

N° d'ordre :05/2007-E/PH

**République Algérienne Démocratique et populaire**  
**Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique**  
Université des sciences et de la technologie Houari Boumediene  
FACULTE DE PHYSIQUE



**THESE**

**Présentée pour l'obtention du diplôme de DOCTORAT D'ETAT**

**EN : PHYSIQUE**

**Spécialité : Sciences NUCLEAIRES**

**Par : CHAFA Azzedine**

**Sujet :**

***CONTRIBUTION A L'ETUDE DES REACTIONS  
 $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$  ET  $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$  AUX ENERGIES DE  
COMBUSTION STELLAIRE DE L'HYDROGENE  
DANS LES NOVAE***

**Soutenue le 28/06/2007, devant le jury composé de:**

|                      |                                     |                           |
|----------------------|-------------------------------------|---------------------------|
| <b>M. DRIR</b>       | <b>Professeur USTHB</b>             | <b>Président</b>          |
| <b>S. BARHOUMI</b>   | <b>Professeur USTHB</b>             | <b>Directeur de thèse</b> |
| <b>A.C. CHAMI</b>    | <b>Professeur USTHB</b>             | <b>Examineur</b>          |
| <b>Z. MELIANI</b>    | <b>Professeur USTHB</b>             | <b>Examineur</b>          |
| <b>J.P THIBAUD</b>   | <b>Directeur de recherche Orsay</b> | <b>Examineur</b>          |
| <b>V. TATISCHEFF</b> | <b>Chargé de recherche Orsay</b>    | <b>Invité</b>             |

Je dédie cette thèse

A ma chère et tendre épouse pour sa patience,

A mes adorables enfants Yanis, Sara et Ines,

A ma chère mère pour tout ce qu'elle fait,

Et

A la mémoire de ma regrettée grand-mère.

## REMERCIEMENTS

Ce mémoire est le résultat d'un travail effectué essentiellement au niveau du laboratoire d'astrophysique du C.S.N.S.M d'Orsay et en partie au laboratoire de physique nucléaire de la faculté de physique de l'U.S.T.H.B.

Je profite de cette occasion pour remercier tous les membres du laboratoire du C.S.N.S.M, chercheurs, techniciens et administrateurs pour leur chaleureuse hospitalité et pour toutes les facilités dont j'ai bénéficié durant mes nombreux séjours.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma gratitude au Professeur Slimane Barhoumi qui m'a poussé dans cette voie et a su me faire aimer cette discipline. Au moment où je ne croyais plus à la recherche, il a su me persuader de m'inscrire en doctorat d'état. Slimane a toujours été plus qu'un directeur de thèse, je le remercie pour son amitié.

Ce travail n'aurait pas pu avoir lieu sans la présence, l'aide constante, les conseils permanents et la patience de Jean Pierre Thibaud, Directeur de recherche, et Vincent Tatischeff, chargé de recherche, au C.S.N.S.M d'Orsay. Ils ont toujours été à l'écoute et ont répondu à toutes mes nombreuses questions. Les différentes discussions très instructives que j'ai eues avec eux m'ont été d'une grande utilité pour l'aboutissement de mon travail. Merci pour tout.

Le temps, si précieux, que m'a consacré Jean Pierre Thibaud tout au long de ce travail et lors de l'élaboration de ce manuscrit ne se compte pas en jours mais bien plus. Merci pour m'avoir incité à une rédaction plus pédagogique.

J'aimerais remercier Juergen Kiener, Chargé de recherche au C.S.N.S.M, pour ses encouragements et son soutien lors de mes différents séjours au laboratoire.

Je n'oublie pas que de nombreux coauteurs ont contribué aux articles sur lesquels s'appuie cette thèse. Qu'ils sachent à quel point je suis conscient du privilège que constitue un tel travail d'équipe dont j'ai tant bénéficié.

Que le Professeur Saad Ouichaoui trouve ici toute ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a toujours manifesté à l'égard de ce travail et pour ses encouragements constants dans les moments difficiles.

Je remercie le Professeur Mahrez Drir d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Que les Professeurs Fatma Zohra Méliani et Ahmed Chafik Chami soient remerciés d'avoir accepté de juger ce travail. Leur présence dans mon jury est un encouragement auquel je suis très sensible.

Je n'oublierais pas de remercier Fredérico Garrido pour son aide lors de la caractérisation des échantillons en R.B.S et du temps qu'il m'a consacré.

Je tiens également à remercier Pierre Aguer de nous avoir permis de réaliser l'étude de la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$  au niveau de l'accélérateur Van de Graaff du C.E.N.B.G de Bordeaux.

Ma reconnaissance va à Pascal Pariset pour sa disponibilité à chaque fois qu'on a eu besoin de lui.

Que Guy Leroy trouve ici l'expression de ma gratitude pour ses différentes interventions sur l'accélérateur PAPAP (Orsay) alors qu'il était à quelques jours de sa retraite.

Que Dominique Ledu et Nicolas Chauvin soient remerciés pour leur aide et leurs efforts pour la fabrication de nos cibles au niveau de SIDONIE (Orsay).

Enfin mes remerciements à tous mes collègues de la faculté de physique en général et du laboratoire de physique nucléaire en particulier pour leur soutien constant.

# **SOMMAIRE**

|  |           |
|--|-----------|
| <b>INTRODUCTION.....</b>   | <b>7</b>  |
| <b>I- Objectif de notre étude.....</b>   | <b>8</b>  |
| <b>II- Novae classiques .....</b>  | <b>9</b>  |
| <b>III- Synthèse du <math>^{18}\text{F}</math> dans les novae classiques .....</b>   | <b>10</b> |
| <b>IV- Etat des connaissances sur les réactions <math>^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}</math> et <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math> au début de ce travail.....</b> | <b>11</b> |
| <b>CHAPITRE I : Expérience <math>^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}</math>.....</b>   | <b>15</b> |
| <b>I– Introduction.....</b>  | <b>16</b> |
| <b>II- Diagramme des niveaux d'énergie.....</b>  | <b>16</b> |
| <b>III- Méthode de l'atténuation du déplacement Doppler (DSAM).....</b>  | <b>17</b> |
| <b>III- 1 Principe de la méthode .....</b>   | <b>17</b> |
| <b>III- 2 Expression du spectre gamma .....</b>  | <b>19</b> |
| <b>III- 3 Temps de ralentissement .....</b>  | <b>20</b> |
| <b>III- 4 Théorie du ralentissement .....</b>  | <b>20</b> |
| <b>IV- Calcul basé sur la méthode de Monte-Carlo.....</b>  | <b>21</b> |
| <b>V- Dispositif expérimental de l'expérience.....</b>   | <b>22</b> |
| <b>VI- Détecteurs au germanium.....</b>  | <b>23</b> |
| <b>VI- 1 Fonctionnement d'un détecteur Germanium .....</b>   | <b>23</b> |
| <b>VI- 2 Position du cristal de Germanium dans les détecteurs.....</b>   | <b>25</b> |
| <b>VII - Résultats de l'expérience de Bordeaux.....</b>  | <b>26</b> |
| <b>VII- 1 Spectres mesurés .....</b>   | <b>26</b> |
| <b>VII- 2 Analyse des spectres .....</b>   | <b>27</b> |
| <b>VII- 3 Calibrations en énergie .....</b>  | <b>29</b> |
| <b>VII- 4 Détermination de l'énergie d'excitation du niveau à 5672 keV .....</b>   | <b>30</b> |
| <b>VII- 5 Calibration à haute énergie .....</b>  | <b>31</b> |
| <b>VIII - Energie d'excitation et durée de vie du niveau à 5789.8 keV.....</b>   | <b>32</b> |

|   |           |
|---|-----------|
| VIII- 1 Principe de la méthode d'analyse .....  | 33        |
| VIII- 2 Les résultats .....   | 35        |
| <b>CHAPITRE II : Réaction <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math>.....</b>  | <b>37</b> |
| <b>I - Introduction .....</b>   | <b>38</b> |
| <b>II - Quelques notions sur les réactions résonantes induites<br/>par particules chargées.....</b>   | <b>38</b> |
| <b>II- 1 Définition d'une réaction résonante .....</b>  | <b>38</b> |
| <b>II- 2 Section efficace de Breit et Wigner .....</b>  | <b>38</b> |
| <b>II- 3 Section efficace à basse énergie, facteur astrophysique.....</b>   | <b>39</b> |
| <b>II- 4 Résonances étroites .....</b>  | <b>39</b> |
| <b>II- 5 Distribution angulaire .....</b>   | <b>41</b> |
| <b>III - Dispositif expérimental .....</b>  | <b>41</b> |
| <b>III- 1 Accélérateur et chambre à réaction .....</b>  | <b>41</b> |
| <b>III- 2 Détecteurs de particule utilisés durant l'expérience.....</b>   | <b>44</b> |
| <b>IV- Les cibles.....</b>  | <b>45</b> |
| <b>IV- 1 Fabrication des cibles <math>^{17}\text{O}</math> et <math>^{18}\text{O}</math> sur l'implanteur SIDONIE.....</b>  | <b>45</b> |
| <b>IV- 2 Analyse des cibles <math>^{17}\text{O}</math> et <math>^{18}\text{O}</math> en spectrométrie de<br/>    rétrodiffusion de Rutherford.....</b>  | <b>46</b> |
| <b>IV-2-1 Principe de la méthode .....</b>  | <b>46</b> |
| <b>IV-2-2 Analyse des cibles.....</b>   | <b>47</b> |
| <b>V - Analyse de l'expérience <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math>.....</b>   | <b>49</b> |
| <b>V- 1 Mise en évidence de la résonance à 194.1 keV.....</b>   | <b>49</b> |
| <b>V- 2 Analyse des spectres.....</b>   | <b>50</b> |
| <b>V- 3 Mesure des fonctions d'excitation.....</b>  | <b>51</b> |
| <b>V- 4 Mesure de la force de la résonance.....</b>   | <b>52</b> |
| <b>V-4-1 Effets de distribution angulaire.....</b>  | <b>52</b> |
| <b>V-4-2 Relation entre la force de la résonance <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math><br/>        à 194.1 keV et celle de la résonance <math>^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}</math> à 150.9 keV... </b> | <b>53</b> |
| <b>V-4-3 Force de la résonance <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math> à 194.1 keV.....</b>   | <b>54</b> |
| <b>A- Correction due au dépôt de carbone.....</b>   | <b>54</b> |
| <b>B- Comparaison des fonctions d'excitation en <math>^{17}\text{O}</math> et <math>^{18}\text{O}</math>.....</b>   | <b>55</b> |
| <b>C- Le résultat.....</b>  | <b>56</b> |

|  |    |
|--|----|
| <b>CHAPITRE III : Réaction <math>^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}</math></b> .....   | 57 |
| <b>I – Introduction</b> .....  | 58 |
| <b>II - Principe de la mesure</b> .....  | 58 |
| <b>III - Détermination de nombre de <math>^{18}\text{F}</math> par la méthode d'activation</b> .....   | 61 |
| <b>III– 1 Principe</b> .....   | 61 |
| <b>III– 2 Contaminations possibles</b> .....   | 62 |
| <b>IV- Dispositif expérimental</b> .....   | 64 |
| <b>V- Mesure de l'efficacité <math>\beta^+</math> et du fond</b> .....   | 65 |
| <b>V– 1 Mesure de l'efficacité <math>\beta^+</math></b> .....  | 65 |
| <b>V-1-1 Les mesures</b> .....   | 67 |
| <b>V– 2 Mesure du bruit de fond</b> .....  | 69 |
| <b>VI - Résultats expérimentaux</b> .....  | 69 |
| <b>VI– 1 Activité des cibles irradiées</b> .....   | 69 |
| <b>VI– 2 Test du dispositif expérimental:</b> .....  | 74 |
| <b>VI– 3 Force de la résonance <math>^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}</math> à 194.1 keV</b> .....   | 75 |
| <b>VI- 3-1 Echappement des <math>^{18}\text{F}</math> des cibles irradiées</b> .....   | 76 |
| <b>VI-3- 2 Contribution de la capture directe à la section efficace totale à l'énergie de la résonance</b> .....                                     | 77 |
| <b>VI- 3-3 Résultats finaux</b> .....  | 79 |
| <b>VI– 4 Mesure de la section efficace de capture directe à l'énergie de 192.7 keV</b> .....   | 80 |
| <b>CHAPITRE IV : Taux des Réactions <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math> et <math>^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}</math></b> ..... | 81 |
| <b>I - Rappels sur le calcul des taux de réactions</b> .....   | 82 |
| <b>II - Les taux des réactions <math>^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}</math> et <math>^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}</math></b> .....      | 82 |
| <b>II-1 -Comparaison des nouvelles valeurs des forces de résonance correspondant aux niveaux à 5671.6 keV et 5789.8 keV</b> .....                    | 83 |

|  |     |
|--|-----|
| II-2 Valeurs des largeurs partielles proton, alpha et gamma pour le niveau à 5789.8 keV.....   | 85  |
| II-3 Résultats et discussions pour la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ .....  | 86  |
| II-3-1 Le taux global jusqu'à $T_9=1.5$ .....  | 86  |
| II-3-2 Contribution relative des différentes résonances.....   | 89  |
| II-3-3 Comparaison des nouveaux taux de réaction à ceux de la compilation NACRE.....   | 90  |
| II-4 Résultats et discussions pour la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ .....  | 92  |
| II-4-1 Contribution des différentes résonances et importance du terme de capture directe.....  | 92  |
| II-4-2 Analyse des données de capture directe.....   | 93  |
| II-4-3 Contributions relatives des différents termes au taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ .....   | 97  |
| II-4-4 Taux global de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ entre $T_9=0.01$ et $T_9=1.5$ .....   | 98  |
| II-4-5 Comparaison des taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ calculés dans ce travail à ceux de la compilation NACRE.....   | 100 |
| <br>III - Illustration de l'influence des nouveaux taux des réactions $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ sur l'évolution des novae ..... | 101 |
| III-1 Modélisation des novae.....  | 101 |
| III-2 Illustration de l'influence des taux de réactions $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ .....   | 102 |
| <br>CONCLUSION.....  | 104 |
| <br>ANNEXES.....   | 107 |
| <br>ANNEXE - A.....  | 108 |
| <br>I - Distribution angulaire .....   | 108 |
| I-1 Cas de la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ .....  | 112 |
| I- 2 Estimation de $\delta_2$ d'après la distribution angulaire de la réaction $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$ .....   | 114 |
| <br>ANNEXE – B.....  | 116 |
| <br>I - Différentes dispersions utilisées dans le code Monte Carlo.....  | 116 |
| I-1 Matrice de rotation .....  | 116 |

|  |     |
|--|-----|
| <b>I-2 Dispersion angulaire pour l'angle d'émission</b> .....  | 117 |
| <b>I-3 Dispersion angulaire pour l'angle de diffusion</b> .....  | 117 |
| <b>I-4 Dispersion en énergie</b> .....   | 119 |
| <b>I-5 Distribution angulaire des gammas issus du niveau<br/>        excité du <math>^{18}\text{F}</math> vers les états inférieurs 1080.54 et 937.2 keV</b> ..... | 120 |
| <b>ANNEXE - C</b> .....  | 121 |
| <b>I - Méthode de maximum de vraisemblance</b> .....   | 121 |
| <b>I-1 Description de la méthode vraisemblance</b> .....   | 121 |
| <b>I-2 Estimation de l'erreur</b> .....  | 121 |
| <b>I-3 Distribution de Poisson</b> .....   | 122 |
| <b>I-4 Expression de <math>\chi^2</math> pour une distribution de poisson</b> .....  | 122 |
| <b>ANNEXE - D</b> .....  | 123 |
| <b>I - Expressions des taux de réactions</b> .....   | 123 |
| <b>I- 1 Taux non résonant</b> .....  | 124 |
| <b>I- 2 Taux de réaction résonant</b> .....  | 125 |
| <b>I- 3 Résonances étroites (<math>\Gamma \ll E_R</math>)</b> .....  | 125 |
| <b>I- 4 Résonances larges (<math>\Gamma \geq 0.1 E_R</math>)</b> .....   | 126 |
| <b>I- 5 Niveau sous le seuil</b> .....   | 126 |
| <b>I- 6 Expression du taux de réaction <math>^{17}\text{O}+p</math> dans les compilations</b> .....  | 127 |
| <b>Références :</b> .....  | 128 |

# **INTRODUCTION**

## I Objectif de notre étude

L'astrophysique nucléaire est l'étude des phénomènes dans lesquels la physique nucléaire joue un grand rôle à l'échelle de l'univers. C'est une discipline déjà ancienne et le 20<sup>ème</sup> siècle a déjà répondu à bien des questions relatives à la nucléosynthèse qui en est un des thèmes d'étude majeurs. On sait désormais qu'il existe trois grands sites de formation des noyaux de l'univers à partir des nucléons : deux thermiques, le « Big Bang » et les étoiles, et un non thermique, le milieu interstellaire (rayons cosmiques).

Lors de ces dernières dizaines d'années, dans le monde, de nombreux progrès ont été réalisés dans le domaine de la connaissance des sections efficaces des réactions nucléaires qui gouvernent la nucléosynthèse. Par exemple, les taux de réactions thermonucléaires concernant la combustion explosive de l'hydrogène dans les novae, sont en voie d'être très largement fournis par les données expérimentales, mais des zones d'ombre subsistent dans les données nucléaires comme par exemple pour la synthèse du  $^{18}\text{F}$  dans les novae qui est le sujet d'étude de ce travail.

Les novae sont des étoiles qui soudain se mettent à briller d'une lumière très intense lors de phases éruptives. Ce sont des systèmes binaires composés d'une naine blanche et d'une étoile compagnon se trouvant dans une phase d'évolution moins avancée. Les éruptions de ces systèmes sont causées par les réactions thermonucléaires apparaissant lors de l'accrétion d'hydrogène provenant de l'étoile compagnon sur la surface de la naine blanche.

On pense que les novae sont des sources essentielles de production de noyaux d' $^{17}\text{O}$  [Jos98, Sta98] et qu'elles sont responsables de la synthèse de radio-isotopes comme le  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 110$  min). Ce noyau est émetteur  $\beta^+$ , ce qui conduit à l'émission de rayonnements gamma d'annihilation qui pourraient être détectés par des observatoires embarqués comme INTEGRAL ou de futurs satellites X et gamma [Her99, Her04].

La production dans les novae des noyaux  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}$  (et donc l'intensité corrélée du rayonnement d'annihilation) dépend fortement des taux des réactions  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  et  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  dans la gamme des températures atteintes lors des explosions de novae ( $T \sim 1$  à  $3 \times 10^8$  K). Ces températures correspondent à des énergies cinétiques dans le centre de masse de l'ordre de 60 à 300 keV pour le système  $p + ^{17}\text{O}$ . Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces des réactions  $(p,\alpha)$  et  $(p,\gamma)$  sur  $^{17}\text{O}$  étaient très incertaines au début de ce travail. Nous avons par conséquent, entrepris l'étude expérimentale de ces deux réactions dans le but de mesurer leurs sections efficaces expérimentales aux énergies stellaires.

Dans ce mémoire, nous commençons par décrire la nucléosynthèse du  $^{18}\text{F}$  dans les novæ en discutant notamment l'origine des incertitudes nucléaires associées.

Ensuite, nous décrirons les différentes expériences effectuées pour déterminer les paramètres nucléaires du niveau du  $^{18}\text{F}$  à  $E_x = 5786 \text{ keV}^{*1}$ . La résonance correspondante est située dans la zone de Gamow pour les températures atteintes dans les novae.

Nous débuterons la présentation des expériences par la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$  que nous avons réétudiée auprès de l'accélérateur Van De Graaff du CENBG (Bordeaux) pour déterminer l'énergie et la durée de vie du niveau à  $E_x = 5789.8 \text{ keV}$  en utilisant la méthode de l'atténuation du déplacement Doppler.

Dans un second temps, nous discuterons les réactions  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  et  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  étudiées à  $E_p \sim 190 \text{ keV}$  auprès de l'accélérateur PAPAP du CSNSM (Orsay). Ce travail nous a permis de calculer les forces des résonances correspondantes et de déduire les différentes largeurs partielles du niveau à  $5789.8 \text{ keV}$ .

Enfin ces résultats ont été utilisés pour déterminer les taux des réactions  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  et  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ . Ces taux sont discutés et comparés à ceux de travaux d'autres auteurs (compilation NACRE [Ang99] et travail de Fox et al.[Fox05]).

Nous terminerons par un commentaire sur les conséquences des taux, ainsi calculés, sur la production de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}$  dans les novae.

## II- Novae classiques :

Comme nous venons de l'évoquer, le phénomène de novæ « classiques » a lieu dans un système binaire d'étoiles, composé d'une naine blanche accrétant de la matière provenant de son étoile compagnon. L'explosion des novae est consécutive à la combustion nucléaire de la matière accrétée à la surface de la naine blanche, combustion qui s'emballer par suite de l'élévation de température associée à l'accrétion. Le caractère explosif de la combustion nucléaire provient de la dégénérescence du gaz à la surface de la naine blanche qui suspend le réajustement thermique lors du début des réactions nucléaires. Lorsque la dégénérescence est levée, la matière formée par la combustion en surface permet de synthétiser des noyaux dont un certain nombre vont être expulsés dans le milieu interstellaire.

On distingue deux types de novae selon la nature du progéniteur de la naine blanche : les novae de type CO (carbone-oxygène) pour des masses de progéniteur entre 3 et 8  $M_{\odot}$  (combustion de l'hélium et de l'oxygène) et novae de type ONe pour des progéniteurs plus massifs dans lesquels le carbone a également brûlé. Ces deux types de novae conduisent à la synthèse de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}$  à travers un cycle de réactions que nous présentons plus loin. D'autres isotopes

---

\*<sup>1</sup>5786 keV est l'énergie d'excitation du niveau telle qu'elle était connue au début de ce travail et telle qu'elle apparaît donc dans la compilation de Tilley[Til95]. Cette valeur plaçait la résonance à  $E_{\text{cm}} = 179.5 \text{ keV}$ . Nous utiliserons ultérieurement la valeur mesurée dans ce travail, soit  $E_x = 5789.8 \text{ keV}$  avec  $E_{\text{cm}} = 183.3 \text{ keV}$ .

stables, peu abondants dans l'Univers, sont également synthétisés :  $^{13}\text{C}$ , et  $^{15}\text{N}$  par exemple ainsi que d'autres radio-isotopes comme  $^7\text{Be}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{26}\text{Al}$ .

Les novæ classiques sont donc, après l'explosion, la source de rayonnements produits par l'annihilation de paires positron-électron. Le rayonnement électromagnétique correspondant se compose de raies à 511 keV accompagnées, par effet Compton dans la matière éjectée, d'un continuum entre 20 et 511 keV. Pour les novæ de type CO, le  $^{18}\text{F}$  fournit la majeure contribution de ce spectre, en effet sa vie moyenne ( $\tau = 158$  min) est telle que les positrons sont majoritairement émis lorsque l'enveloppe devient transparente aux rayonnements gamma.

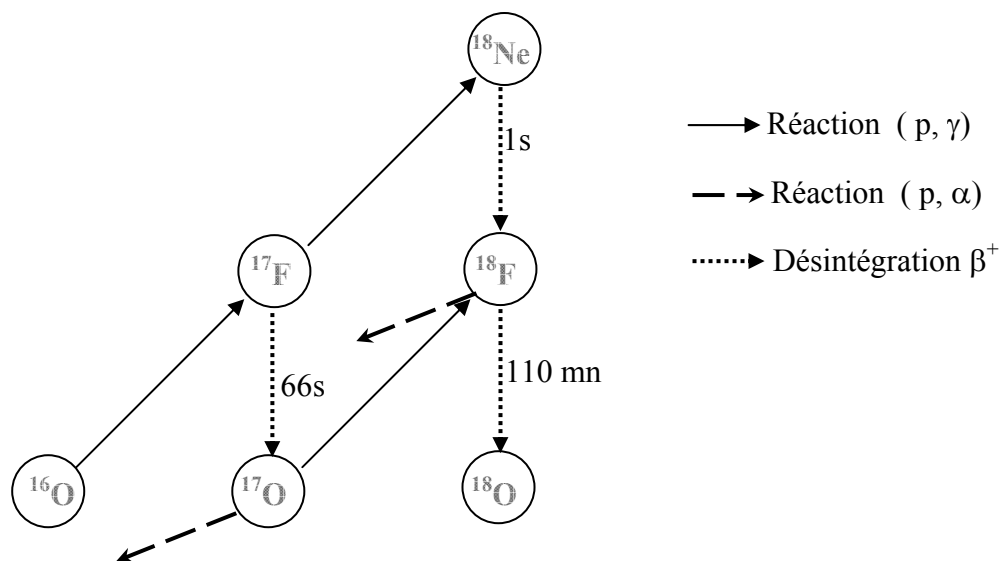
La détection de ces rayonnements gamma et l'observation des rapports isotopiques de l'oxygène permettraient d'obtenir des renseignements précieux sur les processus physiques précédant l'explosion dans les novæ, lesquels sont décrits de manière théorique par différents modèles. Ainsi une modélisation détaillée d'émission gamma de novæ classiques a été réalisée dans [Her99] pour un large domaine de conditions initiales possibles. Ceci a nécessité l'association d'un code hydrodynamique [Jos98] décrivant l'évolution de l'explosion et d'un code de type Monte-carlo [Gom98] pour suivre l'évolution temporelle des propriétés de l'enveloppe en expansion.

Encore faut-il introduire dans ces codes les taux de réaction les plus précis possible pour espérer obtenir des analyses réalistes. En particulier, les sections efficaces des réactions  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  et  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  ont un impact essentiel sur la production de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}$  puisqu'elles gouvernent la destruction de l'un et la formation de l'autre.

### III- Synthèse du $^{18}\text{F}$ dans les novæ classiques :

La formation du  $^{18}\text{F}$  lors de la combustion explosive des novæ a pour point de départ l'élément  $^{16}\text{O}$  présent en grande quantité dans l'enveloppe de la naine blanche. Le cycle des réactions qui participent à la synthèse du  $^{18}\text{F}$  à partir de  $^{16}\text{O}$  est montré sur la figure 1.

On voit sur cette figure que l'abondance de l'élément  $^{18}\text{F}$  dépend d'une manière critique des sections efficaces des réactions  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  (création de  $^{18}\text{F}$ ) et  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  (destruction de  $^{17}\text{O}$ ), et plus précisément du rapport de ces sections efficaces. La réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  joue un rôle important dans la destruction de l'élément  $^{18}\text{F}$ . Cette réaction est actuellement étudiée par [Ser03a, Ser03b, Koz06] et [Fox04] à Louvain-la-Neuve et Oak Ridge. Remarquons que la réaction  $^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}$  peut également jouer un rôle à très haute température quant à la quantité de  $^{18}\text{F}$  finalement formée, puisqu'elle participe à la formation de  $^{18}\text{F}$  à travers la désintégration  $\beta$  du  $^{18}\text{Ne}$ .



**Figure 1** : Les réactions participant à la synthèse du  $^{18}\text{F}$  dans les novæ

Les fractions de masse des différents éléments présents dans les éjectas des novæ sont déterminés comme suit :

Les taux de toutes les réactions, montrées sur la figure 1, doivent donc être introduits dans les codes décrivant l'évolution de la combustion explosive (les différents paramètres calculés sont par exemple le taux de mélange de la matière accrétée avec la matière de la naine, l'évolution des températures et densités en fonction des zones de l'enveloppe devenue convective lors de la combustion, la quantité de matière éjectée...). C'est la comparaison de ces fractions de masse estimées avec celles observées (éventuellement à travers l'astronomie gamma, comme c'est le cas pour le  $^{18}\text{F}$ ) qui permet d'obtenir un degré de confiance plus ou moins élevé quant aux hypothèses introduites dans les modèles afin d'améliorer notre compréhension du phénomène des novæ.

#### **IV- Etat des connaissances sur les réactions $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ au début de ce travail.**

Les niveaux d'énergie du  $^{18}\text{F}$ , tels qu'ils apparaissent dans la référence [Til95], sont donnés en figure 2, dans la zone proche du seuil des réactions  $^{17}\text{O}+p$ . Dans le même croquis, nous avons fait figurer la zone de Gamow correspondant à ce système pour des températures comprises entre  $T_8=1$  et  $T_8=3$ , soit la zone d'énergie comprise entre 60 et 300 keV au-dessus du seuil  $^{17}\text{O}+p$ .

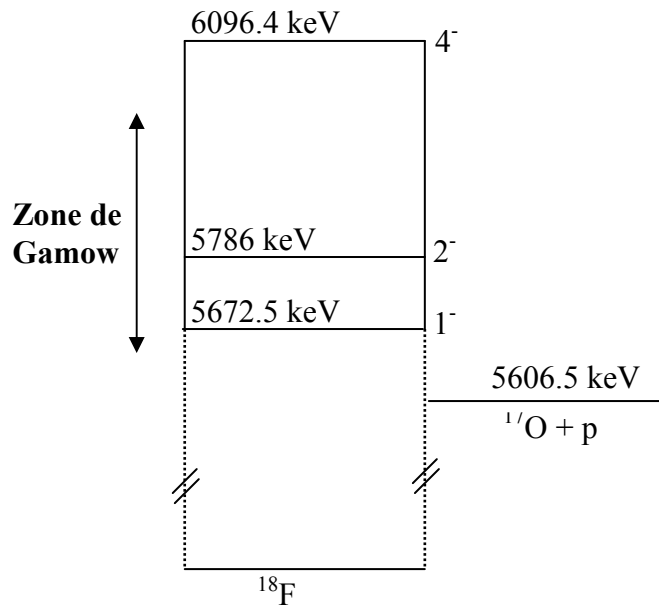


Figure 2 : Les niveaux d'énergie du  $^{18}\text{F}$  autour de 5600 keV [Til95]

Il apparaît que seul deux niveaux du  $^{18}\text{F}$  peuvent induire des réactions résonnantes dans cette zone : ce sont les niveaux situés à  $E_x=5672.6\pm 0.32$  keV,  $J^\pi=1^-$  et  $E_x=5786.0\pm 2.4$  keV,  $J^\pi=2^-$ . Les énergies correspondants à ces deux résonances sont respectivement  $E_{\text{cm}}=66.1$  keV et  $E_{\text{cm}}=179.5$  keV. (Voir note de bas de page en page 2).

Le premier niveau a été étudié par plusieurs équipes [Rol73a, Mak80, Lan89, Bla95] et les forces des résonances correspondantes dans les voies  $(p,\alpha)$  et  $(p,\gamma)$  sont, semble-t-il, bien établies depuis ces travaux. On pourra trouver une discussion plus détaillée sur ce point dans l'article de la compilation NACRE [Ang99].

Au moment où nous avons commencé notre travail, la situation était beaucoup moins claire pour le deuxième niveau, puisque aucune résonance n'avait été observée que ce soit dans la voie  $(p,\alpha)$  ou dans la voie  $(p,\gamma)$ . Des informations sur ce niveau sont données par Rolfs et al [Rol73b]. Dans ce travail, le niveau était peuplé par la réaction résonnante  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$  à une énergie  $E_{\text{cm}}=1371$  keV (énergie d'excitation mesurée du niveau  $E_x = 5786.0 \pm 2.4$  keV). La force de la résonance, ainsi que la vie moyenne du niveau, ont aussi été mesurés dans ce travail. Les auteurs donnent une durée de vie  $\tau = 15 \pm 10$  fs, soit une largeur totale  $\Gamma = (44\pm 30)$  meV, et une force de résonance  $(\omega\gamma)_{\alpha\gamma} = 47 \pm 18$  meV.

(Rappelons que  $(\omega\gamma)_{\alpha\gamma} = \frac{(2J+1)}{(2J_\alpha+1)(2J_c+1)} \frac{\Gamma_\alpha\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  où  $J$  est le spin du niveau

résonnant,  $J_\alpha$  celui de la particule alpha et  $J_c$  celui du noyau cible). Ces données conduisent à deux solutions pour les largeurs  $\alpha$  et  $\gamma$ :  $\Gamma_\alpha=30$  (ou 14) et  $\Gamma_\gamma=14$  (ou 30) meV. Dans les deux cas de figure, la largeur alpha réduite apparaît

remarquablement faible ( $\sim 6 \cdot 10^{-9}$ ). A partir de ces données et compte tenu d'une limite sur la force de la résonance  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  mesurée au moment où ce travail démarrait, soit  $\omega\gamma \leq 3 \mu\text{eV}$  [Blackmon 2002 communication privée], on peut estimer la force de la résonance dans la voie  $(p, \alpha)$ . Il vient en effet pour la largeur proton du niveau à 5789.8 keV,  $\Gamma_p \leq 2 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ , et la force de la résonance  $p,\alpha$  est alors estimée à la valeur très faible,  $\omega\gamma_{p\alpha} \leq 3 \mu\text{eV}$  (on verra dans la suite de l'exposé que cette estimation est erronée).

Compte tenu des incertitudes sur les sections efficaces des réactions  $^{17}\text{O}+p$  évoquées ci-dessus, les taux de réactions correspondants étaient entachés au début de ce travail de larges erreurs qui sont montrées dans la figure 3. Cette figure qui présente le cas de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  pour des températures comprises entre  $T_9=0.1$  et  $T_9=0.3$ , indique plus de deux ordres de grandeur de différence entre les valeurs hautes et basses possibles pour certaines températures. Les taux représentés sont ceux évalués par la compilation NACRE [Ang99].

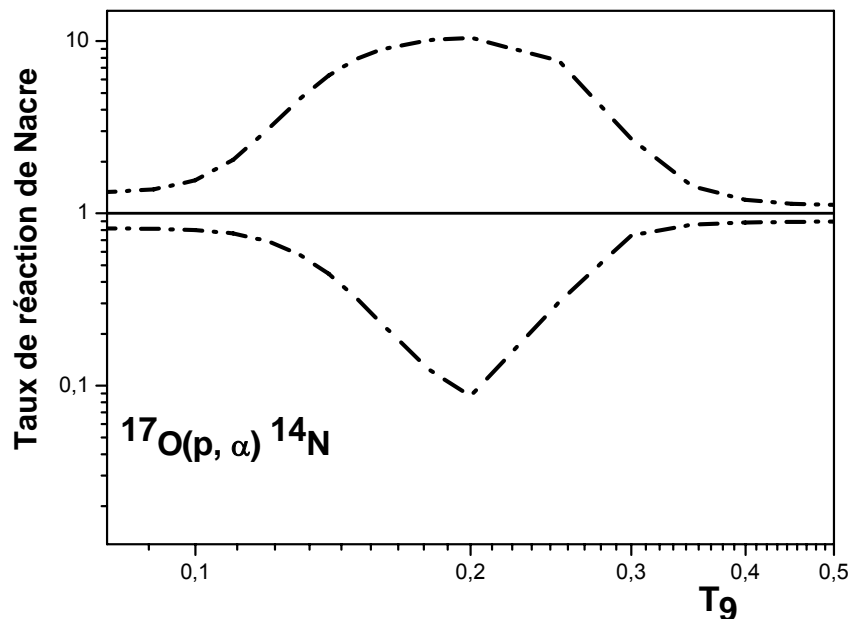


Figure 3 : Taux de réaction  $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$  d'après la compilation de NACRE [Ang99]

Pour rendre plus instructive l'analyse d'une éventuelle détection de  $^{18}\text{F}$  dans les novae via l'astronomie gamma il était donc très intéressant de mettre en évidence les résonances  $(p, \alpha)$  et  $(p, \gamma)$  sur  $^{17}\text{O}$  vers  $E_{\text{cm}}=180 \text{ keV}$ .

La première étape a été de remesurer l'énergie d'excitation et la vie moyenne du niveau à 5790 keV. Pour l'énergie d'excitation, le but était d'améliorer la précision de la mesure pour un meilleur calcul des taux de réaction et pour

faciliter la recherche des résonances  $p+^{17}\text{O}$ . Pour la vie moyenne, les très grandes différences prévisibles dans les forces de résonance selon que la vie moyenne est de 5fs (limite inférieure de la mesure de la référence [Rol73b] ) ou est éventuellement inférieure à 5fs (une largeur totale du niveau plus grande de plusieurs ordres de grandeur est alors possible) justifiait à notre sens une nouvelle mesure, et ce d'autant plus que la méthode utilisée de l'atténuation du déplacement Doppler est à sa limite de sensibilité pour des vies moyennes aussi courtes. En effet, si la vie moyenne était par exemple inférieures à 0.15 fs (écart Doppler très peu différent de celui du cas  $\tau = 15$  fs), des valeurs de la largeur proton plus de cent fois supérieures à l'estimation de  $2 \cdot 10^{-5}$  eV indiquée plus haut seraient possibles, ce qui rendrait beaucoup plus aisé la mise en évidence de la résonance dans la voie (p,  $\alpha$ ).

« Afin de mesurer l'énergie d'excitation de niveau  $J^\pi = 2^-$  situé à 5786 keV avec précision, nous avons choisi d'entreprendre l'étude expérimentale de la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$  autour de  $E_\alpha = 1770$  keV. Le but de cette expérience est d'aboutir également à la détermination expérimentale de la largeur totale de ce niveau. En effet la durée de vie déterminée par Rolf [Rol73b], relativement grande,  $\tau = 15$  fs, ne permet pas l'observation expérimentale de cette résonance dans la voie d'entrée  $^{17}\text{O}+p$  et aux énergies correspondantes au voisinage de 180 keV. »

**Expérience  $^{14}\text{N} (\alpha, \gamma) ^{18}\text{F}$**

## I- Introduction

Comme indiqué précédemment, le niveau du  $^{18}\text{F}$  que nous nous proposons d'étudier, de parité  $J^\pi = 2^-$ , était donné avant notre travail à une énergie d'excitation  $E_x = (5786.0 \pm 2.4)$  keV [Rol73b, Til95]. Il a été peuplé par l'intermédiaire de la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$  et sa durée de vie également mesurée par Rolfs et al [Rol73b]. Ces auteurs ont obtenu la valeur  $\tau = (15 \pm 10)$  fs en utilisant la méthode d'atténuation du déplacement Doppler (D.S.A.M).

Nous avons choisi l'étude expérimentale de la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$  dans le but de déterminer avec une meilleure précision, l'énergie d'excitation de cet état et de contrôler la valeur de sa durée de vie, les mesures par effet Doppler devenant très délicates pour des vies moyennes courtes, proches de la limite de sensibilité de la méthode.

Dans cet esprit, une première expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur Van De Graaf de 4 MV du CENBG (Bordeaux). Nous avons choisi d'alimenter le niveau à  $E_x=5789.8$  keV par la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$  en utilisant un faisceau de particules alpha d'énergie  $E_\alpha = 1775$  keV et des cibles de TiN assez épaisses ( $\geq 250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) pour permettre d'exciter simultanément plusieurs niveaux du  $^{18}\text{F}$  situés entre 5.6 et 5.8 MeV. Les rayonnements gamma ont été détectés grâce à trois détecteurs germanium de grande pureté et de grand volume.

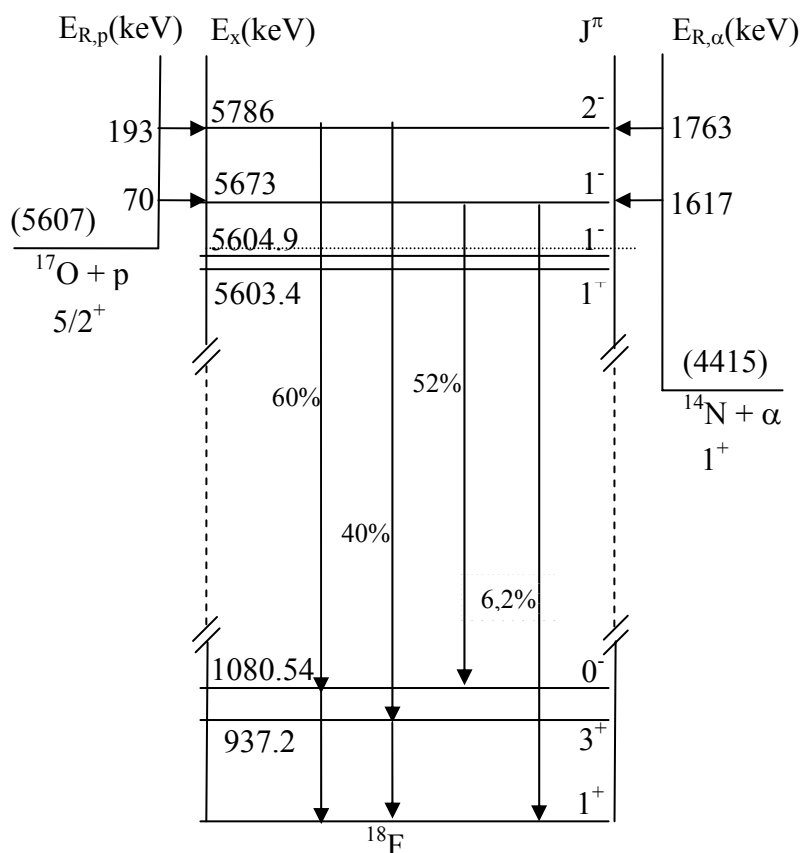
L'énergie du niveau excité ainsi que sa durée de vie sont obtenues à partir d'un calcul de type Monte Carlo utilisant la méthode de l'atténuation du déplacement Doppler (D.A.S.M) [Bla66, Lin63]. Dans ce code, il a été tenu compte des différentes dispersions (angulaire et en énergie) intervenant dans le processus de ralentissement, de la distribution angulaire des rayonnements gamma issus du niveau excité vers les niveaux inférieurs (1080 et 937 keV) [Rol73b].

## II- Diagramme des niveaux d'énergie du $^{18}\text{F}$

Une partie des niveaux d'énergie du noyau de  $^{18}\text{F}$  est représentée sur la figure 1. Il s'agit des niveaux d'énergie susceptibles d'être atteints lors de phénomènes stellaires explosifs. Les spins et parités de ces niveaux ainsi que les énergies des résonances, dans le système du laboratoire, sont indiquées telles qu'elles sont reportées dans [Til95]. Nous nous sommes intéressés uniquement aux niveaux du  $^{18}\text{F}$  au-dessous du niveau à 5790 keV intervenant dans les processus astrophysique en dessous de  $T_9 = 0.5^{*2}$ . Les valeurs des énergies de séparation des protons et des particules alpha sont entre parenthèses. Nous représentons les transitions gamma issues du niveau 5790 keV vers les niveaux inférieurs à 1081 et 937 keV. Dans notre étude nous avons également utilisé les transitions allant du niveau 5672 keV vers les états inférieurs 1081 et état fondamental.

---

\*2  $T_9 = T$  en GK



**Figure 1** : Diagramme des niveaux du noyau de  $^{18}\text{F}$  avant notre travail [Til95]. Les énergies de résonance sont données dans le système du laboratoire. Les transitions  $\gamma$  indiquées sont celles ayant été utilisées dans l'analyse de notre expérience.

### III- Méthode de l'atténuation du déplacement Doppler (DSAM)

#### III- 1 Principe de la méthode

Lors d'une réaction nucléaire, le noyau de recul excité acquiert une vitesse qui décroît du fait des collisions successives avec les atomes et les électrons du milieu traversé (cible ou support de cible) avant d'émettre le rayonnement gamma de désexcitation. Ce ralentissement se fait suivant un temps caractéristique du milieu ralentisseur de l'ordre de  $10^3$  fs. Si la durée de vie du niveau émetteur gamma est comprise entre quelques fs et  $10^3$  fs la détermination de la vitesse moyenne du noyau de recul au moment de l'émission gamma

permet de remonter à la vie moyenne du niveau, moyennant la connaissance d'une loi de ralentissement reliant la vitesse et le temps. La mesure de cette vitesse moyenne se fait à travers celle de l'énergie du rayonnement gamma émis, grâce à la formule de l'effet Doppler qui en première approximation s'écrit :

$$E_\gamma = E_t \left( 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right) \quad (\text{I-1})$$

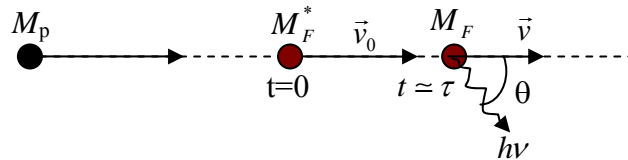
où  $E_t$  est l'énergie de la transition

$\theta$  l'angle entre la direction de l'ion de recul et l'axe de symétrie du détecteur

$\beta = v/c$  la vitesse de l'ion de recul au moment de l'émission du photon

Nous obtenons directement la relation entre la durée de vie et l'énergie mesurée du rayonnement gamma  $\tau = f(E_\gamma)$  au moyen d'un code de calcul de type Monte Carlo. Dans le souci d'obtenir une sensibilité maximale, nous avons choisi de mesurer la vie moyenne du niveau à  $E_x = 5790$  keV relativement à celle très courte du niveau à  $E_x = 5672$  keV ( $\tau < 10^{-18}$  s [Azj86]) qui assure pour ce niveau un déplacement Doppler maximal. Cette méthode, décrite en détail dans la suite du chapitre, consiste donc à évaluer les différences d'énergie relativement à celle correspondant au niveau du  $^{18}\text{F}$  à 5672 keV.

Le déplacement Doppler est dit non atténué lorsque le photon est émis par le noyau de recul animé de sa vitesse maximale, c'est-à-dire avant tout ralentissement dans la cible. Les rayonnements gamma par lesquels se désexcite ce niveau sont soumis à un déplacement Doppler.



**Figure 2** : Excitation et désexcitation du noyau de  $^{18}\text{F}$ .  $v_0$  est la vitesse initiale du noyau de  $^{18}\text{F}$  et  $v$  sa vitesse au moment de la désexcitation.

Dans le cas de capture radiative, comme c'est le cas pour la réaction utilisée  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ , le problème se simplifie car la direction initiale du noyau de recul est en première approximation celle de l'axe du faisceau. On peut alors exprimer le spectre des gamma selon le calcul exposé dans ce qui suit.

### III-2 Expression du spectre gamma

La loi de ralentissement des ions de masse  $M_F$  et de vitesse  $v$  dans la matière s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = -M_F \frac{dv}{dt} \quad (\text{I-2})$$

En prenant en compte la formule de l'effet Doppler, dans le cas relativiste, l'énergie effective du rayonnement gamma s'exprime comme [Ale68]:

$$E_\gamma = E_\gamma^0 \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{(1-\beta \cos \theta)} \quad (\text{I-3})$$

avec :

$$E_\gamma^0 = (E_i - E_f) - \frac{(E_i - E_f)^2}{2M_F c^2} \quad (\text{I-4})$$

Où :

$E_i$ ,  $E_f$  et  $M_F$  désignent l'énergie du niveau initial, du niveau final et la masse du  $^{18}\text{F}$  respectivement,  $\theta$  est l'angle entre la direction de l'ion de recul et l'axe de symétrie du détecteur et  $\beta = v/c$  la vitesse du noyau de recul au moment de l'émission du photon.

