



HAL
open science

Détermination par réaction de transfert de largeurs alpha dans le fluor 19. Applications à l'astrophysique

Francois de Oliveira Santos

► **To cite this version:**

Francois de Oliveira Santos. Détermination par réaction de transfert de largeurs alpha dans le fluor 19. Applications à l'astrophysique. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris Sud - Paris XI, 1995. Français. NNT: . tel-01009384

HAL Id: tel-01009384

<https://theses.hal.science/tel-01009384v1>

Submitted on 17 Jun 2014

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

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

N° D'ORDRE : 3651

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

THESE
Présentée
Pour Obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS XI ORSAY**

Par

François de Oliveira Santos

**DETERMINATION PAR REACTION DE TRANSFERT
DE LARGEURS ALPHA DANS LE FLUOR 19.
APPLICATIONS A L'ASTROPHYSIQUE.**

Soutenue le vendredi 14 Avril 1995 devant la commission d'examen

M.	H. Sergolle	Président
	N. Alamanos	Rapporteur
	M. Arnould	Rapporteur
	A. Coc	
	M. Mermaz	
Mme	D. Guillemaud-Mueller	

N° D'ORDRE : 3651

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

THESE
Présentée
Pour Obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS XI ORSAY**

Par

François de Oliveira Santos

**DETERMINATION PAR REACTION DE TRANSFERT
DE LARGEURS ALPHA DANS LE FLUOR 19.
APPLICATIONS A L'ASTROPHYSIQUE.**

Soutenu le vendredi 14 Avril 1995 devant la commission d'examen

M.	H. Sergolle	Président
	N. Alamanos	Rapporteur
	M. Arnould	Rapporteur
	A. Coc	
	M. Mermaz	
Mme	D. Guillemaud-Mueller	

A mon grand père Léon

Ce qui est exposé dans cette thèse représente la substance précieuse du travail que j'ai effectué dans le laboratoire du C.S.N.S.M. (Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse) au sein du groupe d'astrophysique nucléaire. Le reste ? Ce fut erreurs, doutes, incertitudes et autres errements sur les chemins de la connaissance. 'On n'apprend bien qu'en faisant des erreurs' disait quelqu'un. Alors j'ai beaucoup appris !

Dans ce voyage j'ai bénéficié de guides de grande valeur et j'ai le plaisir d'en citer quelques uns. Tout d'abord je remercie mon directeur de thèse, Alain Coc, pour sa patience infinie et ses compétences non moins grandes. Sans lui cette thèse n'aurait jamais été. Je remercie également chacun des membres de l'équipe dans laquelle j'ai trouvé une ambiance très agréable. Je remercie Anne Lefebvre pour sa gentillesse et ses yeux de lynx. Merci à Pierre Aguer, dont l'éloquence n'a jamais cessé de m'impressionner. Merci également à Gilles Bogaert et Jürgen Kiener. Je remercie enfin Jean-Pierre Thibaud pour ses aides pour moi inestimables.

L'expérience $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ a été réalisée au tandem d'Orsay. Cette expérience n'aurait jamais pu avoir lieu sans le concours d'un grand nombre de personnes. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à toute l'équipe de l'I.P.N. (Institut de Physique Nucléaire) : J.M. Maison, L. Rosier, G. Rotbard, J. Vernotte et particulièrement à Simone Fortier qui fut également mon initiatrice à la DWBA.

Dans le laboratoire du CSNSM j'ai également trouvé une aide constante et une amitié en les personnes de Carmen Angulo, Isabelle Deloncle, Andréa Denker, Fairouz Hammache, Jean-Jacques Correia, Mohammed Kaci, Bernard Legrand, Vincent Tatischeff et j'en oublie beaucoup. Merci à vous tous.

Pour la partie astrophysique j'ai eu l'occasion de rencontrer des personnes remarquables. Il faut que je remercie spécialement Alain Jorissen de Bruxelles que j'ai trouvé très clair dans ses explications à propos des étoiles AGB, fort serviable et très patient. Je sais ce que je lui dois pour cette partie de la thèse.

Je tiens à remercier Madame Guillemaud-Mueller et Monsieur Mermaz (mon deuxième initiateur à la DWBA) pour avoir accepté de faire partie du jury, et Messieurs Arnould et Alamanos qui ont accepté le délicat rôle de rapporteur de cette thèse. J'adresse également mes remerciements à Monsieur H. Sergolle pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je n'ai pas oublié tous mes collègues, chercheurs et membres du personnel technique et administratif, qu'ils me pardonnent de ne pouvoir tous les nommer, qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance.

Et finalement, tout ceci n'aurait pas pu aboutir sans l'attention de ma mère, de ma famille et de Jana Sopkova. Merci à vous tous pour votre patience et votre constant réconfort.

Puisse la recherche faire encore longtemps mon bonheur.

Plan

Le plan de cette thèse suit un mouvement très naturel puisque c'est approximativement celui du temps. On peut y distinguer quatre parties principales.

* Une première partie est consacrée à la présentation du sujet de ce travail et d'outils nécessaires pour appréhender le domaine d'étude. Le problème de la nucléosynthèse du fluor est exposé et une stratégie est énoncée afin de progresser dans la connaissance de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, certainement la principale réaction de production de fluor dans l'Univers. Cette réaction intervient essentiellement par le biais d'une résonance sur le niveau d'énergie $E = 4,377 \text{ MeV}$ du ^{19}F .

* Dans un deuxième temps, dans un ensemble appelé 'PARTIE EXPERIMENTALE' on présentera les détails et les choix expérimentaux qui nous ont permis de mesurer les distributions angulaires pour la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$. Nous avons utilisé une cible gazeuse confinée d' ^{15}N . Une simulation de type Monte Carlo de l'expérience a été entreprise pour accéder aux paramètres géométriques de la cible. Une attention particulière a été portée sur la normalisation de l'expérience.

* Ces distributions, on le verra dans une troisième partie appelée 'ANALYSE DWBA', nous permettront d'extraire les paramètres spectroscopiques dont nous avons besoin pour déterminer les largeurs alpha des premiers niveaux non liés du fluor. Dans cette partie on exposera d'abord le principe du calcul DWBA, le modèle simple de 'cluster' alpha que nous avons utilisé, l'approximation de transfert direct. On exposera comment on peut accéder à des informations sur la structure nucléaire à partir de réactions de transfert et par l'utilisation d'un code de calcul DWBA. L'analyse de l'expérience de transfert est présentée dans ce cadre. Nos résultats seront comparés avec d'autres travaux publiés, en particulier avec des largeurs alpha mesurées directement.

* Finalement dans une dernière partie nous regarderons l'aspect astrophysique du problème. On présentera d'abord nos résultats sous la forme d'un nouveau taux de réaction. Ensuite nous aborderons différents modèles proposés pour la nucléosynthèse du fluor. L'intérêt de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ est relevé dans chacun de ces scénarios. Nous aurons l'occasion d'exposer brièvement les principaux résultats que notre nouveau taux va ou pourrait produire pour la nucléosynthèse du fluor.

Pour faciliter la lecture, à chaque début de chapitre on trouvera un résumé succinct de ce qui y est exposé. Quelques sujets plus généraux ou plus éloignés sont présentés sous la forme d'annexes.

Table des Matières

'Les astres sont les atomes de l'infini. Les lois qui gouvernent les atomes gouvernent aussi les mondes. La même quantité de matière existe toujours. Après avoir été employée à former des nébuleuses, des étoiles, des planètes et des êtres, elle ne reste pas inactive : elle rentre dans une circulation nouvelle.'

Camille Flammarion (1842-1925).

Table des Matières

REMERCIEMENTS	3
PLAN	5
TABLE DES MATIERES	7
INTRODUCTION	
Introduction	19
Chapitre 1 : Expressions des taux de réaction en astrophysique	21
1.1. <i>Introduction</i>	21
1.2. <i>Le taux de réaction</i>	21
1.2.1. <i>Expression générale</i>	21
1.2.2. <i>Effet de la barrière Coulombienne</i>	23
1.2.3. <i>Le pic de Gamow</i>	25
1.3. <i>Réaction non résonante</i>	26
1.4. <i>Capture résonante - cas des résonances étroites</i>	28
1.5. <i>Le terme du continuum à haute température</i>	30
1.6. <i>Remarques finales</i>	30
Chapitre 2 : La problématique	31
2.1. <i>Introduction</i>	31
2.2. <i>Abondance du fluor</i>	31

2.3. Origine du fluor	32
2.4. Le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$	33
2.5. Incertitudes sur le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$	36
2.6. Stratégie.....	37

PARTIE EXPERIMENTALE

Chapitre 3 : Le dispositif expérimental.....	41
3.1. Introduction	41
3.2. Le faisceau.....	41
3.3. La chambre à réaction du Split-Pole	42
3.4. La Cible	42
3.4.1. Une cible gazeuse confinée	43
3.4.2. Feuilles d'entrée et de sortie du faisceau.....	43
3.4.3. Les feuilles de sortie des produits de réaction	43
3.4.4. Pression de la cible	44
3.4.5. Géométrie de la cible	44
3.4.6. Technique d'étanchéité	47
3.5. Le spectromètre Split-Pole	48
3.6. L'ensemble de détection	49
3.6.1. Détecteur 'Position'	49
3.6.2. Détecteur ' ΔE '	49
3.6.3. Détecteur 'E'	49
3.6.4. L'électronique et le système d'acquisition	50
3.6.5. Temps mort	50
3.7. Simulation Monte Carlo	50
3.7.1. Principe général d'un programme de simulation.....	51
3.7.2. Description du Monte Carlo SHOW	51
3.7.3. Résultats	53
3.7.4. Vérifications expérimentales	58
3.7.5. Résumé.....	58

Chapitre 4 : Traitement des données	61
4.1. <i>Introduction</i>	61
4.2. <i>Discrimination des particules</i>	61
4.3. <i>Elargissement en énergie et correction liée à la variation de pression</i>	63
4.4. <i>Les pertes d'énergie ; correction en fonction de l'angle</i>	65
4.5. <i>Correction de l'aberration du spectromètre</i>	65
4.6. <i>Résultats des corrections</i>	67
4.7. <i>Pollution</i>	67
4.8. <i>Extraction des pics - problèmes de déconvolution</i>	68
4.8.1. <i>Procédure</i>	68
4.8.2. <i>Les pics très proches</i>	71
4.9. <i>Le moniteur</i>	72
4.10. <i>Résumé</i>	73
Chapitre 5 : Normalisation	75
5.1. <i>Introduction</i>	75
5.2. <i>La diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$</i>	75
5.3. <i>Désaccord sur la normalisation</i>	76
5.4. <i>Origine du problème de normalisation</i>	78
5.5. <i>Nouvelles mesures de normalisation</i>	80
5.5.1. <i>Conditions expérimentales 'standards'</i>	80
5.5.2. <i>Les cibles solides</i>	80
5.5.3. <i>Principe de la normalisation</i>	81
5.5.4. <i>Normalisation de la réaction de transfert</i>	81
5.6. <i>Mesures d'épaisseurs de cibles par diffusion élastique</i>	82
5.6.1. <i>Principe</i>	82
5.6.2. <i>Le moniteur</i>	83
5.6.3. <i>Cible de carbone, diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$</i>	84
5.6.4. <i>Cible mélamine-carbone, diffusion $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$</i>	85
5.6.5. <i>Cible en sandwich or-mélamine-carbone, diffusion $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$</i>	86

5.7. Mesures d'épaisseurs de cibles par microanalyse nucléaire	88
5.7.1. Cible de carbone	88
5.7.2. Cible or-mélamine-carbone	88
5.7.3. Cible mélamine-carbone	88
5.8. Analyse des résultats	90
5.8.1. Cible de carbone	90
5.8.2. Cible or-mélamine-carbone	90
5.8.3. Cible mélamine-carbone	91
5.8.4. Conclusion	91
5.8.5. Transfert alpha sur cible solide de mélamine	93
5.9. Résumé	95

ANALYSE DWBA

Chapitre 6 : L'approximation DWBA	99
6.1. Introduction	99
6.2. Théorie élémentaire de la diffusion	99
6.3. Equation intégrale de la diffusion	101
6.4. Approximation de Born	102
6.5. Approximation de Born en ondes distordues	104
6.6. Généralisation de l'approximation DWBA	105
6.7. Approximation des potentiels	107
6.8. Réaction directe - réaction de transfert	109
6.9. Les nombres quantiques	110
6.10. Moments angulaires	113
6.11. Le facteur spectroscopique	114
6.12. Calcul en portée finie	115
6.13. Résumé	117

Chapitre 7 : Analyses et Résultats	119
7.1. <i>Introduction</i>	119
7.2. <i>Codes de calcul</i>	119
7.3. <i>Fonction d'onde du ${}^7\text{Li}$ et potentiel de transfert</i>	121
7.4. <i>La fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau de fluor</i>	124
7.5. <i>Les fonctions d'onde distordues</i>	128
7.6. <i>Calculs Hauser-Feshbach</i>	130
7.7. <i>Analyse des résultats</i>	132
7.7.1. <i>La contribution Hauser-Feshbach</i>	137
7.7.2. <i>Les moments angulaires transférés</i>	138
7.7.3. <i>Les différents programmes</i>	138
7.7.4. <i>Le potentiel distordant dans la voie d'entrée</i>	139
7.7.5. <i>Le potentiel distordant dans la voie de sortie</i>	140
7.7.6. <i>Calculs en représentation post et prior</i>	141
7.7.7. <i>Comportement en fonction du potentiel du projectile</i>	142
7.7.8. <i>Facteurs spectroscopiques</i>	144
7.7.9. <i>La configuration $2N+L$ du fluor</i>	146
7.7.10. <i>Comportement en fonction du potentiel ${}^{15}\text{N} + \alpha$</i>	146
7.7.11. <i>Largeurs alpha</i>	148
7.8. <i>Comparaison des résultats</i>	152
7.8.1. <i>Les états de parité négative</i>	152
7.8.2. <i>Les états de parité positive</i>	153
7.8.3. <i>Les largeurs alpha</i>	154
7.8.4. <i>Incertitudes</i>	156
7.9. <i>Conclusion</i>	159

PARTIE ASTROPHYSIQUE.....

Chapitre 8 : Nouveaux taux de réaction	163
8.1. <i>Introduction</i>	163
8.2. <i>Caractéristiques nucléaires</i>	163

8.3. Taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$	165
8.3.1. Le niveau $E_x = 4,377 \text{ MeV}$	167
8.3.2. Les autres niveaux proches.....	168
8.3.3. Les niveaux de plus haute énergie	171
8.3.4. Les niveaux sous le seuil	172
8.3.5. Capture directe	175
8.3.6. Conclusion.....	179
8.4. La réaction miroir $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$	183
8.4.1. Intérêt	183
8.4.2. Caractéristiques nucléaires.....	183
8.4.3. Résultats	186
Chapitre 9 : La nucléosynthèse du fluor	189
9.1. Introduction	189
9.2. La combustion hydrostatique de l'hydrogène	190
9.3. La combustion explosive de l'hydrogène	191
9.4. La combustion hydrostatique de l'hélium	196
9.5. Mesure de l'abondance extra-solaire	197
9.6. Les géantes asymptotiques.....	198
9.6.1. Caractéristiques	198
9.6.2. Les pulsations thermiques	200
9.6.3. La production de fluor pendant les pulsations - le processus	200
9.6.4. La production de fluor avec l'ancien taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$	202
9.6.5. La production de fluor avec le nouveau taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$	207
9.6.6. Autres facteurs pouvant intervenir sur la production de fluor	211
9.6.7. Conclusion.....	212
9.7. La combustion explosive de l'hélium	212

9.8. <i>Les combustions mixtes</i>	212
9.9. <i>La nucléosynthèse du fluor par neutrinos</i>	213
9.10. <i>Conclusions</i>	216
CONCLUSION	219
ANNEXES	
Annexe 1 : Constantes et unités	223
A1.1. <i>Abondances</i>	223
A1.2. <i>Constantes - Unités</i>	224
A1.3. <i>Divers</i>	224
Annexe 2 : Largeur particule simple	225
A2.1. <i>Introduction</i>	225
A2.2. <i>Largeur partielle d'émission</i>	225
A2.3. <i>Largeur limite de Wigner</i>	227
A2.4. <i>Les noyaux miroirs</i>	228
Annexe 3 : Le potentiel optique	229
A3.1. <i>Introduction</i>	229
A3.2. <i>Le potentiel optique</i>	229
A3.3. <i>Détermination des paramètres</i>	232
Références Bibliographiques	233

Introduction

'L'intérieur d'une étoile est un tohu-bohu d'atomes, d'électrons et de photons. Il faut faire appel aux plus récentes découvertes de la physique atomique pour suivre les dédales de cette danse. Nous avons commencé l'exploration de l'intérieur d'une étoile ; nous nous retrouvons explorant l'intérieur de l'atome'.

The internal Constitution of the Stars.
A.S. Eddington (1926).

Introduction

L'astrophysique nucléaire est apparue au début de ce siècle à peine après la physique nucléaire. C'est la question de la genèse de l'énergie du Soleil qui est à l'origine de cette discipline. La théorie de la génération d'énergie par contraction gravitationnelle proposée par H. von Helmholtz (1821-1894) et Lord W. Thompson Kelvin (1824-1907) au 19^e siècle ne pouvait suffire à elle seule à justifier les quantités d'énergie produites par le soleil et la durée de vie de celui-ci. Un des premiers à avoir associé la physique nucléaire à la physique des étoiles fut certainement l'astrophysicien Sir A.S. Eddington (1882-1944) lors d'un colloque en 1920 où il émit l'hypothèse que l'énergie solaire était libérée par fusion d'atomes d'hydrogène [POU91], mais c'est le physicien G. Gamow (1904-1968) qui en précisa le premier les mécanismes en utilisant l'effet tunnel (1929). L'astrophysique nucléaire d'aujourd'hui consiste à identifier les lieux et les processus de la synthèse des nucléides dans l'Univers. Le scénario général est assez bien connu et les fondements établis. Pour la majorité des nucléides on sait préciser leurs origines et vérifier approximativement que les abondances mesurées dans le système solaire et dans l'Univers peuvent être reproduites par des calculs réalisés à l'aide de codes informatiques.

Dans le scénario standard deux principaux types de nucléosynthèse sont à considérer, chacune s'étant déroulée à des époques différentes. La première dans le temps est appelée nucléosynthèse primordiale puisque c'est celle qui s'est produite aux premiers instants de l'histoire de l'Univers, peu après le moment dit du Big Bang, à une époque où la densité et la température de l'Univers étaient telles que des réactions nucléaires pouvaient se produire. Elle a transformé les nucléons individuels, protons et neutrons primordiaux, en approximativement 78 % en masse d'hydrogène et 22 % d'hélium. Les métaux* ne sont donc quasiment pas produits.

Dans un deuxième temps la nucléosynthèse dite stellaire, du fait qu'elle se déroule à l'intérieur des étoiles, a conduit à la synthèse de la majorité des autres éléments. Les étoiles sont d'énormes réservoirs de matière. Un équilibre tente de s'établir entre les forces de gravité qui contractent l'étoile et les forces de pression qui s'exercent depuis le cœur vers la surface. La densité et la température du cœur de l'étoile sont souvent telles que des réactions nucléaires se produisent. Malgré la barrière de répulsion Coulombienne et grâce à l'effet tunnel de la mécanique quantique les noyaux atomiques de charge positive s'unissent pour former en général des noyaux de plus grande masse, générant en même temps l'énergie que les étoiles rayonnent. Une étoile est un réacteur thermonucléaire à auto-confinement gravitationnel.

Pour que le milieu interstellaire puisse s'enrichir en éléments plus lourds il faut évidemment que les produits de la nucléosynthèse stellaire puissent s'échapper de leur lieu de production et se mélanger au gaz primordial.

* En astrophysique on appelle métaux tous les éléments autres que l'hydrogène et l'hélium.

On identifie ainsi un certain nombre de sites où cela est possible (nébuleuse planétaire, novae, supernovae, vent stellaire...). Le nouveau mélange ainsi produit se condense plus tard en étoiles et participe de nouveau à l'enrichissement du milieu. Une partie des noyaux produits reste également sous la forme de résidus condensés (naine blanche, étoile à neutrons et éventuels trous noirs...), on peut donc les considérer comme perdus pour l'enrichissement interstellaire. On calcule les abondances et les masses en question, on peut ainsi proposer un modèle d'évolution chimique de la galaxie. Dans ce modèle on tente d'identifier noyau par noyau toute l'histoire de leur nucléosynthèse.

Nous nous sommes intéressés essentiellement à la nucléosynthèse du fluor. L'étude de cet élément n'aurait certainement pas toute l'importance qu'on lui accorde si celui-ci ne sortait pas du cadre présenté précédemment. Les modèles ne produisent pas assez de fluor pour atteindre l'abondance solaire. Le défi a semblé probablement plus grand encore car il s'agit d'un élément relativement léger et assez bien connu. Le désaccord est flagrant et c'est le signe qu'il y a quelques secrets à percer.

On peut considérer qu'il y a deux façons de tenter de résoudre le problème. D'un côté on peut chercher d'autres mécanismes 'non standards'. Le problème du fluor, pour lui seul, a déjà suscité cette démarche. Nous allons exposer dans le dernier chapitre un modèle appelé 'v-process' qui prédit la synthèse du ^{19}F par les neutrinos dans les supernovae. D'un autre côté on peut étudier davantage les modèles 'classiques' et préciser les mécanismes en cause. Plusieurs études ont été réalisées dans ce sens, en particulier dans un modèle de pulsations thermiques dans des étoiles dites AGB. Notre travail s'inscrit dans cette démarche. Nous allons chercher à préciser le taux de la réaction nucléaire $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, identifiée comme particulièrement importante dans la production du fluor, et dont la section efficace dans le domaine d'énergie astrophysique est très mal connue aujourd'hui.

Les réactions nucléaires se produisent dans les étoiles principalement à des températures inférieures à 1000 millions de degrés ($T_6 = 5$ à 1000^*). Cela correspond souvent à des énergies cinétiques tellement faibles en physique nucléaire que la mesure en laboratoire des taux de réaction est très délicate. En particulier pour les particules chargées les sections efficaces sont très faibles à cause de la barrière Coulombienne. Il s'agit souvent de mesures de grande difficulté et d'extrapolations à partir de mesures à plus haute énergie. En plus des méthodes directes de mesure de sections efficaces des réactions nucléaires, les physiciens possèdent et développent d'autres méthodes indirectes pour obtenir les informations inaccessibles autrement. Les travaux présentés dans cette thèse illustrent comment on peut obtenir des informations sur la structure nucléaire par le biais d'une réaction de transfert et par un calcul DWBA.

Avant de développer la problématique de la nucléosynthèse du ^{19}F nous allons d'abord introduire certaines notions et outils essentiels. Ce qui est connu et utilisé en astrophysique nucléaire est résumé dans la formule du taux de réaction, qui est traditionnellement noté $\langle \sigma v \rangle$. C'est une fonction de la température du milieu et elle exprime la vitesse de la réaction. C'est une formulation particulièrement pratique puisque tous les comportements microscopiques y sont résumés en fonction de la température (lorsque les effets de plasma et d'autres effets sont négligés), variable macroscopique facile d'utilisation dans les codes de calculs. Nous allons immédiatement établir ces formulations afin de pouvoir les utiliser rapidement.

* On note T_n pour signifier que la température est donnée en 10^n degrés.

Chapitre 1

Expressions des taux de réaction en astrophysique

1.1. Introduction

De nombreux sites dans l'Univers sont constitués de gaz à haute température et haute densité (ex : pour le cœur du soleil $T_6 \sim 15$ et la densité $\sim 150 \text{ g/cm}^3$)* dans lesquels se déroulent des réactions nucléaires. Ces réactions modifient évidemment la composition chimique du milieu et sont intimement liées à la température et la densité. Afin de suivre ces transformations par le biais de codes de modélisations stellaires, il convient de formuler les taux de réactions sous une forme pratique, c'est à dire de relier les paramètres microscopiques de la physique nucléaire (section efficace, vitesse etc.) aux paramètres macroscopiques de l'astrophysique (densité, température, abondances etc.). Pour comparaison, nous utiliserons le formalisme de Fowler qui permet d'exprimer de façon approchée les taux de réaction par des formules analytiques.

1.2. Le taux de réaction

Nous souhaitons exposer ici des éléments d'astrophysique nucléaire sans faire cependant un exposé exhaustif du sujet, quelques développements supplémentaires pourront être trouvés par exemple dans les références [CLA83] [LAN80] [ROL88] [FOW67] [FOW75]. Nous nous arrêterons aux formulations qui seront utilisées dans le cas de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ et au résumé des considérations qui y conduisent.

1.2.1. Expression générale

De façon très générale, supposons deux constituants 1 et 2 qui se transforment dans un plasma par la réaction nucléaire : $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots$. Si on considère les nucléides 1 et 2 ayant une vitesse relative comprise entre v et $v + dv$, le nombre de réactions par cm^3 et par seconde pour ces noyaux est donné par la relation simple :

$$dr = N_1 N_2 \Phi(v) v \sigma(v) dv \quad (1.1)$$

* Il est traditionnel en astrophysique d'utiliser le système cgs d'unités.

avec :

$\Phi(v)dv$: la probabilité d'avoir la vitesse relative comprise entre v et $v + dv$,
et $\Phi(v)$ la densité de probabilité, normalisée par :

$$\int_0^{\infty} \Phi(v) dv = 1,$$

N_1 et N_2 : les densités des constituants 1 et 2 en nombre de particules par cm^3 , que l'on relie facilement aux abondances et à la densité du milieu,

$\sigma(v)$: la section efficace totale de la réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots$

Le taux de réaction moyen s'écrit donc :

$$r = N_1 N_2 \int_0^{\infty} \Phi(v) v \sigma(v) dv \quad (1.2)$$

que l'on note habituellement :

$$r = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle. \quad (1.3)$$

Dans tous les sites où les gaz sont non relativistes, non dégénérés et à l'équilibre thermodynamique, il convient de considérer une distribution des vitesses du type de Maxwell-Boltzmann, explicitement :

$$\Phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2} m v^2 \frac{1}{kT} \right) \quad (1.4)$$

avec :

m : la masse réduite.

On définit la masse réduite sans dimension par $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$,

avec A_1 et A_2 le nombre de masse des noyaux 1 et 2.

On a donc approximativement $m = \mu \times (1 \text{ unité de masse atomique})$,
avec $1 \text{ u.m.a.} \approx 931,5 \text{ MeV}/c^2$.

T : la température du gaz,

k : la constante de Boltzmann.

que l'on doit donc introduire dans l'intégrale précédente (1.2), ce qui conduit à :

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi m}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) dE \quad (1.5)$$

où l'énergie cinétique E est exprimée dans le centre de masse.

On multiplie habituellement le taux de réaction par le nombre d'Avogadro N_A , le taux est ainsi exprimé en $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1} (\text{mole})^{-1}$.

1.2.2. Effet de la barrière Coulombienne

Dans toute la suite de l'exposé nous considérerons des réactions entre particules chargées. Aux températures stellaires les noyaux atomiques chargés positivement peuvent s'approcher les uns des autres du fait de l'agitation thermique, mais généralement les énergies cinétiques sont très inférieures à la barrière de répulsion coulombienne.

Par exemple, avec une distribution de type Maxwell-Boltzmann l'énergie thermique moyenne par particule est égale à $E = \frac{3}{2}kT$, ce qui donne $E = 8$ à 25 keV pour $T_6 = 100$ à 300 ,

alors que la hauteur de la barrière coulombienne est donnée par la relation $H = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{R}$
 (SI) = $1,44 \frac{Z_1 Z_2}{R(\text{fm})}$ MeV. Pour la réaction $^{15}\text{N} + \alpha$ elle est de l'ordre de 4 MeV.

La mécanique quantique, par le biais de l'effet tunnel, rend possible la pénétration de la barrière coulombienne. La probabilité pour que cela se produise est donnée par la relation :

$$P = \frac{|\psi(R_n)|^2}{|\psi(R_c)|^2} \quad (1.6)$$

où $\psi(R_n)$ et $\psi(R_c)$ sont les fonctions d'onde du projectile aux points R_n et R_c définis sur la figure A-1.

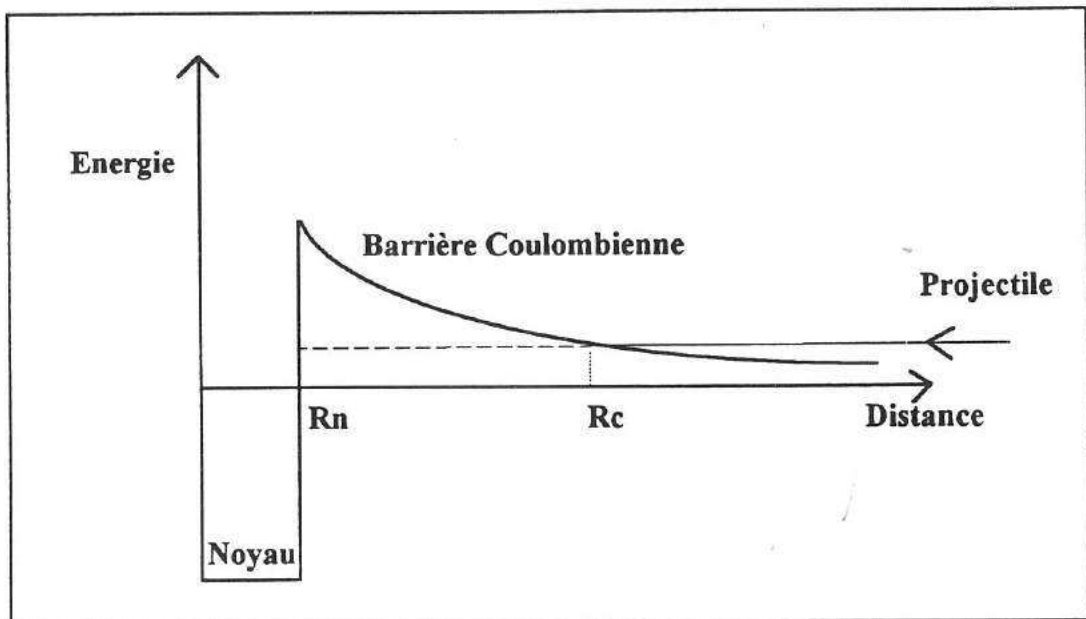


Fig. A-1 : Schématiquement, la barrière Coulombienne, avec :
 R_n : le rayon nucléaire (modèle de puits carré),
 R_c : le point de "contact" (au sens de la physique classique).

Une estimation simple (lorsque $H \gg E_{\text{cinétique}}$, sans tenir compte des moments cinétiques et sans tenir compte également des effets du plasma) peut être faite de cette expression. Elle est connue sous le nom de facteur de Gamow et s'écrit sous la forme :

$$P = \exp(-2 \pi \eta), \quad (1.7)$$

avec
$$\eta = \frac{Z_1 Z_2}{\hbar v} \frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0} \quad (\text{SI}) \quad : \text{ le paramètre de Sommerfeld.}$$

où v est la vitesse du projectile (centre de masse).

Numériquement on a :
$$2 \pi \eta = 31,29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}$$

avec :

E : l'énergie dans le centre de masse en keV
 μ : la masse réduite sans dimension.

Du fait de la barrière coulombienne la section efficace de réaction pour une énergie cinétique E est donc proportionnelle à ce facteur de pénétrabilité (facteur de Gamow) :

$$\sigma(E) \propto \exp(-2 \pi \eta) \quad (1.8)$$

La section efficace est aussi proportionnelle à la section géométrique maximale (terme cinématique), c'est à dire à la longueur d'onde de de Broglie au carré :

$$\sigma(E) \propto \lambda^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (1.9)$$

La section efficace s'écrit finalement sous cette forme :

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2 \pi \eta) \quad (1.10)$$

où la partie $S(E)$, que l'on appelle habituellement facteur astrophysique, contient toute la dépendance nucléaire de la section efficace de réaction.

Si l'on utilise cette expression de $\sigma(E)$ pour le calcul de l'intégrale (1.5), le taux de réaction prend alors la forme suivante :

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi m}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right) dE \quad (1.11)$$

où la quantité b est donnée par la relation :

$$b = 0,989 Z_1 Z_2 \mu(\text{uma})^{\frac{1}{2}} (\text{MeV})^{\frac{1}{2}}.$$

1.2.3. Le pic de Gamow

Le terme suivant :

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right) \quad (1.12)$$

n'a une valeur non négligeable que sur un petit domaine d'énergie autour de E_0 , valeur de l'énergie où l'expression est maximale (voir fig. A-2). Ce domaine est appelé pic de Gamow.

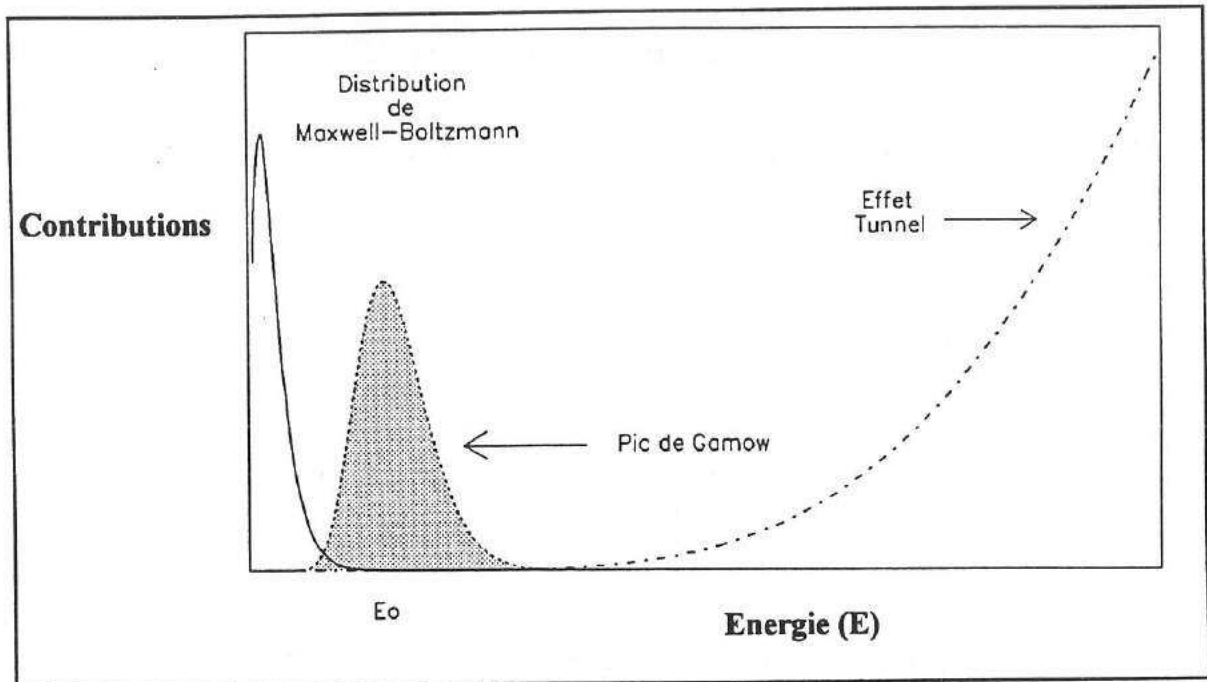


Fig. A-2 : La convolution de la distribution de Maxwell-Boltzmann par l'effet tunnel est non négligeable que sur un domaine restreint appelé pic de Gamow (représenté ici en agrandi). Il faut remarquer que l'énergie E_0 (position moyenne du pic) est plus grande que l'énergie cinétique moyenne des particules du gaz.

C'est donc les valeurs de $S(E)$ au voisinage de E_0 qui contribuent à l'intégrale (1.11). On montre que la position moyenne du pic est déterminée par la relation suivante [CLA83] :

$$E_0 = \left(\frac{b kT}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \quad : \text{l'énergie au centroïde du pic de Gamow,}$$

$$= 1,22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{\frac{1}{3}} \text{ keV}$$

où T_6 est la température exprimée en millions de degrés.

L'expression (1.11) du taux de réaction peut être calculée numériquement, mais il est habituel d'en représenter le résultat par une formule analytique approchée (expression de Fowler). Nous présentons ci-dessous les expressions retenues pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$.

1.3. Réaction non résonante

Lorsque $S(E)$ varie lentement avec E on peut effectuer un développement limité de $S(E)$ en série de Mac Laurin-Taylor en $E=0$:

$$S(E) = S(0) + \dot{S}(0)E + \frac{1}{2}\ddot{S}(0)E^2 + \dots \quad (1.13)$$

Ce développement introduit dans l'intégrale (1.11) conduit au résultat suivant [LAN80] :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_1 T^{\frac{2}{3}} \exp(-C_2 T^{\frac{1}{3}}) \sum_n \alpha_n T^{\frac{n}{3}} \quad (1.14)$$

où

les coefficients C_1, C_2, α_n sont des constantes,
 T : la température.

Ce développement analytique approché reproduit correctement un certain nombre de comportements. On l'utilise par exemple pour rendre compte de la capture directe (voir chapitre 9). Cette expression s'applique également aux queues de résonances sous le seuil.

Un autre cas intéressant est relié au comportement de la section efficace lorsqu'il y a une résonance à haute énergie éloignée du pic de Gamow et où seule intervient la queue de la résonance. En général on obtient un facteur astrophysique $S(E)$ variant faiblement avec l'énergie (dans le domaine des basses énergies), ce qui nous amène à l'expression analytique précédente. En réalité dans ce cas l'expression n'est valable que pour une température suffisamment faible, inférieure à une certaine température limite T_0 . De façon phénoménologique on multiplie l'expression précédente par l'exponentielle suivante :

$$\exp\left(-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right). \quad (1.15)$$

Une formulation analytique approchée de T_0 peut être trouvée dans la référence [FOW67].

Dans la pratique on se limite à sommer les contributions en $T^{\frac{n}{3}}$ jusqu'à $n = 5$ au maximum.

On développe donc habituellement l'expression (1.14) sous la forme suivante [LAN80] :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_1 T_9^{-2/3} \exp[-C_2 T_9^{-1/3} - (\frac{T_9}{T_0})^2] \{ 1 + C_3 T_9^{1/3} + C_4 T_9^{2/3} + C_5 T_9 + C_6 T_9^{4/3} + C_7 T_9^{5/3} \} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} (\text{mole})^{-1}. \quad (1.16)$$

avec T_9 la température en milliards de degrés,

et où :

$$C_1 = 7,8324 \cdot 10^9 (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{1/6} \frac{S(0)}{\mu^{1/2}}$$

$$C_2 = 4,2475 (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{1/3}$$

$$C_3 = 9,810 \cdot 10^{-2} (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{-1/3}$$

$$C_4 = 0,1220 \frac{\dot{S}(0)}{S(0)} (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{1/3}$$

$$C_5 = 8,377 \cdot 10^{-2} \frac{\dot{S}(0)}{S(0)}$$

$$C_6 = 7,442 \cdot 10^{-3} \frac{\ddot{S}(0)}{S(0)} (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{2/3}$$

$$C_7 = 1,299 \cdot 10^{-2} \frac{\ddot{S}(0)}{S(0)} (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{1/3}$$

Les quantités $S(0)$, $\dot{S}(0)$ et $\ddot{S}(0)$ ont été définies en (1.13) et sont données respectivement dans les unités de MeV-barns, barns et barns MeV⁻¹.

1.4. Capture résonante - cas des résonances étroites

Dans les paragraphes précédents le facteur astrophysique $S(E)$ était presque constant. Bien évidemment cela n'est pas toujours le cas, comme lorsque la capture est résonante. Un cas particulièrement intéressant est le cas d'une résonance étroite et isolée. La section efficace de la réaction résonante $A + a \rightarrow C^* \rightarrow b + B$ prend alors le profil d'une résonance de Breit-Wigner à un niveau, explicitement :

$$\sigma_{A \rightarrow B}(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2(E)}{4}} \quad (1.17)$$

où :

- $\omega = \frac{2J_R + 1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)}$: le facteur statistique,

- J_a, J_A, J_R : les spins respectifs de la particule incidente, du noyau cible et de l'état résonant,

- $\Gamma_a(E), \Gamma_b(E)$: les largeurs partielles dans les voies d'entrée et de sortie, explicitement on a $\Gamma_a(E)$ pour la voie $A + a \rightarrow C^*$ et $\Gamma_b(E)$ pour la voie $C^* \rightarrow b + B$.

- E_R , l'énergie de la résonance,

- $\Gamma_{tot} = \sum_i \Gamma_i$: la largeur totale du niveau excité considéré,

- λ : la longueur d'onde de de Broglie,

- toutes les énergies et les largeurs sont exprimées dans le centre de masse.

On notera que l'effet de la barrière Coulombienne est directement pris en compte dans l'expression de la section efficace au moyen de la largeur partielle dont la valeur est proportionnelle au facteur de pénétrabilité.

On introduit cette section efficace dans l'expression générale (1.5) du taux de réaction. Comme on peut l'observer sur la figure A-3, la majeure partie de la contribution est obtenue lorsque l'énergie cinétique E est égale à l'énergie de la résonance E_R . Dans ce cas on peut sortir de l'intégrale la contribution de la distribution de Maxwell-Boltzmann prise à cette énergie :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(kT)^{\frac{3}{2}}} E_R \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) \int_0^{\infty} \sigma_{A \rightarrow B}(E) dE \quad (1.18)$$

ce qui donne finalement :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_8 T_9^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{C_9}{T_9}\right) \quad (1.19)$$

où C_8 et C_9 sont des constantes, données par les relations :

$$C_9 = 11,605 E_R$$

$$C_8 = 1,54 \cdot 10^{11} \mu^{-\frac{3}{2}} \omega \gamma$$

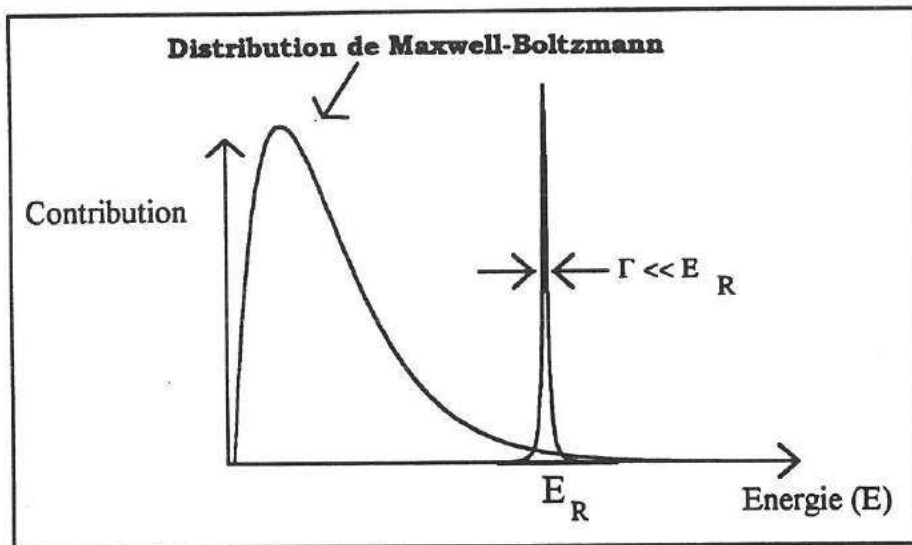


Fig. A-3 : Lorsqu'une résonance étroite se produit à l'énergie E_R , on peut considérer que la contribution de la distribution de Maxwell-Boltzmann est constante sur tout l'intervalle où la section efficace est non négligeable.

avec :

ω : le facteur statistique défini en (1.17),

$$\gamma = \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma_{\text{tot}}} : \text{le rapport des largeurs,}$$

E_R et Γ_i sont donnés en MeV et dans le centre de masse.

A chaque résonance étroite correspond un couple de coefficients C_8 et C_9 particulier.

1.5. Le terme du continuum à haute température

A haute température (suivant la réaction) la nucléosynthèse est dite chaude. En général à ces températures un grand nombre de résonances nucléaires interviennent. On peut considérer que leur ensemble constitue un fond continu, et ainsi tenir compte de leurs contributions globales par une expression de la forme suivante :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = B T_9^m \exp\left(-\frac{11,605 C}{T_9}\right). \quad (1.20)$$

La constante m est choisie parmi un ensemble de valeurs discrètes entières ou de fractions rationnelles d'entiers inférieurs à 10. Habituellement les constantes B et C sont extraites par ajustement sur la somme des contributions de toutes les résonances connues jusqu'à une certaine limite d'énergie d'excitation (qu'il convient de préciser).

1.6. Remarques finales

Le traitement des résonances larges n'est pas abordé ici. Ce cas ne sera pas rencontré dans cette thèse. Habituellement ce type de résonance est traité par un ajustement sur la queue de résonance lorsque celle-ci est éloignée du pic de Gamow, où par une évaluation numérique en prenant explicitement en compte la variation en énergie des largeurs et éventuellement en tenant compte de corrections sur la section efficace (correction de Thomas-Lane).

Le problème des interférences entre les niveaux doit être étudié pour chaque réaction individuellement. L'effet de ces interférences peut être important. Il est possible d'en faire une évaluation, par exemple dans le cadre d'un traitement dit de matrice R .

Chapitre 2 La problématique

2.1. Introduction

Dans ce chapitre nous allons poser le problème de la nucléosynthèse du fluor, définir l'importance de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ dans ce contexte et proposer une méthode expérimentale afin d'accéder aux informations nucléaires qui nous manquent pour déterminer le taux de cette réaction. Tous les points présentés ci-dessous seront traités avec plus de détails dans les chapitres qui suivent.

2.2. Abondance du fluor

Le fluor n'existe que sous la forme d'un seul isotope stable, le fluor dix-neuf (noté par la suite ^{19}F). Son abondance a été mesurée dans le système solaire, dans la compilation d'Anders et Grevesse [AND89] elle est de * :

$$A(^{19}\text{F}) = 4,56 \pm 0,3 \quad (\text{photosphère solaire})$$

$$A(^{19}\text{F}) = 4,48 \pm 0,06 \quad (\text{météoritique}),$$

ce qui correspond à une abondance massique de l'ordre de :

$$X(^{19}\text{F}) \approx 4,4 \cdot 10^{-7}.$$

Cet élément est un des éléments légers les moins abondants dans le système solaire, c'est même le moins abondant de tous les éléments de nombre de masse compris entre 12 et 35 (voir fig. B-1).

Récemment l'abondance de ^{19}F a été mesurée pour la première fois de façon fiable en dehors du système solaire [JOR92], sur des étoiles dites de type A.G.B. (Asymptotic Giant Branch). Ce sont des étoiles de masse comprise entre 1 et 8 fois la masse solaire, et qui se situent dans une phase avancée de l'évolution stellaire (voir chapitre 9). Sur ces étoiles on a mesuré jusqu'à 30 fois l'abondance solaire.

* Abondances par rapport à celle de l'hydrogène, avec pour convention $A(^{19}\text{F}) = \log_{10} \frac{N(^{19}\text{F})}{N(\text{H})} + 12$ (N pour le nombre de nucléides). Voir Annexe 1 pour les unités conventionnelles des abondances.

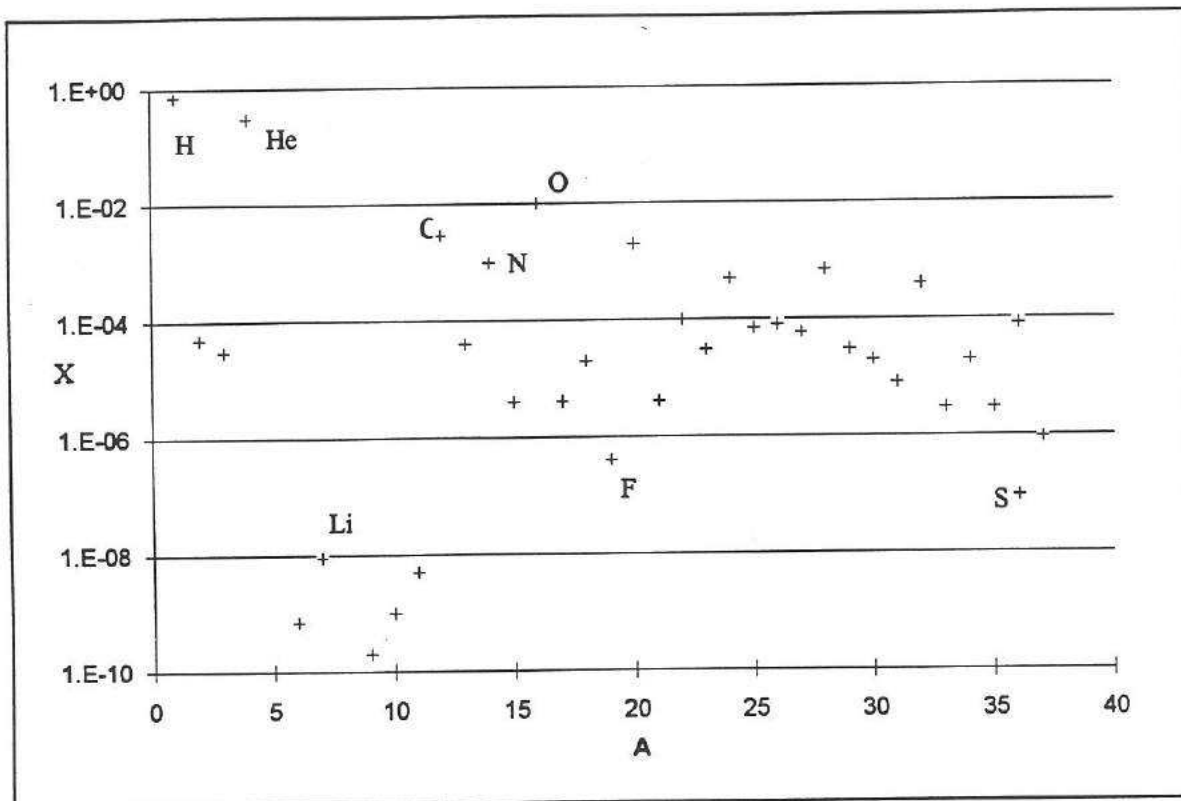


Fig. B-1 : Abondances massiques X des nucléides dans le système solaire en fonction de leur nombre de masse A [AND89]. On remarquera que le ^{19}F est le moins abondant de tous les éléments de masse comprise entre 12 et 35. Certains nucléides ont été étiquetés, en particulier l'hydrogène et l'hélium, les éléments les plus abondants de l'Univers.

2.3. Origine du fluor

L'origine du fluor qui est observé et mesuré dans le système solaire est très mal connue. On trouvera publié par exemple dans la référence [AUD86] que cet élément est essentiellement produit lors de la combustion explosive de l'hydrogène (novae). Cette proposition est certainement fautive comme cela sera montré dans le dernier chapitre de la thèse (voir également la référence [GOR89]).

Pour déterminer l'origine du fluor il faut développer un (ou plusieurs) modèle stellaire qui puisse :

- d'une part produire du fluor en quantité appréciable (abondance supérieure à celle du système solaire pour atteindre cette valeur une fois diluée dans le milieu interstellaire),
- d'autre part engendrer un processus naturel d'expulsion de la matière enrichie en fluor dans le milieu interstellaire,
- il faut également que les processus de production et d'expulsion du fluor se fassent en un temps inférieur à l'âge de l'Univers.

Il n'est pas simple d'obtenir un modèle de nucléosynthèse qui puisse satisfaire à ces trois conditions en même temps. Le ^{19}F est un élément fragile, qui est facilement détruit par les réactions $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ dans les milieux riches en hydrogène, ou par $^{19}\text{F}(\alpha,p)^{22}\text{Ne}$ dans les milieux riches en hélium. Plusieurs modèles ont été étudiés pour déterminer l'origine du ^{19}F . Nous ferons brièvement la présentation de certains d'entre eux dans le dernier chapitre de cette thèse. Il semble que les milieux riches en hélium sont beaucoup plus prometteurs. Néanmoins un scénario 'non standard' de nucléosynthèse à partir des neutrinos des supernovae est également étudié. La question est débattue et reste ouverte.

Comme on l'a noté dans le paragraphe précédent, la première observation extrasolaire du ^{19}F a été effectuée à la surface des étoiles AGB. On y a mesuré du ^{19}F en surabondance par rapport au système solaire. Cela nous incite clairement à étudier ces étoiles et les modèles associés pour la production de ^{19}F . Ce travail est actuellement effectué à l'Université Libre de Bruxelles* où un code de calcul a été écrit pour l'étude des étoiles de masse intermédiaire. Il a été montré que dans les étoiles AGB la production de ^{19}F est obtenue dans un milieu riche en hélium (voir chapitre 9). Elle est réalisée par le biais de la réaction de capture radiative $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Cette réaction intervient directement dans la production de ^{19}F . Il a été noté que cette production est particulièrement sensible au taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, ce qui en fait une réaction de grande importance dans les modèles d'étoiles AGB.

De façon plus générale, dans tous les modèles où se produit la combustion de l'hélium, c'est également cette réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ qui est la principale réaction de production de ^{19}F . Cela en fait une réaction clef dans le problème de la nucléosynthèse du ^{19}F .

2.4. Le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$

L'expression du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ qui est habituellement utilisée dans les codes d'évolution stellaire est issue de la compilation de Caughlan et Fowler. Dans sa dernière version [Cau88] le taux de cette réaction peut être séparé en trois termes :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 2,54 \cdot 10^{+10} T_9^{-\frac{2}{3}} \exp(-36,211 T_9^{-\frac{1}{3}} - (T_9 / 0,616)^2) \times (1 + 0,012 T_9^{\frac{1}{3}} + 1,69 T_9^{\frac{2}{3}} + 0,136 T_9 + 1,91 T_9^{\frac{4}{3}} + 0,391 T_9^{\frac{5}{3}}) \quad (1)$$

$$+ 9,83 \cdot 10^{-3} T_9^{-\frac{3}{2}} \exp(-4,232 / T_9) \quad (2)$$

$$+ 1,52 \cdot 10^{+3} T_9 \exp(-9,747 / T_9). \quad (3)$$

* M. Arnould et collaborateurs, Institut d'Astronomie ULB, Campus Plaine Bruxelles.

Le premier terme (1), comme on peut l'observer sur sa forme (voir chapitre 1), est un terme qui rend compte des processus non résonants. Le terme en exponentiel avec une température seuil de $T_9 = 0,616$ indique une contribution du type queues de résonances sur des niveaux de plus haute énergie (l'origine exacte n'ayant pas été établie avec certitude).

Le deuxième terme (2) est un terme caractéristique d'une capture résonante. On montre que celui-ci correspond à la résonance sur le niveau d'excitation à 4,377 MeV du ^{19}F qui est située à 364 keV au-dessus du seuil de la réaction.

Le dernier terme (3) est une expression pour rendre compte de façon globale de toutes les résonances sur les niveaux de plus haute énergie dans le ^{19}F . C'est le terme du continuum à haute température tel qu'il a été défini dans le chapitre précédent.

Les intensités respectives de ces trois termes sont présentées comparativement sur la figure B-2. On remarque que le terme pour la résonance sur le niveau à 4,377 MeV est le terme dominant pour des températures allant de $T_6 \approx 70$ jusqu'à $T_6 \approx 500$. Or c'est essentiellement dans ce domaine de température que les différents modèles stellaires situent l'intérêt de la réaction pour la production de ^{19}F . On peut ainsi affirmer que ce terme résonant est actuellement le principal responsable de la synthèse du fluor par la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$.

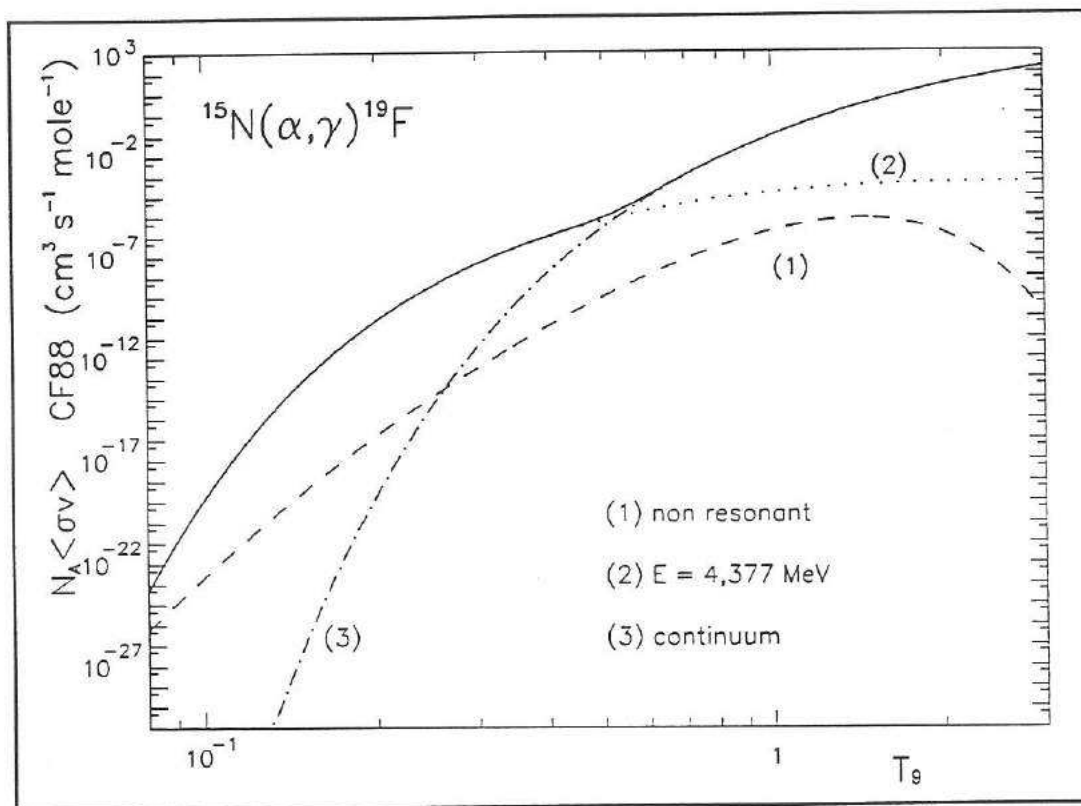


Fig. B-2 : Le taux de réaction proposé dans la référence [Cau88] peut-être divisé en trois parties, (1) les contributions non résonantes, (2) la résonance sur le niveau à 4,377 MeV, et (3) le terme du continuum à haute température. Le deuxième terme est dominant pour des températures comprises entre $T_6 \approx 70$ et $T_6 \approx 500$.

Pour une température de $T_6 \approx 200$ (typique de la nucléosynthèse du fluor dans les étoiles AGB) il y contribue de façon dominante par cinq ordres de grandeur sur toutes les autres contributions. A cette température une modification de ce terme induit directement une modification du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ dans les mêmes proportions, d'où son importance extrême.

Une étude complète du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ sera effectuée dans le chapitre 8 de la thèse (en particulier en examinant les moments angulaires), nous pouvons cependant déjà dégager quelques points importants.

Sur la figure B-3 les trois premiers niveaux au-dessus du seuil de la réaction ont été représentés. Nous savons qu'en astrophysique ce sont les premiers niveaux qui contribuent habituellement le plus au taux de réaction. Le premier niveau au-dessus du seuil est situé à une énergie d'excitation de $E = 4,032$ MeV, soit à environ 18 keV. Ce niveau n'a pas été pris explicitement en compte dans le taux de réaction de Caughlan et Fowler. En terme astrophysique on calcule que le pic de Gamow se place sur ce niveau pour une température de $T_6 \approx 2,3$. A cette température le taux de la réaction est attendu très faible (à cause de la barrière Coulombienne) et parfaitement négligeable pour la nucléosynthèse du ^{19}F . Il n'est pas exclu que ce niveau ait été pris en compte partiellement dans le premier terme du taux de réaction en tant que queue de résonance.

Température T_6	E_α^{cm} (MeV)	(MeV)	J^π
370	0,536	4,550	5/2+
207	0,364	4,377	7/2+
2,3	0,018	4,032	9/2-
	$^{15}\text{N} + \alpha$ 4,0138	^{19}F	

Fig. B-3 : Schéma de niveaux du ^{19}F au-dessus du seuil de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. La résonance sur le niveau à 4,377 MeV est particulièrement importante pour l'astrophysique parce qu'elle correspond à des énergies cinétiques $E = 364$ keV équivalentes à des températures $T_6 \approx 200$. Sur cette figure les proportions ne sont pas gardées. La température d'intérêt astrophysique est relevée sur la gauche du schéma.

Le niveau d'énergie $E = 4,377$ MeV est le deuxième niveau au-dessus du seuil de la réaction. Le pic de Gamow se place sur ce niveau pour une température de $T_6 \approx 200$. Cette température est caractéristique de la combustion de l'hélium (et en particulier de la synthèse du ^{19}F dans les étoiles AGB) ce qui fait la très grande importance de ce niveau.

Tous les autres niveaux sont pris en compte (ou omis) de façon globale dans le dernier terme du taux de réaction, et en particulier le niveau d'énergie $E = 4,550$ MeV (pic de Gamow situé sur ce niveau pour $T_6 \approx 370$) qui est le troisième niveau situé au-dessus du seuil de la réaction.

2.5. Incertitudes sur le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$

En réalité le deuxième terme du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, celui qui rend compte de la résonance sur le niveau d'énergie $E = 4,377$ MeV, et que nous avons présenté comme étant très important pour la nucléosynthèse du fluor, ce niveau est entaché d'une totale incertitude (!). La largeur partielle alpha du niveau n'est pas encore connue car elle n'a jamais été mesurée. Il en résulte que l'incertitude sur le taux de réaction total est très grande. Le terme utilisé dans la compilation de Caughlan et Fowler n'est qu'une simple estimation. Il s'agit d'une valeur supérieure de ce paramètre calculée à partir de la largeur alpha réduite sans dimension $\Theta^2 = 0,1$ (la largeur alpha est prise égale à 10 % de la largeur limite de Wigner). Cette valeur est absolument sans fondement. On peut considérer qu'il existe une limite supérieure sur ce paramètre (la largeur de Wigner) mais nous n'avons aucune valeur sur la limite inférieure, ce qui se traduit par une incertitude très grande.

Le problème de la nucléosynthèse du ^{19}F peut très bien provenir d'une méconnaissance sur les modèles stellaires mais il peut également découler d'une ignorance sur les taux de réaction qui ont été utilisés. Les implications astrophysiques d'un nouveau taux pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ seront certainement considérables si le taux qui a été postulé est fort différent du taux réel.

Il est clair que la mesure du taux pour la résonance sur le niveau $E = 4,377$ MeV est absolument nécessaire pour la compréhension de la synthèse du ^{19}F . Plus précisément, dans les différents paramètres entrant dans le calcul du taux de cette réaction seule la largeur alpha n'est pas connue. Malheureusement une mesure directe de cette largeur est impossible, du fait de la très faible valeur attendue de la section efficace* à cette énergie cinétique (~ 10 pbarn).

* Nous savons (communication privée P. Mohr - Physikalisches Institut der Universität Tübingen, Allemagne) qu'une tentative de mesure directe a été entreprise très récemment dans l'hypothèse la plus optimiste de la largeur alpha du niveau ($\Theta^2 \approx 1$) et dans des conditions expérimentales méticuleuses (cible gazeuse sans fenêtre). Une limite supérieure de la largeur alpha du niveau d'excitation $E = 4,377$ MeV n'a pas pu être obtenue (communication privée P. Mohr et A. Denker - voir également Annual Report 94, Institut für Strahlenphysik, Universität Stuttgart p.37).

2.6. Stratégie

Puisque la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ est au cœur du problème de la nucléosynthèse du fluor nous avons entrepris son étude. Le niveau d'énergie $E = 4,377 \text{ MeV}$ du ^{19}F est le principal niveau intervenant dans le taux de la réaction. Puisque aucune valeur de la largeur alpha de ce niveau n'a jamais été mesurée, nous avons décidé de la mesurer. Puisqu'une mesure directe est probablement impossible, une détermination indirecte de ce niveau s'impose. Nous avons donc déterminé de façon indirecte par le biais d'une réaction de transfert alpha la largeur de ce niveau. C'est ce travail qui est exposé dans cette thèse.

