\text{O}$ . Dans les sursauts X, le nouveau processus représente jusqu'à 30% du flux total. Pour des températures plus basses que  $1.1 \cdot 10^9$  K, il y a une compétition avec la capture radiative de particules  $\alpha$ . Pour des températures plus hautes que  $1.1 \cdot 10^9$  K la capture radiative de particules alpha par le  $^{15}\text{O}$  représente plus de 90% du flux total initié par l' $^{15}\text{O}$ .

Dans les conditions de température et de densité où la réaction  $(p, \gamma)(\beta^+)$  représente une partie importante du flux, un nouveau cycle de réactions est activé :



Ce nouveau cycle peut augmenter la vitesse du cycle CNO, donc augmenter la vitesse de production d'énergie. Même si ce cycle n'est pas producteur de noyaux qui peuvent déclencher des réactions d'échappement du cycle CNO, il peut avoir une importance dans la génération d'énergie dans ce cycle. Avec ce nouveau cycle, quatre protons sont transformés en une particule  $\alpha$ , deux positrons et deux neutrinos.



L'énergie maximale libérée pour la génération de chaque particule  $\alpha$  dans ce cycle est de 26.731 MeV (une petite partie de l'énergie est transférée comme énergie cinétique pour les deux neutrinos qui peuvent être perdus par le site astrophysique). Cette énergie peut être importante si le processus  $(p, \gamma)(\beta^+)$  prend une partie importante du flux généré par l' $^{15}\text{O}$ . S'il y a de l'énergie libérée dans le milieu, la température du milieu peut monter, favorisant la consommation d' $^{15}\text{O}$  par le processus proposé, générant encore plus d'énergie, ce qui augmente encore davantage la température, etc. De cette manière il est possible que ce cycle génère suffisamment d'énergie pour qu'une explosion ait lieu. Ceci reste évidemment à être démontré dans une simulation d'explosion stellaire.

### 3.7 Le taux de réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$

Dans ce chapitre nous nous proposons de calculer la section efficace pour le processus  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ , dans lequel le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  est peuplé par la capture radiative d'un proton sur le premier état excité de  $^{16}\text{F}$ , suivi par une autre capture radiative vers l'état fondamental d' $^{17}\text{Ne}$ . La première transition gamma se fait entre le premier niveau excité et le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$ . Avant que ce niveau décroisse par émission de proton (ou bêta), la première transition gamma peut être suivie d'une deuxième capture de proton à partir du niveau fondamental du  $^{16}\text{F}$ , vers un état excité du  $^{17}\text{Ne}$ . Comme dans le cas de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  calculé dans le paragraphe 3.5, nous voulons « profiter » du peuplement avec des gammas d'une région d'énergie de la résonance où le proton est partiellement piégé dans le champ coulombien de l' $^{15}\text{O}$ . La différence par rapport à la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  est le fait qu'à la place de la décroissance bêta du niveau fondamental, nous avons une capture d'un autre proton, pour former le noyau lié  $^{17}\text{Ne}$ . Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la région des énergies où le proton est « piégé » dans le champ coulombien de l' $^{15}\text{O}$  est peuplée davantage par une transition gamma que par une capture directe de proton, favorisant subséquemment un *temps de vie plus long pour le niveau fondamental* du  $^{16}\text{F}$ . Dans ce cas, si le noyau de  $^{16}\text{F}$  se trouve dans un milieu riche en protons, la probabilité que le  $^{16}\text{F}$  capture un autre proton est augmentée. Cette réaction est étudiée dans les paragraphes suivants.

#### 3.7.1 La section efficace de $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$

Dans ce paragraphe nous nous proposons de calculer la section efficace pour le processus  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ . Nous utilisons pour le calcul l'équation III-20, en remplaçant le rapport d'embranchement bêta par un rapport d'embranchement pour une capture proton :

$$\sigma_{(p,\gamma)(\beta^+)}(E_p) = \int_0^{E_p} \sigma_{(p,\gamma)}(E_p, E_\gamma) \frac{1}{N} \frac{1}{(E_p - E_\gamma - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_0(E_p - E_\gamma)}{2}\right)^2} \text{Re}(p2) dE_\gamma \quad (\text{III.32})$$

avec

$$N = 1 / \int_0^\infty \frac{1}{(E_p - E_\gamma - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_0(E_p - E_\gamma)}{2}\right)^2} \quad (\text{III.33})$$

et

$$\sigma_{(p,\gamma)}(E_p) = \frac{\lambda_p^2}{4\pi} \omega \frac{\Gamma_{1p}(E_p)\Gamma_{1\gamma}(E_\gamma)}{(E_p - E_1)^2 + \frac{\Gamma_1(E)^2}{4}} \quad (III.34)$$

avec

$$\Gamma_{1\gamma}(E_\gamma) = \Gamma_{1\gamma}(E_1 - E_0) \left\{ \frac{E_\gamma}{E_1 - E_0} \right\}^3 \quad (III.35)$$

et

$$\text{Re}(p2) = \frac{\Gamma_{0p \rightarrow Ne}(E_p - E_\gamma)}{\Gamma_{0\beta^+} + \Gamma_{0p}(E_p - E_\gamma) + \Gamma_{0p \rightarrow Ne}(E_p - E_\gamma)} \quad (III.36)$$

où  $\Gamma_{0p \rightarrow Ne}(E_p - E_\gamma) = \frac{\hbar}{\tau_{Op \rightarrow Ne}}$  représente la largeur partielle de capture proton