L'expression différentielle du temps est :

$$dt = \frac{M_F c}{E_i \cos \theta} \frac{d(E_\gamma - E_t)}{(dE/dx)} \quad (\text{I-5})$$

La loi de décroissance radiative classique prend la forme :

$$dN = \frac{N_0}{\tau} \exp(-t/\tau) dt \quad (\text{I-6})$$

En remplaçant l'équation (I-5) dans (I-6) l'expression du spectre s'écrit :

$$\frac{dN}{d(E_\gamma - E_t)} = N_0 \frac{M_1 c}{\tau E_t \cos \theta} \frac{1}{(dE/dx)} \exp\left(-\frac{M_1}{\tau} \int_{v_0}^v \frac{dv}{(dE/dx)}\right) \quad (\text{I-7})$$

où  $v_0$  est la vitesse initiale du noyau de recul.

Le spectre final, en tenant compte d'une distribution gaussienne due à la détection, prend alors la forme :

$$\frac{dN}{d(E_\gamma - E_t)} = \int_{E_\gamma} \frac{dN}{d(E_\gamma - E_t)} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E_\gamma)^2}{2\sigma^2}\right) dE_\gamma \quad (\text{I-8})$$

À partir de l'énergie du centre de gravité du pic ainsi calculé  $E_G(\tau)$ , le déplacement Doppler moyen est donnée par :

$$\Delta E_G(\tau) = E_G(\tau) - E_t \quad (\text{I-9})$$

On peut alors définir un facteur d'atténuation par la relation :

$$f(\tau) = \frac{\Delta E_G(\tau)}{\Delta E_G(0)} \quad (\text{I-10})$$

Où  $\Delta E_G(0)$  est le déplacement Doppler maximal pour une vie moyenne nulle.

### III-3 Temps de ralentissement

Afin de calculer le temps mis par l'ion de recul pour passer de la vitesse  $v_0$  à la vitesse  $v$ , il est nécessaire de connaître les pertes d'énergie correspondantes. Dans notre code ces grandeurs ont été extraites du programme de simulation SRIM [Zig03]. Le temps de ralentissement est ensuite calculé en intégrant numériquement la fonction  $dE/dx$  apparaissant dans l'expression (I-2):

$$t = M_1 \int_{v_0}^v \frac{dv}{(dE/dx)} \quad (\text{I-11})$$

### III-4 Théorie du ralentissement

Dans les mesures de vie moyenne utilisant la méthode de l'atténuation du déplacement Doppler, deux causes importantes d'incertitudes sont à envisager. La première provient de la mesure expérimentale des déplacements Doppler, la seconde de la loi de ralentissement des ions dans la matière.

Le processus de ralentissement des ions dans la matière se fait par transfert d'une partie de l'énergie de l'ion par des collisions soit avec les électrons des atomes du milieu ralentisseur, soit avec les noyaux atomiques eux-mêmes.

Les théories du ralentissement (par exemple [Lit63]) décomposent ainsi le pouvoir d'arrêt en deux contributions, l'une électronique et l'autre nucléaire :

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = \left( \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_e + \left( \frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_n \quad (\text{I-12})$$

Pour de faibles énergies de recul, le pouvoir d'arrêt nucléaire est important et induit un changement de la direction de recul du noyau selon un angle de diffusion moyen qui peut être soit déterminé analytiquement[Bla66, Bla67], soit estimé à partir du code SRIM : c'est cette dernière option qui a été choisie dans notre code car elle permet de tenir compte de la corrélation entre l'angle de diffusion et le pouvoir d'arrêt. Cet effet de diffusion se traduit par une atténuation moyenne, en fonction du temps, du déplacement Doppler d'un facteur  $\langle \cos\theta \rangle$ .

#### IV- Calcul basé sur la méthode de Monte-Carlo

Afin de déterminer les valeurs de l'énergie du niveau excité du  $^{18}\text{F}$  et sa durée de vie, un code de calcul de type Monte-Carlo a été établi.

Pour une vie moyenne  $\tau_1$  donnée, on tire au hasard un temps  $t_1$  d'émission gamma selon la loi statistique correspondant à la formule I-6. Pour ce temps  $t_1$ , on calcule, à partir des données du code SRIM, la vitesse de recul en incluant les dispersions en énergie correspondantes. Ensuite, on tire au hasard, un angle  $\theta$  et un angle  $\varphi$  d'émission vers le détecteur selon une loi de probabilité pour l'angle solide tenant compte de la distribution angulaire du rayonnement gamma tiré des références[Rol73b, Ber77]. L'angle de diffusion dans la cible est enfin tiré au hasard selon la loi de probabilité donnée par SRIM. On en déduit l'énergie  $E_\gamma$  selon la formule relativiste de l'effet doppler de l'équation I-3.

Les nombres aléatoires sont tirés environ 50.000 fois afin d'obtenir la précision adéquate sur le spectre gamma mesuré. Dans la pratique, nous avons travaillé uniquement sur le moment d'ordre 1 (énergie moyenne) du spectre gamma ainsi calculé.

On refait ce processus pour différentes valeurs de la vie moyenne dans le but d'obtenir le graphe, cité plus haut, de l'énergie moyenne en fonction de la durée de vie.

Finalement ce code permet d'aboutir à la durée de vie ainsi que l'énergie du niveau du  $^{18}\text{F}$  étudié.

Les détails des différentes valeurs retenues pour les dispersions angulaires et en énergie ainsi que la manière de déterminer de l'angle d'émission et de diffusion sont donnés en annexe.

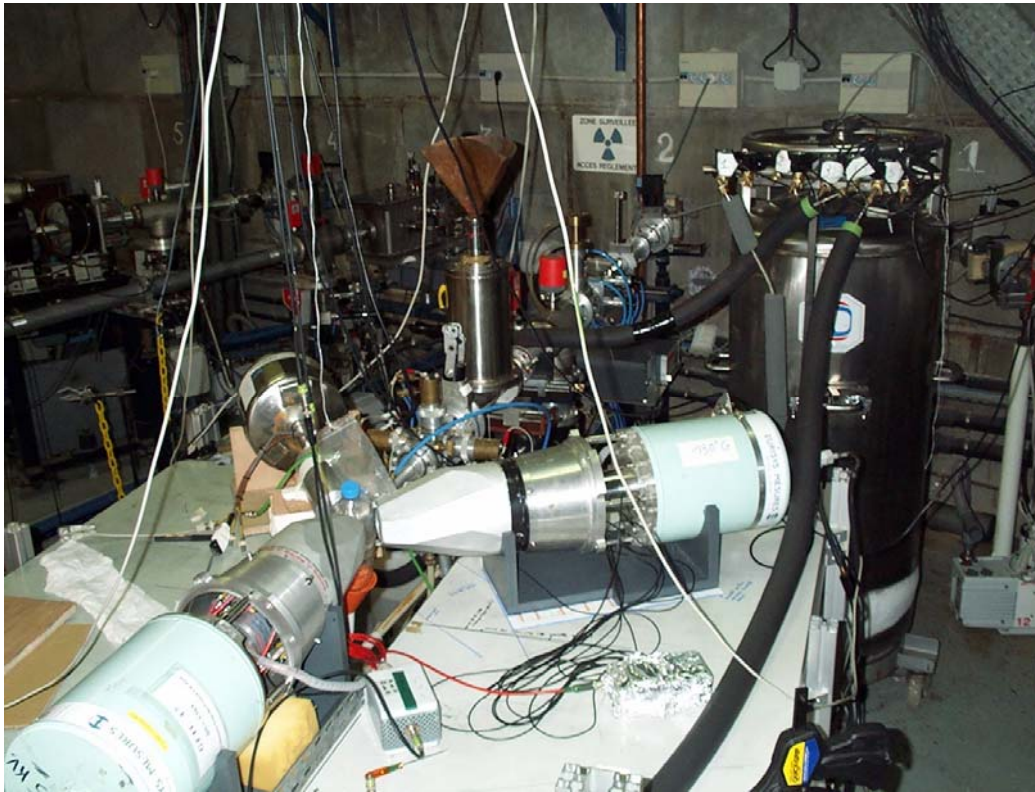
## V- Dispositif expérimental de l'expérience

Des faisceaux de particules  $\alpha$  d'énergies comprises entre 1620 et 1775 keV ont été fournis par l'accélérateur Van De Graaf de 4MV du CENBG de Bordeaux. Deux diaphragmes réglables, situés en amont de la cible permettent de régler la dimension du faisceau qui arrive finalement sur la cible dans une forme carrée de 3x3 mm environ. Les intensités des faisceaux sur la cible sont typiquement de 20 à 30  $\mu\text{A}$ . Les cibles de TiN utilisées ont été, fabriquées par le service de cible du CENBG (Bordeaux). Leurs épaisseurs ( $\geq 250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) ont été choisies afin d'exciter simultanément plusieurs niveaux dans le  $^{18}\text{F}$  d'énergies comprises entre 5.6 et 5.8 MeV. Elles étaient refroidies grâce à une circulation d'eau dans le support de cible. Un piège à azote liquide est placé près de la cible afin de réduire l'accumulation de carbone pendant l'irradiation.

Pour mesurer les spectres gamma directs de désexcitation des niveaux d'intérêt astrophysique, nous avons utilisé trois détecteurs placés selon la géométrie suivante: le premier détecteur est placé dans la direction de la ligne du faisceau de particules alpha ( $\theta = 0^\circ$ ), le deuxième à gauche de la ligne ( $\theta = 123^\circ \pm 2^\circ$ ) et le dernier à droite de la ligne ( $\theta = 144 \pm 2^\circ$ ) (figure 3), où  $\theta$  désigne l'angle dans le référentiel du laboratoire. La distance entre chaque détecteur et la cible est fixée à 9 cm. La distribution angulaire due à la taille finie des détecteurs a été estimée à partir de la connaissance de leur géométrie telle qu'elle était donnée par le constructeur. Le détecteur germanium à  $0^\circ$ , quand à lui, était entouré d'un détecteur à scintillation au BGO. Ce détecteur fonctionnait en anti coïncidence avec le détecteur au Germanium afin d'éliminer les événements Compton et d'améliorer ainsi le rapport signal sur bruit dans les spectres enregistrés.

Des sources radioactives ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{88}\text{Y}$  et  $^{128}\text{Th}$ ) ont été continuellement disposées aux alentours immédiats de la cible dans le but d'obtenir la calibration en énergie des spectres de rayonnements gamma obtenus lors de cette expérience. La mesure des angles de détection a été améliorée par une étude de la position du cristal dans les détecteurs en utilisant une source de  $^{60}\text{Co}$  (voir paragraphe VI-2).

Une électronique conventionnelle a été utilisée et les spectres des rayonnements gamma ont été enregistrés avec un système d'acquisition standard fonctionnant en mode non corrélé.



**Figure 3** : Dispositif expérimental de l'expérience  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$  au CENBG

## **VI- Détecteurs au germanium**

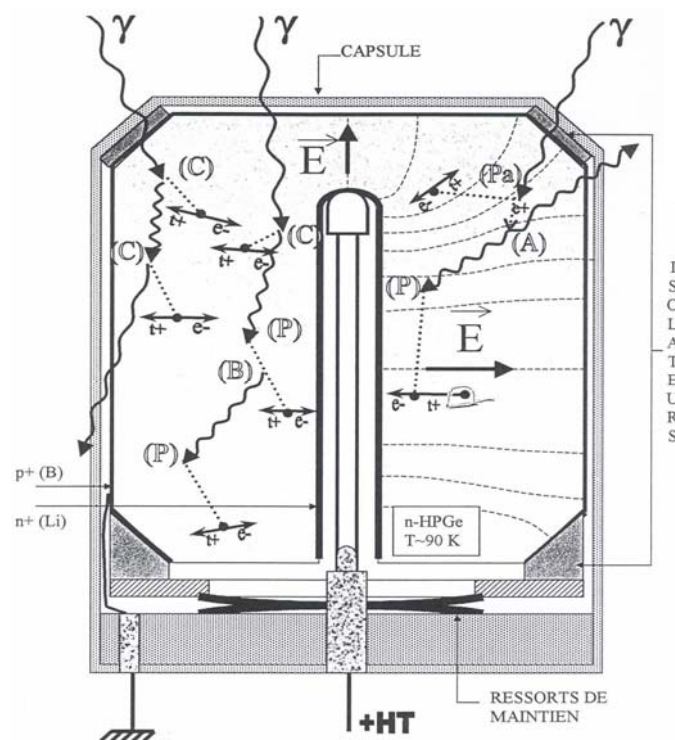
### **VI-1-Fonctionnement d'un détecteur Germanium**

Pour la détection de rayonnement gamma, le germanium est préféré au silicium à cause de son nombre atomique beaucoup plus grand (32 au lieu de 14). La section efficace de l'effet photoélectrique est ainsi plus de 60 fois plus grande.

Les photons gamma arrivant sur le détecteur interagissent avec les atomes du cristal et créent, par divers processus d'interaction des paires électrons/trous dans le Germanium. Le nombre de porteurs de charge est directement proportionnel à l'énergie du photon incident. Les charges sont alors collectées par un champ électrique élevé, aux bornes du cristal. Afin de limiter le courant de fuite, le détecteur est maintenu sous froid à une basse température, en général de l'ordre de celle de l'azote liquide. Il est ensuite polarisé en inverse pour empêcher l'injection de courant dans le cristal. L'impulsion électrique obtenue en sortie est amplifiée et filtrée de façon à permettre le codage de l'énergie mesurée dans le détecteur [Kap98].

Trois processus d'interaction primaire dominant dans cette gamme d'énergie: l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. La figure 4 schématise ces différents mécanismes qui conduisent à la création de paires électron – trou par les électrons du cristal auxquels de l'énergie a été cédée par le rayonnement gamma.

Les détecteurs utilisés lors de l'expérience sont des détecteurs au Ge hyper pur de gros volume ( $280 \text{ cm}^3$  de volume utile). Les efficacités des détecteurs sont typiquement de 70% à 1332 keV comparativement à des détecteurs standard NaI 3''x3''. Leur résolution en énergie (FWHM) est typiquement de 2.3 keV à la même énergie gamma.



**Figure 4** : Schéma du fonctionnement d'un détecteur Germanium et différents mécanismes de création de paires électron - trou.

Le détecteur à  $0^\circ$  est entouré par un bouclier BGO (Germanate de bismuth  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) qui sert à limiter le fond Compton [No190]. En effet le BGO agit comme un veto pour annuler un événement où un photon Compton échappé du détecteur Ge est détecté dans le bouclier BGO de très grande efficacité. Les autres détecteurs n'étaient pas munis d'un tel dispositif afin de conserver des angles solides suffisants dans le but d'obtenir les statistiques nécessaires. En effet, avec la géométrie choisie, l'utilisation de boucliers au BGO sur les deux autres détecteurs les aurait trop éloignés de la cible.

## VI-2 Position du cristal de Germanium dans les détecteurs

Les détecteurs au Germanium que nous avons utilisés lors de cette expérience ont été scannés dans les trois directions (verticale, horizontale et transverse). Le but était de connaître la position du cristal dans le capot des détecteurs afin de mieux définir la géométrie des détecteurs lors de l'expérience, d'où une normalisation précise de nos résultats expérimentaux.

Pour réaliser ce travail, nous avons placé le détecteur face avant devant un collimateur en plomb de 20 cm de longueur et possédant un trou de 2 mm de diamètre. De l'autre côté du collimateur une source de Cobalt 60 était positionnée au centre de l'ouverture.

En partant du centre du détecteur nous avons déplacé le collimateur de 2 en 2cm vers la droite puis vers la gauche pour le scan horizontal ; vers le haut puis vers le bas pour le scan vertical et le long du détecteur pour le scan transversal.

Les résultats du scan vertical présentés sur la figure 5 montrent la zone morte au centre du détecteur (« coaxial vrai ») ainsi qu'un léger décalage de la zone sensible (environ 3 mm) par rapport au centre géométrique du détecteur.

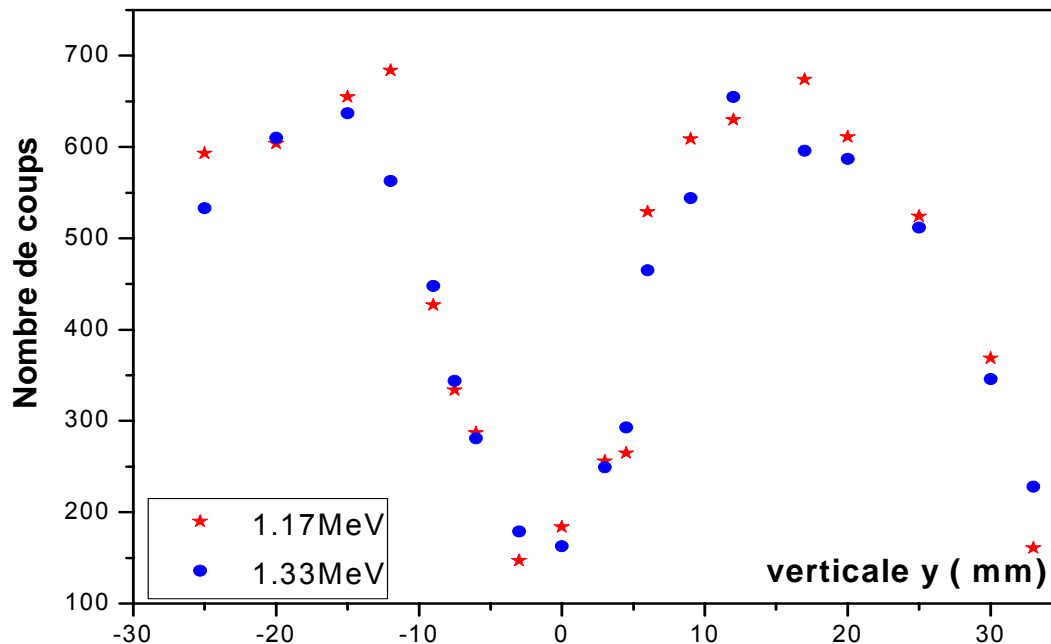


Figure 5 : Scan vertical du détecteur GFIC47

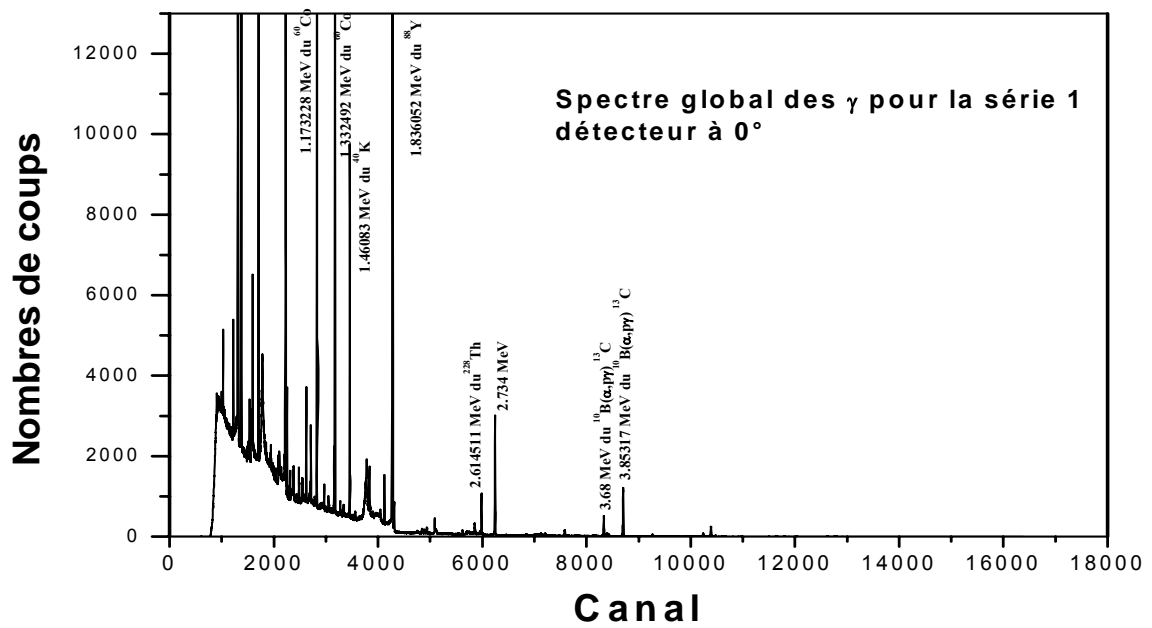
## VII - Résultats de l'expérience de Bordeaux

Du fait d'avoir deux inconnues corrélées à déterminer (l'énergie du niveau excité du  $^{18}\text{F}$  à 5790 keV et sa durée de vie) nous avons choisi d'avoir recours à au moins deux détecteurs. Nous en avons utilisé un troisième pour rajouter une contrainte supplémentaire à nos calculs et affiner le résultat désiré. La mesure d'une durée de vie de l'ordre de quelques fs pour un niveau dont nous devons également préciser l'énergie d'excitation nécessitait d'effectuer des mesures d'énergie (ou au moins des différences d'énergies) très précises. En effet les valeurs des déplacements Doppler doivent être déterminées avec une précision de 300 eV pour des vies moyennes de l'ordre de quelques fs. C'est pour cette raison que durant l'expérience de grandes précautions ont été prises, notamment en ce qui concerne les dérives possibles de l'électronique: les spectres ont été enregistrés systématiquement toutes les heures environ afin de pouvoir procéder à un ajustement de gain si nécessaire, comme expliqué en détail dans le chapitre VII-2.

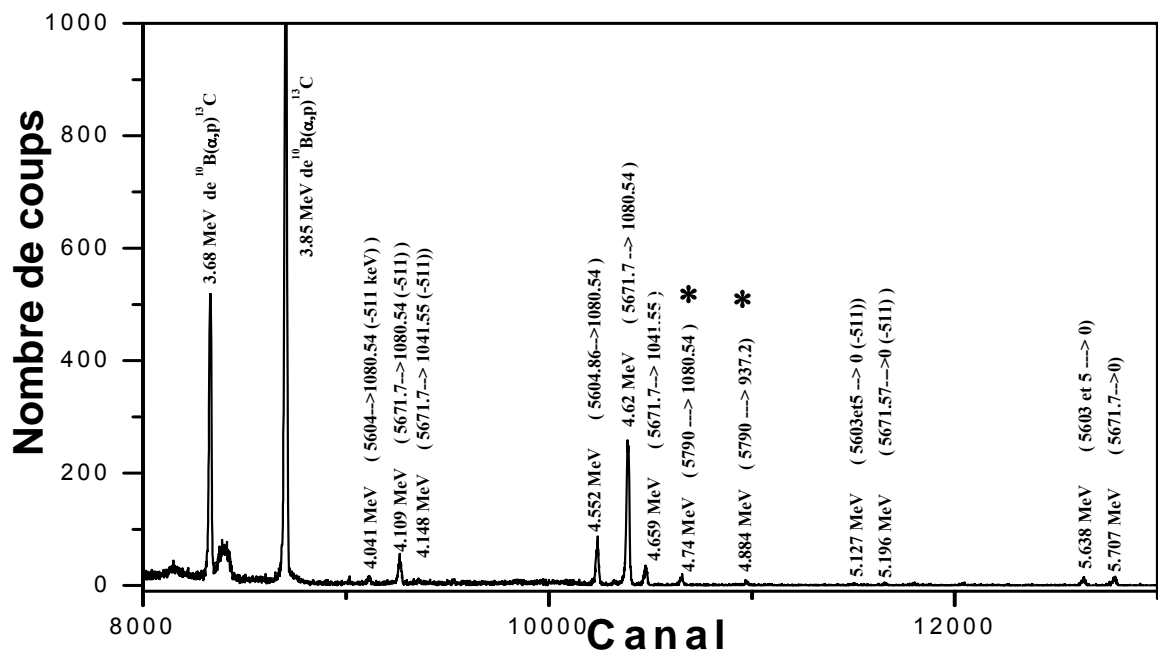
### VII-1 Spectres mesurés

Nous représentons sur les figures 6 à 8, un spectre typique de rayonnement gamma mesuré lors de l'expérience avec le détecteur à  $0^\circ$ .

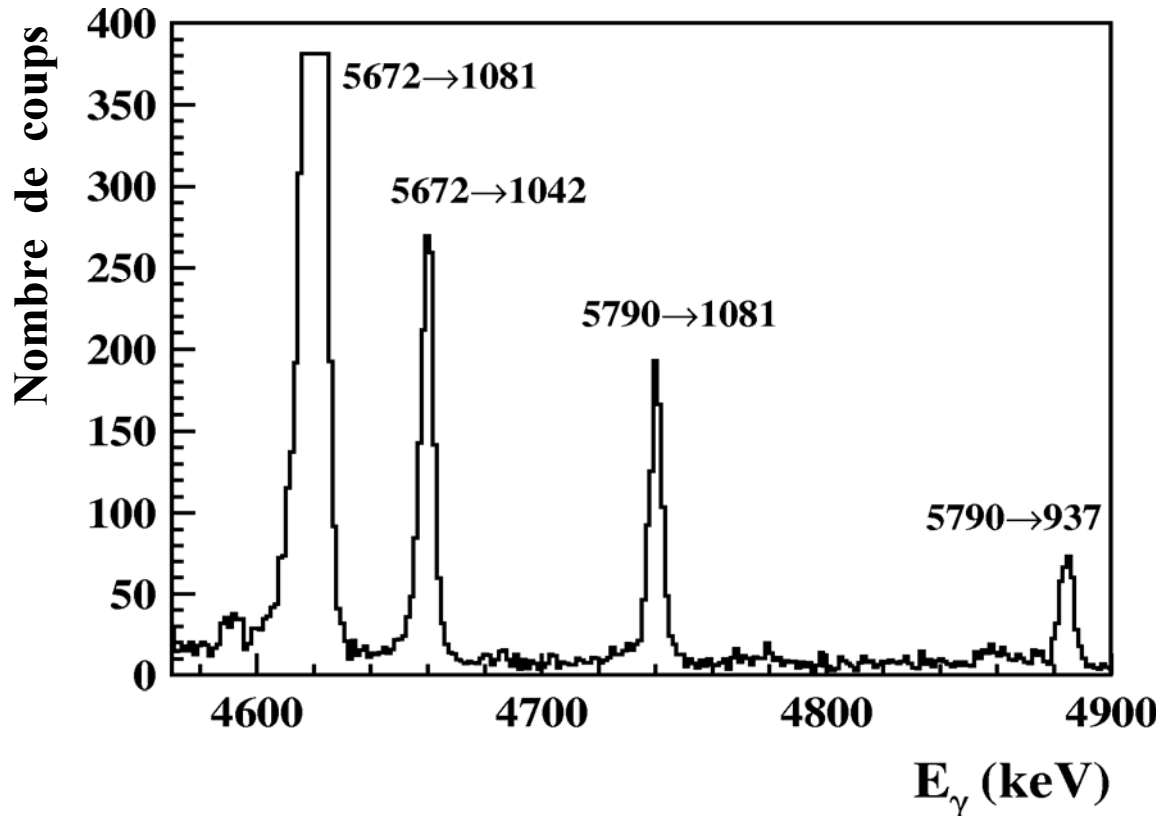
La figure 6 présente le spectre global correspondant dans lequel on peut observer les raies des sources radioactives utilisées et celles à 3,68 MeV et 3,85 MeV du  $^{13}\text{C}$  provenant de la réaction  $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ , d'intensité bien supérieure aux raies analysées dans l'expérience. Le Bore est un polluant inévitable dans les cibles. La figure 7 est un agrandissement de la zone au-dessus de 3,5 MeV. Elle présente les raies sur lesquelles nous nous sommes basés pour déduire nos résultats. Il s'agit des transitions issues des niveaux de  $^{18}\text{F}$  à 5603, 5605, 5672 et 5790 keV vers les niveaux inférieurs 1080.54, 937.2 et état fondamental. Enfin la figure 8 se limite au domaine d'énergie compris entre 4650 et 4900 keV dans lequel on aperçoit les raies de pleines énergies correspondant au niveau dont nous voulons déterminer les valeurs de l'énergie d'excitation et sa durée de vie ; ces raies correspondent aux transitions  $5790 \rightarrow 1081$  keV et  $5790 \rightarrow 937$  keV.



**Figure 6** : Spectre typique des rayonnements gamma mesuré lors de l'expérience.



**Figure 7** : Portion du spectre de la figure 6 comprise entre 3.5 MeV et 5.75 MeV. Nous observons les raies 3.68 et 3.85 MeV du  $^{13}\text{C}$  provenant de la réaction  $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$ , les raies issues des niveaux 5603, 5605 et 5672keV vers les niveaux inférieurs, ainsi que les raies issues du niveau 5690 keV qui sont repérées par une étoile.



**Figure 8** : Même spectre qu'en figures 6 et 7 dans la zone 4.6 MeV à 4.9 MeV. Cette figure présente les transitions issues du niveau étudié à 5790 keV et celles du niveau de référence à 5672 keV.

## VII-2 Analyse des spectres

Nous avons analysé les spectres de cette expérience avec le programme de déconvolution et d'alignement de raies gamma appelé gf3 développé par D.C. Radford [Rad00] pour des détecteurs au germanium. Deux composantes sont incluses dans tous les pics analysés, à savoir une gaussienne principale et une gaussienne asymétrique à basse énergie. La forme des raies en fonction de l'énergie dépend alors de deux paramètres (hauteur relative des deux gaussiennes et distance entre elles) que nous avons déterminés et fixés à partir de l'analyse de quelques raies bien résolues. Dans la procédure d'ajustement des pics les seuls paramètres variables sont ensuite la hauteur de la gaussienne principale et sa résolution à mi-hauteur.

Dans un premier temps, nous avons classé les spectres mesurés par série en fonction des conditions et des cibles utilisées :

a – Série 1: elle correspond à une énergie des alpha incidents  $E_\alpha = 1.776$  MeV et à une cible d'environ  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , grâce à laquelle ont été excités simultanément les niveaux du  $^{18}\text{F}$  à 5790, 5672, 5605 et 5603 keV.

b - Série 2 et 4 : dans les mêmes conditions expérimentales mais avec une cible moins épaisse. Seuls les niveaux à 5789 et 5672 keV ont été peuplés.

c- Série 3 : Même cible qu'en (b), mais à une énergie  $E_\alpha = 1.623$  MeV où seules les résonances à 5605 et 5672 keV sont excitées.

Pour chaque série et chaque détecteur, nous avons procédé de la manière suivante :

- Nous effectuons avec le code gf3 un ajustement des gains des spectres de chaque série à partir de deux raies gamma à 2.614 MeV ( $^{228}\text{Th}$ ) et 3.85 MeV ( $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ ) afin d'avoir des spectres identiques à un spectre de référence arbitraire.
- Les spectres alignés sont sommés pour obtenir le spectre total par angle et par série.
- Nous vérifions la qualité de cet ajustement à travers la mesure des largeurs à mi- hauteur de quelques raies à basse et haute énergie que nous comparons avec les largeurs correspondantes dans les spectres partiels. À titre d'exemple, pour les raies à 1332.492 keV du  $^{60}\text{Co}$ , à 3853.17 keV du  $^{13}\text{C}$  et pour celle correspondant à la transition 5671.6  $\rightarrow$  1080.54 keV, nous obtenons la même résolution sur le spectre total et les spectres partiels à des précisions relatives inférieures à 2%.

### VII-3 Calibrations en énergie

Dans l'analyse des spectres, deux calibrations en énergie ont été utilisées :

- la première calibration ( $E < 4.2$  MeV) a été effectuée à partir de raies non affectées par l'effet Doppler que nous avons sélectionné. Elle est basée sur les raies de sources standard ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ), les raies de radioactivité naturelle  $^{40}\text{K}$  ainsi que les raies provenant de la désexcitation du  $^{13}\text{C}$  à 3.68 et 3.85 MeV.
- La seconde ( $E > 4.2$  MeV) qui sera discutée plus en détail ultérieurement.

Pour la première calibration, l'étalonnage en énergie a été effectué en utilisant des rayonnements  $\gamma$  qui ne sont pas affectés par l'effet Doppler. Pour cela nous avons utilisé les sources radioactives qui ont été disposées à côté de la cible:

$$- {}^{60}\text{Co} : E_\gamma = 1173.228 \pm 0.003 \text{ keV} \quad [\text{Bro86, Hel00}]$$

$$E_\gamma = 1332.492 \pm 0.004 \text{ keV} \quad [\text{Bro86, Hel00}]$$

$$- {}^{88}\text{Y} : E_\gamma = 1836.052 \pm 0.013 \text{ keV} \quad [\text{Bro86, Hel00}]$$

de même que les raies de radioactivité naturelle du :

$$- {}^{228}\text{Th} : E_\gamma = 2614.511 \pm 0.010 \text{ keV} \quad [\text{Bro86, Hel00}]$$

$$- {}^{40}\text{K} : E_\gamma = 1460.832 \pm 0.010 \text{ keV} \quad [\text{Bro86, Hel00}]$$

En outre, nous avons tiré profit de la contamination des cibles par le bore pour inclure les raies 3853.170  $\rightarrow$  0 keV et 3683.121  $\rightarrow$  0 keV de la réaction  $^{10}\text{B}(\alpha, p\gamma)^{13}\text{C}$  dans la calibration [Ajz91]. En raison de la grande durée de vie du niveau à 3853.17 keV ( $\tau=8.6$  ps [Ajz86]) les centroïdes de ses raies de

désexcitation, tels qu'ils sont extraits de la procédure d'ajustement ne sont pas significativement affectés par le déplacement Doppler.

Les valeurs des centroïdes obtenues à partir des ajustements sont utilisées pour déterminer la calibration quadratique en énergie. Les valeurs de  $\chi^2$  observées pour les meilleurs paramètres estimés mènent à une valeur de  $\pm 180$  eV quant à l'incertitude sur l'énergie aux trois angles. Cette calibration de basse énergie, a servi essentiellement à effectuer une seconde mesure de l'énergie d'excitation du niveau à 5672 keV qui nous sert de référence pour nos mesures sur le niveau à 5790 keV.

#### **VII – 4 Détermination de l'énergie d'excitation du niveau à 5672 keV**

L'énergie d'excitation du niveau du  $^{18}\text{F}$  a été mesurée précédemment et donnée à la valeur  $5672.57 \pm 0.32$  keV [Bog89]. La durée de vie du niveau est très courte ( $\Gamma = 0.2 \pm 0.07$  keV [Rol73a]) dont les raies de désexcitation subissent un déplacement Doppler maximal.

Notre mesure a utilisé les séries 1 ( $E_\alpha = 1776$  keV) et 3 ( $E_\alpha = 1623$  keV) de données (voir § VII-2 ci-dessus). Elle a été faite avec deux cibles différentes permettant d'exciter simultanément le niveau à 5672 keV et les niveaux à 5603 et 5605 keV [Rol73a].

Pour cette mesure, nous avons uniquement analysé les spectres obtenus à  $0^\circ$ . En effet, comme mentionné auparavant, le fait que la durée de vie de ce niveau soit très petite, nous assure un déplacement Doppler maximal pour les raies correspondantes. D'autre part, le détecteur à  $0^\circ$  fournissait des spectres de meilleure qualité et de plus l'incertitude sur l'angle est alors beaucoup plus faible. La calibration en énergie utilisée était celle décrite ci-dessus pour les basses énergies. Les déplacements en énergie attendus ont été calculés avec le code Monte-Carlo décrit plus haut. Pour la transition  $5672 \rightarrow 3134$  keV, nous avons tenu compte dans l'analyse d'un doublet incluant la composante de faible intensité correspondant à la transition  $5603 \rightarrow 3062$  keV.

Neufs résultats compatibles ont été obtenus à partir de cette analyse pour les trois raies mentionnées plus haut et dans les trois séries traitées. Nous avons finalement obtenu une valeur moyenne pondérée de:

$$E_x = (5671,6 \pm 0,2) \text{ keV}$$

pour le niveau considéré.

Ce résultat est quelque peu différent de la valeur obtenue dans la référence [Bog89] soit  $(5672,57 \pm 0,32)$  keV. Nous pensons que la divergence entre les deux valeurs est probablement due à une erreur faite dans [Bog89] sur la valeur adoptée pour l'énergie de la raie de calibration à  $(3853.170 \pm 0.022)$  keV provenant de la réaction  $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ .

## VII-5 Calibration à haute énergie

La calibration utilisée précédemment ne permet pas une détermination précise pour les rayonnements gamma émis à des énergies supérieures à 5000 keV. Or le niveau qui nous intéresse se désexcite par des transitions dans cette région d'énergie, nous avons, par conséquent, introduit une nouvelle calibration à même d'assurer une mesure fiable aux énergies gamma supérieures à 4200 keV, soit :

- raie d'énergie  $E_\gamma = 2614.511$  keV du  $^{228}\text{Th}$
- raies d'énergie  $E_\gamma = 3683.121$  et  $3853.17$  keV du  $^{13}\text{C}$  de la réaction  $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$
- raie d'énergie  $E_\gamma^0 = 4590,43$  keV provenant de la transition  $5671.6 \rightarrow 1080.54$  keV
- raie d'énergie  $E_\gamma^0 = 4079,43$  keV provenant de la transition  $5671.6 \rightarrow 1080.54$  keV (simple échappement)
- raie d'énergie  $E_\gamma^0 = 4629,41$  keV provenant de la transition  $5671.6 \rightarrow 1041.55$  keV
- raie d'énergie  $E_\gamma^0 = 4118,41$  keV provenant de la transition  $5671.6 \rightarrow 1041.55$  keV (simple échappement)
- raie d'énergie  $E_\gamma^0 = 5670,64$  keV provenant de la transition  $5671.6 \rightarrow 0$  keV

La calibration adoptée est quadratique comme celle à basse énergie. L'incertitude absolue sur l'énergie est plus grande que celle à basse énergie à cause de l'introduction des raies déplacées par effet Doppler. Elle a été estimée à  $\pm 220$  eV à  $\theta = 0^\circ$  et  $\pm 280$  eV pour les angles arrières.

Cette calibration haute énergie nous a servi à mesurer les énergies, compte tenu de l'effet Doppler, des transitions  $5790 \rightarrow (1080.54 \pm 0.022)$  keV et  $5790 \rightarrow (937.20 \pm 0.06)$  keV.

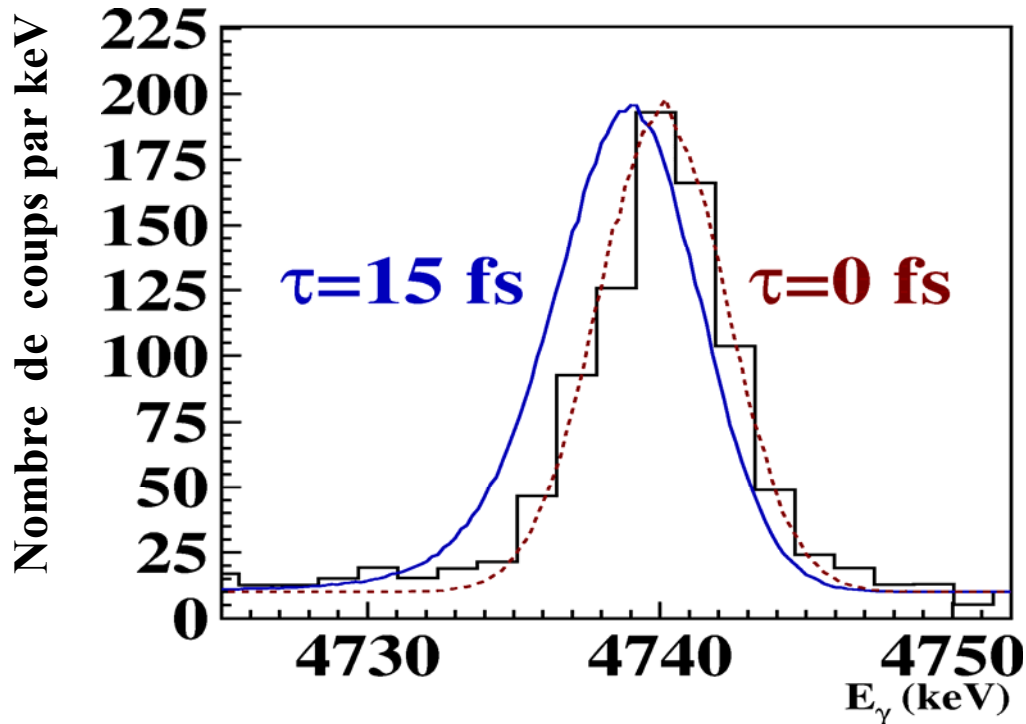
Afin de réduire l'incertitude sur l'énergie d'excitation du niveau à 5790 keV, les énergies déplacées par effet Doppler des raies des rayonnements gamma correspondants sont mesurées relativement à celles des transitions désexcitant le niveau à 5672 keV.

## VIII - Energie d'excitation et durée de vie du niveau à 5789.8 keV

Comme indiqué plus haut, un programme spécifique a été écrit afin d'extraire la durée de vie et l'énergie d'excitation du niveau à 5790 keV à partir des mesures d'énergies correspondant aux raies des spectres de rayonnements gamma détectés à  $0^\circ$ ,  $123^\circ$  et  $144^\circ$ . La distribution des vitesses du noyau de recul en fonction du temps est déterminée en utilisant les valeurs les plus récentes des pertes d'énergie données par SRIM pour le recul des noyaux de  $^{18}\text{F}$  dans du nitrate de titane de stoechiométrie TiN [Zig03]. Ces données incluent aussi bien les pertes d'énergie électroniques que nucléaires. La dispersion angulaire des ions de recul est calculée de la même manière pour rendre compte de la corrélation entre les dispersions angulaire et en énergie [Bla66]. Cette corrélation a été trouvée négligeable dans le cas spécifique étudié impliquant une courte durée de vie du niveau étudié et un processus de ralentissement dominé par la perte d'énergie électronique. Finalement, le programme donne une simulation des spectres de rayonnements gamma mesurés par convolution de la distribution d'énergie théorique avec une fonction de réponse gaussienne de variance appropriée. L'effet des dimensions finies des détecteurs au Germanium est évalué en tenant compte de la distribution angulaire des rayonnements gamma émis [Rol73b, Ber77] et de la dépendance angulaire de l'efficacité évaluée à partir de simulations de la réponse de détecteurs utilisant le code GEANT [Gea93]. Les effets relativistes incluant des corrections d'aberrations [Ale68] sont complètement pris en compte dans le calcul de la distribution en énergie des rayonnements gammas soumis à l'effet Doppler.

Rappelons que dans cette étude, les formes des raies calculées ne sont pas analysées à cause de la petite valeur attendue de la durée de vie recherchée. À la place, nous avons utilisé les moments d'ordre un des distributions en énergie simulées des rayonnements gamma émis.

Afin d'illustrer la sensibilité de la méthode de mesure, nous représentons sur la figure 9 les simulations fournies par le code pour la transition  $5790 \rightarrow 1080$  keV (pleine énergie) mesurée à  $0^\circ$ , pour les vies moyennes  $\tau = 0$  et 15 fs respectivement. On voit qu'il s'agit de mesurer dans cette expérience des énergies avec une précision bien meilleure que un keV si l'on veut distinguer des vies moyennes quasi nulles de celle mesurée à 15 fs par [Rol73b]. Pour illustration, la raie expérimentale mesurée à  $0^\circ$  est également représentée sur la figure 9 pour la transition  $5790 \rightarrow 1080$  keV.



**Figure 9:** Illustration de la sensibilité de la méthode pour la transition du  $^{18}\text{F}$   $5790 \rightarrow 1080.54$  keV. En traits pleins et en tirets sont représentés les spectres simulés à  $0^\circ$  pour  $\tau = 15$  fs et 0 fs respectivement, et sous forme d'histogramme le spectre mesuré à  $0^\circ$ .

### VIII-1- Principe de la méthode d'analyse

Dans le processus de mesure, l'énergie d'excitation du niveau et sa vie moyenne sont des grandeurs corrélées: des mesures à deux angles différents sont alors nécessaires pour les déterminer. Par ailleurs et comme déjà mentionné, nous avons choisi, pour réduire encore les incertitudes, de mesurer l'énergie d'excitation et la durée de vie du niveau à 5790 keV à partir de mesures de différence d'énergie des deux raies  $5790 \rightarrow 1084,54$  keV et  $5790 \rightarrow 937,20$  keV avec la raie adjacente correspondant à la désexcitation du niveau  $5671,6 \rightarrow 1080,54$  keV (voir figure 8). Pour des niveaux de durée de vie comparable, de telles mesures relatives ont l'avantage de réduire considérablement les effets de l'incertitude sur la position angulaire du détecteur qui affecte, dans ce cas, uniquement la différence en énergie des deux transitions.