Une réaction de transfert est une réaction où un projectile incident dépose une ou plusieurs particules sur un noyau cible. Le transfert est appelé direct lorsque les nucléons sont déposés directement dans leur état final (pas d'excitation du projectile par exemple), la cible étant supposée rester invariante (pas d'excitation, pas d'échange de nucléon etc.). Lorsque la réaction est totalement ou essentiellement directe il est possible d'accéder (grâce à des modèles simples) à des informations sur la structure des noyaux. Dans le principe (voir fig. B-4) on effectue la mesure de la distribution angulaire d'une réaction de transfert que l'on compare avec un calcul du transfert effectué dans le cadre DWBA. La comparaison permet d'accéder à certaines informations (facteurs spectroscopiques S_α) puis de déterminer les largeurs alpha (Γ_α) pour les niveaux au-dessus du seuil de réaction.

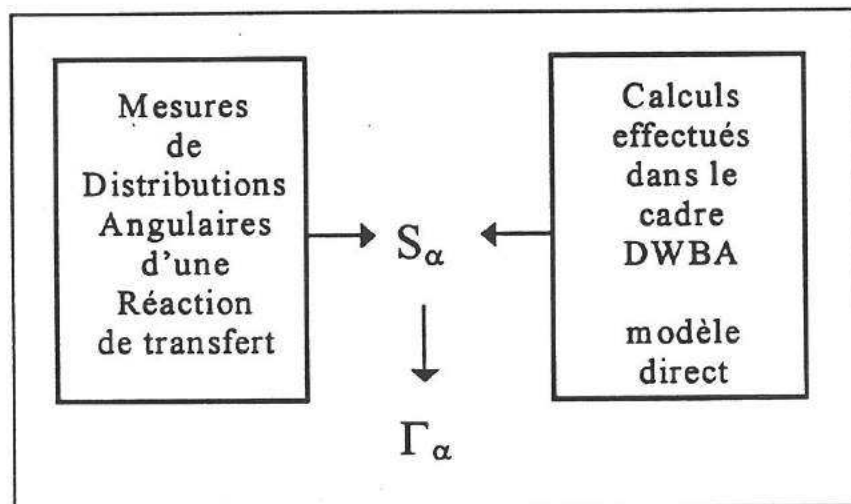


Fig. B-4 : La comparaison des distributions angulaires d'une réaction de transfert et des calculs effectués dans le cadre DWBA permet la détermination des facteurs spectroscopiques des niveaux étudiés puis des largeurs alpha pour les niveaux au-dessus du seuil de la réaction.

Nous exposerons dans la partie appelée 'ANALYSE DWBA' (chapitre 6 et 7) quelles informations peuvent être extraites d'une réaction de transfert (facteur spectroscopique, parité, spin) et quel modèle nous avons utilisé. Nous verrons également (chap. 7 et annexe 2) quelle relation relie le facteur spectroscopique à la largeur alpha pour les niveaux au-dessus du seuil (dans un modèle simple de 'cluster').

C'est cette démarche indirecte que nous avons suivie. Ce traitement a été appliqué pour le niveau d'excitation du ^{19}F d'énergie $E = 4,377$ MeV mais plusieurs autres niveaux ont été également étudiés.

Dans le cas particulier qui nous intéresse, c'est à dire pour la réaction de capture radiative $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, un transfert alpha s'impose évidemment. Les réactions de transfert d'un ou de deux nucléons sont couramment utilisées et il a été publié de nombreuses études sur ce sujet. Le transfert d'une particule alpha (quatre nucléons) est également bien étudié mais l'analyse de la réaction est certainement moins bien maîtrisée. Cela va nécessiter de notre part une précaution supplémentaire. Plusieurs réactions de transfert sont envisageables, par exemple $^{15}\text{N}(^{13}\text{C},^9\text{Be})^{19}\text{F}$, $^{15}\text{N}(^{11}\text{B},^7\text{Li})^{19}\text{F}$, $^{15}\text{N}(^6\text{Li},\text{d})^{19}\text{F}$ ou $^{15}\text{N}(^7\text{Li},\text{t})^{19}\text{F}$. Nous avons décidé d'utiliser cette dernière réaction parce qu'elle possède plusieurs avantages :

- Le premier et non le moindre étant qu'elle a déjà été étudiée. Ceci nous permettra donc de ne pas partir en terrain vierge. Nous aurons ainsi l'occasion de comparer pour certains niveaux nos résultats pour les facteurs spectroscopiques avec d'autres résultats connus et publiés.
- Un deuxième avantage provient du fait que le transfert ($^7\text{Li},\text{t}$) semble procéder principalement par un mode direct (pour une énergie cinétique suffisante). Il aurait même des tendances plus fortes pour ce mode que les autres réactions [MID70]. Cette caractéristique est essentielle pour l'analyse DWBA qui en sera faite ultérieurement.
- Un troisième avantage est lié au fait que le noyau de ^7Li est assez bien connu (mieux connu que d'autres noyaux), il se décrit bien dans un modèle de 'cluster' alpha puisqu'il possède une forte composition en particule alpha (ce point sera développé au chapitre 7).

Nous avons donc étudié la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},\text{t})^{19}\text{F}$. Dans une première partie nous allons exposer tous les détails expérimentaux de l'expérience de transfert. Nous avons employé un faisceau de ^7Li de 28 MeV et une cible gazeuse confinée d' ^{15}N . Le résultat final se présentera sous la forme des distributions angulaires de cette réaction pour les premiers niveaux du ^{19}F . Dans un deuxième temps nous ferons l'exploitation de ces résultats expérimentaux par l'utilisation d'un code de calcul DWBA. Nous tenterons alors d'estimer la part de réaction directe dans la section efficace totale puis de déterminer la largeur alpha des niveaux d'énergie qui nous intéressent.

Du point de vue de la physique nucléaire la détermination d'une largeur alpha à partir d'une réaction de transfert alpha n'est pas sans difficultés. Il est connu que de sérieuses interrogations se posent quant aux incertitudes qui doivent être associées aux résultats finals. Nous avons effectué une étude détaillée sur les paramètres du modèle afin de déterminer l'incertitude résultante sur les résultats finals et spécialement sur les largeurs alpha.

PARTIE EXPERIMENTALE

'Il n'y a pas de naissance pour aucune des choses mortelles, il n'y a pas de fin par la mort funeste, il y a seulement mélange et dissociation des composantes du mélange'

Empédocle d'Agrigente
v^e siècle av. JC

Chapitre 3 : Le dispositif expérimental

3.1. Introduction

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, notre projet était de faire la mesure de la section efficace de la réaction de transfert alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$, et d'en produire des distributions angulaires pour différentes énergies d'excitation du ^{19}F . Pour cela explicitement, il nous fallait une cible d'azote 15, un faisceau accéléré de lithium 7 et un détecteur capable de détecter des tritiums dans les conditions où ceux-ci sont produits. C'est dans ce chapitre que nous allons aborder tous ces différents points expérimentaux. Nous ferons une description des multiples dispositifs et de leurs associations. On y traitera aussi du calcul des paramètres géométriques (angle solide x épaisseur effective) à partir d'une simulation de type Monte Carlo. Comme il est souligné, il n'est pas toujours évident de trouver une configuration idéale, il s'agit souvent de choisir le meilleur compromis entre différentes options.

3.2. Le faisceau

Pour réaliser nos expériences nous avons utilisé l'accélérateur Tandem Van de Graaff de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, d'une part pour sa gamme d'énergie et d'autre part afin de profiter du spectromètre magnétique Split-Pole associé à l'une de ses lignes.

L'analyse en DWBA requiert l'utilisation de projectiles de grande énergie ceci afin que la part de réaction directe dans la section efficace totale soit la plus importante. Pour ce paramètre nous avons été limités par les capacités de l'aimant du spectromètre dont le courant avait atteint son maximum pour l'analyse des tritons lorsque le faisceau de lithium $^7\text{Li}^{+++}$ avait une énergie proche de 30 MeV.

Nous avons choisi d'effectuer notre expérience à l'énergie de faisceau de 28 MeV. La définition en énergie de l'accélérateur d'Orsay est très bonne, de l'ordre de $\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Après accélération un système de sélection magnétique dirige les ions choisis, en l'occurrence les ions $^7\text{Li}^{+++}$, vers la ligne de transport de l'expérience. L'intensité a toujours été tenue à plus de 10 nA et en moyenne maintenue vers 30 nA. Le faisceau était conduit à travers un vide de $P \approx 10^{-7}$ Torr et bien focalisé sur la chambre à réaction par l'utilisation de divers éléments optiques.

3.3 La chambre à réaction du Split-Pole

C'est une enceinte cylindrique d'un diamètre approximatif de 50 cm. Une partie de la paroi latérale de la chambre à réaction est constituée par une fenêtre coulissante solidaire du spectromètre. Ce système autorise le déplacement du spectromètre entre -12° et $+150^\circ$ par rapport à la direction du faisceau. La cible est placée au centre de la chambre. Son orientation dans le plan horizontal et sa position verticale sont contrôlées à distance par le biais d'un support mobile. Le faisceau arrive directement sur la cible, la traverse et termine sa course sur la cage Faraday reliée à un intégrateur de courant. La cage est continuellement refroidie par un système d'écoulement d'eau. La chambre est maintenue dans un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr.

3.4. La cible

L'azote ^{15}N est un isotope rare de l'azote et constitue sur Terre 0,37 % de tout l'azote naturel. Le principal problème ne provient pas de son enrichissement indispensable mais de la forme sous laquelle il faut l'utiliser.

Une précédente expérience de transfert alpha avait été réalisée par Kious et al. [KIO90] avec la même ambition que la nôtre, c'est à dire de mesurer indirectement la largeur alpha du niveau à 4,377 MeV. Pour cela il a été utilisé une cible solide de mélamine $\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$ enrichie à 99 % en ^{15}N . Cette expérience avait montré qu'il était possible d'observer dans le spectre en tritium de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},\text{t})^{19}\text{F}$ le niveau d'intérêt astrophysique. Malheureusement deux difficultés majeures sont venues perturber ce travail. Dans le spectre, le pic intéressant s'est avéré faible et, pour la majorité des angles, noyé dans les pics associés à d'autres noyaux. C'est essentiellement au carbone ^{12}C contenu dans la mélamine que l'on doit cette perturbation. Les tritons peuplant les niveaux $E = 6,920$ MeV et $E = 7,120$ MeV dans le noyau d' ^{16}O par la réaction de transfert $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{16}\text{O}$ ont des énergies très voisines (suivant l'angle considéré) de celles des tritons alimentant le niveau $E = 4,377$ MeV du fluor. De plus ces niveaux sont fortement peuplés, empêchant ainsi toute éventuelle soustraction. D'autres pics associés à la réaction de transfert $^{16}\text{O}(^7\text{Li},\text{t})^{20}\text{Ne}$ ont également été détectés et ceci à cause d'une contamination en ^{16}O de la cible. Cette malencontreuse pollution place un autre pic intense près du pic d'intérêt, provenant du peuplement du niveau $E = 5,621$ MeV dans ^{20}Ne . D'autre part la tenue de la cible au faisceau s'est avérée médiocre.

Toutes ces raisons essentielles les ont empêchés de réussir leur expérience. En conséquence il s'est avéré nécessaire de choisir une cible, la plus concentrée possible en ^{15}N du fait de la faible intensité du pic, et la plus pure possible en cet isotope en évitant toute pollution. Nous avons utilisé une cible gazeuse confinée d' ^{15}N .

3.4.1. La cible gazeuse confinée

Ce genre de cible possède toutes les qualités requises pour minimiser les défauts d'une cible composée solide, à savoir :

- une très grande pureté,
- une densité non négligeable, dépendant de la pression.

Ce choix n'a malheureusement pas que des avantages. Il est évident que le confinement est un inconvénient important. Toute cellule implique des fenêtres pour laisser passer le faisceau sans trop le détériorer, et des fenêtres pour laisser passer les produits de réaction que l'on veut analyser. Deux tendances antagonistes vont donc jouer dans cette situation. On va chercher à prendre des fenêtres les moins épaisses possibles pour diminuer la dégradation du faisceau, et d'autre part une pression de gaz maximale dans l'enceinte pour augmenter l'épaisseur effective de cible. Or la cible est placée dans le vide. La différence de pression, et donc les contraintes qui s'exercent sur les fenêtres sont d'autant plus importantes que la pression dans la cellule est grande. Diminuer leur épaisseur c'est s'exposer à leur destruction par éclatement, la résistance mécanique des fenêtres étant d'autant plus faible que leur épaisseur est moindre. Dans cet équilibre nous avons donc dû trouver un compromis entre ces différents paramètres.

3.4.2. Feuilles d'entrée et de sortie du faisceau

Les feuilles d'entrée et de sortie doivent pouvoir supporter l'échauffement dû à la perte d'énergie du faisceau qui la traverse. De plus elles doivent avoir une grande résistance mécanique afin de supporter les tensions dues aux différences de pression. Le nickel est le matériau le mieux adapté pour cela. C'est un bon conducteur de chaleur avec un point élevé de fusion. On le trouve facilement dans le commerce sous la forme de feuilles très minces. Nous avons utilisé des feuilles de 0,63 μm d'épaisseur. Les trous d'entrée et de sortie étaient approximativement de 5 mm de diamètre.

Pour une énergie de faisceau de 28 MeV un calcul à partir du code PERTIPN [IPN] montre que l'élargissement énergétique (straggling) du faisceau après le passage de la fenêtre est de 50 keV avec une perte d'énergie moyenne de $E = 290$ keV.

3.4.3. Les feuilles de sortie des produits de réaction

Le flux des particules sortantes issues des réactions étant beaucoup moins important, nous avons utilisé des feuilles minces de mylar dont l'épaisseur était de $e = 3,5$ μm . La traversée du mylar par les particules provoque ici aussi une perte d'énergie, mais cette fois l'épaisseur effective de fenêtre traversée est variable et fonction de l'angle d'incidence Θ . Elle est définie par une relation simple :

$$e_{\text{eff}} = \frac{e}{\sin(\Theta)}$$

avec e l'épaisseur réelle de la feuille.

L'épaisseur de cible traversée est d'autant plus grande que l'angle est petit. On s'attend donc à ce que la résolution soit moins bonne pour les petits angles. Le calcul détaillé des pertes d'énergie sera abordé au chapitre suivant.

3.4.4. Pression de la cible

Le choix des épaisseurs de fenêtre a été fait initialement dans l'intention d'utiliser la cible avec une pression de l'ordre de 10 mbar. Des tests réalisés avant l'expérience ont montré que la cible pouvait très bien supporter des pressions allant au-delà de 100 mbar. Cependant il a été remarqué sous faisceau une légère fuite, ceci étant dû certainement à des effets mécaniques sur les fenêtres résultant de l'échauffement. Puisque cette fuite existait aussi pour de faibles valeurs de pression, il a été décidé de travailler à la pression de 100 mbar, et d'utiliser un système pour compenser continuellement les pertes de gaz. Pendant l'expérience un indicateur de pression a fonctionné continuellement, nous informant sans cesse de son évolution à l'intérieur de l'enceinte. Cela ne nous a pas permis de tenir la pression constante sur de longues périodes. Nous avons réussi néanmoins à garder une faible dérive, de l'ordre de 10 mbar par 'run' de 60 minutes.

3.4.5. Géométrie de la cible

Un autre problème est lié à l'utilisation de fenêtres. En traversant la fenêtre d'entrée le faisceau produit de multiples réactions avec les noyaux de celle-ci et provoque ainsi une nouvelle pollution. Ce problème a fait l'objet d'une étude particulière. La géométrie de la cible a été établie afin de supprimer toute pollution provenant de cette source.

Les principales caractéristiques géométriques sont relevées sur la figure C-1. L'image C-1 montre également l'ensemble cible gazeuse et buse.

Le faisceau de ${}^7\text{Li}^{+++}$ traverse d'abord la fenêtre d'entrée (1) avant de pénétrer dans un conduit cylindrique de gaz de ≈ 4 cm de long. Les particules issues des réactions qui se produisent sur la fenêtre d'entrée (1) ne peuvent jamais pénétrer dans les systèmes de détection. Soit, elles sont absorbées par les parois de la cible lorsque l'angle d'émission est grand, soit elles poursuivent leur chemin avec un angle suffisamment faible pour ressortir en même temps que le faisceau par la fenêtre de sortie du faisceau (2).

La fenêtre de sortie des produits de réaction (3) est approximativement rectangulaire (65×10 mm²) et permet le passage des particules sur un large domaine d'angles (de 7° à plus de 90° dans le laboratoire). Pour utiliser un moniteur (5) nous avons ajouté une autre fenêtre (25×4 mm²) en mylar (4). Le moniteur nous a permis de suivre les variations de pression du gaz et d'intensité du faisceau. Nous avons utilisé un détecteur Silicium de 100 μm d'épaisseur et de 25 mm² de surface active. Nous l'avons positionné approximativement à 15° du faisceau pour suivre facilement le pic de diffusion élastique du lithium sur l'azote. Il a été protégé des électrons et des lumières parasites grâce à une simple feuille de mylar aluminisé.

CIBLE GAZEUSE

- | | |
|---------------------------------|---------------------------------------|
| 1 : Fenêtre d'entrée en nickel | 5 : Détecteur Si |
| 2 : Fenêtre de sortie en nickel | 6 : Centre optique |
| 3 : Fenêtre en mylar | 7 : Buse |
| 4 : Fenêtre en mylar | 8 : Entrée du spectromètre magnétique |

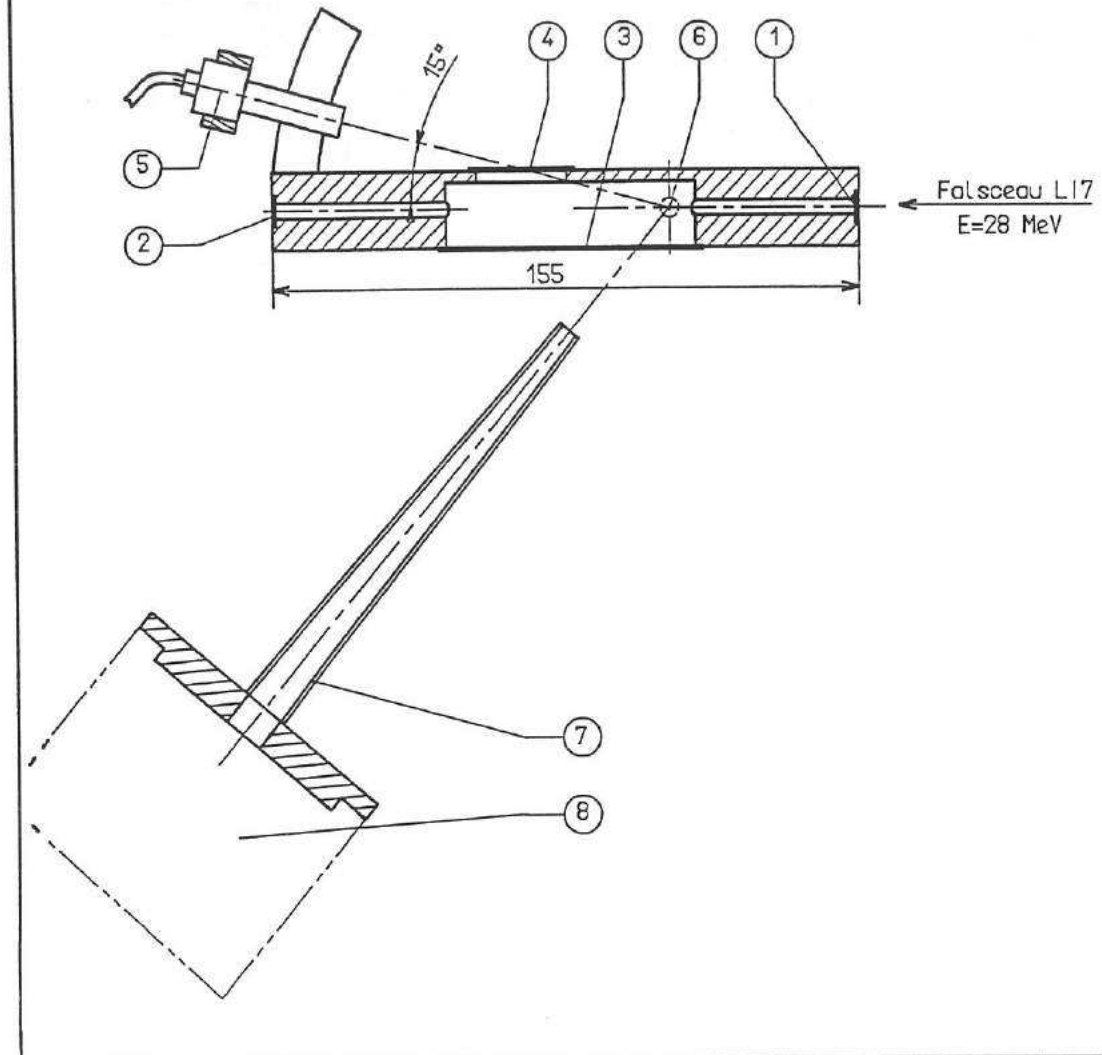


Fig. C-1 : Schéma simplifié de la cible et du système de collimation. En plus des principaux éléments qui sont relevés ci-dessus, il faut ajouter un système de purge pour le gaz, un système de visée pour l'orientation de la cible par rapport au faisceau, un système de raccordement de la cible sur le porte cible et un quartz placé devant la fenêtre d'entrée (1).

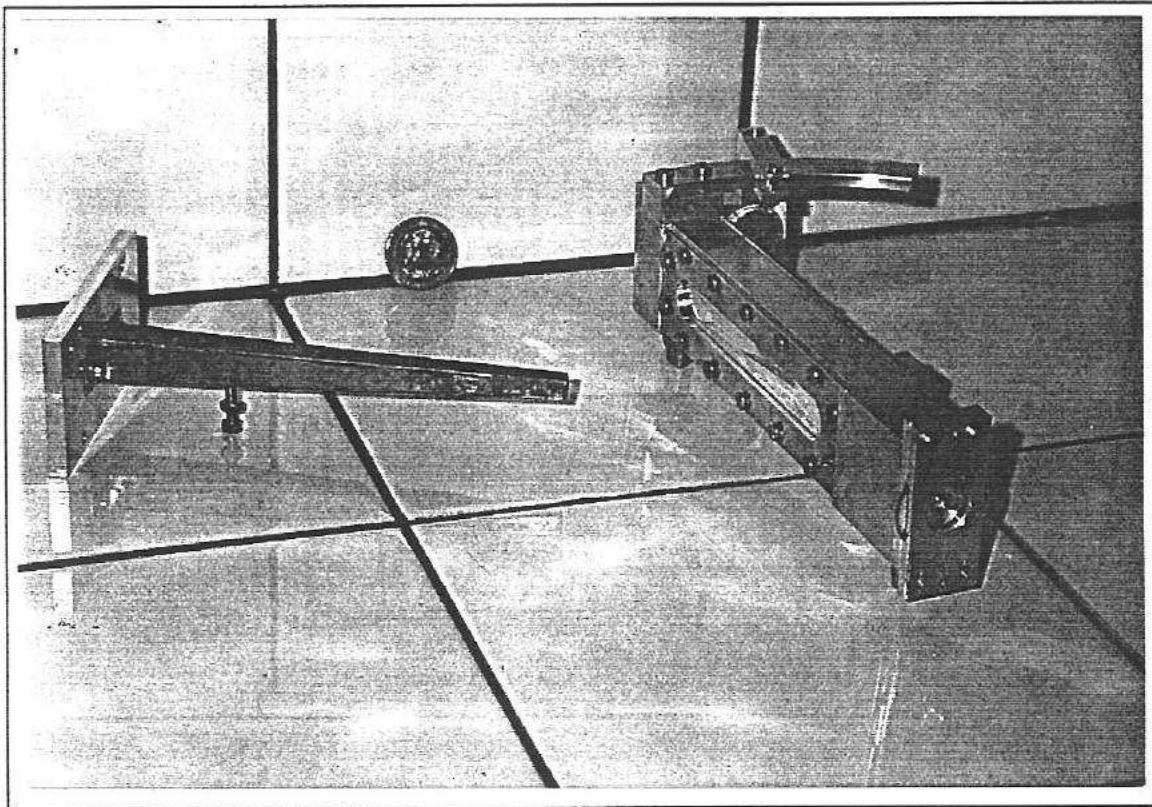


Image C-1 : Sur cette photographie on distingue la cible gazeuse (vue de devant) et la buse orientée sur le centre optique. Pour comparaison une pièce de monnaie de 10 F (1994) est placée en arrière.

Pendant l'expérience nous avons effectué un certain nombre de tests suffisamment courts du point de vue temporel pour que nous puissions considérer la pression comme constante. On note N_{MONI} le nombre de coups relevé dans le moniteur, dans le pic correspondant à la diffusion élastique du lithium sur l' ^{15}N , et Q_{CF} la charge collectée sur la cage de Faraday.

Le rapport $\frac{N_{MONI}}{Q_{CF}}$ doit être simplement proportionnel au nombre de noyaux d' ^{15}N présents et donc proportionnel à la pression dans l'enceinte. Sur la figure C-2 nous présentons plusieurs valeurs de ce rapport pour différentes valeurs de la pression P . Nous observons effectivement que nous avons affaire à une simple proportionnalité. On détermine :

$$\frac{N_{MONI}}{Q_{CF}} = 0,041 P + 0,052 \quad (3.1)$$

avec P exprimé en mbar et $\frac{N_{MONI}}{Q_{CF}}$ en 10^{10} coups C^{-1} .

Cette relation sera utilisée ultérieurement lors de la normalisation de l'expérience. Il faut noter que ce petit calcul constitue aussi une vérification de l'étalonnage de l'appareil de mesure de pression puisqu'en $P = 0$ on a bien $N_{MONI} \approx 0$ (vérification du zéro de l'appareil).

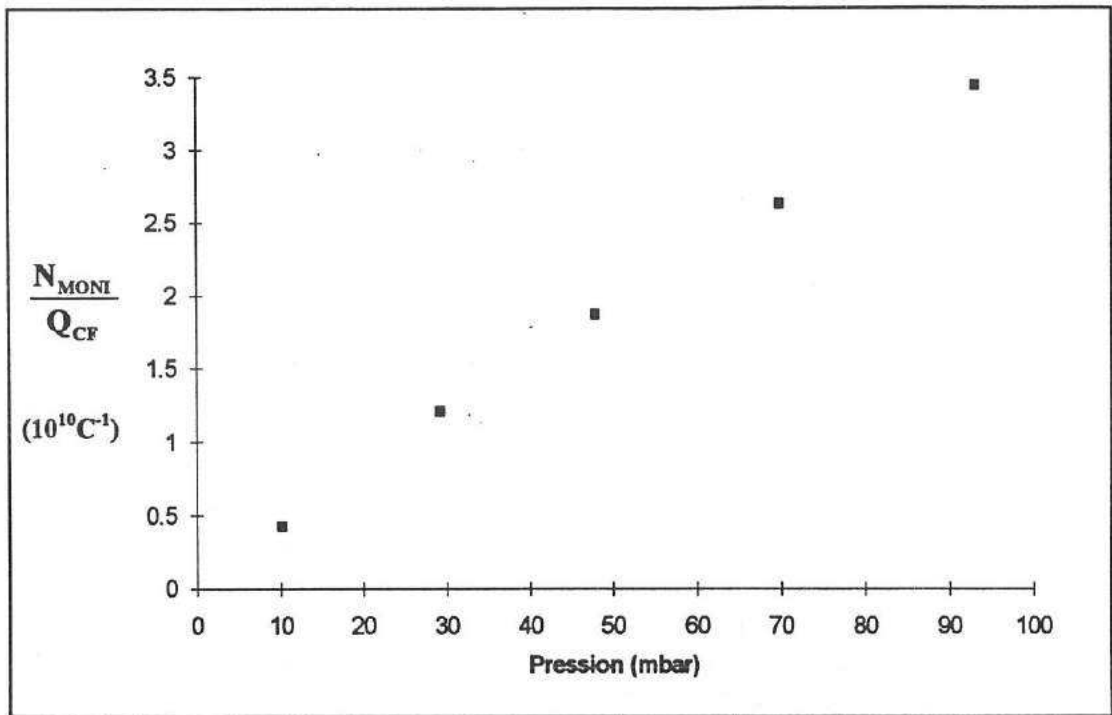


Fig. C-2 : Variation du rapport entre le nombre de coups dans le moniteur et la charge collectée sur la cage de Faraday, en fonction de la pression dans l'enceinte. Les mesures ont été effectuées rapidement pour éviter la variation de la pression due à la fuite de gaz.

3.4.6. Technique d'étanchéité

Le principe utilisé pour les feuilles minces est inspiré des techniques déjà utilisées au Tandem. Il s'agit de coller la feuille mince sur une rondelle et de réaliser l'étanchéité en bridant la rondelle sur un joint torique (voir fig. C-3).

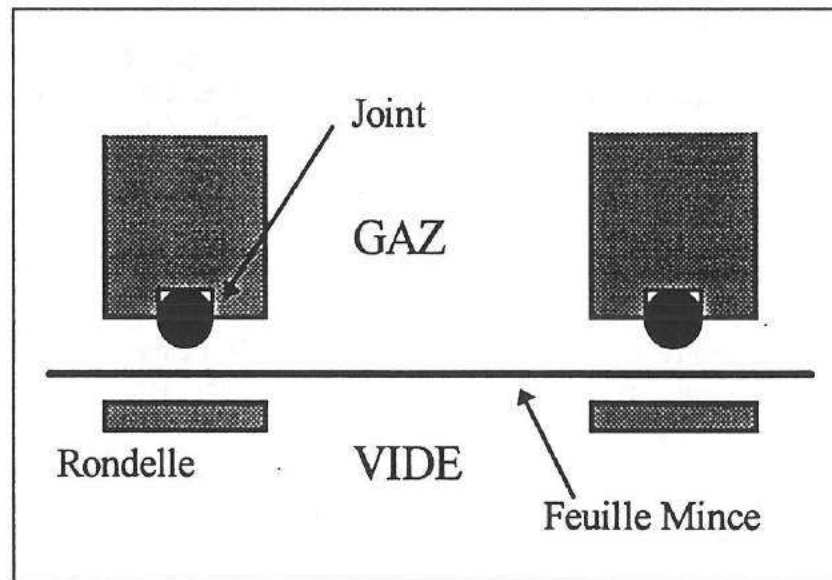


Fig. C-3 : La feuille mince est collée sur une rondelle puis bridée sur un joint torique.

Malgré plusieurs tentatives nous ne sommes pas parvenus à contenir parfaitement le gaz dans son enceinte (fuite ≈ 1 mbar/min avec le faisceau). Comme nous l'avons déjà indiqué, ces fuites ont été partiellement compensées pendant l'expérience.

3.5. Le Spectromètre Split-Pole

Il y a un grand intérêt à utiliser un spectromètre magnétique dans une expérience comme la nôtre car cet instrument permet une sélection précise et efficace des particules par le biais de leur rigidité magnétique $B\rho$.

Le spectromètre Split-Pole est appelé ainsi parce qu'il est constitué de deux fois deux pôles séparés, entourés par une seule bobine classique [SPE67]. L'intérêt de ce dispositif est de permettre une meilleure focalisation sur un large domaine d'énergie. L'intensité du courant d'alimentation de l'aimant pendant l'expérience était de l'ordre de 300 à 500 A, ce qui nécessite un refroidissement important par un système de circulation d'eau. Le contrôle précis du champ magnétique est effectué par R.M.N..

Il n'est pas dans notre intention de décrire précisément toutes les subtilités de ce genre d'appareil. On peut modéliser le Split-Pole par un système optique, avec un foyer objet et un plan focal image. Les réactions que l'on veut étudier doivent se produire sur le foyer objet. Le centre de la cible (noté (6) cf. fig. C-1) est donc placé sur le foyer objet du spectromètre et centre de la chambre à réaction. Le détecteur doit également être placé sur le plan image. Cependant la position de celui-ci varie suivant les conditions d'utilisation, c'est ce qu'on appelle le déplacement cinématique. La valeur du déplacement cinématique a été calculée au moyen du programme informatique ROES.

Le spectromètre comme tout système optique souffre d'aberrations, qui sont atténuées dans notre expérience par l'utilisation de la cible gazeuse. Les particules qui sont émises avec des angles légèrement différents vont aller se focaliser dans le détecteur à des positions différentes. De plus, la cible gazeuse s'étend en hauteur sur plusieurs millimètres par rapport au plan objet, ce qui accroît le problème. Pour diminuer cet effet nous avons ajouté à l'entrée du spectromètre (8) une buse (7) (voir fig. C-1). Cette buse a été conçue pour limiter l'acceptance angulaire approximativement à 3° en conjonction avec les fentes du spectromètre, délimitant ainsi précisément la zone objet. Il a été également possible de corriger les aberrations grâce à la mesure de l'angle d'émission des particules délivrée par les détecteurs (cf. paragraphe suivant et le chapitre 5).

Le spectromètre d'Orsay possède à l'entrée de l'aimant des fentes mobiles qui permettent de choisir l'ouverture. Il y a 4 lèvres au total, appelées H, B, D, G pour les quatre sens, haut, bas, droite et gauche. Néanmoins les effets d'aberrations sont d'autant plus importants que l'ouverture est grande, ce qui limite leur utilisation. L'ouverture verticale est limitée à 2° du fait des dimensions de l'entrefer (dans la pratique on se limite à $H = B = 4,1$ mm, au-delà on a des effets de non-linéarité). Le pouvoir de résolution du spectromètre est de l'ordre de $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1}{2000}$.

3.6. L'ensemble de détection

Les informations recueillies à partir des détecteurs doivent nous permettre de compter les particules mais aussi de déterminer leur nature. Pour cela nous avons utilisé un ensemble de détection composé de trois éléments différents, à savoir :

- un détecteur de 'Position' qui permet de mesurer l'abscisse x et l'angle d'arrivée des particules,
- un détecteur ' ΔE ', qui mesure donc une perte d'énergie,
- un dernier détecteur appelé 'E' qui mesure l'énergie restante.

3.6.1. Détecteur 'Position'

C'est un compteur à migration de 128 fils actifs alimenté au propane. L'abscisse de l'impact sur le plan de fil et l'angle de la trajectoire sont déterminés à partir des différences de temps d'arrivée des impulsions dues aux durées de migration. L'événement est validé si l'on détecte des impulsions sur au moins 3 fils consécutifs.

3.6.2. Détecteur ' ΔE '

C'est un autre compteur proportionnel qui est placé dans le même bâti que le détecteur 'position', dont il n'est séparé que par une feuille mince de mylar. Le compteur est utilisé dans une plage de tension où la charge collectée est proportionnelle au nombre de charges produites initialement par la particule incidente. Puisque ce nombre est caractéristique de la particule, le compteur ΔE nous donne une information pour nous permettre de l'identifier et donc de séparer les particules différentes de même rigidité magnétique.

3.6.3. Détecteur 'E'

Le détecteur 'E' est constitué d'un scintillateur plastique relié à un guide de lumière et à un photomultiplicateur. La particule incidente y est totalement absorbée. Le signal produit est proportionnel à l'énergie qui lui restait (après passage à travers les autres détecteurs).

3.6.4. L'électronique et le système d'acquisition

Pendant leur fonctionnement les détecteurs peuvent produire un flux important de signaux. Avant de les enregistrer il convient d'abord de les rendre compréhensibles (amplification des faibles signaux, mesures d'amplitude, mesures de temps etc.), puis de trier rapidement les événements qui présentent de l'intérêt. L'enregistrement sur bande étant une opération relativement longue, il est utile d'éliminer les événements parasites. Le choix final d'enregistrer les signaux sur bande est effectué lorsque les conditions suivantes sont remplies :

- 3 fils au moins doivent être touchés dans le détecteur position,
- les signaux position, E et ΔE doivent se produire en coïncidence (fenêtre de temps de ≈ 500 ns).

Lorsque cette décision est prise on dit que l'on a affaire à un événement et les informations sont enregistrées 'en ligne' sur une bande magnétique.

3.6.5. Temps mort

La mesure du temps mort est effectuée à partir de la cage de Faraday. Celle-ci est connectée à un intégrateur qui délivre une impulsion à chaque fois que la charge déposée atteint une limite fixée. Ces impulsions sont comptées sur trois échelles différentes. La première est bloquée à chaque fois qu'il y a un temps mort lié à la chaîne électronique du moniteur, c'est Q_{MONI} . La deuxième échelle est bloquée pendant le temps mort sur l'acquisition des événements, c'est Q_{SP} . La dernière échelle n'est jamais bloquée et comptabilise la charge réelle délivrée par le faisceau, c'est Q . Grâce à ces trois échelles il est facile de connaître les temps morts respectifs, puisqu'il suffit de faire simplement les rapports $\frac{Q_{MONI}}{Q}$ et $\frac{Q_{SP}}{Q}$. Les expériences ont montré que ces temps morts ont très rarement dépassé 15 %, en général ils ont été limités à ≈ 1 %. Le flux de particules est toujours resté bien inférieur au flux maximal toléré (dû au temps mort de l'acquisition) qui est de 5000 particules par seconde dans le plan focal.

3.7. Simulation Monte Carlo

Dans le calcul pour l'obtention des sections efficaces nous avons besoin de plusieurs paramètres expérimentaux. A pression constante la section efficace est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = A \frac{N}{Q} \frac{1}{\Delta x \Delta\Omega} \quad (3.2)$$

où :

- A est une constante,
- N le nombre de coups comptés dans l'ensemble de détection,
- Q la charge intégrée,
- $\Delta x \Delta\Omega$ l'épaisseur effective de cible multipliée par l'angle solide.

Les paramètres Q et N sont directement accessibles puisqu'ils sont mesurés pendant l'expérience. D'autres ne le sont pas. C'est le cas de l'angle solide $\Delta\Omega$ et de l'épaisseur effective de cible Δx , qui sont des paramètres tout autant indispensables. Ceux-ci sont des fonctions complexes de l'angle d'observation, cela est dû à la complexité géométrique du système buse-cible gazeuse-fentes d'entrée du spectromètre.

En fait ces remarques posent le problème de la normalisation. Une façon simple de procéder consiste à refaire une expérience déjà bien connue, que l'on prendra comme référence et sur laquelle on se normalisera. Cependant une telle normalisation ne peut satisfaire complètement, d'abord parce qu'il s'agit d'une normalisation point par point pour chaque angle, où chaque écart se répercute sur toute la suite des travaux, mais aussi et surtout parce que la configuration géométrique pour la mesure de la diffusion élastique n'est pas la même que celle de la mesure du transfert alpha. La première réaction est intense et nécessite qu'on ferme partiellement les fentes d'entrée du spectromètre tandis que la seconde ne l'est pas.

Pour résoudre ce problème nous avons décidé de développer un programme de simulation de notre expérience. Quelques développements sont présentés dans les paragraphes qui suivent. La validité des simulations sera testée dans un dernier paragraphe.

3.7.1. Principe général d'un programme de simulation

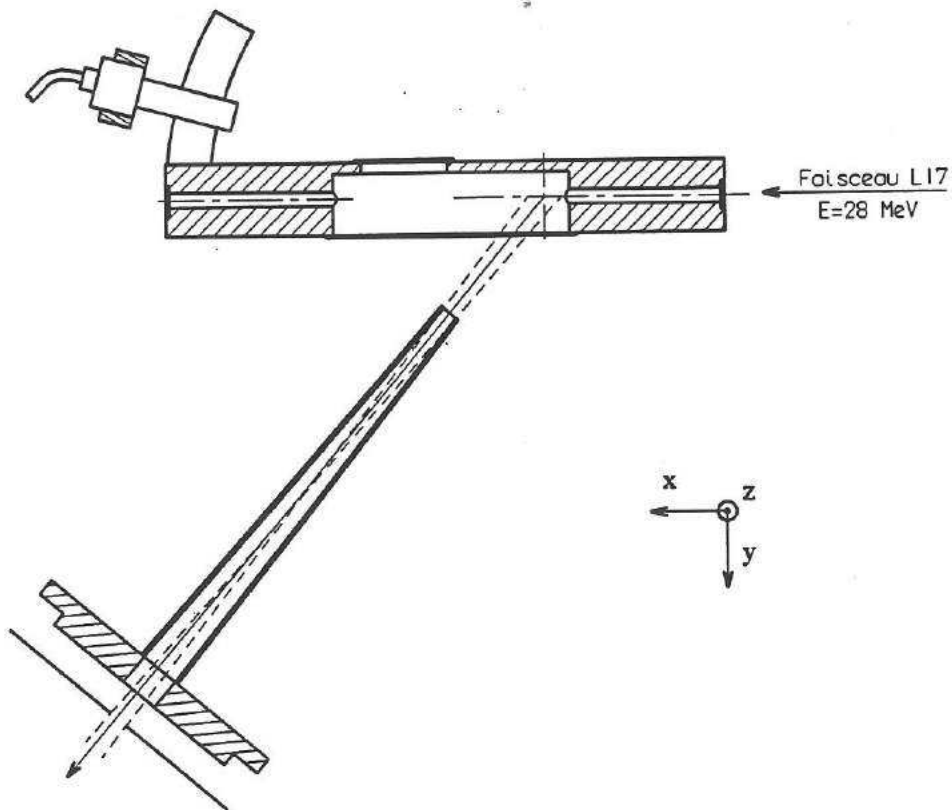
Un premier programme 'CGAZ' a été écrit principalement pour calculer numériquement le produit $\Delta\Omega\Delta x$. Ce programme réalise l'intégration : $\Delta\Omega\Delta x = \int_{-\infty}^{+\infty} d\Omega dx$ en tenant compte de la géométrie de la cible. Cependant deux hypothèses simplificatrices ont été utilisées :

- seules la buse et les lèvres d'entrée du Split-Pole sont prises en compte, les autres facteurs géométriques sont supposés avoir un faible effet,
- le problème est considéré sur deux dimensions seulement (le plan du spectromètre).

Un deuxième programme SHOW a été réalisé afin de tenir compte de tous les effets. Il s'agit d'une simulation de type Monte-Carlo. Plusieurs versions ont été produites, simulant une distribution isotrope ou de type Rutherford. L'angle solide $\Delta\Omega$ est obtenu en faisant le rapport du nombre de particules ayant traversé les lèvres d'entrée du Split-Pole, sur le nombre total de particules simulées dans une distribution isotrope.

3.7.2. Description du Monte Carlo SHOW

Le faisceau est assimilé à un cylindre, occupant tout l'espace du conduit d'entrée, c'est à dire avec un rayon de $R = \frac{DIAM}{2} = 2$ mm. Une coupe schématique de l'ensemble est présentée sur les figures C-4. On définit un référentiel (x,y,z) où l'axe x est suivant le faisceau. L'origine est fixée sur le centre optique.



Coupe longitudinale. On a représenté un événement se produisant au centre optique du système. Les trajectoires extrêmes sont représentées en pointillées.

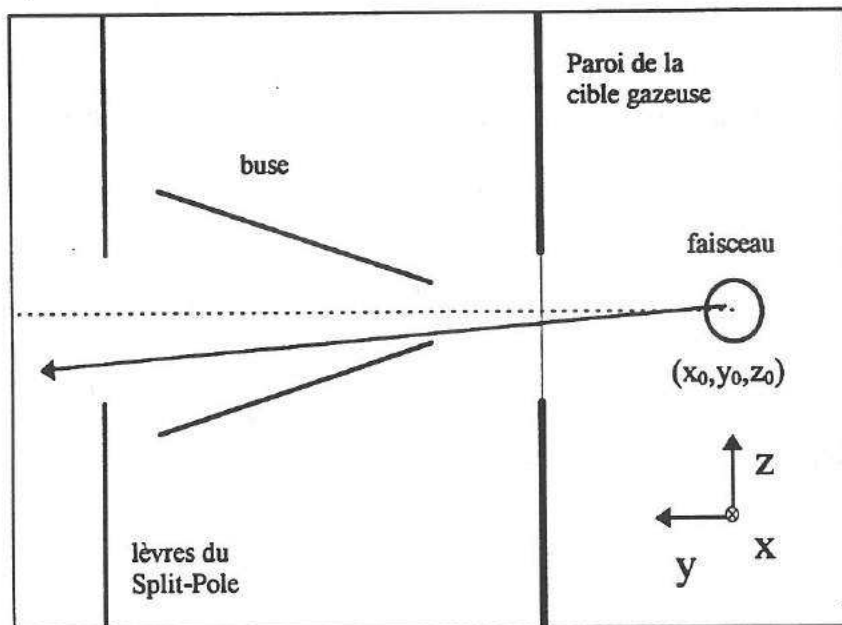


Fig. C-4 : Coupe transversale du dispositif (les proportions ne sont pas gardées). Pour la simulation de l'expérience nous avons tenu compte de tous les facteurs géométriques. Le point d'interaction dans le faisceau est choisi aléatoirement.

La probabilité d'interaction d'un noyau incident sur un noyau du gaz (cible) est la même dans tout le faisceau. On choisit aléatoirement un point du faisceau (x_0, y_0, z_0) avec les restrictions suivantes :

$$X_{\text{MIN}} \leq x_0 \leq X_{\text{MAX}}$$

(avec X_{MAX} et X_{MIN} en dehors de la zone vue par le spectromètre).

Ce point est considéré comme la position où l'interaction se produit.

Depuis la position (x_0, y_0, z_0) une particule est émise dans la direction (Θ, Φ) , c'est à dire avec un vecteur directeur $\vec{a} = (\sin(\Theta)\cos(\Phi), \sin(\Theta)\sin(\Phi), \cos(\Theta))$. L'angle Θ est défini à partir de l'axe du faisceau et l'angle Φ depuis l'axe y (voir fig. C-4). Cette direction est choisie au hasard, cependant on prend soin de conserver une distribution isotrope. La probabilité d'émettre la particule dans la direction Θ est notée $P(\Theta)d\Theta$. Cette quantité est proportionnelle à $\sin(\Theta)d\Theta$, ainsi :

$$\frac{P(\Theta)d\Theta}{dS} \propto \frac{\sin(\Theta)d\Theta}{2\pi \sin(\Theta)d\Theta} = cte \quad (3.3)$$

Pour limiter les temps de calcul, les particules simulées ne sont pas émises dans tout l'espace disponible mais seulement sur une faible proportion de celui-ci, autour de la direction principale de l'entrée du spectromètre, dans l'angle solide Ω_{ref} .

3.7.3. Résultats

Lorsque la particule passe par toutes les ouvertures, l'événement est validé puis enregistré. Si N est le nombre total d'événements validés sur un nombre total de N_{TOTAL} particules simulées, alors :

$$\Delta\Omega \Delta x = \frac{N}{N_{\text{TOTAL}}} \Omega_{\text{ref}} (X_{\text{MIN}} + X_{\text{MAX}}). \quad (3.4)$$

Sur la figure C-5 on peut voir les résultats obtenus pour deux ouvertures de fentes différentes. En particulier on a représenté les résultats obtenus pour une ouverture maximale des fentes, à savoir pour les lèvres inférieure et supérieure $H = B = 4,1$ mm et pour les lèvres droite et gauche $D = G = 10$ mm. On remarque que les résultats varient par un facteur 5 entre 10 et 60 degrés dans le laboratoire. Si l'on compare ces résultats avec l'angle solide maximal sans buse (cas d'une cible solide habituelle) on calcule $\Omega \approx \frac{(H+B)(D+G)}{d^2}$, avec $d \approx 264$ mm la distance entre le centre optique et les lèvres d'entrées. On calcule $\Omega = 2,35$ msr, on obtient une épaisseur de gaz traversée comprise entre 2,1 et 0,42 cm suivant l'angle (équivalent à une épaisseur comprise entre 280 et 55 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour une pression de gaz de $P = 100$ mbar).

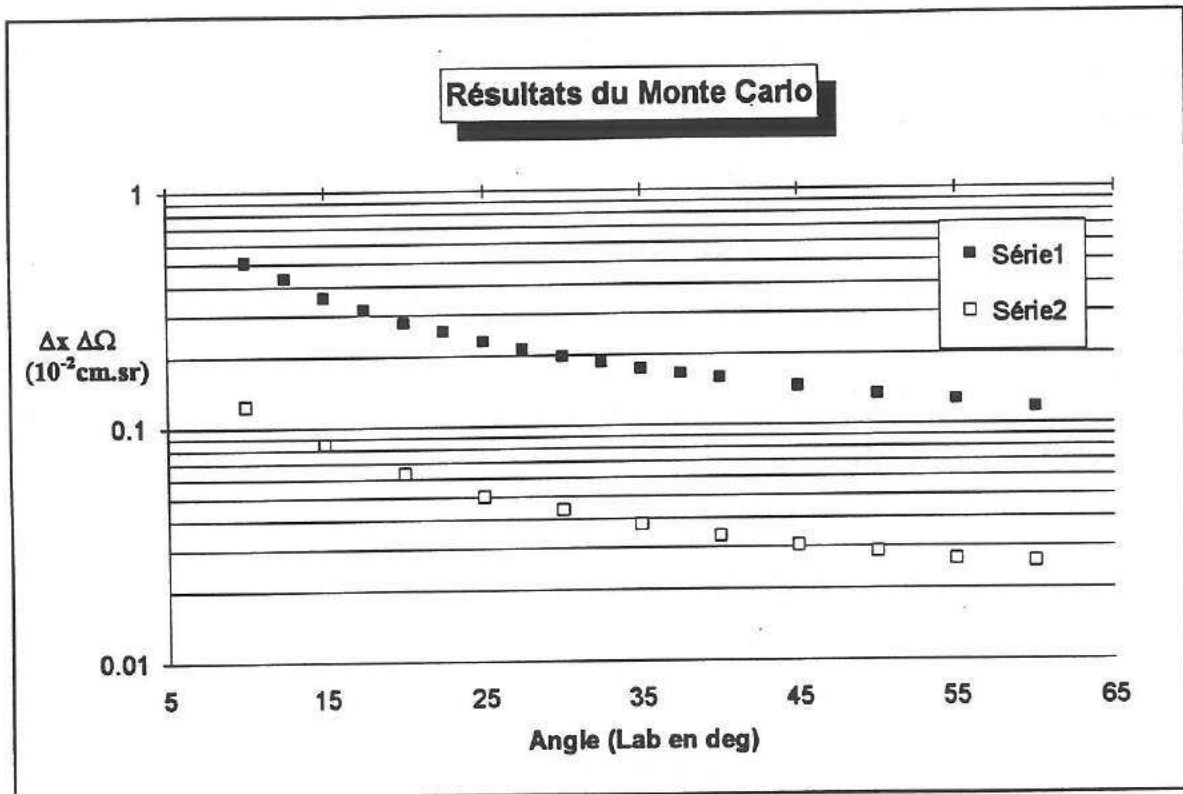


Fig. C-5 : Valeurs du produit $\Delta x \Delta \Omega$ obtenues à partir du programme de simulation Monte Carlo pour deux ouvertures différentes des lèvres. La série 1 représente les résultats obtenus pour les ouvertures $H = B = 4,1$ mm et $D = G = 10$ mm tandis que pour la série 2 on a $D = G = 1,6$ mm.

De façon générale les résultats obtenus par le biais du Monte Carlo ne sont pas très différents de ceux du programme simplifié CGAZ, ce qui était prévu puisque ce dernier tenait compte des principaux facteurs géométriques.

Le programme de simulation permet aussi d'étudier les propriétés des particules lorsqu'elles sont émises suivant une distribution particulière. La figure C-6 est une représentation bidimensionnelle des résultats (position sur l'axe du faisceau 'x' - angle d'émission ' Θ ') pour une ouverture faible des lèvres $D = G = 1,6$ mm et $H = B = 4,1$ mm.

Chaque point sur la figure C-6 représente un événement validé. La distribution utilisée pour simuler l'expérience est choisie uniforme et l'angle d'observation égal à 15 degrés dans le référentiel du laboratoire. On remarque que le centre de gravité de l'ensemble des points correspond bien au centre optique : ($x = 0$, $\Theta = 15^\circ$).

On remarque aussi que l'étendue des points se trouve dans les limites :

$$-20 \leq x \text{ (mm)} \leq 15$$

$$14 \leq \Theta \text{ (deg)} \leq 16$$

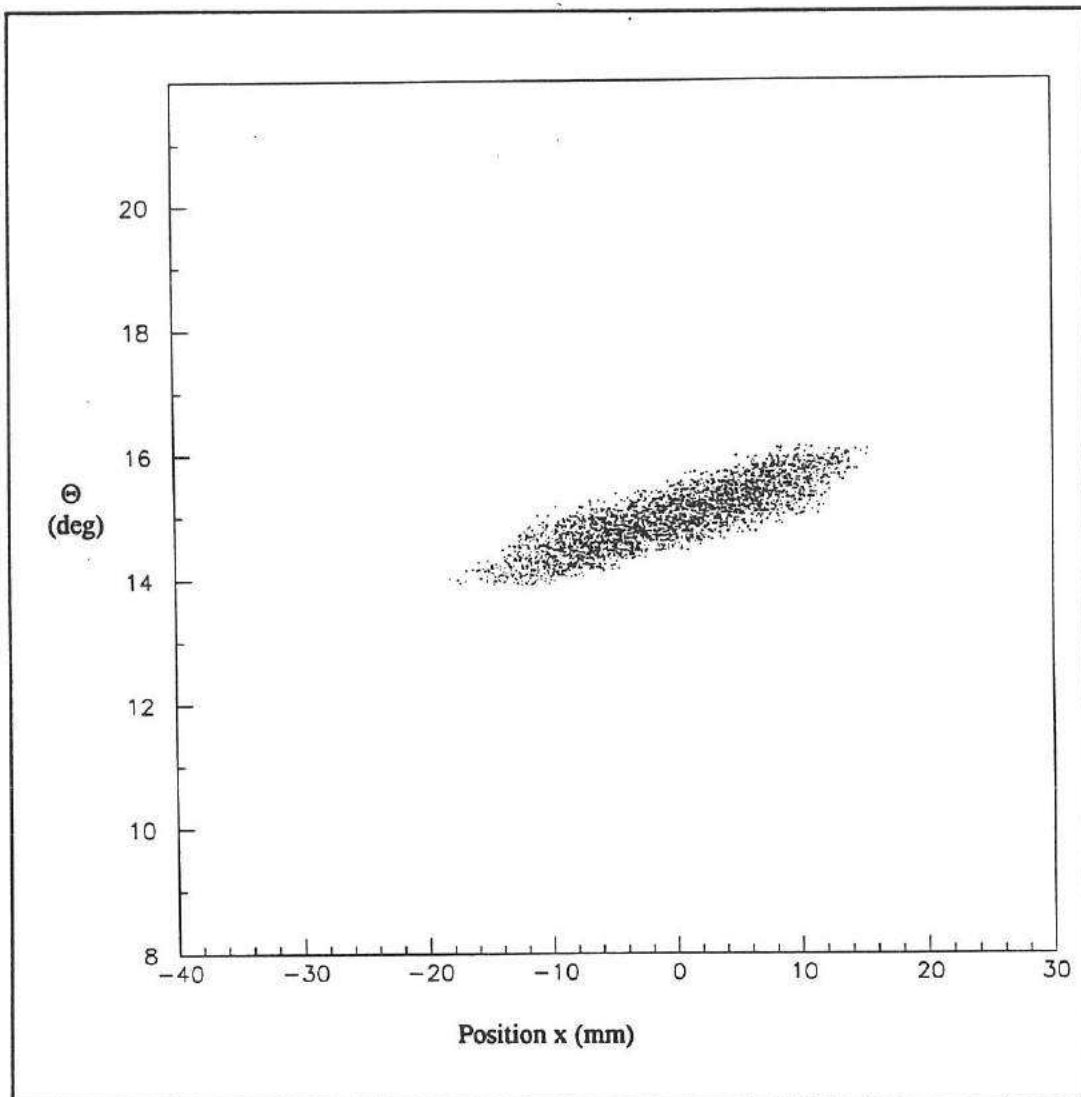


Fig. C-6 : Représentation bidimensionnelle (x, Θ) des événements validés pour la configuration $D = G = 1,6 \text{ mm}$, $H = B = 4,1 \text{ mm}$ et un angle d'observation de 15° dans le référentiel du laboratoire.

Ici la valeur positive de la position x correspond à des particules émises à l'avant par rapport au centre optique, c'est à dire dans le sens du faisceau. Les particules émises à l'avant arrivent avec des angles plus grands. Cependant, comme on peut le constater sur la figure C-6, les particules émises depuis la position du centre optique ($x = 0$) arrivent en moyenne avec un angle de 15° (l'angle d'observation) et une ouverture angulaire supérieure à $\pm 0,5^\circ$.

Les résultats obtenus pour une distribution uniforme sont comparés pour deux ouvertures de fentes différentes sur les figures C-7, C-8, C-9 et C-10.

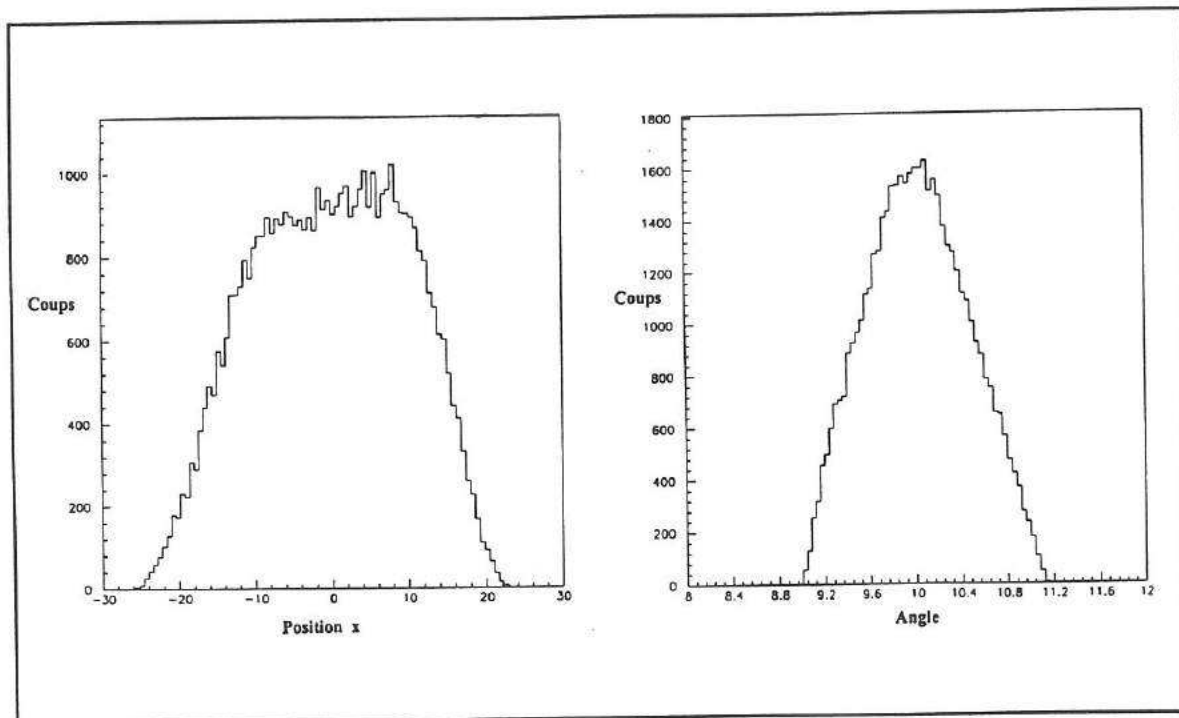


Fig. C-7 : Simulations pour la configuration $H = B = 4,1$ mm et $D = G = 1,6$ mm. Le nombre de particules validées est représenté en fonction de la position x (mm) et l'angle (Θ) d'émission. Les simulations ont été effectuées ici pour un angle d'observation de 10° (lab). On observe que l'ouverture angulaire est un peu inférieure à $\pm 1^\circ$ dans cette configuration.

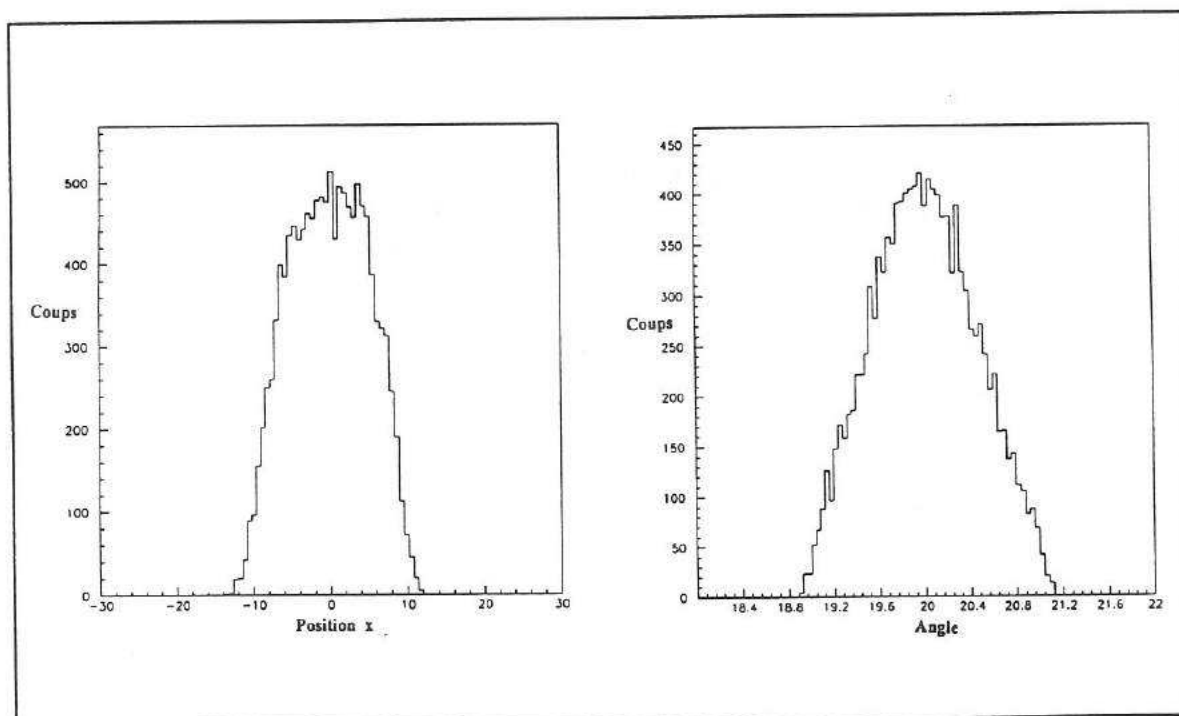


Fig. C-8 : Résultats obtenus pour la même configuration mais pour un angle d'observation de 20° (lab). On peut constater que l'épaisseur effective de cible est particulièrement réduite.

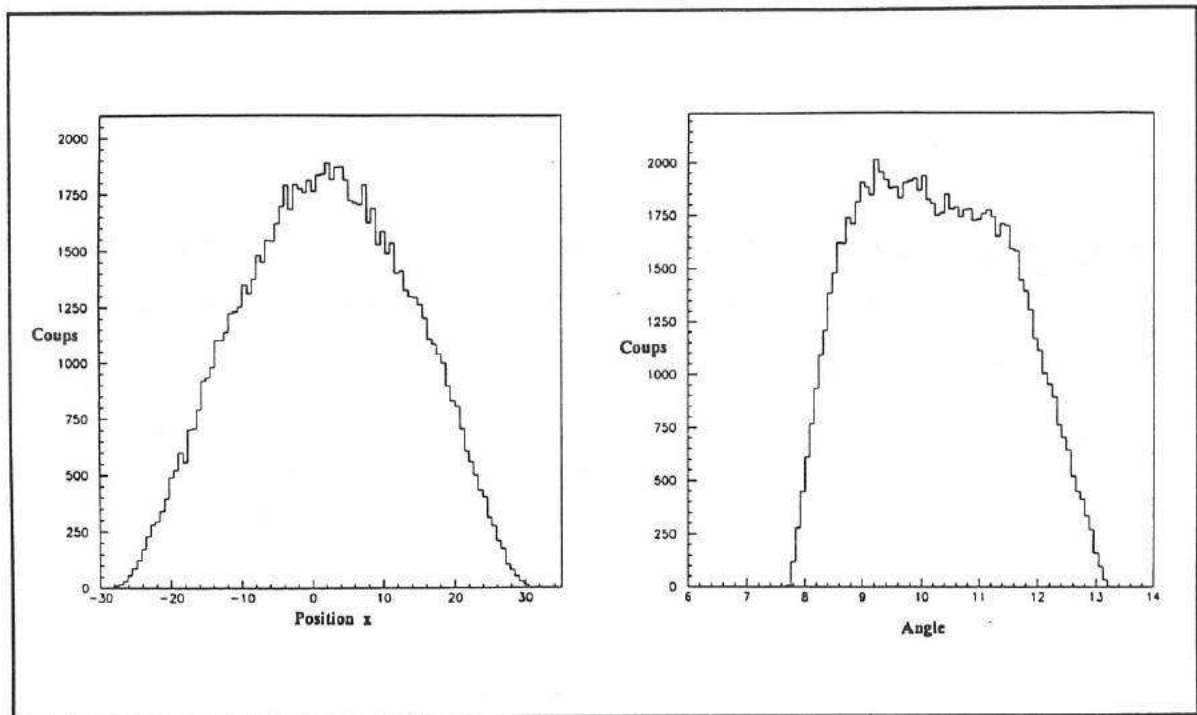


Fig. C-9 : Simulations pour la configuration $H = B = 4,1$ mm et $D = G = 10$ mm (ouverture maximale). L'angle d'observation est de 10° (lab). On remarque que l'ouverture angulaire est un peu supérieure à $\pm 2^\circ$.