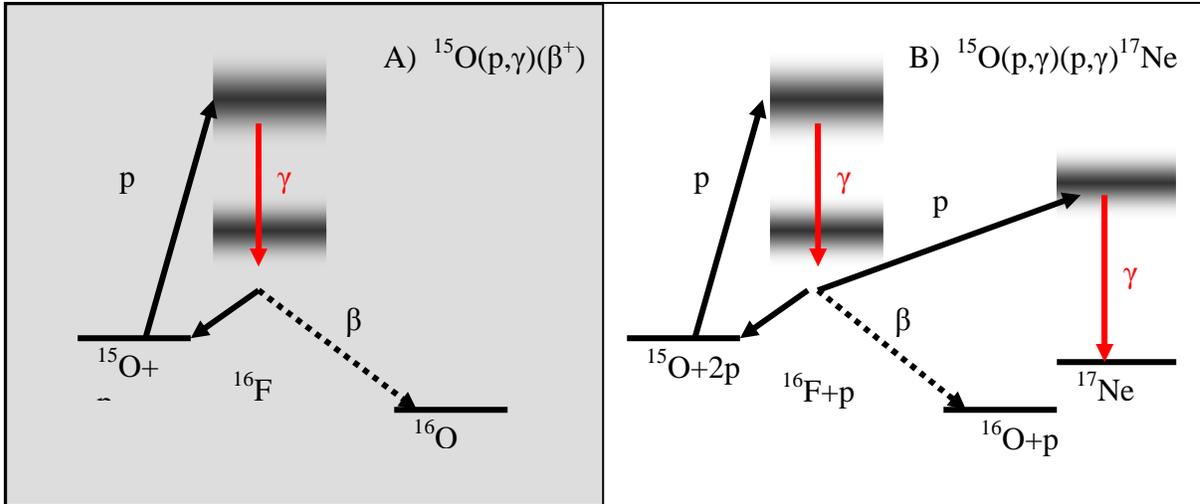
pour l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$  vers  $^{17}\text{Ne}$  (voir Figure III-25), et  $\tau_{Op \rightarrow Ne}$  représente le temps partiel nécessaire pour la capture de ce deuxième proton. Ce temps partiel est calculable à partir de la température de milieux astrophysique dans lequel il peut faire cette capture, et de la densité de milieu de la manière suivante :

$$\tau_{^{16}\text{F}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}} = \frac{\hbar}{\rho Y_p N_A \langle \sigma v \rangle_{^{16}\text{F}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}}} \quad (III.37)$$

ou  $\rho$  représente la densité du milieu astrophysique où nous avons la réaction,  $Y_p$  l'abondance des protons dans le milieu, et

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{^{16}\text{F}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}} = N_A \left( \frac{8}{\pi\mu} \right)^2 \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma_{^{16}\text{F}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}}(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (III.38)$$

est le taux de réaction de capture radiative vers le  $^{17}\text{Ne}$  à partir de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ . La section efficace de réaction  $^{16}\text{F}^{\text{gs}}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ ,  $\sigma_{^{16}\text{F}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}}(E)$ , est calculable dans le formalisme Breit-Wigner, également utilisé jusqu'à maintenant pour les autres réactions.



**Figure III-25** Représentation schématique des différences entre le cas de la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  et  $(p,\gamma)(p,\gamma)$ . Dans la première figure (A), est représentée la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  calculée dans le paragraphe 3.6.2. Un proton est capturé par le noyau d'  $^{15}\text{O}$  pour former le  $^{16}\text{F}$  dans son premier état excité. Une décroissance  $\gamma$  de ce niveau excité va peupler la résonance de l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ . Une partie des  $\gamma$  va peupler la queue à basses énergies d'  $^{16}\text{F}$ , région où les protons sont « piégés » dans le champ coulombien par le coeur d'  $^{15}\text{O}$ . De cette manière le rapport d'embranchement  $\beta^+$  est plus important. Dans la figure B) nous avons une réaction similaire au cas  $(p,\gamma)(\beta^+)$ , mais au lieu de la décroissance  $\beta^+$ , le noyau de  $^{16}\text{F}$ , peuplé dans la queue à basse énergie, peut subir une deuxième capture radiative et former le noyau lié de  $^{17}\text{Ne}$ . Ainsi nous avons la réaction de double capture radiative  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ .

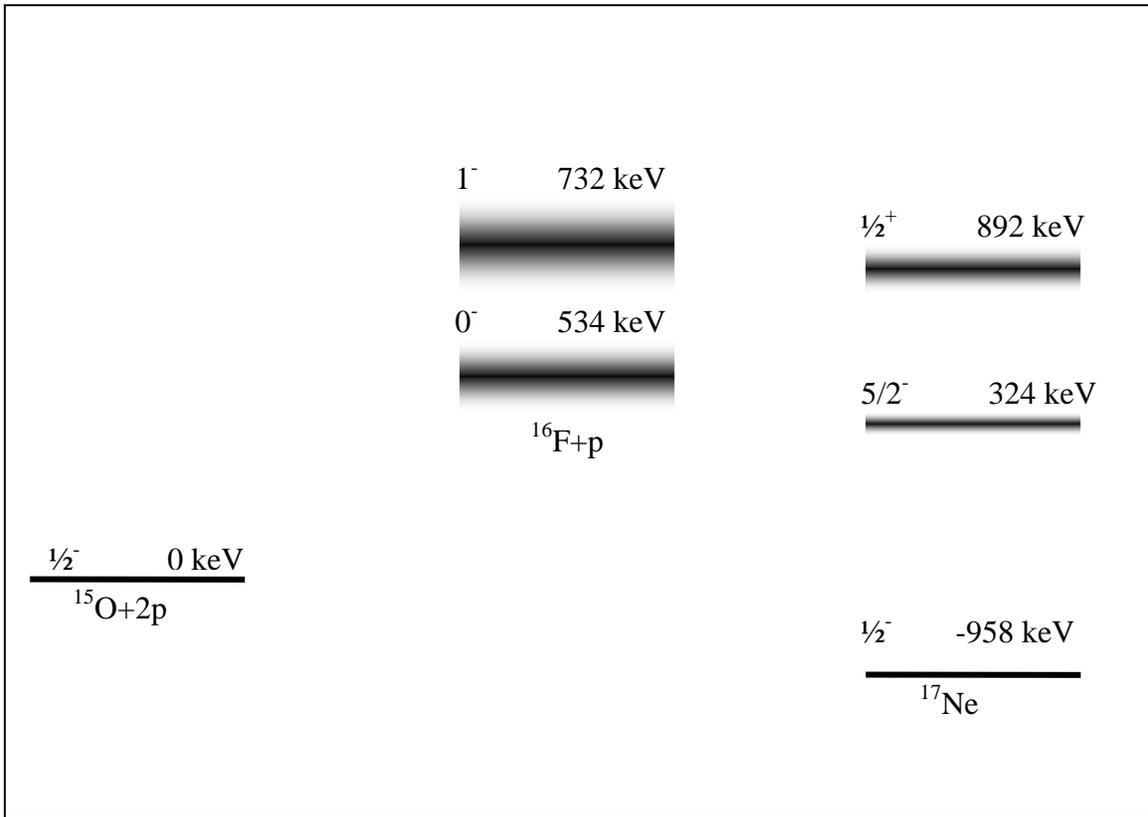
La section efficace de réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  est dépendante des termes suivantes :