On notera  $\Delta_i$  les différences d'énergie correspondantes pour un angle donné  $\theta_i$  ( $i = 0$  pour  $\theta = 0^\circ$ ,  $i = 1$  pour  $\theta = 123^\circ$ ,  $i = 2$  pour  $\theta = 144^\circ$ ):

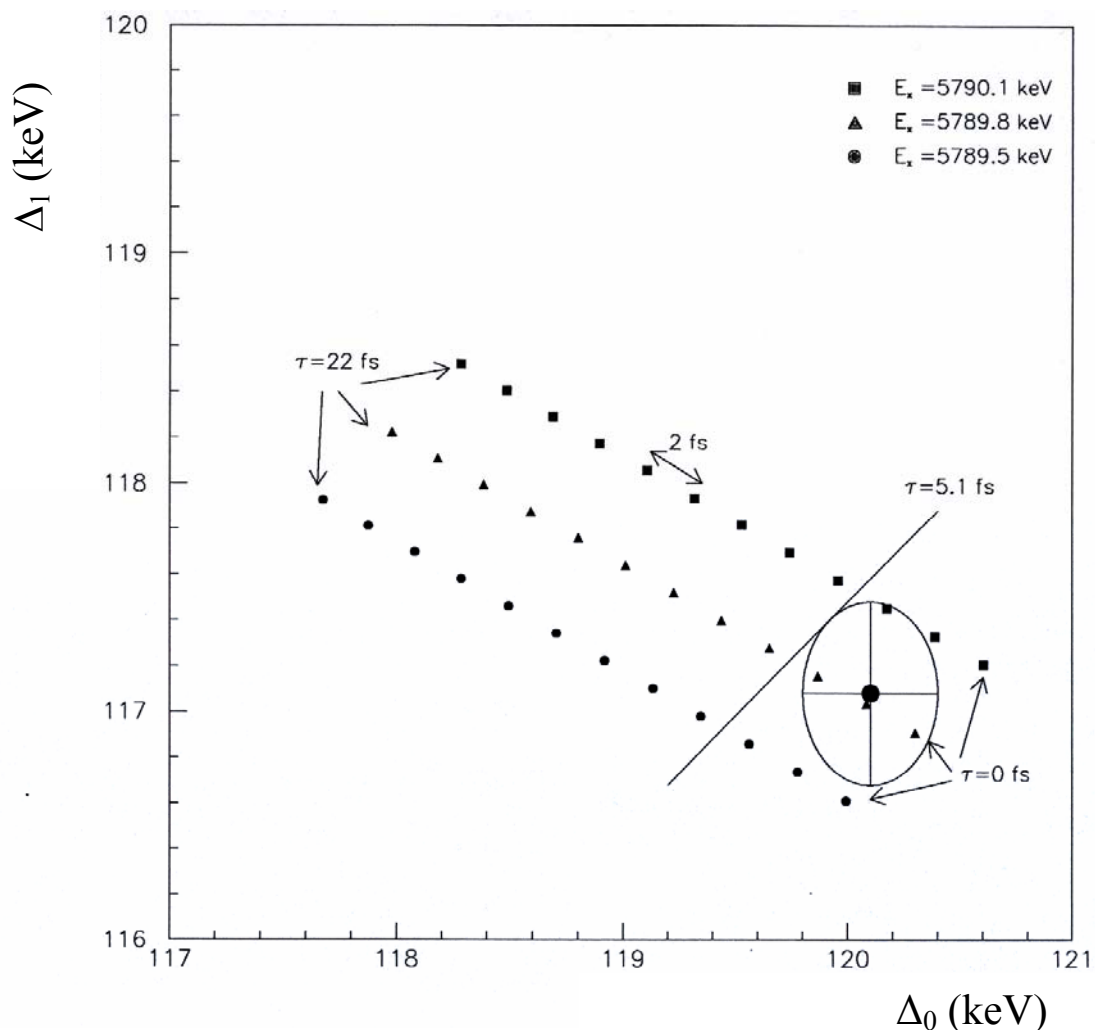
$$\Delta_i = E_\gamma(5790 \rightarrow 1080,54 \text{ keV}) - E_\gamma(5671,6 \rightarrow 1080,54 \text{ keV})$$

ou

$$\Delta_i = E_\gamma(5790 \rightarrow 937,20 \text{ keV}) - E_\gamma(5671,6 \rightarrow 1080,54 \text{ keV}) \quad (\text{I-13})$$

La figure 10 illustre le principe de la mesure pour le cas des angles  $\theta_0 = 0^\circ$  et  $\theta_1 = 123^\circ$ . Sur cette figure sont représentées, dans le plan  $\Delta_0 - \Delta_1$ , les valeurs

calculées de  $\Delta_0$  et  $\Delta_1$  pour différentes valeurs de  $E_x$  et  $\tau$ . Il apparaît qu'une mesure précise (précision de l'ordre de 300 eV) des différences d'énergie aux deux angles permet de fixer les deux grandeurs corrélées « énergie d'excitation du niveau » (dans la mesure où celle du niveau de référence est bien connue) et « vie moyenne » (celle du niveau de référence étant nulle). En particulier, pour la gamme de vies moyennes indiquée sur la figure (0 à 22 fs), les différences d'énergie aux deux angles varient avec  $\tau$  d'une manière pratiquement non corrélée à l'énergie du niveau, comme indiqué par les symboles carrés, triangle et cercles pleins sur la figure 10. Ceci est dû au fait que l'effet de la vie moyenne n'est sensible que sur le déplacement Doppler et va permettre, grâce à ces mesures relatives, une très bonne précision dans les mesures de la vie moyenne et de l'énergie d'excitation.



**Figure 10** : Détermination de l'énergie d'excitation et de la durée de vie en comparant les données expérimentales et les valeurs théoriques obtenues avec le code de Monté Carlo pour la transition 5790 vers 1081 keV. Les carrés, triangles et cercles pleins sont les valeurs calculées par le code décrit dans le texte.

## VIII-2- Les résultats

Pour cette étude, nous avons analysé les spectres mesurés, aux trois angles, pour trois mesures indépendantes à  $E_\alpha = 1.776$  MeV avec des cibles d'épaisseurs différentes, soit les séries de données 1, 2 et 4 indiquées au paragraphe VII-2. Les valeurs obtenues pour  $\Delta_i$  ont été moyennées et finalement quatre couples de valeurs  $\Delta_0 - \Delta_i$  ont été obtenues :

- transition 5790  $\rightarrow$  1080 keV avec mesure à  $0^\circ$  et  $123^\circ$
- transition 5790  $\rightarrow$  1080 keV avec mesure à  $0^\circ$  et  $144^\circ$
- transition 5790  $\rightarrow$  937 keV avec mesure à  $0^\circ$  et  $123^\circ$
- transition 5790  $\rightarrow$  937 keV avec mesure à  $0^\circ$  et  $144^\circ$

La figure 10 montre les résultats obtenus pour la transition 5790  $\rightarrow$  1080.54 keV pour le couple d'angle  $0 - 123^\circ$ . Nous comparons, sur cette figure, dans le plan  $\Delta_0 - \Delta_1$  les valeurs mesurées et celles calculées à partir du programme Monté Carlo décrit auparavant. La valeur expérimentale est donnée par le cercle plein et l'ellipse de covariance correspondant à la distribution normale conjointe des deux variables aléatoires  $\Delta_0$  et  $\Delta_1$ . Ces deux variables aléatoires sont indépendantes du point de vue de la mesure et l'ellipse a donc ses axes principaux parallèles aux axes  $ox$  et  $oy$ . La déviation standard de  $\Delta_0$  et  $\Delta_1$  est de 0.3 keV et 0.4 keV respectivement. Les différences d'énergie calculées sont données par pas de 2 fs dans un domaine de durée de vie, 0 à 22 fs, et ce pour trois valeurs de l'énergie d'excitation du niveau résonant, à savoir 5789.5, 5789.8 et 5790.1 keV. L'effet des incertitudes sur la position angulaire des détecteurs est négligeable. En effet quand une erreur largement surestimée de  $5^\circ$  sur l'angle  $\theta_1 = 123^\circ$  est considérée, l'erreur correspondante sur  $\Delta_1$  s'avère être plus petite que 0.1 keV pour la gamme 0 – 30 fs, c'est à dire largement au dessous de l'incertitude venant de la détermination du centroïde et de la calibration en énergie. L'effet à  $\theta_0 = 0^\circ$  est encore plus faible à cause de la faible variation du  $\cos\theta$  près de  $0^\circ$ . Le résultat correspondant à la figure 10 est,  $E_x = 5789.84 \pm 0.27$  keV et  $\tau < 5.1$  fs. A ce niveau la barre d'erreur sur  $E_x$  ne tient pas compte de l'incertitude sur le niveau à 5671 keV.

A partir de graphes similaires à celui montré sur la figure 10, trois autres couples de résultats ont été obtenus à partir de l'analyse des deux transitions de 5790 vers 1080.54 keV et 5790 vers 937.20 keV. Finalement, les quatre valeurs obtenues sont :

Pour la transition 5790  $\rightarrow$  1080.54 keV

-  $E_x = (5789.8 \pm 0.3)$  keV et  $\tau \leq 5.1$  fs avec  $0^\circ - 123^\circ$

-  $E_x = (5789.8 \pm 0.3)$  keV et  $\tau \leq 6$  fs avec  $0^\circ - 144^\circ$

Pour la transition 5790  $\rightarrow$  937.20 keV

-  $E_x = (5790.6 \pm 0.8)$  keV et  $\tau \leq 1.85$  fs avec  $0^\circ - 123^\circ$

-  $E_x = (5789.5 \pm 0.7)$  keV et  $\tau \leq 0$  fs avec  $0^\circ - 144^\circ$

En tenant compte du fait que les deux résultats obtenus pour la même transition sont partiellement corrélés à cause de la valeur mesurée unique de  $\Delta_0$ , les moyennes pondérées obtenues pour chaque grandeur sont finalement :

$E_x = 5789.8 \pm 0.3 \text{ keV}$  pour l'énergie d'excitation du niveau du  $^{18}\text{F}$  étudié  
et  
 $\tau < 2.6 \text{ fs}$  pour sa vie moyenne.

Pour ce dernier résultat, l'intervalle de confiance à 84% obtenue en supposant les quatre mesures indépendantes a été quelque peu arbitrairement multipliée par deux pour tenir compte de la corrélation évoquée ci-dessus. La barre d'erreur sur  $E_x$  tient compte de l'incertitude sur l'énergie du niveau à 5672 keV et sur celle sur le niveau à 937 keV quand nécessaire. En raison de la très petite valeur observée de la durée de vie, l'incertitude sur les pertes d'énergie n'a pas été considérée.

L'énergie d'excitation obtenue s'avère en désaccord avec la valeur donnée dans les références [Rol73b, Til95], mais en bon accord avec une valeur obtenue très récemment (durant notre travail), soit  $E_x = 5788.9 \pm 1.0 \text{ keV}$  [Fox05] à partir de l'étude de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à 194 keV. Par contre, la valeur de la durée de vie est en désaccord avec le résultat précédent  $\tau = 15 \pm 10 \text{ fs}$  de la référence [Rol73b]. Ceci rend non valables les valeurs  $\Gamma_\alpha = 30$  et  $\Gamma_\gamma = 14$  ou encore  $\Gamma_\alpha = 14$  et  $\Gamma_\gamma = 30$ , extraites de la mesure de la largeur totale du niveau, soit  $\Gamma_{tot} = (44 \pm 30) \text{ meV}$ , et de la force de la résonance correspondante dans la voie  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$  [Rol73b].

**Réaction  $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$**

## I - Introduction

La recherche de la résonance inconnue de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  prévue à l'énergie  $E_R^{lab}=194.1\pm 0.6$  keV est rendue possible par la largeur importante trouvée pour le niveau résonant correspondant du  $^{18}\text{F}$  à  $E_x = 5789.8$  keV :  $\Gamma > 250$  meV. Cette seconde expérience a été effectuée sur l'accélérateur électrostatique PAPAP au sein du laboratoire du CSNSM d'Orsay. PAPAP fournit un faisceau intense de protons d'énergie  $E_p < 240$  keV [Bog94]. Des courants compris entre 60 et 90  $\mu\text{A}$  ont été envoyés sur la cible. Les particules alpha émises ont été détectées par quatre détecteurs au Silicium de 3  $\text{cm}^2$  de surface active.

Le but de cette étude est de rechercher cette résonance jusqu'ici inconnue et de déterminer ses propriétés utiles pour notre objectif astrophysique, telles que la force de résonance et les largeurs partielles. Pour cela, il faut mesurer le rendement de la réaction.

## II - Quelques notions sur les réactions résonantes induites par particules chargées

### II-1- Définition d'une réaction résonante

Soit une particule incidente  $x$  d'énergie connue  $E$  qui se dirige vers un noyau cible  $A$  initialement au repos. Après interaction, apparaissent un noyau  $B$  et une particule légère  $y$ .

Cette réaction nucléaire, notée  $A(x,y)B$ , est dite résonante si sa section efficace présente une augmentation forte à une énergie bien définie.

### II-2- Section efficace de Breit et Wigner

La section efficace est proportionnelle aux largeurs partielles et au facteur de géométrie  $\pi\lambda^2$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde de De Broglie associée à la quantité de mouvement des noyaux dans le repère du centre de masse de la collision.

Pour une résonance isolée, la section efficace est décrite par la formule de Breit et Wigner [Fow67]:

$$\sigma_{BW}(E, E_R) = \pi\lambda^2 \omega \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (\text{II-1})$$

Où :

$\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma$  sont les largeurs partielles et totale de la réaction

$\omega = \frac{(2J+1)}{(2j_1+1)(2j_2+1)}$  est le facteur de spin ( $J, J_1, J_2$  sont les spins du niveau résonant, du projectile et de la cible respectivement) .

### II-3- Section efficace à basse énergie, facteur astrophysique

A basse énergie, la dépendance en énergie de la probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne est donnée, en première approximation, par l'expression :

$$P(E) = \exp(-2\pi\eta)$$

où :

$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu}{2E}}$  est le facteur de Sommerfeld

avec  $Z_1 (Z_2)$  le numéro atomique du projectile (noyau cible),  $\mu$  la masse réduite du système et  $E$  l'énergie dans le centre de masse.

A des énergies inférieures à celles correspondants à la barrière coulombienne, la section efficace non résonante des réactions nucléaires induites par des particules chargées décroît alors rapidement selon l'expression approchée:

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta)$$

Elle est souvent exprimée sous la forme suivante :

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) \exp(-2\pi\eta) \quad (\text{II-2})$$

où  $S(E)$  est un terme dépendant essentiellement de l'interaction nucléaire appelé facteur astrophysique. Il est à noter que ce facteur varie faiblement en fonction de l'énergie pour les réactions non résonantes.

### II-4- Résonances étroites

Une résonance est dite étroite lorsque sa largeur est très faible par rapport à l'énergie de la résonance[Rol88].

La probabilité pour qu'une réaction de la forme  $A(x,y)B$  ait lieu est exprimée en fonction de la section efficace de la réaction  $\sigma$ . Le rendement pour une cible mince, c'est-à-dire le nombre de particules émises  $y$  par particule incidente  $x$  s'écrit :

$$Y(E_0) = \sigma(E_0)n\Delta x$$

Où

$n$  est le nombre de noyaux cibles actifs par unité de volume,  $\Delta x$  est l'épaisseur de la cible et  $E_0$  l'énergie incidente des particules  $x$ .

Une cible est dite mince si la perte d'énergie du projectile dans la cible est faible par rapport à la largeur de la résonance.

Le rendement pour une cible mince peut aussi s'écrire sous la forme :

$$Y(E_0) = \sigma(E_0) \frac{\Delta}{\varepsilon}$$

avec :

$\Delta$ , l'épaisseur de la cible exprimée en énergie et  $\varepsilon$  la perte d'énergie du projectile dans la cible exprimée en énergie atome<sup>-1</sup> cm<sup>2</sup>.

Le rendement est alors proportionnel à la section efficace résonnante à chaque énergie.

Si les conditions de cible mince ne sont pas satisfaites le rendement est obtenu en intégrant sur toute l'épaisseur de la cible :

$$Y(E_0) = \int \sigma(E) n dx = \int_{E_0 - \Delta}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{\varepsilon(E)} dE$$

Pour une cible infiniment épaisse, le rendement prend une valeur maximale  $Y_{\max}(\infty)$  pour  $E_0 > E_R$ , donnée par:

$$Y_{\max}(\infty) = \frac{\lambda^2}{2} \omega \gamma \frac{M + m}{M} \frac{1}{\varepsilon} \quad (\text{II-3})$$

$M$  et  $m$  sont les masses de la cible et du projectile respectivement  
 $\omega \gamma$  est la force de la résonance donnée par :

$$\omega \gamma = \frac{(2J + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{\Gamma} \quad (\text{II-4})$$

Dans le cas  $\Delta > \Gamma$ , si les quantités  $\lambda^2$ ,  $\Gamma_x$ ,  $\Gamma_y$ ,  $\Delta$  et  $\varepsilon$  sont faiblement dépendantes de l'énergie dans la région de la résonance, on obtient l'expression [Rol88]:

$$Y(E_0) = \frac{\lambda^2}{2\pi} \omega \gamma \frac{M + m}{M} \frac{1}{\varepsilon} \left[ \arctan\left(\frac{E_0 - E_R}{\Gamma/2}\right) - \arctan\left(\frac{E_0 - E_R - \Delta}{\Gamma/2}\right) \right]$$

## II-5- Distribution angulaire

Pour une réaction nucléaire de type  $A(x,y)B$ , si  $N_p$  projectiles arrivent sur la cible durant un temps  $t$ ,  $YN_p$  particules sont émises dans toutes les directions. Lors de l'expérience nous disposons de détecteurs d'angle solide fini  $d\Omega$  placés à des angles de détection  $\theta$ . Le nombre d'événements  $N_y(\theta)$  enregistrés par le détecteur durant  $t$  est donné par la relation :

$$N_y(\theta) = N_p Y \varepsilon_y d\Omega_y W_y(\theta) \quad (\text{II-5})$$

où :  $\varepsilon_y$  et  $d\Omega_y$  sont l'efficacité intrinsèque ( $\approx 1$  pour des particules chargées) et l'angle solide du détecteur, respectivement et  $W_y(\theta)$  représente la distribution angulaire des particules émises.

On voit donc qu'il faut connaître  $W(\theta)$  pour remonter à la valeur de  $Y$  et en déduire la valeur de la force de la résonance  $\omega\gamma$ .

$W(\theta)$  s'exprime sous la forme d'un développement en polynômes de Legendre :

$$W(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos\theta)$$

où  $a_k$  sont des coefficients à mesurer. Les expressions théoriques de ces coefficients sont données en annexe.

Notre mesure a donc suivi les étapes suivantes :

- Mesure détaillée de la fonction d'excitation.
- Mesure de la distribution angulaire à l'énergie ainsi sélectionnée.
- Détermination du rendement absolu.
- Extraction de la force de la résonance.

## III- Dispositif expérimental

### III- 1- Accélérateur et chambre à réaction

L'accélérateur PAPAP [Bog94] est constitué de trois grandes parties, un injecteur et la haute tension associée, une ligne de transport du faisceau et la chambre de réaction (Figure 1).

L'injecteur est constitué d'une tension de 40 kV, d'une source d'ions accélérés par cette tension et d'un système d'analyse primaire pour envoyer le faisceau sur

la ligne. Ce système est maintenu sous un vide d'environ  $10^{-7}$  mbar avec un système de pompage constitué de pompes primaires et de pompes secondaires de type turbo-moléculaire. Une première cage de Faraday, refroidie avec une circulation d'eau, permet d'arrêter le faisceau au niveau de la source.

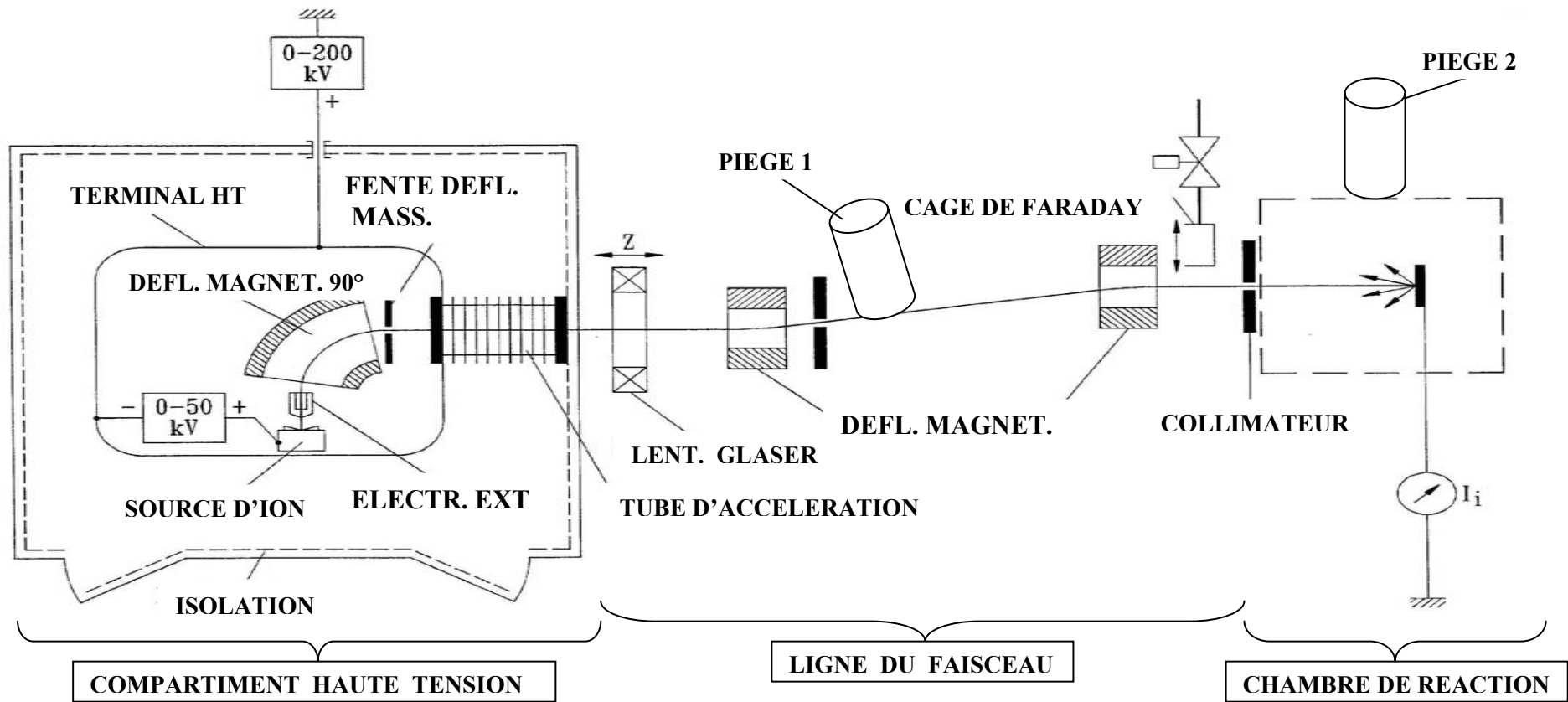
Les ions sont ensuite de nouveau accélérés par une haute tension variable jusqu'à **200 keV**.

La ligne de transport du faisceau de proton est constituée :

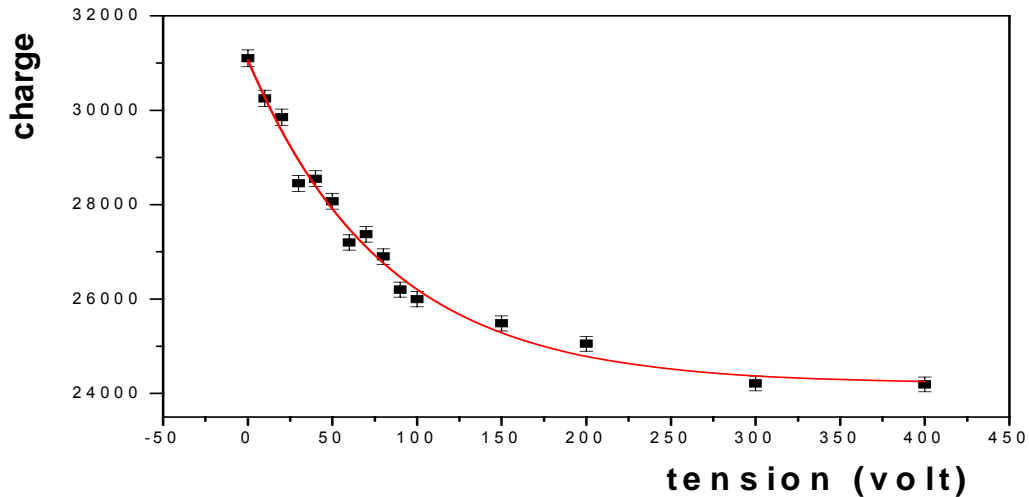
- d'une lentille Glaser, mobile longitudinalement sur une distance de 0.88 à 1.3 m par rapport au point focal du déflecteur magnétique,
- de deux aimants centreurs permettant de régler la position du faisceau sur la cible
- d'un déflecteur électrostatique pour dévier le faisceau et d'un diaphragme constitué de lèvres horizontales et verticales mobiles. Les lèvres sont refroidies par une circulation d'eau,
- d'un système de pompage, constitué de deux pompes turbo-moléculaires placées au début et à la fin de la ligne.
- d'un piège à azote liquide placé sur la ligne afin de piéger les éventuelles impuretés.

La chambre de réaction est constituée d'un porte-cible, refroidi par une circulation d'eau et entouré d'un piège à azote liquide, et d'un support portant les détecteurs au Silicium. Le porte-cible est isolé électriquement afin de réaliser une mesure du courant sur la cible. Un anneau polarisé négativement est placé devant la cible afin de repousser les électrons arrachés de la cible par les protons et d'obtenir ainsi une mesure correcte de la charge déposée. La figure 2 montre l'évolution de la charge accumulée en fonction de la tension appliquée à l'anneau. Nous avons travaillé avec une tension de -300 Volts suffisante pour repousser la quasi-totalité (>99%) des électrons émis.

Le vide dans la ligne et dans la chambre a été de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar durant l'expérience et l'intensité du courant sur la cible était comprise entre 60 et 90  $\mu\text{A}$ .



**Figure 1** : Schéma de l'accélérateur électrostatique PAPAP d'Orsay



**Figure 2:** Evolution de la charge mesurée en fonction de la tension de l'anneau repoussant les électrons à l'énergie  $E_p=195$  keV.

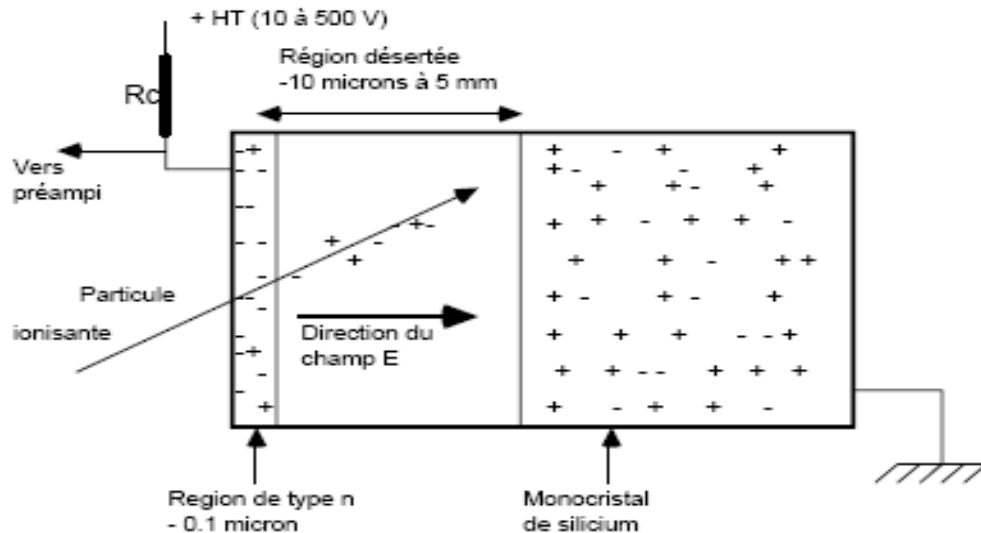
### III- 2- Détecteurs de particules utilisés durant l'expérience

Les détecteurs à semi-conducteurs peuvent être utilisés pour la détection de toutes les particules chargées dans une large gamme d'énergie. Ce sont des détecteurs très performants caractérisés par une bonne linéarité et une bonne résolution en énergie.

La juxtaposition dans le même cristal d'une zone dopée n et une autre dopée p constitue le détecteur. Si on applique un champ électrique entraînant les électrons d'un côté et les trous de l'autre, une zone centrale dépourvue de porteurs de charges est créée : c'est la zone sensible du détecteur (figure 3). Cette zone doit être le plus proche possible de la surface afin que les particules incidentes perdent la totalité de leur énergie dans cette région.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la zone désertée du détecteur où règne un champ électrique intense ( $\approx 10^5$  V/m), les paires ion - électron créées par son ralentissement par collisions sur les électrons ou les noyaux sont collectées sur les électrodes. On obtient ainsi une impulsion de tension proportionnelle à la charge collectée, c'est-à-dire à l'énergie de la particule.

Les détecteurs au silicium utilisés étaient de type passivé, implanté. Ils avaient une surface active de  $3 \text{ cm}^2$  et étaient placés à 14 cm de la cible. Leur angle solide était en moyenne de  $1.4 \cdot 10^{-2}$  sr.



**Figure 3** : Schéma d'une jonction silicium pour détecter les particules alpha

#### IV- Les cibles

##### IV-1- Fabrication des cibles $^{17}\text{O}$ et $^{18}\text{O}$ sur l'implanteur SIDONIE

Les cibles ont été fabriquées sur le séparateur électromagnétique d'ions du CSNSM *SIDONIE*. Cette machine est capable de séparer des isotopes en utilisant des faisceaux d'ions de fortes intensités à basses énergies. Le séparateur est constitué d'une source d'ions mono chargés de type Nier – Bernas [Cam70], d'un aimant d'analyse et d'un système de refocalisation et balayage électrostatique suivi d'un système de ralentissement du faisceau avec lequel sont réalisées les implantations. Le rôle de l'aimant d'analyse est la séparation des faisceaux d'ions selon leurs rigidités magnétiques.

En mesurant les intensités des faisceaux d'ions séparés sur la cage de Faraday, on obtient un spectre de distribution des états de charge. Ce spectre rend compte de l'ensemble des espèces ioniques extraites de la source. Après la fente de sélection, la refocalisation du faisceau d'ions est réalisée grâce à un système de quadripôles électrostatiques. A l'intérieur du caisson de ralentissement se trouve un système d'électrodes permettant de ralentir le faisceau sélectionné jusqu'à une énergie d'une dizaine d'eV. Un système de pompage conçu pour éviter toute contamination de l'échantillon est installé le long de la trajectoire du faisceau.

L'oxygène naturel est composé de  $^{16}\text{O}$  (99.759%),  $^{17}\text{O}$  (0.037%) et  $^{18}\text{O}$  (0.204%). Nous avons disposé de  $^{17}\text{O}$  enrichi à 10% fourni commercialement. Le faisceau d'ions extrait de la source est constitué d'une superposition de plusieurs faisceaux de rigidités différentes. La rigidité dépend du rapport  $m/q$ , deux ions différents peuvent donc avoir la même rigidité. Pour surmonter cet obstacle le faisceau d'ion utilisé est mono chargé donc  $q = 1$ . Il est néanmoins difficile de séparer des espèces chimiques différentes si elles ont la même

masse, ce qui est le cas pour  $^{17}\text{O}$  et  $^{16}\text{OH}$ . Une analyse en R.B.S. sera nécessaire pour déterminer la quantité exacte de  $^{17}\text{O}$  implantée.

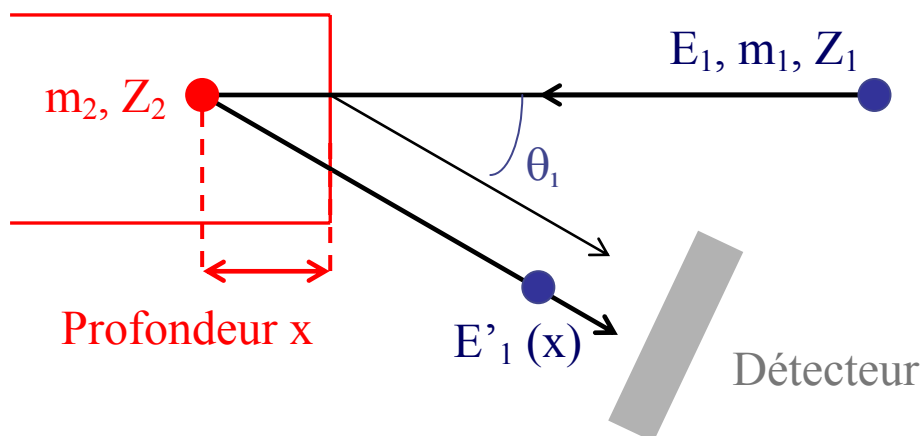
Pour les cibles utilisées lors de notre expérience, l'implantation de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  a été réalisée sur des supports de tantale de 3 cm de diamètre et 0.3 mm d'épaisseur dans les mêmes conditions expérimentales.

Des simulations, en utilisant le logiciel SRIM [Zig03], ont été effectuées pour prévoir le profil d'implantation de l'oxygène dans le tantale à différentes énergies d'implantation. Pour obtenir une cible épaisse suffisamment homogène et une concentration suffisante de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ , les implantations ont été réalisées à des énergies successives de faisceau de 30, 10 puis 2.5 keV. La quantité de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  déposée sur les cibles est de  $1.5 \cdot 10^{18}$  atomes  $\text{cm}^{-2}$  équitablement distribuées aux différentes énergies d'implantation. Ce choix d'énergie d'implantation se traduira sur le profil des cibles réalisées comme on le verra plus loin.

## IV- 2- Analyse des cibles $^{17}\text{O}$ et $^{18}\text{O}$ en spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford

### IV-2-1 Principe de la méthode

Le principe de la spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford (R.B.S) est d'envoyer des particules de masse  $m_1$ , de charge  $Z_1$  et d'énergie  $E_1$  sur le matériau à étudier (figure 4). Ils vont pénétrer à une profondeur  $x$  avant d'interagir avec les atomes du milieu de masse  $m_2$  et de charge  $Z_2$ . On mesure ensuite l'énergie  $E_1'$  des particules rétrodiffusées à l'angle  $\theta_1$  grâce à un détecteur.



**Figure 4:** Principe de spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford.

Les grandeurs  $Z_1$ ,  $m_1$ ,  $E_1$  et  $\theta_1$  étant données, ainsi qu'une loi de perte d'énergie du projectile dans la cible, la connaissance de l'énergie  $E_1'$  permet d'obtenir la

masse  $m_2$  des atomes sur lesquels les particules ont été rétrodiffusés et la profondeur à laquelle sont situés ces atomes dans la cible.

Le nombre d'ions rétrodiffusés, pour un nombre d'ions incidents connu, donne le nombre d'atomes dans la cible.

Les résultats de cette analyse permettent d'atteindre :

- a. le type d'atomes que contient la cible
- b. leur proportion relative (stœchiométrie)
- c. le profil de leur implantation

#### IV- 2 -2 Analyse des cibles

Les cibles obtenues par l'implantation de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  sur des supports de tantale ont été analysées par rétrodiffusion Rutherford (RBS) sur l'accélérateur électrostatique de type tandem ARAMIS du CSNSM d'Orsay. Pour cela nous avons utilisé un faisceau de particules alpha d'énergie  $E_\alpha = 1.2 \text{ MeV}$ . Une cible de référence de  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  dont la stœchiométrie et l'épaisseur sont connues a été utilisée dans les mêmes conditions que nos cibles.

Les données, c'est à dire les spectres de particules alpha rétrodiffusées, sont introduites dans un programme XRump basé sur la théorie de rétrodiffusion de Rutherford. Les données du faisceau incident (énergie, masse et charge du projectile) sont également introduites. La cible est simulée par une superposition de deux couches, l'une composite de type  $\text{Ta}_2\text{O}_x$  et l'autre de tantale pur. Les paramètres de ces couches (stœchiométrie, profondeur,...) sont introduits dans la simulation. Après plusieurs ajustements de ces paramètres aux données, la simulation permet d'aboutir à l'épaisseur de la couche implantée ainsi qu'au rapport stœchiométrique des échantillons étudiés. Cette méthode mesure en fait le déficit en tantale dans la région où l'on a implanté des atomes d'oxygène.

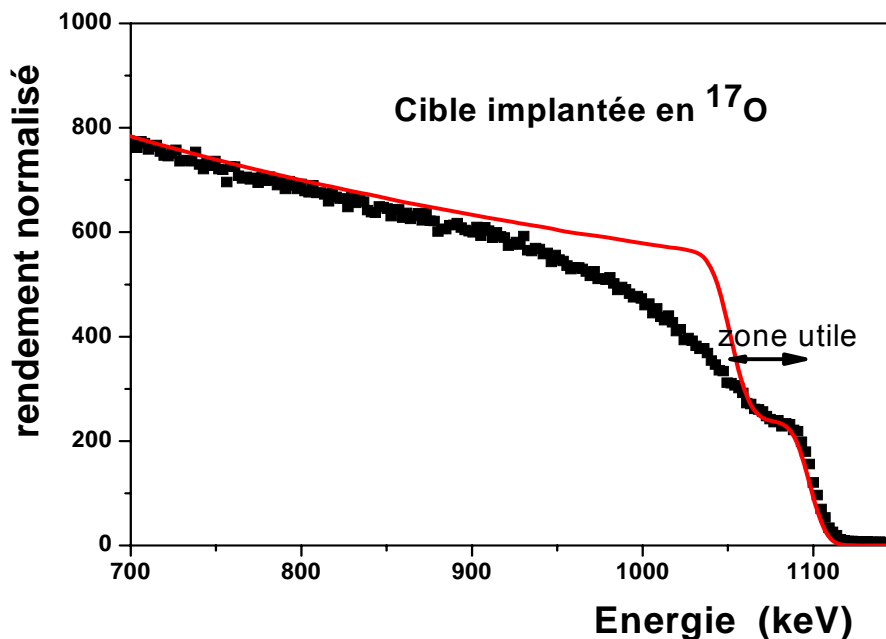
Les figures 5 et 6 donnent un exemple des analyses effectuées. Les points expérimentaux (en noir) représentent les données de l'analyse de nos échantillons de  $\text{Ta}_2\text{O}_x$ . Les traits pleins représentent l'ajustement par le programme de simulation. La zone utile de l'analyse est indiquée sur la figure. Elle correspond à la région en surface des cibles ( $1050 < E_\alpha < 1100 \text{ keV}$ ) : cette région correspond à la zone où est essentiellement concentré  $^{17}\text{O}$  ( $^{18}\text{O}$ ) après implantation dans les conditions indiquées plus haut. C'est cette zone qui a été utilisée pour déterminer les propriétés de la résonance recherchée dans la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ . Le désaccord observé sur les figures 5 et 6 entre calculs et données pour les énergies comprises entre 850 et 1050 keV s'explique par l'hypothèse insuffisamment réaliste retenue pour l'analyse, à savoir l'existence de deux couches bien distinctes, l'une de  $\text{Ta}_2\text{O}_x$ , l'autre de Ta pur. Ce désaccord n'influe pas sur l'analyse de la partie utile de la cible.

En comparant les figures 5 et 6, nous ne constatons aucune différence significative entre les cibles implantées en  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ . En particulier, une épaisseur similaire a été obtenue pour les cibles de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  et la même

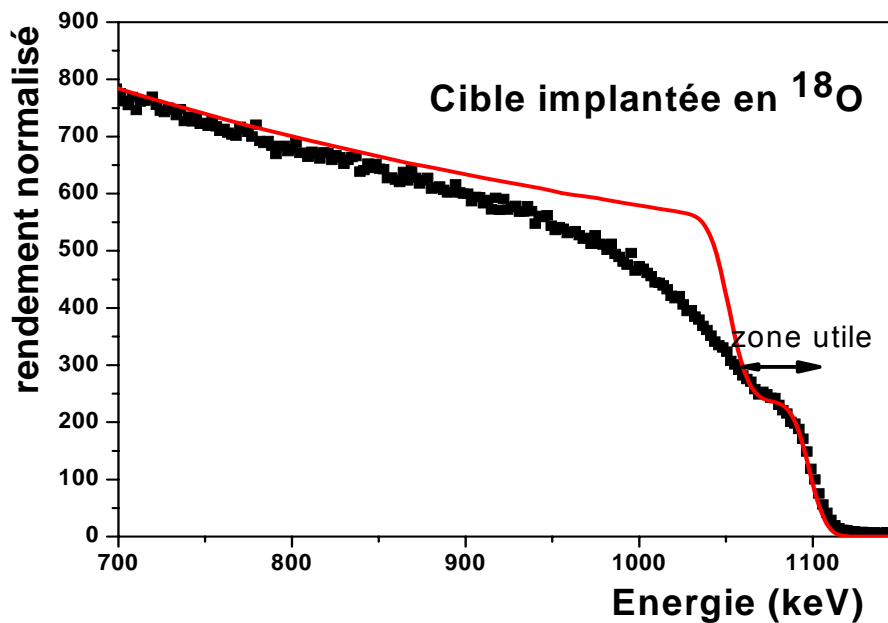
stœchiométrie (définie par le rapport entre le nombre d'atomes de  $^{17(18)}\text{O}$  et le nombre d'atomes de Ta) a été mesurée. L'analyse des différents échantillons implantés en  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  étudiés conduit pour ce rapport à une valeur égale à  $(3.1 \pm 0.3)$ . Rappelons que l'ajustement des valeurs obtenues par R.B.S ne prend en compte que la région en surface des cibles sur laquelle les protons vont interagir avec les atomes de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ .

Cette similitude entre les cibles implantées en  $^{17}\text{O}$  et en  $^{18}\text{O}$  s'explique par le fait qu'elles ont été fabriquées dans les mêmes conditions expérimentales.

Nous n'avons également observé en rétrodiffusion Rutherford aucun changement dans la stœchiométrie des cibles après qu'elles aient été irradiées lors de l'expérience  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  avec une charge totale de plus de 1 Coulomb. La similitude d'implantation sur les cibles  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  sera de nouveau discutée plus loin.



**Figure 5:** Analyse en R.B.S d'une cible implantée en  $^{17}\text{O}$  à SIDONIE avec, en traits pleins, la simulation obtenue par le logiciel XRUMP et en carrés noirs les données R.B.S.



**Figure 6:** identique à la figure 5 pour une cible implantée en  $^{18}\text{O}$

## V- Analyse de l'expérience $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$

### V- 1- Mise en évidence de la résonance à 194.1 keV

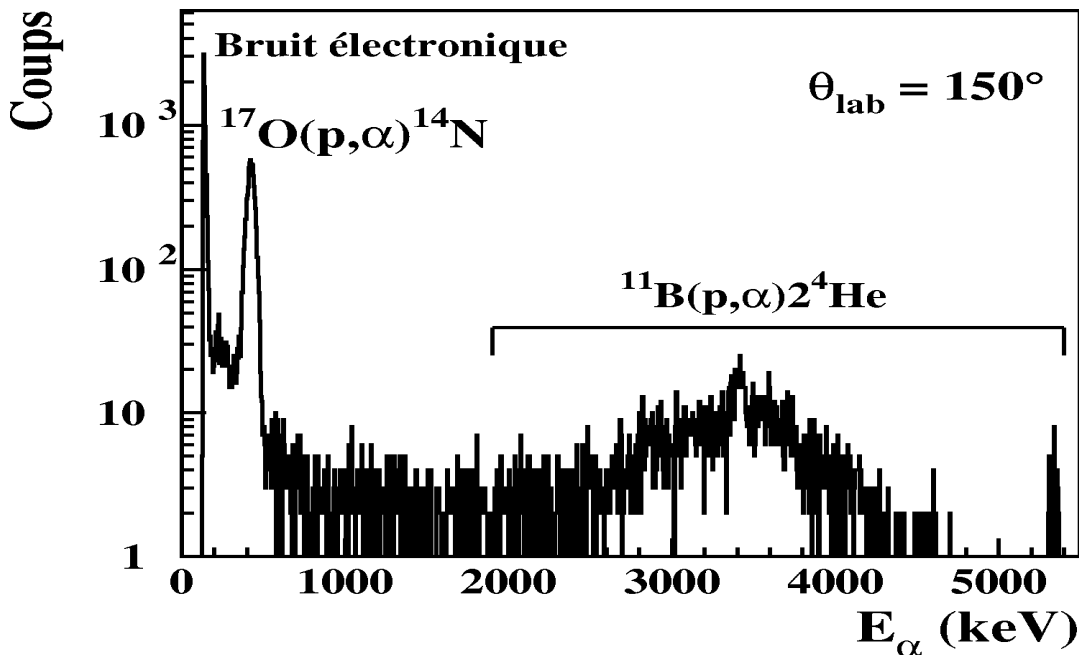
Nous avons mesuré la fonction d'excitation de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  autour de l'énergie  $E_p = 194.1$  keV, ainsi que la distribution angulaire des particules alpha. Pour cela, quatre détecteurs placés à 105, 120, 135 et 150° ont été utilisés. Les efficacités des détecteurs ont été mesurées avec une source d'Américium ( $^{241}\text{Am}$ ) ainsi qu'avec une triple source radioactive ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Cm}$ ). Les valeurs obtenues sont  $(1.04 \pm 0.02) \cdot 10^{-3}$ ,  $(1.055 \pm 0.020) \cdot 10^{-3}$ ,  $(1.21 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$  et  $(6.15 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$  pour les angles 150°, 135°, 120° et 105° respectivement

Tous les détecteurs étaient recouverts d'un film mince de Mylar aluminisé de 2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur afin d'arrêter les protons diffusés élastiquement. Le choix de l'épaisseur du film était délicat car il fallait éliminer les protons tout en utilisant une épaisseur minimale afin que le signal dû aux particules  $\alpha$  recherchées ne soit pas noyé dans le bruit électronique de basse énergie (voir figure 7).

Pour les mesures nous avons utilisé trois cibles différentes implantées en  $^{17}\text{O}$ .

Un exemple de spectre  $\alpha$ , mesuré à  $E_p = 195$  keV, est montré sur la figure 7. On y observe à basse énergie la remontée correspondant au bruit des détecteurs, puis un pic intense se détachant d'un fond continu et correspondant à la résonance recherchée dans la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ . L'énergie mesurée des

particules  $\alpha$  est de 420 keV à  $\theta = 150^\circ$ , ce qui, en tenant compte de la perte d'énergie dans le film de Mylar [Zig03], correspond à une énergie d'émission des particules  $\alpha$  de 980 keV, en très bon accord avec l'énergie calculée à cet angle pour une particule  $\alpha$  émise par le niveau résonnant à 5789.8 keV. Ceci signe sans ambiguïté la mise en évidence de la résonance à  $E_p = 194.1$  keV de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ . Le fond continu et le pic large à 3400 keV sont dus à la réaction  $^{11}\text{B}(p,\alpha)^4\text{He}$  provenant de la contamination inévitable des cibles par le bore naturel.



**Figure 7** : Spectre typique obtenu lors de l'étude de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  à  $E_p=195$  keV.

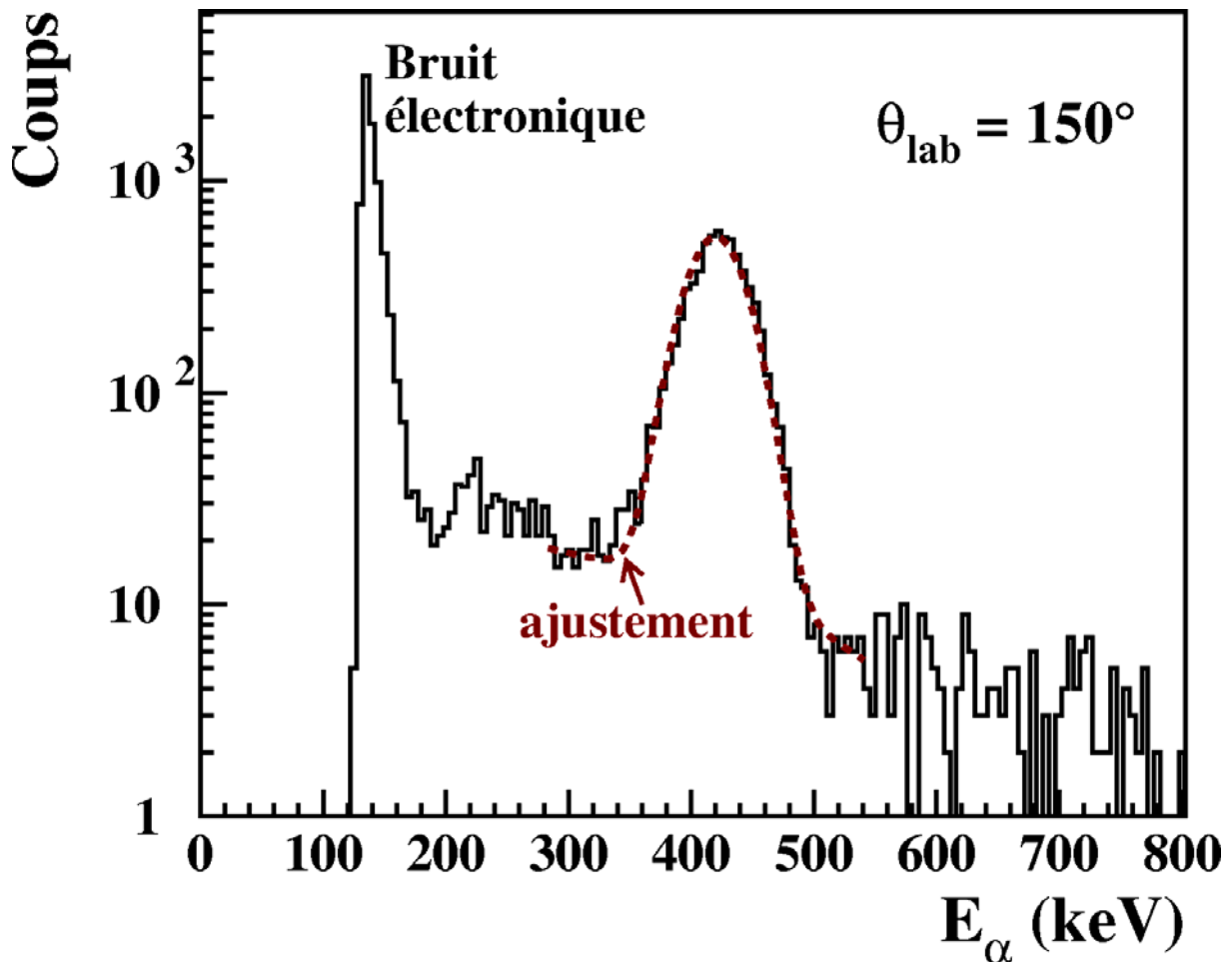
## V -2- Analyse des spectres

Des spectres similaires à ceux montrés sur la figure 7 ont systématiquement été obtenus aux différents angles, pour différentes énergies proches de l'énergie de la résonance et ce pour les trois cibles de  $^{17}\text{O}$  utilisées.