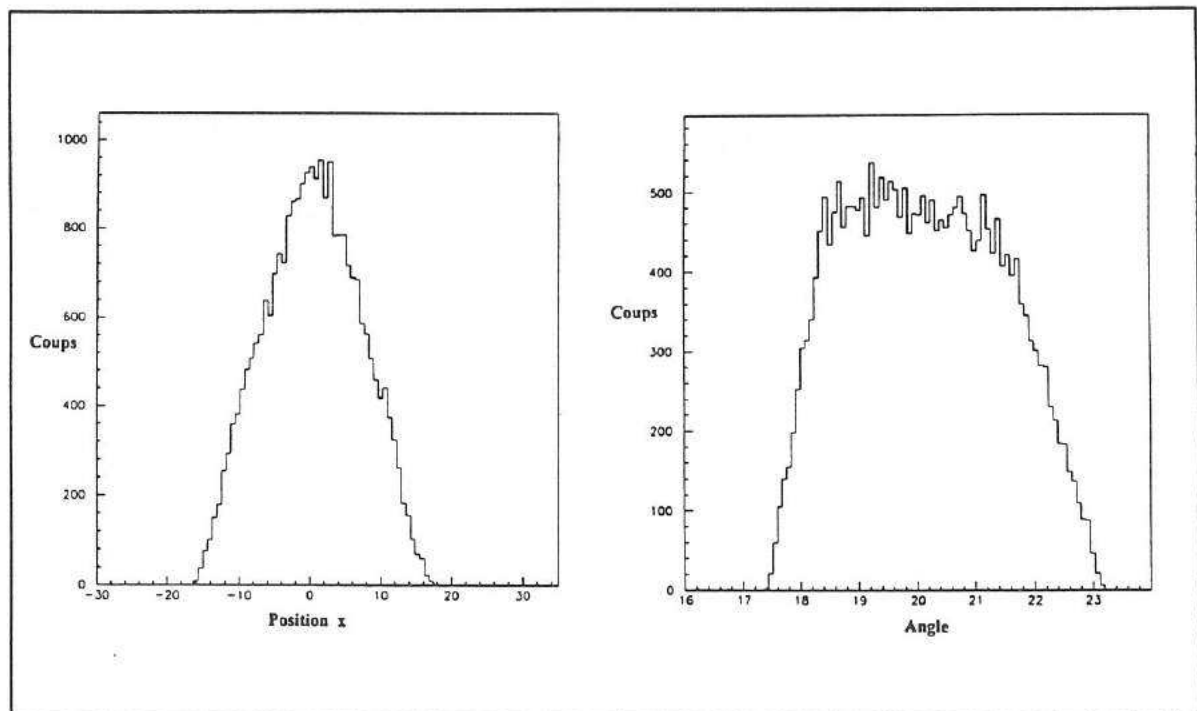


Fig. C-10 : Même configuration avec un angle d'observation de 20° . Malgré une diminution sensible de l'épaisseur de cible effective, l'ouverture angulaire reste de $\pm 2^\circ$.

On remarque que l'ouverture angulaire est relativement grande ($\pm 2^\circ$) lorsque les fentes sont ouvertes au maximum ($D = G = 10 \text{ mm}$; $H = B = 4,1 \text{ mm}$). Cependant l'effet ne vient pas de la cible gazeuse en particulier, puisque l'on peut calculer qu'avec une cible idéale ponctuelle l'ouverture angulaire pour une même disposition de fente et sans buse est de $\pm \frac{1}{2} \frac{D+G}{d} \approx \pm 2^\circ$. Un traitement particulier est proposé pour corriger les effets d'aberration et de perte d'énergie dans le chapitre suivant.

Pour des particules émises suivant une distribution de type Rutherford on observe un léger effet dû à la distribution, la moyenne angulaire n'est pas exactement l'angle d'observation mais lui est un peu inférieure. Ce comportement était attendu.

3.7.4. Vérifications expérimentales

Ces simulations ont été confirmées à plusieurs reprises par l'expérience. Dans le tableau C-1 on peut observer que le résultat physique, la section efficace de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ à $\Theta = 21^\circ(\text{lab})$, est inchangé pour différentes ouvertures de lèvres alors que le produit $\Delta x \Delta \Omega$ (calculé) varie par plus d'un ordre de grandeur. Par ailleurs les ouvertures angulaires déterminées dans ces simulations sont en bon accord avec celles constatées pendant les expériences.

3.7.5. Résumé

Les simulations de type Monte Carlo nous ont permis d'extraire le produit $\Delta x \Delta \Omega$ indispensable pour l'expérience, et ceci pour n'importe quelle configuration d'utilisation. Les résultats obtenus nous ont montré également que l'incertitude angulaire est de $\pm 1^\circ$ pour une faible ouverture (cas typique des diffusions élastiques) et de $\pm 2^\circ$ pour une ouverture maximale (cas des mesures de transfert).

Tableau C-1
Vérification de la simulation Monte Carlo

	D = G = 0,8 mm	D = G = 5 mm	D = G = 10 mm
P _c (mbar)	93,9	90,8	92,2
Q _{CF} (10 ⁻⁷ C)	519	176	175
$\Delta x \Delta \Omega$ (10 ⁻³ cm sr)	0,3073	1,891	3,462
Pic (coups)	3807	7764	13231
$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}$ (mbarn/sr)	26,5	26,5	24,2

La mesure de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{15}\text{N}$ a été effectuée à l'angle d'observation de $\Theta = 21^\circ$ dans le laboratoire et pour l'énergie incidente de $E = 27,3$ MeV. Nous avons noté dans ce tableau plusieurs résultats obtenus pour différentes ouvertures des fentes d'entrée du spectromètre. Le calcul de la section efficace à cet angle d'observation est réalisé à partir des résultats expérimentaux : pression P_c, charge intégrée Q_{CF}, nombre de coups Pic, mais également à partir des résultats de la simulation Monte Carlo ($\Delta x \Delta \Omega$). Pour des ouvertures différentes de fente on peut constater que la section efficace différentielle reste constante. Cette vérification par l'expérience du bon comportement du programme de simulation Monte Carlo est à souligner.

* Après renormalisation (voir chapitre 5).

Chapitre 4

Traitement des données

4.1. Introduction

Le dispositif cible-spectromètre-détecteur décrit précédemment souffre de différentes perturbations : fuite de gaz, variation de l'épaisseur de cible traversée en fonction de l'angle, aberration du spectromètre. Dans ce nouveau chapitre nous allons étudier les différents effets que ces perturbations vont produire sur les résultats finals. Nous déterminerons les améliorations que l'on peut apporter aux données après expérience. On montrera comment les caractéristiques du dispositif expérimental sont mises en valeur par ces opérations. La résolution finale obtenue ne permet pas de résoudre facilement tous les pics des spectres en tritons de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},\text{t})^{19}\text{F}$. Pour obtenir la contribution des différents niveaux nous avons entrepris de les déconvoluer. Cette procédure sensible est décrite en détail.

4.2. Discrimination des particules

Nous avons exposé précédemment que nous disposons d'un certain nombre d'informations (E, ΔE , positions, angle) provenant des détecteurs. Habituellement l'identification des particules se fait par l'utilisation de ces variables sous la forme de spectres bidimensionnels (position, E), (position, ΔE), (E, ΔE). Elle est réalisée sur la base des réponses différentes que les détecteurs fournissent suivant leur nature.

A énergie égale le rendement du scintillateur (ou détecteur E) est plus important pour des particules peu ionisantes. De même l'amplitude des signaux ΔE dépend de la charge de la particule détectée et est inversement proportionnelle à son énergie. En réalisant les spectres bidimensionnels on fait apparaître des nuages de points distincts, identifiant ainsi une même espèce de particule (de A et Z déterminés).

Dans notre expérience de transfert alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li},\text{t})^{19}\text{F}$ nous avons obtenu typiquement les résultats présentés sur les figures : D-1 pour les projections (E, ΔE), D-2 pour (position, E) et D-3 pour (position, ΔE).

Sur la première projection on peut remarquer que l'essentiel des particules détectées peut être identifié à des tritons. On constate aussi une faible part vraisemblablement de deutons. Sur les deux autres projections, où la position sur le plan focal est représentée en abscisse, deux catégories distinctes de particules y sont clairement séparées. Pour notre étude il conviendrait de soustraire la contribution de ces particules 'parasites'. Cependant la partie du spectre qui nous intéresse se limite à la part basse énergie (d'excitation du fluor).

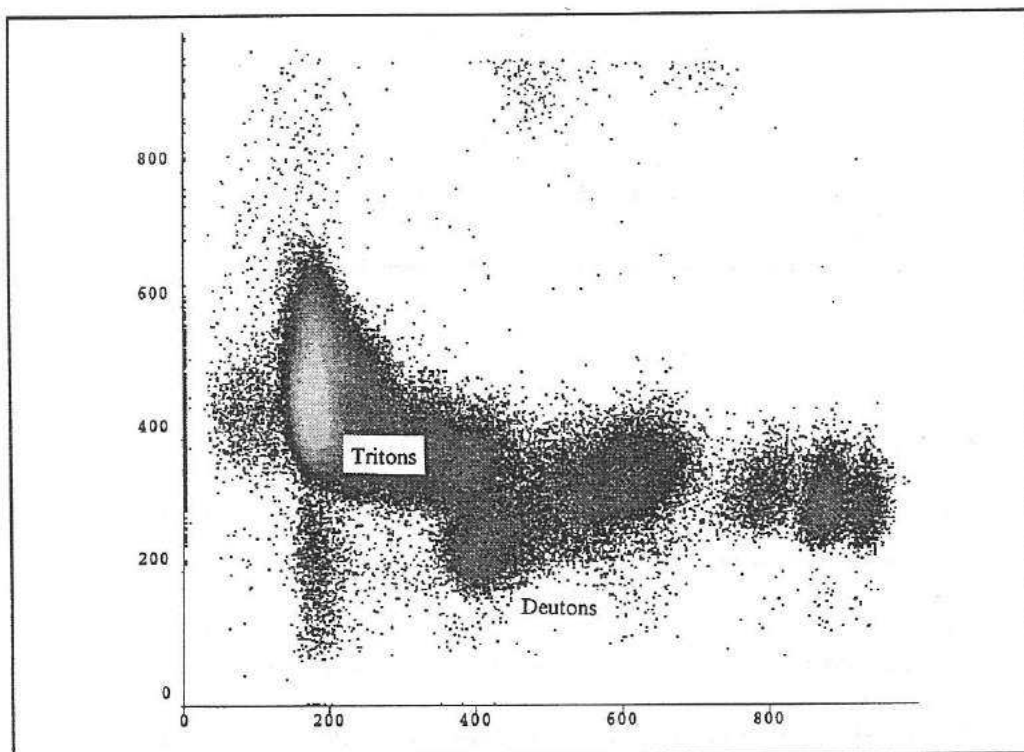


Fig. D-1 : Représentation bidimensionnelle ($E - \Delta E$, unités arbitraires) d'une partie des mesures de transfert alpha. On identifie difficilement deux catégories de particules.

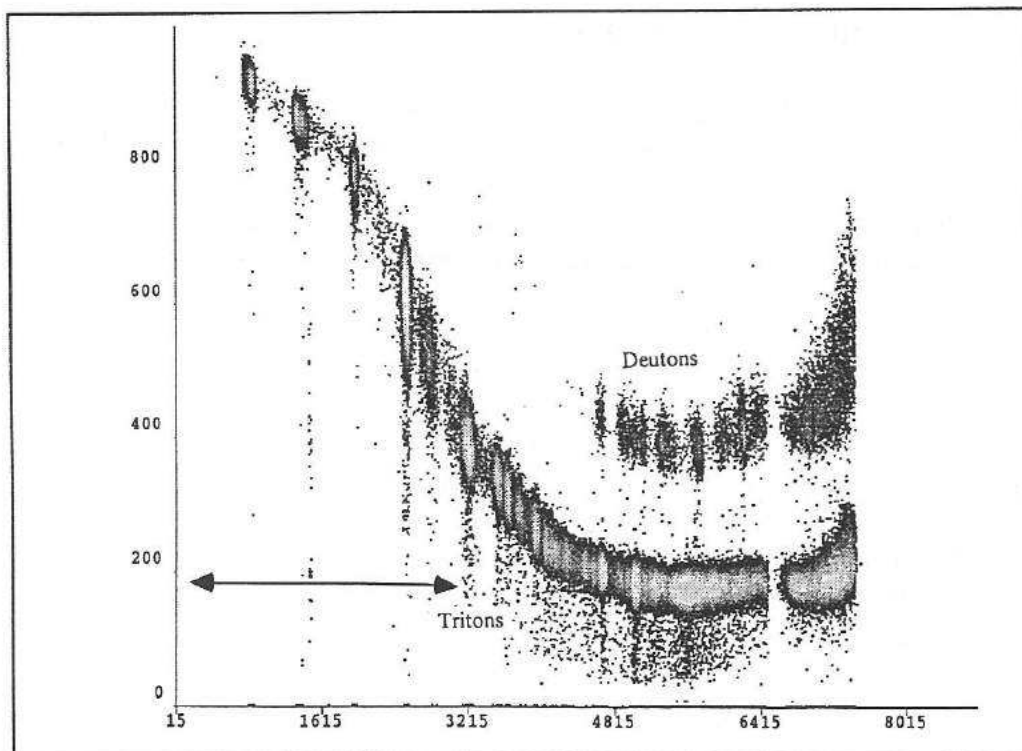


Fig. D-2 : Représentation (position - E , unités arbitraires). Deux 'nuages' apparaissent clairement, identifiant des tritons et des deutons. Seule la partie basse du spectre indiquée par la flèche a été étudiée dans cette expérience.

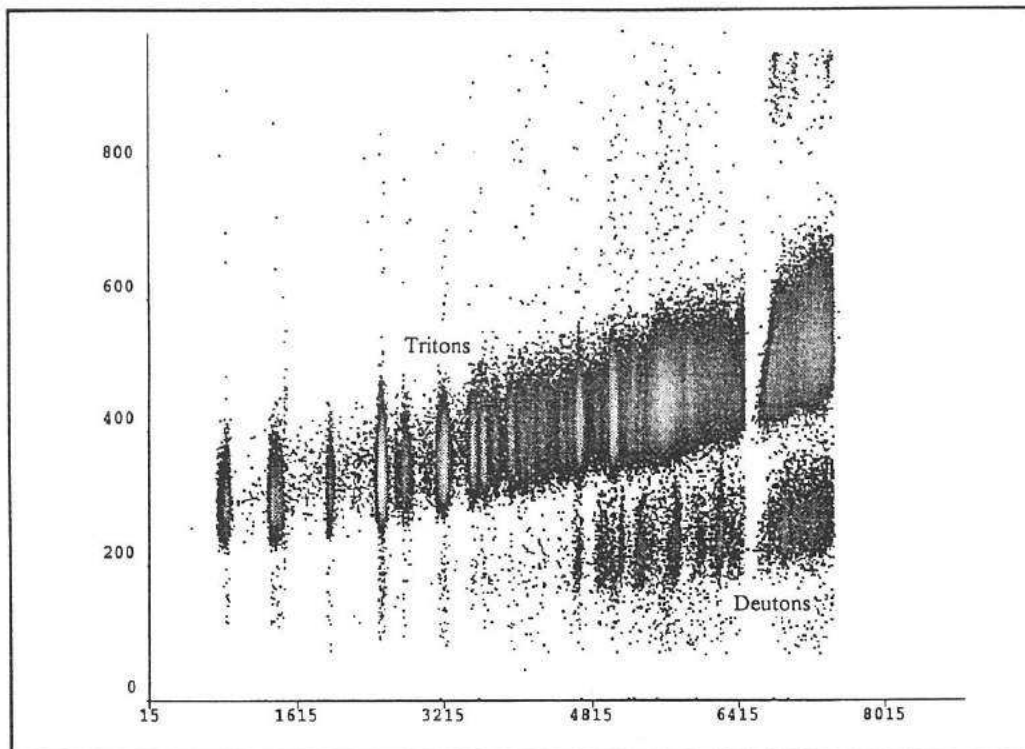


Fig. D-3 : Représentation (position - ΔE , unités arbitraires). Dans cette autre projection on identifie également deux catégories de particules.

Dans cette partie du spectre jusqu'à environ 5,5 MeV, au-delà de laquelle la densité de niveaux devient trop grande pour notre résolution énergétique, la contribution des particules autres que tritons est vraiment faible (inférieure à 1 %). Compte tenu de nos exigences, ces particules ont été négligées et il n'a pas été entrepris de traitement particulier.

4.3. Elargissement en énergie et correction liée à la variation de pression

Il y a plusieurs origines à la dégradation du faisceau et à la perte d'énergie des particules. Nous en avons déjà identifié un certain nombre dans le chapitre précédent. Le faisceau de lithium de 28 MeV d'énergie incidente doit d'abord traverser la feuille d'entrée de la cible. Cela occasionne une perte d'énergie moyenne de $E_1 = 290$ keV et un élargissement de 50 keV. Avant d'interagir les particules doivent ensuite traverser une certaine épaisseur de gaz. Pour une pression de 100 mbar et une épaisseur moyenne de 5 cm ($0,66$ mg/cm²), les particules perdent $E_2 = 450$ keV et le faisceau est élargi de nouveau de 50 keV. Après interaction les produits de réactions doivent encore traverser une certaine épaisseur de gaz et de mylar avant d'atteindre le spectromètre.

Si en moyenne la pression à l'intérieur de la cible n'a pas beaucoup varié pendant les mesures (variations inférieures à 20 mbar), certaines mesures souffrent cependant d'une dégradation caractéristique due à ce problème. Les positions des pics dans le spectre en triton se déplacent avec la variation de pression, entraînant inévitablement l'élargissement des pics. Le déplacement observé des spectres est bien expliqué lorsque l'on fait le calcul des pertes d'énergie dans le gaz. Lorsque la pression passe par exemple de 100 mbar à 80 mbar on calcule que le lithium incident perd de 452 à 362 keV avant interaction.

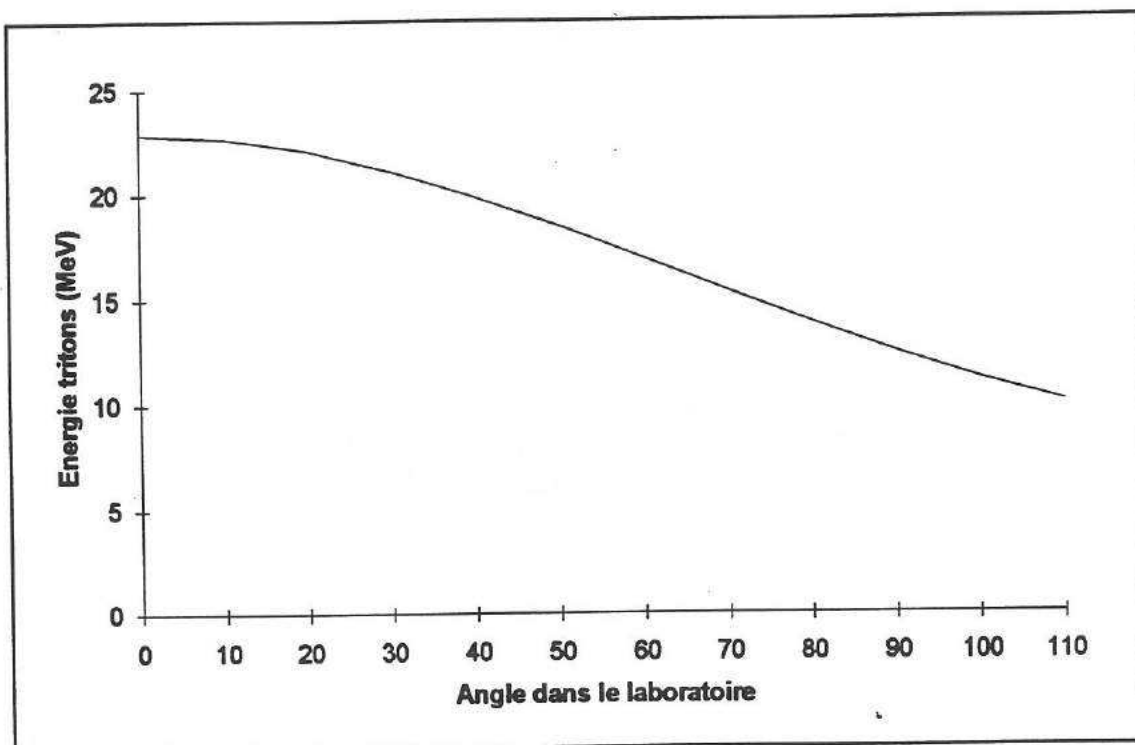


Fig. D-4 : Distribution énergétique des tritons après transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ en fonction de l'angle d'observation dans le laboratoire, avec $E(^7\text{Li}) = 27,3$ MeV et $E_x = 4,377$ MeV.

La figure D-4 présente la distribution énergétique des tritons, attendue après excitation du niveau à 4,377 MeV du fluor par transfert alpha à partir d'un noyau de ^7Li incident de 27,3 MeV. Pour notre exemple et pour ce même niveau, on calcule précisément que le triton est émis à 20° (lab) avec une énergie $E = 22,003$ MeV lorsque la pression est de 100 mbar et $E = 22,086$ MeV lorsque la pression est de 80 mbar.

Avant de sortir de la cible, les tritons de la réaction de transfert doivent encore traverser une certaine épaisseur de gaz. Pour un angle de 20° par exemple, l'énergie qu'ils perdent dans le gaz passe de 12,4 à 10 keV lorsque la pression passe de 100 à 80 mbar. Tous calculs faits, dans cet exemple particulier (angle = 20°), les tritons arrivent dans le spectromètre avec une énergie de 22,076 MeV (80 mbar) contre 21,991 MeV (100 mbar), soit une différence de 85,4 keV. Cette dispersion est très perceptible avec le spectromètre magnétique, puisque nous avons approximativement une sensibilité de 2,5 keV par canal sur le spectre en triton. Ce problème constitue la principale origine de la dégradation de résolution des spectres (mais non la seule ! voir plus loin).

Dans le cas de la mesure de transfert alpha cette dégradation doit être réduite le plus possible car les niveaux d'énergie que l'on souhaite étudier sont faiblement espacés. Nous avons entrepris de faire une correction appropriée. Pour cela nous avons 'découpé' les mesures en plusieurs parties suffisamment courtes du point de vue temporel pour pouvoir affirmer que la pression a été pratiquement constante (variation inférieure à 5 mbar) dans ces intervalles. Dans chacune de ces parties nous avons identifié un pic particulièrement intense pour pouvoir en mesurer la position moyenne (dans le détecteur position) avec une bonne précision. Ces positions ont servi dans un deuxième temps à déplacer les parties de spectre les unes par rapport aux autres dans les bonnes proportions afin de compenser leur

décalage relatif. Cette façon de procéder est simple et a permis une bonne correction. Pour la résolution en énergie il n'a pas été possible d'obtenir davantage d'amélioration compte tenu d'une part de la statistique et d'autre part des fluctuations récurrentes de la pression du gaz (voir paragraphe 4.6. pour le chiffrage global).

4.4. Les pertes d'énergie ; correction en fonction de l'angle

Après interaction, la perte d'énergie des produits de réaction est fonction de l'angle d'observation et de la nature des particules. L'épaisseur de gaz traversé est donnée par la formule $e_1 = \frac{7 \text{ mm}}{\sin(\Theta)}$ et l'épaisseur de mylar par $e_2 = \frac{3,5 \mu\text{m}}{\sin(\Theta)}$, avec Θ l'angle d'observation. De façon très générale, pour une pression de gaz constante, les particules émises avec des angles légèrement différents vont traverser des épaisseurs différentes et perdront donc plus ou moins d'énergie. On peut estimer l'ordre de grandeur de cette correction. Pour des tritons émis à 15° et à 16° par exemple (niveau $E = 4,377 \text{ MeV}$), la différence de perte d'énergie pour une pression constante de 100 mbar s'élève à 11 keV. Cet effet est donc important, d'autant plus grand que dans certains cas (réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$) l'ouverture angulaire est supérieure à $\pm 2^\circ$ (cf. fig. C-9, C-10). Une correction de cet effet revêt une grande importance.

Lorsque les particules sont émises dans un angle compris entre Θ_0 et $\Theta_0 + d\Theta$, la variation d'épaisseur traversée est proportionnelle à $\frac{\cos(\Theta_0)}{\sin(\Theta_0)^2} d\Theta = \text{constante} \times d\Theta$, et donc en bonne approximation la perte d'énergie est simplement proportionnelle à $d\Theta$. Nous avons eu l'occasion de corriger cet effet en même temps que la correction d'aberration.

4.5. Correction de l'aberration du spectromètre

Le spectromètre magnétique a un comportement similaire à celui d'un système optique souffrant d'aberrations. En fonction de l'angle d'émission la focalisation ne se fait pas exactement au même endroit du plan focal. Ces problèmes ont été minimisés lors de la conception de l'appareil (mais avec une cible idéale ponctuelle). Avec l'information angulaire fournie par le détecteur MIT il est même possible de faire une correction de ces effets par traitement des données après expérience.

Pour nos mesures le problème s'est révélé plus important pour de multiples raisons. D'une part, lors des expériences de transfert alpha nous avons utilisé le spectromètre avec une ouverture maximale des fentes, autorisant ainsi le plus grand écart angulaire possible avec l'angle moyen d'observation. D'autre part notre cible n'avait rien d'une cible idéale ponctuelle. Nous avons vu que l'épaisseur de la cible pouvait être assez importante, et l'écart entre le point d'interaction et le centre optique du système grand. Nous avons vu également dans le paragraphe précédent que la variation d'épaisseur de cible traversée en fonction de l'angle entraînait une correction proportionnelle à $d\Theta$.

Ces multiples problèmes ont été résolus de façon empirique. Nous avons utilisé les données après correction de la variation de pression. Pour un angle d'observation particulier nous avons isolé les données correspondant à un pic isolé et assez intense, en l'occurrence le pic associé au niveau d'excitation $E_x = 2,78$ MeV. Nous avons ensuite représenté la position d'arrivée (sur le plan focal) de ces particules et l'angle associé. Cette projection fait ressortir une corrélation entre ces deux quantités (voir figure D-5), les angles les plus éloignés de l'angle moyen sont associés avec les positions les plus écartées de la position moyenne. Nous avons alors recherché à corriger ces effets angulaires par l'utilisation d'un polynôme du troisième degré. Nous avons utilisé cette correction empirique sur tout le spectre pour l'angle d'observation étudié. Nous avons répété ces opérations pour chaque angle d'observation.

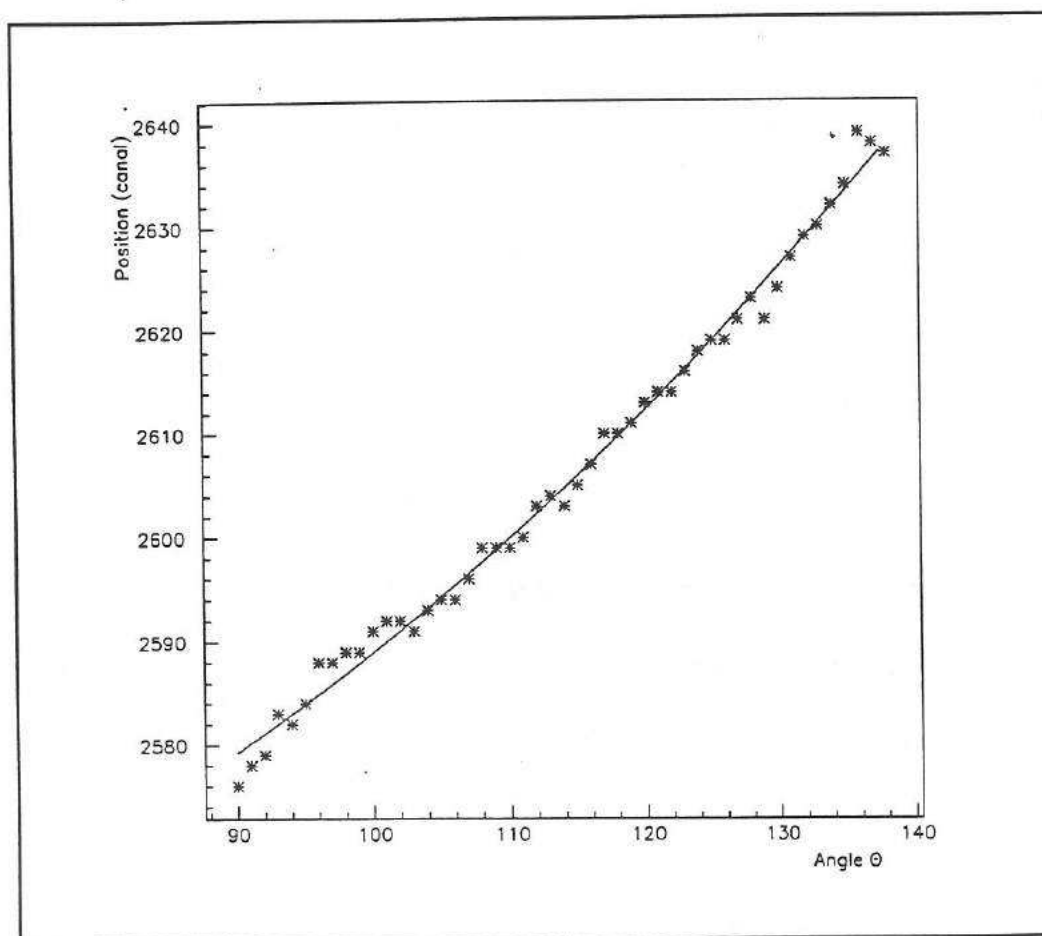


Fig. D-5 : Représentation bidimensionnelle (angle - position, en unités arbitraires) des particules du pic correspondant à l'énergie d'excitation $E_x = 2,78$ MeV du fluor. L'angle en question est en réalité une fonction complexe de l'angle réel (angle moyen = 116 , position moyenne = 2607). Les points sur cette figure représentent des moyennes sur la position et la ligne continue un ajustement (polynôme du 3^{ème} degrés).

4.6. Résultats des corrections

Sur la figure D-6 nous avons montré quelles améliorations ces méthodes ont apportées sur la résolution énergétique du pic correspondant à $E_x = 2,78$ MeV pour un angle d'observation de 25° (lab).

La variation de pression a été le principal facteur de perte de résolution énergétique (quand il y a eu variation de pression, ce qui ne fut pas toujours le cas). Pour cette raison on n'a pas décelé de franche corrélation de la résolution avec l'angle d'observation, comme cela avait été prédit au paragraphe 3.4.3.. En moyenne nous avons obtenu une résolution de $\sigma \approx 45$ keV (FWHM ≈ 100 keV).

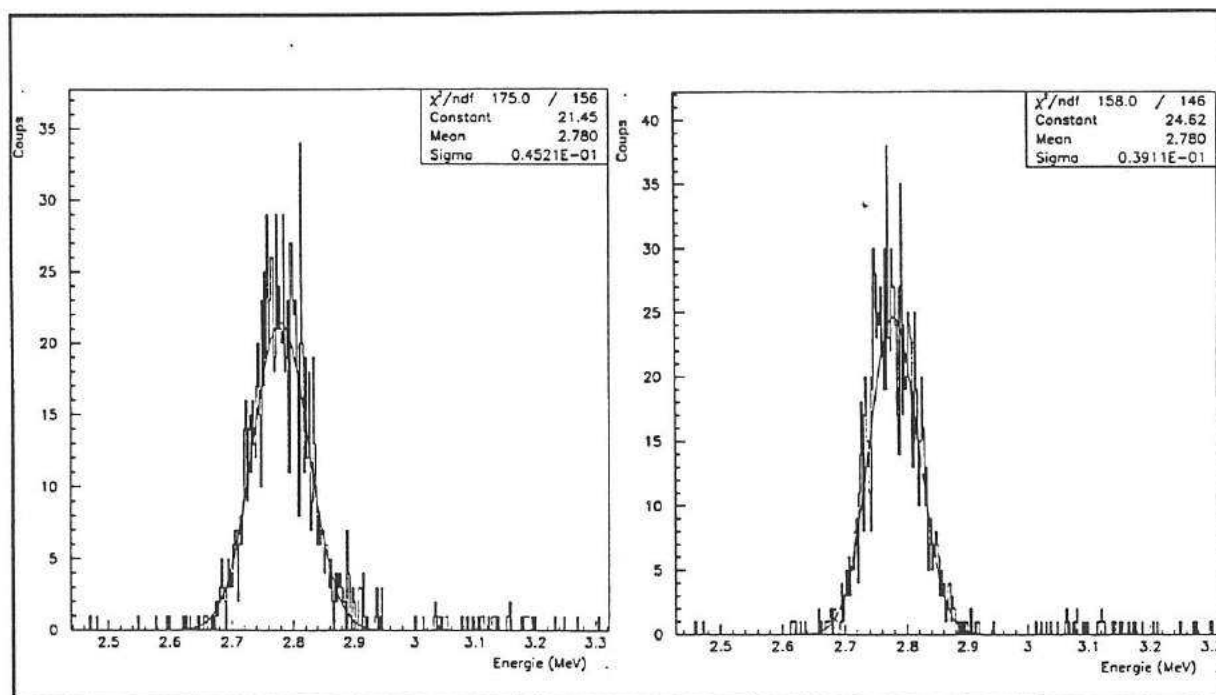


Fig. D-6 : Comparaison du pic associé à l'énergie d'excitation $E_x = 2,78$ MeV du fluor ($\Theta_{lab} = 25^\circ$) avant et après traitement pour améliorer la résolution. Nous observons une amélioration de 6 keV sur sigma.

4.7. Pollution

Une recherche a été menée afin de déterminer si les expériences n'avaient pas souffert de pollution. Nous avons déjà montré que la présence de contaminants (le carbone essentiellement) fait apparaître des pics proches de celui qui nous intéresse (le niveau à 4,377 MeV du fluor). Dans tous les spectres étudiés, non seulement tous les pics qui ont été clairement détectés correspondaient à des niveaux identifiés du fluor, mais de plus les spectres se sont révélés pratiquement sans bruit de fond (dans la partie du spectre que nous avons étudiée $E_x < 5,3$ MeV) (voir figure D-7).

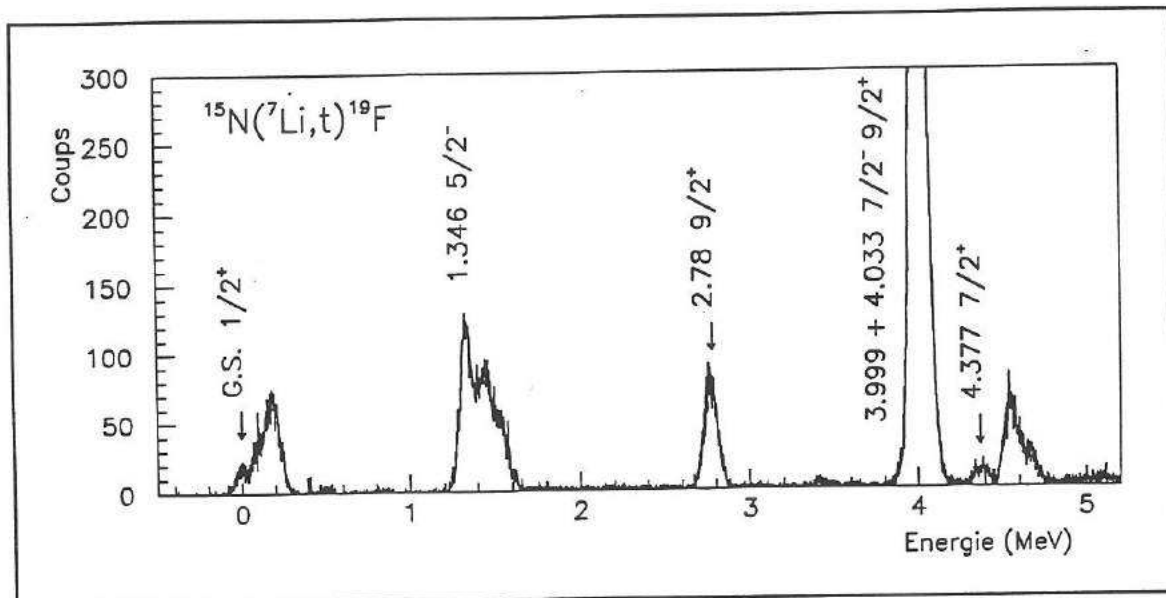


Fig. D-7 : Partie du spectre tritons pour $\Theta_{lab} = 15^\circ$. On remarque que les pics ressortent bien et qu'il n'y a quasiment pas de fond continu. Tous les niveaux qui ont été étudiés sont présentés sur cette figure, mais seulement quelques uns sont étiquetés par l'énergie d'excitation du niveau.

4.8. Extraction des pics - problèmes de déconvolution

4.8.1. Procédure

Compte tenu de notre résolution un certain nombre de niveaux proches apparaissent sous la forme d'ensembles continus, où l'on ne reconnaît pas forcément clairement les pics contribuant pour chaque niveau. On relève en général, pour la partie du spectre étudiée, 4 ensembles de plusieurs niveaux (voir figure D-7), dans l'ordre :

- le fondamental + ($E_x = 0,110$ MeV) + ($E_x = 0,197$ MeV),
- ($E_x = 1,346$ MeV) + ($E_x = 1,459$ MeV) + ($E_x = 1,554$ MeV),
- ($E_x = 3,908$ MeV) + ($E_x = 3,999$ MeV) + ($E_x = 4,033$ MeV),
- ($E_x = 4,55$ MeV = deux pics très proches) + ($E_x = 4,648$ MeV) + ($E_x = 4,683$ MeV).

Dans les spectres on relève seulement trois niveaux clairement isolés, explicitement : ($E_x = 2,78$ MeV), ($E_x = 4,377$ MeV) et ($E_x = 5,107$ MeV).

Puisque nous souhaitons obtenir les sections efficaces d'un maximum de niveaux jusqu'à $\approx 5,2$ MeV, nous avons dû déconvoluer les pics complexes.

Cependant certains niveaux sont séparés par une énergie inférieure à la résolution de l'expérience, à savoir :

- ($E_x = 4,683$ MeV) et ($E_x = 4,648$ MeV), avec une séparation de 35 keV,
- ($E_x = 3,999$ MeV) et ($E_x = 4,033$ MeV), avec une séparation de 34 keV,
- ($E_x = 4,550$ MeV) et ($E_x = 4,556$ MeV), avec une séparation de 6 keV.

Nous savons que la déconvolution de ces pics est difficile (ou impossible) à réaliser et les incertitudes difficiles à estimer. Dans ces circonstances nous donnerons la section efficace pour la somme des pics. Les deux niveaux $E_x = 4,550$ MeV et $E_x = 4,556$ MeV ont été traités comme un seul niveau d'énergie $E_x = 4,55$ MeV. A cause de leur très faible écart énergétique il était totalement exclu de pouvoir les séparer avec notre résolution.

Dans cette procédure de déconvolution nous avons pris un soin particulier. Dans un premier temps il nous a fallu choisir un pic de référence. Nous avons facilement choisi le pic à 2,78 MeV puisqu'il est à la fois bien isolé et intense. Plusieurs méthodes sont possibles. Nous avons le choix de prendre sa forme brute comme référence, ou de produire un pic avec une forme gaussienne idéale dont la largeur est mesurée sur le pic expérimental. Nous avons effectué les deux opérations. L'utilisation d'une gaussienne s'est avérée utile pour 'effacer' toutes les fluctuations statistiques sur le pic de référence. Lorsque l'angle fut important et l'intensité des réactions faibles, l'autre méthode a semblé un peu plus sensible aux conditions initiales de la déconvolution. Cependant, sur tous les spectres, lorsque l'on prenait suffisamment de soin, les deux pics de référence ont donné des résultats similaires.

La déconvolution des pics (excepté les niveaux très rapprochés) s'est faite assez facilement. Nous avons utilisé le programme de déconvolution automatique PICOTO [PIC81], une version modifiée du code AUTOFIT [COM70]. Nous avons de sérieux arguments pour affirmer que cette déconvolution s'est faite sans véritable problème :

- D'une part, nous avons effectué plusieurs fois la déconvolution pour les mêmes pics et nous avons trouvé pratiquement les mêmes résultats (aux erreurs statistiques près).
- D'autre part, nous avons effectué à plusieurs reprises la déconvolution de façon tout à fait indépendante par un autre programme (à partir du programme PAW). Nous avons également trouvé des résultats identiques.
- Nous avons également simulé des spectres à partir de paramètres vraisemblables et de distributions gaussiennes. Les résultats obtenus par la déconvolution ont été en accord avec les paramètres initiaux utilisés pour la simulation.

- De plus (et surtout !), pour la normalisation de l'expérience nous avons eu l'occasion d'utiliser des cibles solides de mélamine enrichie en ^{15}N (voir chapitre 5). La résolution avec ce type de cible est meilleure que celle de la cible gazeuse. Cela nous a permis de séparer clairement des pics qui ne l'étaient pas avec la cible gazeuse (malheureusement plusieurs pics, et notamment les pics d'intérêt astrophysique, n'étaient pas accessibles avec la cible solide comme nous l'avons déjà noté au paragraphe 3.4.). Pour tous les niveaux extraits directement avec les cibles solides nous avons obtenu des résultats tout à fait semblables à ceux extraits par déconvolution avec la cible gazeuse.

Nous avons représenté le résultat d'une déconvolution typique sur la figure D-8.

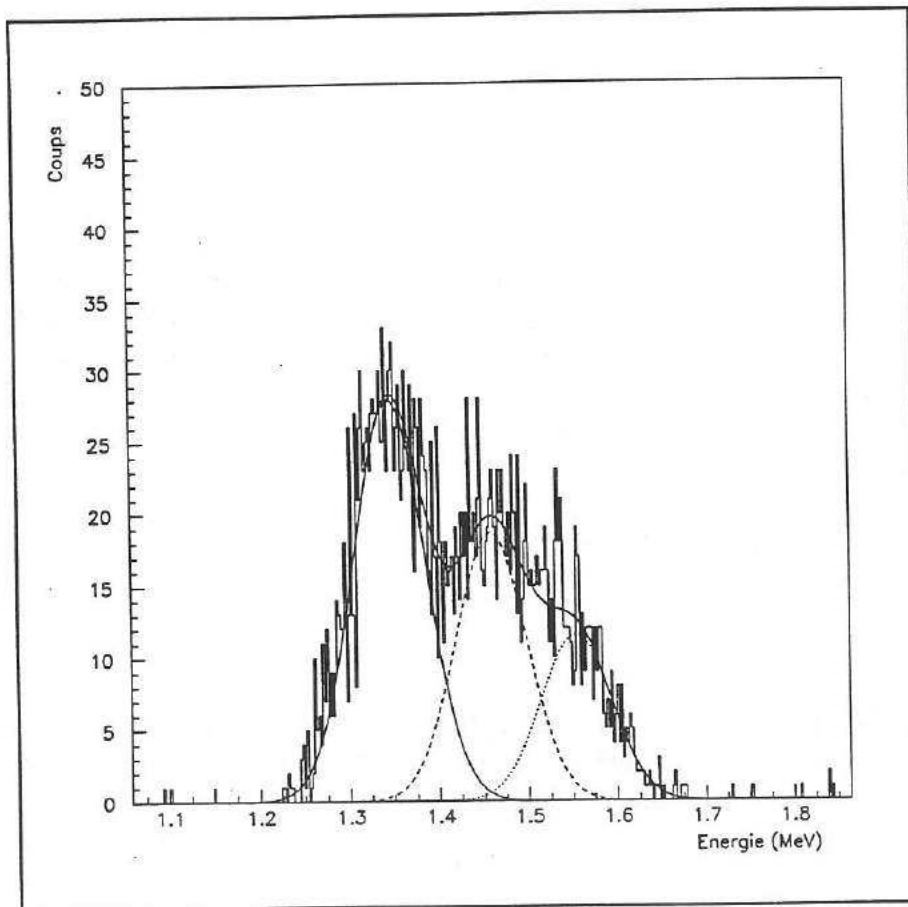


Fig. D-8 : Résultat de la déconvolution pour les trois pics d'énergie $E_x = 1,346$ MeV, $E_x = 1,459$ MeV et $E_x = 1,554$ MeV, lorsque $\Theta = 25^\circ$ lab.

Il faut remarquer que l'extraction de l'intensité du pic d'intérêt astrophysique ($E_x = 4,377$ MeV) s'est effectuée sans aucun problème puisque ce pic était bien séparé des autres pics. En particulier son intensité ne dépend pas de ce qui se passe sur le groupe $E_x = 4,55$ MeV - 4,648 MeV - 4,683 MeV.

La mesure de l'intensité du pic d'énergie $E_x = 5,107$ MeV n'a pas été spécialement problématique malgré le fait que ce pic est le plus faible de tous (voir fig. D-9).

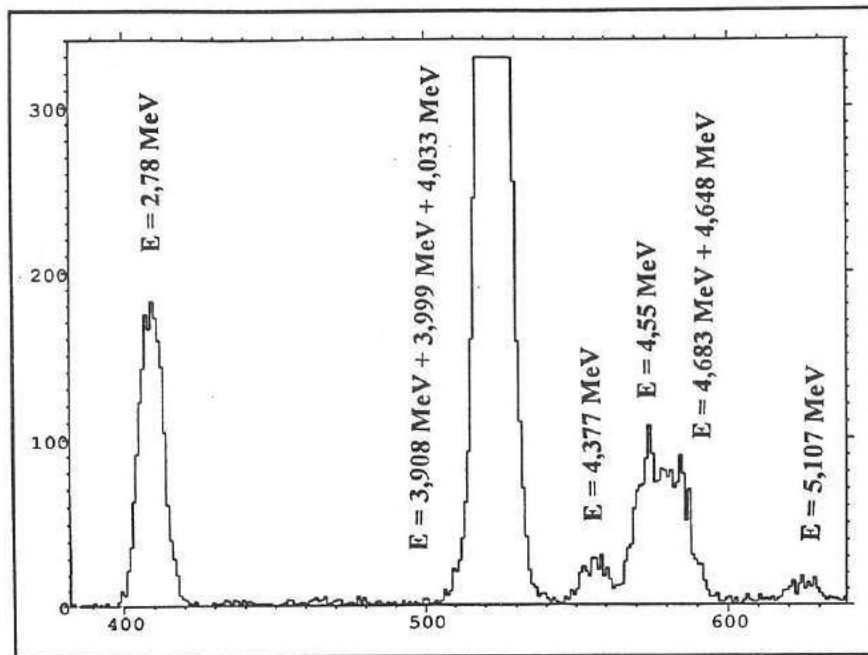


Fig. D-9 : Portion du spectre en triton (position en unité arbitraire - coups) où l'on perçoit le pic correspondant au niveau d'énergie $E_x = 5,107$ MeV du ^{19}F . Sur cette figure l'angle d'observation est de $22,5^\circ$, ce qui permet de faire ressortir plus nettement ce faible pic.

A partir de la position de ces pics nous avons effectué un étalonnage en énergie de notre spectre (avec les énergies des niveaux du ^{19}F de la référence [AJZ87]). Pour cela nous avons utilisé un polynôme du second degré. L'écart final entre la position des pics calculée à partir de ce polynôme et la position extraite par déconvolution a été très rarement supérieure à 15 keV bien que la résolution en énergie de notre expérience après correction soit de $\sigma \approx 45$ keV.

4.8.2. Les pics très proches

Comme nous l'avons déjà dit, les pics dont la séparation était inférieure à la résolution en énergie de notre expérience ont été traités comme un seul pic. Plus précisément, les deux pics d'énergie $E_x = 3,999$ MeV et $E_x = 4,033$ MeV ont été traités ensemble en négligeant la contribution du faible pic d'énergie $E_x = 3,908$ MeV (non détecté dans cette expérience). La contribution des pics d'énergie $E_x = 4,648$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV a été déduite après soustraction de la contribution du pic d'énergie $E_x = 4,55$ MeV qui avait été déconvolué dans un premier temps par le programme PICOTO.

Par expérience nous avons tout de même tenté de déconvoluer les pics très proches (3,999 MeV - 4,033 MeV) et (4,648 MeV - 4,683 MeV). Nous avons d'abord utilisé l'étalonnage énergétique précédent pour fixer leur position dans le spectre. Leur déconvolution s'est faite avec uniquement deux paramètres libres, les hauteurs respectives des pics. On peut observer le résultat d'une telle méthode sur la figure D-10.

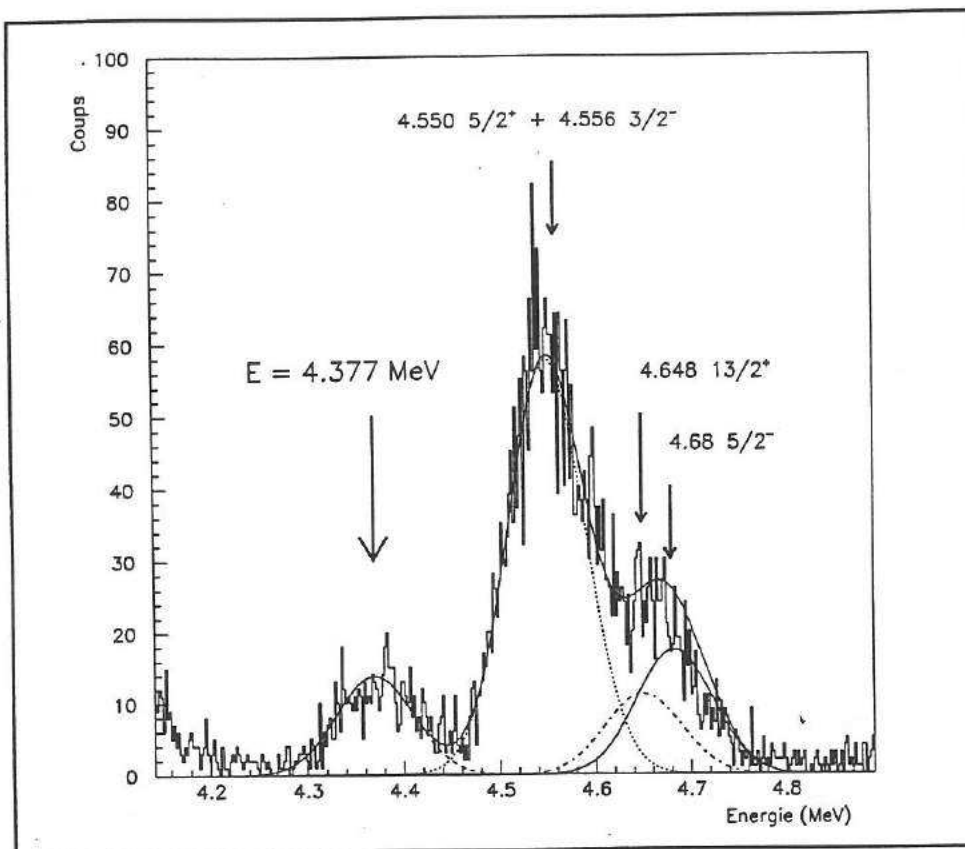


Fig. D-10 : Tentative de déconvolution des pics d'énergies $E_x = 4,648$ MeV et $E_x = 4,684$ MeV pour $\Theta_{lab} = 15^\circ$. La position des deux pics est fixée à partir d'un étalonnage du spectre entier. Dans cette procédure on obtient $\chi^2 = 1,83$. Ici les pics $E_x = 4,550$ MeV et $E_x = 4,556$ MeV sont considérés comme un seul pic d'énergie $E = 4,55$ MeV.

Sur cette figure les courbes de déconvolution semblent bien reproduire les données expérimentales. On ne peut cependant pas affirmer que cette déconvolution est très précise. D'une part les deux pics $E_x = 4,648$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV sont très faiblement espacés et de contribution pas très différente. D'autre part le pic à $E_x = 4,55$ MeV a encore une contribution importante dans la région proche du pic $E_x = 4,648$ MeV. Les erreurs de déconvolution sont particulièrement difficiles à estimer puisque le recouvrement des pics est important.

4.9. Le moniteur

Nous avons obtenu d'excellents résultats avec notre moniteur (détecteur Si, voir paragraphe 3.4.5.). Le pic de diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ est très visible (voir fig. D-11) et se détache nettement du fond (quasiment absent). L'épaisseur de mylar ($3,5 \mu\text{m}$) qui avait été choisie pour protéger le détecteur s'est avérée suffisante pour éliminer une grande partie du bruit de fond (électrons). Il nous a donc été possible de suivre les variations de la pression et de l'intensité de courant dans la cible, et d'en tenir compte dans le calcul des sections efficaces.

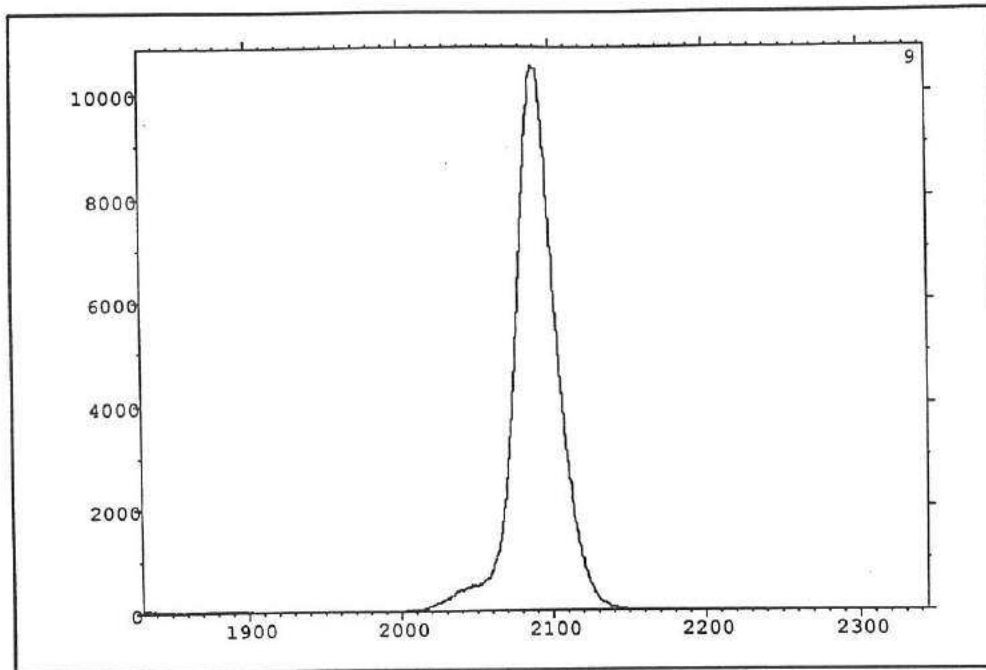


Fig. D-11 : Le spectre moniteur typique (ici ~ 15 minutes de mesure, abscisses = énergie en unités arbitraires, ordonnées = nombre de coups). Le pic intense correspond aux événements $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{15}\text{N}$. Le bruit de fond est très atténué par l'utilisation d'une feuille de mylar (épaisseur de 3,5 μm) devant le détecteur. La faible contribution observée au pied du pic (canal ≈ 2040) pourrait correspondre à la réaction de diffusion inélastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li}')^{15}\text{N}$. Son intensité est toujours négligeable.

4.10. Résumé

Un traitement en vue d'améliorer la résolution en énergie a été appliqué. La résolution finale varie selon l'angle d'observation, en moyenne elle est de $\sigma \approx 45$ keV. Trois pics ont été extraits directement ($E_x = 2,78$ MeV, $E_x = 4,377$ MeV et $E_x = 5,107$ MeV), dont le pic d'intérêt astrophysique. Cependant avec cette valeur de résolution tous les pics ne peuvent pas être séparés directement. Nous avons donc entrepris une procédure de déconvolution pour les autres pics.

Pour cette déconvolution nous relevons que :

- 7 pics ont été déconvolués sans véritable problème. L'erreur de déconvolution est très variable, dépendant de l'angle d'observation et de l'intensité du pic (voir le chapitre 7 pour le chiffrage).
- 3 fois 2 pics ont été déconvolués comme un seul pic, explicitement : ($E_x = 3,999$ MeV et $E_x = 4,033$ MeV), ($E_x = 4,648$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV) et ($E_x = 4,550$ MeV et $E_x = 4,556$ MeV).
- le pic correspondant au niveau $E = 3,908$ MeV n'a pas été détecté et seule une limite d'intensité peut lui être associée.

Chapitre 5 La normalisation

5.1. Introduction

L'obtention des valeurs absolues des sections efficaces s'est révélée délicate, c'est ce que nous avons exposé dans ce chapitre de thèse.

Nous avons utilisé une cible gazeuse confinée dont les effets géométriques ne sont connus que grâce à un programme de simulation de type Monte Carlo. Les valeurs relatives (d'un angle par rapport à un autre angle) des sections efficaces se sont révélées très bonnes. Sur ce point le programme Monte Carlo a su donner des résultats satisfaisants.

Cependant, après comparaison avec plusieurs références nous avons obtenu un désaccord important (facteur ≈ 2) sur la valeur absolue de la section efficace de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$.

Afin de normaliser correctement l'expérience de transfert alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, t)^{19}\text{F}$ nous avons réalisé une seconde expérience à partir de cibles solides de mélamine enrichie en ^{15}N dont les épaisseurs ont été mesurées précisément par réaction nucléaire.

5.2. La diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$

Au cours de notre expérience, et avec le même dispositif expérimental que celui utilisé pour les mesures de transfert, nous avons mesuré la section efficace différentielle de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$. Le calcul DWBA (qui est développé dans le chapitre 6) nécessite la connaissance précise du potentiel optique décrivant cette diffusion à l'énergie de l'expérience de transfert. Pour cette mesure nous avons utilisé notre cible gazeuse confinée d' ^{15}N .

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.7., les paramètres géométriques $\Delta x \Delta \Omega$ ne sont connus que grâce à la simulation Monte Carlo que nous avons réalisée. La section efficace différentielle s'exprime par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} = A \frac{N_{\text{DET}}}{Q_{\text{CF}}} \frac{f(\Theta, E)}{P_c} \frac{1}{\Delta x \Delta \Omega} \quad (5.1)$$

avec :

N_{DET} : le nombre de coups comptés dans le système de détection,

Q_{CF} : la charge intégrée (en 10^{-10} C),

P_c : la pression du gaz à l'intérieur de l'enceinte (en mbar),

$f(\Theta, E)$: la fonction cinématique reliant la section efficace différentielle mesurée dans le laboratoire à celle mesurée dans le centre de masse,

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM}$ est exprimée en mbarn,

avec ces unités la constante de normalisation vaut $A = 90,6$.

Cette relation suppose la connaissance précise de la pression avec la condition que celle-ci n'a pas varié pendant la mesure. Cette condition est généralement quasiment satisfaite et ceci est d'autant plus vrai pour les mesures de diffusion élastique qu'elles se sont déroulées rapidement (section efficace importante). Néanmoins il est possible de s'abstenir d'utiliser explicitement la valeur de la pression tout en tenant compte de ses variations. Pour cela on se sert de la relation (3.1) reliant la pression dans l'enceinte au nombre de coups compté dans le pic de diffusion élastique N_{MONI} mesuré dans le moniteur :

$$\frac{N_{MONI}}{Q_{CF} P_c} = 0,041. \quad (3.1)$$

La valeur de chacun de ces paramètres est 'normalement' connue dans l'absolu. Il ne devrait donc pas être nécessaire de renormaliser cette relation. Nous pouvons donc comparer directement nos résultats avec d'autres travaux publiés.

5.3. Désaccord sur la normalisation

La section efficace de la réaction de diffusion élastique $^{15}N(^7Li, ^7Li)^{15}N$ a été mesurée par Woods et al. [WOO82] pour une énergie cinétique incidente proche de la nôtre, exactement pour $E(^7Li) = 28,8$ MeV. A partir des paramètres du potentiel optique déterminés par Woods et al. (voir potentiels X et Y du tableau 5-1) nous avons calculé la section efficace différentielle de cette réaction mesurée par eux. Le résultat est représenté sur la figure E-1 par la ligne continue (potentiel X).

Lors de la confrontation de nos résultats avec les leurs, faiblement corrigés de la faible différence d'énergie cinétique incidente, nous avons constaté un désaccord sur la normalisation (points blancs sur la fig. E-1). Nous pouvons constater que ce désaccord est corrigé si nous modifions la valeur de la constante de normalisation définie dans la formule (5.1) (évaluée à $A = 90,6$). Elle doit prendre une valeur plus grande, que l'on a estimée à $A \approx 200$ en nous renormalisant sur les résultats de Woods et al. (avec un calcul en moindres carrés par exemple).

Avant de poursuivre nos investigations sur ce point nous voulons maintenant définir un paramètre de renormalisation N_R , qui est le rapport entre la section efficace de référence et la section efficace mesurée au Split Pole (telle que définie et estimée dans la formule (5.1) pour la cible gazeuse). Avec la référence de Woods et al. ce facteur vaut donc :

$$N_R \approx \frac{200}{90,6} \approx 2,2.$$

Tableau 5-1
Paramètres optiques de $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$

Potentiel ^{(4)*}	V_0	r_r ⁽³⁾	a_r	W_0	r_v ⁽³⁾	a_v
X ⁽¹⁾	284,7	0,840	0,907	8,982	2,416	0,670
Y ⁽¹⁾	219,5	1,065	0,839	9,008	2,378	0,707
Z ⁽²⁾	246	0,9	0,907	7,6	2,42	0,7

(1) Voir référence [WOO82].

(2) Obtenu dans notre expérience en prenant la normalisation comme paramètre à ajuster. On obtient un facteur de renormalisation de 2,1 avec ce potentiel.

(3) Avec $R = r_r A^{\frac{1}{3}}$ et $r_v A^{\frac{1}{3}}$

(4) $r_c = 1,3 \text{ fm}$.