- Une forte dépendance du coefficient de transmission de la barrière coulombienne en fonction de l'énergie du premier proton incident ( $E_p$ ) pour former le premier niveau excité d'  $^{16}\text{F}$ . Ce terme est dominant pour les très basses énergies ;
- La forme de la résonance du premier état excité  $\propto \frac{1}{(E_p - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma_1(E_p)}{2}\right)^2}$ ,

une forme de résonance de type Breit Wigner, avec  $E_p$ ,  $E_1$ ,  $\Gamma_1(E_p)$  qui sont respectivement l'énergie incidente du proton, l'énergie de la résonance du premier niveau excité, et la largeur totale de ce niveau ;

- L'énergie de la transition gamma ( $E_\gamma$ ) entre le premier niveau excité et le niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$ . La dépendance de la largeur est  $\propto E_\gamma^{2l+1}$ , où  $l$  est la multipolarité de la transition gamma. Dans notre cas, parce que le premier état de  $^{16}\text{F}$  est un état avec le spin  $1^-$  et l'état fondamental est avec le spin  $0^-$ , la seule transition gamma possible est une transition M1. Dans ce cas  $l=1$  ;

- La forme de la résonance de l'état fondamental  $\propto \frac{1}{(E_p - E_\gamma - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_0(E_p - E_\gamma)}{2}\right)^2}$  avec  $E_p$ ,  $E_0$ ,  $E_\gamma$ ,  $\Gamma_1(E_p)$  qui sont respectivement l'énergie incidente du proton, l'énergie de la résonance de l'état fondamental, l'énergie de la transition gamma, et la largeur totale de ce niveau.
- La probabilité de capture d'un deuxième proton par l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ . Cette probabilité, dans le contexte astrophysique, dépend du milieu de réaction, c'est à dire de la densité du milieu, la température et la proportion de protons dans ce milieu et aussi des propriétés spectroscopiques des niveaux excités dans  $^{17}\text{Ne}$ .
- Dans le  $^{17}\text{Ne}$  nous avons considéré le premier et le deuxième niveau non lié dans le calcul de taux de réaction.



**Figure III-26** Les propriétés de niveaux considérés dans notre calcul. Pour le cas de  $^{16}\text{F}$ , nous avons considéré la valeur obtenue après notre mesure de la réaction  $^{15}\text{O}(\text{p,p})^{15}\text{O}$  (Table III-4). Pour le cas de  $^{17}\text{Ne}$ , nous avons utilisé les valeurs estimées dans la référence [gor95] (Table III-6).

Le premier niveau non lié dans le  $^{17}\text{Ne}$  n'est pas lié par rapport à l'émission de deux protons par 324 keV (voir Figure III-26). Normalement, parce que l'énergie du niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  est plus haute que ce niveau, à 534 keV, ce niveau ne peut pas décroître par émission de protons vers le  $^{16}\text{F}$ . *Mais il ne faut pas oublier la queue du niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$  !*

Si la queue de cette résonance de  $^{16}\text{F}$  est peuplée à une énergie suffisamment basse (<324 keV), il devienne possible pour le  $^{16}\text{F}$  de capturer un proton pour former le  $^{17}\text{Ne}$ . Nous sommes intéressés spécialement par la queue à basses énergies de la résonance. C'est cette région des énergies qui nous permet de piéger le proton dans le noyau de  $^{16}\text{F}$ . Maintenant il faut calculer la largeur partielle de capture proton à partir de cette queue à basse énergie vers l'état non lié de  $^{17}\text{Ne}$ . Pour ça nous avons utilisé l'équation 5.4, ou pour le facteur spectroscopique nous avons pris une valeur de 0.1.

La valeur de largeur ainsi calculée est présentée dans la Table III-6. Pour le second niveau non lié dans le  $^{17}\text{Ne}$ , nous avons utilisé les mêmes valeurs de largeurs que dans la référence [gor95].

**Table III-6** Les propriétés spectroscopiques des niveaux dans le noyau de  $^{17}\text{Ne}$  utilisés dans notre calcul. Pour le premier niveau la largeur gamma est celle publiée dans la référence [Gor95] et pour la largeur proton nous l'avons calculée à partir de l'équation 5.4, avec un facteur spectroscopique de 0.1. Pour le deuxième niveau, nous avons utilisé les mêmes valeurs que dans le calcul fait pour la réaction  $^{15}\text{O}(2p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ , référence [Gor95] (il ont supposé un facteur spectroscopique égal avec 0.1).

$E_x(\text{keV})$	$J^\pi$	$E_{2p}(\text{keV})$	$E_p(\text{keV})$	$\Gamma_p(\text{keV})$	$\Gamma_\gamma(\text{keV})$
1282	$5/2^-$	324	-210	$1 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-6}$
1850	$1/2^+$	892	359	0.19	$1.6 \cdot 10^{-5}$

### 3.7.2 Résultats – taux de la réaction $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$

Avec les valeurs précisées dans le paragraphe précédent, nous avons fait les calculs pour le taux de la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ . Les résultats sont montrés dans la Figure III-27 et dans le tableau Table III-7. Nous observons que le processus  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  est en compétition avec le processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$ , pour des températures plus grandes que  $1.1 \cdot 10^8$  K. L'explication est donnée par l'effet que les deux taux de réaction sont limités par la première capture radiative  $^{15}\text{O}(p,\gamma)$ . Par cette capture radiative nous peuplons la résonance du niveau fondamental de  $^{16}\text{F}$ . Un  $\gamma$  sur  $10^3$  émis par l'état excité de  $^{16}\text{F}$  va peupler la queue à basses énergies de la résonance de  $^{16}\text{F}$ . Dans cette gamme d'énergie, le proton, à cause de son énergie, est piégé dans le champ coulombienne du  $^{16}\text{F}$ . Le temps de vie du  $^{16}\text{F}$  devient suffisamment long pour que la probabilité de décroissance bêta ou la capture d'un autre proton soit très importante. En effet, pour cette région de basse énergie, il y a une compétition entre les deux possibilités. Si la température du milieu astrophysique est petite ( $T < 1.1 \cdot 10^8$  K), la décroissance bêta est dominante. Si la température du milieu est suffisamment grande ( $T > 1.1 \cdot 10^8$  K), le processus de capture radiative  $^{16}\text{F}(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  est dominant.