La figure 8 présente un agrandissement des spectres  $\alpha$  mesurés dans la région du pic correspondant à la résonance recherchée. L'intensité du pic a été obtenue par un ajustement classique en moindres carrés utilisant une gaussienne de largeur à mi-hauteur variable pour simuler la fonction de réponse des détecteurs. La hauteur de cette gaussienne était le second paramètre libre donnant l'intensité du pic. Un exemple d'un tel ajustement est donné sur la figure 8.

Les nombres de coups obtenus ont ensuite été corrigés d'un facteur lié au temps mort de l'électronique et de l'acquisition. Ce temps mort a été

systématiquement mesuré. Il a été limité à quelques pour cent au maximum en jouant sur l'intensité du faisceau.

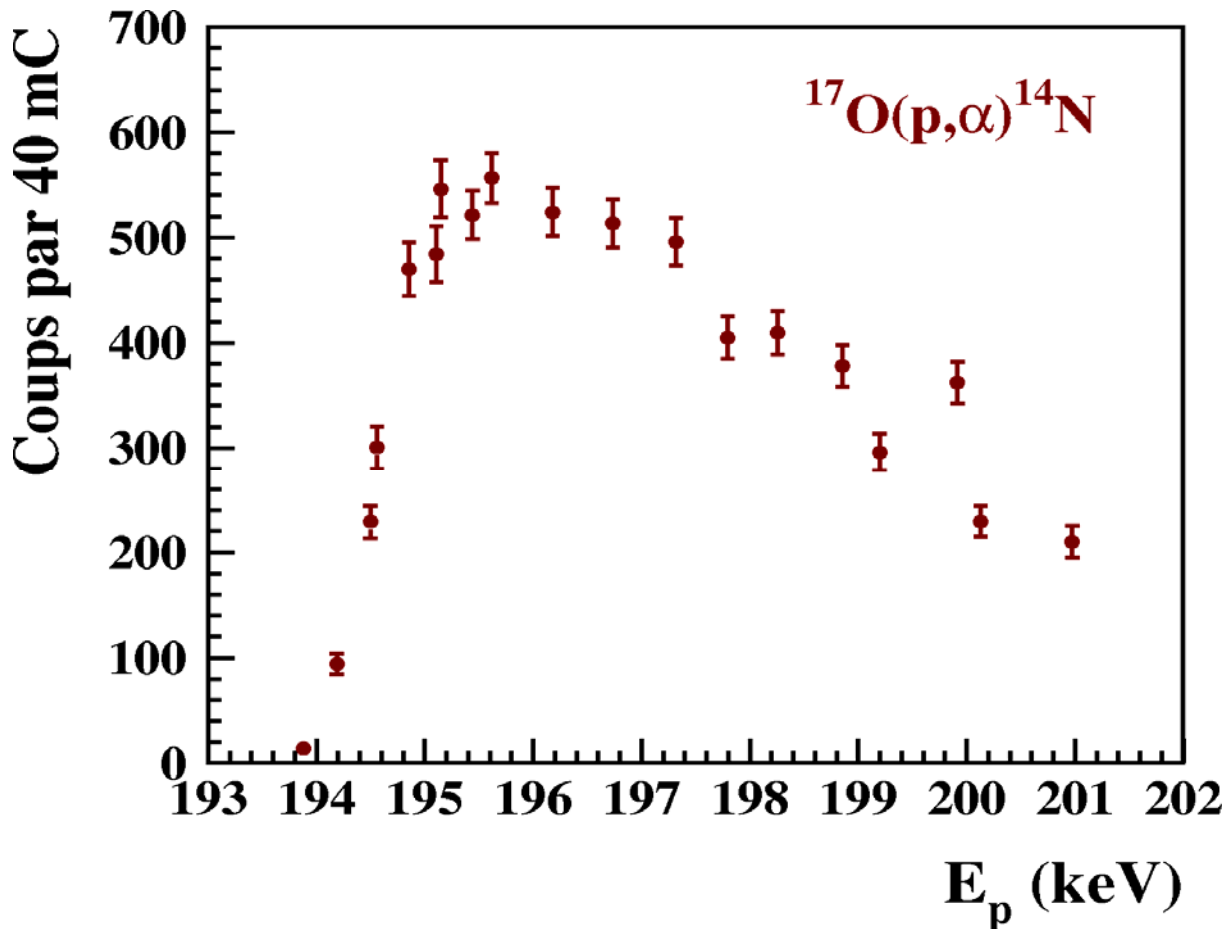


**Figure 8** : Agrandissement du spectre global, montré en figure 7, dans la zone de la raie  $\alpha$  caractéristique de la résonance recherchée. La courbe en tirets représente l'ajustement en moindres carrés permettant d'extraire l'intensité du pic.

### V – 3- Mesure des fonctions d'excitation

Nous avons mesuré à plusieurs reprises la fonction d'excitation de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  dans la gamme d'énergie comprise entre 193 keV et 205 keV. Le pas en énergie était variable autour d'une valeur moyenne de 200 eV et la charge déposée en chaque point était typiquement de 40 mC.

La figure 9 montre une des fonctions d'excitation ainsi obtenues. Le nombre de coups observé correspond à la sommation sur les quatre détecteurs disposés aux angles indiqués plus haut normalisée selon l'efficacité des détecteurs et la distribution angulaire mesurée (voir plus loin). Sans qu'une analyse très détaillée en ait été effectuée, il apparaît que la forme de la résonance correspond bien au processus d'implantation qui a été suivi. Des résultats reproductibles ont été obtenus pour les trois cibles utilisées.



**Figure 9** : Fonction d'excitation typique mesurée avec une cible implantée de  $^{17}\text{O}$  dans la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ .

Rappelons que cette résonance, relativement forte, est observée pour la première fois dans la voie  $(p,\alpha)$ . Son énergie, obtenue à partir de la figure 9, soit  $E_R = 194.3 \pm 0.7$  keV, est en bon accord avec celle donnée dans le chapitre I, soit  $E_R = (194.1 \pm 0.6)$  keV. Elle a été obtenue en corrigeant la valeur relevée à mi-hauteur du flux maximal par la perte d'énergie des protons dans la zone d'implantation à basse énergie des cibles.

#### V – 4- Mesure de la force de la résonance

##### V-4-1 Effets de distribution angulaire

Lors du calcul du rendement de la réaction et donc de la force de la résonance, il faut tenir compte de la distribution angulaire des particules alpha dans le système du centre de masse  $W_{cm}$  (voir formule II-5).

Cette distribution angulaire a été mesurée grâce aux spectres obtenus dans les quatre détecteurs positionnés à  $105^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $135^\circ$  et  $150^\circ$  aux différentes énergies. La figure 10 montre le résultat obtenu en sommant les données des points correspondant au plateau supérieur de la fonction d'excitation (voir figure 9).

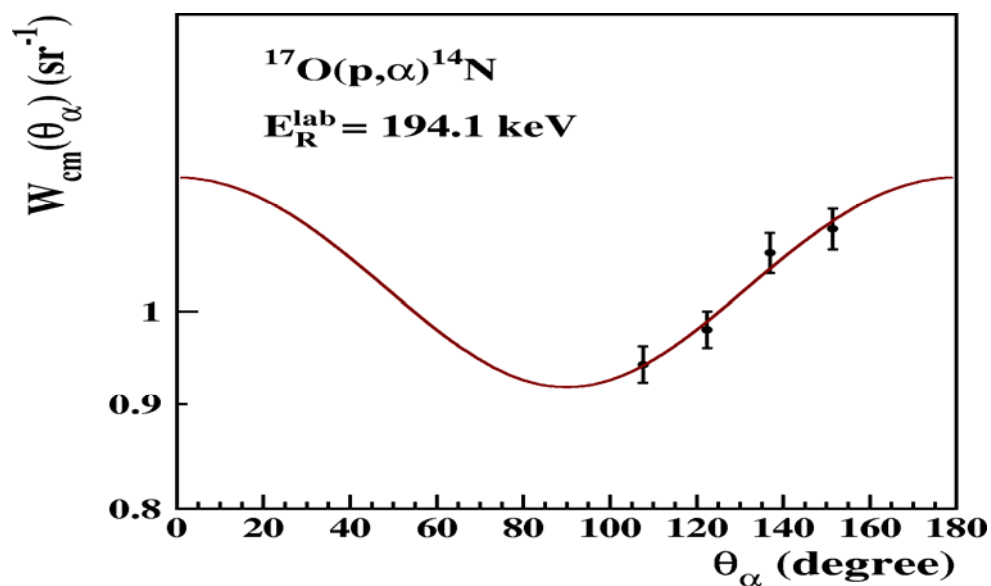
Le meilleur ajustement aux données expérimentales en terme de polynômes de Legendre est représenté en traits pleins. Parmi les développements en polynômes de Legendre possibles (voir en annexe), nous avons choisi :

$$W_{cm}(\theta_{cm}) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta)$$

Ceci revient à négliger les termes d'ordre supérieur à 2, approximation justifiable par le fait que l'onde  $l=3$  dans la voie d'entrée présente une atténuation considérable par rapport à l'onde  $l=1$  à cause de la présence de la barrière coulombienne. Quoi qu'il en soit, seule importe ici une paramétrisation correcte de  $W(\theta)$ , et celle-ci dépend très peu d'éventuels termes d'ordre 4 ou 6.

L'ajustement en moindres carrés, montré sur la figure 10, fournit finalement la valeur :

$$a_2 = (0.16 \pm 0.03)$$



**Figure 10** : distribution angulaire des alpha dans le centre de masse pour la résonance à 194.1 keV de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$

#### V-4-2 Relation entre la force de la résonance $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ à 194.1 keV et celle de la résonance $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ à 150.9 keV

Pour obtenir la meilleure précision possible, nous avons choisi de mesurer la force de la résonance mise en évidence dans la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  en la comparant à la force bien connue d'une résonance de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  à 150.9 keV [Til95].

Comme signalé auparavant, nous avons fabriqué deux cibles de  $^{18}\text{O}$  exactement dans les mêmes conditions que pour  $^{17}\text{O}$ . La fonction d'excitation de la résonance en  $^{18}\text{O}$  a été mesurée sur PAPAP avec le même dispositif que pour l'étude en  $^{17}\text{O}$ , et cela juste avant ou après les mesures en  $^{17}\text{O}$ . Remarquons que

dans le cas de  $^{18}\text{O}$ , aucune correction d'effet de distribution angulaire n'est nécessaire, celle-ci étant isotrope à cause du spin  $\frac{1}{2}^+$  du niveau résonnant.

En utilisant l'expression (II-3) du rendement des réactions résonnantes, il vient pour  $^{17}\text{O}$  :

$$Y_{p\alpha}^{17} = \frac{(\lambda_R^{17})^2}{2} \omega \gamma_{p\alpha}^{17} \frac{M_{17} + m_p}{M_{17}} \frac{1}{\epsilon_{17}}$$

Et d'une manière analogue pour  $^{18}\text{O}$  :

$$Y_{p\alpha}^{18} = \frac{(\lambda_R^{18})^2}{2} \omega \gamma_{p\alpha}^{18} \frac{M_{18} + m_p}{M_{18}} \frac{1}{\epsilon_{18}}$$

Soit, finalement:

$$\omega \gamma_{p\alpha}^{17} = \left( \frac{M_{17}}{M_{17} + m_p} \frac{M_{18} + m_p}{M_{18}} \right)^3 \frac{E_R^{17}}{E_R^{18}} \frac{\epsilon_{17}}{\epsilon_{18}} \frac{Y_{p\alpha}^{17}}{Y_{p\alpha}^{18}} \omega \gamma_{p\alpha}^{18} \quad (\text{II-6})$$

### V-4-3 Force de la résonance $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ à 194.1 keV

#### A – Correction due au dépôt de carbone

Pendant l'étude des fonctions d'excitation en  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  (voir par exemple la figure 9), nous avons été amenés à effectuer un balayage d'abord dans le sens des énergies croissantes puis dans celui des énergies décroissantes. A cette occasion, il a été constaté deux phénomènes :

- Le maximum du rendement diminue légèrement (typiquement quelques %) entre la première et la seconde manœuvre.
- La seconde courbe a la même allure que la première mais décalée de quelques keV vers des énergies plus élevées.

Ceci s'explique par le fait que durant l'irradiation, une couche de carbone se dépose sur la cible. La perte d'énergie des protons incidents avant l'interaction avec  $^{17}\text{O}$  ( $^{18}\text{O}$ ) est ainsi modifiée.

Dans la mesure des fonctions d'excitation, les énergies de bombardement ont été corrigées d'une valeur moyenne de 20 eV par point de mesure pour tenir compte de cet effet. Une légère correction du nombre de coups mesuré a d'autre part été introduite : le dépôt de carbone et son inhomogénéité sur la surface de la cible entraînent une dispersion en énergie accrue des protons à l'endroit de l'interaction; ceci conduit à une faible perte de rendement de la réaction qui a été estimée sous la forme :

$$N = N_{mes} / (1 - 0.1Q)$$

où N est le nombre de coups et où Q est la charge intégrée correspondant au point mesuré exprimée en coulomb.

## B – comparaison des fonctions d'excitation en $^{17}\text{O}$ et $^{18}\text{O}$

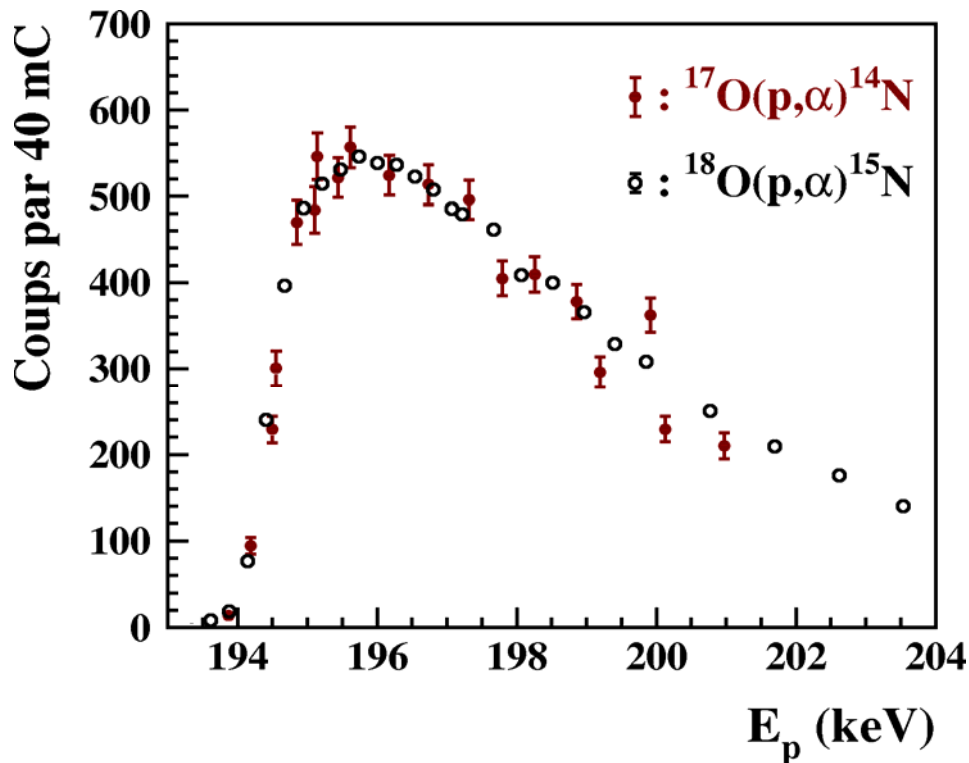
Notre mesure comparative n'est correcte que si les cibles implantées en  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  sont similaires telle que prévue après une implantation faite dans des conditions identiques. Ceci a été vérifié à partir des fonctions d'excitation mesurées dans les deux cas.

Nous comparons, sur la figure 11, les résultats obtenus lors de l'étude de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  pour la résonance à  $E_R = 194.1$  keV (cercles pleins) et ceux correspondant à la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  pour la résonance à  $E_R = 150.9$  keV (cercles vides). Les énergies correspondant à la résonance  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  ont été ramenées à celles mesurées en  $^{17}\text{O}$ , pour comparaison, selon la formule :

$$E_{18} = 194.1 + (E_{mes}^{18} - 150.9) * 0.95$$

Le facteur 0.95 correspond au rapport des pouvoirs d'arrêt dans les cibles de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$  aux énergies appropriées, calculés à partir du logiciel SRIM [Zig03]. Les nombres de coups dans les deux réactions ont été normalisés afin de faciliter la comparaison.

On observe sur la figure 11 une excellente similarité entre les deux fonctions d'excitation, dues aux conditions identiques de fabrication. Ceci permet d'accorder une grande confiance à la méthode comparative adoptée pour déterminer la force de la résonance mise en évidence dans la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  à 194.1 keV.



**Figure 11:** Comparaison des fonctions d'excitation des réactions  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  (énergies et rendement indiqués) et  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  (énergies et rendements ramenés aux valeurs concernant  $^{17}\text{O}$  comme indiqué dans le texte).

## C - Le résultat

A partir de la formule II-6, nous pouvons maintenant extraire la force de la résonance mise en évidence dans la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ . Les valeurs des paramètres qui interviennent dans cette équation sont:

$$E_R^{18} = 150.9 \text{ keV} \text{ et } \omega\gamma_{p\alpha}^{18} = (0.167 \pm 0.012) \text{ eV [Lor79, Bec95]}$$

$$E_R^{17} = (194.1 \pm 0.6) \text{ keV (voir chapitre I)}$$

$$\frac{Y_{p\alpha}^{17}}{Y_{p\alpha}^{18}} = (7.7 \pm 0.9) 10^{-3} \text{ qui est le rapport des rendements des deux résonances}$$

considérées.

Le rapport  $\frac{Y_{p\alpha}^{17}}{Y_{p\alpha}^{18}}$ , partie centrale de la mesure, a été calculé à partir des nombres de coup dans le pic  $\alpha$  obtenus pour les points de mesure correspondant à la zone du plateau supérieur des fonctions d'excitation (voir figure 11). Il ne dépend pas de l'efficacité des détecteurs (identique dans les deux cas), ni d'éventuelles interrogations sur le caractère épais ou semi épais des cibles (prises comme identiques).

Finalement, la valeur de la force de la résonance de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  à l'énergie  $E_R^{lab} = 194.1 \text{ keV}$  est :

$$\omega\gamma_{p\alpha} = (1.6 \pm 0.2) \text{ meV}$$

La valeur globale de la barre d'erreur tient compte de l'erreur statistique sur le nombre de coups détectés (effet négligeable), sur les charges déposées (typiquement 5%), sur le paramètre de la distribution angulaire dans la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ , sur le rapport des pouvoirs d'arrêt et sur les diverses corrections introduites dans l'analyse. Une erreur supplémentaire de 10% a enfin été introduite pour tenir compte d'éventuelles différences non visibles dans nos mesures (voir figure 11) entre les cibles de  $^{17}\text{O}$  et  $^{18}\text{O}$ . Les erreurs sur les énergies des résonances sont négligeables par rapport aux sources d'erreur que nous venons de citer.

La valeur  $\omega\gamma_{p\alpha}^{18} = (0.167 \pm 0.012) \text{ eV}$ , évidemment cruciale dans le résultat obtenu, provient de la mesure récente de Becker et al. [Bec95]. Elle est en excellent accord avec une mesure antérieure de Lorentz - Wirzba [Lor79], un peu moins précise, donnant  $\omega\gamma_{p\alpha}^{18} = (0.17 \pm 0.02) \text{ eV}$ .

**Réaction  $^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$**

## I- Introduction

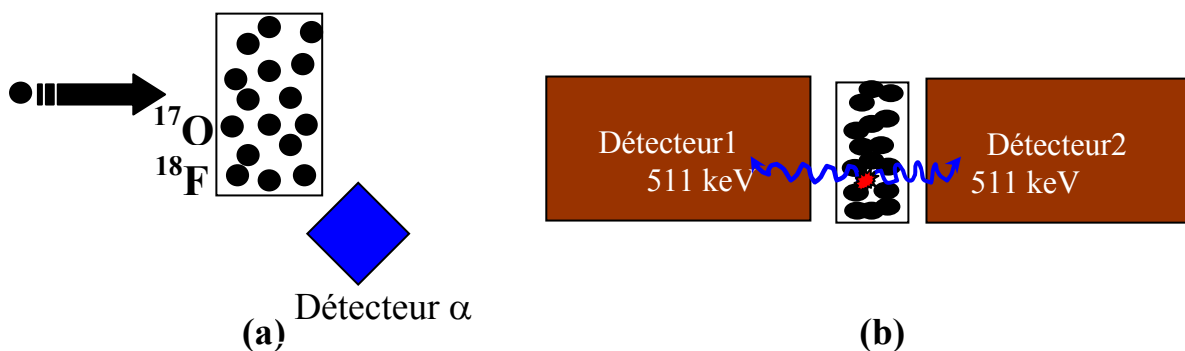
Nous avons choisi de mesurer la force de la résonance à  $E_R^{lab} = 194.1$  keV de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  en utilisant une méthode d'activation consistant à mesurer la quantité totale de  $^{18}\text{F}$  formée par irradiation de cibles en  $^{17}\text{O}$  par des protons. Le  $^{18}\text{F}$  étant émetteur  $\beta^+$  ( $T_{1/2} = 109.77$  min), lorsqu'il décroît, il émet un positron qui va s'annihiler avec les électrons du milieu environnant pour donner deux photons gamma de 511 keV chacun.

La méthode d'irradiation consiste à envoyer un faisceau de protons d'énergie adéquate sur des cibles implantées en  $^{17}\text{O}$  pendant quelques périodes du  $^{18}\text{F}$ . La quantité totale de  $^{18}\text{F}$  formée est déterminée en mesurant l'activité correspondante à l'aide de deux détecteurs au germanium de gros volume positionnés en face l'un de l'autre dans une géométrie très proche. Par cette méthode, nous enregistrons, en coïncidence, les deux photons de 511 keV produits de l'annihilation des paires positron-électron. L'intérêt de cette méthode est sa grande sensibilité et son inconvénient éventuel est la possible contamination par d'autres émetteurs  $\beta^+$  formés lors de l'irradiation.

La force de résonance à  $E_R^{lab} = 194.1$  keV, dans la voie  $(p,\gamma)$  a été mesurée relativement à celle de la résonance correspondante dans la voie  $(p,\alpha)$ . L'avantage de cette façon de faire est de s'affranchir de toute incertitude liée à la composition de la cible elle-même.

## II- Principe de la mesure

Lors de l'expérience, nous avons compté les particules alpha émises pendant toute la durée de l'irradiation et provenant de la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ . Une fois cette étape terminée, nous procédons à la mesure en fonction du temps du nombre de rayonnements gamma de 511 keV, en coïncidences, produits par la décroissance du  $^{18}\text{F}$  formé pendant l'irradiation par réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ . Le processus est schématisé en figure 1.



**Figure 1:** (a) Production du  $^{18}\text{F}$  et comptage des  $\alpha$  émis et (b) le comptage de l'activité gamma du  $^{18}\text{F}$ .

Pour une cible de  $^{17}\text{O}$  soumise à un bombardement avec un faisceau de protons pendant un temps  $t$ , le nombre de noyaux de  $^{18}\text{F}$ ,  $N_{18}(t)$ , est donné par la relation [Eva61]:

$$\frac{dN_{18}(t)}{dt} = P_{18}(t) - \frac{N_{18}(t)}{\tau_{18}} \quad (\text{III-1})$$

où :

$\tau_{18}$  est la durée de vie du noyau radioactif  $^{18}\text{F}$

$P_{18}(t)$  est le taux de production du noyau  $^{18}\text{F}$  au temps  $t$  qui s'écrit comme :

$$P_{18} = Y_{p\gamma} \frac{I(t)}{e} \quad (\text{III-2})$$

où  $I(t)$  est l'intensité du faisceau

$e$  est la charge électronique

$Y_{p\gamma}$  est le rendement de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  qui dépend de la section efficace et donc de la force de résonance, selon l'expression :

$$(\omega\gamma)_{p\gamma} = \left( \frac{M_{17}}{M_{17} + m_p} \right)^2 \frac{2}{\lambda^2} \varepsilon_{17} Y_{p\gamma} \quad (\text{III-3})$$

Où:

$M_{17}$  et  $m_p$  sont les masses de  $^{17}\text{O}$  et du proton respectivement

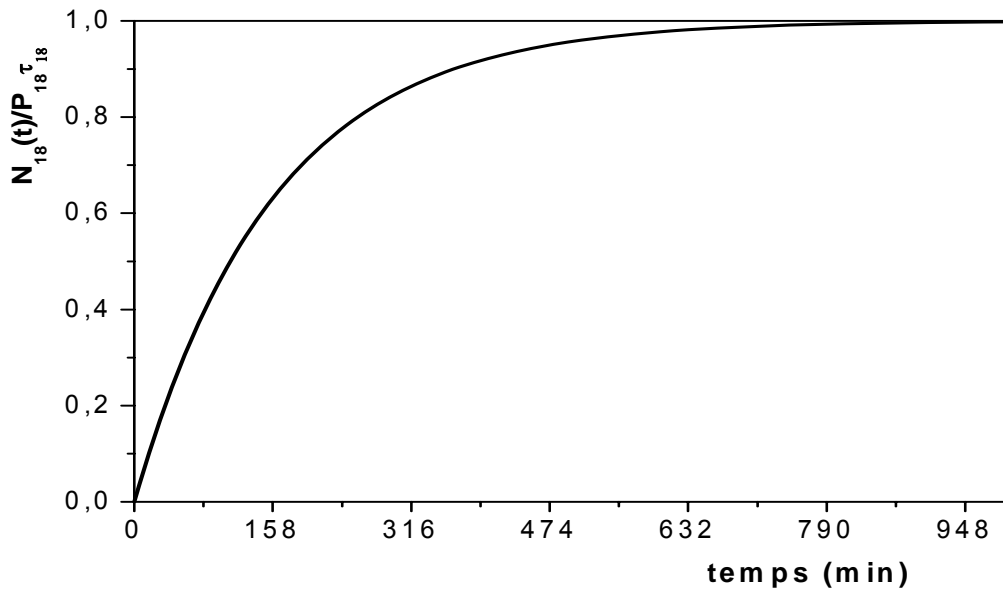
$\lambda$  est la longueur d'onde associée

$\varepsilon_{17}$  est la perte d'énergie des protons dans la cible de  $^{17}\text{O}$ .

La résolution de l'équation différentielle (III-1) avec la condition initiale  $N_{18}(0) = 0$  et en supposant  $P_{18}$  constant donne :

$$N_{18}(t) = P_{18} \tau_{18} (1 - \exp(-t/\tau_{18})) \quad (\text{III-4})$$

La figure 2 montre l'évolution du nombre de  $^{18}\text{F}$  formés au cours du temps dans ce cas idéal.



**Figure 2** : Evolution du nombre de  $^{18}\text{F}$  en fonction du temps pour un taux de production de  $^{18}\text{F}$  constant

En réalité, il est évidemment impossible d'effectuer une irradiation à faisceau constant. De même, nous avons décidé de nous affranchir d'une détermination précise, très délicate, des caractéristiques de la cible. Pour ces deux raisons, nous avons subdivisé l'irradiation en périodes  $\Delta t$  d'un quart d'heure, à la fin desquels nous enregistrons les spectres des alpha provenant de la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ , périodes  $\Delta t$  pendant lesquelles  $I$  (et donc  $P_{18}$ ) est supposé constant.

Si  $P_{18}$  est le taux de production de  $^{18}\text{F}$  pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$  le nombre de  $^{18}\text{F}$  produits entre les instants  $t = t_0$  et  $t = t_0 + \Delta t$  s'écrit alors:

$$\Delta N_{18} = P_{18} \tau_{18} (1 - \exp(-\Delta t / \tau_{18})) \exp(-t_0 / \tau_{18}) \quad (\text{III-5})$$

Pour obtenir le nombre total de  $^{18}\text{F}$  formés à la fin de l'irradiation, soit  $N_{18}(\text{fin})$ , nous devons donc sommer sur tous les intervalles de temps  $\Delta t$  ce qui donne:

$$N_{18}(\text{fin}) = P_N \tau_{18} (1 - e^{-\Delta t_N / \tau_{18}}) + P_{N-1} \tau_{18} (1 - e^{-\Delta t_{N-1} / \tau_{18}}) e^{-\Delta t_N / \tau_{18}} + P_{N-2} \tau_{18} (1 - e^{-\Delta t_{N-2} / \tau_{18}}) e^{-(\Delta t_N + \Delta t_{N-1}) / \tau_{18}} + \dots + P_1 \tau_{18} (1 - e^{-\Delta t_1 / \tau_{18}}) e^{-\frac{1}{\tau_{18}} \sum_{i=2}^N \Delta t_i} \quad (\text{III-6})$$

où  $P_N$  est le terme  $P_{18}$  correspondant à la première mesure partielle d'irradiation, ...,  $P_1$  à la dernière mesure.

Cette expression peut se mettre sous une forme plus condensée :

$$N_{18}(\text{fin}) = \sum_{i=1}^n \tau_{18} P_i (1 - e^{-\Delta t_i / \tau_{18}}) \exp\left(\frac{1}{\tau_{18}} \sum_{j=i+1}^N \Delta t_j\right) \quad (\text{III-7})$$

où  $P_i$  est le taux de production de  $^{18}\text{F}$  pendant la mesure  $i$  de durée  $\Delta t_i$ .

Comme souligné précédemment, la mesure de force de résonance de la réaction (p, $\gamma$ ) est calculée relativement à celle de la voie (p, $\alpha$ ). Il faut préciser que durant la phase d'irradiation de la cible par des protons, nous avons utilisé le même dispositif que pour la mesure de la résonance (p, $\alpha$ ), à savoir quatre détecteurs au silicium placés aux angles 105°, 120°, 135° et 150° (voir chapitre II). Nous avons également tenu compte de la même manière de la distribution angulaire mesurée précédemment dans la voie  $\alpha$  (voir chapitre II) et des efficacités des détecteurs alpha

En écrivant le rapport des forces de résonances des deux réactions pour une mesure  $i$ , on a :

$$\frac{(\omega\gamma)_{p\alpha}}{(\omega\gamma)_{p\gamma}} = \frac{N_{\alpha}^i}{\eta} \frac{1}{P_i \Delta t_i} \quad (\text{III-8})$$

où :

$N_{\alpha}^i$  est le nombre de particules alpha détectées pendant la mesure  $i$  de durée  $\Delta t_i$   
 $\eta$  s'exprime comme :

$$\eta = \frac{1}{\Omega_{lab}} \left( \frac{\Omega_{lab}}{\Omega_{cm}} \right) \frac{1}{W_{cm}(\theta_{cm})}$$

avec:

$\Omega_{lab}$ , l'angle solide dans le système laboratoire pour la détection des particules alpha

$W_{cm}$  est la distribution angulaire des particules alpha

$\left( \frac{\Omega_{cm}}{\Omega_{lab}} \right)$  est la transformation de l'angle solide du système du laboratoire à celui du centre de masse[Mic64].

En tenant compte de toutes les mesures partielles  $i$  effectuées dans un run donné, on obtient :

$$\frac{(\omega\gamma)_{p\alpha}}{(\omega\gamma)_{p\gamma}} = \frac{\tau_{18}}{N_{18}(fin)} \eta \sum_{i=1}^N \frac{N_{\alpha}^i}{\Delta t_i} \left( 1 - e^{-\Delta t_i / \tau_{18}} \right) \exp \left( -\frac{1}{\tau_{18}} \sum_{j=i+1}^N \Delta t_j \right) \quad (\text{III-9})$$

Cette procédure, consistant en une normalisation par rapport à la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ , nous permet de nous affranchir (comme signalé auparavant) à la fois de la charge accumulée et du nombre d'atomes cibles.

### III- Détermination de nombre de $^{18}\text{F}$ par la méthode d'activation

#### III – 1 - Principe

Nous allons expliciter la relation permettant de relier le nombre d'événements où deux rayonnements de 511 keV sont détectés en coïncidences, lors de

l'annihilation des positrons émis lors de la décroissance du  $^{18}\text{F}$  au nombre de  $^{18}\text{F}$  présents en fin d'irradiation.

Soit  $t = 0$  le temps d'arrêt du faisceau de protons (fin de l'irradiation). Soit  $t = t_0$  le temps correspondant au démarrage du comptage des événements de coïncidences 511 keV x 511 keV (temps nécessaire pour démonter et placer la cible entre les deux détecteurs).

Le nombre de 511 keV détectés en coïncidences à l'instant  $t$  ( $t > t_0$ ) est alors donné par l'expression:

$$N_{511}(t) = F_\varepsilon \varepsilon N_{18}(t_0) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{18}}\right) \right] + \dot{K}(t-t_0) \quad (\text{III-10})$$

où:

$N_{18}(t_0)$  est le nombre de  $^{18}\text{F}$  présents dans la cible à l'instant  $t_0$  :

$$N_{18}(t_0) = N_{18}(\text{fin}) \exp(-t_0 / \tau_{18})$$

$\varepsilon$  est l'efficacité de détection  $\beta^+$  définie comme la probabilité de détecter, en coïncidences, deux 511 keV pleine énergie pour une désintégration  $\beta^+$  du  $^{18}\text{F}$

$\dot{K}$  est le taux de coïncidences 511x511 keV par unité de temps provenant de l'environnement et non du  $^{18}\text{F}$  formé dans la cible (fond).

$F_\varepsilon$  est le rapport d'embranchement  $\beta^+$  dans la désintégration du  $^{18}\text{F}$  :  $F_\varepsilon$  est égal à 0,97[Bro86].

Cette équation, exprimée en fonction de la quantité de  $^{18}\text{F}$  présentes à  $t = 0$ , s'écrit :

$$N_{511}(t) = F_\varepsilon \varepsilon N_{18}(\text{fin}) \exp\left(-\frac{t_0}{\tau_{18}}\right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{18}}\right) \right] + \dot{K}(t-t_0) \quad (\text{III-11})$$

La détermination du nombre de coïncidences 511x511 keV en fonction du temps permet donc de remonter au nombre total de  $^{18}\text{F}$  présent à la fin de l'irradiation et donc à la force de la résonance. Plus précisément, le nombre de 511 keV en coïncidences est mesuré par intervalle de temps donnés ainsi que la quantité  $\dot{K}$ . Une procédure statistique explicitée plus loin permet alors de déterminer  $N_{18}(\text{fin})$  en laissant le paramètre  $\tau_{18}$  libre.

### III – 2 - Contaminations possibles

Lors de l'expérience d'irradiation, en plus des noyaux de  $^{18}\text{F}$ , on risque de produire sur des contaminants de la cible d'autres émetteurs  $\beta^+$  qu'on ne peut distinguer des  $^{18}\text{F}$  produits que par la durée de vie de désintégration. Il est donc essentiel de faire une étude attentive des contaminants possibles.

Les seuls contaminants possibles de vie moyenne inférieure à quelques heures, jusqu'à une masse atomique  $A=30$ , au-dessus de laquelle les sections efficaces sont forcément insignifiantes, sont :

-  $^{13}\text{N}$  ( $T_{1/2} = 9.965$  min) par l'intermédiaire de la réaction  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  due aux hydrocarbures présents dans la chambre de réaction.

-  $^{11}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 20.39$  min) par le biais de la réaction  $^{10}\text{B}(p,\gamma)^{11}\text{C}$  due à la contamination inévitable de la cible par le Bore.

$^{13}\text{N}$  est en effet présent de manière significative dans la cible à la fin de l'irradiation et il doit être inclus dans l'analyse finale comme on le verra plus loin. La contribution de la réaction  $^{10}\text{B}(p,\gamma)^{11}\text{C}$  a été estimée à partir du spectre continu des particules alpha mesuré pendant l'irradiation et issu de la réaction  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\ ^4\text{He}$  (voir figure 6 du chapitre II).

Le nombre de noyaux de  $^{11}\text{C}$  formés peut donc être estimé en utilisant les données expérimentales alpha. Le nombre de réactions  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\ ^4\text{He}$  par unité de charge à l'énergie 194,1 keV est donné par la relation:

$$N_{p\alpha} = \frac{N_\alpha}{3\varepsilon_\alpha Q} \quad (\text{III-13})$$

où  $N_\alpha$ ,  $\varepsilon_\alpha$  et  $Q$  sont le nombre de particules alpha détectées, l'efficacité de détection et la charge respectivement.

Le nombre de  $^{11}\text{C}$  formés pendant le run s'écrit alors :

$$N(^{11}\text{C}) = \tau(^{11}\text{C}) \times P(^{11}\text{C}) = \tau(^{11}\text{C}) N_{p\alpha} r \frac{S_{10}}{S_{11}} Q \quad (\text{III-14})$$

où :

$P(^{11}\text{C})$  est le taux de production de  $^{11}\text{C}$

$r = \frac{1}{4}$  est le rapport des abondances naturelles du  $^{10}\text{B}$  et  $^{11}\text{B}$

$S_{11}$  et  $S_{10}$  sont les facteurs astrophysiques des réactions  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\ ^4\text{He}$  et  $^{10}\text{B}(p,\gamma)$  respectivement à l'énergie résonance de 194.1 keV [Ang99]

La valeur obtenue pour cette contribution est de  $(0,06 \pm 0,10)$  noyau de  $^{11}\text{C}$  pour l'expérience de plus haute statistique ce qui est évidemment négligeable devant le nombre de  $^{18}\text{F}$  formé (voir tableau 3).

Nous avons en outre fait une irradiation avec une cible de tantale nue qui a montré la présence significative des seuls noyaux de  $^{13}\text{N}$ .

Dans la suite du travail nous ne tiendrons donc compte que des contributions du  $^{18}\text{F}$  et du  $^{13}\text{N}$  dans le calcul. Le nombre de 511 keV à l'instant  $t$  s'écrit alors :

$$N_{511}(t) = K_{18} \left[ \exp\left(-\frac{t_0}{\tau_{18}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{18}}\right) \right] + K_{13} \left[ \exp\left(-\frac{t_0}{\tau_{13}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{13}}\right) \right] + \dot{K}(t-t_0) \quad (\text{III-15})$$

Où

$$K_{18} = F_\varepsilon N_{18}(\text{fin})$$

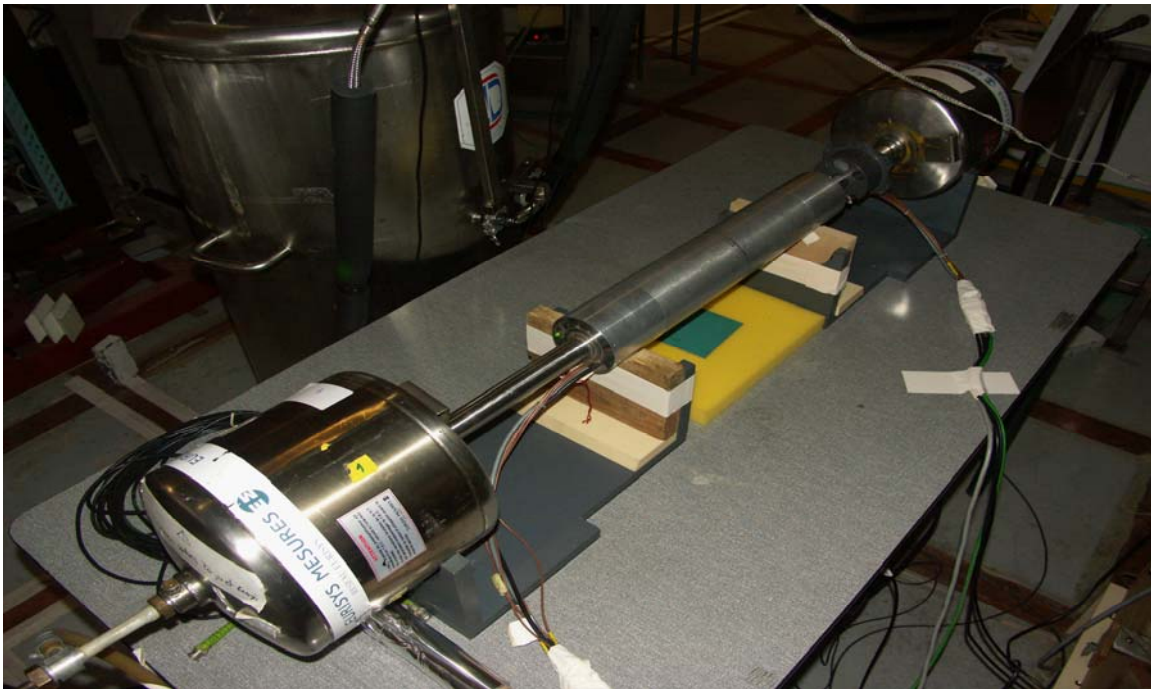
$K_{13} = \varepsilon N_{13}(\text{fin})$  où  $N_{13}(\text{fin})$  est le nombre de  $^{13}\text{N}$  présents à la fin de l'irradiation.

#### IV- Dispositif expérimental

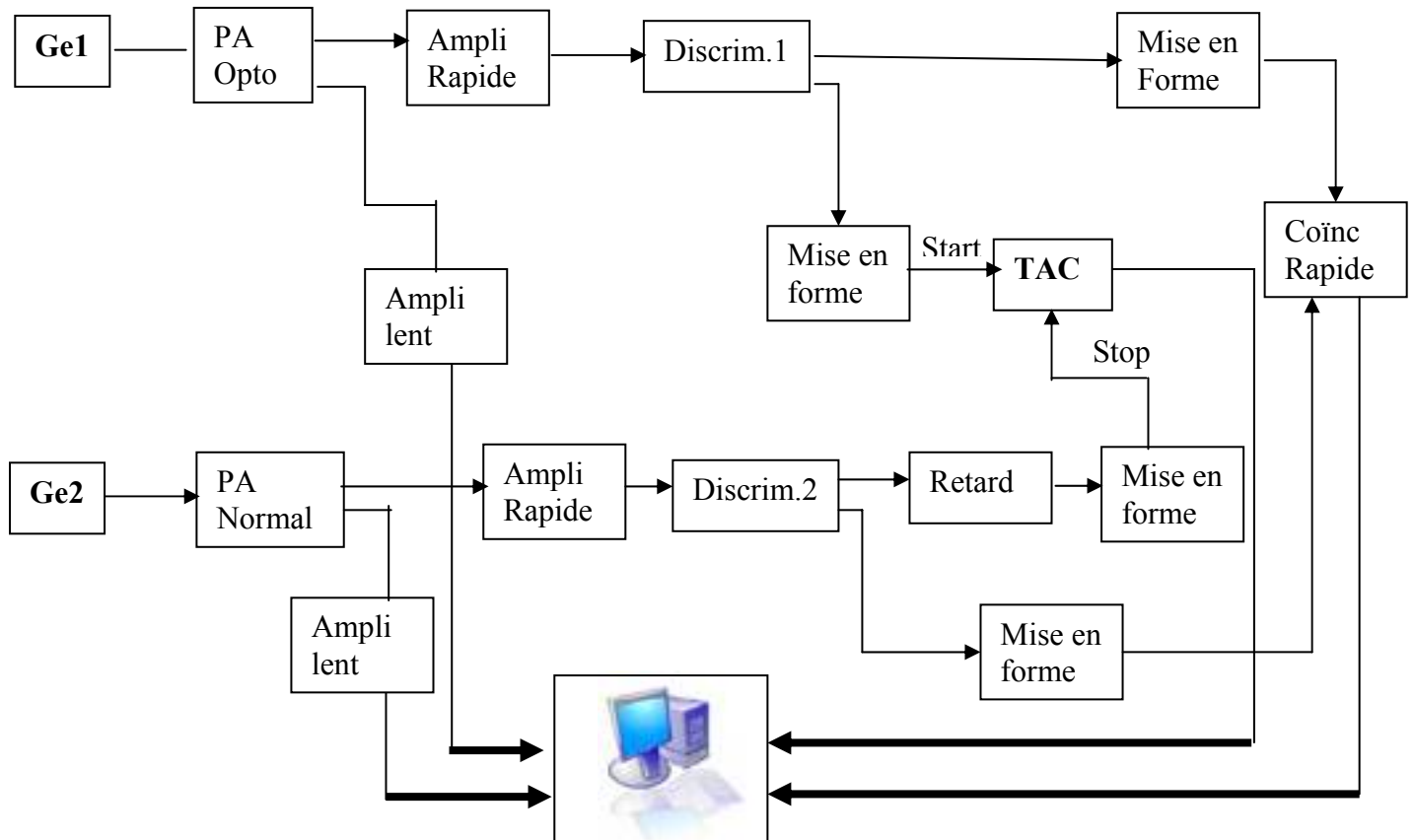
Nous décrivons à présent le dispositif expérimental utilisé. Les cibles implantées en  $^{17}\text{O}$  étaient irradiées pendant environ cinq heures, dans la chambre de réaction décrite au chapitre II. Durant cette irradiation, le faisceau de protons était d'une intensité comprise entre 60 et 90  $\mu\text{A}$ .