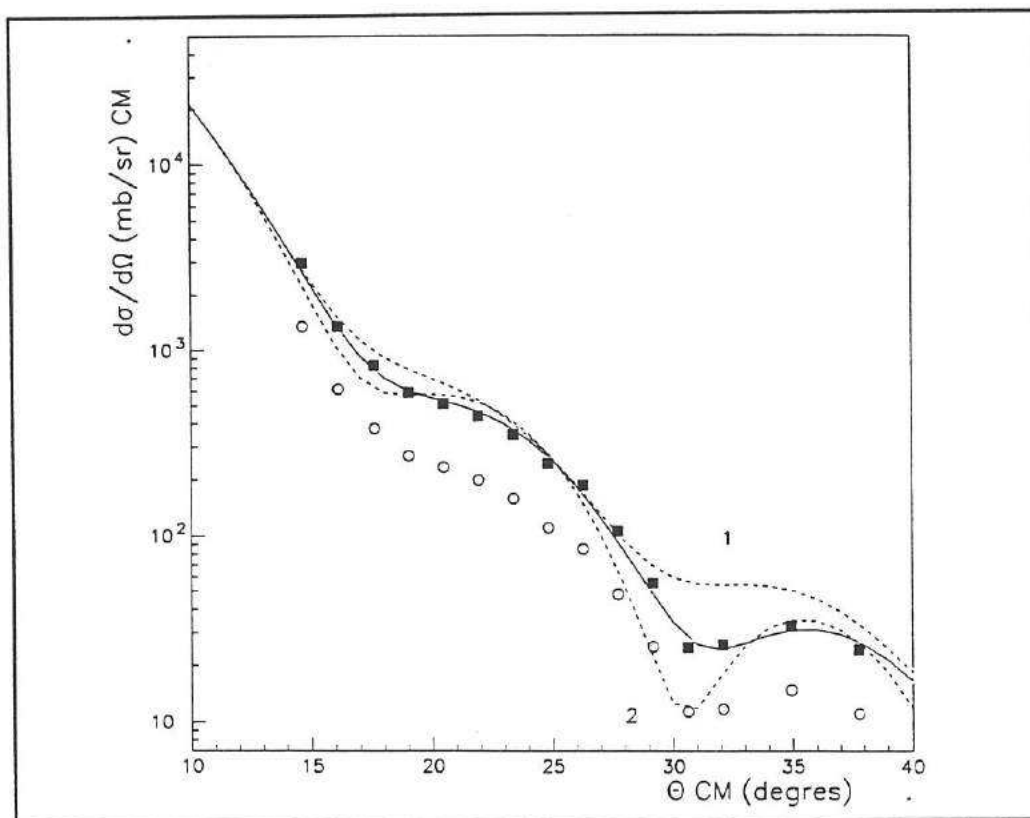


Fig. E-1 : Section efficace différentielle pour la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ à $E = 28 \text{ MeV}$. Les points expérimentaux (points blancs) ne s'accordent pas avec les calculs^{} réalisés à partir de potentiels optiques (lignes). Le potentiel X du tableau 5-1 est représenté en ligne continue. Deux autres calculs sont représentés en pointillés, à partir de potentiels optiques obtenus pour d'autres noyaux : (1) pour $^{13}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{13}\text{C}$ à $E = 34 \text{ MeV}$ et (2) pour $^{19}\text{F}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{19}\text{F}$ à $E = 20,0 \text{ MeV}$ (voir référence [COO81] pour les paramètres). Si on renormalise les points expérimentaux par un facteur $N_R = 2,2$ l'accord devient excellent (carrés noirs).**

* la signification des paramètres des potentiels optiques est précisée dans l'annexe 3.

** calculs réalisés à partir du programme PTOLEMY, voir chapitre 7.

Nous devons cependant chercher à éliminer la possibilité que nous ayons utilisé une référence erronée. Nous avons plusieurs arguments à présenter pour justifier un réel problème de normalisation :

- D'une part ce désaccord est confirmé par la confrontation de nos résultats avec plusieurs calculs de diffusion élastique à partir de potentiels optiques pour d'autres noyaux proches (voir fig. E-1). A chaque fois on trouve un facteur de renormalisation de $N_R \approx 2$.
- D'autre part il n'a pas été possible d'obtenir les paramètres du potentiel optique capables de reproduire la distribution expérimentale sans renormalisation. Lorsque l'on considère la normalisation absolue comme un paramètre libre, supplémentaire à ceux du potentiel optique, l'ajustement se fait correctement pour une renormalisation de $N_R \approx 2,1$ (voir potentiel Z du tableau 5-1).
- D'autres formes du potentiel optique ont été essayées avec un égal insuccès. En particulier un potentiel avec une partie imaginaire de surface n'a pas donné de meilleurs résultats.
- Woods et al. ont déterminé la normalisation absolue de leur expérience en effectuant des mesures à petits angles, là où la diffusion élastique est essentiellement une diffusion de type Rutherford. Ils ont estimé l'erreur sur cette mesure à 12 %. Habituellement ce type de normalisation est assez précis.

Nous devons inciter sur le fait que l'accord relatif (d'un angle par rapport à un autre) est excellent. Comme on peut le voir sur la figure E-1, nos points expérimentaux s'accordent très bien avec le calcul effectué à partir du potentiel de Woods et al. une fois la renormalisation effectuée.

Il ne fait aucun doute qu'il y a un désaccord sur la normalisation de la cible gazeuse, par un facteur proche de la valeur $N_R = 2$. Malheureusement nous n'avons pas pu nous normaliser sur la section efficace de Rutherford car la cible gazeuse était limitée à un angle d'observation $\Theta \geq 7^\circ$ (en réalité nous avons limité nos observations à $\Theta \geq 10^\circ$ lab). Ce problème remet en cause la normalisation de la réaction de transfert, or celle-ci influence directement les résultats finals obtenus après traitement DWBA. Ce paramètre est très important et c'est pourquoi nous avons particulièrement étudié ce problème.

5.4. Origine du problème de normalisation

Les valeurs du facteur $\Delta x \Delta \Omega$ sont issues d'une simulation complexe où de nombreux paramètres sont utilisés. Il est naturel de remettre en cause ce facteur en premier. Cependant nous pensons que la principale origine du problème ne se situe pas à cet endroit.

Plusieurs indices tendent à justifier la validité du paramètre $\Delta x \Delta \Omega$ qui est utilisé dans le calcul de la section efficace :

- Nous avons fait remarquer que la valeur relative de la section efficace s'est révélée très bonne. Ceci indique la bonne qualité de la simulation Monte Carlo qui a permis l'extraction du paramètre $\Delta x \Delta \Omega$.
- Nous avons également vérifié que ce paramètre permettait de rendre compte des différents taux de comptage pour des ouvertures de fentes différentes (voir paragraphe 3.7.4.).
- Pour le calcul de ce paramètre nous avons utilisé deux programmes indépendants (voir paragraphe 3.7.), qui ont donné des résultats très proches.
- Par de simples considérations géométriques, on peut obtenir une limite supérieure et inférieure de $\Delta x \Delta \Omega$. D'une part la valeur obtenue par simulation se trouve bien dans ces limites. D'autre part la valeur nécessaire pour corriger le désaccord de normalisation se trouve en dessous de la limite inférieure incontournable.
- Il faut relever également que l'ouverture d'entrée du faisceau n'était pas particulièrement importante ($\varnothing = 4$ mm), ce qui exclut un décalage trop important par rapport au centre optique du système.

Dans l'hypothèse où ce facteur serait à l'origine du problème de normalisation, il est impossible d'expliquer l'importance du désaccord étant donné toutes ces vérifications.

La pression est un autre paramètre entrant dans le calcul de la section efficace. La mesure de la pression à l'intérieur de l'enceinte a été réalisée à partir d'un appareil de grande précision dont la calibration a été vérifiée avant et pendant les mesures (voir paragraphe 3.4.5.). Il est difficile de remettre en cause ce paramètre.

A propos de la cage de Faraday, nous avons mesuré un courant de fuite inférieur à 1 nA (charges collectées ou apportées par l'eau de refroidissement). Bien évidemment ceci ne résout pas notre problème. On peut cependant imaginer une autre sorte de fuite. En plus du courant collecté sur la cage de Faraday, nous avons également mesuré le courant arrivant sur le porte cible. Dans le cas particulier de la cible gazeuse, la partie arrière de l'enceinte était très proche de la cage de Faraday. Il n'est pas exclu qu'il y ait eu un transfert de charges entre ces deux collecteurs. Le porte cible aurait pu capter des électrons issus de la cage. Dans cette hypothèse cela aurait eu pour effet d'augmenter la charge positive collectée sur la cage de Faraday, et donc finalement de diminuer la valeur observée de la section efficace.

Malheureusement l'origine du désaccord ne nous est pas apparue clairement après étude de ces différents facteurs. Compte tenu de l'importance de la normalisation et du manque d'une explication évidente, nous avons entrepris de refaire une expérience dans l'unique intention de mesurer précisément la normalisation de la réaction de transfert alpha.

5.5. Nouvelles mesures de normalisation

5.5.1. Conditions expérimentales 'standards'

Nous voulons effectuer une nouvelle mesure de la normalisation mais nous souhaitons nous abstenir d'utiliser une cible aussi complexe (du point de vue géométrique) que la cible gazeuse. Nous avons choisi d'effectuer cette mesure de normalisation absolue dans des conditions plus habituelles de fonctionnement du spectromètre magnétique SPLIT-POLE, c'est à dire avec des cibles solides. Ces cibles n'ont pas la complexité géométrique de la cible gazeuse (cible quasi ponctuelle, pas de buse etc.). Dans ces conditions les paramètres géométriques (angle solide, position de la cible) sont simples et en principe bien connus. Les mesures ont été réalisées sur le même accélérateur (Tandem d'Orsay), avec le même détecteur (SPLIT-POLE associé au détecteur décrit précédemment) et le même faisceau (${}^7\text{Li}$ à $E = 28 \text{ MeV}$).

L'angle solide d'observation sur le SPLIT-POLE d'Orsay se calcule suivant la relation simple :

$$d\Omega = \frac{(H+B)(D+G)}{d^2} \quad (5.2)$$

avec H,B,D,G les ouvertures des fentes et avec $d = 264 \text{ mm}$ (voir paragraphe 3.7.3).

5.5.2. Les cibles solides

Dans notre expérience plusieurs cibles solides de compositions différentes ont été utilisées :

- Nous avons utilisé une cible de mélamine ($\text{C}_3\text{H}_6{}^{15}\text{N}_6$) enrichie en ${}^{15}\text{N}$ (99 %), déposée sur une couche de carbone support. L'épaisseur de la cible a été déterminée par le fabricant, explicitement nous avons une épaisseur de mélamine $\approx 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ déposée sur $\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone. Nous avons déjà relevé que ce genre de cible est assez fragile (voir paragraphe 3.4.), la cible se dégrade au passage du faisceau. Avec cette cible nous avons donc travaillé dans des conditions délicates.

- Nous avons utilisé une cible en 'sandwich' or - mélamine - carbone. Nous avons utilisé cette cible en sandwich avec l'espoir que celle-ci soit plus robuste que la précédente. Il n'a pas été techniquement possible de fabriquer des cibles en 'sandwich' carbone - mélamine - carbone. Nous avons alors utilisé une cible en 'sandwich' or-mélamine-carbone. Il n'est pas très gênant d'utiliser de l'or dans cette cible car on n'attend pas de transfert alpha sur cet élément à cause de la barrière coulombienne. Ceci a été vérifié expérimentalement à partir d'une cible d'or pur. Les épaisseurs données par le fabricant sont de : or ($\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) + mélamine enrichie à 99% en ${}^{15}\text{N}$ ($\approx 91 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) + carbone ($\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

- Nous avons également utilisé une cible mince de carbone pur (épaisseur fabricant de $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Nous avons souhaité utiliser cette cible pour sa simplicité et sa robustesse. Nous n'avons fait sur cette cible que la mesure de la diffusion élastique ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{12}\text{C}$. Cela nous a permis de faire une mesure de normalisation du système de détection dans de bonnes conditions.

Pour résumer nous avons noté dans le tableau 5-2 les épaisseurs données par les fabricants pour chacune des cibles. Pour les cibles 1 et 2 nous avons noté les épaisseurs en ^{15}N et pour la cible 3 l'épaisseur en ^{12}C .

Tableau 5-2
Épaisseurs fabricants

	Cible 1	Cible 2	Cible 3
Épaisseur $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	67	62	60

Pour les cibles 1 et 2, épaisseurs en ^{15}N , pour la cible 3, épaisseur en ^{12}C

Cible 1 : mélamine - carbone

Cible 2 : or-mélamine-carbone

Cible 3 : carbone.

5.5.3. Principe de la normalisation

Concrètement la détermination de la normalisation absolue pour les cibles solides est effectuée à partir de la connaissance précise de leur épaisseur. Celle-ci est obtenue par 3 manières différentes et indépendantes :

- D'une part nous avons utilisé les épaisseurs de cibles données par les fabricants et déterminées par eux (voir tableau 5-2).
- D'autre part nous avons déterminé les épaisseurs des cibles par la mesure des diffusions élastiques $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ (pour les cibles avec mélamine) et $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$ (pour la cible de carbone), et par comparaison avec des références publiées de sections efficaces (potentiels optiques). Cette partie est décrite dans les paragraphes 5.6..
- Nous avons également effectué la mesure précise post-expérience des épaisseurs de cibles par microanalyse nucléaire. Cette mesure est présentée dans les paragraphes 5.7..

Ces 3 moyens différents d'obtenir les épaisseurs des cibles nous donne donc 3 façons indépendantes de déterminer la normalisation absolue des mesures avec cibles solides. Une analyse globale des résultats que nous avons obtenus est proposée dans les paragraphes 5.8..

5.5.4. Normalisation de la réaction de transfert

Si la normalisation absolue est obtenue pour les cibles solides par les méthodes décrites précédemment (mesures des épaisseurs), il faut également effectuer la mesure de la réaction de transfert sur les cibles solides afin de normaliser cette réaction, et donc finalement les mesures de transfert avec la cible gazeuse.

Comme nous l'avons déjà noté (voir paragraphe 3.4.), une précédente expérience [KIO90] de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$ avait déjà été effectuée avec des cibles solides minces ($\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de mélamine déposée sur du carbone. En utilisant un faisceau d'intensité de $\approx 100\text{-}150 \text{ nA}$ il avait été observé qu'une bonne part de la mélamine s'était évaporée en quelques heures.

Malgré également des problèmes de pollution il avait été montré que pour certains angles d'observation il était possible de discerner plusieurs pics isolés de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$. En particulier pour l'angle d'observation de 20° (lab), le pic intense correspondant aux niveaux $E = 4,000 \text{ MeV}$ et $E = 4,033 \text{ MeV}$ était clairement visible et isolé. Le pic d'énergie $E = 2,78 \text{ MeV}$ était également exploitable à cet angle d'observation. Malheureusement il n'a pas été possible d'exploiter leurs résultats, l'incertitude finale sur la normalisation s'est révélée grande (facteur 2), ceci résultant de l'évaporation de la cible.

Dans notre nouvelle expérience nous avons limité l'intensité du faisceau à $\approx 15 \text{ nA}$ dans l'intention de préserver nos cibles solides de mélamine. Nous avons également utilisé un moniteur afin de suivre la variation de l'épaisseur de cible. Nous avons réalisé la mesure de la section efficace de la réaction de transfert pour ces deux pics ($E = 2,78 \text{ MeV}$ et $E \approx 4 \text{ MeV}$), les plus intenses de la réaction, et à ce même angle d'observation de 20° . La normalisation de l'expérience de transfert est effectuée à partir de l'épaisseur de cible déterminée par les méthodes introduites plus haut.

La normalisation finale des mesures de transfert avec cible gazeuse est réalisée grâce aux points normalisés obtenus avec les cibles solides à cet angle d'observation et pour lequel des mesures ont également été réalisées avec la cible gazeuse.

5.6. Mesures d'épaisseurs de cibles par diffusion élastique

5.6.1. Principe

Il s'agit de déterminer une épaisseur de cible à partir de la mesure de la section efficace différentielle d'une réaction de diffusion élastique. Le principe de la mesure est très simple. Dans le laboratoire la section efficace différentielle est donnée par la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = \frac{N_{\text{DET}}}{Q_{\text{CF}}} \frac{1}{e} \frac{1}{d\Omega} \quad (5.3)$$

avec :

N_{DET} : le nombre de coups compté dans le système de détection,

Q_{CF} : la charge intégrée,

e : l'épaisseur de cible,

$d\Omega$: l'angle solide, calculé suivant une formule habituelle pour le SPLIT POLE dans le cas d'une cible solide (voir relation (5.2)).

Nous avons également la relation suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = A \frac{N_{\text{DET}}}{N_{\text{MONI}}} \quad (5.4)$$

avec :

N_{MONI} : le nombre de coups dans le moniteur, (on rappelle que ce nombre est proportionnel à la charge intégrée et à l'épaisseur de cible),

A : une constante (si l'angle solide d'observation $d\Omega$ ne change pas).

Cette constante A peut être déterminée par ajustement (moindre carré) des points expérimentaux sur un calcul de section efficace différentielle effectué à partir d'un potentiel optique adéquat. Une fois cette constante déterminée l'épaisseur de cible est alors donnée par la relation :

$$e = \frac{1}{A d\Omega} \frac{N_{\text{MONI}}}{Q_{\text{CF}}} \quad (5.5)$$

5.6.2. Le moniteur

Comme nous l'avons déjà noté, un moniteur fut utilisé pour s'assurer de la bonne tenue au faisceau des cibles solides, et éventuellement pour corriger l'évaporation de ses composants. Nous avons utilisé un détecteur Si de 1000 μm d'épaisseur pour séparer plus facilement les noyaux de ${}^7\text{Li}$ diffusés avec des énergies différentes (suivant le noyau cible). Nous l'avons calibré en énergie grâce à différents noyaux cibles : SiO, C, Au. Le moniteur a été placé à 25° par rapport au faisceau afin de maximiser le nombre de coups en diffusion élastique sur ${}^{15}\text{N}$ par rapport à celui sur ${}^{12}\text{C}$ (voir fig. E-2).

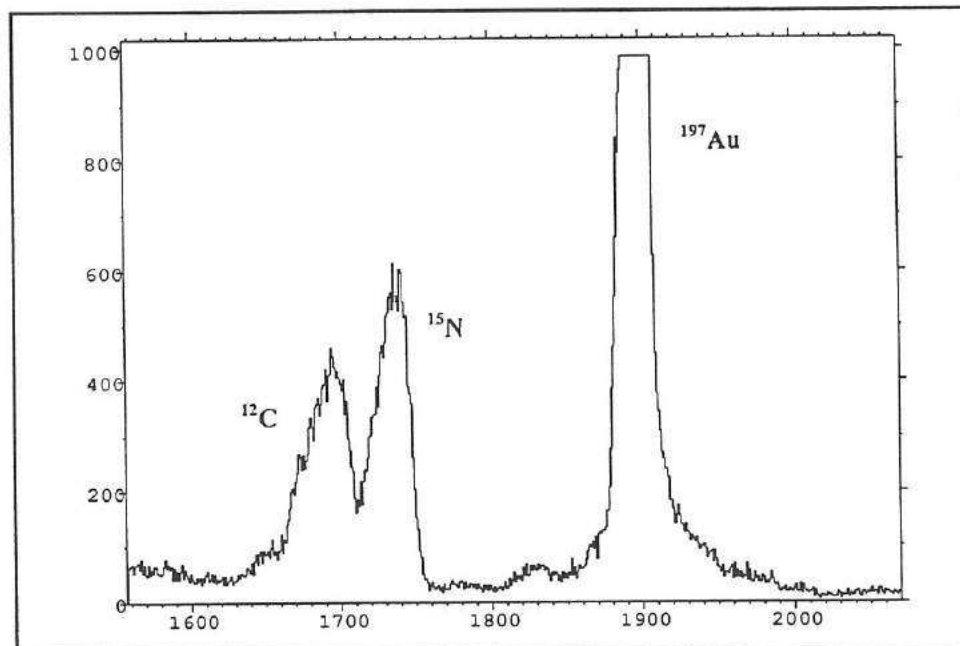


Fig. E-2 : Spectre moniteur typique (canal - nombre de coups). On peut remarquer que le pic de diffusion élastique ${}^{15}\text{N}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{15}\text{N}$ ressort bien du bruit de fond. De plus on le sépare bien du pic de diffusion élastique sur le carbone.

5.6.3. Cible de carbone, diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{12}\text{C}$

Avec la cible de carbone nous avons travaillé dans de bonnes conditions. Nous avons effectué avec cette cible la mesure de la section efficace différentielle de la diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{12}\text{C}$ à l'énergie de 36 MeV où nous avons trouvé une référence précise [SCH73]. Leurs mesures ont été normalisées par diffusion élastique à faible énergie et faible angle, où l'écart par rapport à la diffusion de Rutherford était inférieur à 30 %.

Pour la détermination de l'épaisseur nous avons d'abord calculé la section efficace différentielle de la réaction de diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{12}\text{C}$ sur la base de ce potentiel. Le résultat est présenté sur la figure E-3 par la ligne continue.

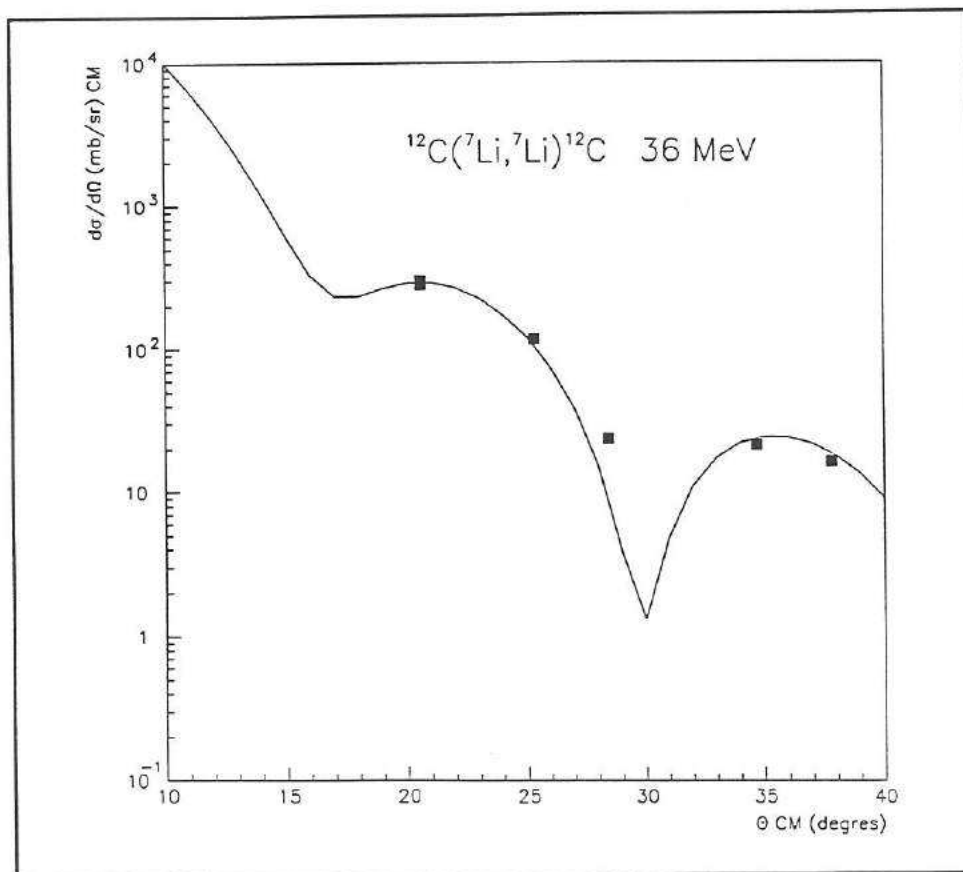


Fig. E-3 : Résultats des mesures de diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{12}\text{C}$ à l'énergie de faisceau de $E = 36$ MeV. Nos résultats (carrés) sont ajustés sur un calcul (ligne) effectué à partir du potentiel optique donné dans la référence [SCH73]. L'épaisseur de cible ainsi déduite est de $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

En nous référant à ce calcul et en ajustant nos points expérimentaux nous avons déterminé l'épaisseur en carbone de notre cible conformément à la relation (5.5). Sur cette figure nous avons représenté nos résultats (carrés) une fois normalisés. Ceux-ci reproduisent correctement la forme de la courbe. L'accord est satisfaisant.

L'épaisseur de cible déduite de cet ajustement est de :

$$25 \mu\text{g}/\text{cm}^2.$$

On peut constater que cette valeur s'écarte particulièrement de la valeur estimée par le fabricant ($60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Pendant toute la durée de nos mesures l'épaisseur de la cible est restée constante, comme on a pu le vérifier à partir du moniteur.

5.6.4. Cible mélamine-carbone, diffusion $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{15}\text{N}$

Sur la cible de mélamine-carbone nous avons effectué la mesure de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{15}\text{N}$ à l'énergie de faisceau de 28 MeV (énergie d'expérience avec cible gazeuse). Malheureusement la cible s'est dégradée très rapidement, en particulier au début de l'irradiation, et ceci malgré une intensité de faisceau modérée (voir figure E-4).

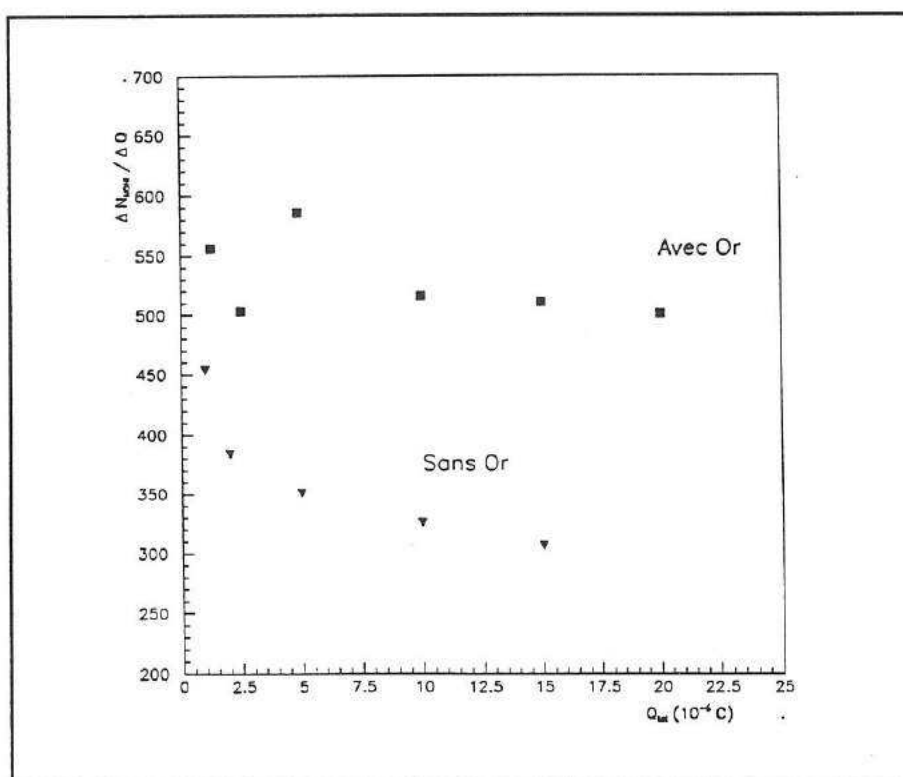


Fig. E-4 : Epaisseur 'instantanée' (unité arbitraire) en ^{15}N des cibles en fonction de la charge intégrée (en μC). Pour la cible mélamine sans or (triangles) la dégradation est importante dans les premiers instants d'irradiation. Pour des charges plus importantes le taux d'évaporation reste bien supérieur à celui de la cible de mélamine avec or (carrés).

Tous les résultats obtenus avec cette cible peuvent toutefois être exploités grâce à l'utilisation du moniteur. Nous savons que le nombre de coups comptés dans le pic de diffusion élastique sur ^{15}N du moniteur (N_{MONI}) est relié à l'épaisseur moyenne (e) en ^{15}N et à la charge intégrée (Q_{CF}) par la relation simple :

$$\frac{N_{\text{MONI}}(^{15}\text{N})}{e(^{15}\text{N}) Q_{\text{CF}}} = \text{constante.} \quad (5.2)$$

d'où la possibilité de corriger la variation de l'épaisseur de cible (si la variation n'est pas trop brusque).

Nous avons utilisé les potentiels optiques de Woods et al. pour déterminer la section efficace différentielle de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$. Par ajustement de nos résultats expérimentaux nous avons déterminé l'épaisseur de la cible. Plus exactement, nous avons déterminé une calibration du moniteur qui nous a permis de suivre la variation de l'épaisseur en fonction du temps.

Nous avons déterminé que l'épaisseur de la cible simple de type mélamine-carbone a varié par un facteur ≈ 3 entre le début et la fin de l'expérience, explicitement nous avons déterminé une épaisseur de :

$$\begin{aligned} &\approx 27 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ (début de mesure),} \\ \text{à} \\ &\approx 9,2 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ (fin de mesure).} \end{aligned}$$

Ces résultats contrastent également avec l'estimation du fabricant ($67 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

5.6.5. Cible en sandwich or-mélamine-carbone, diffusion $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$

Comme nous l'avons déjà indiqué, nous avons constaté avec le moniteur que l'épaisseur de cible a varié pendant les mesures (voir fig. E-4), dans ce cas par au moins un facteur 1,7 entre le début et la fin des mesures, contre ≈ 3 pour la cible sans or. Cependant cette cible a varié beaucoup plus lentement que la cible sans or, ce qui nous a permis de faire des mesures dans d'assez bonnes conditions.

Pour déterminer l'épaisseur de la cible nous avons également utilisé les potentiels optiques de Woods et al.. Celle-ci est extraite également par ajustement (voir fig. E-5). Nous avons déterminé que l'épaisseur en ^{15}N de la cible en sandwich a varié de :

$$\begin{aligned} &\approx 44 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ (début de mesure),} \\ \text{à} \\ &\approx 26 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{ (fin de mesure).} \end{aligned}$$

Il faut noter que c'est également sur cette cible en 'sandwich' que nous avons effectué les mesures de transfert alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, t)^{19}\text{F}$.

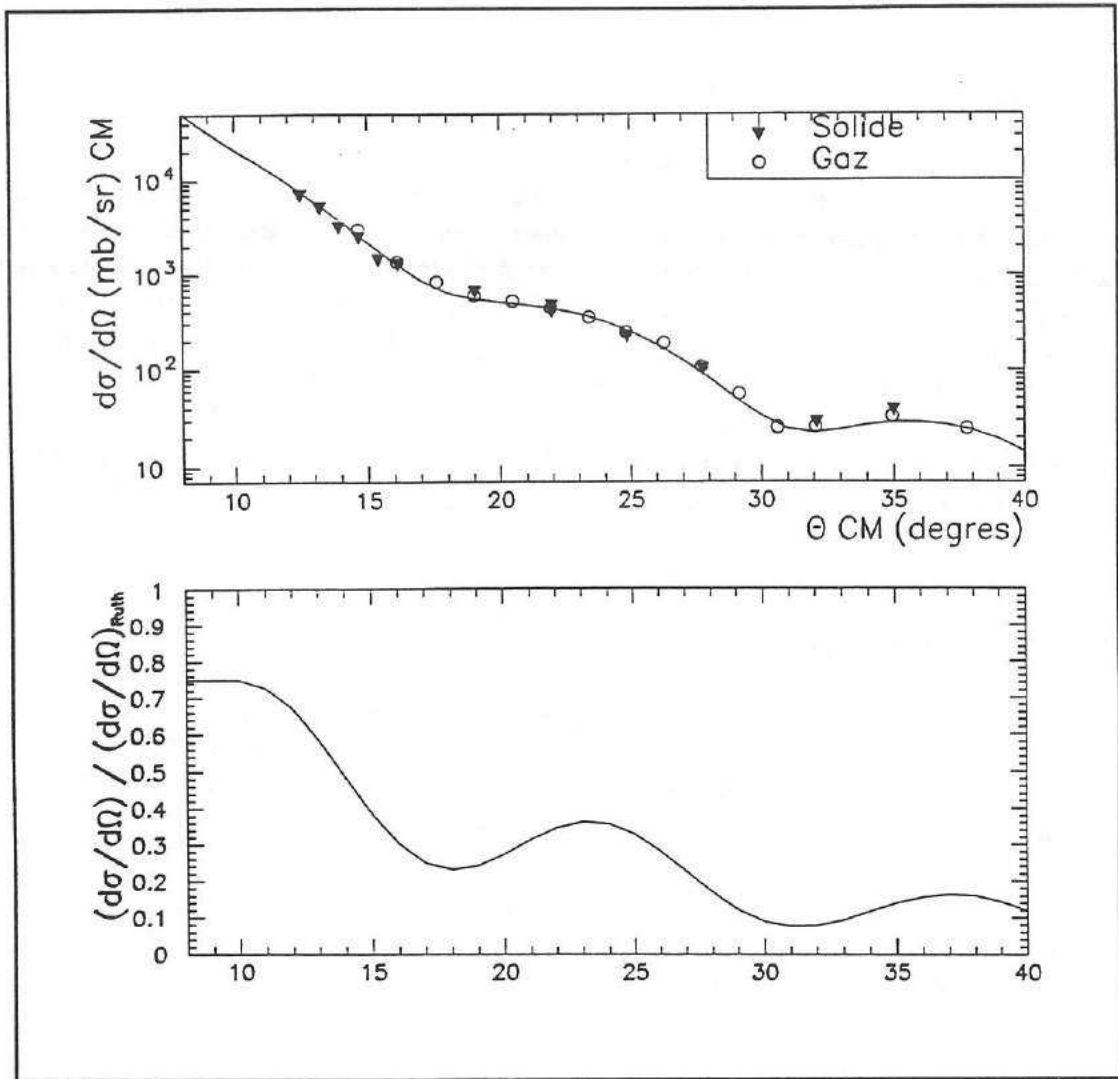


Fig. E-5 : Résultats de la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{15}\text{N}$. Sur l'image du haut la courbe représente un calcul à partir du potentiel X (voir tableau 5-1). Les triangles représentent les résultats expérimentaux obtenus à partir de la cible solide en 'sandwich', ajustés sur le calcul. Pour comparaison ceux obtenus avec la cible gazeuse (renormalisés avec $N_R = 2,2$) sont représentés également (points blancs). Sur l'image du dessous nous avons représenté le rapport de la section efficace de diffusion sur celle de Rutherford. Pour les angles d'observation les plus faibles l'écart est de $\approx 40\%$ (pour $\Theta = 0$ le rapport vaut 1).

Sur cette cible nous avons effectué les mesures de diffusion élastique jusqu'à un angle de $8,5^\circ$ (lab). Pour les petits angles les mesures ont été effectuées très rapidement et l'épaisseur de la cible a peu varié (variation maximum $\approx 9\%$ sur plusieurs mesures). Il est à noter que pour les plus petits angles l'écart par rapport à la diffusion de Rutherford est de $\approx 40\%$.

5.7. Mesures d'épaisseurs de cibles par microanalyse nucléaire

Nous avons également mesuré les épaisseurs des cibles solides après les expériences de transfert et de diffusion élastique sur l'accélérateur Tandem d'Orsay. Nous avons effectué la mesure de ces épaisseurs de cibles par microanalyse nucléaire à basse énergie. Pour cela nous avons déterminé les réactions nucléaires qui étaient les plus adaptées après étude sur les sections efficaces de référence. Pour ces mesures nous avons utilisé l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV du centre d'études nucléaires de Bordeaux Gradignan (C.E.N.B.G.). Lors des mesures nous avons détecté les particules grâce à une jonction 'Si' reliée à un système d'acquisition standard. L'angle solide a été déterminé de multiples façons (référence labo, calcul, étalon radioactif, Rutherford Back Scattering). Le courant a été mesuré à l'aide d'une cage de Faraday polarisée. Nous avons choisi une intensité de faisceau de ≈ 150 nA, ce qui nous a permis de faire les mesures très rapidement (quelques minutes par mesure). Pendant toute la durée de l'expérience le temps mort fut négligeable ($< 1\%$).

5.7.1. Cible de Carbone

Une des méthodes les plus répandues pour l'analyse du carbone [VIS92] consiste à utiliser un faisceau de deutons et de mesurer les protons de la réaction $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$. Cette réaction a l'avantage d'être exothermique ($Q = +2,73$ MeV), ce qui facilite la détection des particules émises. En ajoutant une feuille de mylar d'épaisseur calculée (explicitement $23 \mu\text{m}$) devant le détecteur, on peut laisser passer les protons et arrêter tous les deutons provenant de la diffusion élastique. De plus cette réaction a le grand avantage d'avoir été particulièrement bien étudiée. Pour un angle suffisamment grand on constate que la section efficace est presque constante autour de l'énergie cinétique incidente de 1 MeV [VIS92].

Dans une mesure très précise et récente de Quillet et al. [QUI93] il a été déterminé la valeur suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = (29,5 \pm 1,2) \text{ mb / sr}, \quad \text{pour } \Theta_{\text{Lab}} = 150^\circ \text{ et } E_{\text{lab}} = 968 \text{ keV}.$$

Nous avons utilisé cette référence. L'épaisseur de la cible de carbone a été mesurée à :

$$(45 \pm 5) \mu\text{g}/\text{cm}^2.$$

5.7.2. Cible or-mélatamine-carbone

Plusieurs réactions sont proposées dans la référence [BET92] pour mesurer l'abondance en ^{15}N . Nous avons utilisé la réaction $^{15}\text{N}(d,\alpha_0)^{13}\text{C}$ ($Q = +7,687$ MeV). Sawicki et al. [SAW86] ont mesuré récemment une valeur très précise de section efficace :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = (2,10 \pm 0,05) \text{ mb / sr}, \quad \text{pour } \Theta_{\text{Lab}} = 150^\circ \text{ et } E_{\text{lab}} = 972 \text{ keV}.$$

* Les incertitudes sont déterminées à partir des incertitudes sur l'angle solide, la référence et la statistique.

Nous avons effectué nos mesures sur la base de cette référence. Pour pouvoir séparer les deutons des particules alpha mais également le pic correspondant aux réactions sur le ^{12}C de celui sur l' ^{15}N , nous avons placé un film de mylar de 18 μm devant le détecteur. Le pic d' ^{15}N est clairement visible comme on peut l'observer sur la figure E-6.

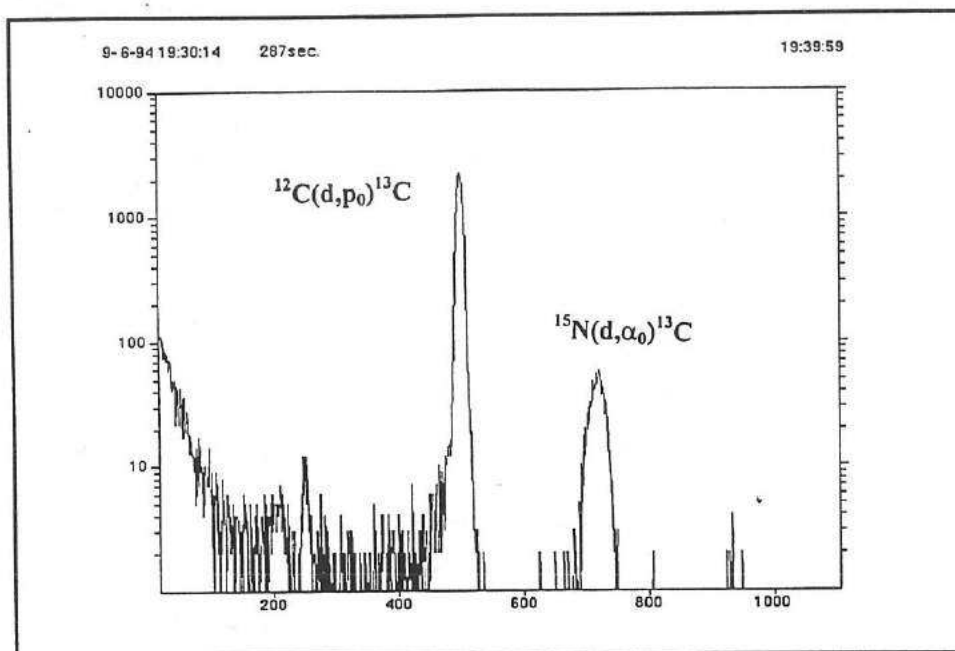


Fig. E-6 : Spectre de microanalyse typique pour une cible en sandwich or-mélatamine-carbone (canal - nombre de coups). Les deux pics correspondent aux deux réactions $^{15}\text{N}(d,\alpha_0)^{13}\text{C}$ et $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$. La charge totale accumulée est de $\approx 40 \mu\text{C}$.

On a mesuré l'abondance en ^{15}N de la cible en 'sandwich' de mélatamine. L'épaisseur que l'on a mesurée est l'épaisseur après irradiation au Tandem. Nous avons obtenu :

$$(61 \pm 7) \mu\text{g}/\text{cm}^2$$

ce qui est en bon accord avec la valeur estimée par le fabricant (soit $62 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ en ^{15}N) mais diffère de celle obtenue au Tandem d'Orsay (voir paragraphe 5.6.5.)

5.7.3. Cible mélatamine-carbone

De la même façon nous avons déterminé l'épaisseur de la cible mélatamine-carbone. Nous avons obtenu une épaisseur de :

$$(26 \pm 3) \mu\text{g}/\text{cm}^2.$$

Ce résultat contraste avec celui donné par le fabricant ($67 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). De sérieuses réserves peuvent toutefois être portées à propos de la détérioration de cette cible et quant à la signification de cette mesure (après expérience au Tandem).

5.8. Analyse des résultats

5.8.1. Cible de carbone

Les différentes épaisseurs obtenues pour la cible de carbone sont présentées comparativement dans le tableau 5-3. Ces valeurs ne sont pas compatibles entre elles.

Tableau 5-3

origine	épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Rapport N_R
fabriquant	60	2,4
diffusion élastique	25	1
microanalyse (après expérience)	45 ± 5	$1,8 \pm 0,2$

* Le coefficient N_R est le rapport à l'épaisseur mesurée par diffusion élastique.

On peut noter que les épaisseurs fabriquant et microanalyse sont presque compatibles entre elles. L'accord est amélioré si on prend en compte le fait que cette cible était légèrement contaminée par un élément lourd. Cet élément a été détecté lors de la mesure de la diffusion élastique. Or le fabriquant a déterminé l'épaisseur de cible à partir de mesures de perte d'énergie. Avec cette méthode l'épaisseur de carbone est donc surestimée. Il faut relever la bonne qualité des mesures de carbone réalisées au Tandem et à Bordeaux, due à la stabilité de la cible dont l'épaisseur est restée quasiment constante aussi bien pendant l'irradiation au Tandem que pendant les mesures par microanalyse.

5.8.2. Cible or-mélatamine-carbone

Nous avons résumé dans le tableau 5-4 les résultats que nous avons obtenus pour l'épaisseur en ^{15}N de la cible 'sandwich' de mélatamine. Il est difficile d'interpréter précisément ces résultats à cause de la variation d'épaisseur de la cible pendant l'expérience au Tandem. De plus l'homogénéité de la cible n'a pas pu être vérifiée clairement. On peut noter le parfait accord entre l'épaisseur fabriquant et l'épaisseur mesurée par microanalyse. Une fois de plus les résultats de la diffusion élastique sont en contradiction avec les autres résultats, par un facteur supérieur à 1,4 et compatible avec une valeur de ≈ 2 .

Tableau 5-4

origine	épaisseurs (^{15}N) ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Rapport N_R
fabriquant	62	1,4 à 2,4 **
diffusion élastique	44 à 26 *	1
microanalyse (après expérience)	61 ± 7	1,4 à 2,4 **

* Epaisseur mesurée en début et en fin d'expérience.

** Suivant que l'on prend l'épaisseur initiale ou finale.

5.8.3. Cible mélamine-carbone

Pour information nous avons résumé dans le tableau 5-5 les résultats que nous avons obtenus pour l'épaisseur en ^{15}N de la cible de mélamine-carbone. L'examen de ces résultats est très difficile à cause de la forte variation d'épaisseur lors de la mesure au Tandem (voir également la fig. E-4). On peut simplement noter que l'épaisseur déterminée par microanalyse est en contradiction avec celle du fabricant. Ceci pourrait être interprété comme la preuve de la détérioration globale de cette cible. La dégradation s'est probablement faite intensément sur une grande partie de la surface de la cible.

Tableau 5-5

origine	épaisseurs (^{15}N) ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Rapport N_R
fabriquant	67	2,5 à 7,3**
diffusion élastique	27 à 9,2*	1
microanalyse (après expérience)	26 ± 3	1 à 2,8

* et ** voir tableau 5-4.

Du fait de la grande fragilité de cette cible (ce qui est démontrée dans cette expérience) et malgré nos soins pour la préserver, nous n'avons pas retenu ces résultats pour la détermination de la normalisation (cependant ils restent compatibles avec ce qui est dit plus loin en conclusion).

5.8.4. Conclusion

Il n'est pas aisé d'interpréter les résultats précédents. On a résumé sur la figure E-7 les résultats que nous avons obtenus pour les épaisseurs d' ^{15}N et de ^{12}C dans le cas de la cible en sandwich et la cible de carbone pur. On met clairement en évidence que les mesures réalisées au Tandem sont systématiquement inférieures aux autres mesures.

On peut interpréter ce comportement de la façon suivante. Si on suppose que l'efficacité du système de détection (pris dans son ensemble) au Tandem est la moitié de ce qu'elle devrait être, alors ceci équivaut à une cible effective d'épaisseur moitié de ce qu'elle est vraiment. D'où un facteur ≈ 2 entre l'épaisseur mesurée par diffusion élastique au Tandem et les autres épaisseurs mesurées ailleurs.

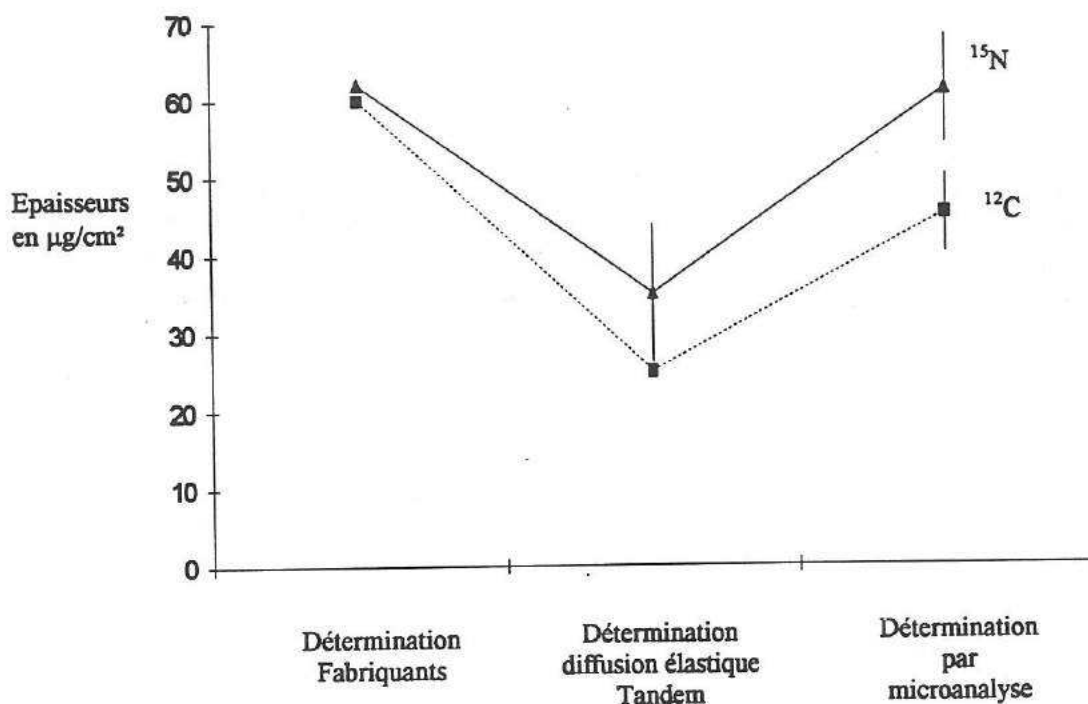


Fig. E-7 : Comparaison des différentes épaisseurs de cibles (cible de carbone et cible en sandwich) déterminées par les fabricants, par diffusion élastique au Tandem et par microanalyse nucléaire.

Cette interprétation est bien sûr sujette à discussion. D'une part un tel comportement n'a jamais été détecté avec le système SPLIT POLE du Tandem. Il faut noter cependant qu'il n'est pas nécessaire habituellement d'effectuer ce genre de vérification. Les expériences sont généralement normalisées sur des sections efficaces de diffusion élastique. Il n'y a pas de vérification faite a posteriori. Seule notre cible gazeuse, avec ses particularités géométriques complexes, nous a obligé à prendre un soin particulier pour ce paramètre. D'autre part aucune explication évidente ne nous est apparue pour expliquer ce problème de normalisation. Nous avons simplement constaté que ce facteur était indépendant de la cible gazeuse. Il est également indépendant de la configuration géométrique (ouvertures des fentes), de l'énergie du projectile (expérience de diffusion sur ¹²C à 36 MeV et sur ¹⁵N à 28 MeV), de la charge intégrée et d'autres paramètres.

Nous nous sommes résolus à utiliser un facteur de renormalisation de :

$$N_R = 2,2 \pm 0,3$$

pour les expériences réalisées au Tandem. L'origine de ce facteur est restée inconnue.

Ce facteur rend compte parfaitement des résultats obtenus avec la cible gazeuse et reste compatible avec les résultats obtenus pour les autres cibles solides (aux multiples incertitudes près, relevées ci-dessus et sur l'ajustement des données expérimentales également).

5.8.5. Transfert alpha sur cible solide de mélamine

Nous avons effectué des mesures de transfert alpha principalement pour un angle d'observation de 20° lab. Comme il avait été prédit, nous avons observé plusieurs pics correspondant à des réactions sur plusieurs noyaux (voir figure E-8). La résolution que l'on a obtenue ($\sigma \approx 18$ keV) a été meilleure que celle obtenue avec la cible gazeuse, ce qui nous a permis d'observer plusieurs pics isolés du fluor qui ne l'étaient pas avec la cible gazeuse.

En particulier les rapports des intensités des pics mesurés ont été en accord (aux erreurs statistiques près) avec ceux obtenus précédemment avec la cible gazeuse après déconvolution (voir tableau 5-6).

D'autres pics très proches n'ont pas été résolus.

Tableau 5-6
Comparaison relative pour la réaction de transfert

niveaux → cibles ↓	0 MeV	0,110	0,197	1,35	1,45	1,55	2,78	4,55
Cible Solide	0,096	0,226	0,456	1,45	1,05	0,377	1	0,51
Cible Gazeuse	0,110	0,274	0,534	1,39	0,89	0,343	1	0,50
Ecart (%)	+14,6	+21	+17	-4,1	-15,2	-9,0	0	-2

Comparaison en relatif des résultats obtenus à partir de la cible solide (or-mélamine-carbone, sans déconvolution) et à partir de la cible gazeuse (après déconvolution). L'angle d'observation est de 20° (lab). Les différents niveaux observés sont notés en MeV sur la première ligne. Les intensités sont normalisées à 1 pour le pic isolé à $E = 2,78$ MeV. L'écart entre les résultats obtenus pour la cible solide et la cible gazeuse est relevé en % dans la dernière ligne. Cet écart varie entre 2 et 21 % tandis que l'erreur statistique est de ≈ 15 % pour les pics les plus faibles.

Dans le tableau 5-7 quelques résultats obtenus avec les cibles solides sont comparés en valeur absolue avec ceux correspondants obtenus avec la cible gazeuse. Les renormalisations ont été appliquées dans les deux cas, conformément à ce qui a été décidé précédemment. Deux résultats ont été présentés, ils correspondent aux niveaux d'excitation $E = 2,78$ MeV et $E = 4,00 + 4,03$ MeV. On observe que l'accord en valeur absolue est très satisfaisant après renormalisation.

Tableau 5-7
Comparaison en absolu pour la réaction de transfert

Niveaux	2,78 MeV	4,00 + 4,03 MeV
Cible Solide	0,32	2,15
Cible Gazeuse	0,30	1,92

Les sections efficaces différentielles sont comparées en valeur absolue pour la cible solide et la cible gazeuse. Deux pics intenses et isolés ont été étudiés. Ils correspondent aux niveaux d'excitation $E = 2,78$ MeV et $E = 4,00 + 4,03$ MeV. Les résultats sont donnés en mbarn dans le laboratoire et pour un angle d'observation de 20° (lab).

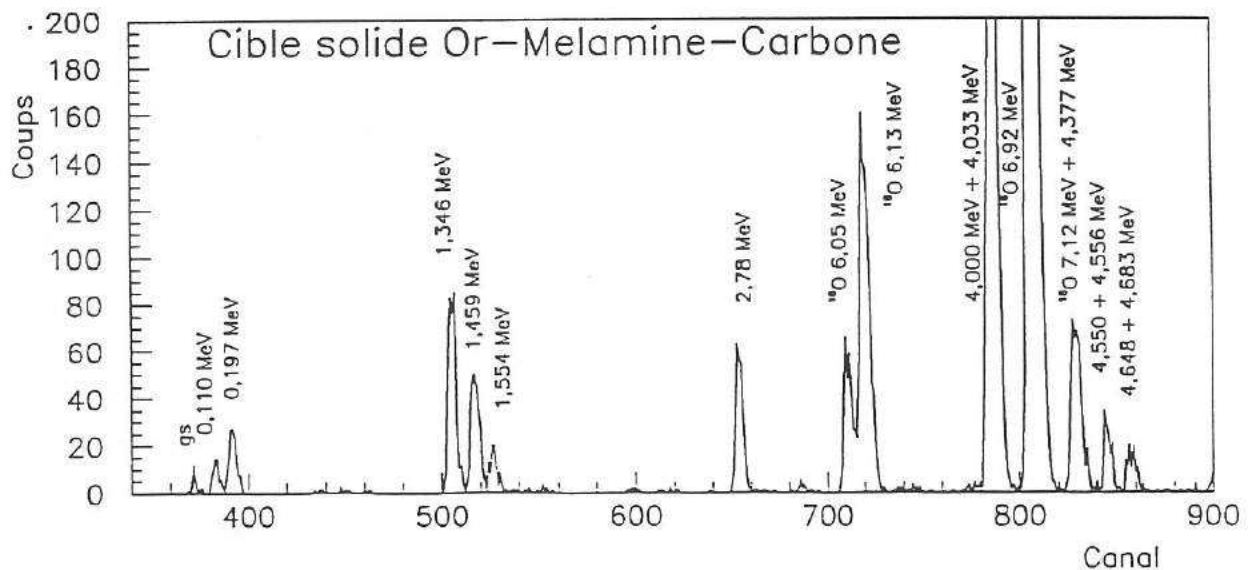


Fig. E-8 : Spectre typique en triton obtenu avec une cible solide en 'sandwich' or-mélamine-carbone. La charge accumulée est de $316 \mu\text{C}$ et l'angle d'observation de 20° lab.

5.9. Résumé

Avec la cible gazeuse et à partir de la réaction de diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ nous avons constaté un désaccord sur la normalisation de notre expérience. Un facteur de renormalisation de $N_R = 2,2$ doit être appliqué pour corriger ce problème. La cible gazeuse possède une géométrie complexe (cible étendue, collimation avec une buse etc.). La détermination de la section efficace est réalisée après une simulation de type Monte Carlo. Les valeurs relatives (d'un angle par rapport à un autre angle) se sont révélées correctes. Il était cependant nécessaire de vérifier la valeur de ce facteur de renormalisation dans des conditions plus habituelles, c'est à dire avec des cibles solides.

Nous avons donc effectué une expérience avec des cibles solides. Nous avons utilisé plusieurs sortes de cibles solides : une cible de carbone pur, une cible de mélamine déposée sur du carbone et une cible en 'sandwich' or-mélamine-carbone. Les résultats obtenus à partir des cibles solides montrent que l'on doit utiliser un facteur de renormalisation pour les mesures effectuées au Tandem. La valeur qui a été déterminée avec les cibles solides est de $N_R = 2,2$. Ce résultat confirme donc la valeur obtenue avec la cible gazeuse.

Malheureusement l'origine de ce problème n'a pas été identifiée. Nous pouvons cependant totalement exclure un effet dont l'origine serait liée à l'utilisation d'une cible gazeuse.

Les résultats ultérieurs (voir chapitre 7) indiquent très nettement que c'est la bonne façon de procéder, les valeurs des facteurs spectroscopiques (directement proportionnelles à la normalisation) sont en bon accord avec les valeurs connues.

ANALYSE DWBA

'Le medecin : En vérité, il y a tout de même du nouveau si vous voulez.

Marie : Quel nouveau ?

Le medecin : Du nouveau qui ne fait que confirmer les indications précédentes. Mars et Saturne sont entrés en collision.

Margerite : On s'y attendait.

Le medecin : Les deux planètes ont éclaté.

Margerite : C'est logique.

Le medecin : Le soleil a perdu entre cinquante et soixante-quinze pour cent de sa force.

Margerite : Cela va de soi.

Le medecin : Il tombe de la neige au pôle Nord du soleil. La Voie lactée a l'air de s'agglutiner. La comète est épuisée de fatigue, elle a vieilli, elle s'entoure de sa queue, s'enroule sur elle-même comme un chien moribond.

Marie : Ce n'est pas vrai, vous exagérez. Si, si, vous exagérez.'

Le roi se meurt.

Ionesco.

Chapitre 6 : L'approximation DWBA

6.1. Introduction

Il est possible d'accéder à l'information spectroscopique des noyaux à partir des distributions angulaires différentielles expérimentales d'une réaction de transfert et moyennant un modèle pour décrire la réaction. C'est ce modèle que nous avons l'intention d'exposer ici. Dans ce chapitre nous allons exposer succinctement et progressivement les fondements du calcul DWBA. Nous présenterons le modèle que l'on appelle direct. Nous aurons ainsi l'occasion d'introduire et de définir les paramètres que nous utiliserons ultérieurement.

6.2. Théorie élémentaire de la diffusion

Dans toute la suite de ce chapitre nous travaillerons dans le référentiel du centre de masse. Plusieurs approches sont possibles pour l'étude de la diffusion élastique. Dans le cadre de la mécanique quantique et de façon simplifiée, aux particules incidentes se déplaçant parallèlement à l'axe z on associe l'onde plane :

$$\chi(z) = e^{ikz}. \quad (6.1)$$

C'est simplement la partie spatiale de la solution stationnaire de l'équation de Schrödinger pour une particule libre d'énergie $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ avec μ la masse réduite du système. Nous laissons de côté un certain nombre de considérations, dont on trouvera quelques développements dans la référence [MES65]. Nous savons par exemple que les particules doivent être traitées plus rigoureusement sous la forme de paquets d'ondes plutôt que par une seule onde plane. Nous oublions aussi, pour l'instant, les spins des particules et leur structure interne.

Par des considérations physiques nous pouvons écrire simplement que la fonction d'onde de la particule diffusée doit avoir le comportement asymptotique suivant :

$$\chi(\vec{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} f(\Theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (6.2)$$

représenté schématiquement sur la figure F-1. La distance r est évaluée par rapport au centre diffuseur.

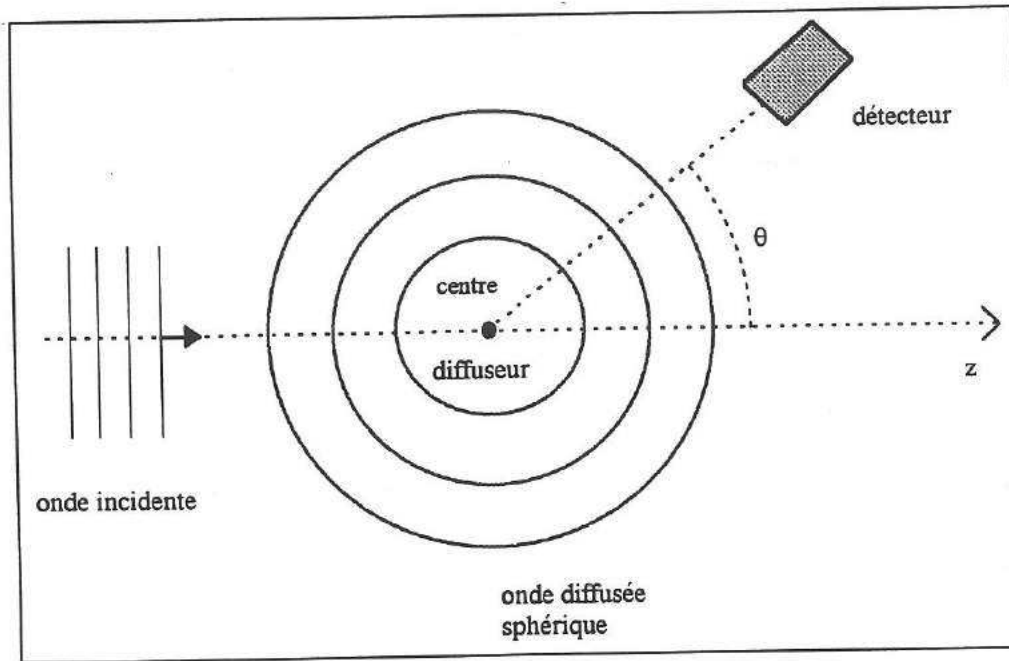


Fig. F-1 : Schématiquement et du point de vue ondulatoire, diffusion d'une particule incidente sur un noyau.

Le terme $\frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r}$ représente une onde sphérique se propageant dans le sens positif (r croissant).

Il a bien le comportement souhaité puisque l'on a $|\chi|^2 \propto \frac{1}{r^2}$, ce qui garantit la conservation du nombre de particules.

La fonction $f(\Theta)$ est appelée amplitude de diffusion. C'est une fonction de Θ uniquement puisque nous avons une symétrie axiale.

Le flux incident par unité de surface et de temps est proportionnel à v_α , la vitesse des particules incidentes. Le flux de particules diffusées dans l'angle solide $d\Omega$ par unité de temps est égal à :

$$v_\beta \frac{1}{r_\beta^2} |f(\Theta)|^2 dS = v_\beta |f(\Theta)|^2 d\Omega \quad (6.3)$$

avec

v_β : la vitesse des particules diffusées (si la diffusion est élastique $v_\alpha = v_\beta$),
 r_β : la distance de la particule diffusée par rapport au centre diffuseur.

La section efficace est le rapport entre ces deux flux. Nous avons donc :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{v_\beta |f(\Theta)|^2}{v_\alpha} = \frac{k_\beta}{k_\alpha} |f(\Theta)|^2 \quad (6.4)$$

où l'on perçoit toute l'importance de l'amplitude de diffusion (et l'origine de son nom !).

6.3. Equation intégrale de la diffusion

Dans l'étude de la diffusion élastique non relativiste et pour des particules sans aucun degré de liberté interne, nous savons que la fonction d'onde de la particule diffusée doit satisfaire l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}[\Delta + k^2]\chi(\vec{r}) = -V(r)\chi(\vec{r}) \quad (6.5)$$

avec :

$V(r)$: le potentiel diffusant (central dans cette étude).

Cette équation possède une infinité de solutions. Nous savons que certaines d'entre elles représentent des états liés ($E < 0$) et d'autres des états de diffusion ($E > 0$).

Nous pouvons réécrire cette équation sous une forme plus pratique pour notre problème.

A cet effet nous utilisons la fonction :

$$\mathcal{G}(\vec{r}, \vec{r}') = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (6.6)$$

qui possède la propriété :

$$\frac{\hbar^2}{2\mu}[\Delta + k^2] \mathcal{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (6.7)$$

comme on peut le vérifier puisque : $\Delta\left(\frac{1}{r}\right) = -4\pi\delta(\vec{r})$.

Cette fonction est une fonction de Green sortante de la particule libre d'énergie E .

On remarque alors que la fonction :

$$\chi(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' \mathcal{G}(\vec{r}, \vec{r}') V(\vec{r}') \chi(\vec{r}') \quad (6.8)$$

est solution de l'équation (6.5).

Nous n'avons pas résolu l'équation de Schrödinger puisque nous ne connaissons pas la fonction $\chi(\vec{r}')$ à l'intérieur de l'intégrale. Nous l'avons simplement écrite d'une autre façon, c'est la forme intégrale de l'équation de Schrödinger, encore appelée intégrale de la diffusion.