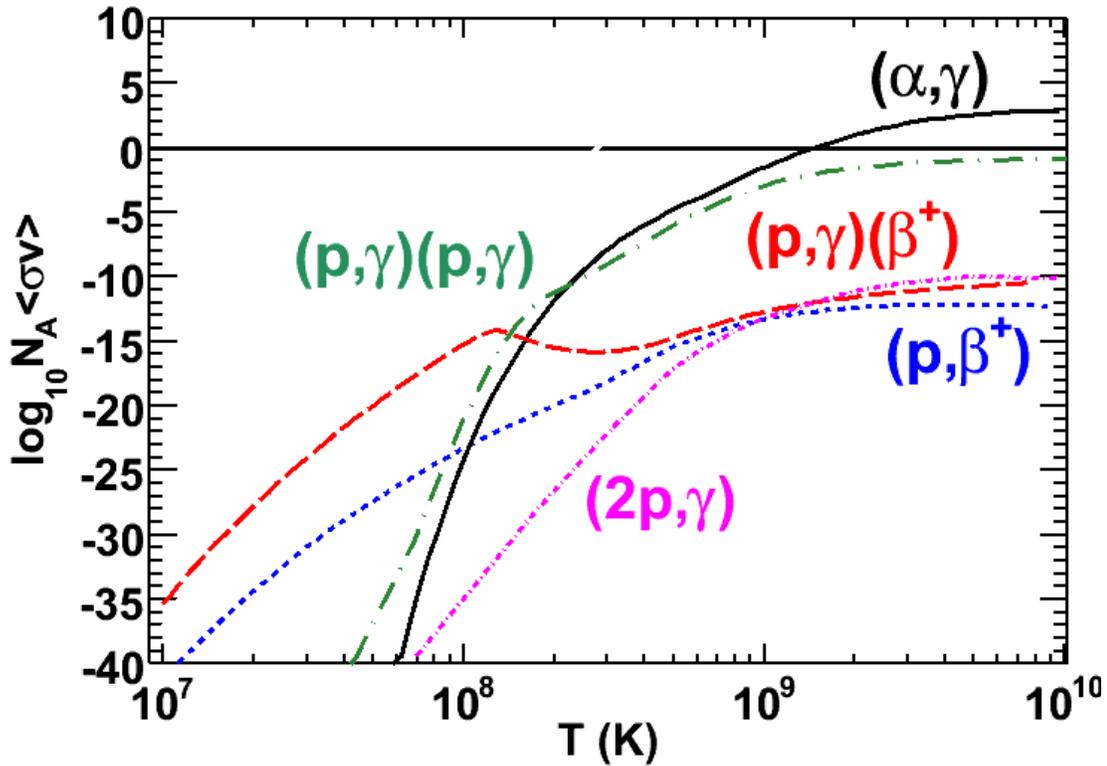


Figure III-27 Le calcul de taux ( fait avec le code numérique PN1oNR) pour la réaction  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  et la comparaison avec les autres processus possibles à partir d'  $^{15}\text{O}$  -  $^{15}\text{O}(2p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ ,  $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ ,  $^{15}\text{O}(p,\beta^+)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ . Les deux taux de réactions,  $(p,\gamma)(\beta^+)$  et  $(p,\gamma)(p,\gamma)$ , sont limités par la probabilité de capture radiative  $^{15}\text{O}(p,\gamma)^{16}\text{F}^{\text{gs}}$ . Pour la réaction  $(p,\gamma)(p,\gamma)$ , la densité du milieu astrophysique utilisé pour le calcul est de  $10^6 \text{ g/cm}^3$ .

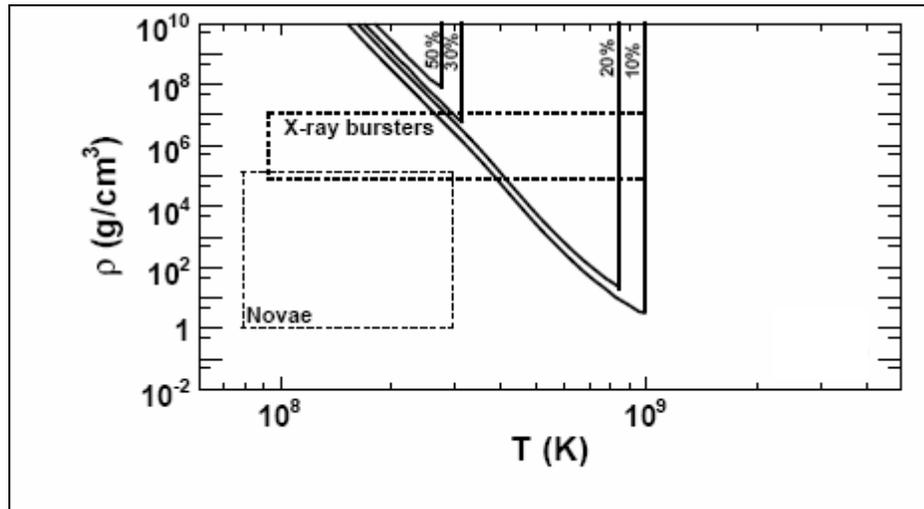
Table III-7 Quelques valeurs numériques pour les taux de réactions  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  et  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ . Les deux taux de réactions sont limités par la probabilité de capture radiative  $^{15}\text{O}(p,\gamma)^{16}\text{F}^{\text{gs}}$ . Une partie des noyaux de  $^{16}\text{F}$  peuplés par la capture radiative dans la queue des énergies basses va décroître par émission  $\beta^+$  vers l' $^{16}\text{O}$ , et une autre partie peut capturer un autre proton pour former le noyau lié de  $^{17}\text{Ne}$ . Dans cette table nous avons considéré la densité de milieu astrophysique de  $10^6 \text{ g/cm}^3$ .