A la fin de l'irradiation, les cibles étaient rapidement (environ 5 minutes) démontées et placées entre deux détecteurs germanium de gros volume (70% d'efficacité par rapport à un détecteur de NaI de 3'' $\times$ 3'' placé à 25 cm de la source) positionnés en face l'un de l'autre dans une géométrie très proche (voir figure 3). Le taux de coïncidences 511x511 keV était ensuite mesuré en fonction du temps pendant une durée d'approximativement deux périodes du  $^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 109,77$  min), grâce à un système classique de coïncidence lent-rapide dont le schéma est présenté sur la figure 4. Les évènements étaient enregistrés dans une acquisition multi-paramétrique.

Dans toutes les mesures du nombre de coïncidences 511 x 511 keV, un grand soin a été apporté à toujours retenir le même contour du pic 511x 511 keV dans le plan  $E_\gamma \times E_\gamma$ . De même il a été vérifié que les largeurs à mi-hauteur des pics 511 keV restaient égales. Le même soin a été apporté à la mesure de l'efficacité  $\beta^+$  (voir ci-dessous) pour laquelle les conditions de détection étaient rigoureusement semblables à celle des mesures sur le  $^{18}\text{F}$ . Il en était de même pour les mesures de bruit de fond.



**Figure 3** : dispositif de mesure de la décroissance  $\beta^+$  de  $^{18}\text{F}$



**Figure 4** : Schéma de l'électronique de coïncidences lent-rapide et acquisition.

## V- Mesure de l'efficacité $\beta^+$ et du fond

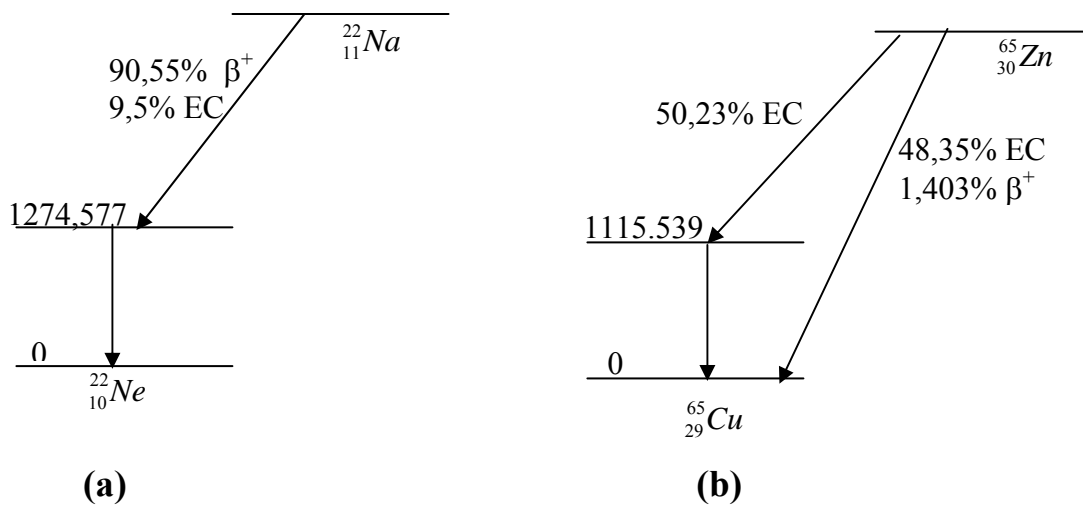
### V – 1 - Mesure de l'efficacité $\beta^+$

Pour la mesure de l'efficacité de coïncidences,  $\epsilon$  (voir formule III-15), deux sources radioactives ont été utilisées : une source de  $^{22}\text{Na}$  ( $T_{1/2} = 2.6019$  ans) et une source de  $^{65}\text{Zn}$  ( $T_{1/2} = 244.26$  jours). Les schémas de désintégration de ces deux sources sont donnés en figure 5[NuDat].

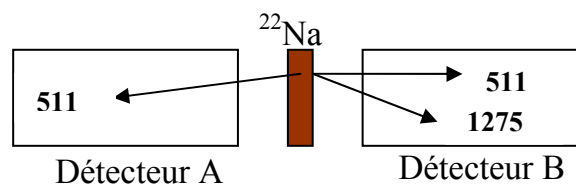
Nous observons que la source radioactive de  $^{22}\text{Na}$  se désintègre à 90,55% en  $\beta^+$  pour donner deux rayonnements gamma de 511 keV émis à l'opposé l'un de l'autre, en coïncidence avec un gamma de 1275 keV comme indiqué sur la figure 5-a. Le problème avec cette source est que des rayonnements de 511 keV sont détectés dans les Ge en même temps qu'un rayonnement de 1275 keV (voir figure 6). Cet « empilement vrai » des rayonnements gamma conduit alors à la production d'un signal d'énergie pouvant aller jusqu'à 1786 keV (511+1275 keV) et en tout cas différente de 511 keV. L'événement de coïncidence correspondant «511 keV x événement empilé» sera donc perdu et la mesure de

l'efficacité de coïncidence faussée. L'importance de ce biais, évidemment proportionnel à l'efficacité du système, est trop importante pour être négligée dans le cas de notre mesure.

La source de  $^{65}\text{Zn}$  se désintègre, elle, à 1,403% en  $\beta^+$  vers l'état fondamental et n'est pas émettrice de gamma d'annihilation en coïncidence avec la raie gamma, comme indiqué sur la figure 5-b. Seuls seront donc à surveiller dans ce cas les empilements fortuits (deux signaux non corrélés survenant au hasard pendant la durée d'une impulsion).



**Figure 5** : Schémas de désintégration des sources radioactives de  $^{22}\text{Na}$  et  $^{65}\text{Zn}$ .



**Figure 6** : Problème « d'empilement vrai » dans le cas de la source de  $^{22}\text{Na}$

Pour déterminer l'efficacité de coïncidence du système de détection pour le  $^{18}\text{F}$ , en utilisant une source radioactive de  $^{22}\text{Na}$ , il faut donc tenir compte de ce phénomène d'empilement de la manière suivante:

Soit  $\varepsilon_A$  et  $\varepsilon_B$  les probabilités totales de détection du rayonnement de 1275 keV dans les détecteurs A et B, sachant qu'une désintégration  $\beta^+$  a eu lieu. Il vient

alors, en appelant  $r_c$  le facteur correctif à appliquer à la mesure avec  $^{22}\text{Na}$  ( $\varepsilon_{18F} = \varepsilon_{22Na} \times r_c$ ) :

$$r_c = (1 - r \times (\varepsilon_A + \varepsilon_B))^{-1} \quad (\text{III-16})$$

où  $r = 0,9055$  est le rapport d'embranchement  $\beta^+$ / total dans la désintégration du  $^{22}\text{Na}$ .

$\varepsilon_A$  et  $\varepsilon_B$  peuvent être mesurés avec la source de  $^{65}\text{Zn}$  sur le gamma de 1125 keV, une correction de 6,5% estimée avec le code Géant étant ensuite appliquée pour passer à l'énergie de 1275 keV. Nous avons trouvé :

$\varepsilon_A = 0,197 \pm 0,006$  et  $\varepsilon_B = 0,193 \pm 0,006$ , ce qui conduit à  $r_c = 1,55 \pm 0,03$

### V-1-1 Les mesures

Une feuille de Ta, d'épaisseur égale au support de cible utilisé durant l'expérience, a été positionné derrière les sources de  $^{22}\text{Na}$  et  $^{65}\text{Zn}$  (support plastique) afin d'obtenir un lieu géométrique d'annihilation identique à celui de l'expérience (les valeurs obtenues sans feuille de Ta ne sont pas significativement différentes).

Plusieurs mesures d'efficacité ont ainsi été réalisées avec la source de  $^{22}\text{Na}$  en tenant compte des empilements aléatoire et vrai. Pour observer l'effet des empilements aléatoires, plusieurs valeurs de la constante de temps appliquée pour la mise en forme du signal énergie ont été utilisées (3, 2 puis 1  $\mu\text{s}$ ). Les valeurs obtenues pour la source de  $^{22}\text{Na}$  sont, compte tenu de la correction indiquée plus haut :

| Constante de temps ( $\mu\text{s}$ ) | Nombre de mesures | Efficacité $\beta^+$ | $\chi^2$ |
|--------------------------------------|-------------------|----------------------|----------|
| 3                                    | 6                 | 4,23±0.08            | 7.2      |
| 2                                    | 2                 | 4,06±0.10            | 0.02     |
| 1                                    | 6                 | 4,29±0.08            | 3.1      |

**Tableau 1** : Valeurs des efficacités obtenues avec la source de  $^{22}\text{Na}$  pour différentes valeurs de la constante de temps d'amplification.

Nous avons refait le même travail avec une source de  $^{65}\text{Zn}$ , qui comme vu plus haut n'est émettrice que de bêtas d'annihilation. Il n'y a donc aucun facteur correctif à introduire dans ce cas. Les valeurs de l'efficacité obtenues sont les suivantes:

| Constante de temps<br>( $\mu\text{s}$ ) | Nombre de mesures | Efficacité $\beta^+$ | $\chi^2$ |
|---|-------------------|----------------------|----------|
| 3                                       | 4                 | $4.13 \pm 0.06$      | 1.3      |
| 2                                       | 2                 | $4.18 \pm 0.08$      | 0.6      |
| 1                                       | 4                 | $4.40 \pm 0.09$      | 7.8      |

**Tableau 2** : Valeurs des efficacités obtenues avec la source de  $^{65}\text{Zn}$

Nous avons également étudié l'influence de la position de la cible entre les détecteurs et cela en déplaçant la cible de 5mm environ par rapport au centre. Le but était d'évaluer le facteur correctif à appliquer à l'efficacité  $\beta^+$  durant l'expérience dû à la taille finie du faisceau ( $d \approx 8 \text{ mm}$ ). Nous obtenons un coefficient de perte de  $0.96 \pm 0.02$  en décalant la source de 5 mm. Nous en déduisons un facteur correctif pour l'expérience estimé à  $0,98 \pm 0,02$ .

Pour déterminer l'efficacité finale, nous avons retenu les mesures à 1  $\mu\text{s}$  pour lesquelles les empilements fortuits sont négligeable (0,5 à 1% pour le Zinc et trois fois moins pour le sodium). En effet, si durant la mesure du  $^{18}\text{F}$  formé par irradiation les constantes de temps étaient de 3  $\mu\text{s}$ , l'empilement fortuit demeurerait très faible à cause de taux de comptage extrêmement réduits.

Finalement en prenant en compte tous ces paramètres et les différentes incertitudes (sur la position de la cible, la taille du faisceau,...) il a été obtenu une valeur de l'efficacité de :

$$\epsilon = (4.2 \pm 0.2) \%$$

Il a été tenu compte, dans le calcul d'erreur, d'une partie statistique et d'une autre systématique (sur l'activité, la période ...). Les erreurs statistiques sont dues au nombre de mesures (entre 5 et 9) pour chaque expérience. Alors que les erreurs systématiques sont dues aux incertitudes sur les grandeurs utilisées telles que:

- L'activité des sources :  $A = (44,9 \pm 0,9) \text{ kBq}$  pour  $^{65}\text{Zn}$  et  $A = (5,6 \pm 0,1) \text{ kBq}$  pour  $^{22}\text{Na}$
- Leur demi-vie :  $T_{1/2} = (243,66 \pm 0,09) \text{ jours}$  pour  $^{65}\text{Zn}$  et  $T_{1/2} = (2,6019 \pm 0,0004) \text{ ans}$  pour  $^{22}\text{Na}$
- L'intensité de  $\beta^+$  :  $I_\beta = (1,403 \pm 0,018) \%$  pour  $^{65}\text{Zn}$  et  $I_\beta = (90,554 \pm 0,104) \%$  pour  $^{22}\text{Na}$

- L'intensité des gamma :  $I_\gamma = (50,60 \pm 0,24) \%$  pour  $^{22}\text{Zn}$  et  $I_\gamma = (99,944 \pm 0,014) \%$  pour  $^{22}\text{Na}$ .

## V – 2 - Mesure du bruit de fond

Pour déterminer le nombre de  $^{18}\text{F}$  formé lors de l'irradiation des cibles de  $^{17}\text{O}$ , nous avons besoin de connaître le bruit de fond de coïncidence 511 x 511 keV qui intervient dans l'équation (III-15). Pour cela nous avons mesuré ce bruit une quinzaine de fois sur des durées de plusieurs heures à chaque fois. Le dispositif était identique à celui de l'expérience mais bien sûr sans irradiation de la cible. Les différentes mesures effectuées sont compatibles. Le taux moyen de bruit obtenu est de :

$$\dot{K} = (1.9 \pm 0.2) \text{ événements par heure}$$

## VI- Résultats expérimentaux

### VI – 1 - Activité des cibles irradiées

Trois cibles différentes de  $^{17}\text{O}$  implanté ont été utilisées pour cette mesure, deux sur la résonance à 194.1 keV (en réalité à 196.5 keV pour tenir compte du profil des cibles), la troisième hors résonance à 192,7 keV. Les épaisseurs de cible étaient équivalentes à celles indiquées au chapitre II. Le comptage des coïncidences 511x511 keV était enregistré à des intervalles de temps variables, proches de la minute, au départ (présence de  $^{13}\text{N}$  de période 9,965 min) et de 15 minutes vers la fin de l'irradiation.

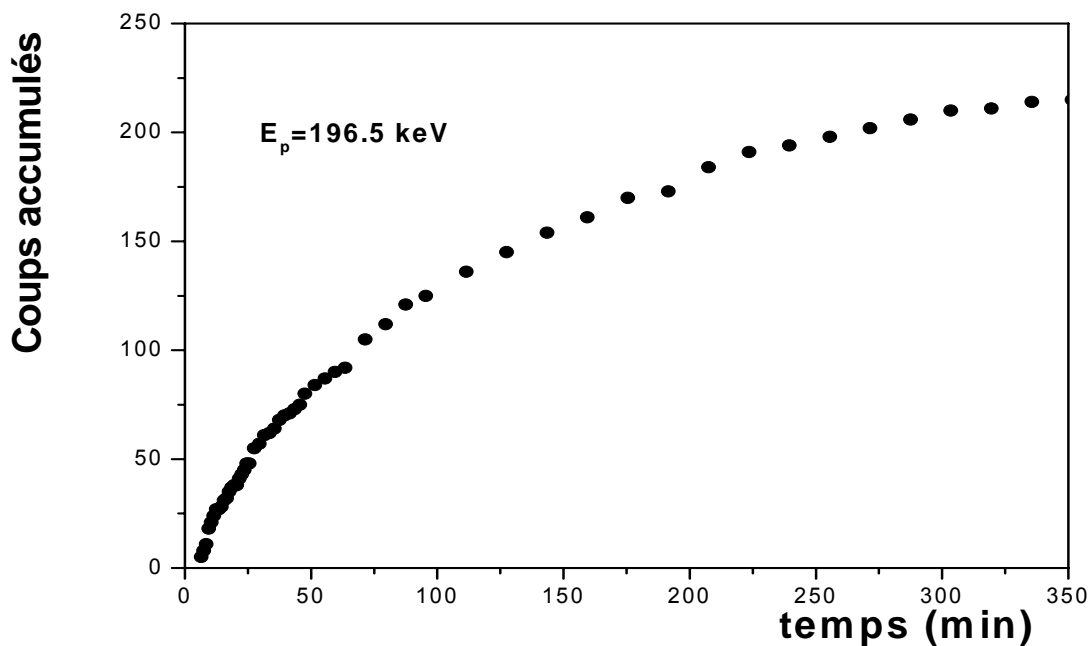
La figure 7 montre l'un des deux résultats obtenus à  $E_p = 196,5$  keV, après une irradiation de la cible de  $^{17}\text{O}$  de 5 heures pour une charge totale de 1.036 coulombs. Il s'agit ensuite de trouver les meilleurs (au sens statistique) paramètres  $N_{18}(\text{fin})$  et  $N_{13}(\text{fin})$  (voir formule III-15) compatibles avec cette courbe. Nous n'avons pas retenu l'option d'un fit usuel en moindres carrés, car les nombres de coups observés par intervalles de temps relèvent clairement de la statistique de Poisson. Nous avons utilisé la méthode de la vraisemblance maximale selon le schéma suivant:

Les paramètres  $N_{18}(\text{fin})$  et  $N_{13}(\text{fin})$  étaient autorisés à varier autour de valeurs compatibles avec les données observées. La valeur de  $\tau_{18}$ , paramètre libre du fit, variait aussi autour de sa valeur  $\tau = 158.36$  min. Pour chaque valeur de ces paramètres, la probabilité d'avoir la séquence de coups mesurée expérimentalement (en fonction du temps) était calculée en multipliant les probabilités individuelles,  $P_i$  correspondant à chaque intervalle de temps.  $P_i$  est la probabilité d'observer les  $\Delta_i^{\text{exp}}$  coups mesurés expérimentalement entre les

temps  $t_i$  et  $t_{i+1}$  pour une distribution de Poisson de nombre de coups moyen  $\lambda_i$  dépendant des paramètres  $N_{18}(\text{fin})$  et  $\tau_{18}$  (ou  $N_{13}(\text{fin})$  et  $\tau_{13}$ ) considérés, soit :

$$P_i = \Pr\{\Delta N = \Delta N_i^{\text{exp}}\} = e^{-\lambda_i} \lambda_i^{\Delta N_i^{\text{exp}}} / \Delta N_i^{\text{exp}}!$$

La fonction de vraisemblance  $\prod_{i=1}^N P_i$  était ainsi calculée (ou plutôt son logarithme) et les meilleures valeurs des paramètres étaient obtenues pour le maximum de cette fonction de vraisemblance.

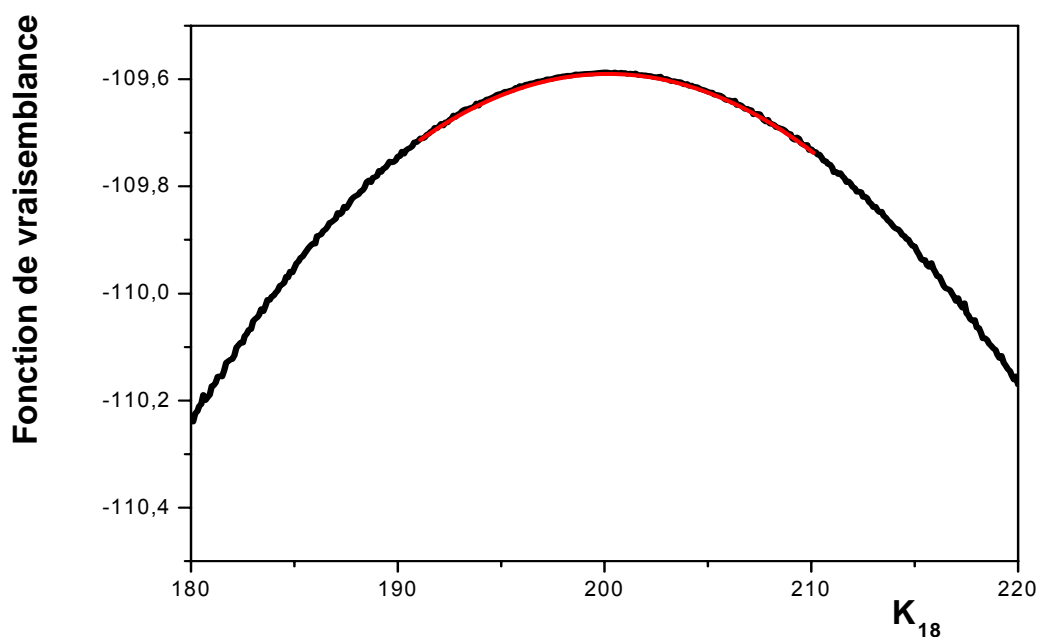


**Figure 7:** Activité gamma en fonction du temps des noyaux de  $^{18}\text{F}$  formés à  $E_p = 196.5 \text{ keV}$  par irradiation d'une cible de  $^{17}\text{O}$ .

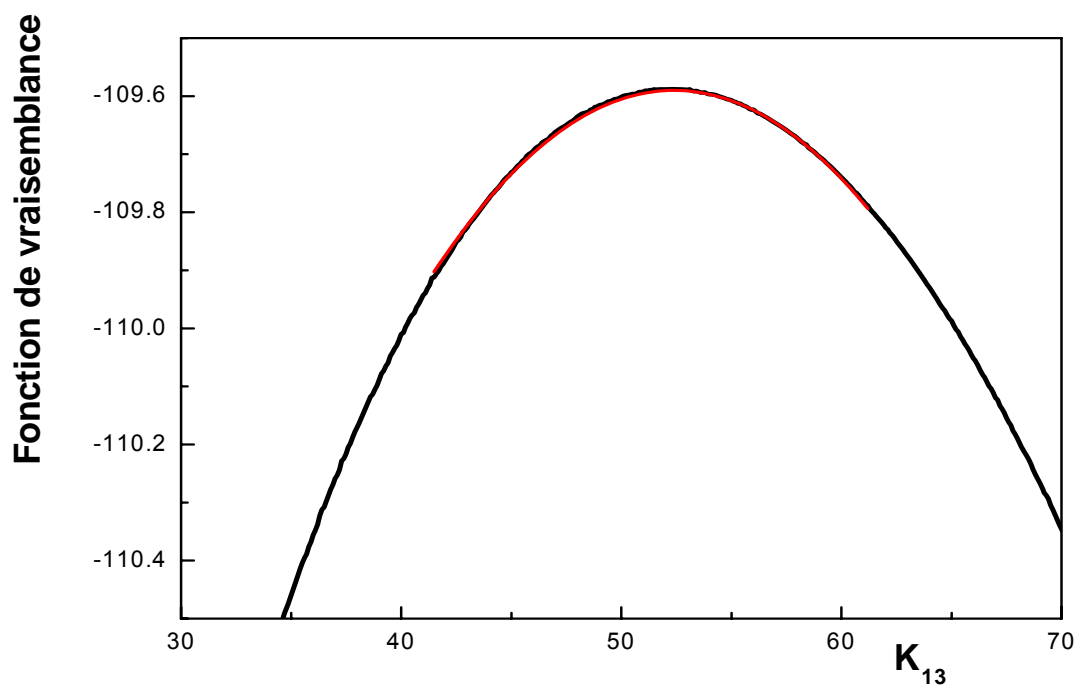
La figure 8 montre le logarithme de la fonction de vraisemblance obtenu pour des valeurs du paramètre  $K_{18}$ , proportionnel à  $N_{18}(\text{fin})$ , (voir formule III-15) proches du maximum de la fonction de vraisemblance. Le maximum de cette fonction nous permet de déduire la meilleure valeur désirée du paramètre  $K_{18}$ , et donc de  $N_{18}(\text{fin})$ , ainsi que celle de  $\tau_{18}$ .

La même procédure permet de trouver la valeur du taux de production des noyaux de  $^{13}\text{N}$  (voir Figure 9). Dans ce cas  $\tau_{13}$  était fixé à sa valeur obtenue dans la littérature, soit  $\tau_{13} = 14.376 \pm 0.005 \text{ min}$  [Fir96, NuDat].

De plus en utilisant l'équation (C-6) pour  $s = 1$  (voir annexe) on obtient l'erreur standard sur la mesure de ces paramètres.

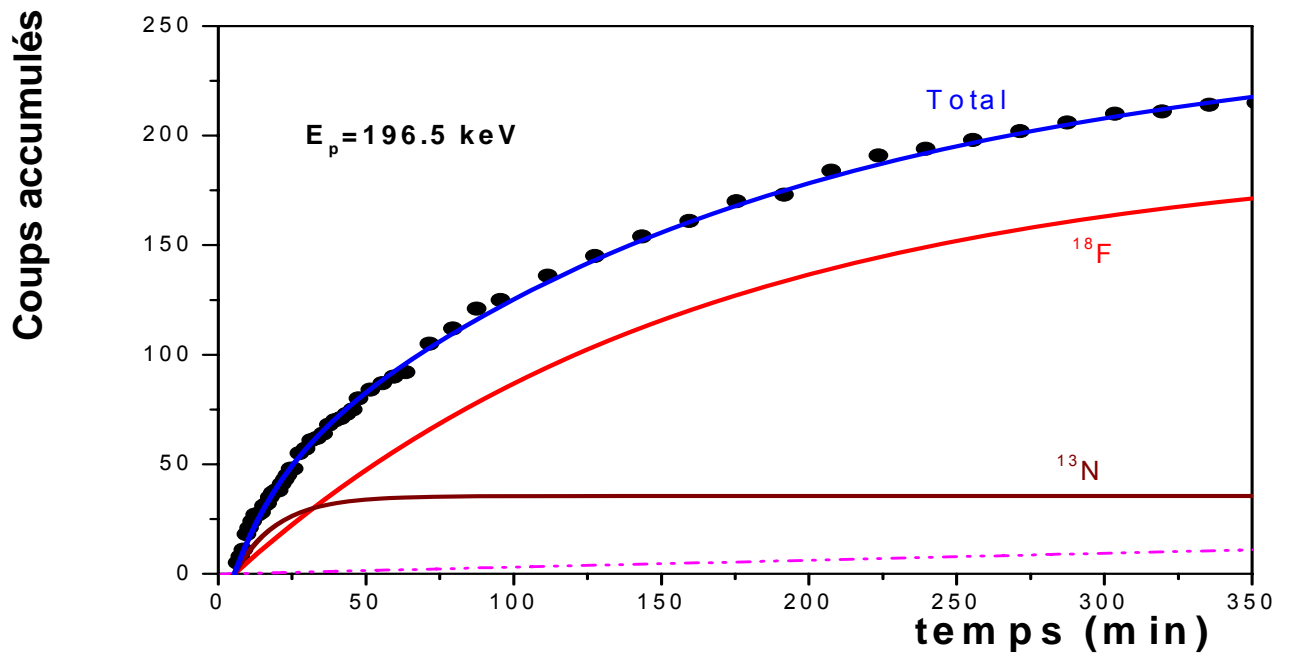


**Figure 8:** Fonction de vraisemblance (voir texte) en fonction de la quantité de  $^{18}\text{F}$  produite lors de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ . Cette courbe est donnée pour la meilleure valeur du paramètre  $\tau_{18}$  obtenue par cette méthode.

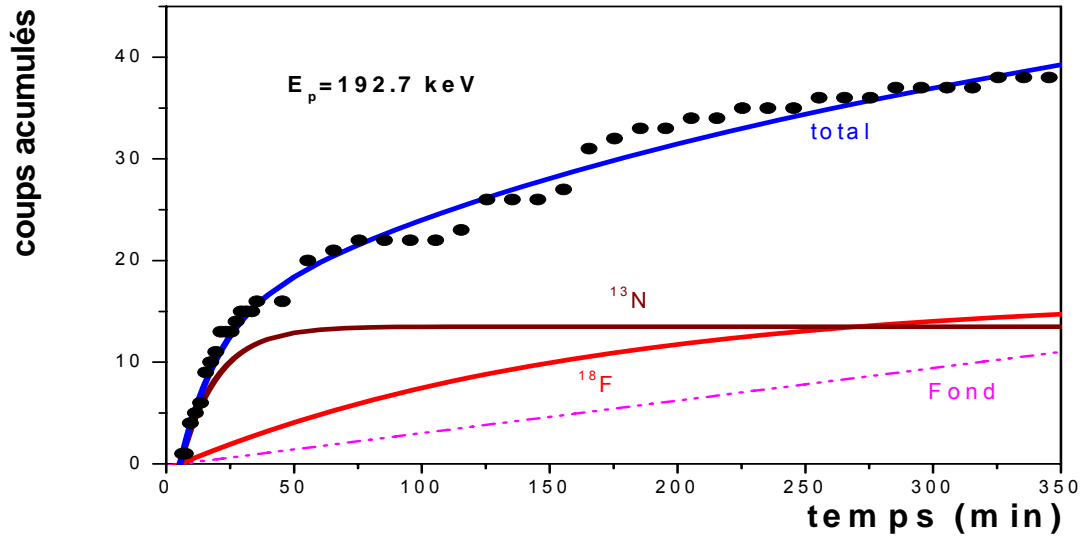


**Figure 9:** Fonction de vraisemblance en fonction de la quantité de  $^{13}\text{N}$  présente lors de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$

Les résultats obtenus par cette technique à  $E_p = 196.5$  keV sont montrés dans la figure 10. Les cercles pleins sont les données expérimentales et les courbes marquées  $^{18}\text{F}$  et  $^{13}\text{N}$  représentent les meilleures contributions obtenues par la méthode du maximum de vraisemblance. Les valeurs correspondantes des paramètres  $N_{18}(\text{fin})$  et  $T_{1/2}^{18}$  sont indiquées dans le tableau 3 pour les deux mesures indépendantes effectuées à  $E_p = 196.5$  keV. En tiret est indiquée la composante du bruit de fond. La courbe avec le label « total » est la somme de ces trois contributions qui reproduit parfaitement bien les données. Il faut noter l'excellent accord obtenu pour la demi-vie estimée du  $^{18}\text{F}$ , soit  $T_{1/2} = 105^{+19}_{-14}$  min, avec celle extraite de la littérature,  $T_{1/2} = 109.77 \pm 0,05$  min [Fir96, NuDat].



**Figure 10:** elle représente la décroissance  $\beta^+$  du  $^{18}\text{F}$  mesurée lors de l'étude de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à une énergie  $E_p^{\text{lab}} = 196.5$  keV et les meilleures estimations des contributions de  $^{18}\text{F}$  et de  $^{13}\text{N}$  obtenues par la méthode de la vraisemblance maximale.



**Figure 11:** Même chose qu'en figure 10 pour l'expérience réalisée à l'énergie  $E_p^{lab} = 192.7$  keV.

| $E_p$ (keV) | $N_{18}$       | $T_{1/2}^{18}$     | $N_{13}$       |
|-------------|----------------|--------------------|----------------|
| 192.7       | $422 \pm 177$  | $103_{-47}^{+217}$ | $471 \pm 183$  |
| 196.5       | $4910 \pm 440$ | $105_{-14}^{+19}$  | $1238 \pm 333$ |
| 196.5       | $4000 \pm 417$ | $110_{-18}^{+27}$  | $1809 \pm 333$ |

**Tableau 3 :** Résultats obtenus en utilisant la méthode de la vraisemblance maximale.

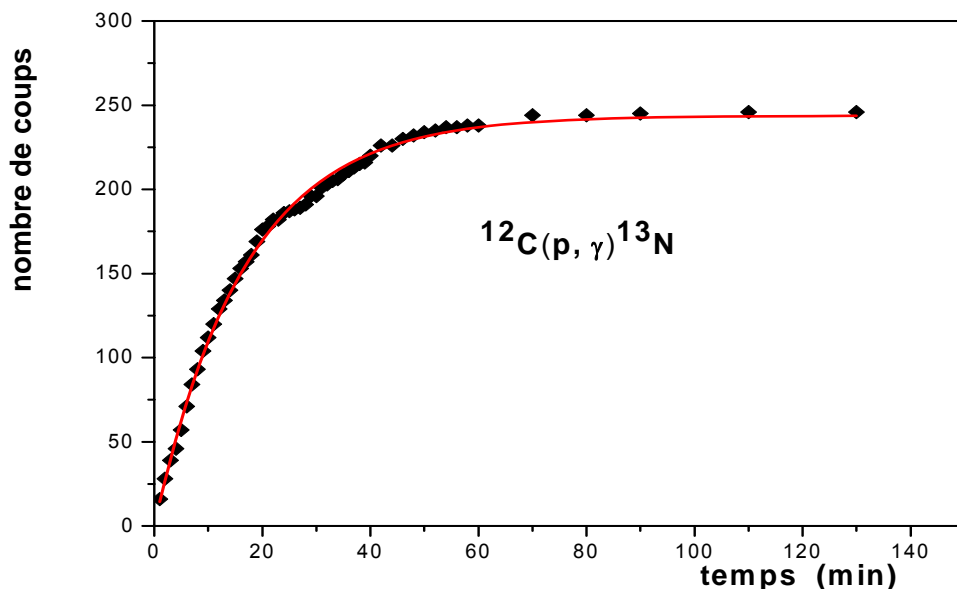
La figure 11 représente les résultats obtenus à  $E_p = 192,7$  keV c'est à dire hors résonance. On observe que le nombre de noyaux de  $^{18}\text{F}$  produits à la fin de l'irradiation est ici beaucoup plus faible. Le plus grand nombre de noyaux de  $^{18}\text{F}$  obtenus à l'énergie d'irradiation  $E_p = 196.5$  keV est donc une signature, non ambiguë, de l'excitation de la résonance de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à  $E_R^{lab} = 194.1$  keV. Par contre celui obtenu à l'énergie  $E_p = 192.7$  keV, relativement faible, résulte du processus de capture directe interférant avec la queue, à basse énergie, de la résonance étudiée (voir discussion plus loin).

Remarquons que des valeurs très similaires à celles du tableau ci dessus ont été obtenues par une minimisation en moindres carrés modifiée selon la référence [Bar96] pour tenir compte du caractère à la Poisson des distributions considérées (voir annexe). Une valeur de  $\chi^2$  réduit de 1.35 a été obtenue qui atteste de la très bonne qualité du fit.

## VI – 2 - Test du dispositif expérimental

Il nous a semblé intéressant de tester le dispositif expérimental utilisé en étudiant la réaction  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  dont la section efficace à ces énergies est connue [Rol74]. Pour cela, une cible de carbone de  $20 \mu\text{m cm}^{-2}$  évaporé sur un support de tantale a été réalisée. La cible a été irradiée pendant 30 minutes (environ trois périodes de  $^{13}\text{N}$ ) à une énergie  $E_p = 196 \text{ keV}$  dans la chambre de réaction de PAPAP. La charge totale déposée était de 162 mC. Puis la cible a été démontée rapidement et placée entre les deux détecteurs disposés selon la même géométrie que pour les expériences sur le  $^{18}\text{F}$ . La décroissance  $\beta^+$  des 511 keV a ensuite été mesurée en coïncidence selon la même procédure que précédemment. Nous avons ainsi mesuré le nombre de  $^{13}\text{N}$  formés dans la cible à la fin de l'irradiation. Ce nombre a été obtenu en utilisant la même méthode de vraisemblance maximale que précédemment.

La figure 12 donne le résultat de la décroissance du  $^{13}\text{N}$  formés par la réaction  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ . La courbe en trait plein représente l'ajustement des points expérimentaux.



**Figure 12:** décroissance  $\beta^+$  du  $^{13}\text{N}$  mesuré lors de l'étude de la réaction  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  à une énergie  $E_p^{lab} = 196 \text{ keV}$ . Le bruit de fond n'est pas marqué à cause de sa faible valeur,  $3.2 \pm 0.4$  coups à  $t = 120 \text{ min}$ .

Les meilleures valeurs des paramètres sont :

| $E_p$ (keV) | $N_{13}$       | $T_{1/2}^{13}$          |
|-------------|----------------|-------------------------|
| 196         | $7643 \pm 476$ | $11,58^{+0,81}_{-0,76}$ |

La section efficace a ensuite été obtenue à partir de  $N_{13}$ (fin) en intégrant sur l'épaisseur de la cible dans laquelle sont formés les noyaux de  $^{13}\text{N}$ , soit 14.3 keV pour des protons de 196 keV. Pour effectuer cette intégration, nous avons choisi une dépendance en énergie de la section efficace de la forme [Rol74]:

$$S(E_{lab}) = 1.24 + 0.295 \exp(E_{lab}/97.5)$$

avec  $E_{lab}$  en keV

Nous trouvons pour le facteur astrophysique mesuré à  $E_p = 196$  keV la valeur  $S(E) = (2.6 \pm 0.5)$  keV-b qui est donc en bon accord avec la valeur donnée par Rolfs et Azuma [Rol74] à cette énergie, soit  $S(E) = (3,3 \pm 0,7)$  keV-b.

Ce résultat est un apport supplémentaire quant à la justesse de la méthode utilisée pour obtenir les résultats recherchés.

### VI – 3 - Force de la résonance $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ à 194.1 keV

Comme indiqué précédemment, la force de la résonance de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à  $E_R^{lab} = 194.1$  keV a été déterminée relativement à celle de la même résonance dans la voie  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ . Par ailleurs, pour obtenir cette valeur nous avons tenu compte de diverses corrections expérimentales telles que l'échappement d'un certain nombre d'atomes de  $^{18}\text{F}$  des cibles irradiées et la contribution de la capture directe. En tenant compte de ces corrections dont l'étude sera développée plus loin, la relation qui lie les deux forces de résonances en utilisant les données expérimentales prend la forme :

$$\frac{(\omega\gamma)_{p\alpha}}{(\omega\gamma)_{p\gamma}} = \left( \frac{Y_\alpha}{Y_\gamma} \right) (1 - F_{ex}) \left( 1 - \frac{Y_{DC}^\gamma}{Y_{tot}^\gamma} \right)^{-1} \quad (\text{III-17})$$

où:

$Y_\alpha$  est le rendement de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  ( $Y_\alpha$  est déterminé à partir des mesures sur la réaction (p, $\alpha$ ) effectuées tous les quart d'heure pendant l'irradiation).

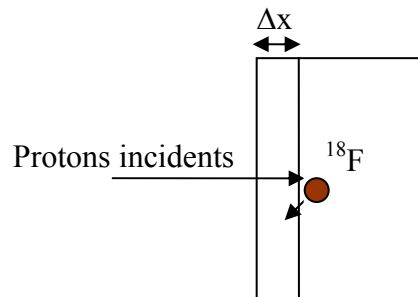
$Y_\gamma$  est celui de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  obtenu à partir des mesures 511 x 511 keV à la fin de l'irradiation.

$F_{\text{ex}}$  est la contribution de l'échappement du  $^{18}\text{F}$

$Y_{\text{DC}}^\gamma / Y_{\text{tot}}^\gamma$  est la contribution relative de la capture directe

### VI – 3 – 1 - Echappement des $^{18}\text{F}$ des cibles irradiées

Certains noyaux de  $^{18}\text{F}$  formés par la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  peuvent être rétrodiffusés lors de leur ralentissement dans la cible, s'échapper de cette dernière et être perdus pour le comptage de l'activité formée (voir figure 13).

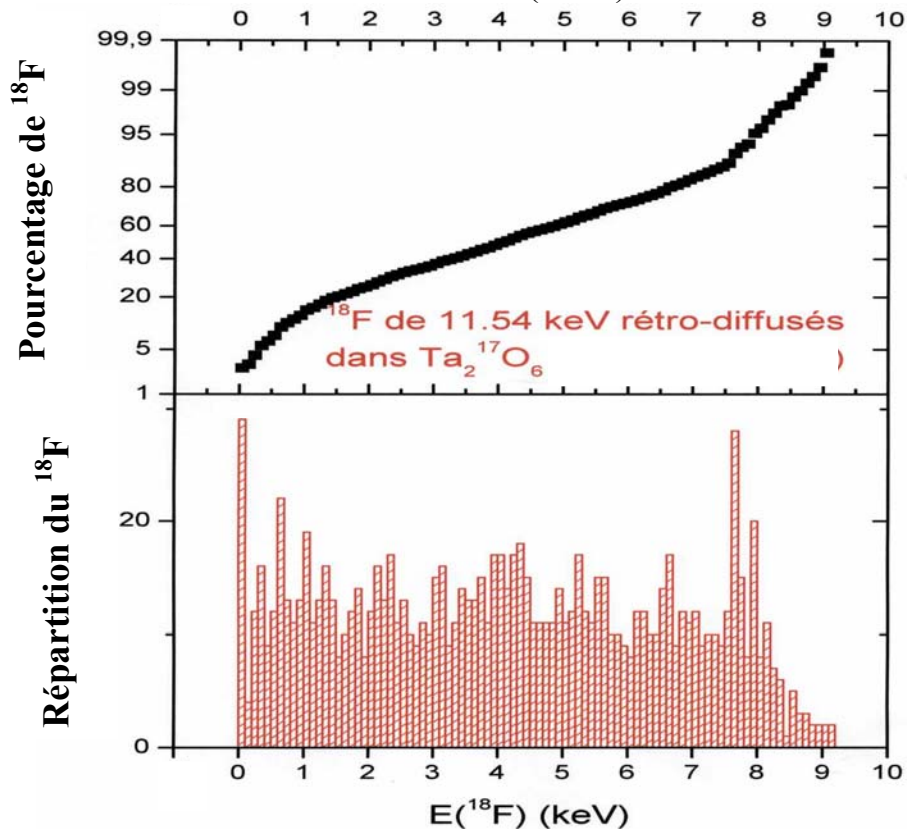


**Figure 13:** Formation et rétrodiffusion du  $^{18}\text{F}$  vers la surface

L'énergie cinétique de recul des ions de  $^{18}\text{F}$  produits à la résonance à  $E_p = 194,1$  keV a été calculée et vaut 11.54 keV. Afin d'estimer la quantité de  $^{18}\text{F}$  qui s'échappe de la cible lors de sa formation, nous avons utilisé une simulation avec SRIM [Zig03] pour étudier la rétrodiffusion des ions du  $^{18}\text{F}$  à cette énergie de 11.54 keV dans une cible de  $\text{Ta}_2\text{O}_6$ . Cette simulation montre que seuls 11% des noyaux de  $^{18}\text{F}$  formés dans la cible sont diffusés vers l'arrière. Le panneau du bas de la figure 14 montre la distribution d'énergie de ces ions rétrodiffusés. Le panneau du haut, quant à lui, montre la distribution cumulée correspondante.

A partir de cette distribution en énergie et de l'estimation de la perte d'énergie des ions de  $^{18}\text{F}$  rétrodiffusés entre leur endroit de formation et l'extrémité de la cible (voir figure 13), nous avons estimé que 60% du nombre d'ions de  $^{18}\text{F}$

rétrodiffusés ne peuvent s'échapper de la cible. La proportion de  $^{18}\text{F}$  perdue par échappement est donc finalement évaluée à  $(4 \pm 2) \%$ .



**Figure 14:** Distribution d'énergie des ions  $^{18}\text{F}$  de 11.54 keV rétrodiffusés dans une cible de  $\text{Ta}_2\text{O}_6$ . La simulation utilise le code SRIM [Zig03].

### VI – 3 – 2 - Contribution de la capture directe à la section efficace totale à l'énergie de la résonance

Le processus de capture directe est un phénomène dont il faut tenir compte lors de l'étude des réactions  $A(p,\gamma)B$ . Au cours de ce processus, le système passe directement d'un état initial du continuum  $A+p$  à l'état final  $B+\gamma$  par interaction avec le champ électromagnétique, sans intervention des forces nucléaires. C'est un processus non résonant et le facteur astrophysique  $S(E)$  associé évolue lentement avec l'énergie. Un traitement de ce processus a été donné par Rolfs [Rol73b].

Le nombre de noyaux de  $^{18}\text{F}$  formés lors de l'irradiation à  $E_p = 196.5$  keV comprend une composante due à ce processus de capture directe qu'il faut soustraire pour évaluer avec précision la force de la résonance.

Le processus de capture directe étant non résonant, il faut tenir compte, dans l'évaluation du nombre correspondant de  $^{18}\text{F}$  formés, de l'épaisseur de la cible utilisée. Plus précisément, le rendement de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  pour la capture directe s'exprime comme:

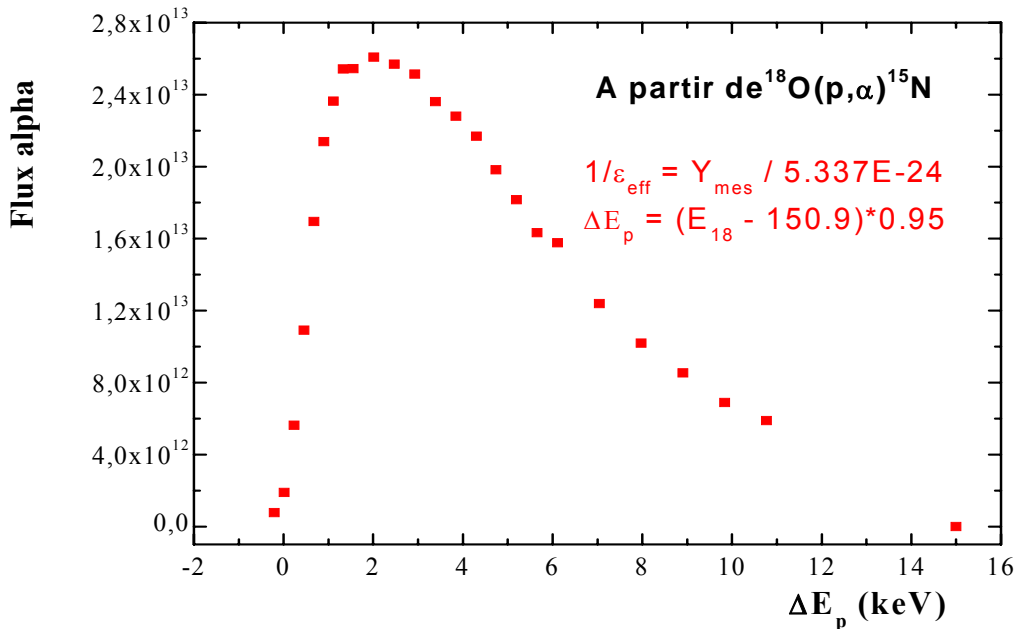
$$Y_{CD}^{\gamma} = \int_{\Delta E} \frac{\sigma_{CD}(E_{cm})}{\varepsilon_{eff}^{cm}(E_{cm})} dE_{cm} = \int_{\Delta E} \frac{1}{\varepsilon_{eff}^{lab}(E_{cm})} \frac{S_{CD}(E_{cm})}{E_{cm} \exp(2\pi\eta)} \frac{M_{17} + m_p}{M_{17}} dE_{cm} \quad (\text{III-18})$$

où  $S_{CD}(E_{cm})$  est le facteur astrophysique pour la capture directe et  $\eta$  l'habituel paramètre de Sommerfeld. Il faut donc évaluer  $\Delta E$ ,  $\varepsilon_{eff}$  et  $S_{CD}(E)$  pour estimer la contribution de la capture directe. Ces quantités interviennent dans notre mesure sur la résonance à 150.9 keV de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ . (voir formule II-6) et nous les avons évaluées à partir de cette étude du fait du taux de comptage suffisamment élevé disponible dans ce cas. La section efficace de pouvoir d'arrêt  $\varepsilon_{eff}$  a été extraite à partir de l'expression:

$$\left( \frac{1}{\varepsilon_{eff}} \right)_{lab} = Y_{mes}^{18} \left[ \frac{(M_{18} + m_p)}{M_{18}} \frac{\lambda^2}{2} (\omega\gamma)_{p\alpha} \right]^{-1} \quad (\text{III-19})$$

où  $Y_{mes}^{18}$  est le flux de particules alpha à une énergie E.

La largeur  $\Delta E$  a été évaluée à partir de la fonction d'excitation de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  montrée sur la figure 15. Le facteur correctif de 0.95 nécessaire pour ce ramener au cas de  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à 194.1 keV a été expliqué au chapitre II.



**Figure 15:** Fonction d'excitation de la résonance à 150.9 keV dans la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ . Les différences d'énergie en abscisse sont ramenées à des valeurs correspondant à  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à 194.1 keV.