Si nous l'écrivons explicitement :

$$\chi(\vec{r}) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(r) \chi(\vec{r}') d^3\vec{r}', \quad (6.9)$$

nous remarquons que pour la limite $r \rightarrow \infty$ on a :

$$|\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow r - \vec{u} \cdot \vec{r}' \quad (6.10)$$

avec : $\vec{u} = \frac{\vec{r}}{r}$ (voir figure F-2)

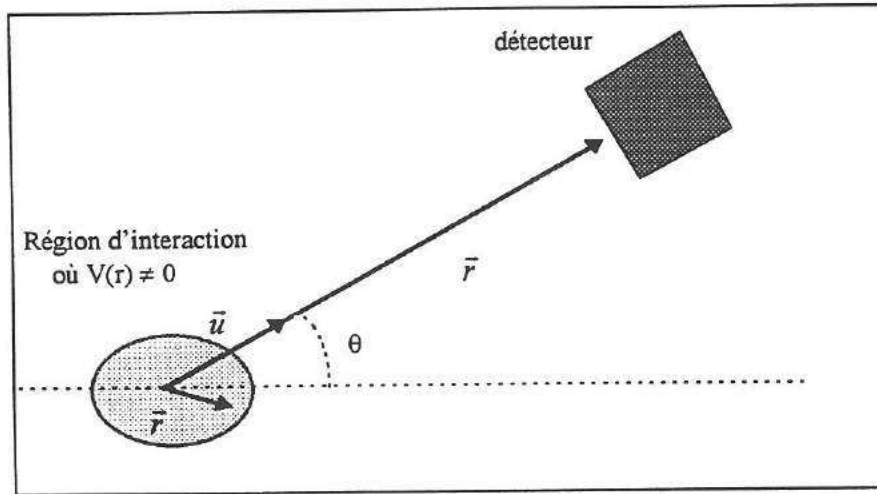


Fig F-2 : L'intégration est limitée à la région de l'espace où le potentiel est non nul.

ce qui entraîne :

$$\chi(\vec{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} -\frac{\mu}{2\pi \hbar^2} \frac{e^{ik\vec{r}}}{r} \int d^3\vec{r}' e^{-ik\vec{r}' \cdot \vec{u}} V(\vec{r}') \chi(\vec{r}') \quad (6.11)$$

où l'on identifie l'amplitude de diffusion :

$$f(\Theta) = -\frac{\mu}{2\pi \hbar^2} \int d^3\vec{r}' e^{-ik\vec{r}' \cdot \vec{u}} V(\vec{r}') \chi(\vec{r}') \quad (6.12)$$

comme elle a été définie en (6.2).

6.4. Approximation de Born

En réalité la solution (6.9) présentée précédemment n'est que la solution particulière de l'équation aux dérivées partielles inhomogène (6.5). On obtient une solution générale en y ajoutant une solution de l'équation homogène :

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} (\Delta + k^2)\chi = 0. \quad (6.13)$$

On vérifie facilement que l'onde plane $\chi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}}$ est solution de cette équation.

La solution générale est donc :

$$\chi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \chi(\vec{r}') d^3\vec{r}' \quad (6.14)$$

Nous voulons maintenant rechercher une approximation de $\chi(\vec{r}')$ à l'intérieur de l'intégrale pour pouvoir calculer $f(\Theta)$. Lorsque $V(\vec{r}')$ est suffisamment faible on devine que le terme de diffusion (l'intégrale) devient négligeable devant le terme $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ (voir la référence [MES65] pour le détail des critères de validité). Dans ce cas l'onde plane devient une bonne approximation de la solution générale, que l'on peut alors introduire sous l'intégrale. On obtient finalement une approximation au premier ordre pour l'amplitude de diffusion :

$$f_{BA}(\Theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}'\vec{r}'} V(\vec{r}') e^{i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r}' \quad (6.15)$$

qui est connue sous l'appellation d'approximation de Born. On y reconnaît une transformation de Fourier du potentiel d'interaction.

Nous pouvons définir l'amplitude de transition :

$$T_{a \rightarrow b} = \int e^{-i\vec{k}_b\vec{r}'} V(\vec{r}') e^{i\vec{k}_a\vec{r}'} d^3\vec{r}' \quad (6.16)$$

avec

\vec{k}_a : le vecteur d'onde des particules incidentes,
 \vec{k}_b : le vecteur d'onde des particules diffusées,

que l'on note encore autrement :

$$T_{a \rightarrow b} = \langle \chi_b^{(-)} | V | \chi_a^{(+)} \rangle \quad (6.17)$$

Les indices (+) et (-) signifient que l'on a affaire à une onde entrante ou sortante.

Par définition [AUS70] :

$$\chi^{(-)}(\vec{k}, \vec{r})^* = \chi^{(+)}(-\vec{k}, \vec{r}) \quad (6.18)$$

(l'onde entrante est une onde sortante inversée dans le temps).

Avec l'approximation de Born on a finalement :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{a \rightarrow b} = \frac{\mu^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} |T_{a \rightarrow b}|^2 \quad (6.19)$$

6.5. Approximation de Born en ondes distordues

L'approximation de Born en ondes distordues (DWBA en anglais) est une version plus sophistiquée de l'approximation de Born. Supposons que le potentiel d'interaction puisse être séparé en deux parties :

$$V = V_1 + W \quad \text{avec } W \ll V_1 \quad (6.20)$$

(on a par exemple V_1 représentant une diffusion élastique et W une diffusion inélastique).

Nous avons donc : $H = H_1 + W$ (6.21)
avec :

H_1 : l'Hamiltonien non perturbé,
 W : la perturbation.

L'Hamiltonien total vérifie : $H\chi^{(+)} = E\chi^{(+)}$ (6.22)
lorsque $\chi^{(+)}$ est une solution exacte.

Supposons également que l'on peut obtenir facilement les solutions χ_1 de l'Hamiltonien non perturbé :

$$H_1\chi_1^{(+)} = E_1\chi_1^{(+)} \quad (6.23)$$

avec χ_1 un état stationnaire de H_1 .

On peut montrer (voir référence [MES65]) que l'on a :

$$T_{a \rightarrow b} = T_{a \rightarrow b}^{(1)} + \langle \chi_1^{(-)} | W | \chi_1^{(+)} \rangle \quad (6.24)$$

Cette expression est rigoureusement exacte. Elle est équivalente à :

$$f(\Theta) = f_1(\Theta) - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \chi_1^{(-)}(\vec{k}', \vec{r}')^* W \chi_1^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}') d^3\vec{r}'. \quad (6.25)$$

Par analogie avec l'approximation de Born nous remplaçons $\chi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}') par $\chi_1^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}')$, la solution exacte pour le potentiel V_1 . C'est une bonne approximation lorsque W est faible devant V_1 . Nous l'appelons approximation de Born, parce que c'est une approximation du premier ordre, mais on l'a nommée en ondes distordues puisque l'on utilise χ_1 .$

L'amplitude correspondante est donnée finalement par :

$$f_w(\Theta) = - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \chi_1^{(-)}(\vec{k}', \vec{r}')^* W \chi_1^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}') d^3\vec{r}'. \quad (6.26)$$

6.6. Généralisation de l'approximation DWBA

Le développement présenté précédemment peut être généralisé pour toute une série de réactions, en particulier pour les réactions de transfert.

De façon générale, si on a une réaction $A(a,b)B$, nous allons chercher à écrire l'Hamiltonien total sous la forme d'une somme d'un terme principal et d'un terme de perturbation. Nous pouvons considérer la voie d'entrée ou la voie de sortie. L'Hamiltonien total s'écrit suivant ce choix :

$$H = H_a + H_A + T_{aA} + V_{aA} \quad (\text{voie d'entrée}) \quad (6.27)$$

ou

$$H = H_b + H_B + T_{bB} + V_{bB} \quad (\text{voie de sortie}) \quad (6.28)$$

avec :

- H_a, H_A, H_b, H_B les Hamiltoniens décrivant les états internes des noyaux a, A, b, B ,
- T_{aA} et T_{bB} les énergies cinétiques relatives dans le centre de masse,
- V_{aA} et V_{bB} les potentiels d'interaction entre les particules.

On peut réécrire les Hamiltoniens en considérant les potentiels optiques de diffusion élastique U_{aA} et U_{bB} .

$$\text{On a :} \quad H = H_a + H_A + T_{aA} + U_{aA} + (V_{aA} - U_{aA}) \quad (6.29)$$

ou

$$H = H_b + H_B + T_{bB} + U_{bB} + (V_{bB} - U_{bB}) \quad (6.30)$$

où l'on distingue deux parties :

$$H = H_1 + W_1 \quad (6.31)$$

ou

$$H = H_2 + W_2 \quad (6.32)$$

avec :

- $H_1 = H_a + H_A + T_{aA} + U_{aA}$ l'Hamiltonien décrivant la diffusion élastique $A(a,a)A$ et les états internes de la voie d'entrée,
- $H_2 = H_b + H_B + T_{bB} + U_{bB}$ l'Hamiltonien décrivant la diffusion élastique $B(b,b)B$ et les états internes de la voie de sortie,
- $W_1 = V_{aA} - U_{aA}$ et $W_2 = V_{bB} - U_{bB}$ les parties des Hamiltoniens décrivant toutes les autres réactions possibles.

On peut montrer (voir [JAC70]) que l'équivalent de la formule (6.24) s'écrit maintenant :

$$\langle f|H|i \rangle = \langle f|H_2|i \rangle + \langle \Psi_2^{(-)} |W_2| \Psi_i^{(+)} \rangle \quad (6.33)$$

avec :

- i et f qui se réfèrent à l'état initial (a,A) et final (b,B),
- Ψ_2 est la solution stationnaire de l'Hamiltonien H_2 (dans la voie de sortie),
- Ψ_i est la solution stationnaire de l'Hamiltonien total $H = H_1 + W_1$ (dans le voie d'entrée).

On a $\langle f|H_2|i \rangle = 0$ puisque l'Hamiltonien H_2 de la diffusion élastique ne relie aucunement l'état final à l'état initial ($b \neq a$).

On a aussi :
$$|\Psi_2^{(-)}\rangle = |\Psi_B \Psi_b \chi_2^{(-)}\rangle \quad (6.34)$$

avec :

- Ψ_B, Ψ_b , les fonctions d'ondes internes des noyaux B et b,
- χ_2 la solution stationnaire pour la diffusion élastique seule (dans la voie de sortie).

On obtient finalement la forme dite 'post' :

$$\langle f|H|i \rangle = \langle \chi_2^{(-)} \Psi_b \Psi_B |W_2| \Psi_i^{(+)} \rangle. \quad (6.35)$$

Une formule équivalente peut être écrite avec l'Hamiltonien de la voie d'entrée, on obtient :

$$\langle f|H|i \rangle = \langle \Psi_f^{(-)} |W_1| \Psi_A \Psi_a \chi_1^{(+)} \rangle \quad (6.36)$$

c'est la forme dite 'prior'.

Nous ne nous intéressons pour l'instant qu'à la forme 'post', qui est la forme la plus utilisée. Dans cette expression $|\Psi_i^{(+)}\rangle$ est solution exacte de l'Hamiltonien total. Nous obtenons l'approximation de Born en ondes distordues généralisée lorsque l'on remplace $|\Psi_i^{(+)}\rangle$ par le produit de la fonction d'onde interne de la cible dans son état fondamental Ψ_A , par celle de la particule a, notée Ψ_a , et par la fonction $\chi_1^{(+)}$. On a alors : $|\Psi_i^{(+)}\rangle = |\Psi_A \Psi_a \chi_1^{(+)}\rangle$.

Pour une réaction $A(a,b)B$ on obtient finalement l'approximation DWBA 'post' [TAM80] :

$$T_{DWBA}(\Theta, \Phi) = \int \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta)^* \langle B, b |W| A, a \rangle \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d^3\vec{r}_\alpha d^3\vec{r}_\beta. \quad (6.37)$$

avec :

- χ_α la solution de la diffusion élastique $A(a,a)A$ (voie d'entrée). Les ondes distordues sont habituellement générées à partir de l'équation de Schrödinger que l'on résout avec un potentiel optique V_α . Celui-ci est obtenu par ajustement sur des mesures de diffusion élastique.

- χ_β la solution de la diffusion élastique B(b,b)B (voie de sortie) obtenue à partir du potentiel optique V_β ,
- $\vec{r}_\alpha = \vec{r}_{Aa}$ et $\vec{r}_\beta = \vec{r}_{Bb}$ (pris aux centres de masse),
- le potentiel W est responsable de la transition non élastique. Il est fonction du type de réaction et du modèle que l'on choisit. Le potentiel W décrit la perturbation dans la voie de sortie.
- $\langle B, b | W | A, a \rangle$ est l'élément de matrice de l'interaction responsable des processus non élastiques. Cet élément contient à lui seul toutes les informations sur la structure nucléaire. Il est appelé habituellement 'facteur de forme'.

On a :

$$\langle B, b | W | A, a \rangle = \int \Psi_B^* \Psi_b^* W \Psi_A \Psi_a d\xi \quad (6.38)$$

avec :

- ξ représentant toutes les coordonnées internes indépendantes de \vec{r}_α et \vec{r}_β ,
- $\Psi_A, \Psi_B, \Psi_a, \Psi_b$ les fonctions d'ondes internes.

L'approximation DWBA généralisée est valable à condition que la diffusion élastique soit le phénomène le plus important. Dans ces conditions tous les autres processus peuvent être traités comme des perturbations. Cette condition est souvent satisfaite.

La section efficace différentielle pour des projectiles et des cibles non polarisés, est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2J_A + 1)(2S_a + 1)} \sum_{M_A, M_B, m_a, m_b} |T|^2 \quad (6.39)$$

où l'on a fait la moyenne sur toutes les projections de moments angulaires.

6.7. Approximation des potentiels

Le potentiel perturbatif W , qui est dans sa forme 'post' défini par :

$$W = V_{bB} - U_{bB} \quad \text{avec } U_{bB} \text{ le potentiel optique,}$$

peut être réécrit sous une autre forme. Pour cela nous décomposons l'interaction entre b et B sous la forme d'une somme d'interactions à deux corps (nucléons individuels):

$$V_{bB} = \sum_{i \in b} \sum_{j \in B} V_{ij} \quad (6.40)$$

avec i pour un nucléon du noyau b ,
 et j pour un nucléon du noyau B ,

que l'on peut séparer en deux parties :

$$V_{bB} = \sum_{i \in b} \sum_{j \in A} V_{ij} + \sum_{i \in b} \sum_{j \in x} V_{ij} \quad (6.41)$$

$$V_{bB} = V_{bA} + V_{bx} \quad (6.42)$$

avec $B = A + x$,
 où A désigne les nucléons de la cible et x les nucléons transférés.

Pour la perturbation nous avons :

$$W = (V_{bx} + V_{bA}) - U_{bB} \quad (6.43)$$

ou bien encore :
$$W = V_{bx} + (V_{bA} - U_{bB}). \quad (6.44)$$

On effectue ensuite une approximation standard. Le deuxième terme est grossièrement une différence de potentiel optique, dont le résultat est assez petit et peut être négligé devant V_{bx} (cette approximation est d'autant plus vraie que x est petit devant A). Dans cette approximation 'post' on obtient finalement :

$$W = V_{bx}. \quad (6.45)$$

C'est une bonne approximation pour un noyau A pas trop différent du noyau B . Du point de vue coulombien c'est une piètre approximation. En effet, si on développe l'expression (6.44) en une partie nucléaire et une partie coulombienne, on a :

$$W^N = V_{bx}^N + (V_{bA}^N - U_{bB}^N) \quad (6.46)$$

et

$$W^C = V_{bx}^C + (V_{bA}^C - U_{bB}^C). \quad (6.47)$$

Si on peut écrire que $V_{bA}^N - U_{bB}^N \approx 0$, en général on ne peut pas écrire que $V_{bA}^C - U_{bB}^C = 0$. Par exemple, dans le transfert alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, t)^{19}\text{F}$ on a :

(pour r grand)

$$V_{bA}^C - U_{bB}^C \approx \frac{Z_b Z_A}{r_{bA}} - \frac{Z_b Z_B}{r_{bB}} = \frac{7}{r_{bA}} - \frac{9}{r_{bB}}, \quad (6.48)$$

qui n'est pas nul.

On fait habituellement une correction à la perturbation (6.45) en ajoutant au potentiel d'interaction V_{bx} un terme correctif ΔV . On a alors :

$$W = V_{bx}^N + V_{bx}^C + \Delta V. \quad (6.49)$$

6.8. Réaction directe - réaction de transfert

Dans les développements précédents nous avons implicitement réduit un problème à N corps, les N nucléons en interaction, à celui des 4 particules a , A , b , B . Cette transformation n'est pas toujours valable. Plusieurs modèles permettent de comprendre les réactions nucléaires entre les noyaux. On peut appréhender les phénomènes de façon semi-classique.

Lorsque l'énergie incidente est suffisante et le paramètre d'approche faible, en d'autres termes lorsque la distance d'approche est faible, les noyaux peuvent s'interpénétrer et former un noyau composé. On perçoit que ce modèle est à rapprocher de celui de la goutte liquide. Nous comprenons que dans une telle approche le développement précédent n'est pas valable. D'une part l'interaction ne peut pas être traitée comme une simple perturbation. D'autre part nous ne pouvons pas traiter le problème comme un problème à 4 corps.

A l'autre extrême lorsque le paramètre d'approche est très grand les noyaux ne perçoivent pas l'interaction nucléaire qui est de courte portée. Dans ce cas les développements précédents sont inutiles. La perturbation W est nulle et le problème se réduit à celui de la diffusion élastique.

Dans une région intermédiaire, lorsque le paramètre d'approche est de l'ordre du rayon du noyau cible, nous pouvons avoir des réactions appelées réactions de transfert. Une partie du projectile subit l'interaction forte nucléaire de la cible, 'se détache' du projectile et se place 'en orbite' autour du noyau cible. L'autre partie poursuit indépendamment son mouvement avec ou sans modification. C'est le modèle de la réaction directe. On perçoit intuitivement que ce modèle possède des liens avec le modèle en couches. Si la partie du projectile qui est déposée à la surface de la cible consiste en un seul nucléon, le problème peut être traité comme un problème à 3 corps : la cible A , le nucléon transféré x et le reste du projectile b .

Relevons maintenant l'hypothèse fondamentale introduite subrepticement dans l'équation (6.37) lorsque l'on utilise l'approximation des potentiels. La perturbation (6.45) V_{bx} ne dépendant pas des coordonnées internes du noyau A , l'amplitude de transition (6.38) $\langle B, b | W | A, a \rangle$ est non nulle si et seulement si la particule transférée x est placée directement dans son état final [GLE75]. En d'autres termes, tous les autres processus (réarrangement des nucléons, excitation etc.) sont supposés négligeables. Une telle hypothèse est régulièrement vérifiée pour un certain nombre de réactions, lorsque les niveaux sont bien peuplés en particulier. Elle peut devenir insuffisante pour des niveaux faiblement peuplés où des processus d'ordre supérieur (en multiples étapes) peuvent présenter des sections efficaces comparables. Dans ce problème le projectile a est traité comme un état composé $b + x$, et le noyau final B comme un état composé $A + x$ (voir figure F-3).

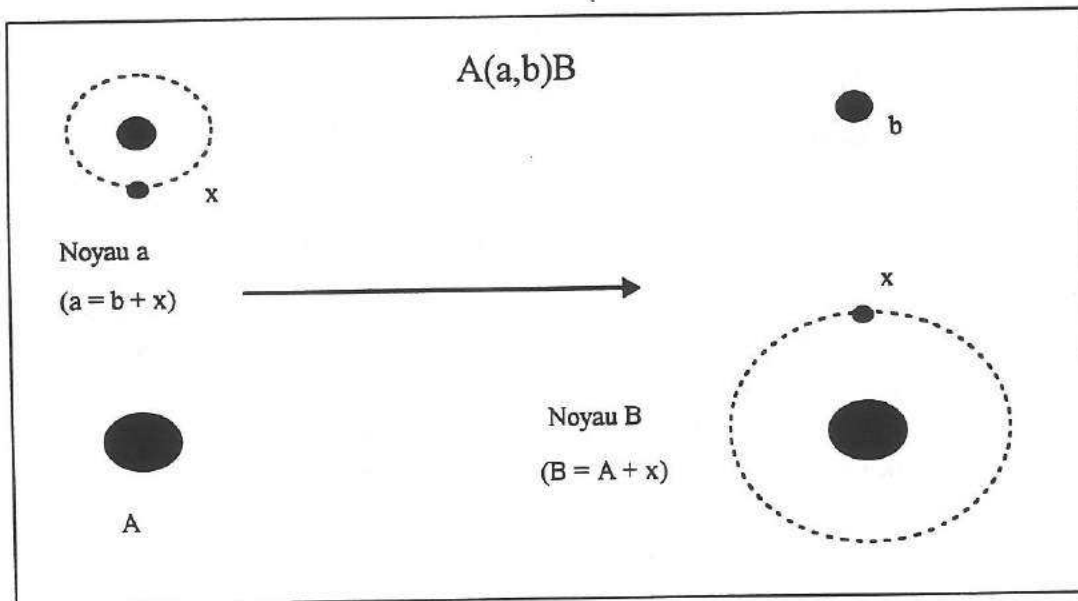


Fig. F-3 : Représentation des noyaux pour la réaction $A(a,b)B$ dans un modèle en 'cluster' x .

Le problème se complique davantage lorsque plusieurs nucléons sont transférés. D'une part le problème devient un problème à $2 + n$ corps (n = nombre de nucléons transférés). D'autre part le modèle de la réaction directe semble moins évident conceptuellement. Pour notre problème de transfert alpha on a 4 nucléons transférés. Nous allons faire l'approximation que ces quatre nucléons sont transférés comme une seule particule x , ou 'cluster alpha'. Dans cette approximation courante le problème redevient un problème à 3 corps et retrouve sa simplicité. On considère alors les mouvements des centres de masse de ces noyaux. La particule alpha est transférée directement du projectile à la cible dans son état fondamental $0s$. Il y a plusieurs moyens de justifier une telle approximation. On peut se référer aux expériences qui semblent corroborer les calculs [MER83]. On peut aussi faire remarquer que l'énergie de liaison de l'alpha est très grande (28 MeV) et que la réaction de transfert se fait à la surface du noyau. Il est raisonnable dans ce cas d'affirmer que c'est bien l'état $0s$ qui est le plus favorisé. Nous reviendrons sur cette approximation dans le prochain chapitre.

6.9. Les nombres quantiques

Le terme perturbatif W est donc bien défini si l'on connaît parfaitement le potentiel V_{bx} d'interaction entre le 'cluster' x et le noyau b . Plusieurs formes de potentiel peuvent être utilisées. On propose habituellement un potentiel du type Woods-Saxon.

Dans le calcul de l'amplitude de transition DWBA (6.38) nous devons également calculer les fonctions d'ondes internes des particules et en particulier celles des particules composites Ψ_b et Ψ_x . Pour cela nous avons à résoudre l'équation de Schrödinger pour les états liés du type : coeur + 'cluster' x . A cette fin nous devons fixer les nombres quantiques du problème, à savoir le nombre quantique radial N et le moment angulaire orbital L . Pour cela nous utilisons la relation de Talmi-Moshinsky [MER83] [SAT83].

* Nous utiliserons le mot anglais 'cluster' parce que c'est celui qui est utilisé dans la littérature.

De façon simple, supposons par exemple que nous ayons à traiter un 'cluster' de deux nucléons 'tournant autour' d'un noyau A (voir fig. F-4).

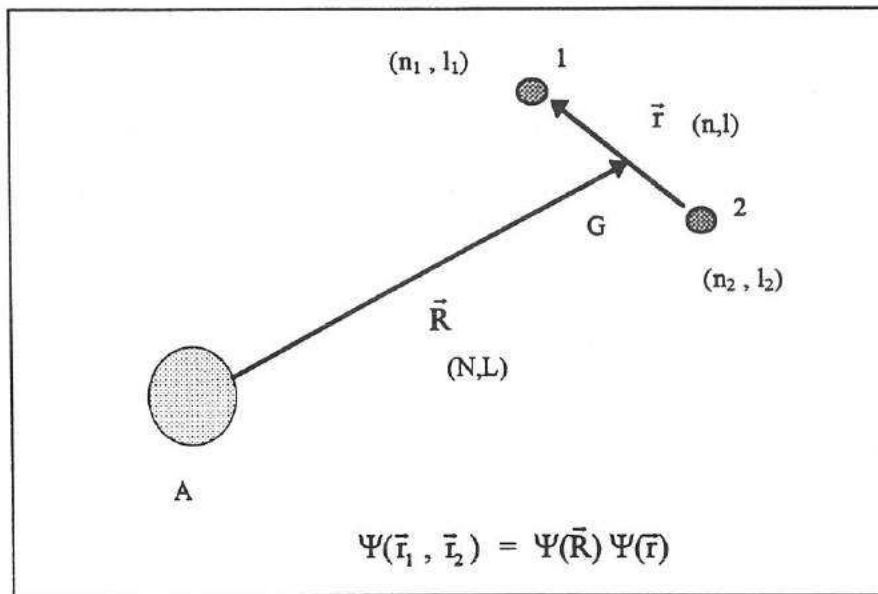


Fig. F-4 : Les particules (1) et (2), sous l'action du champ d'interaction du noyau A, sont caractérisées par les nombres quantiques (n_1, l_1) et (n_2, l_2) . Le mouvement de ces particules peut être décomposé en un mouvement de centre de masse (N, L) du 'cluster' (1+2) et un mouvement relatif (n, l) de la particule (1) par rapport à (2).

Nous savons que si l'on utilise une force de type oscillateur harmonique l'énergie du système se met sous la forme :

$$E_i = (q_i + \frac{3}{2}) \hbar \omega \quad (6.50)$$

où q_i est le nombre de quanta d'excitation (nombre quantique principal). On montre également [VAL75] que l'on a :

$$q_i = 2n_i + l_i \quad (6.51)$$

avec :

n_i : le nombre de noeuds de la fonction d'onde de la particule i (sans l'origine), ou nombre quantique radial,

l_i : le moment angulaire orbital de la particule i (nombre quantique azimutal).

Si l'on considère maintenant le même système comme un 'cluster' x de deux nucléons ($x = 1 + 2$), positionné au centre de masse, 'tournant' autour du noyau A avec un nombre quantique radial N et orbital L , on peut montrer que l'on a alors (conservation de l'énergie) :

$$2N + L + (2n + 1) = (2n_1 + l_1) + (2n_2 + l_2), \quad (6.52)$$

avec :

n_1, n_2 : le nombre de noeuds de la fonction d'onde des deux particules,

l_1, l_2 : les moments angulaires orbitaux ('autour' du noyau A) des deux particules,

n et l : les nombres quantiques intrinsèques du 'cluster',

$2N+L$: le nombre de quanta d'excitation du système 'cluster' + coeur.

Cette relation reste vraie en première approximation pour un potentiel de type Woods-Saxon. De façon générale lorsque l'on a i nucléons, la transformation de Talmi-Moshinsky s'écrit :

$$(2N + L) + (2n + 1) = \sum_i (2n_i + 1_i) \quad (6.53)$$

où l'on a fait la somme sur tous les nucléons du 'cluster'. Dans le cas d'un transfert alpha, si l'on considère que la particule est transférée dans l'état $0s$ (voir paragraphe 6.8.) (pas d'excitation interne, zéro quantum d'excitation), on a alors :

$$2n + 1 = 0 = 1 = n \quad (6.54)$$

et la relation devient :

$$2N + L = \sum_{i=1}^4 (2n_i + 1_i) = Q. \quad (6.55)$$

C'est cette relation que nous utiliserons par la suite. Nous nous basons sur le modèle en couches pour satisfaire au principe d'exclusion de Pauli. Nous utilisons les nombres quantiques n_i et l_i de ce modèle pour chaque nucléon du 'cluster' dans sa configuration finale (voir tableau 6-1).

Tableau 6-1

Q (nombre de quanta)	Oscillateur Harmonique $\underline{n}l$	Modèle en couches $\underline{n}lj$
0	1s	1s _{1/2}
1	1p	1p _{3/2} 1p _{1/2}
2	1d, 2s	1d _{5/2} 2s _{1/2} 1d _{3/2}
3	1f, 2p, 1g	1f _{7/2} 2p _{3/2} ...

Important : pour chaque nucléon déposé sur une couche du modèle en couches on associe un nombre de quanta Q. Il faut relever que dans la notation habituelle du modèle en couches une fonction d'onde avec un nombre quantique principal \underline{n} possède $n = (\underline{n} - 1)$ noeuds dans l'intervalle $0 < r < \infty$ voir [VAL75].

6.10. Moments angulaires

Dans la pratique et sans entrer dans les détails, le calcul de l'élément de matrice (6.38) :

$$\langle B, b | W | A, a \rangle = \int \Psi_B^* \Psi_b^* W \Psi_A \Psi_a d\xi$$

est effectué à partir d'un développement en termes qui correspondent à un moment angulaire orbital transféré défini. Par définition celui-ci est égal à :

$$\vec{L}_t = \vec{L}_B - \vec{L}_a \quad (6.56)$$

avec (voir fig. F-5) :

\vec{L}_B : le moment angulaire orbital de $B = A + x$,

\vec{L}_a : le moment angulaire orbital de $a = b + x$,

$\vec{J}_a = \vec{J}_b + \vec{J}_x + \vec{L}_a$: le moment angulaire total de a ,

$\vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{J}_x + \vec{L}_B$: le moment angulaire total de B .

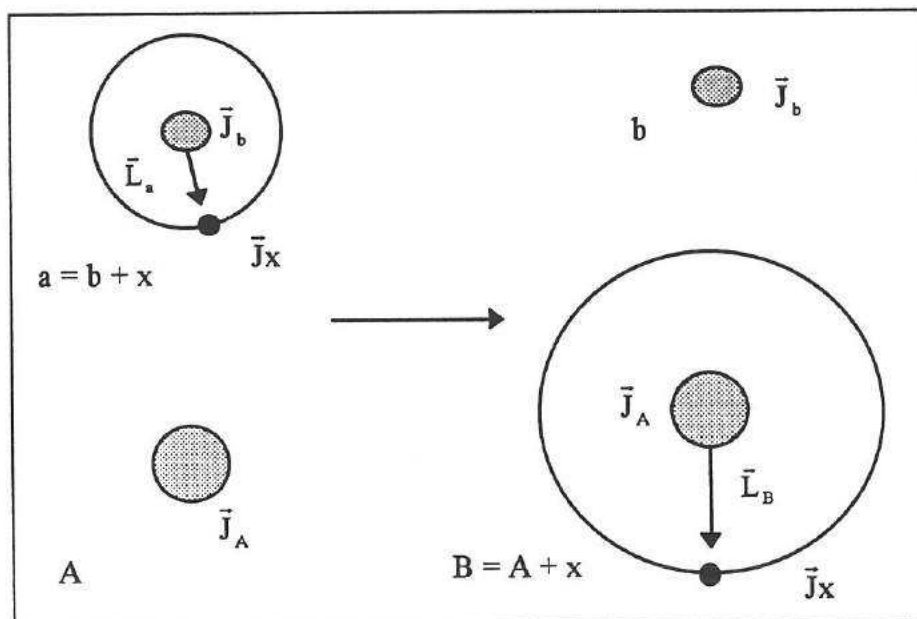


Fig. F-5 : Définitions des différents moments angulaires. Les noyaux composites ont un moment angulaire qui est la somme de deux spins et d'un moment angulaire orbital.

A ces relations il faut encore ajouter les règles de conservation de la parité :

$$\pi_a = \pi_b \pi_x (-1)^{L_a} \quad (6.57)$$

$$\pi_B = \pi_A \pi_x (-1)^{L_B} \quad (6.58)$$

avec :

$\pi_a, \pi_b, \pi_x, \pi_A, \pi_B$: les parités intrinsèques des noyaux.

6.11. Le facteur spectroscopique

Dans le cadre du modèle que l'on vient de décrire, le calcul de l'élément de matrice (6.38) est effectué à partir des décompositions des fonctions d'ondes des noyaux B et a sur celles des noyaux b, A, et x dans leur état fondamental.

Dans le cas d'un transfert alpha ($x = \alpha, J^\pi = 0^+$) on a :

$$\Psi_a = S_a^{\frac{1}{2}} \sum_{m_1} \langle J_b, m_b, l_a, m_1 | J_a, m_a \rangle \Psi_b \Psi_\alpha \varphi(r_{b\alpha}) Y_{l_a}^{m_1}(\bar{r}_{b\alpha}) \quad (6.59)$$

$$\Psi_B = S_B^{\frac{1}{2}} \sum_{m_1} \langle J_A, m_A, l_B, m_1 | J_B, m_B \rangle \Psi_A \Psi_\alpha R(r_{B\alpha}) Y_{l_B}^{m_1}(\bar{r}_{B\alpha}) \quad (6.60)$$

avec :

$\varphi(r_{b\alpha})$ et $R(r_{B\alpha})$: les fonctions d'ondes radiales des 'clusters' alpha,

$\langle \text{coeur} + \text{angulaire} | \text{composite} \rangle$: les coefficients de Clebsch-Gordan,

$\Psi_\alpha \Psi_b \Psi_A$ les fonctions d'onde représentant les noyaux α, b et A.

$Y(\bar{r})$: les fonctions harmoniques sphériques.

Dans ces expressions nous avons introduit les facteurs S_a et S_B . Ces facteurs permettent de tenir compte de la probabilité que ces états puissent être décomposés en un 'cluster' x plus un coeur. C'est une mesure des recouvrements des états initiaux et finals :

$$S_a = \langle a | b \otimes x \rangle^2 \quad (6.61)$$

$$S_B = \langle B | A \otimes x \rangle^2. \quad (6.62)$$

Ces facteurs sont habituellement mais abusivement appelés facteurs spectroscopiques.

Les éventuels effets de l'antisymétrisation des fonctions d'onde sont également pris en compte implicitement dans les facteurs spectroscopiques.

La section efficace différentielle expérimentale est reliée à celle calculée par le biais de ce modèle par la relation* :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = S_a S_B \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} \quad (6.63)$$

D'une part le calcul DWBA doit pouvoir reproduire la forme de la section efficace différentielle expérimentale. On observe en général que celui-ci est très dépendant du moment angulaire transféré. Par comparaison ce calcul fournit donc les caractéristiques angulaires du niveau étudié si elles ne sont pas connues.

D'autre part la normalisation permet d'accéder au produit des facteurs spectroscopiques $S_a S_B$, et donc finalement à une information sur la structure nucléaire.

6.12. Calcul en portée finie

De nombreuses publications présentent des travaux réalisés à partir de traitement en DWBA utilisant l'approximation de portée nulle. On trouve également cette approximation dans certaines expériences de transfert alpha [GIE94]. Cette approximation très commune consiste à remplacer sous l'intégrale (6.38) l'expression :

$$V(r_{b\alpha}) \phi(r_{b\alpha}) \quad (6.64)$$

par l'approximation :

$$D \delta(\vec{r}_{b\alpha}) \quad (6.65)$$

où D est une constante et δ la fonction de Dirac.

Cette approximation a le grand avantage de transformer l'intégrale sextuple (6.37) en une intégrale triple. Le gain en temps de calcul est important. On peut avoir une idée de son domaine de validité si on compare le résultat d'un calcul exact avec cette approximation. Sur la figure F-6 on a représenté l'expression (6.64) calculée pour un noyau de ${}^6\text{Li}$ dans un modèle de 'cluster' alpha. Les paramètres ont été prélevés dans la référence [KUB72]. On observe que cette expression est maximale pour $r = 0$, ce qui justifie en partie l'approximation de portée nulle.

Dans le cas d'un transfert alpha à partir d'un noyau incident de ${}^7\text{Li}$, le calcul de l'expression (6.64) nous montre un comportement très différent, comme on peut le voir sur la figure F-7. Dans ce cas il est impossible d'utiliser l'approximation en portée nulle. D'abord parce que le maximum de cette expression est obtenu pour une valeur de rayon différente de zéro. De plus le calcul exact fournit une valeur nulle pour l'origine. De façon générale l'approximation à portée nulle n'est physiquement justifiable que lorsque le projectile est petit et dans un état interne s ($L = 0$).

* On ne peut pas écrire rigoureusement qu'une section efficace expérimentale est égale à une section efficace calculée, il s'agit donc plus exactement d'une représentation de la section efficace expérimentale.

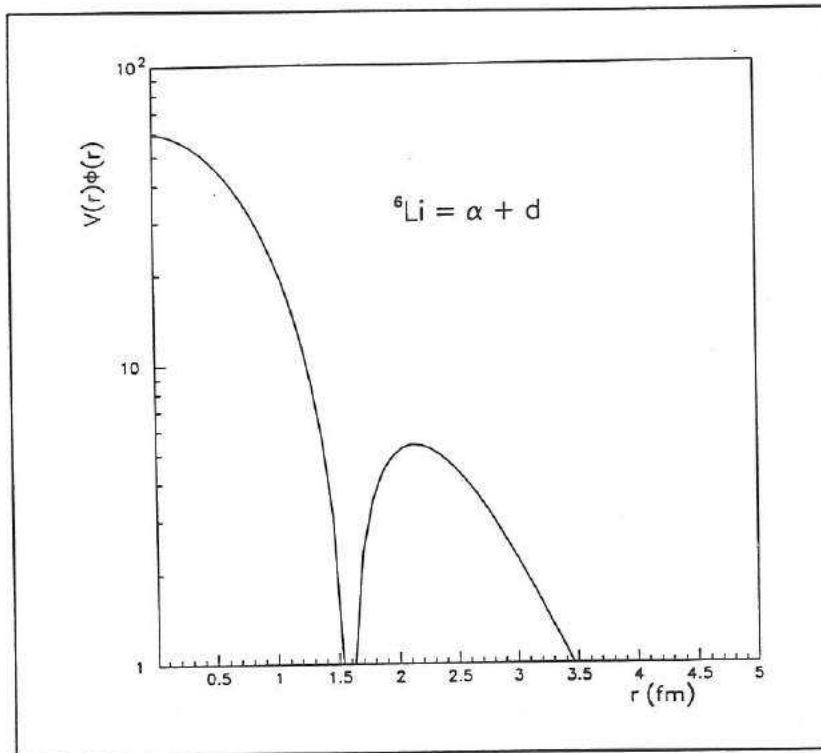


Fig. F-6 : Calcul exact de l'expression $V(r)\Phi(r)$ pour le 'cluster' alpha dans le noyau ${}^6\text{Li}$ ($= \alpha + d$). Les paramètres sont extraits de [KUB72].

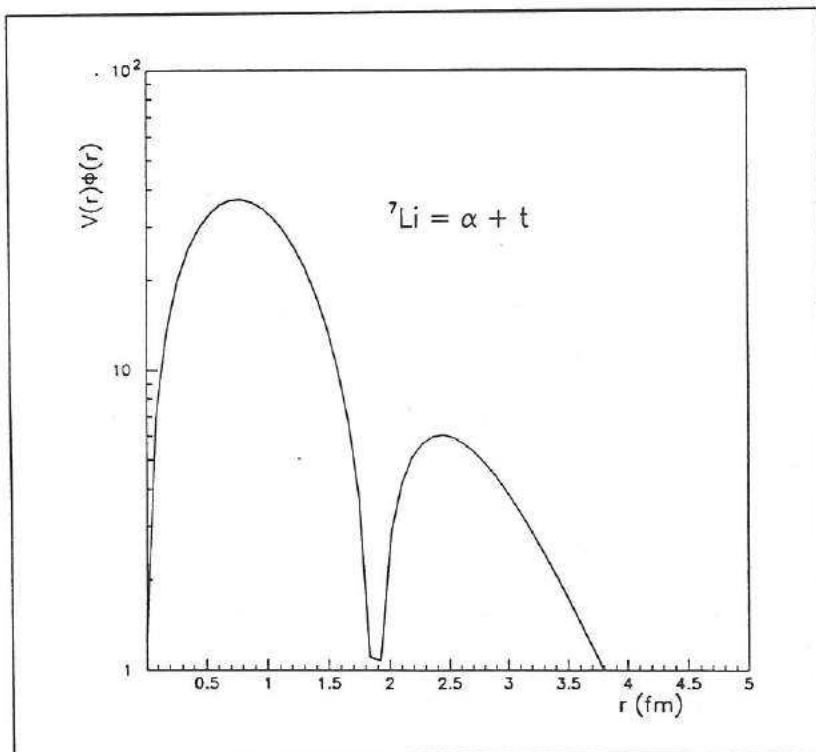


Fig. F-7 : Calcul exact de $V(r)\Phi(r)$ pour le 'cluster' alpha dans le noyau ${}^7\text{Li}$ ($= \alpha + t$). Les paramètres sont extraits de [KUB72]. Cette fonction est nulle à l'origine et atteint son maximum pour $r \approx 0,7$ fm.

On peut tenter d'utiliser une approximation de même genre pour le ${}^7\text{Li}$ [PUH70] :

$$V(r_{b\alpha}) \varphi(r_{b\alpha}) = D \delta(\bar{r}_{b\alpha} - a \frac{\bar{r}_{b\alpha}}{r_{b\alpha}}) \quad (6.66)$$

où la fonction delta est utilisée à la distance $r = a$, approximativement le rayon du noyau.

On utilise aussi parfois l'approximation de non-recul [BAS80]. Cette approximation est réalisée sur les coordonnées du système. Lorsque l'on développe les relations qui relient les différents rayons, on obtient :

$$\bar{r}_a = \bar{r}_{Ab} - \frac{m_x}{m_a} \bar{r}_{xb} \quad (6.67)$$

$$\bar{r}_b = \frac{m_A}{m_B} \bar{r}_{Ab} + \frac{m_x}{m_B} \bar{r}_{xb} \quad (6.68)$$

avec :

\bar{r}_a et \bar{r}_b : les distances entre les noyaux a et A, et entre b et B,

m_x, m_a, m_A, m_B : les masses des noyaux.

On simplifie beaucoup les calculs lorsque l'on néglige la masse de la particule transférée, ce qui revient à ignorer les termes en \bar{r}_{xb} . Cette approximation ne sera pas utilisée dans nos calculs.

Tous les calculs présentés par la suite sont réalisés sans aucune approximation de ce genre, nous disons que nous avons affaire à des calculs en portée finie ou Finite Range en anglais (FR-DWBA).

6.13 Résumé

Le calcul DWBA que nous envisageons pour la réaction de transfert ${}^{15}\text{N}({}^7\text{Li}, t){}^{19}\text{F}$ implique l'utilisation d'un certain nombre de paramètres :

- la fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau projectile ${}^7\text{Li}$ est calculée à partir d'un potentiel nucléaire,
- ce potentiel nucléaire est utilisé comme potentiel perturbatif (approximation post),
- les paramètres du potentiel optique décrivant la diffusion ${}^{15}\text{N}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{15}\text{N}$ (voie d'entrée),
- les paramètres du potentiel optique décrivant la diffusion ${}^{19}\text{F}(t, t){}^{19}\text{F}$ (voie de sortie),
- la fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau final ${}^{19}\text{F}$.

Chapitre 7

Analyses et Résultats

7.1. Introduction

Alors qu'il existe un grand nombre de travaux publiés pour des études de transfert d'un ou de deux nucléons, le transfert de quatre nucléons reste encore assez mal connu. Nous allons extraire des facteurs spectroscopiques alpha grâce à un calcul de transfert alpha direct en FR-DWBA à partir des résultats de mesures de sections efficaces différentielles de la réaction $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$. Pour ce travail nous allons nous attacher à détailler et vérifier les différents paramètres et procédures pour l'obtention d'un résultat et pour en estimer l'erreur sur les valeurs finales.

Dans un premier temps nous allons présenter les différents paramètres qui seront utilisés dans le calcul FR-DWBA de la section efficace de transfert alpha. Nous avons exploité plusieurs séries de paramètres. Nous avons également effectué des calculs de type Hauser-Feshbach pour estimer la contribution statistique à la section efficace de la réaction de transfert.

Dans un deuxième temps nous analyserons les résultats expérimentaux à la lumière de ces calculs. D'une part nous allons comparer les formes des sections efficaces différentielles. D'autre part nous allons ajuster la normalisation de nos calculs sur les données expérimentales pour en obtenir les valeurs des facteurs spectroscopiques. Nous analyserons la variation de la valeur absolue des sections efficaces calculées en fonction des différents ensembles de paramètres utilisés dans le calcul. Cette analyse est très importante puisqu'elle nous donnera une idée de l'erreur qui est associée à un traitement de ce genre.

A partir des facteurs spectroscopiques pour les niveaux au-dessus du seuil nous allons estimer une valeur des largeurs alpha dans un modèle de particule simple, et en particulier la largeur alpha du niveau $E = 4,377$ MeV d'intérêt astrophysique. Nous tenterons également de donner une erreur sur cette valeur.

7.2. Codes de calcul

L'essentiel des calculs de DWBA a été effectué avec le code de calcul PTOLEMY [PTO83]. C'est un programme qui a été écrit pour le calcul des sections efficaces de réactions directes et de diffusions. Les calculs sont réalisés en portée finie sans aucune approximation sur la courte portée du potentiel nucléaire.

Nous pouvons relever quelques points originaux de ce code de calcul :

- D'une part c'est un programme très pratique dans son utilisation car les données initiales sont désignées par des mots codes, et utilisées dans un fichier d'entrées indépendant.
- D'autre part, pour effectuer les calculs il est nécessaire d'entrer des paramètres de contrôle (grille de calcul etc.). PTOLEMY donne la possibilité de les choisir individuellement ou bien de choisir un ensemble de paramètres par un seul mot code. Plusieurs ensembles de précision croissante sont disponibles, en particulier pour les transferts alpha.
- En mode 'normal' PTOLEMY effectue les calculs en y ajoutant une correction pour l'interaction Coulombienne (voir paragraphe 6.7.). Dans ce cas la différence entre les calculs en mode 'post' et 'prior' est relativement faible.
- Lorsqu'il y a plusieurs valeurs de moment angulaire orbital transféré possibles, le programme calcule les contributions pour chaque valeur et ajoute les sections efficaces résultantes avec les coefficients appropriés. Les résultats finals peuvent être exploités immédiatement.

Pour s'assurer du bon fonctionnement du code de calcul dans nos conditions d'expérience (transfert alpha) et de paramètres de calculs, nous avons effectué un certain nombre de vérifications :

- Dans le but de vérifier que le programme effectue correctement les calculs nous avons également utilisé le code de calcul DWUCK 5 [DWU82]. Ce code effectue les calculs d'une façon différente (PTOLEMY effectue le calcul d'une façon classique par intégration numérique), sur la base de la technique d'expansion en ondes planes [CHA73]. Par comparaison des résultats nous aurons ainsi une première estimation de la précision des calculs. Ceci est important spécialement pour les configurations un peu extrêmes.
- Nous avons également vérifié son mode général de fonctionnement en effectuant plusieurs calculs pour reproduire les résultats des références [KUB72] [KUB72b] [KUB74]. Dans ces références plusieurs calculs de FR-DWBA sont entrepris pour l'étude des réactions de transfert $^{12}\text{C}(^7\text{Li,t})^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}(^7\text{Li,t})^{20}\text{Ne}$ et $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$ ($E_{\text{lab}} \approx 15$ MeV). Nous avons reproduit de façon satisfaisante leurs résultats en prenant l'ensemble des paramètres utilisés dans leurs calculs. Il est à relever que pour ce travail nous devons demander que les calculs se fassent avec uniquement la partie nucléaire du potentiel de l'interaction (pas de partie Coulombienne). Un certain nombre de calculs DWBA publiés utilisent cette prescription (pour des raisons de temps de calcul). Dans ce cas l'erreur sur le résultat final peut être importante, en particulier pour une réaction de type $(^7\text{Li,t})$.
- Finalement on vérifie à chaque fois qu'il y a bien convergence des résultats lorsque l'on fait varier les paramètres pour affiner le calcul.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, pour effectuer le calcul FR-DWBA nous avons besoin, en plus des paramètres de calcul, d'un certain nombre de paramètres physiques. Nous allons présenter maintenant en détail le choix de ces paramètres.

7.3. Fonction d'onde du ${}^7\text{Li}$ et potentiel de transfert

Le modèle 'en cluster' alpha a été appliqué avec succès sur les noyaux légers (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ etc.) [KUB72b] [SMI61]. De tels éléments peuvent être décrits comme composés essentiellement d'un 'cluster' alpha 'tournant autour' d'un noyau, tous les deux dans leur état fondamental.

Dans ce modèle, le noyau de ${}^7\text{Li}$ est décomposé en un 'cluster' alpha faiblement lié à un 'cluster' tritium ($\frac{E}{A}({}^7\text{Li}) \approx 5,6 \text{ MeV}$ contre $\frac{E}{A}(\alpha) \approx 7,1 \text{ MeV}$).

Dans cette décomposition nous avons pour les moments angulaires :

$${}^7\text{Li} (J^\pi = \frac{3}{2}^-) = \alpha (J^\pi = 0^+) + t (J^\pi = \frac{1}{2}^+).$$

Les deux 'clusters' sont liés par un moment angulaire $L = 1$ comme on peut le vérifier en utilisant les règles de conservation de la parité et du moment angulaire. Pour l'obtention du nombre de noeuds N de la fonction d'onde de la particule alpha nous choisissons dans la version simple du modèle en couches quatre nucléons (2 protons et 2 neutrons) placés sur les couches les plus élevées du noyau de ${}^7\text{Li}$ (voir figure G-1). La relation de Talmi-Moshinsky (7.55) nous fournit alors $N = 1$.

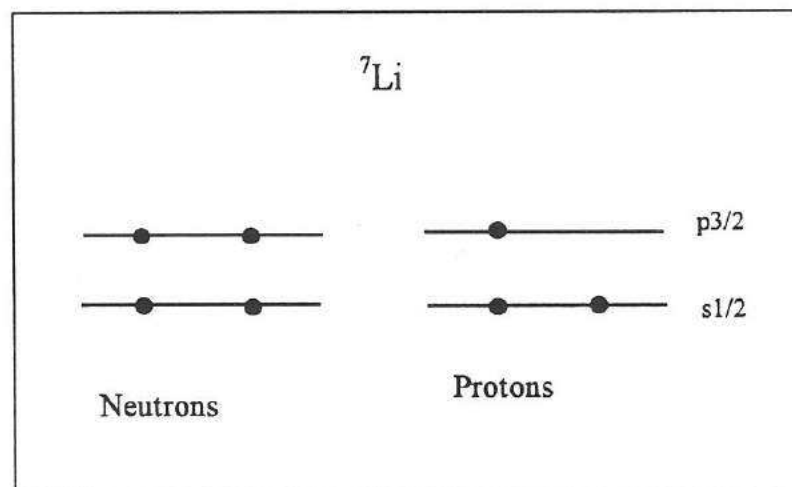


Fig. G-1 : Pour obtenir les nombres quantiques N et L de la fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau de ${}^7\text{Li}$, nous sélectionnons 4 nucléons dans le modèle en couches de ce noyau, 2 neutrons dans la couche $p_{3/2}$ et 2 protons dans les couches $p_{3/2}$ et $s_{1/2}$. Nous utilisons leur nombre quantique dans la relation de Talmi-Moshinsky (relation 6.55, voir également tableau 6-1).

Pour le potentiel d'interaction entre les deux noyaux nous avons choisi d'utiliser un potentiel moyen de type Woods-Saxon. Kubo et Hirata [KUB72] ont supposé que l'interaction nucléaire entre les deux 'clusters' dans le noyau de ${}^7\text{Li}$ était la même que celle du noyau de ${}^7\text{Be}$ (son noyau miroir) décomposé en deux 'clusters' α et ${}^3\text{He}$. Dans cette hypothèse ils ont déterminé un ensemble de paramètres à partir de mesures de diffusion élastique ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. Nous avons utilisé leurs résultats, présentés dans le tableau 7-1 (potentiel 1), mais nous avons également utilisé d'autres ensembles de paramètres (pot. 2 et 3).

Tableau 7-1
Paramètres Woods-Saxon pour ${}^7\text{Li} = \alpha + t$

Potentiel	R (fm)	a (fm)	R_c (fm)	V (MeV)
1	2,05	0,7	2,05	93,7
2	3,79	0,65	3,79	37,9
3	3,49	0,65	3,49	43,2

Le potentiel de Woods-Saxon est utilisé dans sa forme usuelle : $V_{ws}(r) = \frac{-V}{(1 + \exp(\frac{r-R}{a}))}$. Le potentiel

Coulombien est calculé dans un modèle de sphère chargée uniformément de rayon R_c .
potentiel 1 voir référence [KUB72],

potentiel 2 voir référence [TSE73], utilisé pour l'étude de la réaction ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha)$ à $E = 35$ MeV,

potentiel 3 voir référence [FOR78], utilisé pour l'étude de la réaction ${}^{14}\text{C}({}^7\text{Li}, t){}^{18}\text{O}$ à $E = 20,4$ MeV.

Ces derniers potentiels (2 et 3) sont moins réalistes parce qu'ils proviennent d'études de systématiques et parce que leur rayon s'écarte davantage du rayon 'physique' du ${}^7\text{Li}$ qui est de $r = 2,8$ fm [KAJ89].

Dans un calcul FR-DWBA en représentation post c'est le potentiel pour le ${}^7\text{Li}$ qui est utilisé comme potentiel effectif pour le calcul du transfert (voir paragraphe 6.7). Il sera spécialement intéressant d'observer la sensibilité des résultats finals en fonction du choix du potentiel. Les différentes fonctions d'onde sont représentées sur la figure G-2 pour chacun de ces ensembles de paramètres. Ces fonctions sont normalisées à l'unité, c'est à dire que l'on a :

$$\int_0^{\infty} r^2 R(r)^2 dr = 1. \quad (7.1)$$

La profondeur du puits Woods-Saxon est ajustée pour reproduire l'énergie de séparation expérimentale des 4 nucléons ($E = 2,467$ MeV) qui est déduite à partir de la valeur du Q de la réaction.

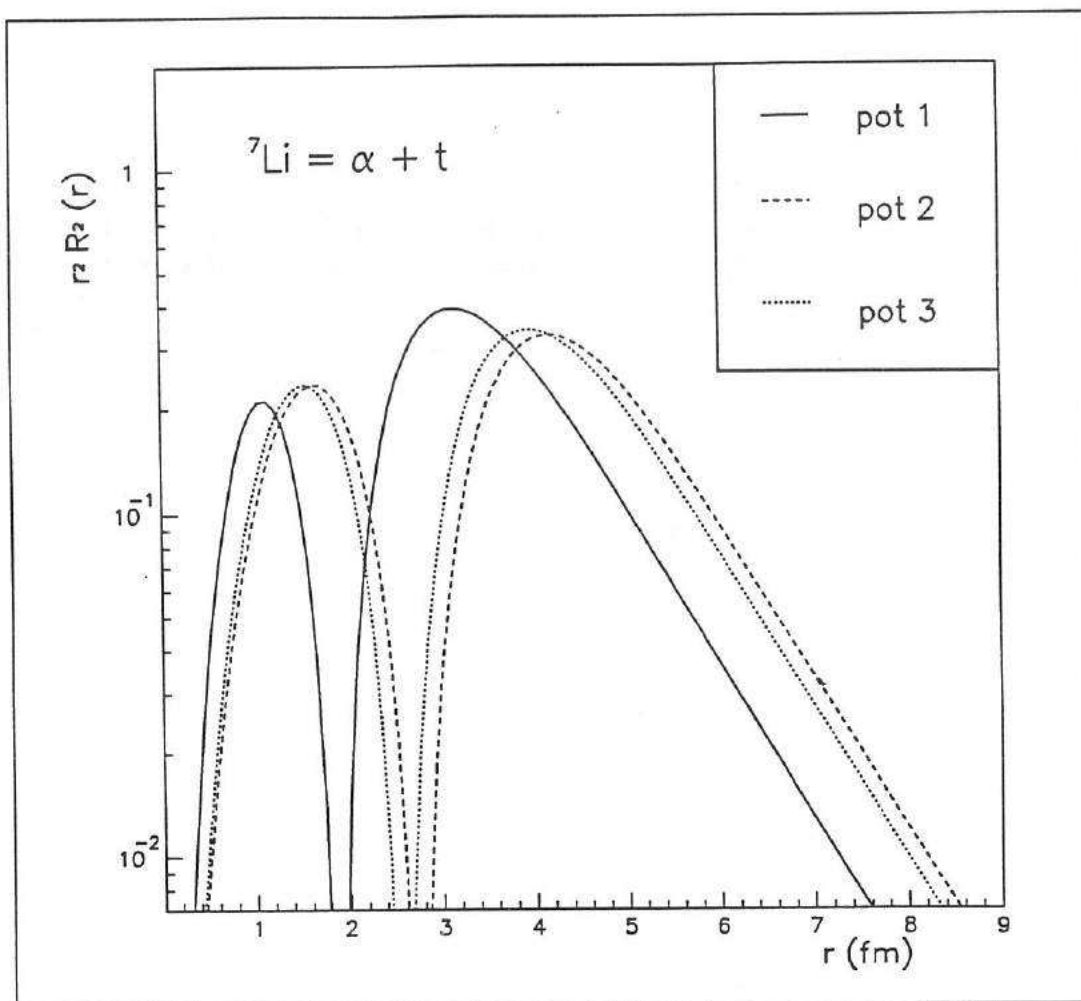


Fig. G-2 : Les fonctions d'onde radiales du 'cluster' alpha dans le noyau de ${}^7\text{Li}$ sont représentées pour les différents potentiels du tableau 7-1.

La détermination du facteur spectroscopique associé au noyau de ${}^7\text{Li}$ (S_α dans l'équation (6.59)) est plus complexe. En principe ce facteur représente la part effective du 'cluster' alpha dans le noyau de ${}^7\text{Li}$. Le problème est lié au fait que ce paramètre dépend en réalité du potentiel utilisé. De nombreuses valeurs, parfois très différentes, sont reportées suivant les modèles étudiés.

Dans une estimation grossière Kubo et al. [KUB72b] ont utilisé la valeur de $S_\alpha = 0,7$ associée au potentiel 1 (tableau 7-1). Dans un autre article Kubo et al. [KUB74] ont évalué une autre valeur pour ce paramètre. Pour cela ils ont effectué un calcul basé sur la méthode des coordonnées génératrices (GCM), avec lequel ils ont estimé les fonctions d'onde des 'clusters' α pour certains niveaux des noyaux de ${}^{19}\text{F}$ et ${}^{20}\text{Ne}$. Ils en ont déduit les facteurs spectroscopiques des différents niveaux de ces noyaux. Ils ont mesuré ensuite la valeur du facteur spectroscopique du ${}^7\text{Li}$ par normalisation sur des données expérimentales de réactions de transfert ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li},t){}^{20}\text{Ne}$ et ${}^{15}\text{N}({}^7\text{Li},t){}^{19}\text{F}$ ($E({}^7\text{Li}) = 15 \text{ MeV}$) [MID70]. Par cette méthode et à partir du potentiel 1 ils ont obtenu une valeur moyenne de $S_\alpha = 0,16-0,29$. Cette valeur contraste singulièrement avec les estimations habituelles [SMI61], plus proches de 1. Leurs valeurs sont probablement sous estimées (ce qu'ils reportent dans leur publication). Le modèle en couches prédit $S_\alpha = 1,2$ [KUB74].

Dans une autre étude, pour la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ à $E(^7\text{Li}) = 34$ MeV, Becchetti et al. [BEC78] ont utilisé les paramètres du potentiel 1 associés avec la valeur de facteur spectroscopique $S_\alpha = 1$. Aucun argument n'est apporté pour justifier cette valeur.

Dans une étude plus approfondie Cobern et al. [COB76] ont obtenu des résultats très satisfaisants, à la fois en relatif et en absolu, en utilisant également le potentiel 1 et un facteur spectroscopique de $S_\alpha = 0,95$. Ils sont parvenus à cette valeur à partir des résultats de Tombrello et al. [TOM61] [TOM63] de mesures de capture alpha sur tritium, où il a été mesuré que la largeur réduite (voir annexe 2) pour une structure $\alpha + t$ est de ≈ 20 fois celle pour une configuration en particule simple $^6\text{Li} + n$ ou $^6\text{He} + p$.

Au vu de ces différentes valeurs nous avons décidé d'utiliser une valeur 'absolue' de facteur spectroscopique alpha de $S_\alpha = 1$ pour le noyau de ^7Li associé au potentiel 1. Néanmoins nous devons considérer qu'il existe une incertitude sur ce paramètre. Nous devons garder en mémoire que les résultats finals (la valeur absolue) souffriront directement de cette incertitude.

Pour les deux autres potentiels du tableau 7-1 nous pouvons également utiliser cette même valeur de facteur spectroscopique. Cependant pour comparer réellement les résultats 'dans l'absolu' il est nécessaire de corriger la valeur des facteurs spectroscopiques associés puisque ces potentiels sont assez différents.

7.4. La fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau de fluor

Pour les états excités du ^{19}F dans le domaine d'énergie étudié (voir figure G-3) nous avons adopté un modèle simple de 'cluster' $\alpha + ^{15}\text{N}$. La fonction d'onde du 'cluster' α est calculée à partir d'un potentiel central moyen, à qui l'on donne la forme pratique d'un potentiel de Woods-Saxon.

Ce traitement est une approximation parce qu'il n'est pas possible d'obtenir un potentiel d'interaction global à partir des interactions microscopiques entre les nucléons rendant compte de toutes les propriétés nucléaires. Bien évidemment il serait préférable d'utiliser une fonction d'onde et un potentiel 'plus réaliste', calculés à partir d'un modèle microscopique, en particulier pour évaluer l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde (6.38). Dans ce cas on diminue le nombre de paramètres 'arbitraires' dans l'analyse DWBA, ce qui ne peut qu'augmenter le bien fondé des résultats. Cependant le résultat final n'est pas forcément très différent de celui obtenu dans un modèle plus simple en 'cluster' alpha par exemple avec un potentiel de type Woods Saxon [SHY85].

A l'énergie de l'expérience ($E = 27,3$ MeV) on s'attend à ce que la réaction soit principalement directe, au moins pour les angles avant. Puisque le noyau incident de ^7Li est très bien décrit par un modèle en 'cluster' alpha, on peut supposer dans ce cas que les particules transférées à la surface de la cible conservent une forte corrélation et interagissent avec le noyau cible comme un seul 'cluster' alpha. Si la réaction de transfert ($^7\text{Li}, t$) se produit essentiellement à la surface du noyau cible, l'interaction entre le 'cluster' et le noyau cible est relativement bien décrite par un potentiel moyen de type Woods-Saxon. Plusieurs expériences ont montré que cela pouvait être une bonne approximation et qu'il était possible par ce biais d'obtenir des informations intéressantes (voir par exemple [MIL77]).

5,107	5/2+
4,683	5/2-
4,648	13/2+
4,550 & 4,556	5/2+ 3/2-
4,377	7/2+
4,033	9/2-
3,999	7/2-
3,908	3/2+
2,78	9/2+
1,554	3/2+
1,459	3/2-
1,346	5/2-
0,197	5/2+
0,110	1/2-
GS	1/2+

^{19}F

Fig. G-3 : Les niveaux d'excitation du fluor dans le domaine d'énergie étudié. Tous les spins et parités sont extraits d'une compilation récente [AJZ87]. L'échelle en énergie n'est pas respectée sur cette figure.

Il a été observé une forte proportion en 'cluster' alpha lors de la mesure des facteurs spectroscopiques de certains états du fluor [KUB72b]. Dans les réactions de transferts alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$ plusieurs niveaux sont fortement peuplés [MID70], en particulier les premiers états $K^\pi = \frac{1^-}{2}$, explicitement $E_x = 0,11 \text{ MeV} (J^\pi = \frac{1^-}{2})$ $1,35 (J^\pi = \frac{5^-}{2})$ $1,46 (J^\pi = \frac{3^-}{2})$ $4,00 (J^\pi = \frac{7^-}{2})$ et $4,03 (J^\pi = \frac{9^-}{2})$.

On pense que ces états sont principalement dans une configuration 4p-1h, c'est à dire avec un trou dans la couche p1/2 et 4 particules dans la couche sd (voir figure G-4). Cette description est fortement suggérée par la comparaison des niveaux d'excitation du ^{19}F et ^{20}Ne (voir figure G-5). Dans cette configuration les états excités du fluor peuvent être décrits par un couplage faible entre le trou dans la couche p1/2 et la bande rotationnelle fondamentale du ^{20}Ne [MID70]. Dans ce cas les premiers états de parité négative du fluor peuvent être décrits principalement comme des configurations du modèle en 'cluster' du type : coeur ^{15}N dans son état fondamental (trou dans la couche p1/2) + 'cluster' alpha déposé directement sur la couche sd.

Dans nos calculs les états de parité négative seront étudiés dans cette configuration du modèle en couches, c'est à dire dans la configuration $Q = 2N + L = 8$ du 'cluster' alpha.