Temperature $T_8$ ( $10^8 \text{ K}$ )	Taux $(p,\gamma)(p,\gamma)$ ( $\text{cm}^3/\text{mol/s}$ )	Taux $(p,\gamma)(\beta^+)$ ( $\text{cm}^3/\text{mol/s}$ )
0.5	$8.8 \cdot 10^{-38}$	$1.2 \cdot 10^{-20}$
0.8	$1.0 \cdot 10^{-27}$	$2.3 \cdot 10^{-17}$
1.	$5.5 \cdot 10^{-22}$	$5.7 \cdot 10^{-16}$
2	$2.6 \cdot 10^{-12}$	$3.1 \cdot 10^{-16}$
4	$5.1 \cdot 10^{-8}$	$4.3 \cdot 10^{-16}$
6	$9.6 \cdot 10^{-6}$	$7.5 \cdot 10^{-15}$
8	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$5.3 \cdot 10^{-14}$
10	$9.6 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-13}$
20	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-12}$
40	0.1	$1.3 \cdot 10^{-11}$

### 3.7.3 Conséquences astrophysiques

Dans la Figure III-27 on voit que le taux de réaction pour le processus exotique  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  domine pour toutes les températures le processus  $(2p,\gamma)$  calculé dans la référence [Gor95]. Dans la région des températures  $2 \cdot 10^8$ - $1.1 \cdot 10^9$  K, le taux estimé pour le processus  $(\alpha,\gamma)$  est plus haut que celui de la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$ , mais les deux sont comparables. Pour des températures plus hautes que  $1.1 \cdot 10^9$  K le processus  $(\alpha,\gamma)$  est dominant. Pour les températures plus basses que  $1.1 \cdot 10^8$  K, la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  est dominante.

Nous pouvons essayer de montrer l'importance estimée du processus  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  si nous comparons cela avec d'autres voies possible à partir d'  $^{15}\text{O}$  (notamment la décroissance bêta et la capture radiative des particules  $\alpha$ ).



**Figure III-28** L'importance relative de la réaction  $(p,\gamma)(p,\gamma)$ . La proportion  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  du flux total initié par l'  $^{15}\text{O}$  pour différentes températures et densités. Aussi sont indiquées les régions des densités et températures caractéristiques aux novae et sursauts X. Le calcul est fait en considérant une proportion de 80% de protons dans le milieu astrophysique. Cette figure montre que le processus  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  est de même importance que le processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$  présenté dans la Figure III-24 et calculé dans le paragraphe 3.6.5 en absence de la double capture radiative  $(p,\gamma)(p,\gamma)$ . La raison de ce comportement vient du fait que si le processus  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  est possible, il domine le processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$  (voir aussi Figure III-27)

Pour évaluer l'impact de cette nouvelle réaction  $(p,\gamma)(p,\gamma)$ , son taux doit être comparé à celui de la décroissance bêta de  $^{15}\text{O}$  et de la réaction de capture d'alpha à partir d'  $^{15}\text{O}$ . Le résultat de la comparaison est montré dans la Figure III-28. Dans cette figure nous montrons les conditions de température et densité pour lesquelles le processus  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  contribue avec 10, 20, 30 et 50% de tout le flux initié par l'  $^{15}\text{O}$ . Le calcul a été fait en supposant une proportion de 80% de protons dans le milieu initial. Pour le cas où

la température ne dépasse pas cent millions degrés kelvin ( $T < 10^8$  K), la réaction nécessite une densité supérieure à  $0.3 \cdot 10^{10} \text{ g/cm}^3$ . Cette densité est jugée trop grande pour la trouver dans des sites astrophysiques comme les novae et les sursauts X. Dans les explosions novae le processus  $(p,\gamma)(\beta^+)$  contribue avec moins de 1% du flux total généré par  $^{15}\text{O}$ . Pour ces sites, la quasi-totalité de flux est représentée par la décroissance  $\beta^+$  d'  $^{15}\text{O}$ . Dans les sursauts X, le nouveau processus représente jusqu'à 30% de flux total. Pour des températures plus basses que  $1.1 \cdot 10^9$  K, il y a une compétition avec la capture radiative de particules  $\alpha$ . Pour des températures plus hautes que  $1.1 \cdot 10^9$  K la capture radiative des particules alpha par le  $^{15}\text{O}$  représente plus de 90% de flux total initié par l'  $^{15}\text{O}$ .