La valeur de  $S_{CD}(E)$ , quant à elle, est extraite d'une étude détaillée du processus de capture directe  $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$  présentée dans le chapitre IV. Nous avons finalement retenu l'expression:

$$S_{CD}(E) = 6.2 + 1.61E - 0.169E^2 \quad (\text{III-20})$$

avec  $E$  en MeV et  $S_{CD}(E)$  en keV-b

En prenant la valeur du facteur astrophysique obtenu à  $E_p = 194.1$  keV de  $S_{CD}(E) = 6.51$  keV-b, la contribution de la capture directe sous la résonance peut alors être calculée et nous trouvons un rapport  $Y_{DC}^\gamma / Y_{tot}^\gamma$  estimé à  $(4.3 \pm 2.2)$  %. Cette contribution de la capture directe est déduite de la valeur totale mesurée selon l'expression (III-17).

### VI – 3 – 3 - Résultats finaux

Nous avons donc exploité les données obtenues pour les deux cibles utilisées pour la résonance à 194.1 keV (voir tableau 3). En tenant compte des incertitudes explicitées ci-dessous, nous obtenons les résultats suivants:

|   | Cible 1      | Cible 2      |
|---|--------------|--------------|
| $\frac{(\omega\gamma)_{p\alpha}}{(\omega\gamma)_{p\gamma}}$ | $835 \pm 99$ | $650 \pm 75$ |

**Tableau 4 :** Valeurs du rapport des forces de résonance (p, $\gamma$ ) et (p, $\alpha$ ) obtenues dans deux mesures indépendantes à  $E_p = 196.5$  keV.

La valeur moyenne pondérée de ces deux mesures compatibles donne le rapport des forces de résonance suivant:

$$\frac{(\omega\gamma)_{p\alpha}}{(\omega\gamma)_{p\gamma}} = (717 \pm 60) \quad (\text{III-21})$$

Dans ces calculs, les incertitudes tiennent compte de:

- . l'erreur statistique sur le nombre d'événements de coïncidences 511x511 keV estimée à 7%.
- . l'incertitude sur l'efficacité de détection des gammas évaluée à 5%
- . l'erreur statistique sur le nombre de particules alpha estimée à 1% pour la détermination de  $N_\alpha$
- . l'erreur relative au calcul de l'efficacité de détection des alphas estimée à 3%

À partir de ce rapport et de la valeur de la force de résonance de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  obtenue précédemment [Cha05], la force de résonance de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  est:

$$(\omega\gamma)_{p\gamma} = (2.20 \pm 0.40) 10^{-6} \text{ eV}$$

Il est à constater que cette valeur est plus élevée que celle donnée, durant notre travail, par d'autres auteurs [Fox04], soit  $(\omega\gamma)_{p\gamma} = (1.2 \pm 0.2) 10^{-6} \text{ eV}$ .

#### **VI – 4 Mesure de la section efficace de capture directe à l'énergie de 192.7 keV**

La mesure effectuée sur la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  à 192.7 keV fournit un nombre faible mais significatif de noyaux de  $^{18}\text{F}$  créés (voir tableau 3) par un processus de capture directe interférant faiblement avec la section efficace résonnante.

La section efficace de capture directe peut être extraite de cette mesure à partir de la relation classique :

$$Y_{CD} = \int_{\Delta E} \sigma(E) / \varepsilon(E) dE$$

où  $Y_{CD}$  est le rendement mesuré de production de  $^{18}\text{F}$ ,  $\Delta E$  l'épaisseur de cible,  $\sigma(E)$  la section efficace cherchée et  $\varepsilon(E)$  l'habituel section efficace de pouvoir d'arrêt.

$\Delta E$  et  $\varepsilon(E)$  ont été évalués d'une manière identique à celle indiquée ci-dessus (§ VI-3-2). Le facteur astrophysique de capture directe a été supposé constant sur le faible domaine d'énergie  $\Delta E$ . Nous trouvons finalement:

$$S_{DC}(E) = 8.3 \pm 4.0 \text{ keV barn à une énergie effective } E_{cm} = 180.2 \text{ keV.}$$

Une faible correction de 15% a été appliquée pour obtenir ce résultat: elle tient compte des interférences entre le processus de capture directe et la section efficace de la résonance à 194.1 keV. Ces interférences ont été calculées grâce à une formule simple à deux niveaux extraite de la référence [Rol75].

L'incertitude très importante sur cette mesure est essentiellement de nature statistique et provient du faible nombre de coïncidences 511x511 keV mesurées (voir figure 11).

# **Taux des Réactions**

**$^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  et  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$**

Dans ce chapitre, nous présentons les nouvelles estimations des taux des réactions nucléaires  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  et  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  jusqu'à des températures de  $1.5 \times 10^9$  K (soit  $T_9=1.5$ ) compte tenu de nos résultats expérimentaux .

## I- Rappels sur le calcul des taux de réactions

Les taux de réactions sont des quantités nucléaires fondamentales dans l'établissement de l'abondance des éléments dans l'Univers [Coc00]. Ils sont fonctions des températures du milieu dans lequel les réactions opèrent. On trouvera un exposé détaillé sur cet aspect essentiel de la nucléosynthèse par exemple dans les références [Cla83, Rol88].

Très schématiquement, le milieu considéré est supposé être un gaz parfait à l'équilibre thermodynamique, ce qui permet l'utilisation de la distribution de Maxwell – Boltzmann. Pour une réaction à deux corps, le taux de réaction considéré s'exprime alors par :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \frac{(8/\pi)^{1/2}}{\mu^{1/2} (kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma E \exp(-E/k_B T) dE \quad (\text{IV-1})$$

où  $N_A$  est le nombre d'Avogadro,  $\mu$  la masse réduite du système,  $k$  la constante de Boltzmann,  $\sigma(E)$  la section efficace totale de la réaction,  $T$  la température,  $v$  la vitesse relative des noyaux et  $E$  leur énergie cinétique dans le centre de masse. G.R.Caughlan et W.A.Fowler [Cau88] ont établi sur ces bases en 1988 une célèbre compilation de nombreux taux de réactions. A cette occasion, ils ont introduit de nombreuses approximations qui simplifient le calcul des taux (voir annexe). Nous avons néanmoins choisi dans notre travail de déterminer de façon exacte les taux par intégration numérique de l'expression (IV-1).

## II- Les taux des réactions $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$

Ces calculs de taux de réaction ont été effectués dans la zone de températures allant jusqu'à  $T_9=1.5$ . Nous avons introduit les éléments nouveaux suivants :

- Nouvelles valeurs des énergies d'excitation des niveaux à 5671.6 keV et 5789.8 keV
- Forces de résonance mesurées à  $E_{\text{cm}} = 183.3$  keV dans les voies  $(p,\alpha)$  et  $(p,\gamma)$  et valeurs des largeurs partielles extraites de ces mesures.
- Nouvelle estimation de la capture radiative directe
- Effet d'interférences entre les niveaux  $J^\pi = 2^-$  à 5789.8 keV et à 6809 keV ( $\Gamma_{\text{cm}} = 88$  keV) dans le  $^{18}\text{F}$ .
- Nouvelle estimation de la largeur proton réduite d'un niveau sous le seuil à 5.603 keV. La contribution de ce niveau aux taux de réaction est sensible jusqu'à  $T_9 = 0.02$  environ, comme on le verra plus loin.

- Par ailleurs, l'effet de nombreuses résonances de hautes énergies, est introduit sans modification notable par rapport au travail de la compilation NACRE [Ang99].

Dans ces calculs, il a été tenu compte de la variation des largeurs partielles et totales des niveaux avec l'énergie ainsi que du déplacement du niveau (« level shift ») de la théorie des réactions résonnantes de Lane et Thomas [Lan58, Tho51] quand cela est nécessaire, c'est-à-dire lorsque les largeurs partielles réduites des niveaux considérés sont supérieures à environ dix pour cent des largeurs à une particule (« single particle »).

Les expressions de Breit et Wigner des sections efficaces résonnantes s'écrivent alors :

$$\sigma_{BW}(E, E_R) = \pi \hat{\lambda}^2 \frac{(2J+1)}{(2J_1+1)(2J_2+1)} \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{(E - E_R + \Delta)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (\text{IV-2})$$

où :

$J, J_1$  et  $J_2$  sont les spins du niveau résonant, du projectile et de la cible respectivement

$\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma$  sont les largeurs partielles et totale de la réaction  $A(x,y)B$

$\Delta$  est l'énergie du déplacement de niveau.

## II-1 Comparaison des nouvelles valeurs des forces de résonance correspondant aux niveaux à 5671.6 keV et 5789.8 keV

Les tableaux 1 et 2 récapitulent les valeurs des grandeurs caractéristiques retenues après notre travail [Cha05] pour les niveaux à 5671.6 keV et 5789.8 keV. Dans ces tableaux figurent également les valeurs obtenues dans le travail parallèle de Fox et al. [Fox05] et celles utilisées dans NACRE [Ang99] pour le calcul des taux de réaction antérieurement à notre étude.

| $E_{\text{rcm}}$ (keV)        | $(\omega\gamma)_{p\alpha}$ (eV)              | $(\omega\gamma)_{p\gamma}$ (eV)               | Auteurs    |
|-------------------------------|--|---|------------|
| $65.1 \pm 0.5$ <sup>(1)</sup> | $(4.7 \pm 1.0) \cdot 10^{-9}$ <sup>(2)</sup> | $(1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-11}$ <sup>(2)</sup> | Ce travail |
| $66.0 \pm 0.3$                | $(5.5^{+1.8}_{-1.5}) \cdot 10^{-9}$          | $(5.9^{+1.9}_{-1.1}) \cdot 10^{-11}$          | Ang99      |
| $66.0 \pm 0.3$                | $(4.7 \pm 1.0) \cdot 10^{-9}$ <sup>(2)</sup> | $(1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-11}$ <sup>(2)</sup> | Fox05      |

**Tableau 1:** Valeurs des énergies (centre de masse) et des forces de résonance pour le niveau à 5671.6 keV.

<sup>(1)</sup>  $E_x = (5671.6 \pm 0.2)$  keV ;  $Q[{}^{17}\text{O}(p,\gamma){}^{18}\text{F}] = 5606.45 \pm 0.52$  keV [Aud03]

<sup>(2)</sup>  $\Gamma_\alpha = (130 \pm 5)$  eV [Mak80] ,  $\Gamma_p = (19 \pm 3)$  neV [Fox05] et  $\Gamma_\gamma = (0.45 \pm 0.02)$  eV [Bec82, Til95]. Pour  $\Gamma_p$ , la valeur est légèrement différente de celle donnée dans la référence du travail originale [Bla95], suite à une deuxième analyse des données [Fox05 et Illiadis, communication privée].

| $E_{\text{rcm}}$ (keV)           | $(\omega\gamma)_{p\alpha}$ (eV)    | $(\omega\gamma)_{p\gamma}$ (eV)    | Auteurs    |
|----------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------|
| $(183.3 \pm 0.6)$ <sup>(3)</sup> | $(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$      | $(2.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$      | Ce travail |
| $(179.5 \pm 2.4)$                | $(5.8^{+52}_{-5.8}) \cdot 10^{-5}$ | $(2.5^{+22}_{-2.5}) \cdot 10^{-5}$ | Ang99      |
| $(179.5 \pm 2.4)$                | (4)                                | $(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-6}$      | Fox05      |

**Tableau 2:** Valeurs des énergies et des forces de résonance à  $E_r = 183.3$  keV

<sup>(3)</sup>  $E_x = (5789.8 \pm 0.3)$  keV et  $Q = (5606.45 \pm 0.52)$  keV [Aud03]

<sup>(4)</sup> Résonance non observée.

## II-2 Valeurs des largeurs partielles proton, alpha et gamma pour le niveau à 5789.8 keV

Les valeurs des largeurs partielles et totales des niveaux résonnants doivent être introduites dans les calculs des taux de réaction pour tenir compte de l'influence de leur variation en fonction de l'énergie sur les sections efficaces de Breit et Wigner (voir équation IV-2).

La force d'une résonance de type (x,y) est proportionnelle à la quantité  $\Gamma_x \Gamma_y / \Gamma$  où  $\Gamma$  est la largeur totale du niveau impliquée. La mesure nouvelle des forces de résonances concernant le niveau à 5789.8 keV ( $\omega\gamma=(1.6\pm 0.2)\cdot 10^{-3}$  eV pour la réaction (p, $\alpha$ ) et  $\omega\gamma=(2.2\pm 0.4)\cdot 10^{-6}$  eV pour la réaction (p, $\gamma$ )), couplée à celle déjà connue de la résonance  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$  peuplant le même niveau ( $\omega\gamma=(1.57\pm 0.6)\cdot 10^{-2}$  eV [Rol73a]), permet alors de calculer les trois largeurs partielles du niveau à l'énergie de la résonance.

Les valeurs ainsi calculées sont indiquées dans le tableau 3.

| $E_x$ (keV)      | $\Gamma_p$ (eV)             | $\Gamma_\alpha$ (eV) | $\Gamma_\gamma$ (eV)        | $\Gamma$ (eV) |
|------------------|-----------------------------|----------------------|-----------------------------|---------------|
| 5789.8 $\pm$ 0.3 | (0.38 $\pm$ 0.05) $10^{-2}$ | 6.8 $\pm$ 3.0        | (0.94 $\pm$ 0.36) $10^{-2}$ | 6.8 $\pm$ 3.0 |

**Tableau 3** – Largeurs partielles et totale à la résonance du niveau à 5789.9 keV calculées à partir de nos mesures.

La dépendance des largeurs partielles avec l'énergie est ensuite introduite de la façon suivante :

- Pour la voie gamma, elle s'exprime sous la forme :

$$\Gamma_\gamma(E) = \Gamma_\gamma(E_R) \sum_f B_f \left( \frac{E - E_f}{E_R - E_f} \right)^{2l_f + 1} \quad (\text{IV-3})$$

Où  $E_R$  est l'énergie c.m de la résonance,  $B_f$  le rapport d'embranchement des rayonnements gamma,  $E_f$  l'énergie dans le noyau composé et  $l_f$  la multipolarité de la transition gamma correspondante.

Pour les largeurs partielles proton et alpha, leurs valeurs à l'énergie  $E$  sont calculées en introduisant les rapports de pénétration de la barrière coulombienne pour l'énergie de la particule à l'énergie  $E$  à celle à l'énergie de la résonance  $E_R$ , soit:

$$\Gamma_i(E) = \Gamma_i(E_R) \frac{P_i(E)}{P_i(E_R)} \quad (\text{IV-4})$$

Où  $P_i$  est le facteur de pénétration.

Le terme  $\Delta$  de la formule (IV-2) est pris égal à [Lan58]:

$$\Delta = (F F' + G G') P_i \gamma^2 \quad (\text{IV-5})$$

où  $F$ ,  $G$ ,  $F'$  et  $G'$  sont les fonctions régulière et irrégulière de Coulomb et leur dérivée respective et  $\gamma^2$  la largeur particule réduite du niveau considérée.

## II-3 Résultats et discussions pour la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$

### II-3.1 Le taux global jusqu'à $T_9=1.5$

Comme indiqué plus haut, le taux de réaction aux températures des novae dépend pour une grande part des nouvelles valeurs concernant la résonance à 183.3 keV, et plus faiblement de la résonance associée au niveau à 5671.6 keV dont nous avons légèrement rectifié l'énergie (voir chapitre I).

Par ailleurs, en dessous de  $T_9=0.02$ , un niveau sous le seuil doit être considéré. Nous avons calculé par une intégration directe la contribution de ce niveau à  $E_r = (-3.12 \pm 0.57)$  keV,  $J^\pi = 1^+$ . Dans les travaux précédents (voir réf [Ang99]), la largeur proton réduite de ce niveau était prise égale à  $\gamma_p^2 = C^2 S \times \gamma_{sp}^2$ , où  $C^2 S = 0.12 \pm 0.04$  est le facteur spectroscopique du niveau mesuré par réaction de transfert [Lan89] et  $\gamma_{sp}^2$  est la largeur réduite à une particule prise égale à la limite de Wigner [Lan58], soit 3.33 MeV. Par souci de cohérence, nous avons évalué à nouveau la largeur réduite à une particule du niveau en la calculant avec un puits de Woods-Saxon équivalent à celui de la référence [Lan89]. La valeur trouvée est  $\gamma_{sp}^2 = 0.89$  MeV. Les autres caractéristiques du niveau sont les mêmes que celles considérées dans NACRE (voir réf [Ang99], page 90). Il est intéressant de noter que l'introduction du déplacement de niveau dans l'expression de Breit et Wigner conduit ici à des différences de l'ordre de 5 %.

Le rayon d'interaction pour cette résonance a été calculé avec  $r_0 = 1.25$  fm ( $r = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ) comme dans la référence [Lan89]. Cette valeur a été conservée pour tous les autres niveaux, au lieu de la valeur  $r_0 = 1.4$  fm utilisée dans la référence [Ang99]. Nous avons vérifié que, dans le calcul des taux, les valeurs  $r_0 = 1.25$  fm et  $r_0 = 1.4$  fm ne conduisaient pas à des différences significatives pour les niveaux au-dessus du seuil lorsque l'intégrale inclut la partie rapidement variable de la résonance. Ce n'est évidemment pas le cas pour le niveau sous le seuil. La valeur retenue pour  $r_0$  ne conduit donc à aucune différence significative sur le taux de réaction globale au-dessus de  $T_9=0.02$ , mais à une différence pouvant aller jusqu'à un facteur trois pour les très faibles températures.

Au-dessus de  $T_9=0.3$ , quatorze résonances de haute énergie (de  $E_r = 0.4899$  à  $E_r = 1.1705$  MeV) doivent être considérées. On en trouvera la liste dans NACRE (réf [Ang99], page 91). Nous avons repris leur contribution sans modification, excepté pour les niveaux à  $E_x = 6.163$  MeV et  $E_x = 6.283$  MeV pour lesquels les

taux de réaction ont été calculés par une intégrale numérique eu égard à la largeur totale importante des niveaux (14 keV et 10 keV respectivement). Pour ces deux niveaux les valeurs des forces de résonance sont celles de la compilation NACRE, valeurs à partir desquelles nous avons déduit les largeurs partielles nécessaires pour l'intégration directe.

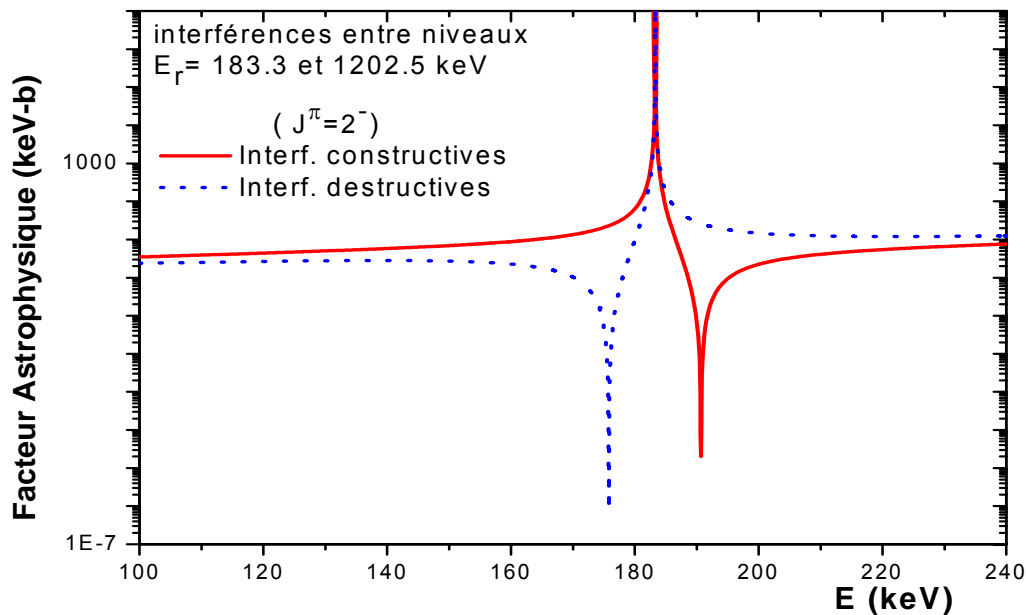
La résonance à 1202.5 keV a été traitée différemment car sa grande force ( $\omega\gamma=(4.93\pm 0.34) 10^3$  eV) [Bro62] et la largeur importante du niveau associé peuvent induire des effets d'interférence avec la résonance à 183.3 keV. Nous avons introduit dans le calcul du taux cet effet d'interférence en utilisant la formule approchée à deux niveaux [Rol75]:

$$\sigma(E) = \sigma_1(E) + \sigma_2(E) \pm 2\sqrt{\sigma_1(E)\sigma_2(E)} \cos(\delta_1 - \delta_2) \quad (\text{IV-6})$$

où  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont données par la formule de Breit et Wigner à un niveau et  $\delta_i = \arctan\left[\Gamma_i(E)/2(E - E_{R_i})\right]$ .

L'interférence peut être soit constructive (signe +), soit destructive (signe -). Les caractéristiques retenues pour le niveau à 1202.5 keV sont les suivantes :  $\Gamma_\alpha=64.5$  keV,  $\Gamma_p=14.5$  keV et  $\Gamma \approx \Gamma_\alpha + \Gamma_p = 79$  keV [Bro62].

La figure 1 montre l'effet de cette interférence sur le facteur astrophysique. Elle n'a d'influence notable que dans une petite zone proche de la résonance à 183.3 keV. Partout ailleurs, les contributions individuelles des résonances à 183.3 keV et à 1202.5 keV sont pratiquement inchangées.



**Figure 1:** Facteur astrophysique de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  concernant les niveaux  $E_r = 183.3$  et  $1202.5$  keV et tenant compte de leur interférence.

Dans le calcul du taux la contribution retenue correspond à la moyenne des contributions avec interférence destructive et constructive. L'effet de l'interférence est faible, comme on le verra plus loin.

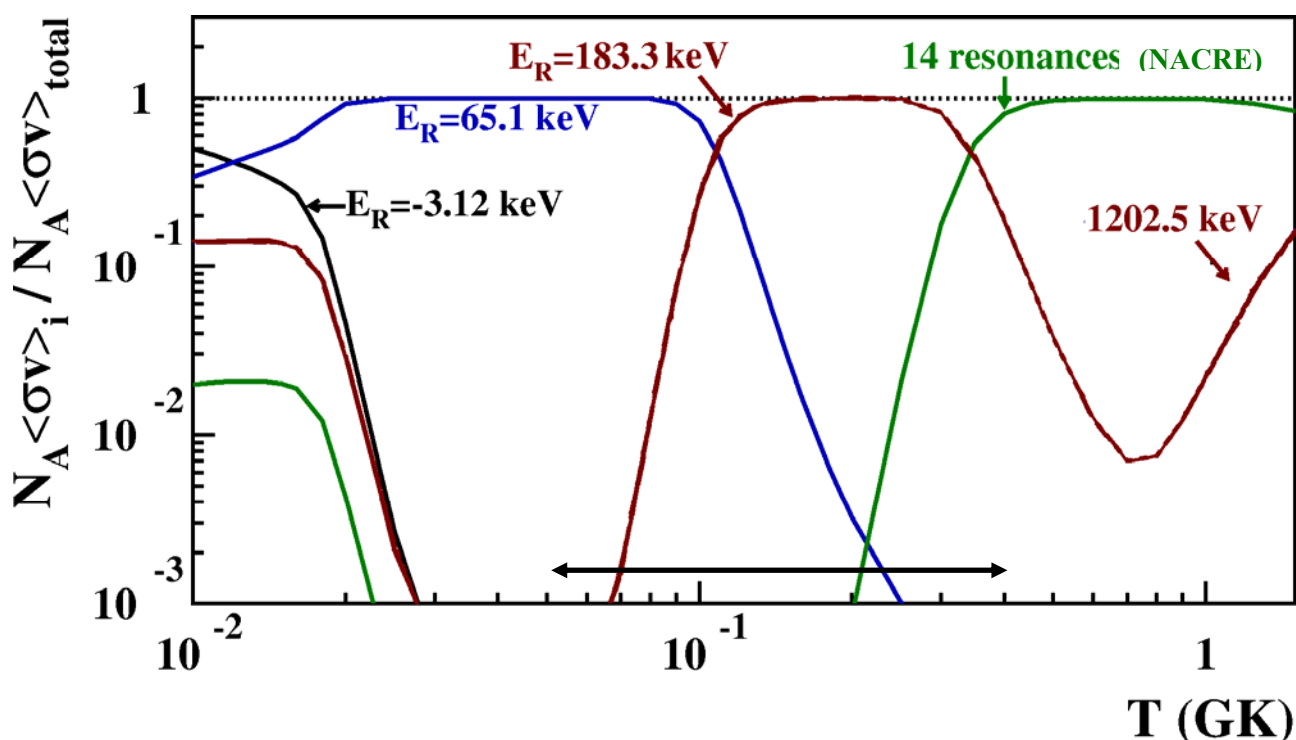
Les différentes contributions que nous venons d'énumérer ont été calculées et ensuite sommées pour fournir le taux de réaction global qui est présenté dans le tableau 4[Cha07].

| T9    | TAUX     | Taux haut | Taux bas |
|-------|----------|-----------|----------|
| 0.010 | 4.97E-25 | 5.92E-25  | 4.02E-25 |
| 0.011 | 5.23E-24 | 6.18E-24  | 4.27E-24 |
| 0.012 | 4.24E-23 | 4.99E-23  | 3.50E-23 |
| 0.013 | 2.79E-22 | 3.26E-22  | 2.31E-22 |
| 0.014 | 1.54E-21 | 1.80E-21  | 1.29E-21 |
| 0.015 | 7.44E-21 | 8.65E-21  | 6.23E-21 |
| 0.016 | 3.26E-20 | 3.77E-20  | 2.75E-20 |
| 0.018 | 6.19E-19 | 7.26E-19  | 5.12E-19 |
| 0.020 | 1.53E-17 | 1.94E-17  | 1.11E-17 |
| 0.025 | 1.54E-14 | 1.99E-14  | 1.10E-14 |
| 0.030 | 1.76E-12 | 2.22E-12  | 1.30E-12 |
| 0.040 | 6.14E-10 | 7.52E-10  | 4.77E-10 |
| 0.050 | 1.92E-08 | 2.32E-08  | 1.52E-08 |
| 0.060 | 1.81E-07 | 2.17E-07  | 1.46E-07 |
| 0.070 | 8.73E-07 | 1.04E-06  | 7.09E-07 |
| 0.080 | 2.79E-06 | 3.30E-06  | 2.28E-06 |
| 0.090 | 7.16E-06 | 8.36E-06  | 5.96E-06 |
| 0.100 | 1.80E-05 | 2.05E-05  | 1.56E-05 |
| 0.110 | 5.20E-05 | 5.77E-05  | 4.62E-05 |
| 0.120 | 1.64E-04 | 1.83E-04  | 1.45E-04 |
| 0.130 | 4.96E-04 | 5.57E-04  | 4.35E-04 |
| 0.140 | 1.35E-03 | 1.52E-03  | 1.18E-03 |
| 0.150 | 3.27E-03 | 3.69E-03  | 2.85E-03 |
| 0.160 | 7.12E-03 | 8.04E-03  | 6.19E-03 |
| 0.180 | 2.59E-02 | 2.92E-02  | 2.25E-02 |
| 0.200 | 7.18E-02 | 8.11E-02  | 6.25E-02 |
| 0.250 | 4.39E-01 | 4.94E-01  | 3.84E-01 |
| 0.300 | 1.65E+00 | 1.82E+00  | 1.48E+00 |
| 0.350 | 6.50E+00 | 6.97E+00  | 6.02E+00 |
| 0.400 | 2.75E+01 | 2.94E+01  | 2.56E+01 |
| 0.450 | 9.99E+01 | 1.07E+02  | 9.28E+01 |
| 0.500 | 2.95E+02 | 3.16E+02  | 2.73E+02 |
| 0.600 | 1.53E+03 | 1.63E+03  | 1.42E+03 |
| 0.700 | 4.96E+03 | 5.28E+03  | 4.64E+03 |
| 0.800 | 1.20E+04 | 1.27E+04  | 1.12E+04 |
| 0.900 | 2.38E+04 | 2.51E+04  | 2.24E+04 |
| 1.000 | 4.12E+04 | 4.34E+04  | 3.91E+04 |
| 1.250 | 1.14E+05 | 1.19E+05  | 1.09E+05 |
| 1.500 | 2.38E+05 | 2.47E+05  | 2.29E+05 |

**Tableau 4:** Taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  entre  $T_9=0.01$  et  $T_9=1.5$ , issu de notre travail

## II-3-2 Contribution relative des différentes résonances

La figure 2 représente la contribution relative au taux global de la réaction des niveaux résonnants correspondant aux énergies  $E_x = 5603.4, 5671.6, 5789.8$  et  $6809$  keV (en tenant compte de l'interférence entre ces deux derniers niveaux), ainsi que celle des quatorze résonances (contributions sommées) de haute énergie considérées dans NACRE.



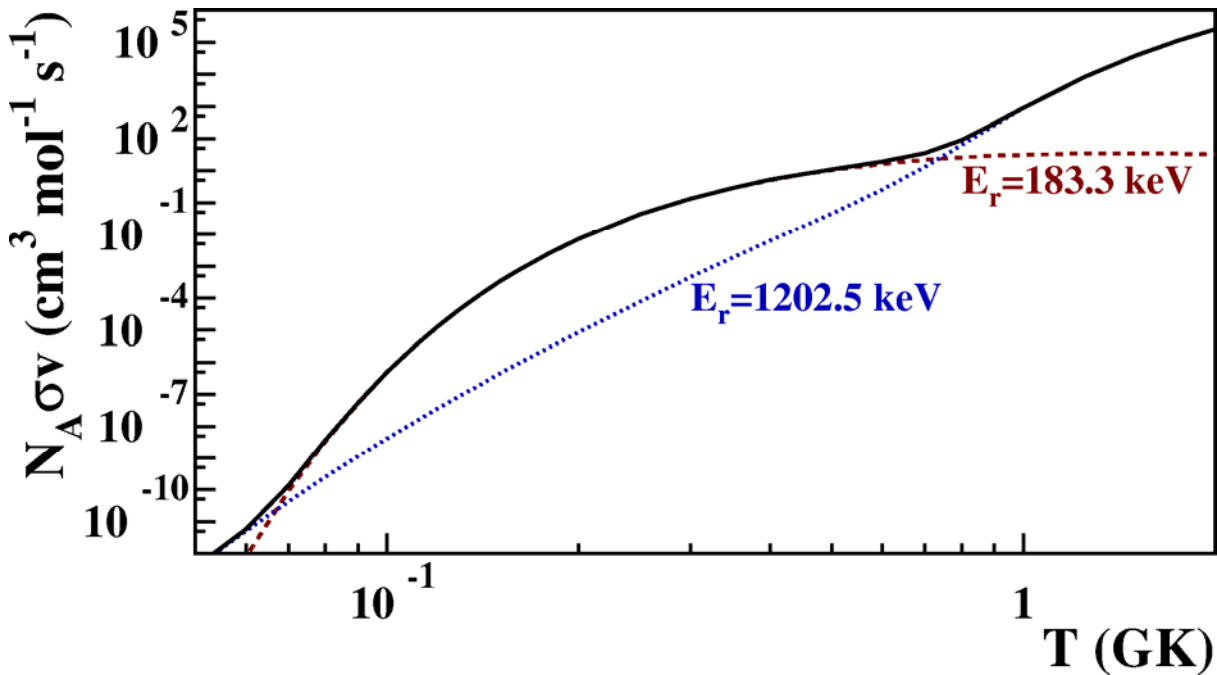
**Figure 2:** Contribution relative au taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  des résonances indiquées. En dessous de 0.02 GK, les deux tracés non référencés en trait plein et en tirets correspondent respectivement aux queues de résonances à  $557 + 677$  keV et  $1202$  keV (voir texte). La flèche horizontale indique le domaine de température relatif aux novae classiques.

On observe sur cette figure que la résonance à  $183.3$  keV, mise en évidence pour la première fois dans ce travail, domine fortement le taux de réaction pour des températures comprises entre  $T_9 = 0.12$  et  $0.3$ , c'est-à-dire dans une zone de température très importante pour la combustion nucléaire des novae.

La figure 3, qui détaille la contribution des résonances à  $183.3$  keV et à  $1205.5$  keV, indique d'abord le faible effet de l'interférence sur les taux : la différence entre interférence destructive et constructive est au maximum de  $20\%$  pour  $T_9 < 0.06$  et négligeable au-dessus de  $T_9 = 0.1$ . L'effet de l'interférence sur les

taux se manifeste donc essentiellement par une légère augmentation des barres d'erreur.

Par ailleurs, cette figure indique bien l'importance de la résonance mise en évidence dans ce travail, puisque le taux retenu (trait plein sur la figure 3), valeur moyenne des contributions des interférences destructives et constructives, peut être identifié à la seule contribution de la résonance à 183.3 keV (tirets) pour  $T_9$  compris entre 0.1 et 0.6.

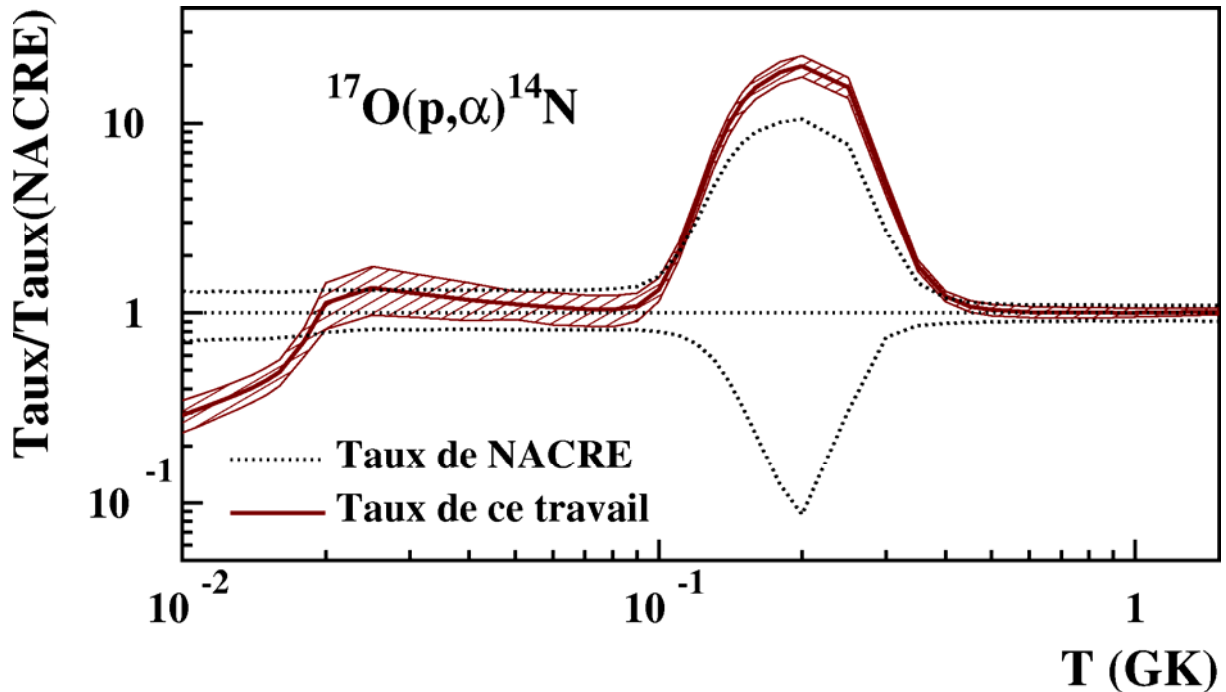


**Figure 3:** Contribution au taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  des résonances à 183.3 et 1202.5 keV. La courbe en trait plein correspond aux valeurs avec interférences, celle en tirets à la contribution de la résonance à 183.3 keV seule et celle en pointillés à la contribution de la résonance à 1202.5 keV.

### II-3-3 Comparaison des nouveaux taux de réaction à ceux de la compilation NACRE

Les taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{18}\text{F}$ , calculés d'après notre travail, sont maintenant comparés dans la figure 4 à ceux donnés par NACRE. Le rapport entre nos valeurs [Cha07] et celles de la compilation est donné dans ce graphe en fonction de la température. La zone hachurée reflète les incertitudes attachées au taux nominal de notre travail et les deux courbes en pointilles indiquent les

valeurs limites estimées dans NACRE par rapport à la valeur recommandée par les auteurs.



**Figure 4:** Rapport des taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  de cette étude et de ceux donnés dans la compilation NACRE [Ang99]. Le trait plein entouré de la zone hachurée correspond à notre travail avec les barres d'erreur associées. Les traits pointillés indiquent la valeur recommandée de NACRE (rapport égal à 1) et les valeurs limites données dans cette compilation.

Cette figure illustre les résultats essentiels de notre travail:

- Les mesures effectuées réduisent considérablement les incertitudes du taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  entre  $T_9=0.1$  et  $T_9=0.4$ , comme le montre la faible épaisseur de la zone hachurée par rapport à l'écart de deux ordres de grandeur existant antérieurement entre les valeurs limites des taux.
- Entre  $T_9=0.1$  et  $T_9=0.4$ , les taux de réaction sont supérieurs d'un facteur allant jusqu'à vingt à ceux recommandés antérieurement. Ceci ne peut manquer d'avoir des conséquences importantes pour l'évolution des novae classiques.

Enfin, point moins important dans l'optique de ce travail motivé par l'étude des novae, les taux de réaction en dessous de  $T_9=0.1$  sont, soit légèrement modifiés (<30%) entre  $T_9=0.1$  et  $T_9=0.02$  à cause de la nouvelle valeur de l'énergie d'excitation du niveau à 5.6716 MeV, soit plus sensiblement changés (facteur 3 environ) pour  $T_9<0.02$  à cause de la nouvelle manière d'évaluer la contribution au taux de réaction du niveau à 5.603 MeV (voir plus haut).

Dans l'évaluation des taux, les incertitudes (limites hautes et basses) ont été calculées en utilisant, soit les formules approchées de la référence [Tho99] pour les résonances, soit l'intégration numérique pour les termes non résonnants.

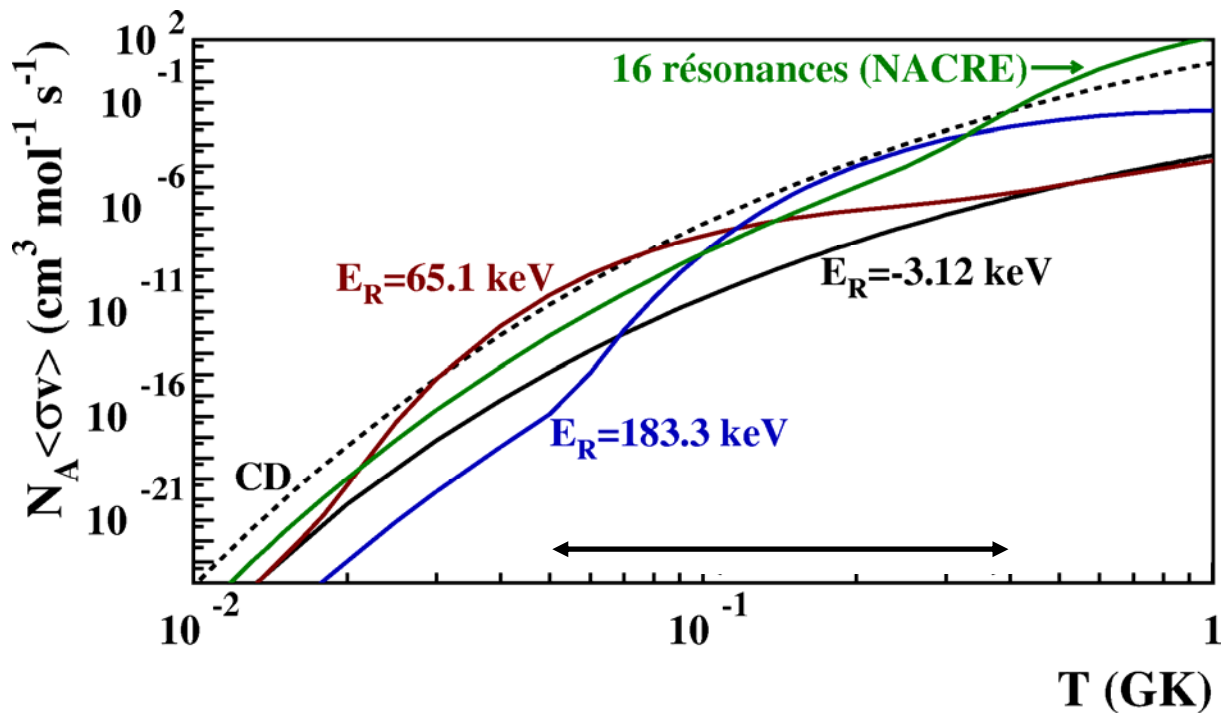
## **II-4 Résultats et discussions pour la réaction $^{17}\text{O} (p, \gamma) ^{18}\text{F}$**

Le même travail que celui qui vient d'être décrit pour la réaction  $(p,\alpha)$  a été effectué pour la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  en utilisant les valeurs des paramètres donnés dans les tableaux 3 et 4. Il existe cependant une différence notable pour  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ , qui tient à la valeur élevée des sections efficaces de capture radiative directe.

### **II-4-1 Contribution des différentes résonances et importance du terme de capture directe.**

Les contributions individuelles au taux de réaction des niveaux à 5.603 ( $E_R = -3.1$  keV), 5.672 ( $E_R = 65.1$  keV) et 5.790 MeV ( $E_R = 183.3$  keV) sont montrées sur la figure 5 entre  $T_9=0.01$  et  $T_9=1$ . Les contributions sommées de seize résonances de plus haute énergie (voir [Ang99] page 89) sont également indiquées (les contributions des niveaux à 6.163 et 6.283 MeV ont été intégrées numériquement, comme pour la réaction  $(p,\alpha)$ , alors que pour les autres résonances les résultats de NACRE sont inchangés).

Sur cette figure, nous montrons également la contribution de la capture directe telle qu'on peut la calculer à partir des mesures effectuées par C. Rolfs [Rol73c]. Le facteur astrophysique déduit de ce travail (qui peut s'exprimer sous la forme  $S(E) = 9.5 - 0.879E$  keV·barn, où  $E$  est donné en MeV) nous a permis de calculer le taux de réaction selon la formule (IV-1).



**Figure 5:** Contributions au taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  des résonances indiquées et du processus de capture directe selon la référence [Rol73c]

On voit immédiatement sur la figure 5 que, selon le travail de [Rol73c], la contribution de la capture directe est dominante pour  $T_9 < 0.03$  et toujours importante au-dessus de  $T_9 = 0.02$  relativement aux contributions des résonances.

Ce point est également souligné dans le travail de Fox et al. [Fox05]. Ces auteurs, à partir de calculs théoriques de cette capture directe, adoptent cependant des valeurs de sections efficaces de capture directe bien inférieures (facteur 2 à 3) à celles retenues par Rolfs.

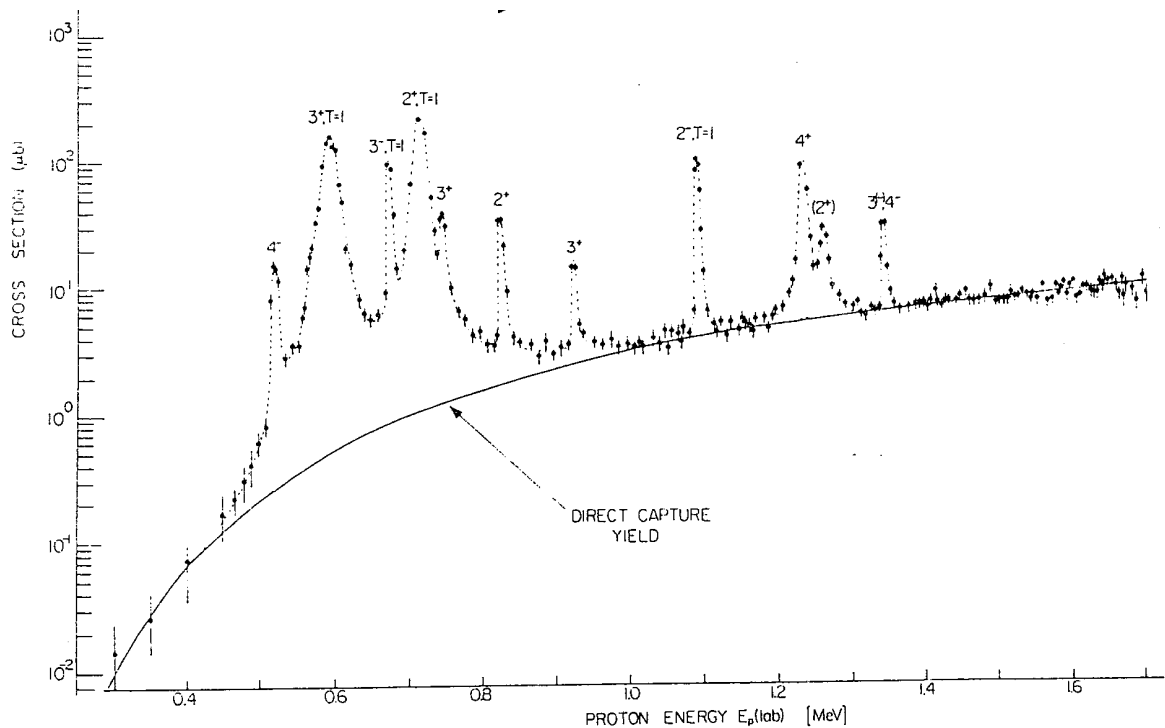
Vu l'importance de la capture directe pour le taux global, il nous a donc semblé utile de faire une analyse critique des travaux des références [Rol73c] et [Fox05], pour mieux estimer, si possible, ce terme de capture directe.

#### II-4-2 Analyse des données de capture directe

Comme indiqué ci-dessus, les seules mesures existantes des sections efficaces de capture radiative directe pour le système  $^{17}\text{O}+p$  sont celles de la référence [Rol73c]. La figure 6 montre un exemple d'une fonction d'excitation mesurée dans ce dernier travail, avec détection des rayonnements  $\gamma$  de la transition  $0.94 \rightarrow 0$  MeV à  $55^\circ$ . On voit immédiatement que la difficulté dans ces mesures est d'isoler les portions de spectres pour lesquels la capture peut être

raisonnablement considérée comme directe et non polluée par une contribution résonnante.

C. Rolfs a considéré qu'il y avait capture directe pure dans les zones d'énergie  $E_p < 0.47$  MeV (4 points de mesure) et  $E_p > 0.95$  MeV, en excluant toutefois dans ce domaine les zones où quatre résonances relativement étroites apparaissent.