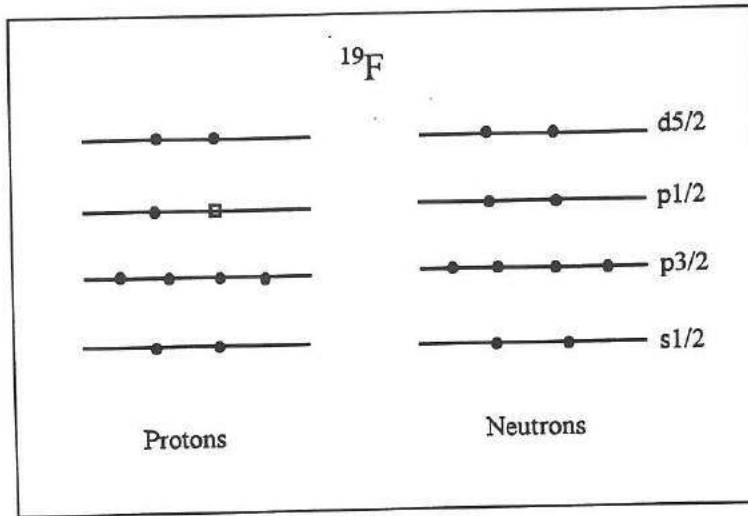


Fig. G-4 : Certains niveaux de parité négative sont principalement dans une configuration $(p1/2)^{-1}$ $(d5/2)^4$ (le carré représente un trou dans la couche p1/2).

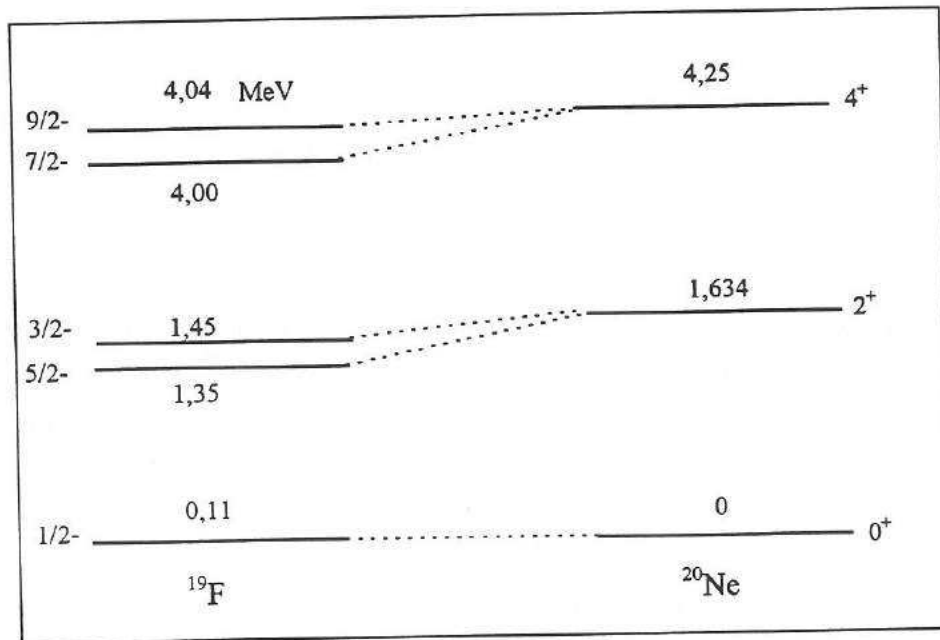


Fig. G-5 : Comparaison entre les premiers états de parité négative du ^{19}F et la bande rotationnelle fondamentale du ^{20}Ne .

Pour ces niveaux nous aurons l'occasion de comparer nos valeurs de facteur spectroscopique avec les valeurs obtenues dans l'étude expérimentale de Kubo et al. [KUB72b] et avec également les nombreuses études théoriques publiées.

Pour les autres niveaux de parité positive, en particulier pour le niveau d'intérêt ($E = 4,377 \text{ MeV } J^\pi = \frac{7^+}{2}$), nous avons fait les calculs pour les deux configurations $2N + L = 7$ et 9 . Nous prendrons comme hypothèse principale de travail la configuration $2N + L = 7$ parce qu'il a été suggéré [FOR79] que les états $2N + L = 9$ du modèle en cluster sont associés principalement avec des niveaux de plus haute énergie ($5 < E < 9 \text{ MeV}$).

Pour chaque configuration $2N + L$ nous avons présenté dans le tableau 7-2 les correspondances entre les nombres quantiques N et L du modèle en 'cluster' et l'état J^π du niveau d'excitation associé au fluor. Ainsi l'état $J^\pi = 7/2^+$ du niveau d'énergie $E = 4,377 \text{ MeV}$ sera décrit dans le modèle en 'cluster' par la configuration ($N = 2$ et $L = 3$) ou (exclusif) ($N = 3$ et $L = 3$).

Le potentiel nucléaire que nous avons choisi pour le calcul de la fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau ^{19}F est un potentiel de type Woods-Saxon dont les paramètres sont tirés de l'étude de Kubo et al. [KUB72]. Nous avons $a = 0,7 \text{ fm}$ $r_0 = 1,3 \text{ fm}$ $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ et $R_c = R$. Pour les niveaux liés la profondeur du puits est ajustée pour reproduire l'énergie de séparation expérimentale de la particule alpha.

Nous avons traité les niveaux non liés comme des niveaux faiblement liés, avec une énergie de séparation de $0,05 \text{ MeV}$. Plusieurs études [BRA79] [MIL77] ont montré que pour des niveaux pas trop éloignés du seuil de réaction et de largeur partielle alpha pas trop grande, cette façon de procéder fournit des résultats très satisfaisants et proches de résultats plus rigoureux, calculés par exemple dans le cadre du formalisme de Gamow. Nous pouvons également justifier cette façon de procéder en rappelant que l'influence des barrières Coulombienne et centrifuge (pour $L \neq 0$) est toujours extrêmement importante pour ces niveaux très proches du seuil ($E_\alpha^{\text{CM}}(4,377 \text{ MeV}) = 363 \text{ keV}$).

Nous avons vérifié en particulier que pour des énergies de séparation de plus en plus faibles nous observons bien qu'il y a convergence des résultats. Dans certaines publications les résultats obtenus en faisant varier l'énergie de liaison pour des niveaux sous le seuil sont extrapolés pour les niveaux au-dessus du seuil. Dans notre étude les états étudiés sont suffisamment proches du seuil de réaction pour négliger ces corrections.

Sur la figure G-6 nous avons représenté les fonctions d'onde du 'cluster' alpha pour les niveaux $E = 0,110 \text{ MeV}$ (niveau lié) et $E = 4,377 \text{ MeV}$ (niveau non lié).

Tableau 7-2
Etats du modèle en 'cluster' alpha pour le noyau de ^{19}F

2N + L	Configurations du modèle en couches (1)	N	L	J^π
7	$p(sd)^3$	3	1	$3/2+$ et $1/2+$
		2	3	$5/2+$ et $7/2+$
		1	5	$9/2+$ et $11/2+$
		0	7	$13/2+$ et $15/2+$
8	$p^{-1}(sd)^4$ ou $p(sd)^2(pf)$	4	0	$1/2-$
		3	2	$3/2-$ et $5/2-$
		2	4	$7/2-$ et $9/2-$
		1	6	$11/2-$ et $13/2-$
		0	8	$15/2-$ et $17/2-$
9	$p^{-1}(sd)^3 pf$ ou $p(sd)(pf)^2$ ou $p(sd)^2 s dg$	4	1	$3/2+$ et $1/2+$
		3	3	$5/2+$ et $7/2+$
		2	5	$9/2+$ et $11/2+$
		1	7	$13/2+$ et $15/2+$
		0	9	$17/2+$ et $19/2+$

(1) La notation p^{-1} indique que nous sommes dans un état avec un trou dans la couche p.

7.5. Les fonctions d'onde distordues

Les fonctions d'onde distordues par le champ nucléaire et Coulombien dans la voie d'entrée $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ et dans la voie de sortie $^{19}\text{F}(t, t)^{19}\text{F}$ sont calculées à partir de potentiels optiques déterminés expérimentalement. Pour la voie d'entrée nous avons déterminé les paramètres optiques pour notre énergie d'expérience ($E = 27,3$ MeV, potentiel Z du tableau 5-1). Nous avons également utilisé d'autres potentiels déterminés par Woods et al. [WOO82] (pot. X et Y du tableau 5-1). Ces potentiels reproduisent très bien la courbe expérimentale de diffusion élastique sur un large domaine angulaire (de $\approx 10^\circ$ à $\approx 80^\circ$ CM).

Pour la voie de sortie nous avons utilisé plusieurs potentiels optiques dont les paramètres sont présentés dans le tableau 7-3. Les mesures avec des noyaux de tritium sont relativement rares et nous n'avons pas trouvé de référence pour notre énergie d'expérience. Nous avons utilisé des paramètres calculés à partir d'études systématiques avec une correction pour la variation de l'énergie (potentiel A). Nous avons également utilisé un potentiel optique mesuré pour une énergie un peu plus grande ($E = 33$ MeV potentiel B) et un potentiel provenant d'une diffusion élastique de l' ^3He à $E = 25$ MeV (potentiel C).

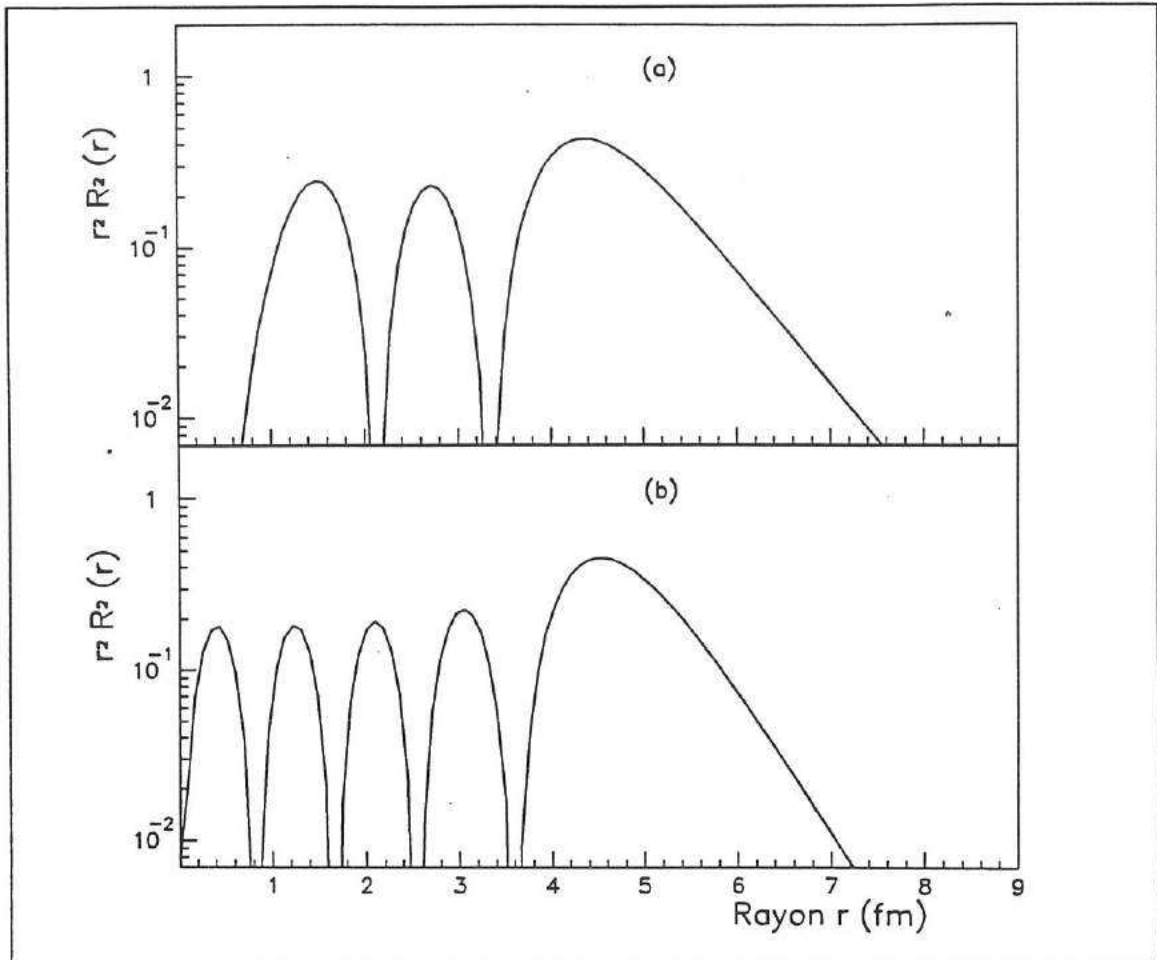


Fig. G-6 : Deux fonctions d'onde radiales pour le 'cluster' alpha dans le noyau de ^{19}F sont représentées sur cette figure pour (a) le niveau non lié $E = 4,377$ MeV ($N = 2$ et $L = 3$) et (b) le niveau lié $E = 0,11$ MeV ($N = 4$ et $L = 0$). Ces fonctions sont normalisées suivant la relation (7.1).

Tableau 7-3
Paramètres optiques pour $^{19}\text{F}(t,t)^{19}\text{F}$

Pot.	V (MeV)	a (fm)	r (fm)	W (MeV)	b (fm)	r_i (fm)	r_c (fm)
A ⁽¹⁾	165	0,72	1,2	40,2	0,84	1,4	1,3
B	104,3	0,77	1,1	30,1	1,06	1,29	1,3
C	241,0	0,642	1,15	23,7	0,997	1,434	1,4

(1) On utilise une correction pour la variation de l'énergie

$$V = V - 0,17 E_{\text{lab}}$$

$$W = W - 0,33 E_{\text{lab}}$$

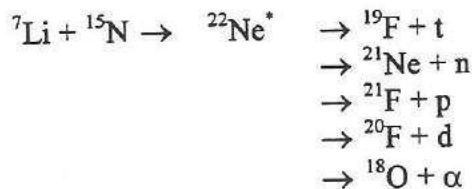
Voir références [BEC71] et [PEY76] pour le potentiel A, [WAR91] pour le potentiel B et [VER82] pour le potentiel C.

7.6. Calculs Hauser-Feshbach

Avant d'extraire les facteurs spectroscopiques nous devons nous assurer que la réaction est réellement directe. A notre énergie de faisceau cette condition n'est pas complètement remplie, mais nous pouvons espérer que la réaction directe est dominante pour les angles avant de la distribution angulaire. Pour reproduire le comportement de la section efficace différentielle aux angles arrière et pour tenter de corriger la part de réaction non directe aux angles avant, nous avons calculé la contribution du modèle statistique du noyau composé.

Pour cela nous avons utilisé une version modifiée du programme HSFB [MER67]. Ce programme se distingue d'un certain nombre de programmes de calcul statistique en noyau composé par le fait que l'on peut traiter explicitement jusqu'à 6 voies de sortie. Cependant plusieurs approximations sont utilisées comme très souvent dans ce genre de calcul. Le calcul exact suppose la connaissance de l'énergie, spin et parité de tous les niveaux excités jusqu'à l'énergie d'excitation maximale atteinte dans les divers noyaux résiduels. Cette information n'est pas disponible. Le programme emploie une formule statistique pour chaque noyau. Pour le calcul de la densité de niveaux la formule de Cameron [CAM58] a été utilisée. Il est connu que cette façon de procéder est une des principales sources d'incertitude sur la normalisation de la contribution du noyau composé aux sections efficaces calculées [COB76].

Les voies de sorties (voir figure G-7) qui ont été prises en compte sont :



et les potentiels optiques pour chacune de ces voies ont été extraits de références et de fonctions systématiques (voir tableau 7-4).

Tableau 7-4

Potentiel *	r_c	V_0	W_0	r	a	r_i	b
${}^{15}\text{N}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li})$	1,3	219,5	9	1,06	0,84	2,38	0,71
${}^{19}\text{F}(\text{t}, \text{t})$	1,3	104,3	30,1	1,1	0,77	1,29	1,06
${}^{21}\text{Ne}(\text{n}, \text{n})$	1,4	33,2	7,4	1,308	0,66	1,259	0,48
${}^{21}\text{F}(\text{p}, \text{p})$	1,2	42	9,7	1,05	0,81	1,48	0,52
${}^{20}\text{F}(\text{d}, \text{d})$	1,15	81,1	21,6	1,15	0,81	1,34	0,68
${}^{18}\text{O}(\alpha, \alpha)$	1,4	140	32	1,5	0,58	1,46	0,35

* Références dans l'ordre :

- (1) pot Y ; (2) pot B ; (3) tiré d'une systématique [PER76], potentiel de type Gaussien $W_0 \exp(-x^2)$, avec $x = (r - r_i) / b$; (4) [PEY76] ; (5) tiré d'une systématique [PER76], Gaussien ; (6) [PEY76]

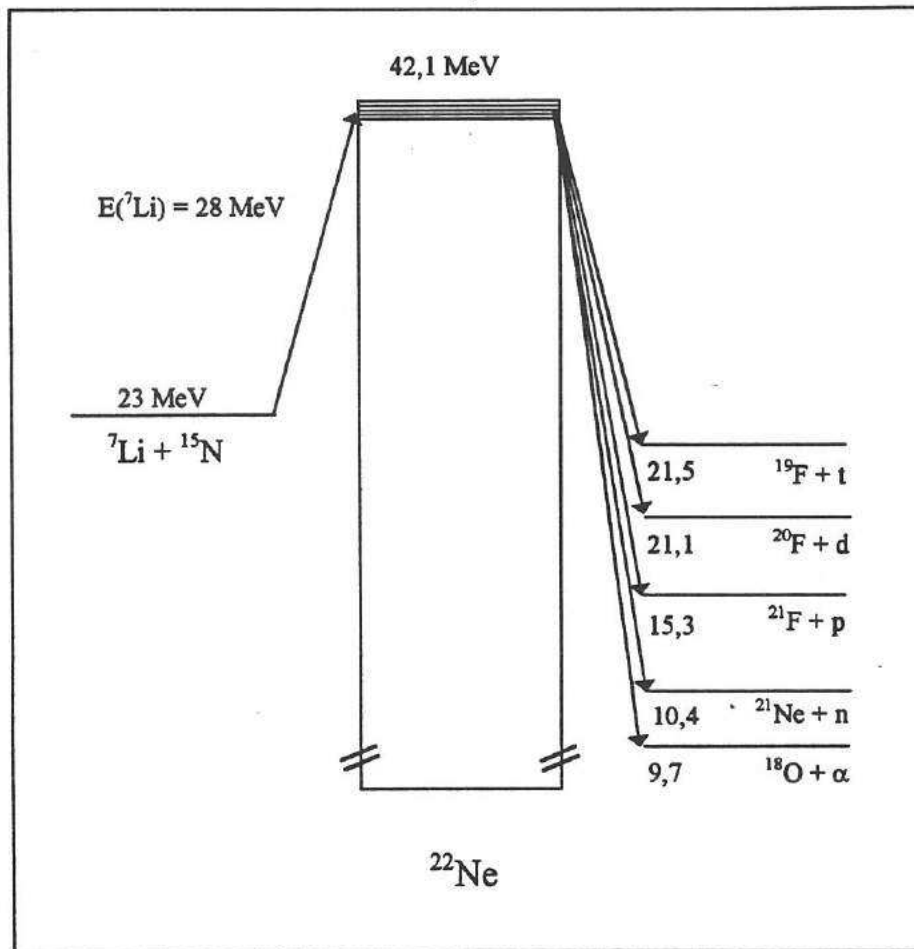


Fig. G-7 : Réactions prises en compte dans les calculs Hauser-Feshbach.

Il faut relever que les paramètres des potentiels optiques que nous avons utilisés ne sont pas forcément les plus adaptés pour les domaines d'énergie associés. Aucune tentative n'a été faite pour modifier ces potentiels et augmenter l'accord des calculs avec nos résultats expérimentaux, en particulier la normalisation.

La contribution HSFB a été ajoutée de façon incohérente (sans interférence*) à la section efficace DWBA, ainsi le facteur spectroscopique est relié à la section efficace expérimentale par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{exp}} = S \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{HSFB}}^{**} \quad (7.2)$$

où le facteur spectroscopique S de la réaction est relié au facteur spectroscopique du lithium et du fluor par :

$$S = S_{\alpha}(^7\text{Li}) S_{\alpha}(^{19}\text{F}) = S_{\alpha}(^{19}\text{F}) \text{ puisque } S_{\alpha}(^7\text{Li})=1. \quad (7.3)$$

* A haute énergie d'excitation du noyau composé il n'y a pas de terme d'interférence (fluctuation d'Ericson), communication privée Mermaz, voir [MER67].

** Voir paragraphe 7.7.1 pour le mode de normalisation de la contribution HSFB.

7.7. Analyse des résultats

Les sections efficaces différentielles expérimentales des réactions de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$ sont présentées sur les figures G-8 à G-11. Seules les erreurs statistiques sont présentées sur ces figures.

On peut remarquer que ces sections efficaces décroissent rapidement lorsque l'on s'écarte des angles avant, en général par plus d'un ordre de grandeur (représentation logarithmique) lorsque l'on passe de 10° à 50° (CM). Ce comportement était attendu pour des réactions directes. Certains niveaux sont fortement peuplés (par exemple $E = 4,030$ MeV) tandis que d'autres le sont moins (par exemple $E = 5,107$ MeV). Le rapport des sections efficaces pour les niveaux les plus intenses sur les niveaux les plus faibles atteint un facteur 100 aux angles avant. Un tel chiffre ne pourrait être expliqué par uniquement des considérations cinématiques et accredité un processus direct de transfert (avec sélection suivant les facteurs spectroscopiques). Nous remarquons également que ces sections efficaces différentielles atteignent un seuil pour des valeurs proches de $10 \mu\text{b/sr}$. En général ce comportement n'est pas prédit par le calcul DWBA de la réaction directe. Ceci justifie l'utilisation d'un calcul Hauser-Feshbach.

Sur ces figures nous avons également représenté les résultats de nos calculs avec un ensemble de paramètres standards (pot1, X, B). Les lignes continues représentent la somme incohérente de la part directe (trait interrompu) et de la contribution HSFB (en pointillé). L'accord avec les points expérimentaux est très satisfaisant. Cette vérification a posteriori du comportement après déconvolution est un argument supplémentaire pour affirmer que la déconvolution s'est relativement bien passée. Les valeurs des facteurs spectroscopiques S obtenues à partir de la relation (7.3) sont relevées sur chacune de ces figures pour chaque niveau. Elles varient entre 0,34 (niveau $E = 0,110$ MeV) et 0,007 (niveau $E = 5,11$ MeV) pour ces choix de potentiels. Certains paramètres sont également relevés sur chaque figure, ils seront discutés un peu plus loin.

Les deux pics correspondant aux niveaux $E = 3,999$ MeV et $E = 4,033$ MeV n'ont pas pu être déconvolués (voir fig. G-10). Nous leur avons attribué un facteur spectroscopique identique. Comme nous l'avons déjà noté au paragraphe 7.4., ces deux niveaux ont très certainement la même structure et donc des facteurs spectroscopiques très proches. Cela justifie notre procédure. Les deux niveaux $E = 4,550$ MeV ($J^\pi = 5/2^+$) et $E = 4,556$ MeV ($J^\pi = 3/2^-$) sont expérimentalement confondus. Nous les avons traités comme un seul niveau situé à $E = 4,55$ MeV et de spin $J^\pi = 5/2^+$. Nous justifierons plus loin ce traitement. Pour les niveaux $E = 4,648$ MeV et $E = 4,683$ MeV, qui sont également confondus, nous avons négligé la contribution directe DWBA du niveau d'énergie $E = 4,648$ MeV. La valeur que nous avons obtenue du facteur spectroscopique pour le niveau $E = 4,683$ MeV constitue une valeur limite supérieure de ce paramètre.

Globalement les données semblent s'accorder avec un mécanisme de transfert alpha direct avec en général une petite part de contribution statistique.

Nous allons maintenant détailler l'analyse des résultats expérimentaux en fonction des différentes options du calcul DWBA des sections efficaces différentielles.

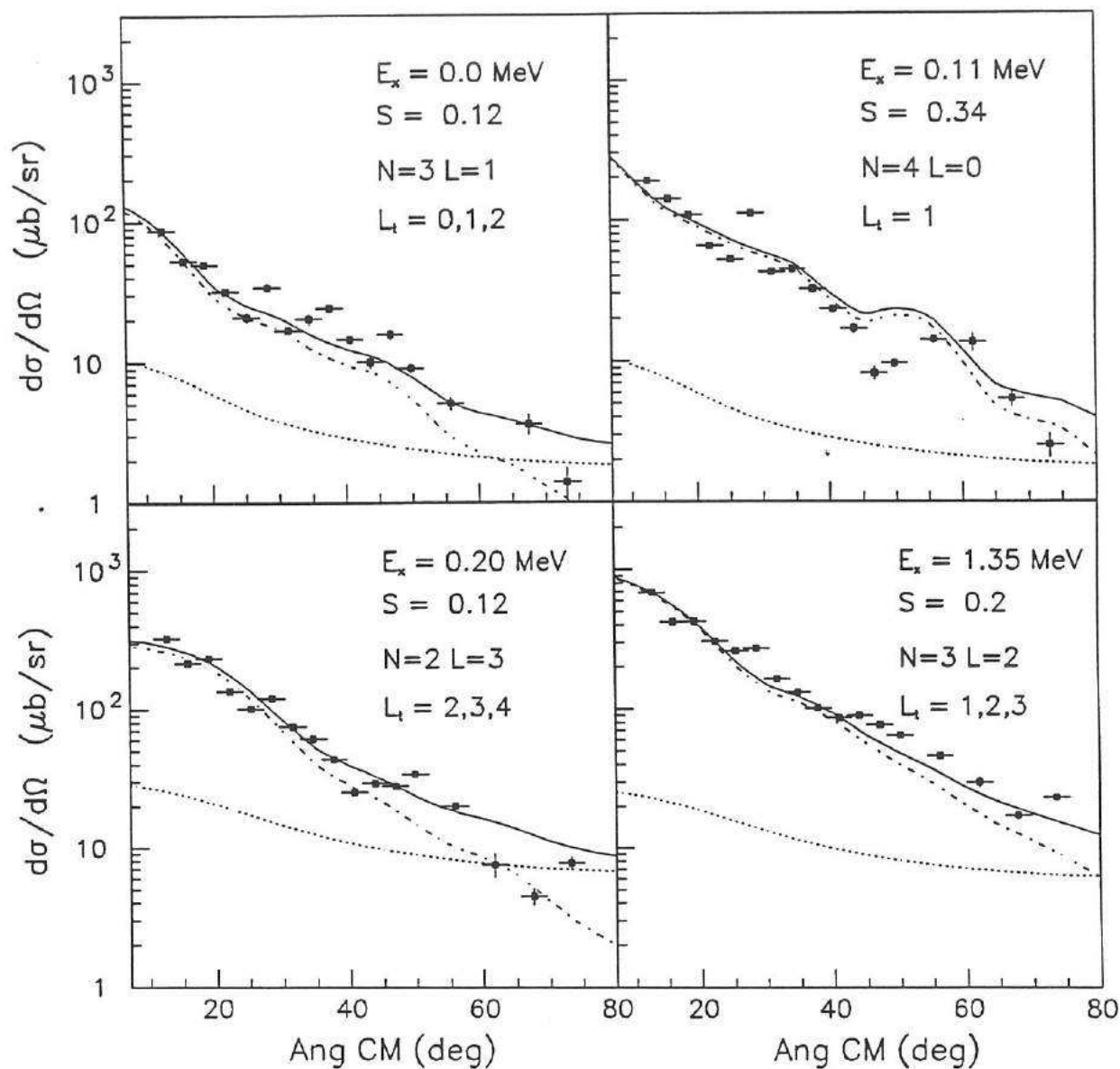
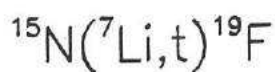


Fig. G-8 : Quatre niveaux du fluor sont représentés sur cette figure et en particulier le niveau $E = 0,11$ MeV pour lequel il n'y a qu'une seule valeur de moment angulaire transféré $L_t = 1$. Nous avons représenté en pointillé la contribution HSFB, en trait-point le calcul DWBA de la contribution directe et en trait continu la somme incohérente de ces contributions.

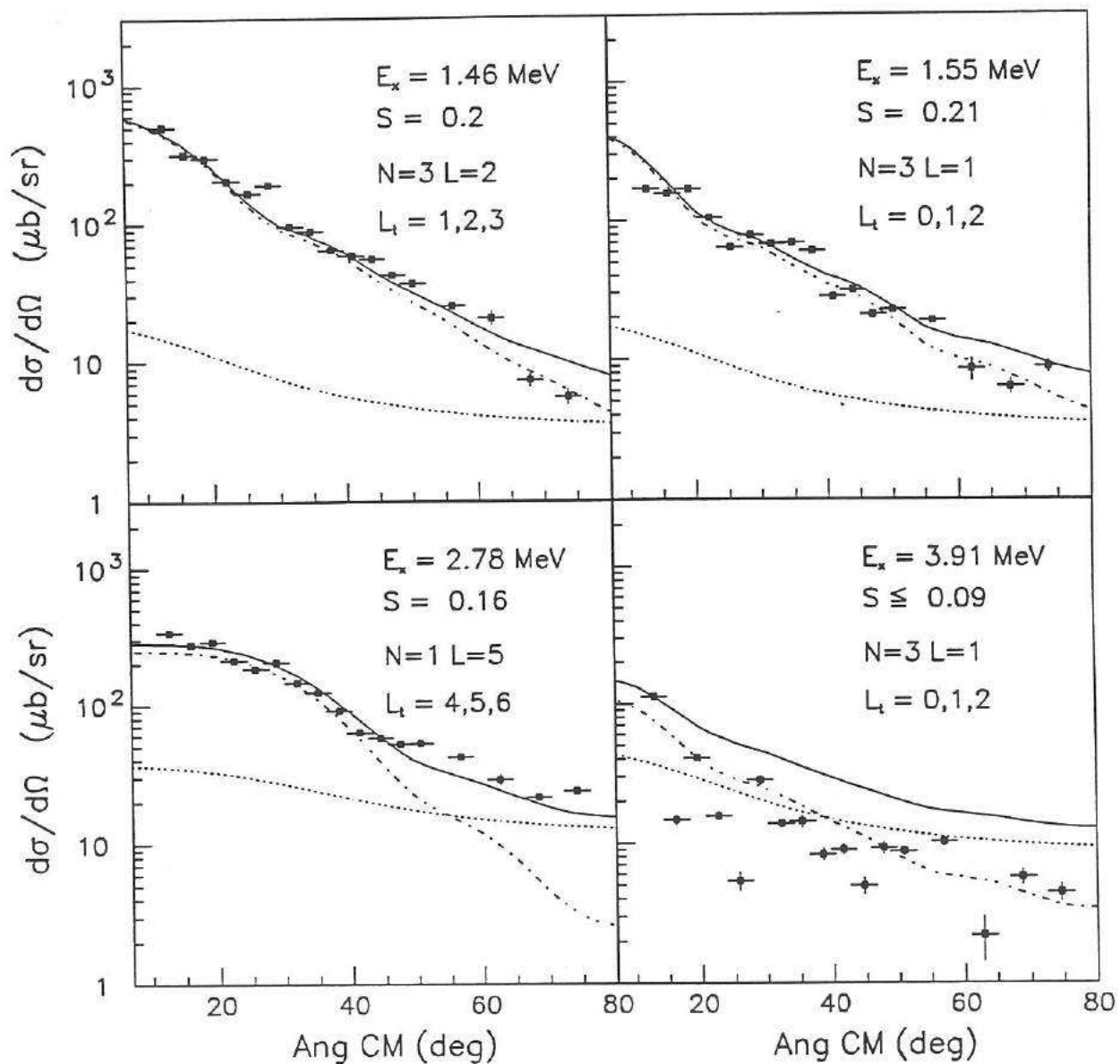
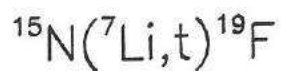


Fig. G-9 : Le niveau $E = 3,91$ MeV n'a pas été résolu dans notre expérience. Se trouvant au pied d'un pic intense ($E = 4,00$ MeV) nous n'avons réussi à obtenir qu'une valeur limite supérieure de la section efficace en nous basant sur la position calculée du pic.

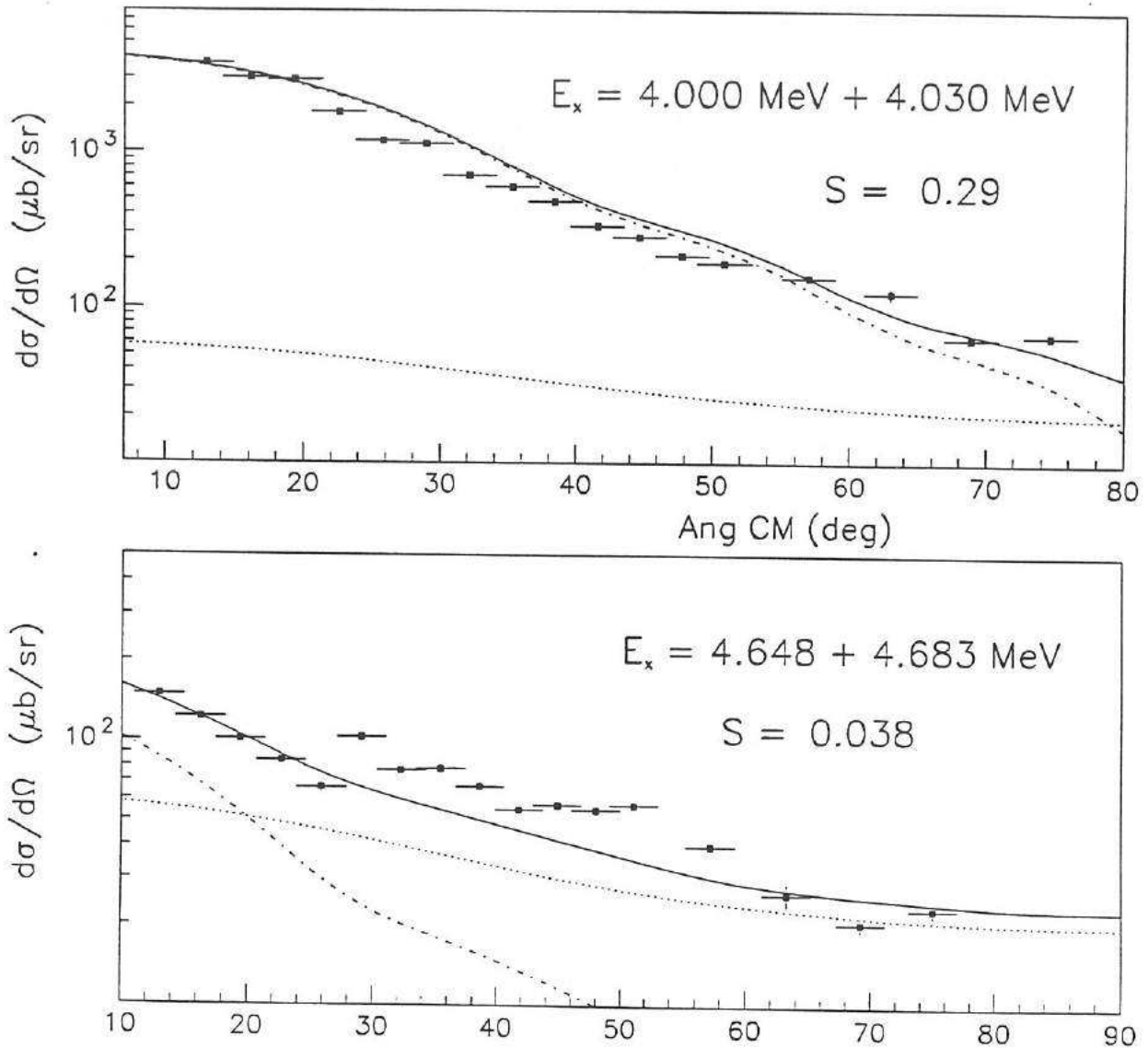
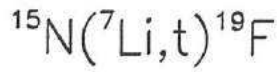


Fig. G-10 : Les deux pics intenses pour les niveaux $E = 4,00 \text{ MeV}$ et $E = 4,033 \text{ MeV}$ n'ont pas été résolus dans notre expérience. La section efficace totale est présentée sur la figure du haut. Le même problème a été rencontré pour les niveaux $E = 4,648 \text{ MeV}$ et $E = 4,683 \text{ MeV}$. Nous présentons également la section efficace pour la somme de ces contributions dans la figure du bas. La contribution DWBA directe a été négligée pour le niveau $E = 4,648 \text{ MeV}$ mais pas la contribution HSFb.

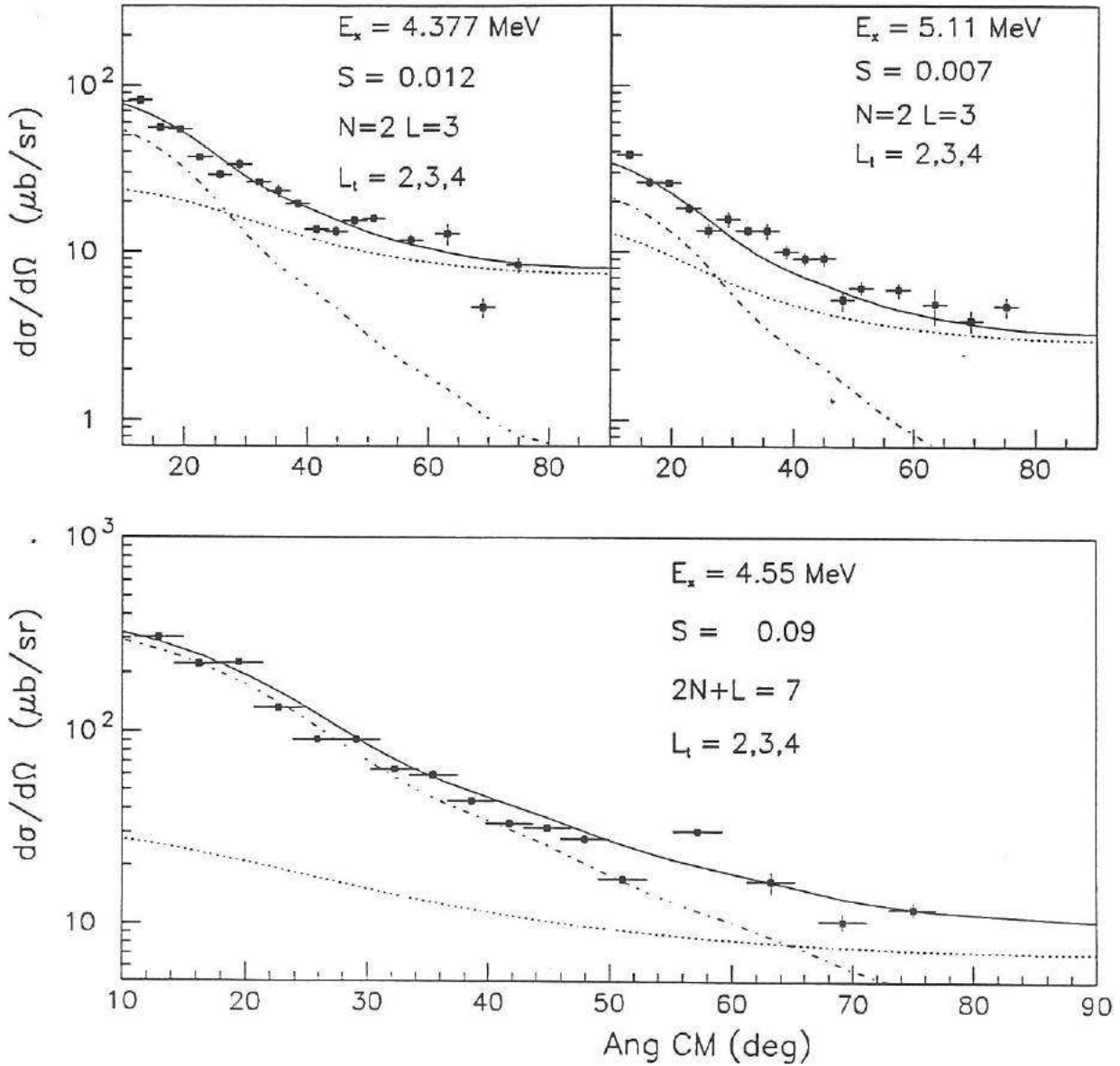
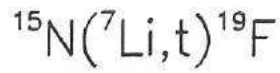


Fig. G-11 : Le niveau d'excitation $E = 4,377 \text{ MeV}$, principal objet de notre étude, présente une relativement faible section efficace différentielle de transfert alpha ($S = 0,012$). L'accord entre les calculs et les données expérimentales est très satisfaisant.

7.7.1. La contribution Hauser-Feshbach

Le comportement des sections efficaces pour les angles arrière est très bien reproduit quand nous prenons en compte la contribution HSFB (voir figures précédentes). Pour cela nous avons été cependant obligés de renormaliser tous les calculs HSFB par un facteur 0,3. Cette procédure est assez standard. Un facteur inférieur à 1 est utilisé, en général du même ordre de grandeur que le notre ou même inférieur [COB76] [BEC78] (dans le même domaine d'énergie et de masse). Parfois, lorsque cela est possible, le calcul HSFB est normalisé sur un niveau qui est interdit pour la réaction directe (mauvaise parité). On suppose alors que toute l'intensité du pic est due à la contribution HSFB. Dans notre expérience et dans le domaine d'énergie exploré, aucun niveau n'est interdit par réaction directe. Nous avons choisi cette valeur de renormalisation essentiellement par ajustement sur les sections efficaces pour les angles arrière. Toutes les distributions angulaires HSFB sont renormalisées avec ce même facteur, sans exception.

Dans le tableau 7-5 nous avons comparé la contribution HSFB à la section efficace totale pour un angle de 15° (centre de masse). On peut d'abord vérifier que la contribution HSFB suit approximativement une loi en $2J + 1$, comportement qui était attendu et qui montre la cohérence des calculs. En général la section efficace différentielle contribue pour moins de 15 % à la section efficace totale. Néanmoins pour 3 niveaux cette part devient plus importante. Ces trois niveaux sont situés au-dessus du seuil de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$.

Tableau 7-5
Contribution HSFB à 15° dans le centre de masse.

Niveaux (MeV)	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{HSFB}}$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}}$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)	Rapport (2) (%)
GS	7,7	58	12
0,110	7,6	118	6
0,197	24	240	9
1,346	21,5	577	4
1,459	13,5	384	4
1,554	13,3	197	6
2,780	34,5	245	12
3,908	10,2	< 63	> 14
3,999	23,1	1473	1,6
4,033	30,3	1825	1,6
4,377	22,0	44	34
4,55 (1)	24,4	238	9
4,648	43,2	—	—
4,683	14,7	75	44
5,107	14,0	17	45

(1) Considéré comme un seul niveau à $E = 4,550$ MeV (avec les nombres quantiques du niveau $E = 4,550$ MeV), avec les contributions HSFB pour les deux niveaux ($E = 4,550$ MeV et $E = 4,556$ MeV).

(2) Contribution HSFB par rapport à la section efficace totale.

On remarquera en particulier que le niveau d'énergie d'excitation $E = 4,377$ MeV contient un tiers de contribution HSFB. Ceci constitue une source d'incertitude pour ce niveau car à cette intensité on ne peut pas exclure que les effets d'interférences entre la contribution HSFB et la contribution directe puissent être importants.

Pour les niveaux $E = 4,648$ MeV et $E = 4,683$ MeV, nous avons additionné leurs contributions HSFB. Seule la contribution directe du niveau $E = 4,683$ MeV est considérée. Ce traitement est en bonne partie justifié si le facteur spectroscopique du niveau $E = 4,648$ MeV est faible (ce qui a été prédit, voir par exemple [PIL76]).

Pour le niveau $E = 3,908$ MeV nous avons donné une valeur limite supérieure du facteur spectroscopique et il faut l'interpréter dans le sens que si cette valeur avait été plus grande nous l'aurions certainement observée.

Pour le niveau d'excitation $E = 5,107$ MeV, la contribution HSFB atteint 45 % de la section efficace totale. Encore une fois il faut avoir dans l'esprit qu'une incertitude plus importante doit être associée à un niveau de ce genre.

7.7.2. Les moments angulaires transférés

Nous pouvons également observer sur les figures précédentes que les sections efficaces différentielles sont sans réelle structure. Ce comportement est principalement dû au fait que plusieurs valeurs de moment angulaire orbital transféré L_1 sont impliquées. On rappelle que par définition (relation (6.56)) on a :

$$\bar{L}_1 = \bar{L}_B - \bar{L}_a,$$

le moment orbital transféré est égal à la différence des moments orbitaux de chaque noyau composite. Pour le noyau de ${}^7\text{Li}$ on a $L_a = 1$ (voir paragraphe 7.3). On a donc en général trois valeurs de moment transféré possibles : $L_B - 1$, L_B , $L_B + 1$. Sur la figure G-12 nous avons représenté les différentes contributions de L_1 pour le niveau $E = 2,78$ MeV.

Les minimums et maximums s'annulent les uns les autres pour donner une courbe sans structure. Comme conséquence les informations angulaires ne peuvent pas être obtenues à partir des données expérimentales, excepté le niveau $E = 0,110$ MeV pour lequel on a $L = 0$ (et donc $L_1 = 1$ uniquement). Toutefois il est intéressant de remarquer que toutes les courbes obtenues sont piquées aux faibles angles ce qui ne pourrait en aucun cas être reproduit par une contribution unique HSFB.

Les différentes valeurs de L_1 impliquées sont indiquées à chaque fois sur chaque figure.

7.7.3. Les différents programmes

Nous avons utilisé deux codes de calcul, PTOLEMY et DWUCK 5. Bien que dans le principe ces deux codes effectuent le même calcul, la manière de le faire est différente. Ils ont été utilisés avec les mêmes ensembles de paramètres physiques et nous avons comparé leurs résultats finals. Le principal but de cette étude était de vérifier que les deux codes de calcul donnaient bien les mêmes résultats lorsque l'on utilisait les mêmes paramètres, en particulier pour les états au-dessus du seuil que l'on a traités comme des niveaux très peu liés. Aucune discordance n'a été observée, excepté parfois une très faible différence en valeur absolue ($\approx 10\%$) des sections efficaces.

Il est à noter que pour comparer les résultats de ces deux codes nous devons multiplier les résultats du code DWUCK 5 par un facteur lié aux spins de :

$$\frac{2J_F + 1}{2J_i + 1} \quad (7.4)$$

avec J_F le spin du niveau final et J_i le spin de la cible dans l'état fondamental.

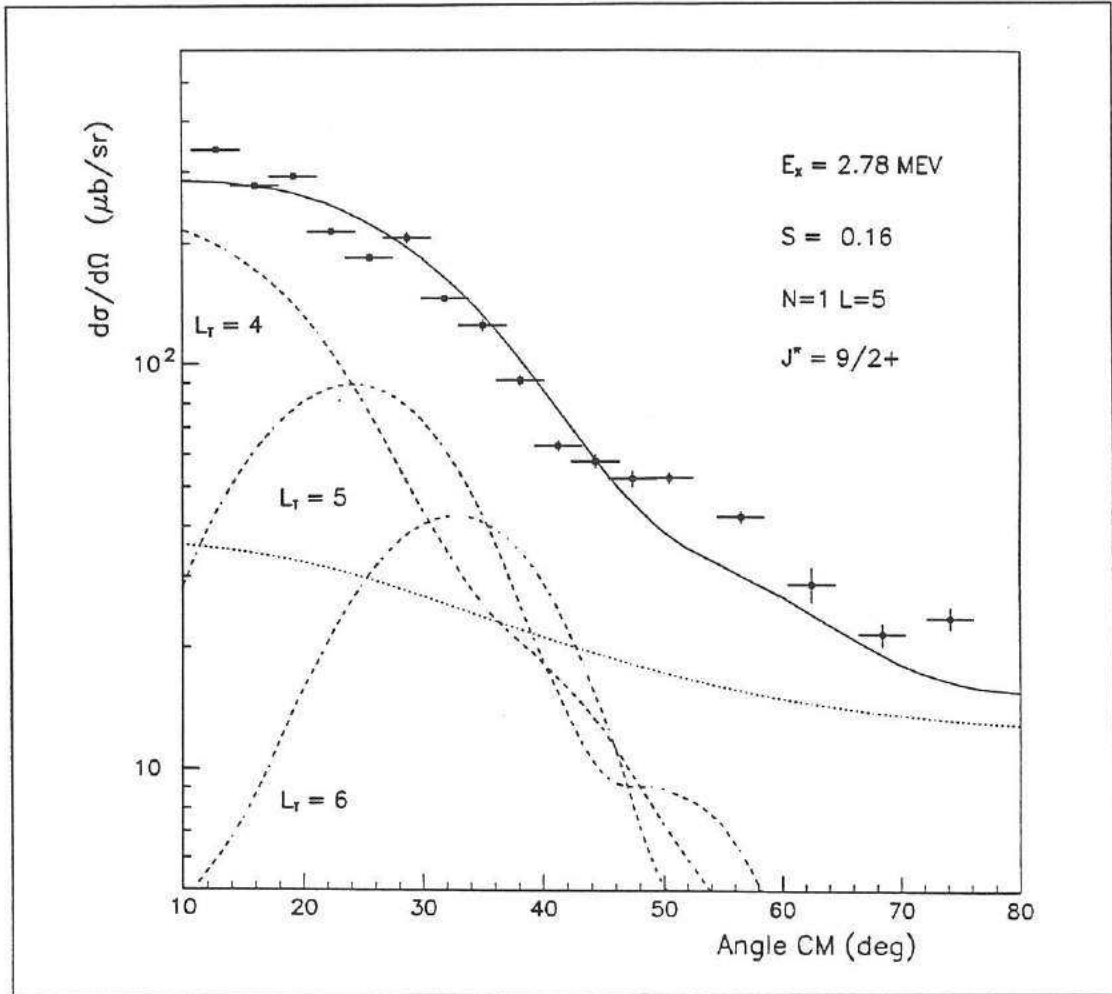


Fig. G-12 : Les différentes contributions de section efficace sont représentées pour chaque valeur de moment orbital transféré. Le niveau d'excitation $E = 2,78 \text{ MeV}$ est un niveau pour lequel on a $L = 5$. Trois valeurs de moment transféré interviennent dans le calcul, à savoir $L_r = 4, 5$ et 6 .

7.7.4. Le potentiel distordant dans la voie d'entrée

Les différents potentiels du tableau 5-1 pour la diffusion élastique $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{15}\text{N}$ ont été utilisés sans qu'aucune différence notable ait été remarquée, tout à la fois du point de vue de la forme et de la valeur absolue des sections efficaces.

Il faut rappeler d'une part que ces potentiels représentent différentes familles de potentiels décrivant quasiment la même section efficace de diffusion élastique. D'autre part nous n'avons pas jugé utile d'utiliser des potentiels modifiés pour nous ajuster sur les données expérimentales de transfert.

Les potentiels que nous avons utilisés sont les meilleurs potentiels possibles dans le sens qu'ils correspondent exactement à ce qu'il est demandé pour effectuer les calculs DWBA.

Nous avons principalement utilisé le potentiel X (tableau 5-1) puisque celui-ci a été déterminé à partir de mesures de diffusion élastique sur un grand domaine angulaire, contrairement à nos mesures (potentiel Z).

7.7.5. Le potentiel distordant dans la voie de sortie

Une légère différence a été remarquée avec l'utilisation des différents potentiels optiques de la diffusion élastique pour la voie de sortie $^{19}\text{F}(t,t)^{19}\text{F}$. Sur la figure G-13 on peut remarquer que la différence se situe à la fois sur la forme de la courbe mais également sur la valeur absolue. Néanmoins ces différences sont très modestes et se situent principalement aux grands angles, avec donc une influence minimale sur le facteur spectroscopique.

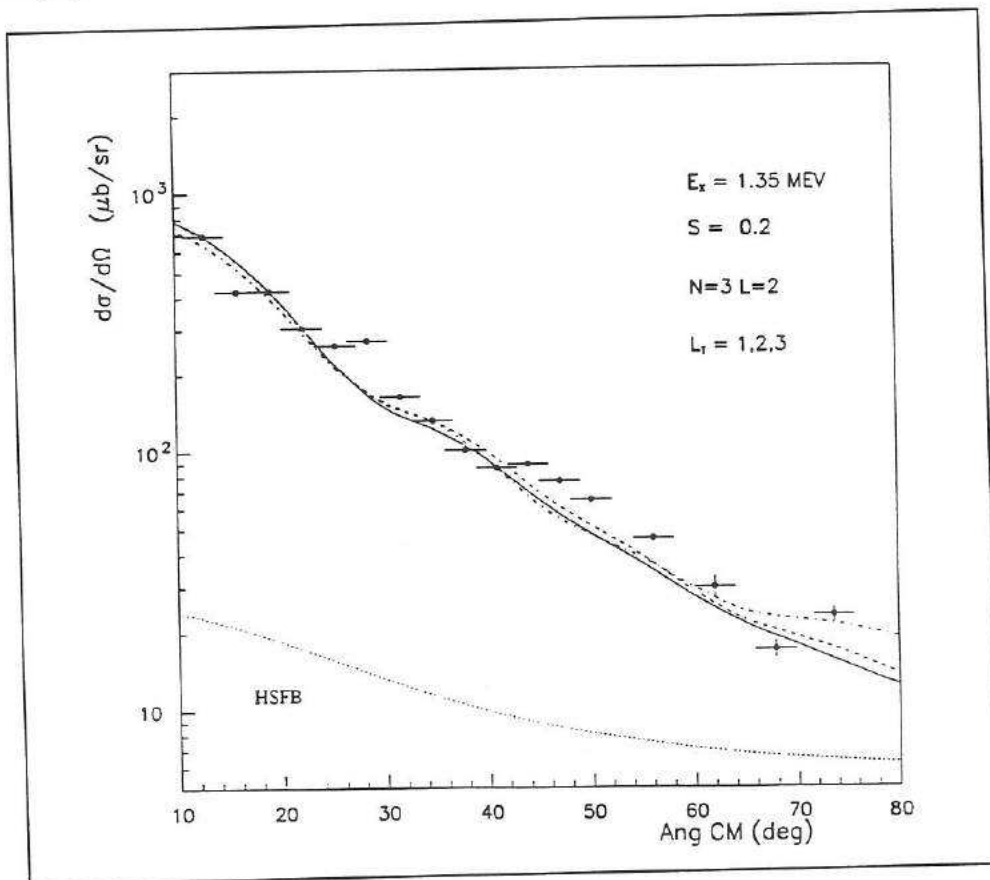


Fig. G-13 : La section efficace expérimentale de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ est comparée avec plusieurs calculs pour différents potentiels distordants dans la voie de sortie : potentiel B courbe en continu, potentiel A en tiret-point et potentiel C en trait interrompu. On a représenté ici les résultats pour le niveau $E = 1,35 \text{ MeV}$. Les trois calculs sont effectués en conservant constants tous les autres paramètres et en particulier le facteur spectroscopique dont la valeur choisie est de $S = 0,20$. La contribution HSFB est représentée en pointillés sur la figure.

Il n'existe pas de mesures de diffusion élastique de tritons pour notre énergie d'expérience ($E(t,GS)_{CM} \approx 27$ MeV, selon le niveau du ^{19}F qui est peuplé). Cependant les différences obtenues avec ces potentiels relativement hétérogènes ne sont pas très grandes, typiquement 10 % sur la valeur absolue. Nous avons choisi d'utiliser principalement le potentiel B parce que c'est le seul potentiel de diffusion élastique mesuré sur une cible de fluor.

7.7.6 Calculs en représentation post et prior

Malgré les corrections apportées par le programme sur le potentiel responsable du transfert (voir relation (6.49)) les calculs en mode post et prior ont montré des disparités tout à la fois sur la forme et sur la normalisation. Comme on peut le vérifier sur la figure G-14 le calcul en mode prior (courbe discontinue) présente en général des structures un peu plus marquées, surtout pour les angles arrières, et les facteurs spectroscopiques doivent être multipliés par un facteur proche de 0,8 (0,83 pour le niveau $E = 4,377$ MeV). Ce comportement n'est pas vraiment surprenant puisque les corrections qui sont effectuées sont plus adaptées pour des noyaux lourds.

Nous avons réalisé nos calculs essentiellement dans le mode post parce que c'est ce mode qui est utilisé habituellement dans les publications, ce qui nous permettra de comparer nos résultats. Il faut noter également que dans le mode prior nous devons affiner davantage les calculs pour obtenir un résultat fiable (stabilité des résultats).

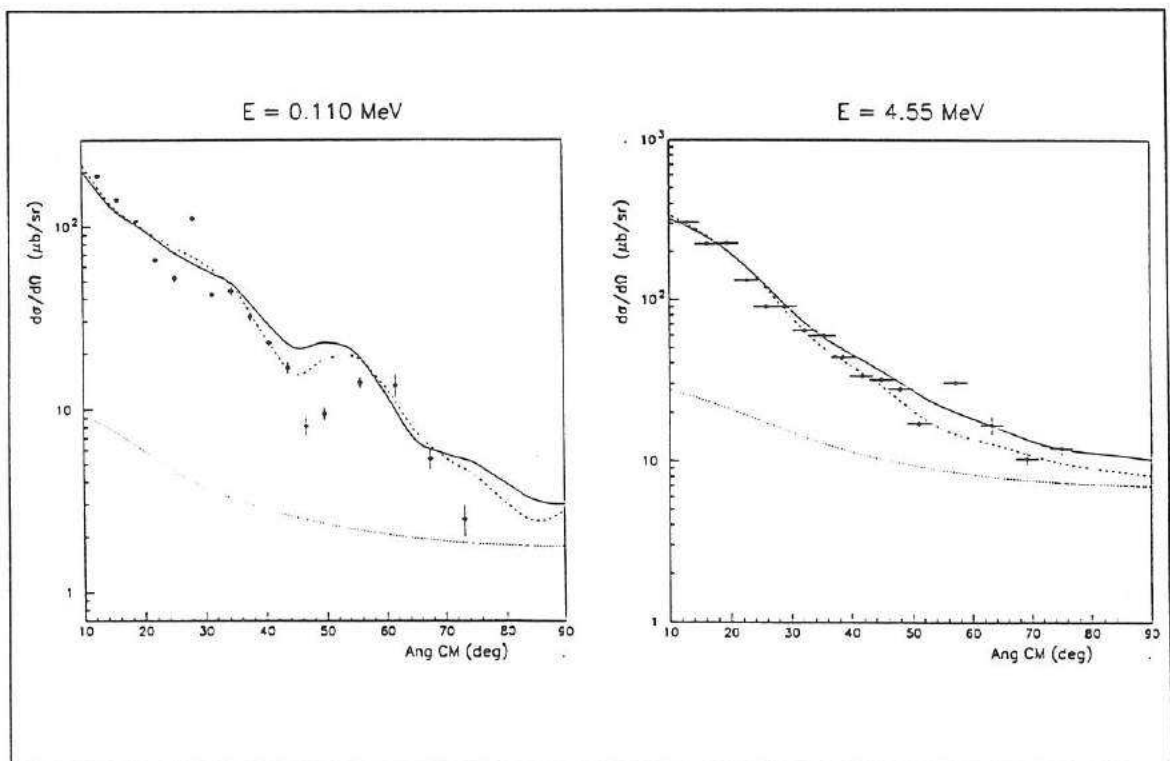


Fig. G-14 : Nous avons représenté les résultats des calculs en mode post (trait continu) et prior (en trait point) pour deux niveaux d'excitation du fluor $E = 0,110$ MeV et $E = 4,55$ MeV. Le premier niveau ne permet qu'une seule valeur de moment orbital transféré ($L_t = 1$). Pour ce niveau la différence sur la forme est plus marquée (mais reste faible). Pour les deux niveaux nous avons corrigé la différence sur la valeur absolue (facteurs spectroscopiques $\approx 0,8$ fois plus petits dans le mode prior).

7.7.7. Comportement en fonction du potentiel du projectile

Une modification non négligeable des résultats a été observée également lorsque l'on utilisait les différents potentiels décrivant le 'cluster' alpha dans le noyau de ${}^7\text{Li}$ (voir tableau 7-1). Ce comportement n'est pas très surprenant puisque les potentiels utilisés sont particulièrement différents. Ces potentiels interviennent à la fois dans le calcul de la fonction d'onde du 'cluster' alpha dans le noyau de ${}^7\text{Li}$ mais également comme potentiel responsable du transfert alpha.

Une différence relativement mineure est observée sur la forme de la section efficace mais de façon notable sur la valeur absolue. Nous avons relevé dans le tableau 7-6 les valeurs des facteurs spectroscopiques obtenues pour le niveau $E = 4,377$ MeV (exemple extrême de variation).

Tableau 7-6

Potentiel*	$S_\alpha (10^{-2})$
1	1,2
2	0,7
3	0,7

* Calculé pour le niveau $E = 4,377$ MeV. Tous les autres paramètres restant constants par ailleurs ($2N+L=7$, pot 1, X, B).

Les résultats que nous avons obtenus pour les potentiels 2 et 3 sont toujours très proches. Cela s'explique par le fait que ces potentiels sont relativement équivalents (voir figure G-2), la différence de forme entre les deux potentiels n'est pas suffisante pour provoquer un désaccord sur la valeur du facteur spectroscopique.

Dans le tableau 7-7 nous avons relevé le rapport R des facteurs spectroscopiques extraits à partir des potentiels 1 et 2 pour tous les niveaux étudiés.

Tableau 7-7

	GS	0,11	0,20	1,35	1,46	1,55	2,78	3,91	4,00	4,03	4,38	4,55	4,68	5,11
R	1	0,6	0,8	0,85	0,9	0,8	0,6	0,6	0,75	0,75	0,6	0,6	0,7	0,55

Rapports entre les facteurs spectroscopiques extraits pour des calculs DWBA effectués avec le potentiel 2 et le potentiel 1. Ce rapport R est donné pour tous les niveaux notés dans la première ligne en MeV.

Les facteurs spectroscopiques extraits sont toujours plus petits (en moyenne 0,75 fois plus petits) avec le deuxième potentiel (pot 2). La différence va globalement croissante avec l'énergie d'excitation.

Encore une fois ces comportements ne sont pas très surprenants puisque nous avons utilisé des potentiels particulièrement différents. De plus comme nous l'avons déjà relevé, pour être comparés en absolu ces résultats doivent être en principe corrigés au niveau des facteurs spectroscopiques du ${}^7\text{Li}$. En prenant un facteur spectroscopique plus petit pour les potentiels 2 et 3 on obtient une augmentation des facteurs spectroscopiques du fluor (voir relation (7.2)). Il n'est cependant pas possible de corriger toutes ces différences par la seule modification du facteur spectroscopique du ${}^7\text{Li}$.

C'est le potentiel 1 qui a été choisi comme potentiel principal pour le calcul DWBA. D'abord parce qu'il a été utilisé avec un succès équivalent dans la description des formes expérimentales. D'autre part parce les potentiels 2 et 3 sont des potentiels très généraux, pas particulièrement adaptés pour ce noyau. Cependant nous relevons l'incertitude qu'il faut associer à l'utilisation de différents potentiels pour le projectile.

Sur la figure G-15 nous avons représenté le résultat d'un calcul DWBA pour le niveau fondamental, en utilisant chacun de ces potentiels. Pour ce niveau la valeur du facteur spectroscopique n'a pas vraiment besoin d'être modifiée.