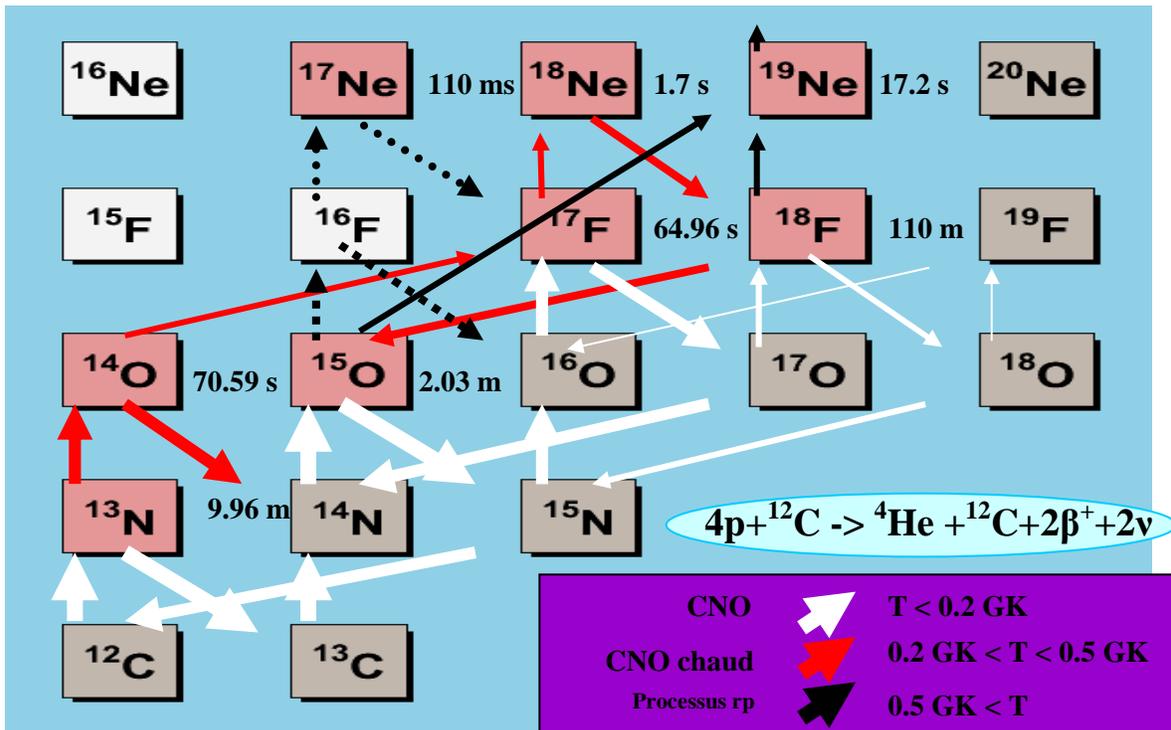


Figure III-29 Le cycle CNO et CNO-chaud. Avec les flèches pointillées sont présentées les nouvelles réactions proposées par ce travail comme réactions dans le cadre de cycle CNO-chaud. Les deux réactions sont  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ . Les deux réactions sont en compétition et si les valeurs des facteurs spectroscopiques pour les niveaux de  $^{17}\text{Ne}$  considérés sont correctes, la réaction  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  est la réaction dominante. Un nouveau noyau peut être produit dans le cadre de ces réactions – le  $^{17}\text{Ne}$ .

Dans les conditions où la réaction  $(p,\gamma)(p,\gamma)$  représente une partie importante du flux (comme dans les sursauts X) un nouveau cycle de réactions est activé:



Ce nouveau cycle peut augmenter la vitesse du cycle CNO. Même si ce cycle n'est pas producteur de noyaux qui peuvent déclencher des réactions d'échappement du cycle

CNO (sauf l'improbable réaction  $^{17}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{21}\text{Mg}$ ), il peut avoir une importance dans la génération d'énergie dans ce cycle (comme c'était le cas pour la réaction  $^{15}\text{O}(\text{p},\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$ ). S'il y a de l'énergie libérée dans le milieu astrophysique, la température du milieu peut monter, favorisant la consommation d'  $^{15}\text{O}$  par le processus proposé, générant encore plus d'énergie, qui augmente encore la température etc. De cette manière il est possible que ce cycle génère suffisamment d'énergie pour qu'une explosion ait lieu.

### 3.8 Discussions

Nous avons vu qu'il est possible d'avoir des réactions exotiques basées sur des noyaux non liés. Les réactions sont possibles à cause de l'influence de la barrière coulombienne sur une largeur d'émission de particule. Normalement, pour une résonance, en l'absence de toute barrière de potentiel, la largeur de cette résonance ne change pas avec l'énergie ( $E$ ) avec laquelle nous avons formé la résonance :

$$\Gamma_{emission}(E) = ct \quad (III.40)$$

Mais, dans le cas de la présence d'une barrière de potentiel (coulombienne ou centrifuge), la largeur de la résonance va avoir une dépendance avec l'énergie de formation de cet état résonant :

$$\Gamma_{emission}(E) = f(E) \quad (III.40)$$

Cette dépendance de l'énergie pour la largeur de la résonance a été observée dans toutes les réactions à basse énergie, notamment pour les processus astrophysiques, où la barrière coulombienne joue un rôle essentiel. Cette dépendance est généralement exponentielle avec l'énergie (voir la largeur d'émission proton dans la Figure III-19). Puisque la probabilité de formation de la résonance possède une dépendance avec l'énergie, nous nous attendons d'avoir la même dépendance avec l'énergie pour le temps de vie de la résonance (principe de renversement du sens du temps) :

$$\tau_{emission}(E) = \frac{\hbar}{\Gamma_{emission}(E)} = \frac{\hbar}{f(E)} \quad (III.41)$$

Comme, la largeur diminue avec l'énergie, le temps de vie doit augmenter avec l'énergie. Dans ce cas, nous pouvons dire que l'état résonnant à une distribution de temps de vie et qu'il n'est pas caractérisé par un seul temps de vie. Aussi, dans la région des énergies caractérisées par un long temps de vie, si c'est possible, le noyau non lié peut subir d'autres réactions (comme une autre capture proton, ou une décroissance bêta). Pour que cette région des énergies soit intéressante de ce point de vue, il faut que la largeur de niveau soit suffisamment grande, pour avoir une dépendance avec l'énergie sur une grande plage d'énergies. Le noyau non lié de  $^{16}\text{F}$  est un bon exemple. Nous avons vu que cette distribution de temps de vie peut jouer un rôle très important pour les réactions exotiques telles que  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$ .

Nous avons supposé que les deux réactions  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  peuvent être décrites d'une manière séquentielle. Ainsi, pour la réaction  $(p,\gamma)(\beta^+)$  par exemple, un proton est capturé par le noyaux de  $^{15}\text{O}$ , il forme le noyau composé de  $^{16}\text{F}$  dans le premier état excité. Après cette formation, le noyau de  $^{16}\text{F}$  va décroître par

émission gamma pour peupler l'état fondamental de  $^{16}\text{F}$ . Après cette décroissance, la résonance de l'état fondamental du  $^{16}\text{F}$  va décroître par l'émission d'un proton, ou par décroissance  $\beta^+$ . L'avantage de la décroissance  $\gamma$  est la probabilité importante que cela va peupler la queue des basses énergies de la résonance de l'état fondamental. A cause de la barrière coulombienne, la probabilité de décroissance proton est réduite, cependant celle de la décroissance bêta est relativement constante avec l'énergie (à cause de la grande valeur pour le  $Q_\beta$ ). Dans le calcul fait ici, nous avons négligé toutes les interférences possibles entre les différents canaux de réactions, aussi les possibles interférences entre les canaux d'entrée et de sortie pour les deux réactions.

Une étude expérimentale directe de ces mécanismes de réactions proposées est nécessaire pour étudier ces effets. Comme valeur maximale pour la section efficace de réaction, si notre méthode de calcul est correcte, nous avons obtenu une valeur d'approximativement 1 nBarn (Figure III-22). Malheureusement, pour le moment, les faisceaux radioactifs disponibles sont d'une intensité trop faible pour que des mesures directes soient concluantes. Il faut attendre la prochaine génération d'accélérateurs pour pouvoir mesurer directement les deux réactions.