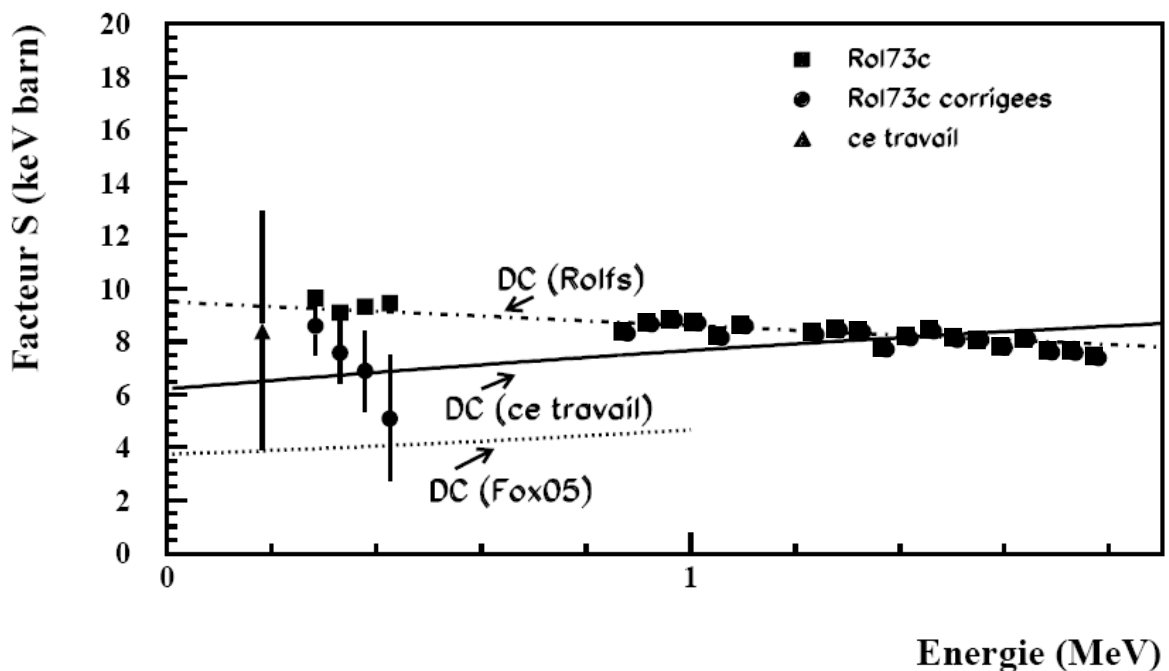
**Figure 6:** Fonction d'excitation de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  mesurée dans [Rol73c]. Les rayonnements gamma, détectés à  $55^\circ$ , proviennent de la transition  $0.94 \rightarrow 0$  MeV

Les facteurs astrophysiques  $S_{\text{CD}}(E)$  déduits de ce travail sont montrés sur la figure 7 par les carrés pleins. Les auteurs ont ensuite extrait les facteurs spectroscopiques des niveaux de capture par une analyse de potentiel utilisant un puits carré pour le calcul des fonctions d'onde des niveaux de capture dans  $^{18}\text{F}$ .

Notons immédiatement que nous n'avons pas eu accès aux valeurs chiffrées des facteurs astrophysiques mesurés dans le travail de C. Rolfs et que les valeurs présentées sur la figure 7 proviennent d'un repiquage de la figure 17 de la référence [Rol73c]. Les points de basse énergie, bien individualisés, sont directement issus du « scan » de cette figure. A haute énergie ( $E > 0.95$  MeV), les données de la figure 17 de la référence [Rol73c] ne sont pas suffisamment bien individualisées pour pouvoir être appréciées point par point par un « scan » de la figure. Nous les avons donc simulées par une série de 19 points distribués selon la courbe moyenne de cette figure (et sa distribution) évaluée par un « scan ».

Un ajustement linéaire à ces données, comme effectué dans [Rol73c], est également montrée sur la figure (courbe référencée DC Rolfs).

Fox et al. [Fox05] ont critiqué le travail de la référence [Rol73c] en faisant remarquer que l'analyse en puits carré, d'une part surestime les valeurs des facteurs spectroscopiques (mais cette remarque ne concerne pas les valeurs mesurées des sections efficaces de capture), d'autre part conduit à une dépendance en énergie de  $S_{CD}(E)$  différente de celle obtenue dans [Rol73c]. Ils estiment également que les points de basse énergie ( $E_p < 0.46$  MeV) de la figure 6 sont pollués par une contribution résonnante issue des résonances larges à  $E_{cm} = 556.7$  keV et  $676.7$  keV (voir figure 6). En conclusion de cette analyse, ils prennent l'option de calculer la section efficace de capture directe sans se référer aux données expérimentales. Ils utilisent pour le calcul un modèle avec un puits potentiel de Woods - Saxon et les valeurs des facteurs spectroscopiques de 21 niveaux du  $^{18}\text{F}$  mesurés par ailleurs [Pol69, Lan89]. Les résultats de ces calculs sont montrés sur la figure 7 sous le label Fox05.



**Figure 7:** Données expérimentales originales et corrigées de [Rol73c] pour le facteur astrophysique relatif à la capture radiative directe dans la réaction  $p+^{17}\text{O}$  et point à basse énergie obtenu dans ce travail. Les résultats des deux ajustements à ces données (voir texte) sont donnés sous forme de courbe en trait plein [Cha07] et en tirets [Rol73c]. La courbe référencée [Fox05] correspond à l'expression obtenue par Fox et al.

Nous avons repris cette étude en tenant compte des données de [Rol73c] (avec modification, voir plus loin) et de la valeur de section efficace de capture directe à  $E_{cm}=0.182$  MeV mesurée dans ce travail (voir chapitre III), et en calculant la dépendance en énergie du facteur astrophysique  $S(E)$  de capture directe avec un puits de Woods-Saxon contrairement au travail de [Rol73c].

Suivant la remarque pertinente de la référence [Fox05], nous avons corrigé les quatre points à basses énergies de [Rol73c] des contributions résonnantes provenant des résonances à  $E_{cm}=556.7$  et  $676.7$  keV. Pour ces corrections, nous avons calculé les sections efficaces de Breit et Wigner correspondantes en incluant les dépendances en énergies des différentes largeurs partielles et totales. Les valeurs des forces de résonances nécessaires pour calculer les largeurs partielles sont prises dans la référence [Ang99]. Les points expérimentaux finalement retenus après correction sont indiqués sur la figure 7 par des cercles pleins.

La dépendance de la section efficace de capture directe (et du facteur astrophysique) en fonction de  $E$  a été calculée grâce au code RACAP du même type que celui de la référence [Fox05], c'est-à-dire utilisant un potentiel de type Woods-Saxon pour calculer les fonctions d'onde radiales des niveaux de capture. Les mêmes paramètres du potentiel que [Fox05] ont été retenus dans le calcul. La forme de la courbe  $S_{CD}(E)$  obtenue est très similaire à celle de Fox et al. (et donc différente de celle calculée avec un puits carré dans [Rol73c]). La courbe  $S_{CD}(E)$  a été paramétrisée sous forme d'une fonction quadratique par un ajustement en moindres carrés. Les valeurs absolues obtenues sont également très semblables, mais rappelons que nous avons plutôt choisi de normaliser ces valeurs sur les données expérimentales pour obtenir les valeurs finales des sections efficaces de capture.

Le résultat de l'ajustement par moindres carrés de cette fonction  $S_{CD}(E)$  aux points expérimentaux après correction, avec comme paramètre libre l'intensité, est montré sur la figure 7 (courbe en trait plein). La forme quadratique correspondante s'écrit:

$$S_{CD}(E)= 6.2+1.614E-0.169E^2 \quad (IV-7)$$

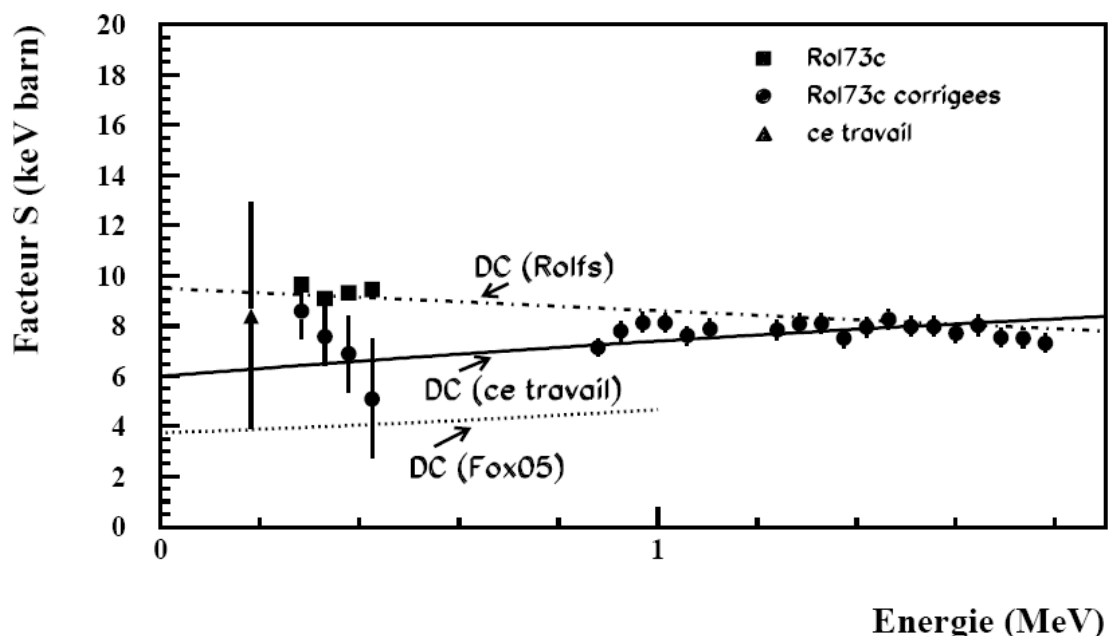
où  $E$  est l'énergie dans le centre de masse en MeV et où  $S$  est donné en keV·barn.

On remarque que les points expérimentaux à 0.37 et 0.46 MeV sont l'objet d'une correction importante due aux contributions résonnantes. Si, pour cette raison, ces deux points sont arbitrairement exclus, le fit reste cependant pratiquement inchangé (à mieux que 1% sur toute la gamme d'énergie).

On remarque par ailleurs que les données « haute énergie » de [Rol73c] sont mal reproduites par la relation IV-7. Nous avons observé que si l'on soustrait de ces données « haute énergie » les contributions correspondant aux niveaux

larges d'énergie 6.163, 6.283 et 6.777 MeV, contributions qui peuvent être calculées sans hypothèses à partir des données expérimentales connues [Til95], on obtient au contraire un ajustement de bonne qualité de la fonction  $S_{CD}(E)$  aux données ainsi corrigées. Ceci est montré sur la figure 8. La fonction  $S_{CD}(E)$  s'exprime alors sous une forme,  $S_{CD}(E) = 6.0 + 1.565E - 0.164E^2$ , très peu différente de IV-7. Nous préférons toutefois conserver comme résultat final la relation IV-7 pour ne pas avoir à introduire des corrections sur des données expérimentales simulées à partir d'un repiquage de figure. Nous introduirons simplement arbitrairement une large incertitude, estimée à 50 %, pour tenir compte de la mauvaise qualité de l'ajustement conduisant à la relation IV-7.

On observe sur la figure 7 une différence notable entre les valeurs les plus probables que nous retenons finalement et celles issues des deux études précédentes [Rol73c] et [Fox05].

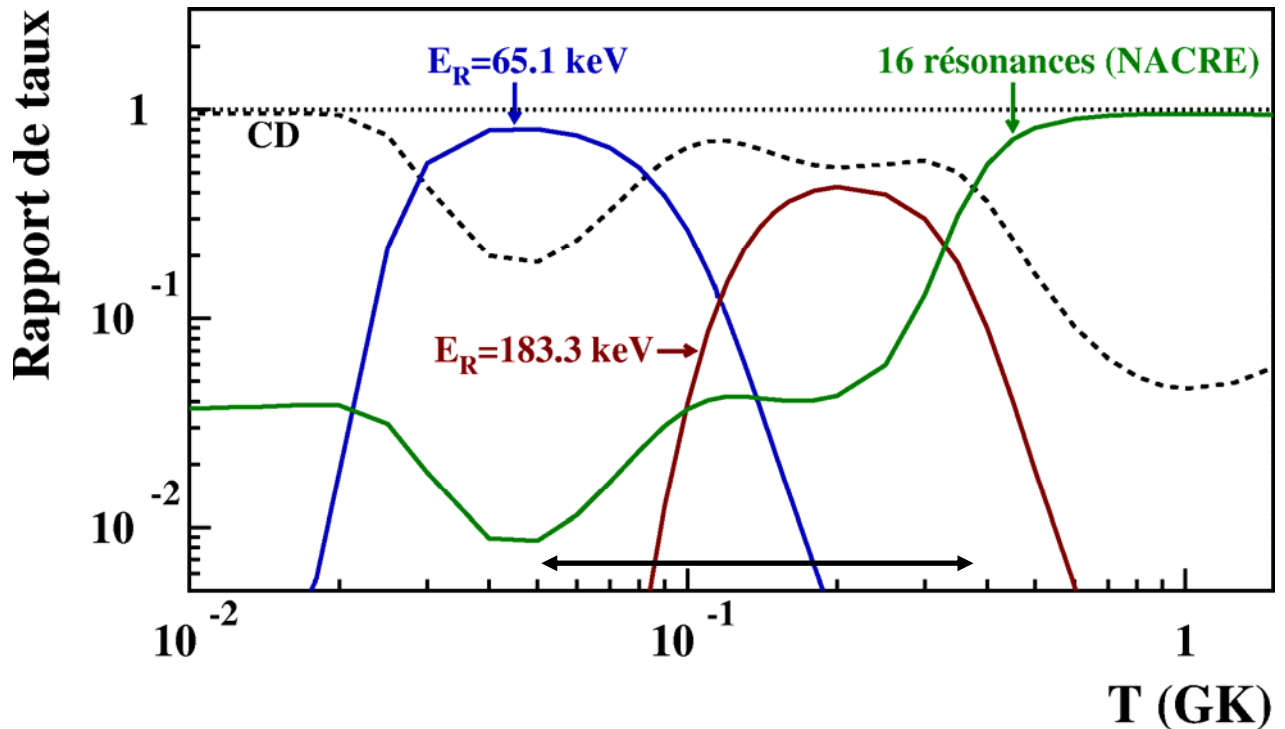


**Figure 8 :** Identique à la figure 7, sauf pour les points expérimentaux à haute énergie qui ont été corrigés de contributions dues aux résonances correspondant aux niveaux d'énergie 6.163, 6.283 et 6.777 MeV (voir texte).

### II-4-3 Contributions relatives des différents termes au taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$

La figure 9 montre la contribution des termes de capture directe et de capture résonnante incluant les deux résonances à  $E_{cm}=65.1$  keV,  $E_{cm}=183.3$  keV et seize autres résonances de plus haute énergie déjà considérées dans NACRE (voir page 89 de [Ang99]) relativement au taux global. Pour les seize résonances de haute énergie, aucune modification n'a été introduite, excepté l'intégration

numérique (déjà mentionnée pour la  $(p,\alpha)$ ) des résonances à 556.7 et 676.7 keV et la modification de la force de la résonance à  $E_{cm}=489.9$  keV récemment remesurée dans [Fox05] ( $\omega\gamma=(1.2\pm 0.3)\times 10^{-2}$  eV au lieu de  $(0.9\pm 0.16)\times 10^{-2}$  eV dans NACRE).



**Figure 9:** Contributions relatives des résonances indiquées et du terme de capture directe.

On observe sur la figure 9 la part toujours importante et souvent prioritaire du terme de capture directe en dessous de  $T_9=0.4$ . Les mesures en  $(p,\gamma)$  concernant le niveau à 5789.8 keV sont donc moins décisives que dans le cas de la réaction  $(p,\alpha)$ , mais demeurent importantes (40% du taux pour  $0.15 < T_9 < 0.3$ ).

#### II-4-4 Taux global de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ entre $T_9=0.01$ et $T_9=1.5$

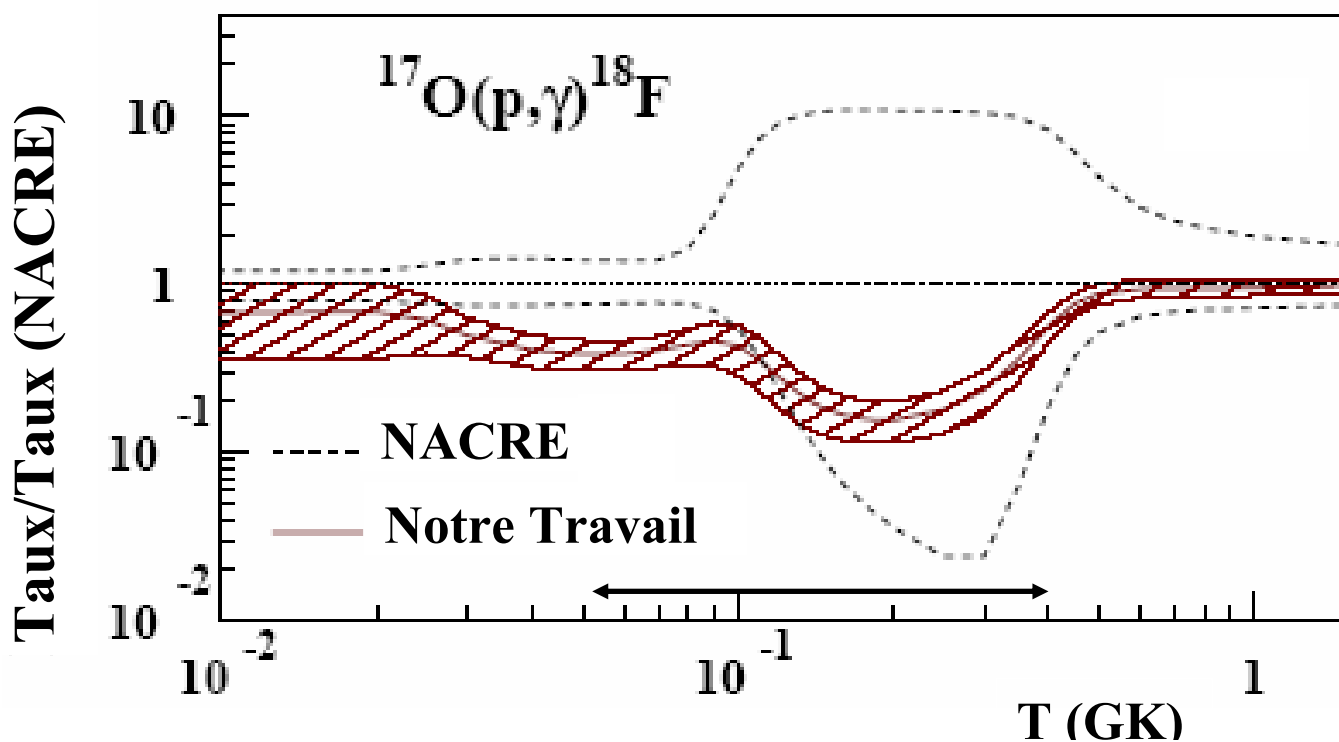
Les valeurs du taux de réaction obtenues en sommant toutes les contributions que nous venons de discuter sont données dans le tableau 5 [Cha07].

| <b>T9</b> | <b>TAUX</b> | <b>Taux haut</b> | <b>Taux bas</b> |
|-----------|-------------|------------------|-----------------|
| 0.010     | 4.55E-25    | 6.73E-25         | 2.37E-25        |
| 0.011     | 4.84E-24    | 7.15E-24         | 2.52E-24        |
| 0.012     | 3.91E-23    | 5.79E-23         | 2.04E-23        |
| 0.013     | 2.54E-22    | 3.76E-22         | 1.32E-22        |
| 0.014     | 1.37E-21    | 2.03E-21         | 7.14E-22        |
| 0.015     | 6.34E-21    | 9.37E-21         | 3.30E-21        |
| 0.016     | 2.57E-20    | 3.80E-20         | 1.34E-20        |
| 0.018     | 3.07E-19    | 4.53E-19         | 1.60E-19        |
| 0.020     | 2.62E-18    | 3.85E-18         | 1.39E-18        |
| 0.025     | 2.37E-16    | 3.26E-16         | 1.47E-16        |
| 0.030     | 1.08E-14    | 1.36E-14         | 8.02E-15        |
| 0.040     | 2.66E-12    | 3.23E-12         | 2.10E-12        |
| 0.050     | 8.19E-11    | 9.83E-11         | 6.55E-11        |
| 0.060     | 8.27E-10    | 9.89E-10         | 6.66E-10        |
| 0.070     | 4.55E-09    | 5.50E-09         | 3.60E-09        |
| 0.080     | 1.78E-08    | 2.22E-08         | 1.35E-08        |
| 0.090     | 5.77E-08    | 7.44E-08         | 4.09E-08        |
| 0.100     | 1.68E-07    | 2.23E-07         | 1.12E-07        |
| 0.110     | 4.54E-07    | 6.13E-07         | 2.95E-07        |
| 0.120     | 1.16E-06    | 1.57E-06         | 7.53E-07        |
| 0.130     | 2.79E-06    | 3.74E-06         | 1.84E-06        |
| 0.140     | 6.29E-06    | 8.33E-06         | 4.25E-06        |
| 0.150     | 1.32E-05    | 1.73E-05         | 9.16E-06        |
| 0.160     | 2.61E-05    | 3.38E-05         | 1.84E-05        |
| 0.180     | 8.50E-05    | 1.09E-04         | 6.13E-05        |
| 0.200     | 2.27E-04    | 2.89E-04         | 1.66E-04        |
| 0.250     | 1.48E-03    | 1.89E-03         | 1.07E-03        |
| 0.300     | 5.98E-03    | 7.71E-03         | 4.24E-03        |
| 0.350     | 2.08E-02    | 2.62E-02         | 1.53E-02        |
| 0.400     | 7.20E-02    | 8.67E-02         | 5.73E-02        |
| 0.450     | 2.38E-01    | 2.75E-01         | 2.01E-01        |
| 0.500     | 6.95E-01    | 7.89E-01         | 6.02E-01        |
| 0.600     | 3.88E+00    | 4.35E+00         | 3.41E+00        |
| 0.700     | 1.37E+01    | 1.53E+01         | 1.21E+01        |
| 0.800     | 3.55E+01    | 3.95E+01         | 3.14E+01        |
| 0.900     | 7.38E+01    | 8.19E+01         | 6.57E+01        |
| 1.000     | 1.32E+02    | 1.45E+02         | 1.18E+02        |
| 1.250     | 3.64E+02    | 4.03E+02         | 3.26E+02        |
| 1.500     | 6.98E+02    | 7.62E+02         | 6.34E+02        |

**Tableau 5:** Taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  après ce travail.

#### II-4-5 Comparaison des taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ calculés dans ce travail à ceux de la compilation NACRE.

La figure 10 montre le rapport des taux calculés (zone hachurée pour indiquer les incertitudes) [Cha07] à ceux donnés par NACRE [Ang99]. Comme pour la réaction (p, $\alpha$ ), on observe, après notre travail, des variations substantielles sur les valeurs des taux en même temps qu'une diminution considérable des incertitudes. En particulier, notre mesure de la force de la résonance à 183.3 keV conduit à une diminution d'un facteur 6 environ du taux à  $T_9=0.2$  par rapport au taux recommandé dans NACRE.



**Figure 10:** rapport des taux calculés dans ce travail à ceux de la compilation NACRE. La zone hachurée représente nos mesures et les courbes en pointillés les valeurs recommandées par NACRE ainsi que les limites hautes et basses correspondantes.

### III Illustration de l'influence des nouveaux taux des réactions $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ sur l'évolution des novae

Un code mis au point par J. José et M. Hernanz [Her96] à Barcelone a été utilisé pour illustrer l'influence des nouveaux taux de réaction sur les abondances de divers éléments dans les novae, et plus spécifiquement sur ceux du  $^{18}\text{F}$  et de  $^{17}\text{O}$ .

#### III-1 Modélisation des novae

Un code hydrodynamique unidimensionnel a été développé par l'équipe de Barcelone pour l'analyse de l'évolution de l'explosion thermonucléaire (jusqu'à éjection de la masse concernée) et de la nucléosynthèse associée dans l'enveloppe accrétée des naines blanches.

Ce code utilise une formulation lagrangienne à symétrie sphérique qui permet d'éviter une mauvaise génération de la diffusion numérique, qui cause beaucoup de problèmes dans les tentatives de modélisation de la combustion. Cette approximation unidimensionnelle reflète un compromis entre les conditions réelles et calculées. Malgré les problèmes intrinsèques associés à la description de la convection, qui est certainement un processus multidimensionnel, plusieurs caractéristiques brutes des explosions de novae peuvent être modélisées utilement par un code uni dimensionnel.

La zone où se développe l'explosion est partagée en  $N$  couches circulaires. Le code prévoit l'évolution de la luminosité  $L_i$ , du rayon  $r_i$ , de la vitesse  $v_i$ , de la température  $T_{i+1/2}$  et du volume spécifique  $V_{i+1/2}$  pour chaque couche en résolvant les équations différentielles couplées de l'évolution hydrodynamique: conservation de la masse, de l'impulsion, de l'énergie, description du transport d'énergie radiatif et convectif et définition de la vitesse en formulation lagrangienne. Le code est couplé à un réseau de réactions nucléaires qui suit l'évolution détaillée d'une centaine d'isotopes tout au long de l'explosion. Initialement, l'enveloppe est supposée avoir une masse, une température et une luminosité données puis le code tient compte des processus d'accrétion pour déterminer de façon cohérente l'évolution de ces paramètres selon le schéma suivant:

- Durant l'intervalle de temps  $[t_0, t_0 + \Delta t]$ , on évalue la masse accrétée durant le pas utilisé dans la procédure de convergence, soit  $\Delta M = M \Delta t$ .
- On ajoute la masse accrétée à la masse totale de l'enveloppe,  $M'_{\text{env}} = M_{\text{env}} + \Delta M$ , et on décale les limites des  $N$  couches qui définissent les grilles de l'enveloppe calculée, en conservant le rapport de la masse initiale et des zones voisines.

- On interpole les variables physiques, rayon, luminosité et vitesse en accord avec la nouvelle masse de la grille. A partir du rayon extrapolé et de la supposée conservation de masse, on obtient de nouvelles valeurs pour le volume spécifique.
- Dans le but de déduire les nouvelles valeurs pour la température au milieu de l'enveloppe, on adopte une extrapolation avec de nouveaux volumes spécifiques (qui sont centrés par rapport à la couche) La variation de la composition chimique due à la répartition en zones, aux réactions nucléaires et le mélange convectif durant  $\Delta t$  est également évaluée
- Le modèle stellaire est alors élaborée et on passe à l'instant  $t_2 = t_1 + \Delta t$  : les pas précédents sont alors répétés.

La procédure est appliquée jusqu'au point où le taux de génération d'énergie par les réactions nucléaires dépasse  $10^8 \text{ erg g}^{-1}\text{s}^{-1}$ . A cette étape, l'évolution prend place à une échelle caractéristique de l'ordre de l'échelle de temps nucléaire, qui est plus courte que le temps caractéristique de l'échelle de temps de l'accrétion. Cependant, on arrête l'accrétion (qui ne joue certainement aucun rôle significatif pour de petits pas de temps) pour éviter des problèmes numériques potentiels associés à la répartition durant la phase hydrodynamique réelle de l'explosion.

Certains paramètres d'entrée du modèle ont une grande influence sur la nucléosynthèse, tels la composition chimique de l'enveloppe et la masse de la naine blanche. Dans le modèle, la matière accrétée est supposée être de composition solaire et mélangée avec un taux pouvant varier de 25 à 75 % avec les couches extérieures de la naine blanche dont la composition chimique est celle typique des naines CO ou ONe (enrichissement considérable en C, O et  $^{22}\text{Ne}$ ). Les masses de naines considérées sont prises égales à 0.8, 1.0 ou 1.15  $M_{\odot}$  pour les naines CO et 1.0, 1.15, 1.25 ou 1.35  $M_{\odot}$  pour les naines ONe.

Le taux d'accrétion et la luminosité initiale de la naine blanche sont également des paramètres importants puisqu'ils conditionnent la violence de l'explosion en jouant sur le taux de dégénérescence du milieu.

### III-2 Illustration de l'influence des taux de réactions $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ .

Dans le cas qui nous concerne, nous avons adopté le modèle d'une naine blanche ONe de 1.15  $M_{\odot}$ , l'hydrogène étant accrété à un taux de  $2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ . Les taux des réactions  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  et  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ , calculés à partir de nos mesures ont été utilisés ainsi que ceux des références [Fox05, Ang99] pour comparaison. Les autres taux de réactions sont inchangés.

Avec les nouveaux taux des réactions ( $^{17}\text{O}+p$ ), l'abondance finale de  $^{17}\text{O}$  a été trouvée réduite d'un facteur 2.4 par rapport à [Fox04] et 1.4 par rapport à [Ang99]. L'augmentation considérable des nouveaux taux de la réaction

$^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  réduit l'abondance finale du  $^{18}\text{F}$  d'un facteur 2.9 par rapport à [Fox04] et d'un facteur 7.9 par rapport à [Ang99]).

Il peut sembler à première vue étonnant que l'abondance de l'élément  $^{17}\text{O}$  soit moins réduite sous l'effet des nouveaux taux que celle du  $^{18}\text{F}$ . Ceci tient aux détails de l'évolution temporelle de la variable température au cours de l'explosion: les températures les plus élevées ( $T_9 > 0.1$ ), pour lesquelles  $^{17}\text{O}$  est dramatiquement détruit avec les nouveaux taux, ne sont observées que pendant un temps de l'ordre de la durée de vie du  $^{17}\text{F}$  créé par la réaction  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  (voir le réseau des réaction dans l'introduction). Le  $^{17}\text{F}$  continue ensuite à décroître en formant  $^{17}\text{O}$ , alors que les températures ne sont plus dans le domaine où les taux de réaction ( $^{17}\text{O}+p$ ) ont sensiblement changé par rapport à la compilation NACRE.

La production moindre de  $^{18}\text{F}$  se manifeste dans la réduction significative de la distance de détectabilité des rayonnements  $\gamma$  associés à la production du  $^{18}\text{F}$  (voir introduction). Si l'on suppose que le flux  $\gamma$  est proportionnel à la quantité de  $^{18}\text{F}$  créé, la distance de détectabilité du  $^{18}\text{F}$  par astronomie gamma augmente d'un facteur  $\sim 1.7$  par rapport à l'estimation [Fox04] (et de 2.8 si l'on utilise les taux de [Ang99]).

Il est clair que ces résultats ne représentent qu'une illustration de l'influence de nos travaux sur l'abondance du  $^{18}\text{F}$  et de  $^{17}\text{O}$  dans les novae et qu'une étude détaillée serait très intéressante et devra être effectuée (différentes masses de naines blanches, variation des taux d'accrétion...). Indiquons simplement ici que les temps caractéristiques d'obtention d'un résultat avec le code de Barcelone se mesurent en semaines et nécessitent le travail attentif des concepteurs du code...

# CONCLUSION

Le principal résultat obtenu dans ce travail aura été la découverte d'une résonance non observée jusqu'alors à  $E_{\text{cm}} = 183.3$  keV dans la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  et la mesure de sa force, à savoir  $\omega_{\gamma p\alpha} = (1.6 \pm 0.2)$  meV. Nous avons également mesuré, en même temps qu'une autre équipe américaine, la force de la résonance correspondante dans la voie  $(p,\gamma)$  et nous avons trouvé la valeur  $\omega_{\gamma p\gamma} = (2.2 \pm 0.4)$   $\mu\text{eV}$ . Pour réaliser cette mesure nous avons utilisé une technique d'irradiation à la sensibilité très élevée, ce qui a nous également permis d'effectuer une mesure de la section efficace de capture radiative directe à une énergie proche de la résonance, soit  $E_{\text{cm}} = 180.2$  keV.

A partir de ces mesures, nous avons pu déterminer des caractéristiques jusqu'alors inconnues du niveau résonnant, à savoir sa largeur proton, sa largeur radiative, sa largeur  $\alpha$  et donc sa largeur totale. Nous avons mesuré, dans une autre expérience, l'énergie d'excitation précise du niveau et obtenu une valeur limite sur sa vie moyenne en utilisant la méthode de l'atténuation du déplacement Doppler. Cette valeur limite est en bon accord avec la largeur totale déduite des mesures de forces de résonance, contrairement à une mesure précédente de vie moyenne qui se révélait incompatible avec cette dernière.

A partir de ces différentes mesures, nous avons calculé de nouvelles valeurs des taux des réactions nucléaires  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$  et  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  jusqu'à des températures de  $1.5 \times 10^9$  K.

Dans ces calculs, nous avons introduit des éléments nouveaux concernant d'autres niveaux ou processus, à savoir essentiellement :

- une nouvelle valeur de l'énergie d'excitation du niveau à 5671.6 keV,
- une nouvelle estimation de la largeur proton réduite d'un niveau sous le seuil à 5.603 keV. La contribution de ce niveau au taux de réaction est sensible à basse température, jusqu'à  $T_9 = 0.02$  environ,
- une nouvelle estimation de la capture radiative directe.

A l'occasion de cette analyse critique de la section efficace de capture radiative directe, il est apparu que de nouvelles mesures aussi bien à faible énergie ( $\sim 200$  à  $300$  keV) qu'à plus haute énergie ( $> 1$  MeV) seraient très utiles pour clarifier une situation qui demeure expérimentalement assez floue et qui conduit à une incertitude assez importante sur ce taux de capture directe qui présente une contribution élevée au taux de réaction global jusqu'à des températures élevées ( $\sim 0.4$  GK).

Finalement notre étude conduit à une réduction considérable de l'incertitude sur le taux de la réaction  $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$  dont on peut dire qu'il est maintenant connu et maîtrisé avec précision. Pour la réaction  $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ , comme nous venons de le dire, les incertitudes restent plus élevées, mais des progrès considérables (de plusieurs ordres de grandeur) sur la connaissance du taux de la réaction ont été obtenus grâce à notre travail.

Nous avons également montré l'importance des résultats expérimentaux obtenus contribuant à une meilleure connaissance de la nucléosynthèse explosive dans les novae classiques. Les nouveaux taux de réactions ont été introduits dans des simulations hydrodynamiques d'explosions de novae classiques, avec comme résultat essentiel une production significativement moindre du noyau  $^{18}\text{F}$  par rapport aux calculs antérieurs utilisant les anciens taux de réaction. L'estimation la plus précise possible de la production de  $^{18}\text{F}$  dans ces explosions est importante car le rayonnement gamma de 511 keV, émis consécutivement à la désintégration radioactive du  $^{18}\text{F}$ , est susceptible d'être observé par des ensembles de détection embarqués comme INTÉGRAL. Du point de vue nucléaire, la principale inconnue n'est plus, après ce travail, le taux des réactions sur  $^{17}\text{O}$  mais celui de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  étudiée activement à travers le monde.

# **ANNEXES**

## ANNEXE A

### I- Distribution angulaire

La réaction particule – particule est représentée par le schéma de la figure 1 [Fer65] :

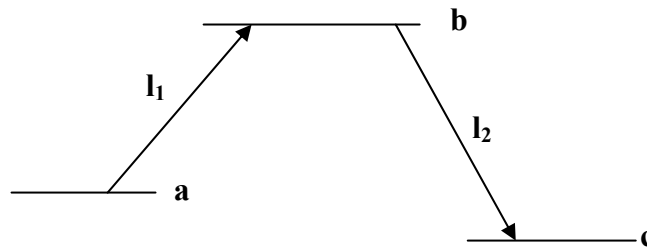


Figure 1 : Schéma de la réaction particule – particule

Cette réaction est supposée être une succession de transitions. Chaque transition a un état initial et un état final, ainsi qu'une particule entrante et une sortante. Trois moments angulaires interviennent à ce stade, les spins du projectile et de la cible et le moment angulaire orbital de la particule incidente. Il y a deux façons de combiner ces paramètres :

La première est le schéma de voie de spin dans lequel le vecteur spin est la somme des spins du projectile et de la cible :

$$a = s_1 + s_2$$

$a$  et le moment angulaire orbital  $l_1$  de la particule incidente sont combinés pour former le spin du noyau composé :

$$b = a + l_1$$

Ceci est illustré sur la figure ci-dessus. Le noyau composé se casse en émettant des particules de moment angulaire  $l_2$ , quittant le noyau dans un état de voie de spin représentée par le vecteur spin  $c$ .  $c$  et  $l_2$  se combinent pour former  $b$  :

$$c + l_2 = b$$

Si la particule sortante a un spin  $s_2$  et le noyau résiduel un spin  $s_3$ , ils se recombinent pour donner  $c$  tel que :

$$s_2 + s_3 = c$$

L'autre schéma de couplage est appelé par Devons et Goldfarb la représentation  $\mathcal{L}$ . Les spins et les moments angulaires orbitaux des particules entrantes et sortantes se combinent pour donner le moment angulaire total des états des particules. Ceci donne :

$$s_1 + l_1 = L_1$$

$$s_2 + l_2 = L_2$$

Le spin de l'état composé est donné par :

$$s_1 + L_1 = b$$

$$s_3 + L_2 = b'$$

Soient deux moments angulaires  $a$  et  $b$  pouvant se combiner pour donner un vecteur somme  $c$  tel que :

$$c = a + b$$

Les fonctions d'ondes de  $c$  s'écrivent :

$$|c\gamma ab\rangle = \sum_{\alpha\beta} |a\alpha\rangle |b\beta\rangle \langle a\alpha, b\beta | c\gamma\rangle$$

Les Clebsch-Gordan  $\langle a\alpha, b\beta | c\gamma\rangle$  forment une matrice réelle unitaire. Le vecteur unitaire n'étant pas commutatif on a :

$$|c\gamma ba\rangle = (-1)^{a+b-c} |c\gamma ab\rangle$$

L'addition de trois vecteurs  $a$ ,  $b$  et  $c$  est réalisée en deux étapes :

La première consiste à sélectionner deux vecteurs à partir desquels est formée une somme intermédiaire, la seconde consiste à recombinaison ces vecteurs pour aboutir à la somme finale désirée. Il existe pour cela deux alternatives pour les combiner :

$$\left. \begin{array}{l} a + b = e \\ e + c = d \end{array} \right\} (I) \quad \left. \begin{array}{l} b + c = f \\ a + f = d \end{array} \right\} (II)$$

Les fonctions d'onde résultants de ces combinaisons s'écrivent respectivement  $|abcd\delta\rangle$  et  $|abcf\delta\rangle$ , elles sont reliées par la relation :

$$|abcd\delta\rangle = \sum_f |abcf\delta\rangle \langle abcf | abcd\rangle$$

Les transformations en éléments de matrices sont indépendants de  $\delta$  et s'écrivent :

$$\langle abcf | abcd\rangle = \hat{e}f W(abdc; ef)$$

Les  $W(abdc; ef)$  sont les coefficients de Racah, ils peuvent s'écrire en terme de coefficients de Clebsch - Gordan.

Si nous prenons maintenant quatre moments angulaires  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $L_1$  et  $L_2$ , il existe un nombre de façons considérable de les additionner. On s'intéresse au passage du couplage L-S au couplage j-j. Avec ces moments angulaires on forme un moment angulaire total  $k$  dans le schéma LS :

$$\left. \begin{array}{l} a_1 + a_2 = k_1 \\ L_1 + L_2 = k_2 \\ k_1 + k_2 = k \end{array} \right\} (III) \quad \left. \begin{array}{l} a_1 + L_1 = b_1 \\ a_2 + L_2 = b_2 \\ b_1 + b_2 = k \end{array} \right\} (IV)$$

Les fonctions d'onde sont transformées d'un schéma à l'autre par une transformation unitaire :

$$|a_1 L_1 b_1 a_2 L_2 b_2 k K\rangle = \sum_{k_1 k_2} |a_1 a_2 k_1 L_1 L_2 k_2 k K\rangle \langle a_1 a_2 k_1 L_1 L_2 k_2 k | a_1 L_1 b_1 a_2 L_2 b_2 k\rangle$$

Les transformations en éléments de matrices sont données par:

$$\langle a_1 a_2 k_1 L_1 L_2 k_2 k | a_1 L_1 b_1 a_2 L_2 b_2 k \rangle = \hat{b}_1 \hat{b}_2 \hat{k}_1 \hat{k}_2 \begin{Bmatrix} a_1 & L_1 & b_1 \\ a_2 & L_2 & b_2 \\ k_1 & k_2 & k \end{Bmatrix}$$

Les termes  $\begin{Bmatrix} a_1 & L_1 & b_1 \\ a_2 & L_2 & b_2 \\ k_1 & k_2 & k \end{Bmatrix}$  sont les coefficients de Wigner 9-j

La fonction de corrélation, qui est la valeur expectative de trouver des coups simultanément dans le détecteur de la particule émise et celui du noyau résiduel s'exprime comme :

$$W = \sum \rho_{k_b q_b} (bb') \varepsilon_{k_c q_c}^* (cc') \varepsilon_{k_2 q_2}^* (l_2 l_2') \langle k_c q_c, k_2 q_2 | k_b q_b \rangle \hat{b} \hat{b}' \hat{k}_c \hat{k}_2 \begin{Bmatrix} c & l_2 & b \\ c' & l_2' & b' \\ k_c & k_2 & k_b \end{Bmatrix} \langle c || l_2 || b \rangle \langle c' || l_2' || b' \rangle^*$$

Somme sur  $bb'cc'l_2l_2'k_bq_bk_cq_ck_2q_2$  avec  $k_c, q_c$  et  $q_2$  sont nuls

$$\rho_{k_b q_b} (b, b') = (-1)^{a-b-l_1+l_1'+k_b} (4\pi)^{-1} (\hat{s}_0 \hat{s}_1)^{-2} \hat{b} \hat{b}' \hat{l}_1 \hat{l}_1' \langle l_1 0, l_1' 0 | k_b 0 \rangle W(l_1 b l_1' b', a k_b) \left( \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}_b} \right)^*$$

$$Y_{k_b}^{q_b}(\theta_1, \Phi_1) \langle b || l_1 || a \rangle \langle b' || l_1' || a \rangle^*$$

$b = b'$  car s' est une résonance isolée

Avec :

$$\varepsilon_{k_c q_c}^* (c, c') = \hat{c} \delta_{k_c 0} \delta_{q_c 0} \delta_{cc'}$$

$$\varepsilon_{k_2 q_2}^* (l_2 l_2') = 2C_{k_2 0} (l_2 l_2') Q_{k_2} \left( \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}_2} \right) Y_{k_2}^{q_2}(\theta_2, \Phi_2)$$

$$= 2\hat{l}_2 \hat{l}_2' (4\pi)^{-1} (-1)^{l_2} \langle l_2 0, l_2' 0 | k_2 0 \rangle Q_{k_2} \left( \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}_2} \right) Y_{k_2}^{q_2}(\theta_2, \Phi_2)$$

pour un spin nul

Dans le cas ou  $k_c = 0$  on a :  $k_2 = k_b = k$  et  $q_2 = q_b$  donc :

$$W = \sum_{l_1, l_1', l_2, l_2', k, q} (-1)^{a-b-l_1+l_1'+k} (4\pi)^{-1} (\hat{s}_0 \hat{s}_1)^{-2} \hat{b} \hat{b}' \hat{l}_1 \hat{l}_1' \langle l_1 0, l_1' 0 | k 0 \rangle W(l_1 b l_1' b', a k) \left( \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} \right) Y_k^{q}(\theta_1, \Phi_1) \langle b || l_1 || a \rangle \langle b' || l_1' || a \rangle^*$$

$$\hat{c} 2\hat{l}_2 \hat{l}_2' (4\pi)^{-1} (-1)^{l_2} \langle l_2 0, l_2' 0 | k 0 \rangle Q_k \left( \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}} \right) Y_k^{q}(\theta_2, \Phi_2) \hat{b} \hat{b}' \hat{k} \begin{Bmatrix} c & l_2 & b \\ c & l_2' & b \\ 0 & k & k \end{Bmatrix} \langle c || l_2 || b \rangle \langle c' || l_2' || b \rangle^*$$

En utilisant la règle de sommation des harmoniques sphériques :

$$\sum_q Y_k^q(\theta_1, \Phi_1) Y_k^{q*}(\theta_2, \Phi_2) = \frac{\hat{k}}{4\pi} P_k(\cos \theta_{12})$$

D'après Van de Weile [Wei01] où les  $P_k(\cos \theta_{12})$  sont les polynômes de Legendre

$$W = \sum_{l_1, l_1', l_2, l_2', k} (-1)^{a-b-l_1+l_1'+k} (4\pi)^{-2} (\hat{s}_0 \hat{s}_1)^{-2} \hat{b}^2 \hat{l}_1' \hat{l}_1 \langle l_1 0, l_1' 0 | k 0 \rangle W(l_1 b l_1' b; ak) \langle b \| l_1 \| a \rangle \langle b \| l_1' \| a \rangle^*$$

$$2 \hat{l}_2 \hat{l}_2' (-1)^{l_2} \langle l_2 0, l_2' 0 | k 0 \rangle \hat{b}^2 \begin{Bmatrix} c & l_2 & b \\ c & l_2' & b \\ 0 & k & k \end{Bmatrix} \langle c \| l_2 \| b \rangle \langle c \| l_2' \| b \rangle P_k(\cos \theta_{12}) Q_k$$

Or on a :

$$\begin{Bmatrix} c & l_2 & b \\ c & l_2' & b \\ 0 & k & k \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} b & l_2 & c \\ b & l_2' & c \\ k & k & 0 \end{Bmatrix} (-1)^{2b+2c+2k+l_2+l_2'} = (-1)^{c+k-b-l_2} (\hat{c} \hat{k})^{-1} W(bl_2, bl_2'; ck)$$

Ce qui simplifie l'équation qui se met sous la forme :

$$W = \sum_{l_1, l_1', l_2, l_2', k} (-1)^a (4\pi)^{-2} (\hat{s}_0 \hat{s}_1)^{-2} \hat{b}^2 \hat{l}_1' \hat{l}_1 \langle l_1 0 l_1' 0 | k 0 \rangle W(l_1 b l_1' b'; ak) \langle b \| l_1 \| a \rangle \langle b \| l_1' \| a \rangle^* x$$

$$(-1)^c 2 \hat{l}_2 \hat{l}_2' \hat{b}^2 \langle l_2 0 l_2' 0 | k 0 \rangle W(bl_2 b l_2', ck) \langle c \| l_2 \| b \rangle \langle c \| l_2' \| b \rangle^* P_k(\cos \theta_{12}) Q_k$$

il est à noter que :

$$W(bl_2 b l_2'; ck) = W(l_2 b l_2' b; ck)$$

La fonction W prend la forme :

$$W = \sum_{l_1, l_1', l_2, l_2', k} (-1)^{a-c} (4\pi)^{-2} (\hat{s}_0 \hat{s}_1)^{-2} \bar{Z}(l_1 b l_1' b, ak) \bar{Z}(l_2 b l_2' b; ck) \langle b \| l_1 \| a \rangle \langle b \| l_1' \| a \rangle^* \langle c \| l_2 \| b \rangle \langle c \| l_2' \| b \rangle^* P_k(\cos \theta) Q_k$$

Les coefficients  $\bar{Z}$  s'écrivent sous la forme :

$$\bar{Z}(l b l' b'; ak) = \hat{l} \hat{l}' \hat{b} \hat{b}' \langle l 0, l' 0 | k 0 \rangle W(l b l' b'; ak)$$

et sont tabulés dans le livre de Ferguson [Fer65].