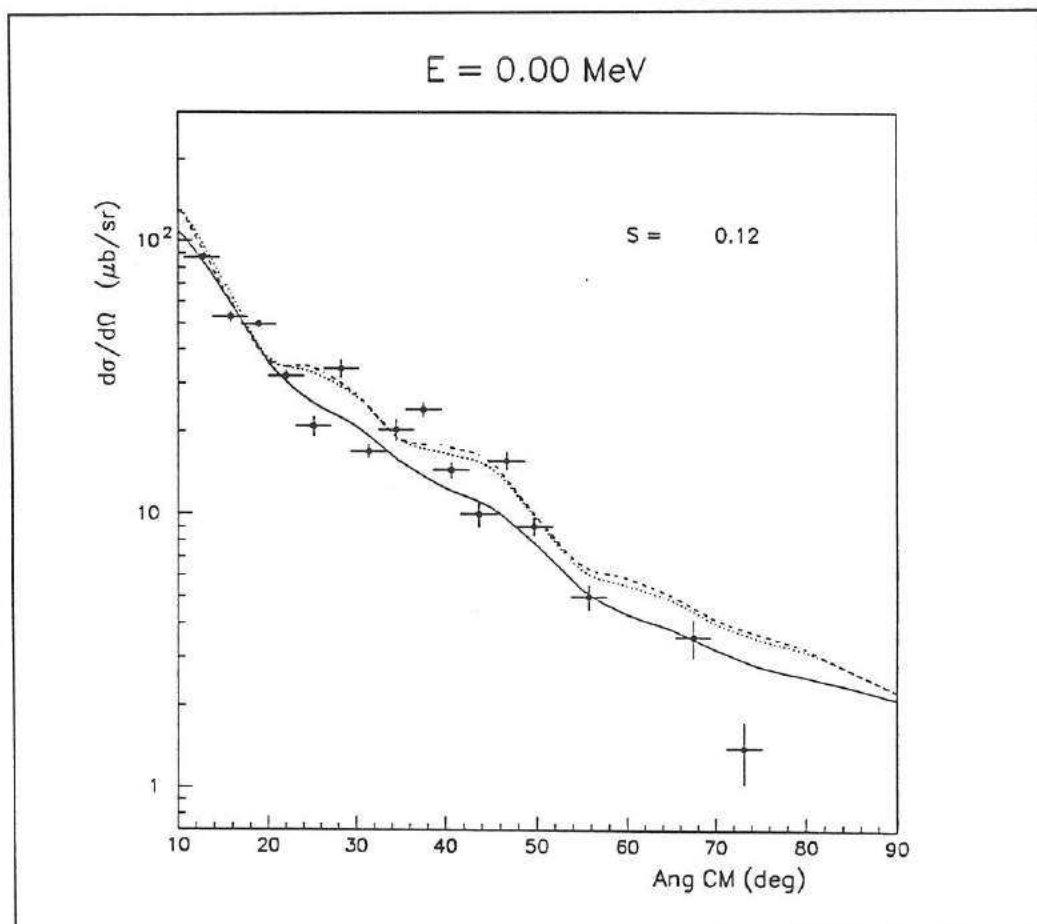


Fig. G-15 : Résultats des calculs effectués avec les potentiels 1 (ligne continue), 2 (trait interrompu) et 3 (en pointillé) pour le niveau fondamental. Dans ce cas unique la valeur du facteur spectroscopique n'a pas besoin d'être modifiée.

7.7.8. Facteurs spectroscopiques

Les différentes études présentées précédemment nous ont permis de définir les potentiels que nous allons utiliser par la suite. On rappelle les choix qui ont été faits :

potentiel 1 pour le projectile,

potentiel X comme potentiel distordant dans la voie d'entrée,

potentiel B comme potentiel distordant dans la voie de sortie.

Une fois que nous avons effectué ces choix pour le calcul DWBA, nous pouvons extraire les valeurs 'absolues' des facteurs spectroscopiques. Dans cette procédure plusieurs méthodes sont réalisables. Pour ajuster la courbe théorique DWBA sur les résultats expérimentaux suivant la relation (7.2) on peut par exemple prendre une moyenne sur tous les points mesurés. Une telle méthode n'est pas satisfaisante pour plusieurs raisons. D'une part parce que la contribution directe est plus importante pour les angles avant. Prendre en compte les angles arrière c'est prendre davantage en compte les contributions non directes. D'autre part les calculs DWBA se sont montrés un peu moins convergents pour les angles arrière. Comme on l'a vu, la section efficace pouvait varier pour les angles arrière en changeant simplement les paramètres des potentiels. Nous avons donc décidé d'extraire ces facteurs en utilisant un nombre limité de points expérimentaux situés aux angles avant, jusqu'à 20° dans le laboratoire (les 5 premières mesures). Néanmoins l'expérience nous a montré que cette façon de procéder ne donne pas des résultats très différents (pour ne pas dire identiques) de ceux obtenus avec l'ensemble des points mesurés.

Les valeurs des facteurs spectroscopiques qui ont été extraites par ce biais sont présentées dans le tableau 7-8. L'erreur expérimentale qui est donnée dans le tableau est l'erreur maximale estimée à partir de la valeur maximale et minimale du facteur spectroscopique (dans le domaine angulaire où il est mesuré), sans changer les valeurs des paramètres de calcul. A cette erreur expérimentale il faut également ajouter les erreurs observées dans le choix des paramètres de calcul.

Nous pouvons remarquer que les 5 premiers niveaux de parité négative possèdent une forte composition en 'cluster' alpha. Pour les facteurs spectroscopiques nous avons respectivement 0,34 ; 0,20 ; 0,20 ; 0,29 et 0,29. Comme nous l'avons déjà dit, ces niveaux sont principalement dans un état 4p-1h, ce qui explique ces valeurs importantes. La mesure de ces facteurs spectroscopiques a déjà été réalisée par Kubo et al. [KUB72b] par réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ à $E(^7\text{Li}) = 15$ MeV. Ces états ont été identifiés avec des configurations $2N+L = 8$ du modèle en 'cluster' alpha, comme ce fut le cas ici. Ils ont extrait une valeur moyenne pour les facteurs spectroscopiques de 0,24, ce qui est tout à fait du même ordre de grandeur que ce que l'on a mesuré*.

* Ces valeurs sont confirmées dans un calcul récent. Communication privée. Mohr - Allemagne.

Tableau 7-8

E_x (MeV)	J^π	L	2N+L	$S_\alpha^{(1)(4)}$ (10^{-2})
G.S.	1/2+	1	7	12 ± 3
			9	8 ± 3
0,110	1/2-	0	8	34 ± 6
0,197	5/2+	3	7	12 ± 3
			9	7 ± 2
1,346	5/2-	2	8	20 ± 5
1,459	3/2-	2	8	20 ± 4
1,554	3/2+	1	7	21 ± 7
			9	14 ± 5
2,780	9/2+	5	7	16 ± 3
			9	$7,5 \pm 2,5$
3,908	3/2+	1	7	≤ 9
			9	≤ 7
3,999	7/2-	4	8	29 (5)
4,033	9/2-	4	8	29 (5)
4,377	7/2+	3	7	$1,2 \pm 0,3$
			9	$0,75 \pm 0,25$
4,55 (2)	5/2+	3	7	9 ± 1
			9	$5,5 \pm 0,5$
4,683 (3)	5/2-	2	8	$3,8 \pm 0,5$
5,107	5/2+	3	7	$0,7 \pm 0,2$
			9	$0,4 \pm 0,2$

(1) Valeurs obtenues avec le choix des paramètres suivants : pot 1, X, B.

(2) Les deux niveaux $E = 4,550$ MeV ($J^\pi = 5/2+$) et $E = 4,556$ MeV ($J^\pi = 3/2-$) sont expérimentalement confondus, nous les avons traités comme un seul niveau situé à $E = 4,55$ MeV et de spin $5/2+$ (voir texte).

(3) Pour le niveau $E = 4,648$ MeV nous lui avons donné une contribution directe nulle. Toute l'intensité du pic est associée au niveau $E = 4,683$ MeV, ce qui fournit une valeur limite supérieure pour ce niveau.

(4) L'erreur affichée est l'erreur expérimentale maximale et n'inclut pas l'erreur sur le calcul.

(5) L'extraction des facteurs spectroscopiques des niveaux $E = 3,999$ MeV et $E = 4,033$ MeV est obtenue en considérant une valeur identique pour ces niveaux.

7.7.9. La configuration $2N+L$ du fluor

Une importante modification est apportée par l'utilisation de différentes valeurs du nombre de quanta $Q = 2N + L$ pour les niveaux de parité positive. Pour ces niveaux nous avons effectué les calculs pour la configuration $2N + L = 7$ et $2N + L = 9$. Suivant le choix effectué nous avons observé une modification notable de la valeur absolue de la section efficace tandis que la forme de celle-ci ne variait quasiment pas. Les valeurs des facteurs spectroscopiques pour chaque configuration sont présentées également dans le tableau 7-8.

On remarque que les facteurs spectroscopiques pour les configurations $2N + L = 9$ sont toujours plus petits que ceux des configurations $2N + L = 7$. En moyenne on obtient un rapport de 0,6.

L'utilisation d'une seule valeur N du nombre de nœuds de la fonction d'onde du 'cluster' alpha représente en fait une simplification. Dans la réalité plusieurs configurations peuvent participer en même temps dans la représentation d'un état excité. Ceci doit être encore plus vrai lorsque les nucléons constituant le 'cluster' sont dans des couches différentes (dans le modèle en couches). Dans ce cas on peut utiliser une fonction d'onde qui est une combinaison des fonctions d'ondes pour les différentes configurations [MIL77]. Pour les niveaux de parité positive du fluor on pourrait utiliser par exemple la fonction d'onde suivante :

$$\Psi(r) = A_7 \Psi_7(r) + A_9 \Psi_9(r) \quad (7.4)$$

où les coefficients A_7^2 et A_9^2 ont les caractéristiques de facteurs spectroscopiques, et où les fonctions d'onde $\Psi_7(r)$ et $\Psi_9(r)$ sont générées pour les configurations $2N+L = 7$ et $2N+L = 9$ en utilisant un puits de type Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée sur la même énergie de liaison. Dans la pratique on peut modifier les valeurs des coefficients pour ajuster les calculs sur les sections efficaces expérimentales ou bien utiliser les valeurs prédites par un modèle déterminé [FOR78].

En réalité ces fonctions d'onde ne sont pas orthogonales et les effets des interférences peuvent modifier largement les résultats finals. Dans certains cas la valeur du facteur spectroscopique peut subir de fortes variations. Cependant la largeur alpha réduite (définie dans le paragraphe suivant) reste quasiment constante malgré les effets d'interférences [MIL77]. C'est ce dernier paramètre qui est utilisé dans les calculs astrophysiques.

7.7.10. Comportement en fonction du potentiel $^{15}\text{N} + \alpha$

Dans l'étude précédente nous avons omis de regarder le potentiel Woods-Saxon décrivant les états du fluor comme un état en 'cluster' alpha plus un noyau de ^{15}N . Ce potentiel est issu d'une étude très générale [KUB72] et nous l'avons utilisé car il n'existe pas de potentiel plus approprié. On peut en toute légitimité remettre en cause le choix de ce potentiel, d'autant plus qu'il existe plusieurs familles de potentiels de même validité.

Pour tenter de voir de quelle façon les résultats finals varient en fonction de ce potentiel, nous avons effectué plusieurs calculs pour des valeurs de paramètres modifiées. Comme exemple nous donnons les résultats obtenus pour le niveau $E = 0,110$ MeV, avec une série de paramètres standards pour les autres potentiels. Quelques potentiels $\alpha + {}^{15}\text{N}$ extrêmes ont été utilisés et les facteurs spectroscopiques extraits. Les valeurs pour ce niveau sont présentées dans le tableau 7-9.

Tableau 7-9

Potentiel	S_α	γ_α^2 (keV)
$R = R_C = 3,47$ $A = 0,7$	0,35	160
$R = R_C = 3$ $A = 0,7$	0,55	175
$R = R_C = 4$ $A = 0,7$	0,25	135
$R = R_C = 3,47$ $A = 0,8$	0,25	135
$R = R_C = 3,47$ $A = 0,6$	0,45	150

Le premier potentiel est le potentiel de Kubo et al. [KUB72].

Nous pouvons observer une variation importante de la valeur des facteurs spectroscopiques, par un facteur supérieur à 2. Nous observons le même comportement pour les autres niveaux. Cela n'est pas très étonnant. Effectivement et comme nous l'avons déjà relevé, le facteur spectroscopique est défini en 'absolu' à condition de prendre un ensemble de paramètres 'fiables'. En utilisant des paramètres très différents il n'est pas étonnant d'obtenir des résultats très différents. La question qui se pose est donc : quel est le 'bon' potentiel à utiliser pour obtenir les facteurs spectroscopiques 'absolus' ? A cette question il n'y a pas de réponse sûre. Nous avons utilisé le potentiel publié par Kubo et al. [KUB72] puisqu'il s'agit d'un potentiel moyen, mais nous sommes obligés de considérer une grande incertitude (facteur 2) sur la valeur des facteurs spectroscopiques. Comme nous l'avons déjà relevé, une façon de réduire en partie cette incertitude consisterait à effectuer un calcul dans le cadre d'un traitement microscopique du noyau (calculs beaucoup plus complexes). De telles méthodes sont en développement [SHY85].

Néanmoins cette variation cache un comportement plus stable. A partir du facteur spectroscopique et dans un modèle de simple particule ponctuelle on peut calculer [ARI74] [BEC78] (voir aussi annexe 2) la largeur alpha réduite grâce à la relation :

$$\gamma_\alpha^2 = \frac{\hbar^2 s}{2\mu_\alpha} |R_L(s)|^2 \quad (7.5)$$

où :

s : est la position où la réaction a principalement lieu, c'est à dire à la surface du noyau. On appelle habituellement ce paramètre rayon du noyau mais il s'agit plus exactement du rayon correspondant au modèle en 'cluster'.

μ_α : est la masse réduite du système ${}^{15}\text{N} + \alpha$,

$R_L(s)$: est la fonction d'onde radiale du 'cluster' alpha.

La fonction d'onde radiale utilisée dans cette relation est reliée à la fonction d'onde radiale calculée dans le modèle DWBA par la relation :

$$R_L(s) = \sqrt{S_\alpha} R_L^{DW}(s) \quad (7.6)$$

où S_α est le facteur spectroscopique du fluor pour le niveau étudié.

Dans le tableau 7-9 les largeurs alpha réduites ont été également reportées pour tous les choix de potentiel. Nous avons choisi une valeur de rayon pour le noyau de ^{19}F de $s = 5$ fm, ce qui représente une valeur moyenne régulièrement utilisée [WAL81] [Mag87]. Alors que le facteur spectroscopique montre une forte dépendance en fonction des paramètres choisis, la largeur alpha réduite se trouve être beaucoup moins sensible. On observe une variation de 15 % de la valeur moyenne dans le pire des cas ($\bar{\gamma}_\alpha^2 = 150$ keV).

L'explication de ce comportement est reliée au fait que le facteur spectroscopique est une mesure associée à la fonction d'onde toute entière du 'cluster' alpha alors que la largeur réduite est essentiellement une mesure de la fonction d'onde à un rayon particulier [MIL77]. Bien que la largeur réduite contienne moins d'information, elle est certainement plus fiable dans ce traitement puisque le transfert alpha est effectué essentiellement à la surface du noyau.

7.7.11. Largeurs alpha

Nous avons effectué le calcul de la largeur alpha réduite pour tous les niveaux étudiés au-dessus du seuil de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$. Les valeurs sont reportées dans le tableau 7-10 pour chaque configuration $2N+L$. Dans un deuxième temps nous avons comparé la valeur de cette largeur avec la largeur limite de Wigner, qui est une estimation maximale de cette variable (voir annexe 2). Les résultats sont présentés par le biais de la largeur alpha réduite sans dimension qui est le rapport de ces deux quantités :

$$\Theta^2 = \frac{\gamma_\alpha^2(s)}{\gamma_w^2(s)} = \frac{\Gamma_\alpha(s)}{\Gamma_\alpha^w(s)} \quad (7.7)$$

où $\gamma_w^2(s)$ est la limite de Wigner,

$$\text{par définition [BEC78] : } \gamma_w^2(s) = \frac{3\hbar^2}{2\mu_\alpha s^2} \quad (7.8)$$

$$= 0,7935 \text{ MeV (pour } s = 5 \text{ fm).}$$

Pour les niveaux au-dessus du seuil, la largeur alpha Γ_α peut être calculée dans un modèle en simple particule ponctuelle par la relation :

$$\Gamma_\alpha = 2\gamma_\alpha^2(s)P_L(Q_\alpha, s) \quad (7.9)$$

où l'effet de la barrière Coulombienne est pris en compte par l'utilisation de la pénétrabilité alpha $P_L(Q_\alpha, s)$ pour une énergie de désintégration alpha Q_α . On trouve l'origine de cette formule dans la théorie de la matrice R [ARI74] [LAN58] pour un niveau simple, isolé, de faible largeur (voir aussi l'annexe 2).

Tableau 7-10
Paramètres nucléaires du fluor

E_x (MeV)	2N+L	γ_α^2 (keV)	Θ_α^2 (10^{-2})	Γ_α (MeV)
G.S.	7	42	5,3	—
	9	40	5,0	—
0,110	8	148	18,7	—
0,197	7	31	3,9	—
	9	29	3,7	—
1,346	8	84	10,6	—
1,459	8	86	10,8	—
1,554	7	82	10,4	—
	9	72	9,1	—
2,780	7	25,4	3,2	—
	9	24,6	3,1	—
3,908	7	≤ 40	≤ 5	—
	9	≤ 36	$\leq 4,5$	—
3,999	8	109	13,5	—
4,033	8	109	13,5	$1,2 \cdot 10^{-73}$ (2)
4,377	7	4,44	0,56	$1,5 \cdot 10^{-15}$
	9	3,73	0,47	$1,25 \cdot 10^{-15}$
4,55 (1)	7	33	4,2	$1,6 \cdot 10^{-11}$
	9	27,5	3,5	$1,3 \cdot 10^{-11}$
4,683 (3)	8	18,7	2,36	$3,0 \cdot 10^{-9}$
5,107	7	2,6	0,33	$3,3 \cdot 10^{-8}$
	9	1,98	0,25	$2,5 \cdot 10^{-8}$

Ces paramètres ont été déterminés avec une valeur de rayon $s = 5$ fm.

- (1) Traité expérimentalement comme un seul niveau.
 (2) Ce niveau est très proche du seuil de réaction. A cette énergie la pénétrabilité est très petite.
 (3) En négligeant la contribution directe du niveau $E = 4,648$ MeV.

Tous ces paramètres ont été calculés et sont présentés dans le tableau 7-10.

Dans notre étude la pénétrabilité de la particule alpha a été calculée dans un modèle simple de puits carré alors qu'en principe celle-ci doit être calculée plus rigoureusement à partir du potentiel de type Woods-Saxon que nous avons utilisé dans le traitement DWBA et de la fonction d'onde associée. Une telle procédure n'est cependant pas possible ici car les niveaux non liés ont été traités dans nos calculs DWBA comme des niveaux faiblement liés.

Plusieurs études (voir par exemple [MIC70]) ont été réalisées pour comparer les pénétrabilités calculées dans un modèle de type Woods-Saxon à celles obtenues dans un modèle simple de puits carré. On effectue habituellement une correction en multipliant la largeur alpha finale calculée dans un modèle simple par un coefficient approprié f qui est appelé facteur de réflexion :

$$\Gamma(\text{puits diffus}) = f \Gamma(\text{puits carré}). \quad (7.10)$$

Cette correction explique parfois les différentes relations qui sont utilisées pour le calcul des largeurs alpha dans les différentes publications, en particulier dans la référence [MAG87] (dans le cas de la réaction miroir $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$). Dans ce cas leurs résultats diffèrent des résultats calculés par le biais de la relation (7.9) par un facteur $4,8/6 = 0,8$.

Les résultats qui sont présentés dans le tableau 7-10 ne sont pas corrigés pour cet effet. Nous aurons l'occasion d'en tenir compte en comparant les largeurs que l'on a obtenues avec les valeurs des largeurs alpha mesurées expérimentalement par réaction directe $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$.

Les trois paramètres nucléaires qui sont présentés dans le tableau 7-10 sont fonction de la variable s , 'rayon' du noyau du fluor, qui n'a pas de valeur absolue. Nous les avons calculés avec la valeur $s = 5$ fm, qui est issue de la simple formule :

$$s = 1,23 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad (7.11)$$

Il existe un grand nombre de formules de ce genre donnant la valeur du rayon des noyaux en fonction de leur nombre de masse [AUD75]. Suivant le choix les valeurs diffèrent par plus de 1 fm.

Pour le niveau d'excitation $E = 1,346$ MeV nous avons représenté sur la figure G-16 les résultats obtenus en fonction de la variable s . Nous pouvons observer que la dépendance radiale de la largeur alpha réduite γ_α^2 ou de la largeur alpha réduite sans dimension Θ_α^2 est relativement forte (quasiment un facteur 10 entre $s = 5$ fm et $s = 6$ fm).

Nous avons présenté sur la figure G-17 quelques résultats de calculs de largeur alpha pour le niveau $E = 4,377$ MeV en fonction du paramètre s , rayon du noyau du fluor. Nous pouvons constater que la variation de la valeur de la largeur alpha n'est pas très importante (à cause de l'effet de la pénétrabilité) dans la région autour de $s = 5$ fm. Ce constat nous permet de considérer le paramètre s avec une confiance relative, l'erreur sur la largeur alpha associée au choix de ce paramètre n'est pas spécialement grande (facteur 2 sur la largeur pour une variation de 1 fm sur le paramètre s).

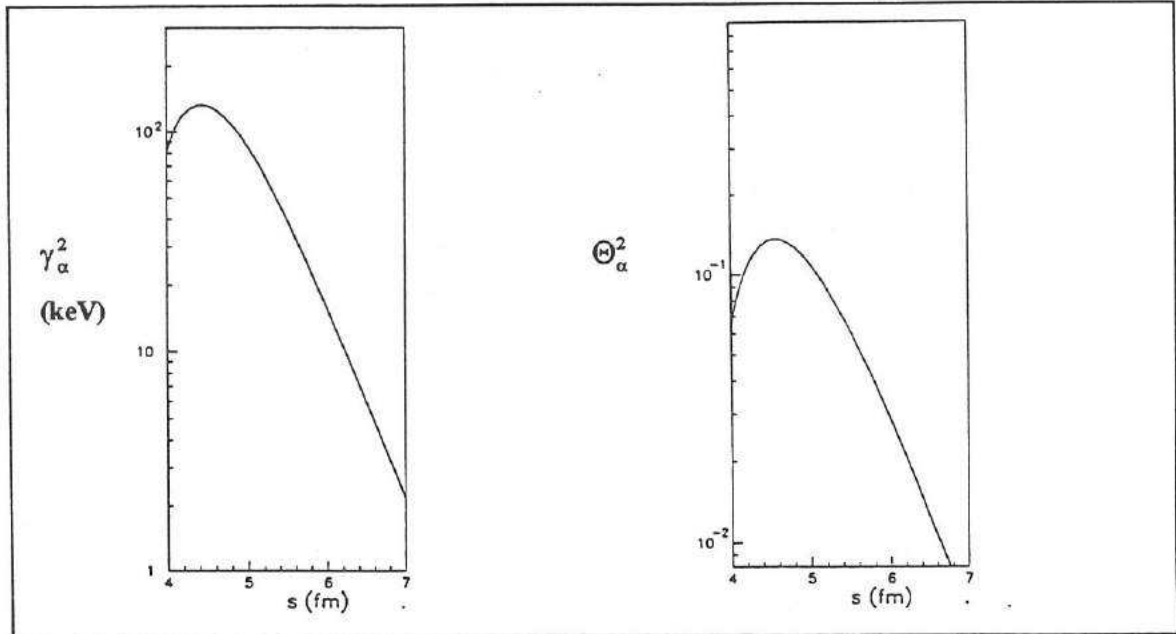


Fig. G-16 : Variation de la largeur alpha réduite γ_α^2 et de la largeur alpha réduite sans dimension Θ_α^2 en fonction de la variable s . Ces fonctions sont calculées suivant les relations (7.5) et (7.7).

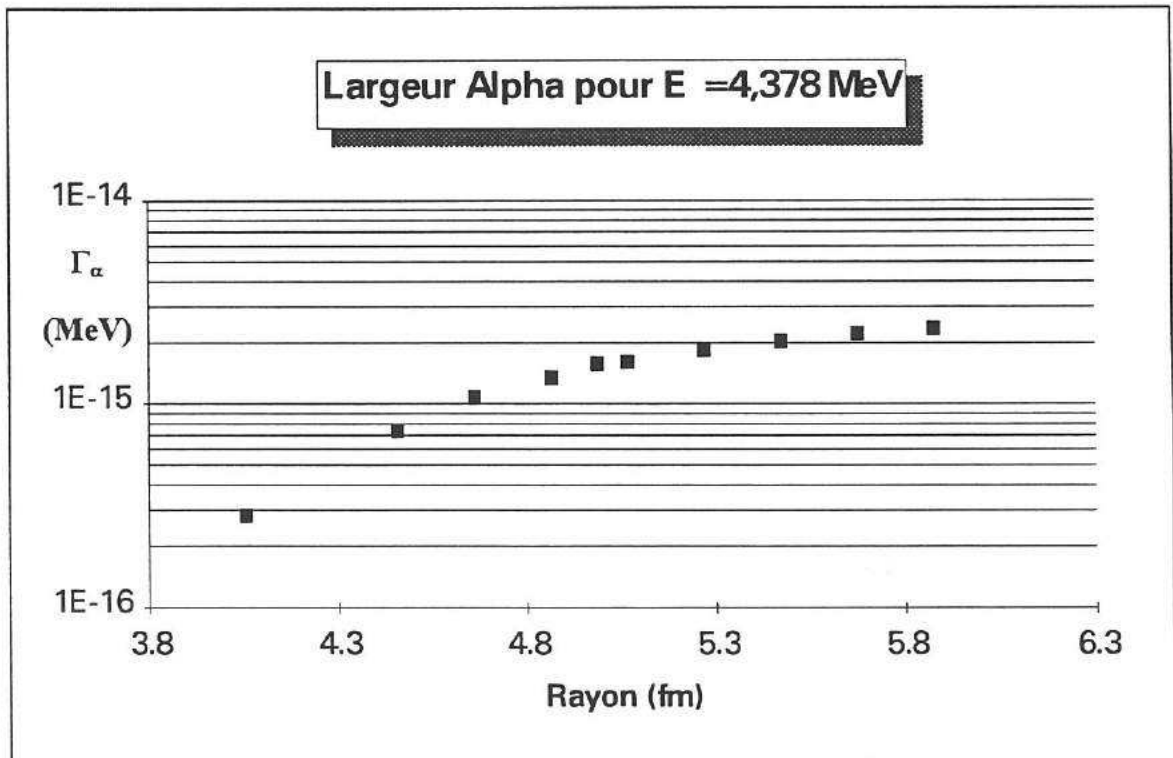


Fig. G-17 : Sur cette figure nous avons relevé quelques résultats de calculs de largeur alpha pour le niveau $E = 4,377$ MeV (niveau astrophysique) en fonction du paramètre s , 'rayon' du noyau. Dans la région proche de la valeur $s = 5$ fm, valeur de notre choix, la largeur alpha est légèrement monotone.

7.8 Comparaison des résultats

Pour effectuer les comparaisons avec des résultats publiés nous avons séparé les résultats que nous avons obtenus en plusieurs parties. Premièrement nous allons considérer les états de parité négative pour lesquels de nombreuses études théoriques ont été publiées. Ensuite nous traiterons de certains niveaux de parité positive. Nous finirons par une comparaison avec des largeurs alpha dont on connaît une valeur expérimentale issue de mesures directes $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Cette dernière comparaison est particulièrement intéressante puisqu'elle va donner une idée plus précise de l'erreur finale que cette méthode peut contenir.

7.8.1. Les états de parité négative

Certains niveaux du fluor ont été régulièrement étudiés parce qu'ils présentent une forte composition en 'cluster' alpha. Nous en avons déjà parlé dans les paragraphes précédents et nous avons vu que les facteurs spectroscopiques alpha que nous avons mesurés sont en bon accord avec ceux mesurés par Kubo et al. [KUB72b].

Sur la figure G-18 nous avons comparé nos valeurs expérimentales de Θ_α^2 , calculées pour $s = 5,5$ fm, avec divers résultats théoriques pour les premiers niveaux de parité négative.

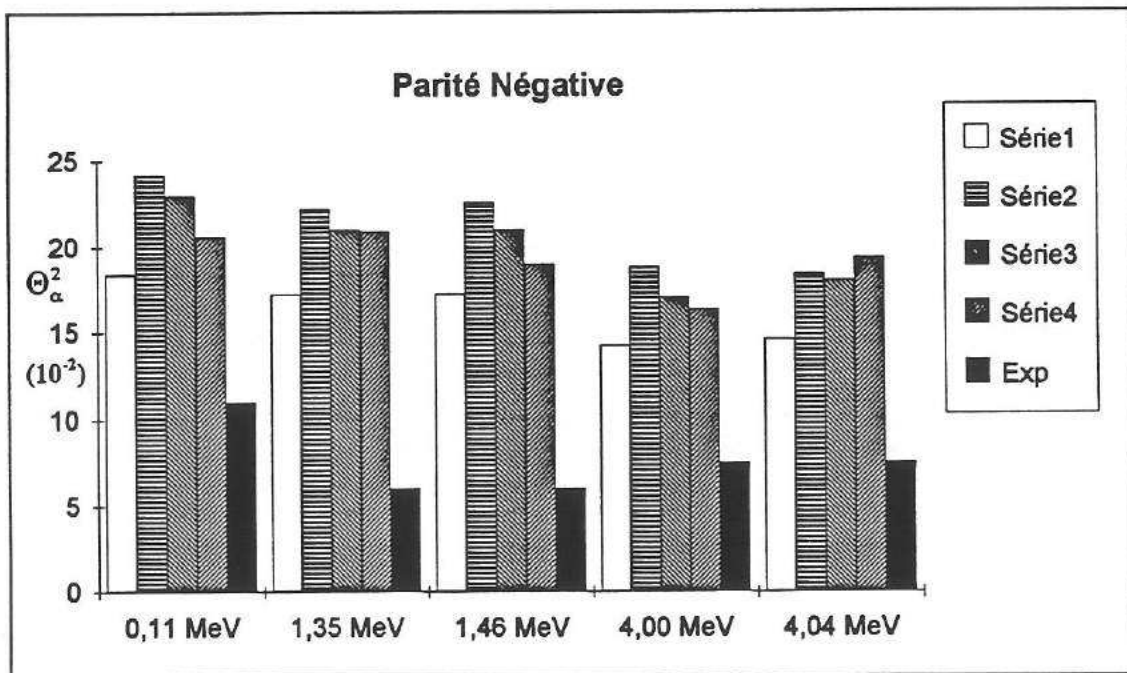


Fig. G-18 : Comparaison des largeurs alpha réduites sans dimension Θ_α^2 extraites de notre expérience (Exp) avec divers travaux théoriques. Tous ces paramètres sont calculés pour $s = 5,5$ fm ou pour une valeur proche.

Série 1 : GCM (Generator coordinate method) $s = 5,6$ fm [KUB74],
Série 2 : GCM avec traitement antisymétrique [DES87] $s = 5,5$ fm,
Série 3 : OCM (Orthogonality condition model) [SAK79] $s = 5,5$ fm,
Série 4 : SU(3) (Shell model) [PIL76] $s =$ non précisé.

Alors que les résultats théoriques sont relativement en accord entre eux, nos résultats expérimentaux sont plus petits par un facteur 2 à 3. Cette constatation a été faite également par Kubo et al. [KUB74] dans leur analyse de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ à $E(^7\text{Li}) = 15$ MeV. C'est ce qui les a incités à modifier la valeur du facteur spectroscopique du lithium associé au potentiel que nous avons utilisé (pot 1). Effectivement, en utilisant une valeur plus faible de ce facteur on augmente de façon inversement proportionnelle les valeurs des facteurs spectroscopiques du fluor. En prenant une valeur S_α de 1/2 ou 1/3 on obtient un accord très satisfaisant avec les prédictions théoriques. Cependant, réduire les facteurs spectroscopiques du ^7Li dans de telles proportions c'est s'écarter des valeurs courantes utilisées et mesurées pour ce paramètre, ce qui revient à dire que le potentiel que nous avons utilisé pour décrire le 'cluster' alpha dans le noyau de ^7Li n'est pas satisfaisant.

7.8.2. Les états de parité positive

Nous avons également comparé nos résultats pour les niveaux de parité positive. Sur la figure G-19 nous présentons les largeurs alpha réduites calculées pour $s = 5,5$ fm (et $2N+L = 7$).

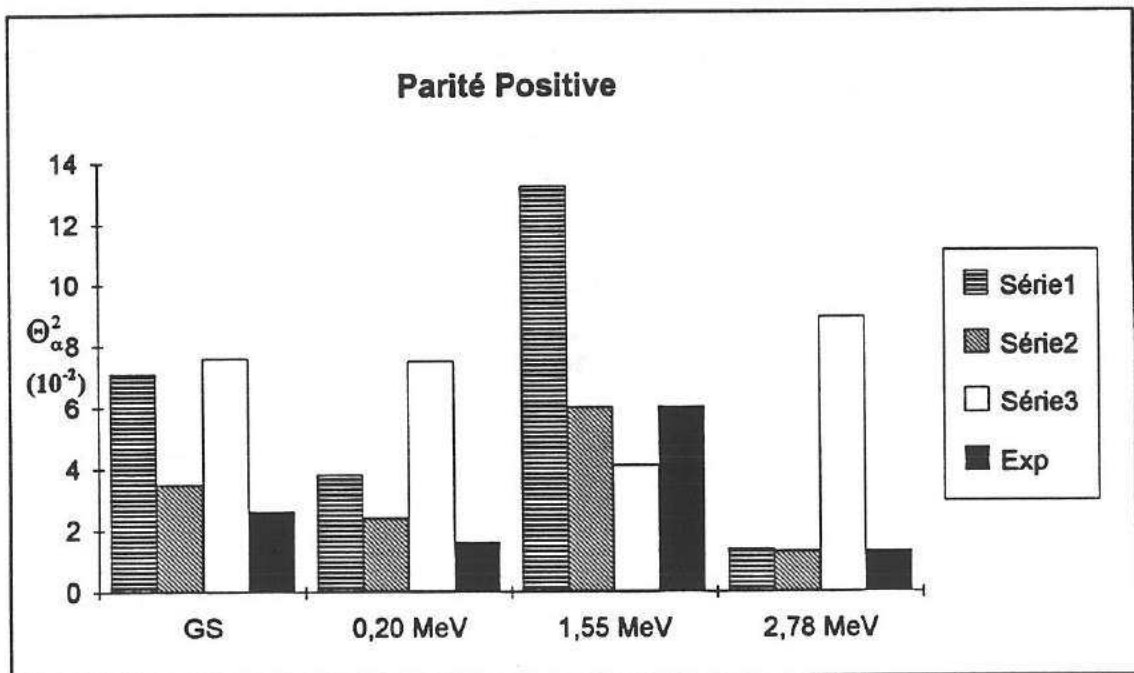


Fig. G-19 : Comparaison des différentes largeurs alpha réduites sans dimension Θ_α^2 calculées dans diverses études théoriques avec nos résultats expérimentaux (Exp). Ceux-ci sont calculés pour la configuration $2N+L = 7$. L'accord est particulièrement bon avec la série 2.

Série 1 : GCM avec traitement antisymétrique [DES87] $s = 5,5$ fm,

Série 2 : OCM [SAK79] $s = 5,5$ fm,

Série 3 : SU(3) [PIL76] $s =$ non précisé.

Pour ces niveaux du fluor l'accord est très satisfaisant. Il n'est pas nécessaire de modifier la valeur du facteur spectroscopique du lithium, au contraire, une modification de ce facteur dans les proportions précédentes se traduirait par un désaccord.

Le désaccord sur les parités négatives provient-il d'un effet non expliqué par les modèles théoriques ? Kubo et al. proposaient des effets d'antisymétrisation ou de couplage avec d'autres configurations en 'cluster'. Ces effets ont été en partie pris en compte par Descouvemont et al. [DES87] mais cela n'a pas diminué le désaccord.

Dans notre expérience il n'y a pas moyen d'augmenter l'accord général (parité positive et négative en même temps) en modifiant les paramètres par exemple.

Il est à relever également qu'une différence d'un facteur 2 a été observée entre les calculs et la mesure expérimentale des facteurs spectroscopiques alpha pour le noyau de ^{20}Ne (ce résultat est publié dans [KUB74], on connaît les similitudes entre les noyaux ^{19}F et ^{20}Ne , voir paragraphe 7-4).

7.8.3. Les largeurs alpha

Dans le domaine d'énergie que l'on a étudié 7 niveaux du fluor sont au-dessus du seuil de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Pour ces niveaux il est donc possible en principe de calculer les largeurs partielles alpha dans un modèle de particule simple. A cette fin nous utilisons la relation (7.9) qui tient compte à la fois des propriétés nucléaires par le biais de la largeur alpha réduite et de la barrière Coulombienne par le biais de la pénétrabilité. Un certain nombre de ces niveaux possèdent également une valeur de largeur alpha mesurée directement par réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Ces valeurs sont comparées dans le tableau 7-11 avec nos valeurs extraites par la méthode de transfert. L'accord est très satisfaisant sans pour cela qu'il soit nécessaire de renormaliser les résultats finals.

Tableau 7-11

$E_x(\text{MeV})$	$E_x^{\text{CM}}(\text{keV})$	$\Gamma_\alpha^{\text{ref}}(\text{MeV})$	$\Gamma_\alpha^{\text{ici}}(\text{MeV})$ (7)	Rapport
4,033	18	—	$1,2 \cdot 10^{-75}$	—
4,377	364	—	$(1,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-15}$	—
4,550	536	$(3,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-11}$ (1)	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-11}$ (2)	2
4,556	542	$< 5 \cdot 10^{-12}$ (1)	—	—
4,648	634	—	—	—
4,683	669	$(2,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-9}$ (3)	$< 3,0 \cdot 10^{-9}$ (4)	$> 0,7$
5,107	1093	$(0,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$ (5) $\Gamma_\alpha > 2,2 \cdot 10^{-8}$ (6)	$(3,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-8}$	$1/7,7$ $> 0,66$

(1) [MAG87] mesure directe normalisée sur le niveau $E = 4,683$ MeV.

(2) Obtenu en négligeant la contribution directe du niveau $E = 4,556$ MeV.

(3) [ROG72] mesure directe.

(4) Obtenu en négligeant la contribution directe du niveau $E = 4,648$ MeV. La valeur que nous obtenons est donc une valeur supérieure de ce paramètre.

(5) Issu d'une communication privée [AJZ72] avec l'hypothèse que $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_\gamma$

(6) Issu d'une communication privée [AJZ72] avec l'hypothèse que $\Gamma_\gamma < \Gamma_\alpha$ voir référence [MAG90]

(7) Calculé avec la configuration $2N+L = 7$ pour les états de parité positive. Les erreurs données dans cette colonne correspondent aux erreurs expérimentales seules.

Plusieurs commentaires doivent être faits sur ce tableau. D'une part on peut constater que la largeur alpha mesurée directement pour le niveau $E = 4,556$ MeV est beaucoup plus faible que celle du niveau $E = 4,550$ MeV. Dans la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$ cela se traduit pour le premier niveau par une contribution directe négligeable. En effectuant la démarche inverse, en partant des largeurs alpha connues et en les introduisant dans les calculs DWBA on a vérifié que le niveau $E = 4,556$ MeV était bien négligeable (facteur supérieur à 10). Expérimentalement ces deux niveaux sont confondus. Pour extraire la largeur alpha du niveau d'excitation $E = 4,550$ MeV nous avons considéré que le pic expérimental correspondant à ces niveaux était la somme des contributions HSFB des deux niveaux ajoutées à la seule contribution directe pour le niveau $E = 4,550$ MeV. Nous obtenons ainsi un rapport de 2 entre la largeur mesurée directement et celle mesurée par réaction de transfert. C'est un résultat très intéressant parce que le niveau $E = 4,550$ MeV est un niveau de parité positive, calculé dans la configuration $2\text{N}+\text{L}=7$ ou 9, c'est à dire de la même façon que le niveau $E = 4,377$ MeV d'intérêt astrophysique. De plus ces deux niveaux sont très proches en énergie, ce qui minimise les erreurs de déviation. Cependant le niveau d'excitation $E = 4,550$ MeV possède un facteur spectroscopique assez important, dans la configuration $2\text{N}+\text{L} = 7$ il est de 0,09 contre 0,012 pour le niveau $E = 4,377$ MeV. La contribution HSFB pour ce niveau est assez faible, 9 % pour un angle de 15° dans le centre de masse contre 34 % pour l'autre niveau. Pour ces raisons on doit associer une plus grande incertitude pour le niveau d'excitation $E = 4,377$ MeV malgré les similitudes entre ces deux niveaux.

L'accord obtenu est excellent pour le niveau d'excitation $E = 4,683$ MeV. Le rapport entre les deux largeurs est de 0,7. C'est un niveau de parité négative qui a été traité dans une configuration $2\text{N}+\text{L} = 8$. Le facteur spectroscopique est de 0,038, donc relativement faible. La part de HSFB dans la section efficace totale est 44 % pour un angle de 15° dans le centre de masse. Une incertitude doit être considérée pour ces raisons mais on rappelle que pour extraire ce niveau nous avons négligé la contribution directe du niveau $E = 4,648$ MeV. La principale incertitude provient très probablement de ce fait. La valeur de largeur alpha que nous avons obtenue doit être considérée comme une limite supérieure de ce paramètre.

Pour le niveau d'énergie d'excitation $E = 5,107$ MeV nous avons à considérer deux cas. Nous connaissons pour ce niveau la valeur de sa force de résonance (voir chapitre suivant pour la définition) $\omega\gamma = (13 \pm 8) 10^{-9}$ MeV (issu de [AJZ72], communication privée) et la valeur de la largeur totale $\Gamma_{\text{Total}} > 2,2 10^{-8}$ MeV. Nous pouvons faire l'hypothèse (fréquente mais pas obligatoire) que la largeur gamma est très grande devant la largeur alpha. Dans ce cas nous calculons que la largeur alpha est de $0,4 10^{-8}$ MeV. Si on compare cette valeur avec notre résultat nous obtenons un facteur 1/7,7 qui est relativement important. Or dans le noyau miroir ^{15}O il existe une étude [MAG90] qui a déterminé pour le niveau miroir ($E = 5,092$ MeV) le rapport $\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma_{\text{Total}}} > 0,8$. Si on utilise cette valeur (conformément à la symétrie d'isospin) pour notre niveau on obtient pour la largeur alpha $\Gamma_{\alpha} > 2,2 10^{-8}$ MeV. Cette valeur est très proche de notre résultat puisque le rapport est alors supérieur à 0,66. Ce résultat est très satisfaisant. Cependant plusieurs caractéristiques sont à relever pour ce niveau. D'une part la contribution HSFB représente la moitié de la section efficace de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li,t})^{19}\text{F}$, ce qui se traduit par une incertitude plus importante.

D'autre part il est clair qu'une nouvelle mesure directe pour ce niveau serait appréciée. Il faut également rappeler que ce niveau est le plus éloigné du seuil de réaction de tous les niveaux étudiés dans cette expérience, par plus de 1 MeV, alors que nous l'avons traité comme un niveau faiblement lié. Il est très probable que ce traitement entraîne une erreur plus grande pour ce niveau.

Les résultats que nous présentons dans le tableau 7-11 ont été obtenus sans modification ou renormalisation, ce sont les résultats 'bruts' obtenus à partir de paramètres 'absolus'. Néanmoins nous avons présenté tout au long de cette analyse un certain nombre de traitements et de paramètres qui ne sont pas réellement connus dans 'l'absolu'. Le facteur spectroscopique du ${}^7\text{Li}$ n'est pas connu précisément. Le rayon* de ${}^{19}\text{F}$ est un paramètre également incertain. Notre traitement de la pénétrabilité est simplifié, elle est certainement un peu plus faible que ce que l'on a calculé pour un puits carré. Habituellement pour ce genre de traitement, c'est à dire une analyse DWBA de transfert d'une ou de plusieurs particules, on utilise un coefficient de renormalisation final, qui a été testé sur un certain nombre d'analyses, et qui permet de compenser ces incertitudes (voir par exemple [GIE94] et [MIL77]). Il n'existe pas de coefficient connu de renormalisation pour des réactions de transfert (${}^7\text{Li,t}$). Nous pouvons déterminer une valeur pour ce coefficient en nous renormalisant sur les niveaux pour lesquels on connaît une largeur alpha expérimentale. Nous obtenons dans ce cas :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{exp}} = S_{\alpha} \mathcal{N} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{HSFB}}$$

avec : $\mathcal{N} = 2$ si renormalisation avec le niveau $E = 4,55$ MeV
 $\mathcal{N} = 0,7$ si renormalisation avec le niveau $E = 4,68$ MeV.

A titre de comparaison on peut noter par exemple que le facteur qui est utilisé pour les réactions de transfert de type (${}^6\text{Li,d}$) est de 2,67 [GIE94] (approximation de portée nulle incluse). Cette valeur de normalisation a été obtenue par transfert sur des noyaux radioactifs alpha, dont la période de désintégration est connue précisément.

7.8.4. Incertitudes

Nous avons souligné tout au long de cette analyse DWBA du transfert alpha les différentes sources d'incertitudes qui sont associées à ce traitement. Nous les résumons :

- Certains niveaux ont été extraits par déconvolution. Une incertitude est donc attachée à ce procédé, en général pas très importante.
- Les interférences avec la contribution HSFB, dont les effets peuvent être d'autant plus néfastes que cette contribution est importante.
- Les incertitudes de calcul sont de l'ordre de 10 %. Nous les avons estimés par comparaison entre les résultats des deux codes de calcul PTOLEMY et DWUCK 5.

* On rappelle qu'il s'agit du rayon dans le modèle du 'cluster' et non le rayon physique véritable.

- Le choix du potentiel distordant dans la voie de sortie, typiquement 10 % en absolu.
- Le choix du mode de calcul, prior ou post. Les facteurs spectroscopiques en mode prior sont approximativement 0,8 fois plus faibles.
- Le potentiel du ${}^7\text{Li}$, dont le choix peut influencer de façon importante les résultats. Nous avons utilisé des potentiels très différents, nous avons obtenu pour le niveau $E = 4,377$ MeV des facteurs spectroscopiques 0,6 fois plus faibles.
- La configuration $2N+L = 7$ ou 9 pour les niveaux de parité positive, qui donne un facteur spectroscopique en moyenne 0,6 fois plus petit dans la seconde configuration. Pour le niveau $E = 4,377$ on a un facteur moins important de 0,84. Cependant la largeur alpha réduite qui est utilisée pour les calculs astrophysiques est beaucoup moins sensible au choix de la configuration.
- Le potentiel $\alpha + {}^{15}\text{N}$, dont la dépendance est assez forte pour le facteur spectroscopique, facteur 2, et moindre pour la largeur alpha réduite, approximativement 20 %.
- Le calcul de la pénétrabilité, dont l'incertitude est liée au mode de calcul de la fonction d'onde dans le traitement DWBA. Celle-ci est calculée comme un niveau faiblement lié avec un potentiel de type Woods-Saxon (le programme PTOLEMY ne permet pas d'effectuer les calculs exacts des niveaux non liés). Pour effectuer le calcul de la pénétrabilité nous devons considérer un niveau non lié dont la position est calculée par soustraction de l'énergie du niveau par rapport au seuil de la réaction ${}^{15}\text{N}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{F}$. Dans une publication pour le noyau miroir ${}^{19}\text{Ne}$, Magnus et al. [MAG87] ont utilisé un facteur de 0,8 pour corriger ce problème.
- Le choix de la position du rayon qui intervient dans les calculs. Pour les largeurs alpha on peut estimer que l'erreur est inférieure à un facteur 2.
- Les formes des potentiels, que nous avons choisies le plus souvent de type Woods-Saxon, ne sont pas forcément justifiées. Nous avons essayé plusieurs formes de potentiel, en particulier des potentiels Woods-Saxon de surface, et les variations observées sur les résultats finals sont faibles, certainement dans le domaine d'incertitude des potentiels eux même.

Toutes ces raisons font que les valeurs des facteurs spectroscopiques ne sont pas connues de façon absolue à mieux qu'un facteur deux.

Pour les largeurs alpha, d'une part les résultats dépendent moins du modèle choisi. D'autre part il est possible de se renormaliser sur la valeur d'une largeur alpha mesurée de façon directe par ${}^{15}\text{N}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{F}$. L'incertitude finale est probablement proche d'un facteur 2, surtout pour le niveau $E = 4,377$ MeV dont le facteur spectroscopique est faible et où la contribution HSFB est non négligeable.

Ces incertitudes sont en réalité une mesure de l'erreur expérimentale et de l'incertitude due aux choix des différents paramètres entrant dans le calcul DWBA. A cela on doit également ajouter une incertitude due à l'analyse DWBA elle-même. En effet nous avons effectué des mesures indirectes de largeurs alpha par transfert et on ajoute habituellement aussi une certaine incertitude pour la méthode (parce qu'elle est indirecte!).

Pour avoir une idée de l'erreur qui est associée à la méthode elle-même il faut comparer un grand nombre de mesures de transfert avec des mesures directes, et effectuer des statistiques sur l'erreur obtenue en fonction de différents paramètres, comme le facteur spectroscopique mesuré. De telles statistiques existent pour les transferts d'une particule. Landré [LAN89] a montré par exemple que la méthode de transfert d'une particule par ($^3\text{He},d$) pour des noyaux de masse intermédiaire (12 à 30) est parfaitement fiable pour des facteurs spectroscopiques supérieurs à 0,03. En dessous de cette limite l'incertitude augmente. Pour des facteurs spectroscopiques allant de 0,004 à 0,5, la valeur de la largeur mesurée par transfert s'est trouvée au pire 6 fois plus grande que la largeur mesurée directement. Tous les écarts (> 2) ont toujours été dans le sens d'une évaluation supérieure de la largeur par transfert. Nous avons mesuré une largeur alpha pour le niveau d'excitation $E = 4,377$ MeV de grand intérêt pour l'astrophysique. Cette valeur, si elle n'est pas exacte, est très certainement plus faible dans la réalité.

Il est très difficile de généraliser ces résultats. Il n'y a pas assez de mesures de transfert alpha par réaction ($^7\text{Li},t$) pour pouvoir en faire des statistiques. Quelques mesures comparatives existent pour d'autres réactions de transfert alpha ou de pick-up, en particulier la réaction ($^6\text{Li},d$) qui peut être traitée dans un calcul DWBA avec l'approximation de portée nulle (voir [MIL77]). Cependant les énergies de faisceau et les régions de masse sont assez différentes.

Le facteur spectroscopique que nous avons mesuré pour le niveau d'excitation $E = 4,377$ MeV est relativement petit (0,013) ce qui le place parmi les niveaux de plus faible proportion en 'cluster' alpha. Nous avons effectué un calcul DWBA pour obtenir la section efficace de la réaction directe sur ce niveau, et nous avons vu que la contribution HSFB est non négligeable. A cette intensité on ne peut pas exclure que des processus en plusieurs étapes (excitation de ^{15}N , transfert triton suivi par le transfert d'un proton etc.) puissent intervenir pour peupler davantage ce niveau. Des processus avec excitation du cœur ^{15}N sont probablement amoindris car le premier niveau d'excitation de ^{15}N est à environ 5 MeV.

Une nouvelle expérience* va être (ou a été) entreprise pour mesurer les facteurs spectroscopiques alpha du fluor par transfert à partir de la réaction $^{15}\text{N}(^6\text{Li},d)^{19}\text{F}$. Cette nouvelle expérience offrira l'occasion de comparer nos résultats avec ceux d'une autre réaction de transfert. Les réactions de transfert de type ($^6\text{Li},d$) ont été étudiées plus souvent que les réactions de type ($^7\text{Li},t$), mais ces dernières présentent certainement moins de contribution HSFB (voir chapitre 2) ce qui les place dans le contexte le plus favorable.

* Communication privée, Wiescher - Université de Notre Dame, Etats Unis.

7.9. Conclusion

A partir de la mesure des sections efficaces différentielles pour la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ et grâce à un calcul de réaction directe DWBA, nous avons déterminé les valeurs des facteurs spectroscopiques associées à la plupart des niveaux du fluor pour E inférieure à 5,2 MeV. Cependant, à cause de certaines ambiguïtés liées à la description DWBA, les facteurs spectroscopiques obtenus par cette méthode, en particulier les valeurs absolues, sont entourés d'une incertitude que nous avons essayée d'évaluer de différentes façons.

La fonction d'onde relative du 'cluster' alpha est construite dans le calcul DWBA comme une solution en particule simple à partir d'un potentiel de type Woods-Saxon. Grâce à ces résultats nous sommes parvenus à obtenir des valeurs de largeur partielle alpha pour certains niveaux au-dessus du seuil de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$.

Par comparaison avec plusieurs largeurs alpha mesurées directement nous avons estimé l'incertitude finale que ce genre de mesure peut contenir. L'accord global est très satisfaisant, mais il est toujours difficile de généraliser ces résultats, en particulier pour le niveau d'excitation $E = 4,377$ MeV d'intérêt astrophysique qui possède un facteur spectroscopique assez faible.

Nous avons vu que les réactions de transfert alpha peuvent fournir des informations d'intérêt astrophysique, mais qu'elles peuvent également apporter des informations sur les proportions en 'cluster' alpha de ces noyaux. Le traitement FR-DWBA s'avère efficace pour traiter les transferts alpha ($^7\text{Li},t$) parce que :

- le noyau de ^7Li possède principalement une structure en 2 'clusters', qui sont faiblement liés,
- les réactions se produisent à la surface du noyau,
- on s'attend à ce que le traitement en 'cluster' alpha soit assez bien adapté à la surface du noyau.

PARTIE ASTROPHYSIQUE

'Il fut saisi par le vent, rabattu au sol, emporté dix kilomètres plus loin. Il fut respiré par un faucon, descendit dans ses poumons haletants, mais il ne pénétra pas dans son sang riche et fut expulsé. A trois reprises, il se dissolut dans l'eau d'un torrent et fut encore expulsé. Il voyagea ensuite avec le vent pendant huit années, volant tantôt haut, tantôt bas, au-dessus de la mer et parmi les nuages, au-dessus des forêts et d'étendues de glace sans fin, puis il fut pris dans le piège et dans l'aventure organique.'

Le système périodique.
Primo Levi.

Chapitre 8

Nouveaux taux de réaction

8.1. Introduction

Dans ce chapitre nous avons utilisé les résultats que nous avons obtenus par réaction de transfert alpha et d'autres nouveaux résultats expérimentaux pour reformuler le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Le nouveau taux de réaction ainsi obtenu a été finalement proposé sous une formulation analytique et synthétique.

Nous avons également utilisé ces nouveaux résultats nucléaires pour reformuler le taux de la réaction 'miroir' $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

8.2. Caractéristiques nucléaires

La réaction de capture radiative $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ trouve son intérêt dans les sites où l'abondance en hélium est prépondérante. Le domaine de température qui est généralement associé aux sites de combustion de l'hélium se situe dans la plage $100 < T_6 < 500$. A ces températures le pic de Gamow, c'est à dire le domaine d'énergie où les réactions se produisent principalement (voir chapitre 1), est compris entre 150 keV et 700 keV (voir figure H-1). Plusieurs niveaux du fluor sont impliqués directement puisqu'ils se trouvent précisément dans cette plage d'énergie, explicitement :

$$\begin{aligned} E_x &= 4,377 \text{ MeV (L = 3)} \\ E_x &= 4,550 \text{ MeV (L = 3)} \\ E_x &= 4,556 \text{ MeV (L = 2)} \\ E_x &= 4,648 \text{ MeV (L = 7)} \\ E_x &= 4,682 \text{ MeV (L = 2)}. \end{aligned}$$

(avec L le moment angulaire orbital de transfert)

Le premier niveau, principal objet de notre étude, est confondu avec la position du pic de Gamow pour une température de $T_6 \approx 200$ (voir figure H-1), ce qui en fait certainement le plus important niveau pour la production du fluor (voir chapitre suivant sur la nucléosynthèse du fluor). Les autres niveaux interviennent pour des températures supérieures, entre $T_6 = 350$ et 500, domaine de température où la réaction de destruction du fluor $^{19}\text{F}(\alpha,p)^{22}\text{Ne}$ se manifeste de façon importante.

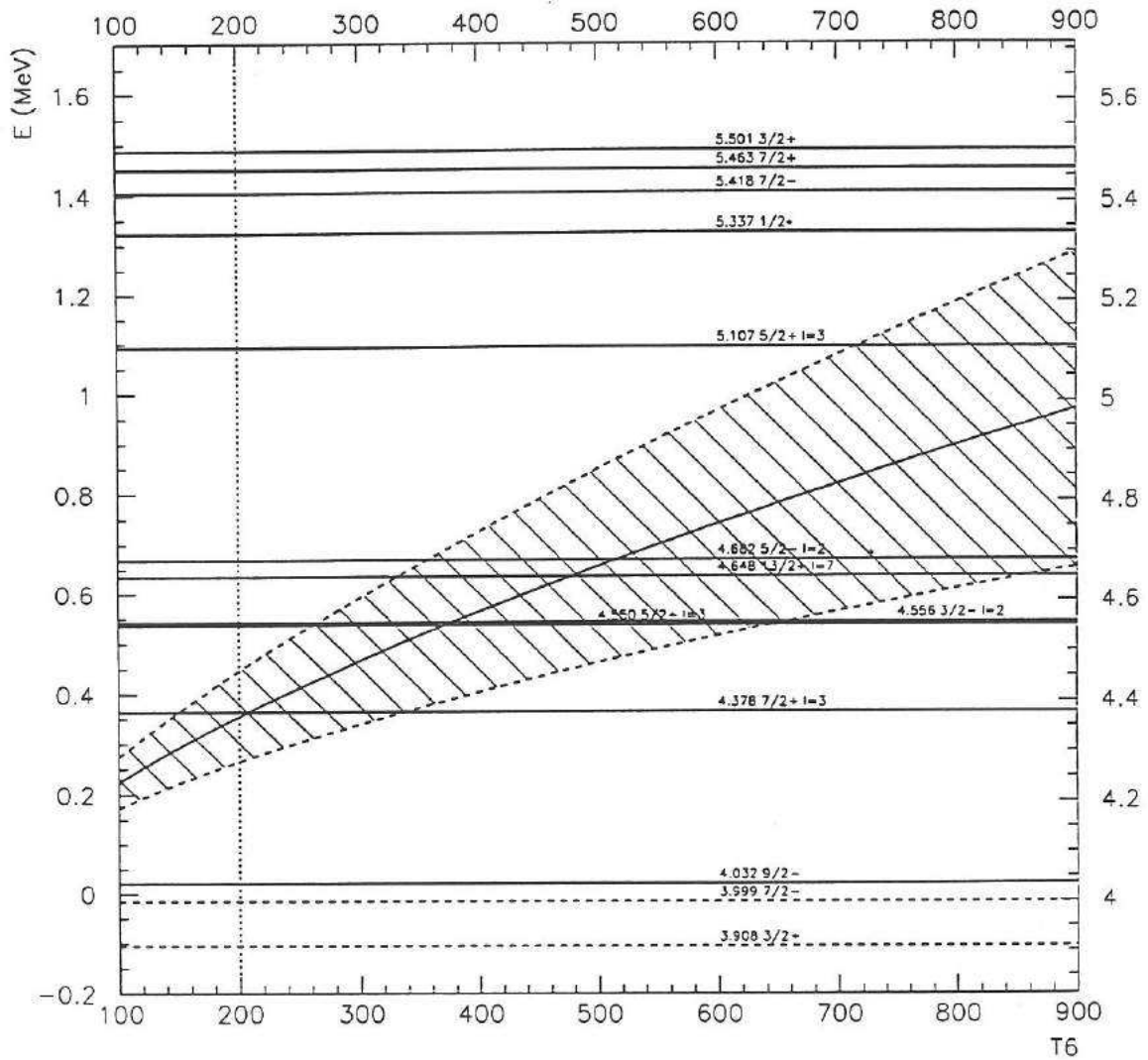


Fig. H-1 : Sur cette figure nous avons représenté le domaine de Gamow (zone hachurée) pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ en fonction de la température du milieu (par exemple, pour $T_6 = 200$, le domaine de Gamow est compris entre 0,26 MeV et 0,45 MeV, limites données par les traits interrompus. La valeur du pic de Gamow est donnée par le trait continu). Les différents niveaux du fluor sont représentés par les lignes horizontales et l'énergie d'excitation est relevée sur l'axe de droite. L'axe de gauche exprime l'énergie cinétique des noyaux. Le pic de Gamow est confondu avec la position du niveau $E_x = 4,377$ MeV pour une température de $T_6 \approx 200$.

En plus des niveaux cités précédemment, d'autres niveaux d'énergie d'excitation plus éloignée peuvent avoir une influence dans ce domaine de température par le biais de leur queue de résonance :

- le niveau $E_x = 4,032$ MeV ($L = 4$) qui est très proche du seuil de la réaction ($E_\alpha^{\text{CM}} \approx 18$ keV), et dont l'influence (si elle se manifeste) doit être limitée aux températures les plus basses,
- tous les autres niveaux de plus haute énergie, et principalement le premier d'entre eux, le niveau $E_x = 5,107$ MeV ($L = 3$),
- les deux niveaux sous le seuil :

$$E_x = 3,908 \text{ MeV } (L = 1)$$

$$E_x = 3,999 \text{ MeV } (L = 4)$$

peuvent également intervenir par le biais de leur queue de résonance. Le niveau $E_x = 3,908$ MeV est particulièrement intéressant parce que la pénétration du projectile est facilitée par une faible barrière centrifuge ($L = 1$). Les autres niveaux sous le seuil sont trop éloignés et possèdent un trop grand moment angulaire pour pouvoir contribuer de façon non négligeable.

Tous les niveaux qui ont été étudiés dans notre expérience sont représentés sur la figure H-2. Nous allons utiliser nos résultats pour ces niveaux afin de déterminer un nouveau taux pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$.

8.3. Taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$

Caughlan et Fowler [CAU88] ont proposé pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ le taux de réaction suivant :

$$N_A \langle \sigma v \rangle =$$

$$2,54 \cdot 10^{+10} T_9^{-\frac{2}{3}} \exp(-36,211 T_9^{-\frac{1}{3}} - (T_9 / 0,616)^2)$$

$$\times (1 + 0,012 T_9^{\frac{1}{3}} + 1,69 T_9^{\frac{2}{3}} + 0,136 T_9 + 1,91 T_9^{\frac{4}{3}} + 0,391 T_9^{\frac{5}{3}})$$

$$+ 9,83 \cdot 10^{-3} T_9^{-\frac{3}{2}} \exp(-4,232 / T_9)$$

$$+ 1,52 \cdot 10^{+3} T_9 \exp(-9,747 / T_9).$$

Cette expression a été représentée sur la figure B-2 (chapitre 2).

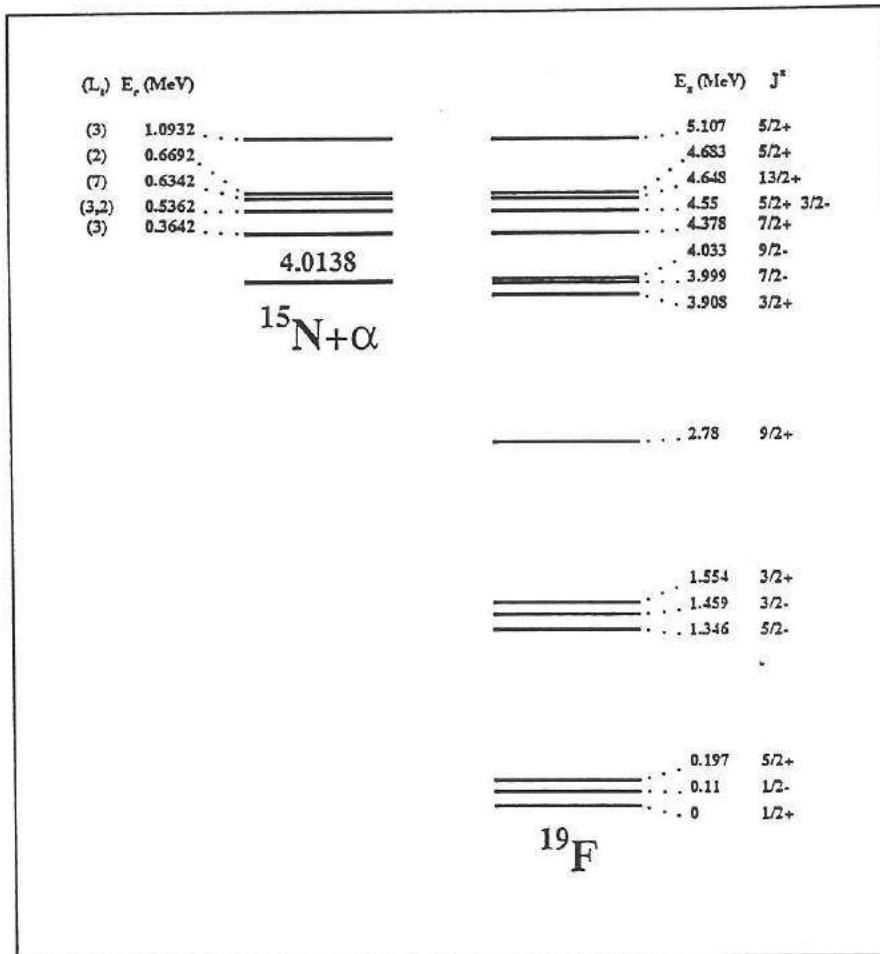


Fig. H-2 : Dans le domaine d'énergie d'intérêt astrophysique un certain nombre de niveaux interviennent directement dans le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Les autres niveaux peuvent intervenir par le biais des queues de résonance. Sont présentés sur cette figure les niveaux que nous avons traités dans notre expérience. Les niveaux qui interviennent directement au taux de réaction peuvent être déterminé sur la figure H-1.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 2, on peut y distinguer trois termes différents :

- Le premier terme rend compte des réactions directes non résonantes et des queues de résonances à basse énergie.
- Le deuxième terme correspond à la résonance sur le niveau $E_x = 4,377$ MeV.
- Le troisième terme traduit la contribution de toutes les résonances de haute énergie (pour $E > 4,377$ MeV).