### 3.9 Perspectives

Nous avons vu que nous pouvons utiliser la diffusion élastique résonnante de faisceaux radioactifs pour l'étude spectroscopique des niveaux non liés. Le seul problème notable dans le cas de la diffusion des faisceaux radioactifs sur une cible solide épaisse est le fond de radioactivité bêta. Les bêtas peuvent dégrader la résolution. Dans notre mesure, faite avec des faisceaux stables de  $^{14}\text{N}$  et  $^{15}\text{N}$ , la résolution en énergie a été autour de 16 keV, et avec le faisceau radioactif d'  $^{15}\text{O}$  la résolution a été d'environ 20 keV. Il y a un avantage de faire la mesure autour de  $0^\circ$ . L'importance des effets de cible (straggling en énergie et angulaire), et les effets cinématiques sont minimaux pour une mesure autour de  $0^\circ$ , maximisant ainsi la résolution en énergie.

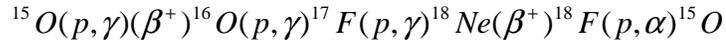
D'autres noyaux non liés peuvent être impliqués dans des réactions similaires comme celles que nous avons considérées, pour la première fois, dans les paragraphes précédents. Nous pensons que des noyaux comme  $^{15}\text{F}$  et  $^{19}\text{Na}$  sont des candidats à étudier par les mêmes mécanismes. Aussi, les noyaux très légers comme le  $^4\text{Li}$  et le  $^5\text{Li}$  peuvent être très intéressants dans des mécanismes similaires, mécanismes caractéristiques pour des noyaux non liés. Les largeurs de niveaux fondamentaux pour les noyaux de  $^4\text{Li}$  et  $^5\text{Li}$  sont très grandes (d'ordre de 1 MeV), et de nouveaux mécanismes de réactions peuvent être proposés, notamment la réaction  $^4\text{He}(p,\gamma)^5\text{Li}^{1st}(\gamma)^5\text{Li}^{gs}(\beta^+)^5\text{He}(n)^4\text{He}$ , réaction fortement dépendante de la structure du  $^5\text{Li}$ . Cette réaction pourrait être très intéressante comme mécanisme de production de neutrons dans certains sites astrophysiques.

## IV Conclusions générales

Nous avons développé une méthode générale pour l'étude de niveaux non liés. Cette méthode est valable pour les noyaux non liés, aussi bien que pour les noyaux liés (référence [Gol54]). Dans cette méthode, la spectroscopie des noyaux est réalisée par diffusion élastique résonnante en cinématique inverse, c'est-à-dire en utilisant un faisceau stable ou radioactif sur une cible composée de noyaux légers. Comme choix de cible, nous pouvons utiliser des cibles minces ou des cibles épaisses. L'angle de la mesure est choisi égal à  $0^\circ$  par rapport à la direction de propagation du faisceau. Nous avons préféré cet angle à cause des conditions cinématiquement favorables pour une haute résolution en énergie. L'avantage d'utiliser une cible mince est donné par la minimisation des effets négatifs de straggling dans la cible sur la résolution finale en énergie. Si nous utilisons une cible mince, il faut utiliser une méthode pour séparer le faisceau sortant de la cible mince des produits de réactions nucléaires de la cible. La séparation est quasi obligatoire en raison du très grand nombre de noyaux composant le faisceau et qui traversent la cible sans subir de réaction nucléaire, relativement au faible nombre de réactions. La méthode de séparation proposée dans cette étude est d'utiliser un spectromètre magnétique, faisant ainsi une séparation par les valeurs différentes de la rigidité magnétique caractérisant les noyaux. Avec un bon choix d'épaisseur de cible et d'énergie de faisceau incident il est possible d'avoir des gammes de valeurs différentes pour la rigidité magnétique des noyaux produits par les réactions nucléaires et pour celle des noyaux composant le faisceau. Si nous utilisons une cible épaisse, l'épaisseur peut être suffisamment grande pour arrêter complètement le faisceau dans la cible. Ainsi il n'est plus nécessaire d'utiliser un séparateur comme dans le cas d'une cible mince. A la sortie de la cible on va trouver seulement les noyaux pour lesquels le parcours dans la cible est plus grand que l'épaisseur de la cible, et donc en particulier les particules légères diffusées par le faisceau. Si le faisceau utilisé pour la mesure est un faisceau radioactif, celui-ci va décroître par émission bêta dans la cible, contaminant ainsi le spectre en énergie du détecteur de mesure. Dans ce travail nous avons utilisé avec succès une méthode pour enlever la contribution de ces bêtas dans le spectre final.

Dans cette étude nous avons utilisé une cible gazeuse mince pour la mesure de la réaction  ${}^4\text{He}({}^{15}\text{O},\alpha){}^{15}\text{O}$ , et une cible épaisse pour la mesure de la réaction  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{O},\text{p}){}^{15}\text{O}$ . La première mesure n'a pas pu être menée à bien, principalement à cause d'un effet de dégradation de l'épaisseur de fenêtre par interaction avec le faisceau incident. La seconde mesure a permis de mesurer les propriétés (énergie, spin, largeur) des premiers états du noyau non lié  ${}^{16}\text{F}$ , ceci avec une résolution en énergie remarquable. Nous avons exploité ces nouveaux résultats dans le calcul du taux de la réaction  ${}^{15}\text{O}(\text{p},\beta^+){}^{16}\text{O}$ , que nous avons comparé avec le taux estimé pour la réaction  ${}^{15}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{Ne}$ . Nous avons considéré pour la première fois l'importance de la queue aux basses énergies d'une résonance dans un noyau non lié. Dans cette partie de la résonance on devrait observer un effet de piégeage par le champ coulombien, favorisant ainsi la décroissance bêta du  ${}^{16}\text{F}$ . Nous avons

également mis en évidence la possibilité de peupler favorablement cette partie de la résonance par une transition gamma. Le peuplement de cette partie de la résonance par la capture directe d'un proton sur  $^{15}\text{O}$  est fortement réduit à cause de la faible transmission à travers la barrière coulombienne. Cependant, son peuplement par une transition gamma ne semble pas être réduit par le champ coulombien. En utilisant cet effet, nous avons montré que les noyaux non liés peuvent être impliqués dans des réactions spécifiques qui pourraient avoir une importance dans un contexte astrophysique. Les réactions séquentielles  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(\beta^+)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{O}(p,\gamma)(p,\gamma)^{17}\text{Ne}$  ont été étudiées pour la première fois. Leur taux est comparable avec le taux estimé de la réaction  $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$  dans une large gamme de densités et de températures. Ce résultat montre qu'il est nécessaire de poursuivre l'étude de ce type de réactions. De nouveaux développements théoriques sont probablement nécessaires. A partir des deux réactions étudiées, nous avons proposé deux nouveaux cycles de réactions :



Ces deux cycles peuvent accélérer la génération d'énergie dans un environnement explosif. Pour étudier précisément leur influence, il est nécessaire d'introduire ces deux cycles dans des codes de simulations évolués d'astrophysique, en particulier ceux simulant les sursauts X.