Dans le cas d'une résonance isolée avec un mélange de moment cinétique l dans les voies d'entrée et de sortie, mais pas de mélange de voie de spin.

Soit dans ce cas :

$$l_1' = l_1 + 2 \quad \text{et} \quad \delta_1 = \langle b \| l_1' \| a \rangle / \langle b \| l_1 \| a \rangle$$

$$l_2' = l_2 + 2 \quad \text{et} \quad \delta_2 = \langle c \| l_2' \| b \rangle / \langle c \| l_2 \| b \rangle$$

L'expression de W s'écrit, enfin sous la forme suivante :

$$W(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos \theta) \quad \text{et} \quad K = (-1)^{a-c} (4\pi \hat{s}_0 \hat{s}_1)^{-2}$$

Et enfin les coefficients  $a_k$  prennent la forme :

$$a_k = K \left\{ \bar{Z}(l_1 b l_1 b; ak) \|l_1\|^2 + 2\bar{Z}(l_1 b l_1' b; ak) \|l_1\| \|l_1'\| \cos(\xi_1 - \xi_1') + \bar{Z}(l_1' b l_1' b; ak) \|l_1'\|^2 \right\} * \\ \left\{ \bar{Z}(l_2 b l_2 b; ck) \|l_2\|^2 + 2\bar{Z}(l_2 b l_2' b; ck) \|l_2\| \|l_2'\| \cos(\xi_2 - \xi_2') + \bar{Z}(l_2' b l_2' b; ck) \|l_2'\|^2 \right\}$$

Or :

$$\bar{Z}(l b l' b; a0) = (-1)^{b-a} \hat{b} \delta_{ll'}$$

Alors :

$$a_0 = K \left\{ (-1)^{b-a} \hat{b} \|l_1\|^2 + (-1)^{b-a} \hat{b} \|l_1'\|^2 \right\} \left\{ (-1)^{b-c} \hat{b} \|l_2\|^2 + (-1)^{b-c} \hat{b} \|l_2'\|^2 \right\} \\ = K \hat{b}^2 (-1)^{2b-a-c} \left\{ \|l_1\|^2 + \|l_1'\|^2 \right\} \left\{ \|l_2\|^2 + \|l_2'\|^2 \right\}$$

Donc :

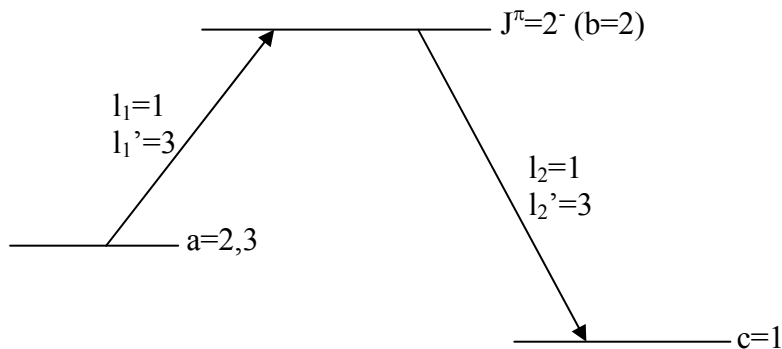
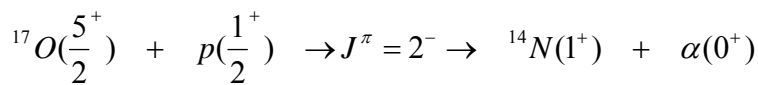
$$a_0 = \hat{b}^2 (-1)^{a+c} (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)$$

Et :

$$a_{k \neq 0} = \left\{ \bar{Z}(l_1 b l_1 b; ak) + 2\delta_1 \cos(\xi_1 - \xi_1') \bar{Z}(l_1 b l_1' b; ak) + \bar{Z}(l_1' b l_1' b; ak) \delta_1^2 \right\} * \\ \left\{ \bar{Z}(l_2 b l_2 b; ck) + 2\delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') \bar{Z}(l_2 b l_2' b; ck) + \bar{Z}(l_2' b l_2' b; ck) \delta_2^2 \right\}$$

### I – 1 Cas de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$

En appliquant le résultat du calcul précédent au cas de la réaction nucléaire  $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$  qui se schématise par :



Les polynômes de Legendre d'ordre 1 et 3 sont donc :

Pour la voie d'entrée :

$$^{17}\text{O} + \text{p} \leftrightarrow ^{18}\text{F} \quad E_{\text{cm}} = 183.3 \text{ keV}$$

$$P_1 = 1.19 \times 10^{-6}$$

$$P_3 = 3.38 \times 10^{-10} \text{ négligeable donc on prend } \delta_1 = 0$$

Pour la voie de sortie :

$$^{14}\text{N} + \alpha \leftrightarrow ^{18}\text{F} \quad E_{\text{cm}} = 1374.6 \text{ keV}$$

$$P_1 = 2.59 \times 10^{-4}$$

$$P_3 = 7.52 \times 10^{-6} \text{ donc } P_3/P_1 = 2.9\%$$

Dans le cas de la voie de spin  $a = 2$  :

$$a_0 = \hat{b}^2 (-1)^{a+c} (1 + \delta_2^2) = -5(1 + \delta_2^2)$$

$$\begin{aligned} a_2 &= \bar{Z}(1212;22) \{ \bar{Z}(1212;12) + 2\delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') \bar{Z}(1232;12) + \bar{Z}(3232;12) \delta_2^2 \} \\ &= 1.8708 \{ 1.8708 - 2 \times 0.6547 \delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') + 2.1381 \delta_2^2 \} \end{aligned}$$

$$a_4 = Z(1212;24) \{ \bar{Z}(1212;14) + 2\delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') \bar{Z}(1232;14) + \bar{Z}(3232;14) \delta_2^2 \}$$

$$a_4 = 0 \text{ car } \bar{Z}(1212;24) \text{ est nul}$$

(A-1)

Celui de la voie de spin  $a = 3$  :

$$a_0 = 5(1 + \delta_2^2)$$

$$\begin{aligned} a_2 &= \bar{Z}(1212;32) \{ \bar{Z}(1212;12) + 2\delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') \bar{Z}(1232;12) + \bar{Z}(3232;12) \delta_2^2 \} \\ &= 0.5345 \{ 1.8708 - 2 \times 0.6547 \delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') + 2.1381 \delta_2^2 \} \end{aligned}$$

$$a_4 = \bar{Z}(1212;34) \{ \bar{Z}(1212;14) + 2\delta_2 \cos(\xi_2 - \xi_2') \bar{Z}(1232;14) + \bar{Z}(3232;14) \delta_2^2 \}$$

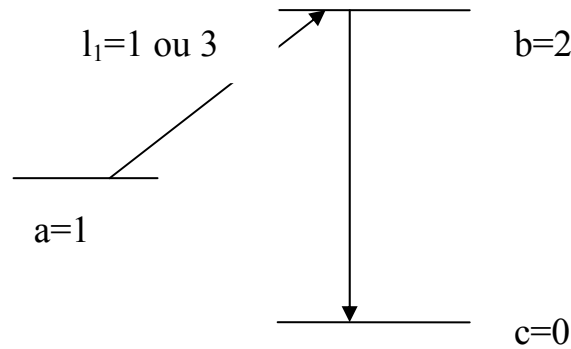
$$a_4 = 0 \text{ car } \bar{Z}(1212;34) \text{ est nul}$$

(A-2)

## I - 2 Estimation de $\delta_2$ d'après la distribution angulaire de la réaction $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$

Pour la transition  $E_2$  du  $^{18}\text{F}$  issue du niveau supérieur 5789.8 keV ( $2^-$ ) vers le niveau inférieur d'énergie 1080.54 keV ( $0^+$ ), Rolfs et al [Rol73b] donne les valeurs suivantes :

$$a_2 = 0.50 \pm 0.09 \quad \text{et} \quad a_4 = -0.15 \pm 0.10$$



$$a_0 = (-1)^{2-1} \hat{b}(1 + \delta_1^2) = -\sqrt{5}(1 + \delta_1^2)$$

$$a_2 = \bar{Z}(2222;02) \{ \bar{Z}(1212;12) + 2\delta_1 \cos(\xi_1 - \xi_1') \bar{Z}(1232;12) + \bar{Z}(3232;12) \delta_1^2 \}$$

$$= -1.3363 \{ 1.8708 - 2 \times 0.6547 \delta_1 \cos(\xi_1 - \xi_1') + 2.1381 \delta_1^2 \}$$

D'après les résultats obtenus on s'aperçoit que pour la voie de spin  $a = 2$  on a :

$$a_0(p\alpha) = \sqrt{5} a_0(\alpha\gamma) \quad \text{et} \quad a_2(p\alpha) = -1.39998 a_2(\alpha\gamma)$$

Et :

$$\frac{a_2(p\alpha)}{a_0(p\alpha)} = -0.313 \pm 0.056 \quad (\text{A-3})$$

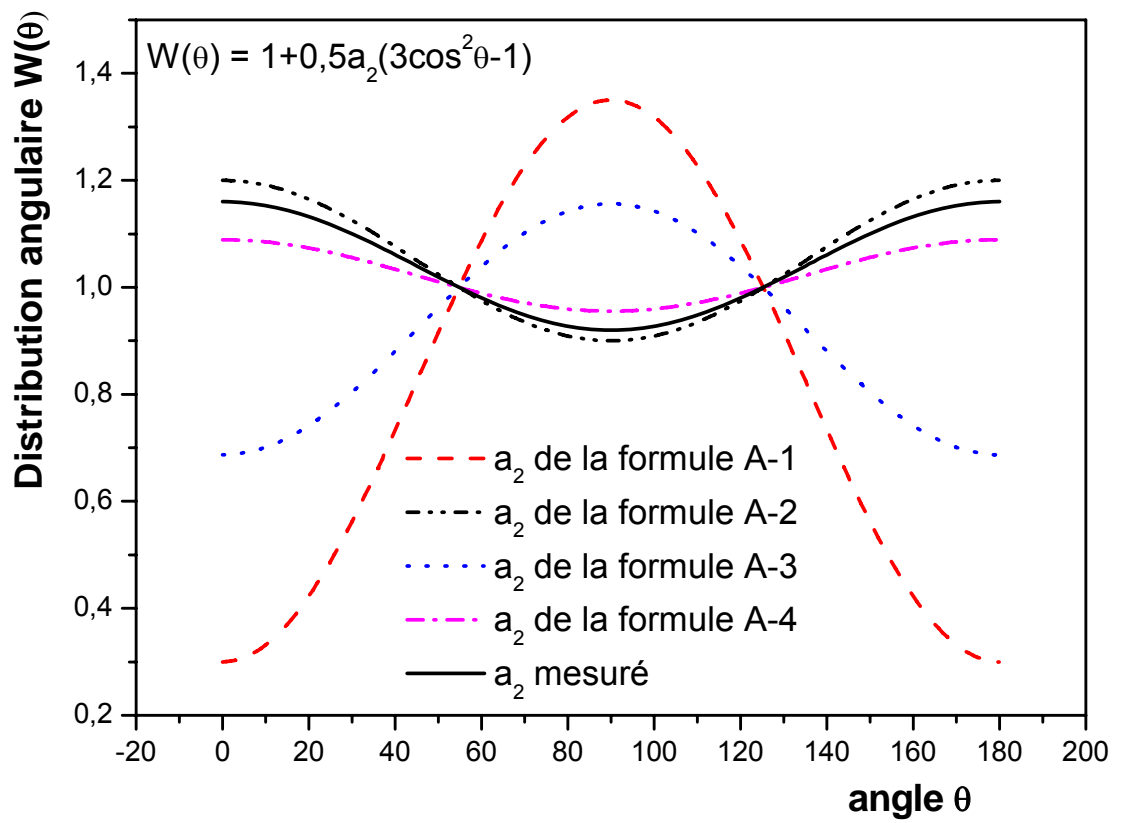
Et en faisant le même travail pour la voie de spin  $a = 3$  nous obtenant :

$$\frac{a_2(p\alpha)}{a_0(p\alpha)} = 0.089 \pm 0.016 \quad (\text{A-4})$$

Sur la figure 1 sont représentés les distributions angulaires

$$W(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos \theta)$$

pour les voies de spin  $a=2$  et  $a=3$  pour les différentes valeurs de  $a_2$  données par les différentes formules A-1, A-2, A-3, A-4 et pour la valeur  $a_2$  mesurée lors de nos calculs.



## ANNEXE B

### I - Différentes dispersions utilisées dans le code Monte Carlo

#### I-1- Matrice de rotation

La matrice de rotation permet transformer les composantes de la position d'un point M d'un repère lié au laboratoire à un repère lié au détecteur [Wie01], dans le but de ne tenir compte que des événements qui arrivent sur le détecteur.

Soit un point M repéré dans un système (S) par  $(r, \theta, \phi)$  et soit (S') un autre repère défini par  $(\theta', \phi')$  par rapport à (S). On désire écrire les composantes de M dans le second repère (S') qui seront représentés par  $(r', \theta', \phi')$ . Pour passer au repère (S') il faut réaliser les opérations suivantes :

- Rotation d'un angle  $\gamma_1 = \phi_r$  autour de l'axe Oz
- Rotation d'un angle  $\gamma_2 = \theta_r$  autour du nouvel axe Oy<sub>1</sub> (le plan (Ox,Oy) est celui où  $\phi=0$ )
- Une rotation quelconque ( $\gamma_3 = 0$ ) autour de Oz<sub>2</sub>.

En tenant compte de ces indications la matrice de rotation s'écrit :

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_r \cos \phi_r & \cos \theta_r \sin \phi_r & -\sin \theta_r \\ -\sin \phi_r & \cos \phi_r & 0 \\ \sin \theta_r \cos \phi_r & \sin \theta_r \sin \phi_r & \cos \theta_r \end{pmatrix} \quad (\text{B-1})$$

Les coordonnées du point M dans le nouveau repère sont :

$$M' = \begin{pmatrix} x' = \sin \theta' \cos \phi' \\ y' = \sin \theta' \sin \phi' \\ z' = \cos \theta' \end{pmatrix} = R^* \begin{pmatrix} x = \sin \theta \cos \phi \\ y = \sin \theta \sin \phi \\ z = \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{B-2})$$

$$M' = \begin{pmatrix} x' = R_{11}x + R_{12}y + R_{13}z \\ y' = R_{21}x + R_{22}y + R_{23}z \\ z' = R_{31}x + R_{32}y + R_{33}z \end{pmatrix} \quad (\text{B-3})$$

Pour obtenir les angles correspondants à (S') on a :

$$\theta' = a \cos(z') \quad \text{pour } 0 \leq \theta' \leq \pi$$

$$\phi' = a \sin(y'/\sin \theta') \quad \text{avec } \text{si } x' < 0 \quad \phi' \text{ devient } \phi' - \pi$$

$$\text{si } x' > 0 \text{ ou } y < 0 \quad \phi' \text{ devient } \phi' + 2\pi$$

$$(\text{car } 0 \leq \phi \text{ et } \phi' < 2\pi)$$

Méthode d'utilisation dans le programme numérique est de tirer dans le détecteur un angle puis de procéder à une rotation de  $\theta_r = -\theta_d$  et  $\phi_r = 0$

En tenant compte de la géométrie on obtient pour l'angle solide du détecteur :

$$\Omega_d = 2\pi \int_0^{\theta_l} \sin(\theta) d\theta = 2\pi \left( 1 - \cos \left( a \tan \left( \frac{r}{d} \right) \right) \right) \quad (\text{B-4})$$

Et en tenant compte de la normalisation c'est-à-dire du poids en fonction de  $\theta$  on a :

$$P(\theta) = \frac{d\Omega}{\Omega_d} = \frac{d\phi d(\cos \theta)}{\Omega_d} = \frac{2\phi_l (\cos \theta_{l1} - \cos \theta_{l2})}{\Omega_d} \quad (\text{B-5})$$

Avec :

$$\theta_l = \theta_d + atg \left( \frac{r}{d} \right) \text{ de plus si } \theta_l < 0 \text{ on prend } \theta_l = 0$$

## I-2 Dispersion angulaire pour l'angle d'émission

La fonction de distribution des gammas a été tracée en fonction de  $\theta/\theta_{lim}$  et ajustée par le code GEANT [Gea93] qui est un logiciel permettant de simuler le comportement du détecteur dans une géométrie précise. L'angle  $\theta_{lim}$  correspond au bord du détecteur. Cette distribution a ensuite ajustée par une courbe dont l'équation est:

$$F(x) = 1.0029 * (0.898 + 5.318x - 10.76x^2 + 4.748x^3) * \left( 1 - \frac{0.884}{1 + \exp \left( \frac{x - 0.1581}{0.01676} \right)} \right) \quad (\text{B-6})$$

Pour  $0 < x < 1.1585$

Cette fonction permet de tenir compte de la dispersion angulaire pour l'angle d'émission. La rotation citée plus haut sera utilisée pour ne prendre en compte que les angles d'émission susceptibles d'envoyer le photon vers le détecteur.

## I-3 Dispersion angulaire pour l'angle de diffusion

Pour déterminer la dispersion angulaire de l'angle de diffusion, on fait un ajustement de la distribution par une Lorentzienne de la forme :

$$F(x) = N \frac{P_1}{(x - P_2)^2 + P_1^2} \quad (\text{B-7})$$

Avec  $x = 1 - \cos(X)$  pour  $0 \leq x \leq 0.1$

Le N est pris comme une fonction de la forme :

$$N = 91.16 + 0.92 * l$$

$l$  est la profondeur

La distribution est ensuite tracée en fonction de  $x$  pour des profondeurs comprises entre 50 et 1000 Å. Ces courbes sont ensuite ajustées pour tirer les différentes valeurs des coefficients  $P_1$  et  $P_2$ . Ces derniers sont représentés sur les figures 3 et 4 en fonctions de la profondeur. En ajustant par des fonctions polynomiales on obtient les expressions suivantes :

$$P_1 = 1.34 \cdot 10^{-8} \cdot l - 2.7 \cdot 10^{-12} \cdot l^2$$

$$P_2 = -2.0 \cdot 10^{-6} \cdot l - 8.9 \cdot 10^{-9} \cdot l^2$$

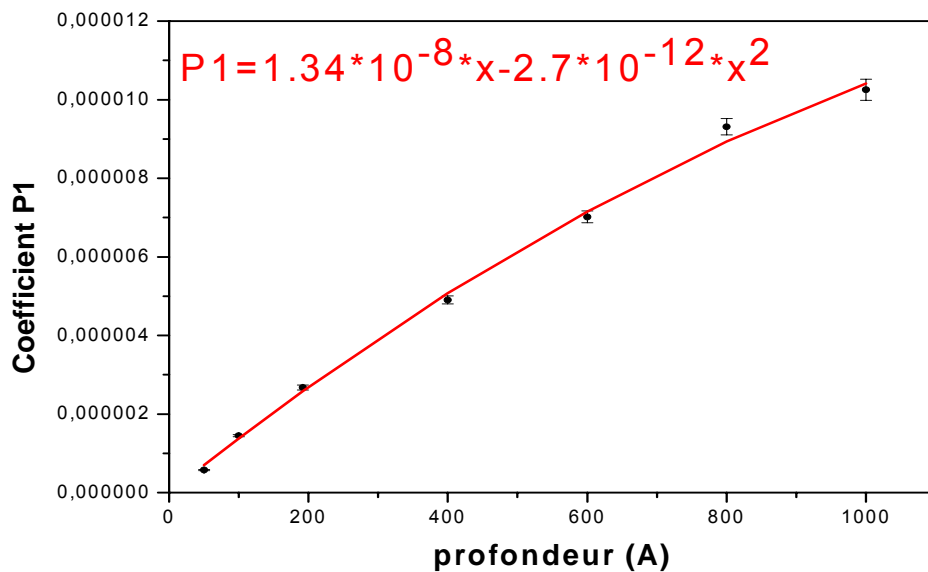


Figure 3 : Coefficient  $P_1$  en fonction de la profondeur de la cible

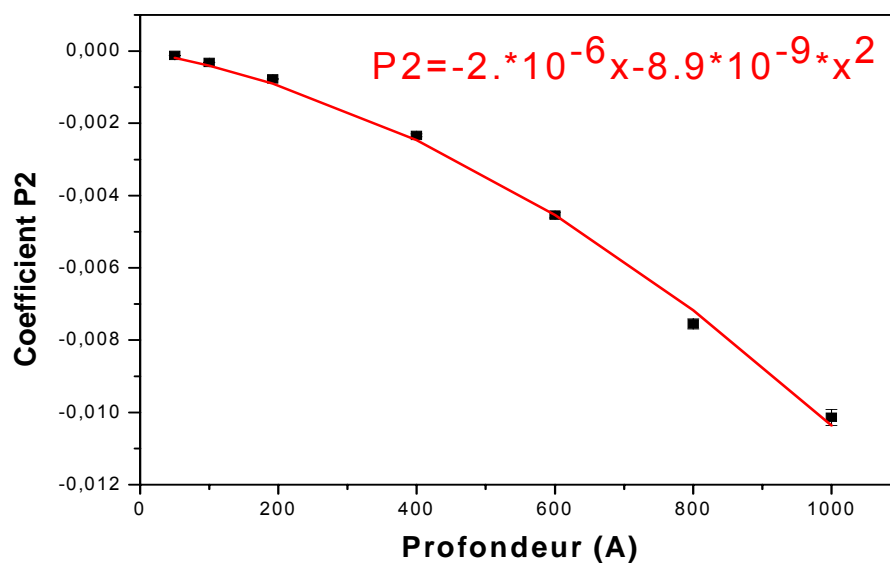


Figure 4 : Coefficient  $P_2$  en fonction de la profondeur

Nous considérons le rapport R uniforme entre 0 et 1, donné par l'expression :

$$R = \frac{\int_0^x F(x') dx'}{\int_0^{x_{\text{lim}}} F(x') dx'}$$

En faisant le changement de variable  $x' = x - P_2$  l'expression devient :

$$R = \frac{\int_{-P_2}^{x-P_2} \frac{P_1 dx'}{x'^2 + P_1^2}}{\int_{-P_2}^{x_{\text{lim}}-P_2} \frac{P_1 dx'}{x'^2 + P_1^2}} = \frac{[a \tan(x'/P_1)]_{-P_2}^{x-P_2}}{[a \tan(x'/P_1)]_{-P_2}^{x_{\text{lim}}-P_2}}$$

En développant cette expression on peut tirer que :

$$x = P_2 + p_1 \left\{ a \tan(-P_2/P_1) + R \left[ a \tan \left[ (x_{\text{lim}} - P_2) / P_1 \right] - a \tan(-P_2/P_1) \right] \right\} \quad (\text{B-8})$$

Comme le fit est incertain pour  $x > 0.1$ , l'influence de  $x_{\text{lim}}$  a été étudiée en calculant les centroïdes des pics de l'état excité et il a été retenu que :  $x_{\text{lim}} = 0.5$  ce qui correspond à  $\theta_{\text{lim}} = 60^\circ$ .

#### I-4- Dispersion en énergie

La relation qui lie les deux dispersions angulaire et en énergie est donnée par la relation suivante :

$$\langle \beta \rangle = \beta_m (C_1 - 0.48 * x) \quad (\text{B-9})$$

Avec  $x = 1 - \cos X$

En traçant les valeurs de  $\beta / \beta_m$  en fonction de  $x$  pour plusieurs profondeurs et en les ajustant par une droite on obtient les différentes valeurs de  $C_1$ . Ces dernières sont ensuite tracées en fonction de la profondeur (figure 5) et on obtient l'expression :

$$C_1 = 1 + 9.37 * 10^{-6} l + 4.82 * 10^{-9} * l^2 \quad (\text{B-10})$$

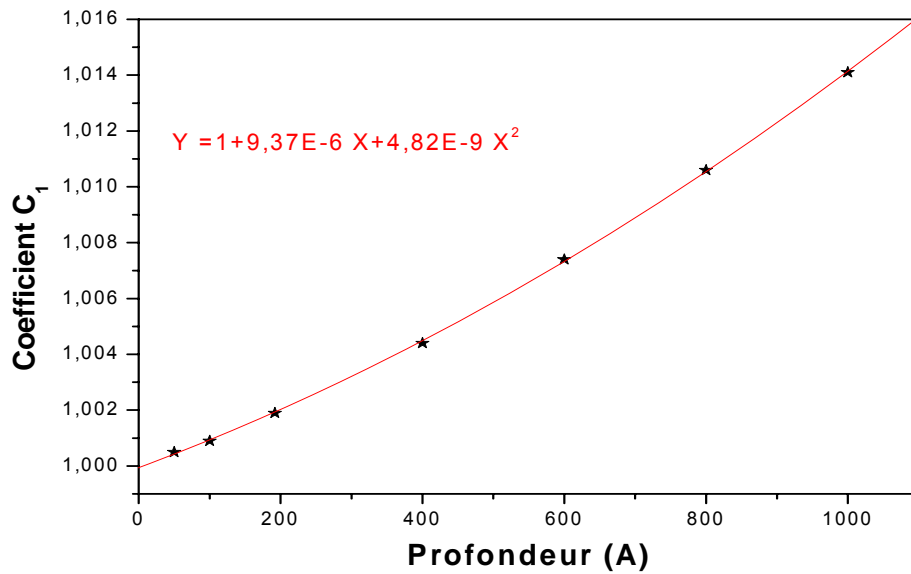


Figure 5 : Coefficient  $C_1$  de la dispersion en énergie en fonction de la profondeur.

### I-5- Distribution angulaire des gammas issues du niveau excité du $^{18}\text{F}$ vers les états inférieurs 1080.54 et 937.2 keV

La distribution angulaire choisie dans ce cas est celle donnée par Rolfs [Rol73b] pour la réaction  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$  pour la transition du niveau à 5789 keV vers les niveaux 1080.54 et 937.2 keV. Cette distribution s'écrit sous la forme :

$$W = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) \quad (\text{B-11})$$

Avec :

$$P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) \quad \text{et} \quad P_4(\cos \theta) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (\text{B-12})$$

Les coefficients donnés par Rolfs sont :

Pour la transition r vers 1080.54 keV :  $a_2 = 0.50 \pm 0.09$  et  $a_4 = -0.15 \pm 0.10$

Pour la transition r vers 9372 keV :  $a_2 = 0.09 \pm 0.09$  et  $a_4 = -0.23 \pm 0.10$

## ANNEXE C

### I- Méthode de maximum de vraisemblance [Bev03]

#### I-1- Description de la méthode vraisemblance

Supposons qu'on possède N évènements correspondants à la mesure d'une variable indépendante  $x_i$  et une variable dépendante  $y_i$ , où  $i$  est le numéro des différentes mesures de 1 à N. On cherche à obtenir les paramètres  $a_1, a_2, \dots, a_m$  d'une fonction ajustée pour ces données :

$$y(x_i) = y(x_i; a_1, a_2, \dots, a_m) \quad (C-1)$$

Pour chaque évènement on remplace  $y(x_i)$  par une fonction de densité de probabilité normalisée :

$$P_i = P(x_i; a_1, a_2, \dots, a_m) \quad (C-2)$$

évaluée aux valeurs observées  $x_i$  dans notre cas la fonction choisie est celle de poisson. La fonction de vraisemblance prend la forme:

$$\mathcal{L}(x_i; a_1, a_2, \dots, a_m) = \prod_{i=1}^N P_i \quad (C-3)$$

les valeurs du maximum de vraisemblance pour ces paramètres est obtenue en maximisant  $\mathcal{L}(x_i; a_1, a_2, \dots, a_m)$  par rapport aux paramètres. Pour simplifier le problème il est plus facile d'utiliser le logarithme de la fonction de vraisemblance :

$$M = \ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N P_i \quad (C-4)$$

Pour cela il suffit de résoudre le problème :

$$\frac{\partial M}{\partial a_i} = \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial a_i} = 0 \quad (C-5)$$

et ce pour chaque  $a_i$ . La solution de cette équation est appelée maximum de vraisemblance du paramètre  $a$ . L'importance de cette approche est donnée par la proposition suivante :

« Si un coefficient estimé  $\hat{a}$  de  $a$  existe, l'équation de vraisemblance a une solution unique égale à  $\hat{a}$  ».

#### I-2 Estimation de l'erreur

Pour des cas complexes il est plus pratique d'estimer la déviation standard d'ordre  $s$  comme :

$$\ln L(\alpha) = \ln L_{\max} - s^2 / 2 \quad (C-6)$$

Où  $\ln L_{\max}$  est la valeur de  $\ln L(\alpha)$  au point de la solution. Les limites extrêmes de ce contour parallèle à l'axe des  $a_i$  donne une approximation de l'intervalle de confiance de la déviation standard d'ordre  $s$  pour  $a_i$ .

### I-3 Distribution de Poisson [Bev03]

La distribution de Poisson représente une approximation de la loi de distribution binomiale pour des cas spéciaux ou le nombre moyen de réussite est plus petit que nombre possible. Ceci quand la moyenne  $\mu \ll n$ .

La probabilité d'observer un évènement  $x$  pendant un intervalle de temps  $t$  est obtenue par l'intégration :

$$P_p(x; \mu) = P(x; t, \tau) = \left(\frac{t}{\tau}\right)^x \frac{\exp(-t/\tau)}{x!} \quad (\text{C-7})$$

Ou encore sous la forme :

$$P_p(x; \mu) = \frac{\mu^x}{x!} \exp(-\mu) \quad (\text{C-8})$$

Qui est l'expression de la distribution de Poisson, où  $\mu = t/\tau$  es le nombre moyen d'évènements observés pendant l'intervalle de temps  $t$ . Cette expression représente une fonction de probabilité normalisée. Alors la somme de fonctions évaluées à chaque permise de la variable  $x$  est égale à l'unité :

$$\sum_{x=0}^{\infty} P_p(x; \mu) = \sum_{x=0}^{\infty} \frac{\mu^x}{x!} e^{-\mu} = e^{-\mu} \sum_{x=0}^{\infty} \frac{\mu^x}{x!} = e^{-\mu} e^{\mu} = 1 \quad (\text{C-9})$$

### I-4 Expression de $\chi^2$ pour une distribution de poisson [Bar96]

Dans le cas de la distribution de poisson, la méthode de maximum de vraisemblance est préférable si le nombre total d'évènements n'est pas très grand. Dans ce cas il préférable de minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \sum_i \left[ 2(N_i^{th} - N_i^{obs}) + 2N_i^{obs} \ln(N_i^{obs} / N_i^{th}) \right] \quad (\text{C-10})$$

Où  $N_i^{th}$  et  $N_i^{obs}$  sont le nombre théorique et le nombre observé pour chaque mesure respectivement.

Si  $N_i^{obs}$  est nul alors le second terme de l'équation est également nul. Cette équation donne asymptotiquement le  $\chi^2$  classique.

## ANNEXE D

### I - Expressions des taux de réactions

Il est important de préciser le domaine des énergies rencontrées dans les modèles stellaires. L'application astrophysique est décrite par le taux de réactions. Dans le calcul de ce paramètre, l'étoile est supposée être un gaz parfait à l'équilibre thermodynamique ce qui permet l'utilisation de la distribution de Maxwell – Boltzmann. Pour une réaction à deux corps, le taux de réaction donné par [Fow67, Fow75] :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \frac{(8/\pi)}{\mu^{1/2} (kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma E \exp(-E/k_B T) dE \quad (D-1)$$

$N_A$  est le nombre d'Avogadro,  $\mu$  la masse réduite du système,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $\sigma$  la section efficace,  $T$  la température,  $v$  la vitesse relative et  $E$  l'énergie dans le centre de masse.

Comme vu précédemment, la section efficace dépend du facteur de pénétration au travers de la barrière coulombienne. Le taux de réaction s'écrit alors, en fonction du facteur astrophysique  $S(E)$  :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{8}{\pi \mu m_N (k_B T)^3} \right)^{1/2} \int_0^\infty S(E) \exp(-2\pi\eta - E/k_B T) dE \quad (D-2)$$

Le calcul se fait différemment selon que  $S(E)$  est résonant ou non – résonant. Le facteur astrophysique  $S(E)$  représente en première approximation la partie purement nucléaire de la probabilité d'interaction. Excepté pour les résonances étroites, le facteur astrophysique varie peu en fonction de l'énergie. En approchant l'intégrant par une gaussienne, on peut montrer que celui-ci passe par un maximum à l'énergie du pic de Gamow définie par :

$$E_0 = \left( \frac{\mu}{2} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2 Z_1 Z_2 k_B T}{\hbar} \right)^{2/3} = 0.1220 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3} T_9^{2/3} \text{ MeV} \quad (D-3)$$

Avec une largeur du pic à la hauteur  $1/e$  donnée par :

$$\Delta E_0 = 4(E_0 k_B T / 3)^{1/2} = 0.2368 (Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/6} T_9^{5/6} \text{ MeV} \quad (D-4)$$

La fenêtre de Gamow  $E_0 \pm \Delta E_0$  correspond à la gamme en énergie pour laquelle la probabilité de réaction est la plus grande. C'est à ces énergies qu'il faut connaître donc la section efficace avec précision pour décrire les

environnements stellaires. L'énergie moyenne du pic de Gamow se déplace vers les hautes températures avec la masse de ces noyaux.

A titre d'exemple pour la réaction  $^{17}\text{O} + \text{p}$  et  $T = 20 \cdot 10^6 \text{ K}$  l'énergie  $E_0$  vaut 35 keV, alors que la barrière coulombienne est de 2 MeV.

Les taux de réaction sont ainsi découpés en somme de termes dépendant de la température. Chaque terme représente un processus nucléaire différent tels que résonance, fond non résonant, queue de résonance basse énergie, capture directe, ...

### I - 1- Taux non résonant

Dans une réaction non résonante, le facteur astrophysique varie lentement avec l'énergie. Dans ces conditions, l'intégrale peut être évalué en posant, en bonne approximation, que [Rol88]:

$$\exp(-2\pi\eta - E/k_B T) \approx \exp(-3E_0/k_B T) \exp\left(-\left(\frac{E - E_0}{\Delta E_0/2}\right)^2\right) \quad (\text{D-5})$$

où  $E_0$  et  $\Delta E_0$  sont définis plus haut. Ces grandeurs définissent le pic de Gamow dans lequel la section efficace doit être connue. En supposant  $S(E) \approx S(E_0)$  au voisinage de  $E_0$ , l'intégrale s'écrit :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{32E_0}{3\mu m_N (k_B T)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(-3E_0/k_B T) S(E_0) \quad (\text{D-6})$$

Le taux varie donc avec la température. En supposant  $S$  constant au voisinage de  $E_0$  et en utilisant une approximation gaussienne on abouti à :

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left( \frac{32E_0}{3\mu m_N (k_B T)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(-3E_0/k_B T) S(E_0 + \frac{5}{6} k_B T) \left( 1 + \frac{5k_B T}{36E_0} \right) \quad (\text{D-7})$$

Certaines tables de taux de réaction utilisent une approche plus analytique en faisant un développement au second degré de  $S(E)$  :

$$S(E) \approx S_0 + S'_0 E + \frac{1}{2} S''_0 E^2 \quad (\text{D-8})$$

## I - 2- Taux de réaction résonant

Lorsque le facteur astrophysique présente une forme de Breit – Wigner, la formule (D-2) reste valable. Il faut cependant souligner que le facteur  $S(E)$  ne varie plus lentement au voisinage de l'énergie de la résonance. Rigoureusement il faut effectuer numériquement l'intégrale. Lorsque nous analysons l'équation (D-2) on voit qu'elle présente deux maxima : l'un à l'énergie de la résonance et l'autre à l'énergie de Gamow. Le taux de réaction se divise donc en deux termes :

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \langle \sigma v \rangle_R + N_A \langle \sigma v \rangle_T \quad (D-9)$$

où

$N_A \langle \sigma v \rangle_R$  correspond au maximum à  $E = E_R$ . Pour une résonance étroite on a :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_R = N_A \left( \frac{2\pi}{\mu m_N k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar \omega \gamma \exp\left(-\frac{E_R}{k_B T}\right) \quad (D-10)$$

où  $\omega \gamma$  est la force de résonance définie précédemment.

$N_A \langle \sigma v \rangle_T$  est le terme correspondant à la queue de résonance dont la formule analytique est identique à celle du taux non résonant en utilisant une forme de Breit – Wigner pour  $S(E)$ .

## I - 3- Résonances étroites ( $\Gamma \ll E_R$ ) :

Dans le cas des résonances étroites la section efficace résonante est donnée par l'approximation de Breit – Wigner [Fow67, Rol88]. En introduisant la section efficace de Breit et Wigner, le taux de réaction est donné par Fowler par la formule :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_8 T_9^{-3/2} \exp(-C_9 / T_9) \text{ en cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ mol}^{-1} \quad (D-11)$$

Avec :

$$C_8 = 1.5394 \cdot 10^{11} A^{-3/2} (\omega \gamma) \text{ et } C_9 = 11.605 E_R$$

Les largeurs et l'énergie de résonance dans le centre de masse sont données en MeV

La contribution à l'intégrale du taux dans la zone proche du maximum de résonance est bien reproduite par la formule. Cette formule ne signifie pas que l'intégrale sur la résonance domine obligatoirement les queues de la résonance

et les autres termes non résonants. Cela dépend, en fait, de la position du pic de Gamow.

#### I - 4- Résonances larges ( $\Gamma \geq 0.1 E_R$ )

Pour le cas des résonances larges l'approximation ne peut plus être utilisée. La contribution résonante est alors obtenue d'une manière approchée par l'expression :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = BT_9^m \exp(-11.605C/T_9) \quad (D-12)$$

B, m et C sont calculés de façon à ce que l'expression analytique reproduise au mieux la vraie valeur du taux.

#### I - 5- Niveau sous le seuil

Aux basses températures stellaires, les niveaux sous le seuil proton peuvent apporter une contribution non négligeable au taux de réaction si leur largeur n'est trop petite. La section efficace s'écrit à partir de l'expression de Breit et Wigner. Le taux de réaction prend alors la forme :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_1 T_9^{-2/3} S(E_0) \exp(-C_0 T_9^{-1/3}) (1 + \sum_i C_i T_9^i) \quad (D-13)$$

Où le facteur astrophysique s'écrit :

$$S(E) = S_r \frac{1}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad \text{où } S_r = S_r(E_R) \quad (D-14)$$

#### I - 6- Expression du taux de réaction $^{17}\text{O} + \text{p}$ dans les compilations

Les termes des taux publiés dans les compilations de Nacre [Ang99] pour les réactions  $^{17}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{14}\text{N}$  et  $^{17}\text{O}(\text{p}, \gamma)^{18}\text{F}$  sont donnés en littérature.

$^{17}O(p,\gamma)^{18}F, Q = 5,606 \text{ MeV}$

For  $T_9 \leq 3$ :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} = 1,50 \times 10^8 T_9^{-2/3} \exp\left(-16,710 T_9^{-1/3} - (T_9/0,2)^2\right) + 9,79 \times 10^{-6} T_9^{-3/2} \exp(-0,7659/T_9) \\ + 4,15 T_9^{-3/2} \exp(-2,083/T_9) + 7,74 \times 10^4 T_9^{1,16} \exp(-6,342/T_9)$$

Pour  $T_9 > 3$ :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} = 1,74 \times 10^3 T_9^{0,700} \exp(-1,072/T_9)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{tt} = N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} \times (1 - 0,287 \exp(-10,011/T_9 - 0,062 T_9))$$

$$\text{Rev. ratio} = 3,663 \times 10^{10} T_9^{3/2} \exp(-65,060/T_9)$$

(D-15)

$^{17}O(p,\alpha)^{14}N, Q = 1,192 \text{ MeV}$

Pour  $T_9 \leq 6$ :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} = 9,20 \times 10^8 T_9^{-2/3} \exp\left(-16,715 T_9^{-1/3} - (T_9/0,06)^2\right) \times (1 - 80,31 T_9 + 2211 T_9^2) \\ + 9,13 \times 10^{-4} T_9^{-3/2} \exp(-0,7667/T_9) + 9,68 T_9^{-3/2} \exp(-2,083/T_9) \\ + 8,13 \times 10^6 T_9^{-3/2} \exp(-5,685/T_9) + 1,85 \times 10^6 T_9^{1,591} \exp(-4,848/T_9)$$

Pour  $T_9 > 6$ :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} = 8,73 \times 10^6 T_9^{0,950} \exp(-7,508/T_9)$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{tt} = N_A \langle \sigma v \rangle_{gs} \times (1 + 1,033 \exp(-10,034/T_9 - 0,165 T_9))$$

$$\text{Rev. ratio} = 6,759 \times 10^{-1} \exp(-13,829/T_9)$$

(D-16)

# REFERENCES

- [Ajz86] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics **A449** (1986) 1
- [Ajz91] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics **A523** (1991) 1
- [Ale68] T.K. Alexander, J.S. Forster, Advances in Nucl. Phys. **Vol.10** (1968) 197
- [Ang99] C. Angulo and al, Nuclear Physics **A656** (1999) 3
- [Aud03] G. Audi, A.H.Wapstra and C.Thibault Nuclear Physics **A729** (2003) 337
- [Bar96] R.M.Barnett and al, Phys. Review **D54** (1996) 1
- [Bec82] H.W.Becker and al, Z. Physics **A305** (1982) 319
- [Bec95] H.W.Becker and al, Z. Physics **A 351** ( 1995) 453
- [Ber77] I.Berka and al, Nuclear Physics **A288** (1977) 317
- [Bev03] P.R.Bevington and al, Data Reduct. And Error Anal. For Phys. Scien., Mc Grew
- [Bla66] A.E.Blaugrund, Nuclear Physics **88** (1966) 501
- [Bla67] A.E.Blaugrund and al, Physical Review **Vol.158** N°4 (1967) 893
- [Bla95] J.C.Blackmon and al, Physical Review Letters **Vol.74** N°14 (1995) 2642
- [Bog89] G. Bogart and al, The Amer. Phys. Soc. **N°39** (1989) 265
- [Bog94] G. Bogart and al, Nucl. Instr. Meth., **B89** (1994) 8
- [Bro62] R.E.Brown and al, Physical Review **Vol.125**, N°1 (1962) 347
- [Bro86] E.Browne, R.B.Firestone, Table of Radioactive isotope, Ed. J. Wiley and sons
- [Cam70] J.Camplan, R. Meunier, J.L.Sarrouy, Nucl. Instr. And Meth. **84** (1970) 37
- [Cau88] G.R.Caughlan et W.A.Fowler, At. Data Nucl. Data Tables **40** (1988) 283
- [Cha05] A. Chafa and al, Phys. Review Letters **95** (2005)031101
- [Cha07] A. Chafa and al, Phys. Review **C75** (2007) 035810
- [Cla83] D.D.Clayton, 'In principles of stellar evolution and nucléosynthesis (University of Chicago Press, 1983)
- [Coc00] A. Coc and al, Astron. Astrophys. **357** (2000), 561-571
- [Eva61] R.D. Evans, le noyau atomique, Dunod, Paris 1961, 532
- [Fer65] A.J. Ferguson, Angular correlation methods in  $\gamma$ -ray spectro., Holland (1965)
- [Fir96] R.B. Firestone, Table of isotope 8<sup>th</sup> edition, Edit. Virginie S. Shirley (1996)
- [Fow67] W.A.Fowler and al, Annual Rev. of Astron. And Astrophy. **5** (1967)525
- [Fow75] W.A.Fowler and al, Annual Rev. of Astron. And Astrophy. **13** (1975) 69
- [Fox04] C. Fox and al, Physical Review Letters Vol 93, **081102** (2004) 1
- [Fox05] C. Fox and al, Physical Review C 71, **0055801**(1962)1

- [Gea93] GEANT, description de détecteur et outil de simulation, CERN, Genève, ou voir : [http://www.info.cern.ch/asdoc/geant\\_html3/geantall.html](http://www.info.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html)
- [Gom98] J.Gomez-Gomar, M. Hernanz, J. José et J. Isern, Mon. Not. R. Astron. Soc. **296** (1998) 913
- [Hel00] R.G.Helmer, C.Van der Leun, Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. **A450** (2000) 35
- [Her96] M.Hernanz, J. José, A. Coc et J. Isern, Astrophys. J. **465** (1996) L27
- [Her99] M.Hernanz and al, Astrophys.J. **526** (1999) L97
- [Her04] M.Hernanz et J.José, New Astron. Rev. **48** (2004) 35
- [Jos98] J.José et M.Hernanz, Astrophys.J. **494** (1998) 680
- [Kap98] F. Kappeler, F.K.Thielemann et M. Wiescher, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **48** (1998) 175
- [Koz06] R.L. Kozub et al, Phys. Rev. C **71** (2005) 032801
- [Lan58] A.M.Lane, R.G.Thomas, Rev. Mod. Phys. **30** (1958) 257
- [Lan89] V. Landre and al, Physical Review C **Vol. 40**, N°5 (1989) 1972
- [Lin63] J. Lindhard, M.J.L.Yates, Nuclear Physics **44** (1963) 220
- [Lit63] A.E. Litherland et M.J.L. Yates, Nuclear Physics **44** (1963) 220
- [Lor79] H. Lorentz-Wirzba and al, Nuclear Physics **A313** (1979) 346
- [Mak80] H.B. Mak and al, Nuclear Physics **A343** (1980) 79
- [Mic64] A. Michalowicz, cinématique des réactions nucléaires, Dunod (1964)
- [Nol90] P.J.Nolan and al, Nuclear Physics **A520** (1990) 657c
- [NuDat] NuDat database, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [Pol69] L.M. Polsky, C.H. Holbrow et R. Middleton, Phys. Rev. **186** (1969) 966
- [Rad00] D.C.Radford, Nucl. Instr. Meth. **A361** (1995) 297
- [Rol73a] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A199** (1973) 257
- [Rol73b] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A199** (1973) 306
- [Rol73c] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A217** (1973) 29
- [Rol74] C. Rolfs and R.E. Azuma, Nuclear Physics **A227** (1974) 291
- [Rol75] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A250** (1975) 295
- [Rol88] C. Rolfs, W.S.Rodney, Cauldrons in the cosmos, university of Chicago Press (1988)
- [Ser03a] N. De Serville, Thèse de Doctorat, Paris 7 (2003)
- [Ser03b] N. De Serville et al, Phys. Review C **67** (2003) 052801(R)
- [Sta98] S.Starrfield and al, Mon. Not. R. Astron. Soc., **296** (1998) 502
- [Til95] D.R. Tilley and al, Nuclear Physics **A595** (1995) 1
- [Tho51] R.G. Thomas, Physical Review **81** (1951) 148
- [Tho99] W.J. Thompson and al, Nuclear Physics **A647** (1999) 259
- [Wie01] J.Van der Wiele, Annales de Physique, **Vol 26** N°6 (2001)
- [Zie03] J.F.Ziegler et J.P.Biersack, Programme SRIM 2003 (non-publié) voir également le URL <http://www.srim.org>