## V Bibliographie

- [Ang99] C. Angulo et al., Nucl. Phys. **A 656** (1999) 3-183
- [Aud95] G. Audi et al., Nucl. Phys. A 595 (1995) 409
- [Bar05] D. W. Bardayan et al., Phys Rev C71, 018801 (2005)
- [Ber98] E. Berhoumieux et al., Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B 136-138 (1998)  
55-59
- [Bla79] John M. Blatt, Victor F. Weisskopf, “Theoretical Nuclear Physics (1979)
- [But98] Y.M. Butt et al., Phys. Rev. **C 58** (1998) R10
- [Cam53] A. G. Cameron, Phys Rev 90, 839 (1953)
- [Cam54] A. G. Cameron, Phys Rev 93, 932 (1954)
- [Cla88] Claus S. Rolfs and William S. Rodney, “Cauldrons in the Cosmos (1988)”  
The University of Chicago Press, Chicago 60637
- [Coc00] A. Coc, Astron. Astrophys. 357 561 (2000)
- [Dav03] B. Davis et al., Phys Rev C67, 012801(R) (2003)
- [Eng74] J.A. England, *Techniques in Nuclear Structure Physics*, Mac Millan  
(1974) New-York, USA
- [Faz82] A. Fazely, B.D. Anderson, M. Ahmad, A.R. Baldwin, A.M. Kalenda, R.J.  
McCarthy, J.W. Watson, R. Madey, W. Bertozzi, T.N. Buti et al.,  
Phys. Rev. C25 (1982) 1760; Erratum Phys. Rev. C26 (1982) 746
- [Fes60] H. Feshbach, *Nuclear Spectroscopy*, Ed. Ajzenberg-Selove, Academic  
(1960) New-York, USA
- [For00] H. T. Fortune et R. Sherr, Phys. Rev. **C 61** (2000) 024313
- [Fow67] W.A. Fowler, G.R. Caughlan & B.A. Zimmerman, Annu. Rev. Astron.  
Astrophys. **5** (1967) 525
- [Fow55] W. A. Fowler et al., ApJ 122, 217F (1955)
- [Gal91] W. Galster et al., Phys. Rev. **C 44** (1991) 2776
- [Gol54] E. Goldberg et al., Phys Rev 93, 799 (1953)
- [Gor95] J. Görres et al., Phys. Rev. C51 (1995) 392
- [Ham85] N.H. Hamann, Nucl. Phys. A433 (1985) 198

- [hbook] HBOOK, *Statistical Analysis and Histogramming*, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland (1998). <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/hbook/HBOOKMAIN.html>
- [Jor01] Jordi José et al., ApJ 560, 897 (2001)
- [Jor98] Jordi José et al., ApJ 494, 680 (1998)
- [Kla68] Donald D. Clayton Principles of stellar Evolution and Nucleosynthesis
- [Kha58] L. A. Khalfin, Sov. Phy. J. 6(33), 1053 (1958)
- [Lan58] A. Lane, R. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257
- [Lang86] K. Langanke et al., Astrophys J. 301, 629 (1986)
- [Mei70] R. J. de Meijer et al., Nucl. Phys. A164 (1971) 11-33
- [Nic03] Nicolas de Séréville, Thèse « Etude de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  par réaction PAW 2003, *Physical Analysis Workstation*, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland (1998). <http://wwwinfo.cern.ch/asd/paw/index.html>
- [Phi94] A.C. Phillips, *The Physics of Stars*, John Wiley & Sons (1994) Chichester, England
- [root] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A 389** (1997) 81-86. <http://root.cern.ch/>.
- [Ryb86] L.J.Rybarczyk, E.Sugarbaker, T.C.Rinckel, D.G.Marchlenski, Bull.Am.Phys.Soc. 31, No.8, 1209, AD4 (1986)
- [Saa84] Saad, Subbotin, Gridnev and Semanov, in Alma Ata (1984) p. 459
- [Sch83] P. Schmalbrock et al., Z. Phys A 310, 243-245 (1983)
- [Shu03] SHU Neng-Chuan et al., Chin. Phys. Lett. Vol. 20, No. 9 (2003) 1470
- [Smo61] H. Smotrich et al., Phys Rev 122, 232 (1961)
- [Tay72] J.R. Taylor, *Scattering Theory*, John Wiley & Sons (1972) New-York, USA
- [Til93] D.R.Tilley, H.R.Weller, C.M.Cheves, Nucl. Phys. A564, 1 (1993)
- [Til95] D R Tilley et al., Nucl. Phys. A595 1
- [Utk98] S. Utku et al., Phys. Rev. **C 57** (1998) 2731

- [Utk98b] S. Utku et al., Phys. Rev. C **58** (1998) 1354
- [Vdw89] S. Y. Van Der Werf et al., Nucl. Phys. A496, 2 (1989) de transfert pour application à l'émission gamma des novae » 2003
- [Vis04] D. W. Visser et al, Phys Rev C69, 048801 (2004)
- [Wie80] M. Wiescher et al., Nucl. Phys. A **349** (1980) 165-216
- [Wie82] M. Wiescher and K.U. Kettner, Astr. J. **263** (1982) 891
- [Wig47] E. Wigner, Phys Rev 72 (1947) 29
- [Woo94] S.E. Woosley et al., Astrophys. J. **433** (1994) 229
- [Zig03] SRIM 2003 <http://www.srim.com>
- [Zig96] J.F. Ziegler et al., *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergammon Press, (1985) New York, USA, et le code SRIM 96. Voir aussi <http://www.research.ibm.com/ionbeams/home.htm#SRIM>