Nous voulons modifier maintenant ces expressions afin de prendre en compte nos nouveaux résultats de physique nucléaire.

8.3.1. Le niveau $E_x = 4,377$ MeV

Comme nous l'avons déjà relevé, l'importance du niveau $E_x = 4,377$ MeV dans la production du fluor est due à sa position qui le place juste dans le domaine d'énergie correspondant à la combustion de l'hélium, et du relativement faible moment angulaire transféré associé ($L = 3$).

Pour une résonance étroite et isolée le taux de réaction peut être exprimé par la formule (voir paragraphe 1.4.) :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = C_8 T_9^{3/2} \exp\left(-\frac{C_9}{T_9}\right) \quad (8.1)$$

avec :

$$C_8 = 1,53986 \cdot 10^{11} \mu^{-3/2} \omega \gamma$$

$$C_9 = 11,605 E_R$$

$$\mu = 3,16$$

où $\omega \gamma$ est la force de la résonance en MeV, μ la masse réduite en unité de masse atomique, E_R l'énergie de la résonance en MeV, T_9 la température en milliard de degrés et dans ce cas $N_A \langle \sigma v \rangle$ est exprimé en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} (\text{mole})^{-1}$.

Le facteur statistique ω est défini par :

$$\omega = \frac{2J_R + 1}{(2J_T + 1)(2J_P + 1)} = \frac{2J_R + 1}{2} \quad (8.2)$$

où J_R , J_T , J_P sont respectivement les spins de la résonance, de la cible et du projectile (ici pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ on a donc $J_P = 0$, $J_T = 1/2$).

Le rapport des largeurs est défini par :

$$\gamma = \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (8.3)$$

où Γ_α , Γ_γ et Γ_{tot} représentent les largeurs partielles alpha, gamma ainsi que la largeur totale du niveau. Le niveau d'énergie d'excitation $E_x = 4,377$ MeV étant assez proche du seuil d'émission de particules, sa désexcitation se fait principalement par la voie γ et donc $\Gamma_{\text{tot}} \approx \Gamma_\gamma$ ($\Gamma_{\text{tot}} > 6 \cdot 10^{-8}$ MeV) [ROG76], ce qui donne finalement :

$$\omega \gamma = \frac{2J_R + 1}{2} \Gamma_\alpha \quad (8.4)$$

Le taux donné par Caughlan et Fowler pour le niveau $E_x = 4,377$ MeV est de :

$$9,83 \cdot 10^{-3} T_9^{-3/2} \exp(-4,232 / T_9). \quad (8.5)$$

Avant notre expérience aucune valeur expérimentale n'était connue pour la largeur alpha de ce niveau et à notre connaissance aucune valeur théorique n'a été estimée. La largeur alpha déduite du coefficient $9,83 \cdot 10^{-3}$ utilisé dans la formule (8.5) est de :

$$\Gamma_{\alpha} = 8,95 \cdot 10^{-14} \text{ MeV.}$$

Elle correspond à une évaluation, de nature statistique, obtenue en multipliant la largeur de Wigner pour le système (limite de la largeur à une particule, voir annexe 2) par une largeur réduite 'moyenne' prise arbitrairement égale à $\Theta^2 = 0,1$. Il est évident que ce traitement, souvent retenu faute de mieux dans la compilation de Fowler, ne saurait donner une valeur crédible pour la force de la résonance, la distribution des largeurs réduites alpha connues couvrant une vaste zone entre 10^{-5} et 1.

La première mesure que nous avons réalisée de la largeur alpha ($\Gamma_{\alpha} = 1,5 \cdot 10^{-15}$ MeV, soit $\omega\gamma = 6 \cdot 10^{-15}$ MeV) peut être utilisée dans la formulation (8.1) pour calculer un nouveau taux de réaction pour ce niveau. Ceci donne pour cet important niveau le terme suivant :

$$1,65 \cdot 10^{-4} T_9^{-3/2} \exp(-4,223/T_9). \quad (8.6)$$

Ce taux est représenté sur la figure H-3 en trait plein. Cette nouvelle expression conduit à une réduction très importante de la contribution du niveau de 4,377 MeV dont la largeur α mesurée est inférieure d'un facteur 60 à la valeur adoptée par Caughlan et Fowler. Relevons également que le coefficient C_9 intervenant dans l'exponentielle a été légèrement modifié pour tenir compte d'une meilleure précision sur l'énergie du niveau (nous avons noté dans la référence [AJZ87] la valeur $E_x = (4,377700 \pm 0,000042)$ MeV). Il ne faut pas oublier qu'il existe une incertitude (facteur ≈ 2) liée à la méthode utilisée pour mesurer cette largeur. Nous pouvons en tenir compte en utilisant un coefficient supplémentaire dont la valeur est inconnue mais comprise entre 0,5 et 2. Nous devons ajouter que la valeur que nous avons obtenue pour la largeur alpha de ce niveau n'est pas particulièrement petite. En effet la valeur de la largeur alpha réduite Θ^2 que nous avons obtenue s'approche davantage des valeurs que l'on mesure habituellement dans divers noyaux pour ce paramètre (autour de 0,01).

8.3.2. Les autres niveaux proches

Nous proposons maintenant de regarder la contribution des niveaux situés entre 4,377 MeV et 5,11 MeV en utilisant les informations nucléaires les plus récentes. Il faut noter que dans une première version de leur compilation Fowler et al. [FOW75] ont pris en compte pour cette réaction un niveau résonant à $E_x = 4,55$ MeV, terme qui a été enlevé dans une version postérieure.

Dans ce domaine d'énergie 4 résonances peuvent contribuer à ce taux. Pour ces niveaux sur lesquels nous avons des résonances étroites, nous pouvons également utiliser la relation (8.1) afin de calculer les taux de réaction. Nous avons reporté dans le tableau H-1 la valeur des coefficients C_8 et C_9 pour les niveaux résonants que nous avons traités, ainsi que l'ensemble des paramètres permettant de les calculer. Tous ces paramètres sont issus de mesures $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ directes. Nous n'avons pas utilisé nos résultats (indirects) pour ces niveaux, mais nos valeurs sont relativement proches des valeurs mesurées directement (voir chapitre précédent).

Tableau H-1

E_x (MeV)	E_α^{CM} (keV)	J^π	L	$\omega\gamma$ (MeV)	C_8	C_9	ref
4,549	536	5/2+	3	$(9,7 \pm 2,0) 10^{-11}$	2,66	6,220	1
4,556	542	3/2-	2	$< 1 10^{-11}$	$< 0,27$	6,292	1
4,648	634	13/2+	7	—	—	7,358	
4,683	669	5/2-	2	$(6,0 \pm 1,0) 10^{-9}$	164,5	7,764	2
5,107	1093	5/2+	3	$(13 \pm 8) 10^{-9}$	356	12,682	3

(1) [MAG87] avec normalisation sur le niveau $E_x = 4,683$ MeV.

(2) [ROG72]

(3) Communication privée dans [AJZ72].

Les taux de réaction pour ces niveaux sont représentés sur la figure H-3 en fonction de la température. Pour comparaison nous avons également représenté la nouvelle contribution du niveau $E_x = 4,377$ MeV. Le niveau $E_x = 4,648$ MeV a été négligé parce que le moment angulaire transféré est de $L = 7$, valeur grande qui exclut une quelconque contribution (à cause de la barrière centrifuge).

La situation est loin d'être aussi simple que celle présentée par Caughlan et Fowler par le biais de leur taux de réaction. Il est exact que le taux de la réaction résonante sur le niveau $E_x = 4,377$ MeV est dominant pour les températures inférieures à $T_6 = 200$ (rappel : sur la figure H-3 nous avons représenté le nouveau taux pour ce niveau, dans l'ancienne version ce taux est dominant jusqu'à une température de $T_6 = 300$). Pour des températures supérieures à cette limite les résonances sur les autres niveaux contribuent de façon importante et sont non négligeables par rapport à la résonance sur le niveau $E_x = 4,377$ MeV.

La largeur alpha pour le niveau $E_x = 4,556$ MeV n'est pas connue et seule une limite supérieure a été mesurée. Sur la figure H-3 nous avons représenté la contribution maximale pour ce niveau, que nous pouvons comparer avec celle du niveau $E_x = 4,549$ MeV. Ces deux termes sont dominés à basse température ($T_6 < 200$) par la contribution du niveau $E_x = 4,377$ MeV. A plus haute énergie, le niveau d'énergie $E_x = 4,549$ MeV domine le deuxième (sa contribution maximale) par un facteur 10 et ceci jusqu'à des températures très grandes ($T_9 > 10$). On peut donc considérer le taux de réaction pour la résonance sur le niveau $E_x = 4,556$ MeV comme négligeable pour toutes les températures.

Nous avons également comparé les contributions des niveaux $E_x = 4,549$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV au taux de réaction total de Caughlan et Fowler. Cette comparaison, présentée dans la figure H-4, montre que ces niveaux sont loin d'être négligeables. Il est absolument nécessaire d'introduire les contributions des niveaux de 4,549 MeV et 4,683 MeV qui n'étaient pas correctement pris en compte dans l'ancien taux total.

Par contre la contribution du niveau à $E_x = 5,107$ MeV peut être négligée à toute température comme on peut l'observer sur la figure H-3.

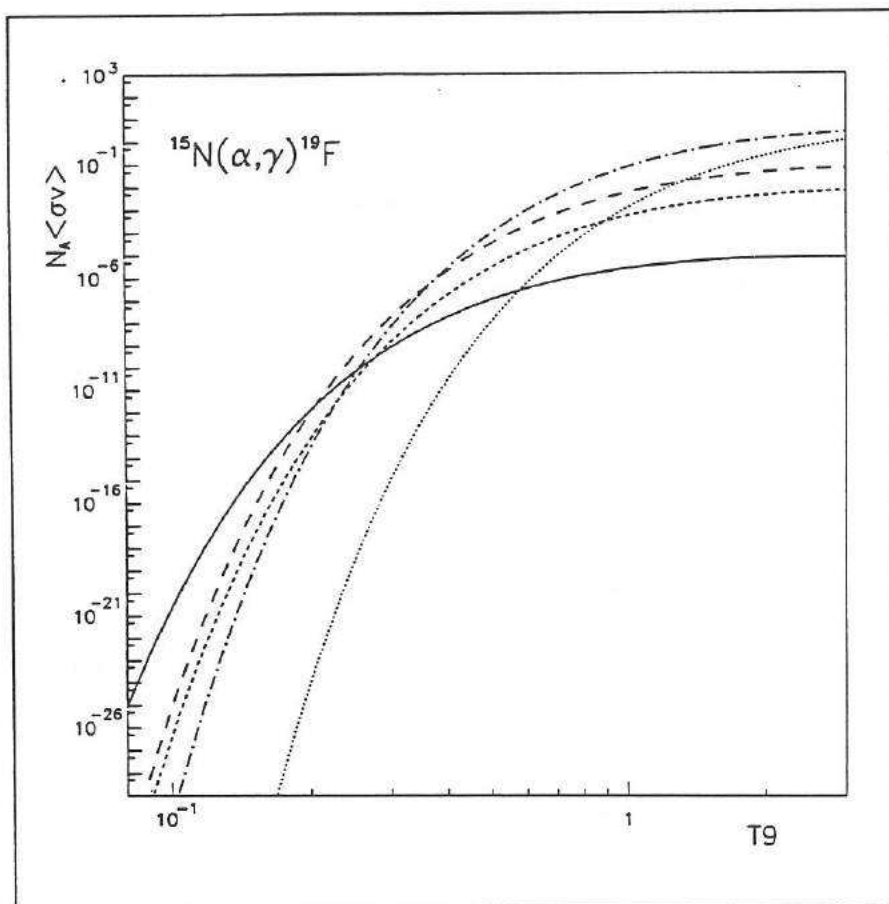


Fig. H-3 : Comparaison entre plusieurs taux de réactions résonantes. Nous avons représenté en continu la nouvelle valeur pour le taux du niveau $E_x = 4,377$ MeV, en traits discontinus courts le niveau $E_x = 4,556$ MeV, en traits discontinus longs le niveau $E_x = 4,55$ MeV, en trait-point le niveau $4,683$ MeV et en pointillé le niveau $E_x = 5,11$ MeV. Les taux sont donnés en $\text{cm}^3\text{s}^{-1}(\text{mole})^{-1}$.

Compte tenu de leur importance nous proposons donc de prendre en compte les contributions individuelles pour les niveaux $E_x = 4,549$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV. En utilisant la formulation (8.1) nous obtenons, explicitement :

$$\text{pour le niveau } E_x = 4,549 \text{ MeV : } \quad 2,66 T_9^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{6,220}{T_9}\right) \quad (8.7)$$

$$\text{pour le niveau } E_x = 4,683 \text{ MeV : } \quad 1,645 \cdot 10^2 T_9^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{7,764}{T_9}\right). \quad (8.8)$$

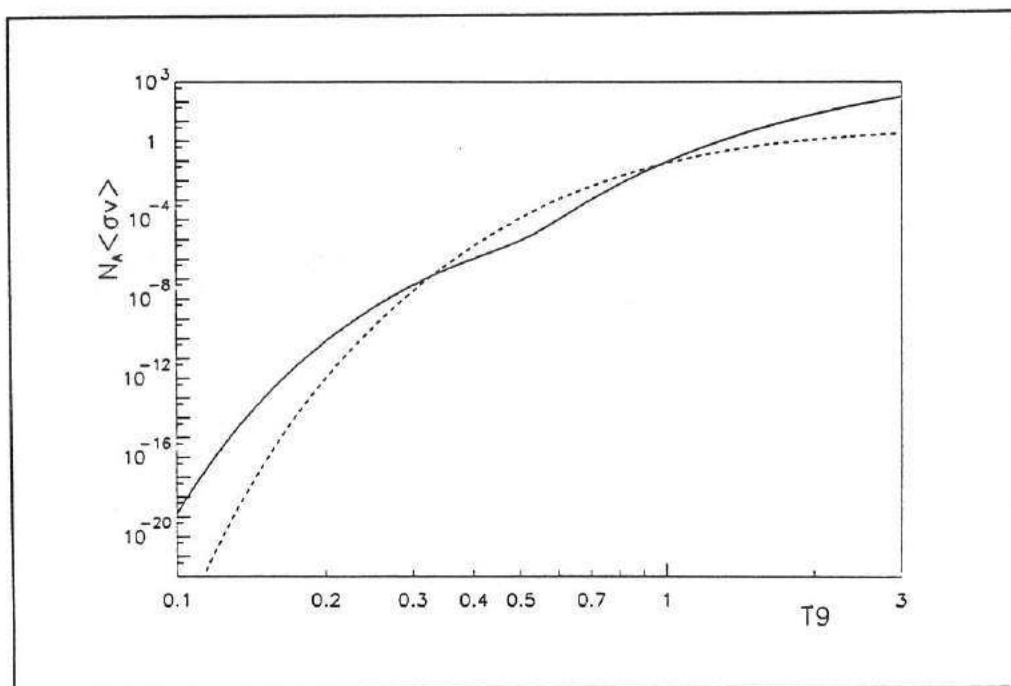


Fig. H-4 : Le taux de réaction total de Caughlan et Fowler pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ (ligne continue) est comparé à la somme des contributions individuelles des niveaux $E_x = 4,549$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV (ligne discontinue). Sur une large plage de température autour de $T_6 = 500$ le taux de réaction total ne rend pas compte des contributions de ces niveaux. Les taux sont donnés en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} (\text{mole})^{-1}$.

8.3.3. Les niveaux de plus haute énergie

Pour calculer le taux de réaction global de toutes les résonances sur les niveaux de haute énergie nous avons pris en compte toutes les contributions des niveaux d'énergie supérieure à 5,11 MeV jusqu'à $E_x = 10,411$ MeV, ce qui donne un domaine de validité jusqu'à une température de $T_9 \approx 10$ (limite supérieure choisie dans le cadre d'une compilation européenne). Cela représente 58 résonances dont les paramètres ont été extraits de la référence récente [AJZ87]. Nous avons utilisé la formule (8.1) pour les résonances étroites afin de calculer les taux de chacune de ces résonances, puis nous avons ajouté tous ces taux de façon incohérente (sans tenir compte des interférences éventuelles).

Nous avons reproduit la somme totale de chacune de ces contributions par une expression générale de la forme suivante (voir paragraphe 1.5.) :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = B T_9^m \exp\left(-\frac{C}{T_9}\right).$$

où les coefficients B, C sont des paramètres libres que l'on ajuste pour reproduire la somme des contributions et m une constante adoptée (paramètre fixé dans l'ajustement). Nous avons obtenu de très bons résultats, avec un écart entre la somme et l'expression toujours inférieure à 5 %, en utilisant les paramètres suivants :

$$B = 3,92 \cdot 10^4$$

$$C = 14,522$$

avec $m = -1/3$.

8.3.4. Les niveaux sous le seuil

Les niveaux sous le seuil de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ peuvent également contribuer à la production de fluor par le biais des queues de résonances qui s'étendent au-delà du seuil jusqu'aux plus hautes énergies.

Si on considère une simple résonance de type Breit-Wigner, la section efficace à l'énergie E (mesurée depuis le seuil de la réaction) pour un niveau résonant E_R situé sous le seuil est donnée par :

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2\omega \frac{\Gamma_1(E)\Gamma_2(E+Q)}{(E+Q-E_R)^2 + [\Gamma(E)/2]^2}, \quad (8.9)$$

où Q est le seuil de la réaction. Pour pouvoir calculer cette expression nous devons prendre en compte la dépendance en énergie des largeurs pour pouvoir corriger la section efficace loin de la position de la résonance.

Dans le cas de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$:

- $\Gamma_1(E)$ représente la largeur partielle alpha, calculée à l'énergie E à partir de la relation (7.9) :

$$\Gamma_1(E) = 2\gamma_\alpha^2 P_L(E),$$

avec

$P_L(E)$: la pénétrabilité à l'énergie E (calculée dans notre étude dans un modèle de puits carré),

γ_α^2 : la largeur alpha réduite du niveau, qui est calculée à partir de la valeur du facteur spectroscopique (voir relation (7.5)),

- $\Gamma_2(E+Q)$ représente la largeur partielle gamma, qui a le comportement suivant :

$$\Gamma_\gamma(E_\gamma) = \text{constante} \times E_\gamma^{2L+1} \quad (8.10)$$

on a donc :

$$\Gamma_\gamma(E+Q) = \Gamma_\gamma(E_R) \left(\frac{E+Q}{E_R} \right)^{2L+1} \quad (8.11)$$

où L est la multipolarité de la radiation γ ,

- $\Gamma(E) = \Gamma_1(E) + \Gamma_2(E+Q)$: la largeur totale.

Le calcul du taux des réactions sous le seuil est effectué par le biais de ces sections efficaces que l'on intègre numériquement. La correction de Thomas pour les sections efficaces est négligeable pour ces niveaux.

Pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ deux niveaux d'énergie d'excitation sous le seuil peuvent intervenir. D'une part le niveau $E_x = 4,00$ MeV qui est placé à 15 keV sous le seuil, et d'autre part le niveau $E_x = 3,91$ MeV qui est associé à un faible moment angulaire transféré $L = 1$.

Pour le niveau $E_x = 3,91$ MeV nous n'avons pas pu mesurer de facteur spectroscopique. Nous avons estimé une limite supérieure de ce paramètre qui est de 0,05. Il existe une autre valeur, cependant non publiée, qui est de $\Theta_\alpha^2 = 0,06$ (communication privée dans [MAG87] résultat obtenu à partir d'une réaction de transfert). Nous avons choisi cette dernière valeur pour effectuer le calcul pour ce niveau.

La contribution du niveau $E_x = 4,00$ MeV a été calculée avec notre valeur de facteur spectroscopique $S_\alpha = 0,29$. On rappelle que cette valeur est entourée d'une incertitude due à la déconvolution. Malgré cette forte valeur de facteur spectroscopique on observe que la contribution de ce niveau est faible car il est associé à un grand moment angulaire de $L = 4$.

Le calcul du taux pour le niveau $E_x = 4,033$ MeV, qui se trouve à ≈ 18 keV au-dessus du seuil de la réaction, a été effectué de la même façon par intégration numérique. Le facteur spectroscopique que nous avons mesuré pour ce niveau est de 0,29. La méthode de mesure par transfert alpha est certainement bien adaptée pour un niveau avec une aussi grande valeur de facteur spectroscopique. Nous avons utilisé notre valeur de facteur spectroscopique pour calculer son taux de réaction.

Tous les résultats sont présentés sur la figure H-5 en même temps que le nouveau taux pour le niveau $E_x = 4,377$ MeV.

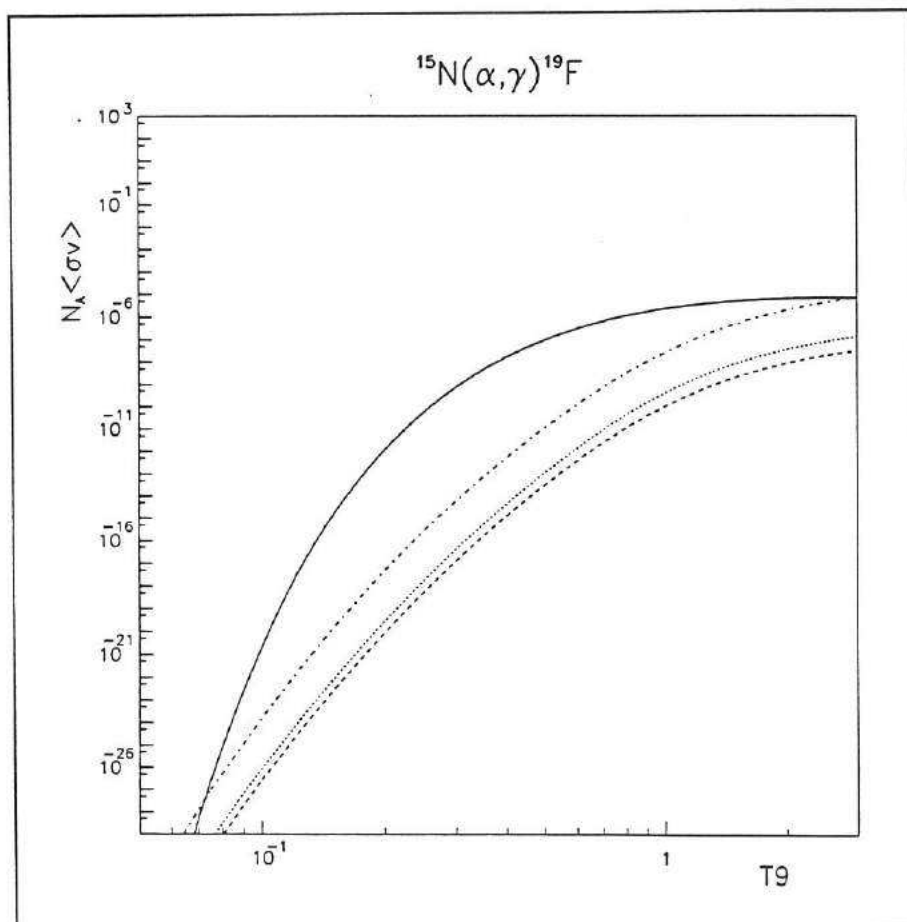


Fig. H-5 : Nouveau taux pour la résonance sur le niveau $E_x = 4,377$ MeV (en continu), le niveau $E_x = 4,00$ MeV (en trait discontinu), le niveau $E_x = 4,033$ MeV (en pointillé) et la contribution pour le niveau $E_x = 3,91$ MeV (en trait-point). Les taux sont donnés en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} (\text{mole})^{-1}$.

Les deux niveaux $E_x = 4,00$ MeV et $E_x = 4,03$ MeV sont toujours négligeables à toutes les températures. Malgré leur fort facteur spectroscopique ces niveaux sont associés à un moment angulaire trop important ($L = 4$) pour pouvoir contribuer.

Nous pouvons observer que le niveau $E_x = 3,91$ MeV a une contribution supérieure à celle du niveau $E_x = 4,377$ MeV pour les températures inférieures à $T_6 = 70$. Néanmoins nous avons négligé la contribution de ce niveau. D'une part un calcul exact a montré que ce niveau contribue au plus pour 10 % du taux de réaction total (les captures directes comprises, voir fig. H-6). D'autre part à ces températures le taux de réaction est particulièrement faible ce qui justifie amplement que nous ayons négligé sa contribution*.

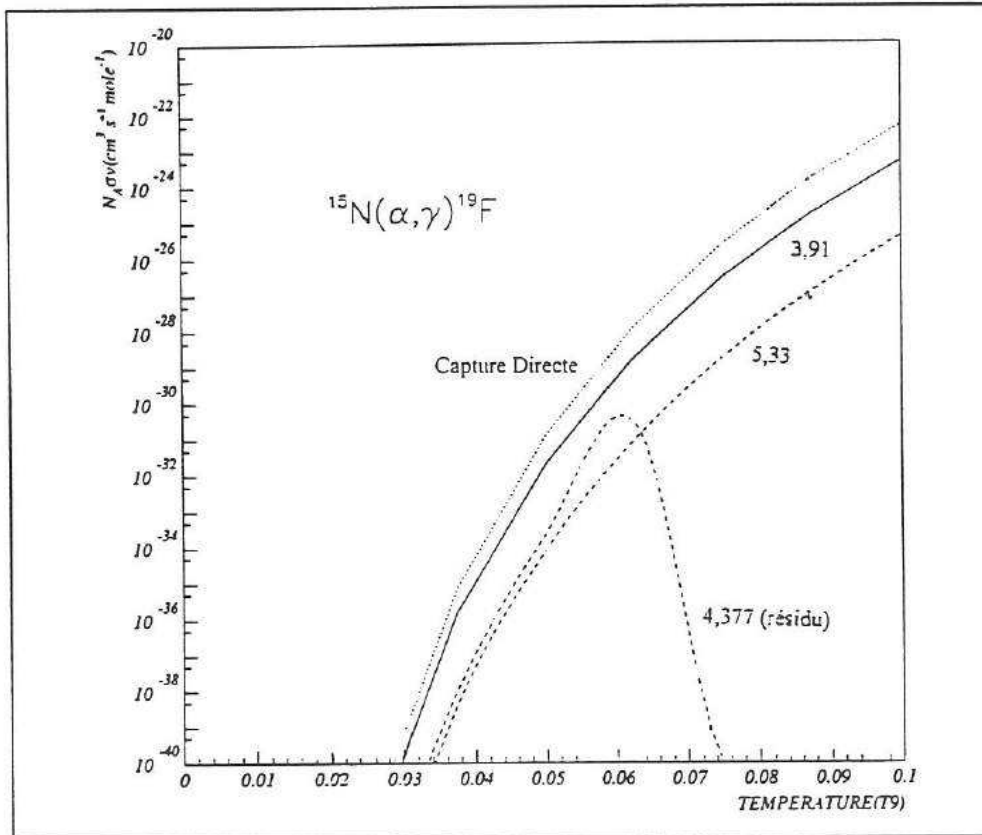


Fig. H-6 : Cette figure représente le comportement à basse température ($T_6 < 100$) des taux de réaction pour plusieurs contributions de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. La capture directe (voir paragraphe 8.3.5) domine toutes les autres contributions. Nous avons également représenté le résidu du niveau $E_x = 4,377$ MeV, qui est la différence entre le taux de réaction calculé très précisément par des moyens numériques et la formule analytique des résonances étroites (formule (8.1)). La résonance à $E_x = 5,33$ MeV, la plus large des résonances proches, n'a pas une contribution importante à basse température.

On peut observer sur la figure H-5 que le niveau $E_x = 3,91$ MeV possède également une intensité supérieure à celle du niveau $E_x = 4,377$ MeV pour des températures supérieures à $T_9 = 3$. Cependant à ces températures la contribution des résonances de plus haute énergie est de beaucoup supérieure à celle sur ce niveau (voir fig. H-3).

* Il a été adopté récemment, au titre d'une compilation européenne, une valeur minimale des taux de réaction qui est de $10^{-22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ mole}^{-1}$ et en dessous de laquelle les processus de nucléosynthèse nécessiteraient un temps supérieur à l'âge de l'Univers pour être réellement opérationnels.

8.3.5. Capture directe

Certaines réactions non résonantes peuvent contribuer au taux de réaction. Il s'agit des réactions de capture directe dont la contribution peut devenir importante aux faibles températures.

C'est un processus entièrement électromagnétique dont le mécanisme est schématisé sur la figure H-7. La particule incidente x arrive sur la cible A et forme directement un noyau composé B dans l'état d'excitation E_i . Le phénomène est accompagné de l'émission d'un photon d'énergie $E_\gamma = E + Q - E_i$.

La section efficace pour l'émission γ est décrite par un élément de matrice [ROL88] de la forme :

$$|\langle B | H_\gamma | A + x \rangle|^2, \quad (8.12)$$

où H_γ représente l'opérateur électromagnétique. Ce processus est non résonant et intervient pour toutes les énergies du projectile avec une section efficace qui varie lentement avec l'énergie.

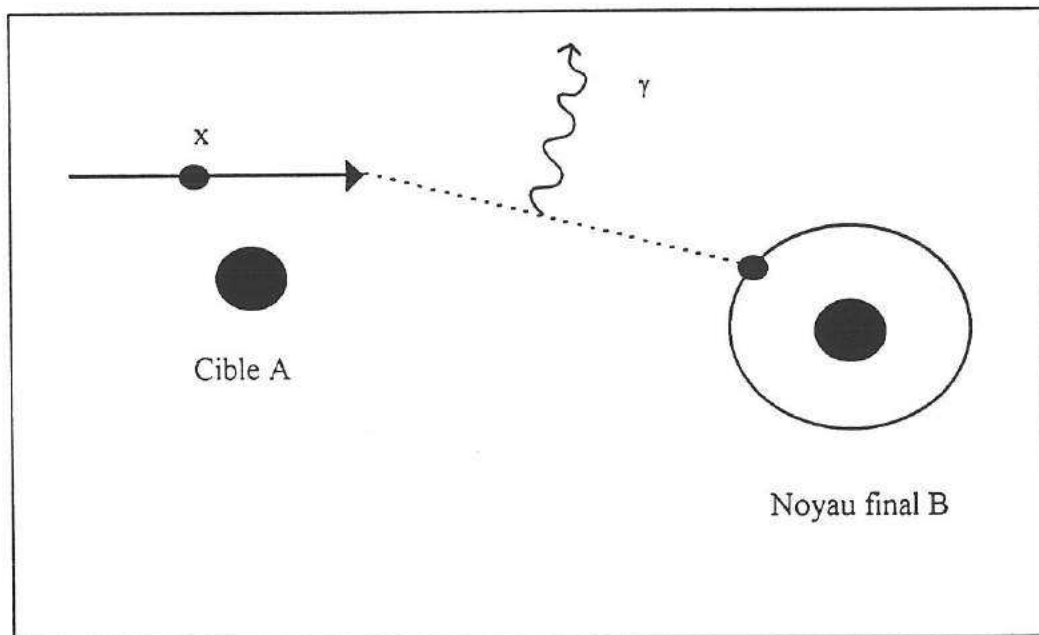


Fig. H-7: Schématiquement, le processus de la capture directe. La particule incidente x se met directement dans l'état final 'autour' du noyau A pour former le noyau B ($= A + x$). Un photon est émis lors de la capture.

Nous avons effectué le calcul de la capture directe pour tous les niveaux liés du ^{19}F . Nous avons considéré toutes les transitions possibles E1 et E2 pour ces états. Nous n'avons pas tenu compte d'éventuelles interférences entre les processus résonants et la capture directe. L'influence de ces interférences est certainement inférieure au facteur 2, ce qui rend inutile, et sans doute illusoire, un effet important en ce sens pour un terme de toute manière très petit et sans réelle importance car seulement prépondérant à trop basse température.

Les résultats sont présentés sous la forme du facteur astrophysique qui est défini par :

$$S_i(E) = \sigma_i E \exp(2\pi\eta) \quad (8.13)$$

où η est le paramètre de Sommerfeld (voir relation (1.7)) et σ_i la section efficace partielle pour la voie i .

Pour effectuer le calcul nous devons considérer toutes les voies possibles pour toutes les configurations de moments angulaires dans la voie d'entrée et de sortie.

Pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ nous avons à vérifier les règles suivantes :

$$\text{Conservation de moment angulaire :} \quad L_i + 1/2 = J_f + M \quad (8.14)$$

puisque $J^\pi(^{15}\text{N}) = 1/2^-$ et $J^\pi(\alpha) = 0^+$

M : l'ordre de la multipolarité de la transition γ ,

L_i : le moment angulaire incident,

J_f : le spin du niveau final de ^{19}F .

$$\text{Conservation de la parité :} \quad (-1)^{L_i+L_r} = (-1)^M. \quad (8.15)$$

De façon concrète, les sections efficaces ont été calculées dans un simple modèle de 'cluster' alpha avec un potentiel moyen de type Woods-Saxon [ROL73]*. Pour cela nous avons utilisé nos paramètres du calcul DWBA ($a = 0.7$ fm et $r_0 = 1.3$ fm). La profondeur du puits a été calculée pour reproduire l'énergie de liaison du niveau étudié. Pour effectuer les calculs nous avons utilisé le programme RACAP (P. Descouvemont - Université Libre de Bruxelles) qui permet de choisir précisément l'ensemble des paramètres du calcul. On a tenu compte de la structure interne nucléaire en utilisant les facteurs spectroscopiques pour chaque état final. Tous les résultats sont présentés dans le tableau H-2.

Nous utilisons un potentiel pour décrire le noyau dans son état final mais nous utilisons également un potentiel pour la voie d'entrée, qui sert pour le calcul de la fusion des noyaux. Ce dernier potentiel doit pouvoir décrire la diffusion élastique du projectile sur la cible. En approximation nous avons utilisé les mêmes paramètres (potentiel de type Woods-Saxon) que ceux de la voie de sortie. Une certaine ambiguïté demeure sur ces résultats parce que les paramètres que nous avons utilisés ne sont pas connus précisément. Nous devons cependant obtenir de cette façon un bon ordre de grandeur de cet effet.

* On trouvera noté également dans cette référence que la capture directe pour la réaction qui nous intéresse est faible, comme nous allons le montrer.

Tableau H-2

Transition	J^π	S_α	L_i	L_f	Multipolarité	$S(0)$ (MeV barns)
gs	1/2+	0,12	s	p	E1	0,24*
			p	p	E2	0,028
			d	p	E1	0,118
			f	p	E2	0,001
0,110	1/2-	0,34	p	s	E1	1,59*
			d	s	E2	0,073
0,197	5/2+	0,12	p	f	E2	0,033
			d	f	E1	0,23
			f	f	E2	0
			g	f	E1	0
			h	f	E2	0
1,346	5/2-	0,20	s	d	E2	0,059
			p	d	E1	0,88
			d	d	E2	0,005
			f	d	E1	0,002
			g	d	E2	0
1,459	3/2-	0,20	s	d	E2	0,037
			p	d	E1	1,38
			d	d	E2	0,012
			f	d	E1	0,016
			g	d	E2	0
1,554	3/2+	0,21	s	p	E1	1,12
			p	p	E2	0,072
			d	p	E1	0,047
			f	p	E2	0,005
3,908	3/2+	0,06	s	p	E1	0,061
			p	p	E2	0
			d	p	E1	0,007
			f	p	E2	0

Les niveaux $E_x = 2,78$ MeV et $E_x = 4,00$ MeV ne contribuent pas, on a $S(0) < 10^{-3}$ MeVbarns.

* profondeur du puits légèrement modifiée dans la voie d'entrée,

L_i et L_f : moment orbital dans la voie d'entrée et de sortie.

Le facteur astrophysique final a été ajusté par un polynôme du second degré en fonction de l'énergie. Le polynôme que nous avons obtenu et qui est de la forme suivante :

$$S(E) = S(0) + S'(0) E + \frac{1}{2} S''(0) E^2 \quad (8.16)$$

a été introduit dans l'expression analytique (1.16) qui s'applique aux processus non résonants.

Nous avons obtenu :

$$\begin{aligned} S(0) &= 6,148 \text{ MeV barns,} \\ S(0)' &= -1,3104 \text{ barns,} \\ S(0)'' &= 6,0212 \text{ MeV}^{-1} \text{ barns,} \end{aligned}$$

ce qui donne pour la formule analytique finale :

$$\begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle &= 7,908 \cdot 10^{10} T_9^{-2/3} \exp(-36,215 T_9^{-1/3} - (T_9 / 0,6)^2) \quad (8.17) \\ &\times \{1 + 0,012 T_9^{1/3} - 0,222 T_9^{2/3} - 0,018 T_9\} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (\text{mole})^{-1} \end{aligned}$$

Nous avons représenté sur la figure H-8 notre taux pour la capture directe ainsi que celui de Caughlan et Fowler (premier terme), et pour comparaison le nouveau taux pour le niveau $E_x = 4,377 \text{ MeV}$.

Le nouveau taux de réaction que nous avons obtenu pour la capture directe n'est pas très différent de l'ancien taux (premier terme). Sur un large domaine de température ($T_9 < 0,2$) le nouveau taux est approximativement 1,4 fois plus fort.

Dans un large domaine de température nous pouvons vérifier que le taux pour ce processus reste inférieur à celui du niveau $E_x = 4,377 \text{ MeV}$ malgré la réduction d'intensité de ce dernier. La capture directe intervient principalement dans le domaine de température $T_6 < 70$. A ces températures le taux de réaction de la capture directe est plus de 10^{14} fois plus faible que le taux de réaction du niveau $E_x = 4,377 \text{ MeV}$ à $T_9 = 0,2$. Il est clair que la capture directe ne peut avoir une contribution importante dans la production de fluor.

A noter que nous avons utilisé une température de cut-off de $T_9 = 0,6$ ceci afin de limiter la contribution de la capture directe à haute température. A noter également, comme on peut le vérifier sur la figure H-8, ce terme de capture direct peut être négligé car il ne contribue qu'à faible température, lorsque le taux atteint une valeur de $10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (\text{mole})^{-1}$ ce qui est tout à fait négligeable (voir note en bas de page 174).

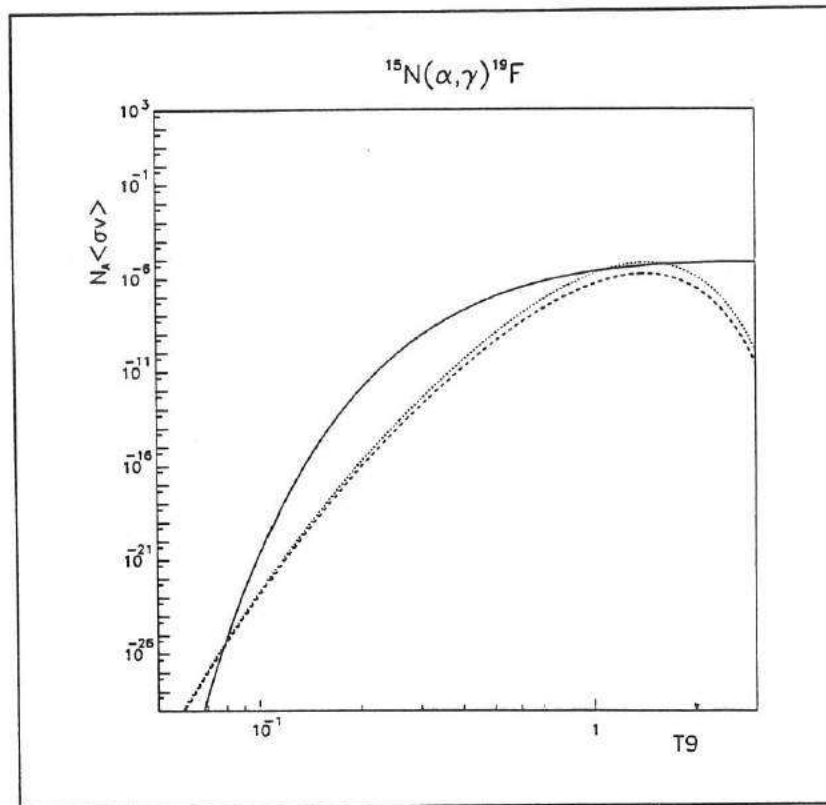


Fig. H-8 : Le nouveau taux pour la résonance sur le niveau $E_x = 4,377$ MeV (en continu), l'ancien taux pour la capture directe (en trait discontinu) et le nouveau taux pour la capture direct (en pointillé). Les taux sont donnés en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} (\text{mole})^{-1}$.

8.3.6. Conclusion

Nous avons effectué l'étude de tous les niveaux d'excitation et processus pouvant contribuer à la production du fluor par la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$. Le nouveau taux que nous avons obtenu pour cette réaction est donc résumé dans la formule analytique suivante :

$$\begin{aligned}
 N_A \langle \sigma v \rangle = & \\
 & 7,91 \cdot 10^{+10} T_9^{\frac{2}{3}} \exp(-36,215 T_9^{\frac{1}{3}} - (T_9 / 0,6)^2) \\
 & \times (1 + 0,012 T_9^{\frac{1}{3}} - 0,222 T_9^{\frac{2}{3}} - 0,018 T_9) \\
 & + 1,645 \cdot 10^{-4} T_9^{-\frac{3}{2}} \exp(-4,223 / T_9) \\
 & + 2,66 T_9^{-\frac{3}{2}} \exp(-6,220 / T_9) \\
 & + 164,5 T_9^{-\frac{3}{2}} \exp(-7,764 / T_9) \\
 & + 3,92 \cdot 10^{-4} T_9^{-\frac{1}{3}} \exp(-14,522 / T_9). \tag{8.18}
 \end{aligned}$$

On y reconnaîtra dans l'ordre, la contribution pour la capture directe, les contributions pour les résonances sur les niveaux $E_x = 4,377$ MeV, $E_x = 4,550$ MeV et $E_x = 4,683$ MeV, et un terme général pour toutes les queues de résonances sur des niveaux de plus grande énergie d'excitation.

Nous voulons maintenant comparer la nouvelle expression du taux de réaction par rapport à l'ancienne version. Pour cela nous avons représenté sur la figure H-9 le rapport entre ces deux quantités en fonction de la température. Nous pouvons remarquer que les différences dépendent beaucoup du domaine d'énergie considéré.

On observe une grande différence entre notre nouveau taux et l'ancien dans le domaine de température compris entre $T_9 = 0,080$ et $T_9 = 0,2$. Sur la figure H-9 le rapport est de $\approx 0,017 \approx 1/60$. Dans ce domaine de température c'est le taux de la résonance sur le niveau $E_x = 4,377$ MeV qui est dominant (voir figure H-10). Puisque notre nouvelle valeur pour le taux de cette résonance est ≈ 60 fois plus faible, la modification est très perceptible.

Pour des températures supérieures c'est la résonance sur le niveau $E_x = 4,55$ MeV puis la résonance sur le niveau $E_x = 4,68$ MeV qui devient prépondérante. Puisque ces réactions n'ont pas été prises en compte avant ce travail, le rapport devient supérieur à 1 et atteint plus de 10 pour $T_9 \approx 0,5$.

Pour des températures encore supérieures ($T_9 > 1$) les contributions de toutes les résonances de plus haute énergie l'emportent sur toutes les autres contributions. On observe que notre nouveau taux de réaction pour ce domaine de température est légèrement plus faible que l'ancien taux.

Il faut relever que ces résultats sont entourés d'une faible incertitude due aux effets d'interférence entre les niveaux de même parité, en particulier les niveaux $E_x = 3,91$ MeV et $E_x = 5,50$ MeV pour lesquels on a $J^\pi = 3/2^-$. En principe nous pouvons obtenir l'intensité des interférences entre ces niveaux en effectuant un calcul dans le cadre de la matrice R. En considérant les interférences purement constructive et destructive, Kious [KIO90] a montré que l'influence des interférences restait négligeable.

Le nouveau taux est donc particulièrement différent de l'ancien et principalement dans le domaine de température où il est censé contribuer le plus pour la synthèse du fluor, c'est à dire autour de $T_9 = 0,2$. Nous discuterons au chapitre suivant l'influence exacte de notre nouveau taux.

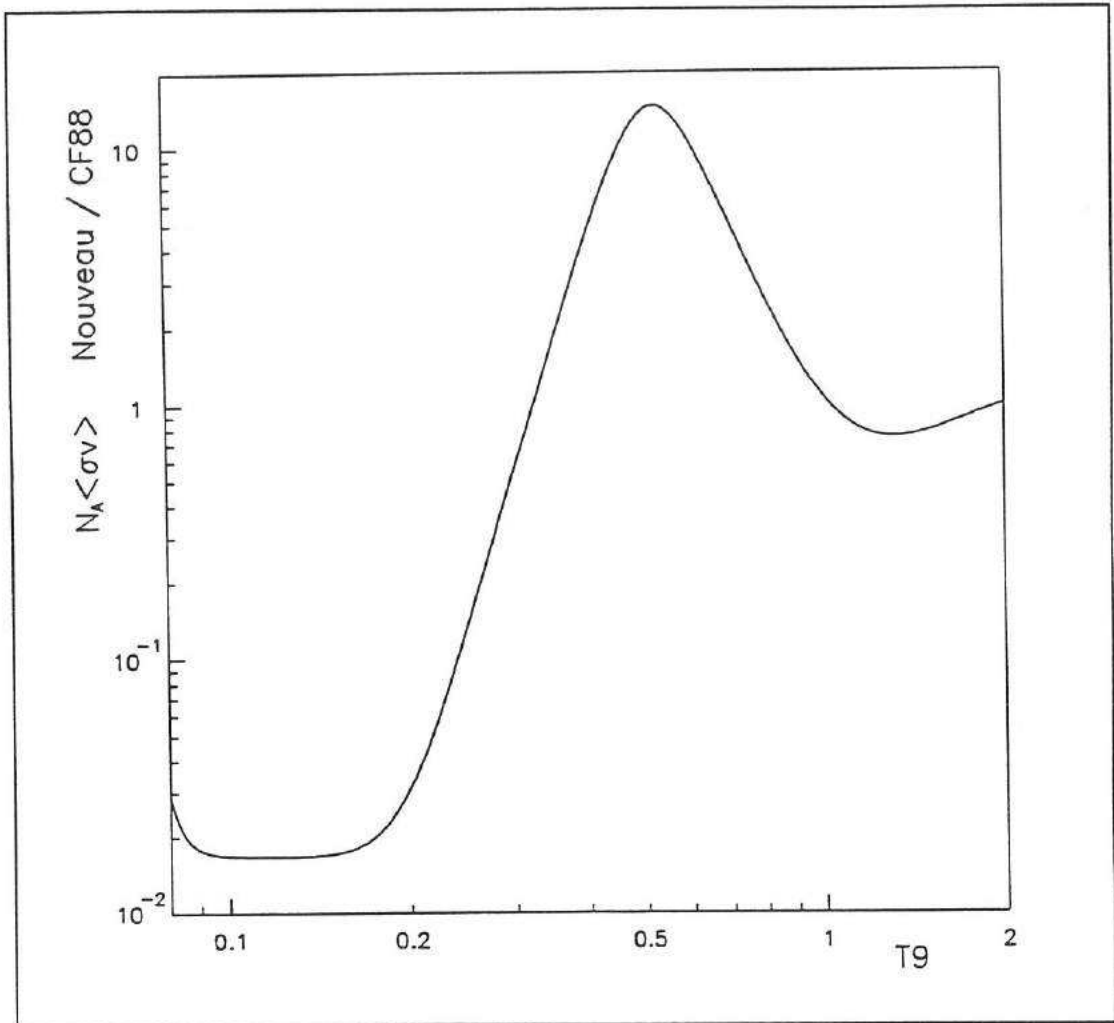


Fig. H-9 : Nous avons représenté sur cette figure le rapport entre le nouveau et l'ancien taux pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ en fonction de la température. Pour les températures inférieures à $T_9 = 0,2$ le nouveau taux est très réduit du fait de la nouvelle valeur de la largeur α du niveau $E_x = 4,377$ MeV, qui est 60 fois plus faible que la valeur arbitraire utilisée dans l'ancien taux. Le rapport atteint directement la valeur $1/60$. Dans le domaine de température autour de $T_9 = 0,5$ on observe que le rapport atteint la valeur de 10. Ceci provient de la prise en compte des résonances sur les niveaux $E_x = 4,55$ MeV et $E_x = 4,68$ MeV.

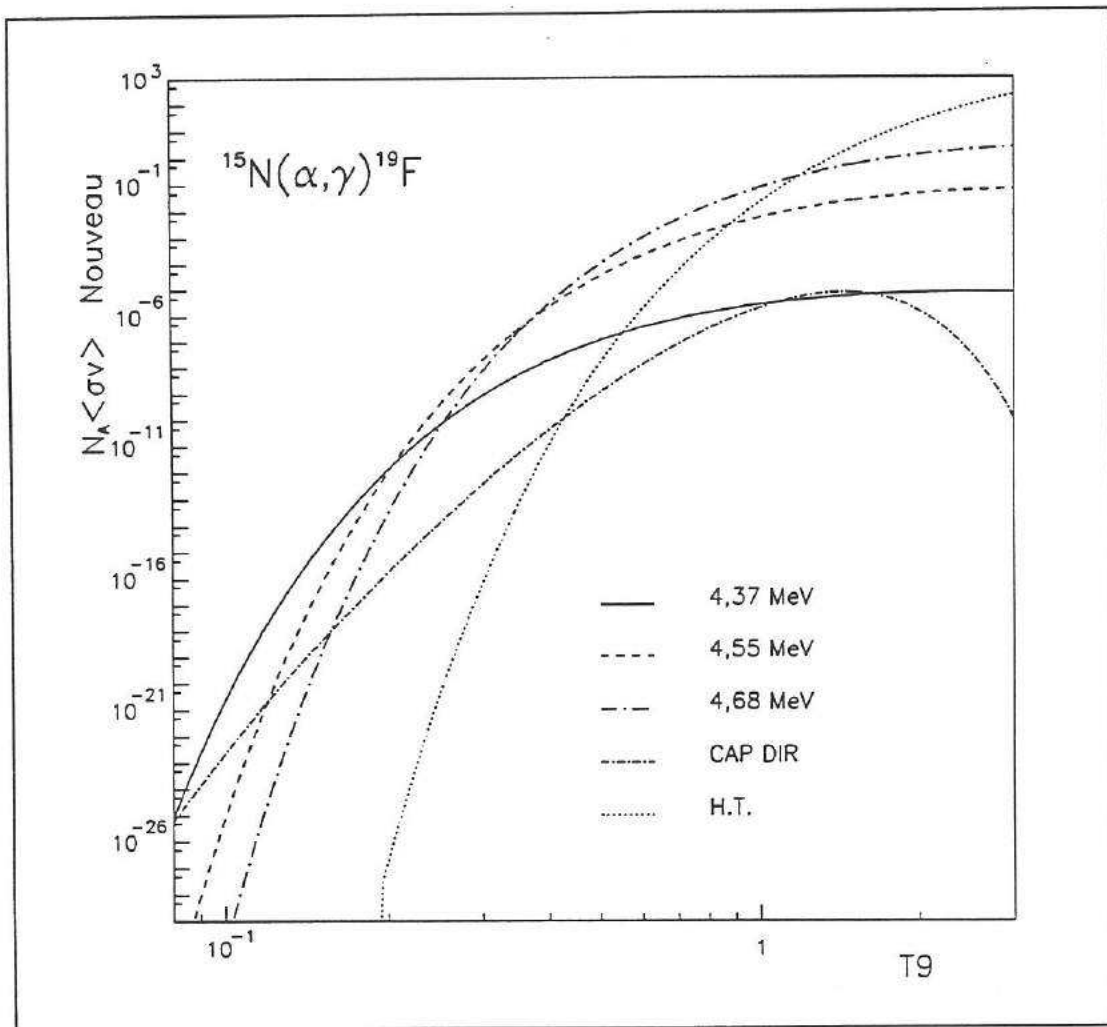


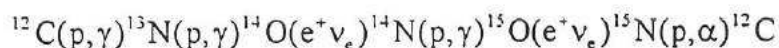
Fig. H-10 : Sur cette figure nous avons représenté les différentes contributions pour le nouveau taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ en fonction de la température. Les taux sont donnés en $\text{cm}^3\text{s}^{-1}(\text{mole})^{-1}$.

8.4. La réaction miroir $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$

Il est possible d'obtenir une expression pour le taux de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ à partir des informations nucléaires de la réaction miroir $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Nous allons dans un premier temps exposer brièvement l'intérêt de cette réaction dans les scénarios de l'astrophysique. Nous développerons ensuite le traitement permettant d'obtenir un nouveau taux pour certaines résonances de cette réaction. L'intérêt de cette étude est relié au fait que nous avons obtenu de nouvelles données spectroscopiques pour cette réaction.

8.4.1. Intérêt

La réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ suscite depuis la parution des travaux de Wallace et Woosley [WAL81] une attention vive de la part des astrophysiciens. Nous ne souhaitons pas discuter ici de tout l'intérêt de cette réaction qui a fait l'objet de nombreuses études [LAN86]. Le principal intérêt de cette réaction se situe très certainement aux températures supérieures à $T_6 = 350$ [MAG90] où elle intervient comme une fuite du cycle HCNO (cycle CNO chaud). Dans ce scénario la compétition se produit entre la désintégration de ^{15}O par β^+ dans la chaîne :



et la réaction de capture radiative $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ qui cause la transformation sans recyclage des éléments du cycle CNO. Cette réaction pourrait être une voie importante de production d'éléments lourds autour de la masse $A = 20$ lors des combustions explosives de l'hydrogène.

On peut noter également que cette réaction peut participer probablement de façon mineure à la production de ^{19}F par la désintégration radioactive de $^{19}\text{Ne}(\beta^+)^{19}\text{F}$ ($T \approx 18$ s).

8.4.2. Caractéristiques nucléaires

La réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ n'a jamais été mesurée directement parce que le noyau d' ^{15}O est un noyau radioactif de faible période ($T = 122$ s). Les positions des niveaux d'énergie du noyau ^{19}Ne sont bien connues et les correspondances avec le noyau miroir ^{19}F sont représentées sur la figure H-11. Quelques rapports de branchement $\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{\text{total}}}$ ont été mesurés par réaction de transfert [MAG90]. Les autres informations nucléaires inconnues sont obtenues à partir des propriétés connues ou supposées du noyau miroir ^{19}F . On trouvera par exemple dans la référence [LAN86] une étude pour l'obtention du taux de cette réaction.

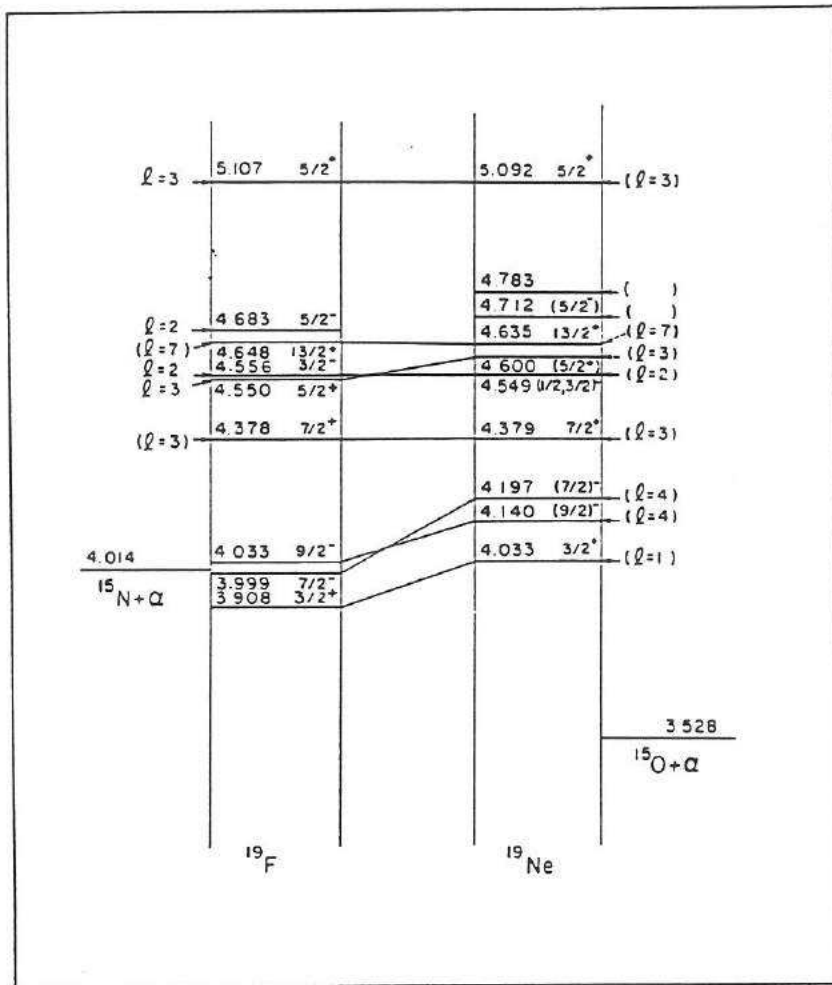


Fig. H-11 : Correspondances entre les noyaux miroirs ^{19}F et ^{19}Ne . Le schéma est extrait de la référence [MAG87].

Nous souhaitons réexaminer les taux de réaction de certains des niveaux du ^{19}Ne à la lumière de nos résultats pour le noyau miroir ^{19}F . Nous allons nous intéresser aux niveaux suivants (voir tableau H-3) :

- Les niveaux correspondant aux énergies d'excitation $E_x = 3,999$ MeV et 4,033 MeV dans le ^{19}F . Dans la référence [LAN86] ces niveaux ont été calculés à partir de résultats théoriques.
- Le niveau correspondant à $E_x = 4,377$ MeV dans le ^{19}F . Ce niveau a été calculé pour le ^{19}Ne à partir d'une valeur de largeur alpha totalement arbitraire.
- Pour le niveau correspondant à $E_x = 4,648$ MeV dans le ^{19}F nous utilisons la valeur $\Theta_\alpha^2 = 0,0035$ (\AA^2 à $s = 5$ fm) obtenue dans un calcul OCM par Sakuda et Nemoto [SAK79]. Cette même valeur a été utilisée par Langanke et al. [LAN86] mais nos résultats sont assez différents des leurs, c'est pourquoi ce niveau a été traité ici.

- Nous avons également traité le niveau équivalent au niveau $E_x = 4,683$ MeV dans le ^{19}F . Le taux de ce niveau avait été calculé à partir d'une valeur de largeur alpha non publiée. Pour ce niveau nous avons utilisé la largeur alpha déterminée directement et publiée dans la référence [ROG72]. Cette valeur de largeur alpha est proche de celle que nous avons obtenue.

Pour le niveau équivalent au niveau $E_x = 3,91$ MeV dans le ^{19}F , qui a une grande importance dans la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$, nous n'avons pas mesuré de valeur précise pour le facteur spectroscopique alpha. Nous n'avons donc pas entrepris de nouveaux calculs pour ce niveau.

Pour effectuer les calculs nous adoptons les largeurs alpha réduites sans dimension Θ_α^2 des niveaux obtenues dans notre expérience pour le ^{19}F (voir tableau H-3), on pose donc $\Theta_\alpha^2(^{19}\text{Ne}) = \Theta_\alpha^2(^{19}\text{F})$.

Tableau H-3

$E_x(^{19}\text{Ne})$ (MeV)	$E_x(^{19}\text{F})$ (MeV)	J^π	Θ_α^2 (10^{-2} à 5 fm)	Γ_α (1) (MeV)
4,140	4,033	9/2-	13,5 (3)	—
4,197	3,999	7/2-	13,5 (3)	—
4,379	4,377	7/2+	0,56 (3)	—
4,635	4,648	13/2+	0,35 (2)	—
4,710	4,683	5/2-	—	$2,1 \cdot 10^{-9}$

(1) Largeur alpha mesurée directement [ROG72].

(2) Valeur théorique extraite de la référence [SAK79] et corrigée pour $s = 5$ fm.

(3) Nos résultats (configuration $2N+L=7$ pour les niveaux de parité positive)

Nous calculons la largeur alpha dans le noyau ^{19}Ne à partir des relations suivantes :

$$\Gamma_\alpha(^{19}\text{Ne}) = 2\gamma_\alpha^2 P_L(^{19}\text{Ne})$$

et

$$\gamma_\alpha^2 = \Theta_\alpha^2 \gamma_w^2$$

avec γ_w^2 la largeur de Wigner,

ce qui donne :

$$\Gamma_\alpha(^{19}\text{Ne}) = \frac{3\hbar^2}{\mu s^2} \Theta_\alpha^2(^{19}\text{F}) P_L(^{19}\text{Ne}). \quad (8.19)$$

Nous voulons également utiliser la largeur alpha mesurée directement pour le niveau $E_x = 4,68$ MeV du noyau ^{19}F (voir tableau H-3). La largeur alpha du niveau analogue est obtenue en faisant simplement le rapport des pénétrabilités :

$$\Gamma_\alpha(^{19}\text{Ne}) = \frac{P_1(^{19}\text{Ne})}{P_1(^{19}\text{F})} \Gamma_\alpha(^{19}\text{F}) \quad (8.20)$$

On trouvera dans les références [LAN86] et [MAG90] tous les autres résultats pour les autres niveaux, en particulier pour les niveaux pour lesquels il existe une valeur de largeur alpha mesurée directement dans le noyau de ^{19}F .

8.4.3. Résultats

Les résultats de nos calculs pour le ^{19}Ne sont présentés dans le tableau H-4. Pour calculer les forces des résonances $\omega\gamma$ nous avons adopté les largeurs γ des niveaux analogues dans le ^{19}F .

Tableau H-4

$E_x(^{19}\text{Ne})$ (MeV)	$E_x(^{19}\text{F})$ (MeV)	E_R (MeV)	l	Γ_α (2) (MeV)	Γ_γ (1) (MeV)	$\omega\gamma$ (MeV)
4,140	4,003	0,601	4	$1,13 \cdot 10^{-12}$	$9,8 \cdot 10^{-9}$	$5,7 \cdot 10^{-12}$
4,197	3,999	0,668	4	$5,6 \cdot 10^{-12}$	$35 \cdot 10^{-9}$	$22,4 \cdot 10^{-12}$
4,379	4,377	0,850	3	$2 \cdot 10^{-10}$	$> 60 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-10}$
4,635	4,648	1,106	7	$1,6 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{-13}$
4,710	4,683	1,181	2	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$43 \cdot 10^{-9}$	$0,118 \cdot 10^{-6}$

(1) Issu de la référence [AJZ87] pour le noyau ^{19}F .

(2) Voir le texte pour le mode de calcul.

Pour les niveaux pour lesquels nous avons effectué le calcul, nous présentons dans le tableau H-5 le rapport R entre nos résultats et les résultats présentés par Langanke et al. dans la référence [LAN86].

Nous avons obtenu des résultats relativement proches de ceux de Langanke et al., ce qui peut paraître particulièrement surprenant pour le niveau $E_x = 4,377$ MeV puisque notre nouvelle valeur de largeur alpha est quelque 60 fois plus faible que celle extraite du taux de Caughlan et Fowler. A vrai dire Langanke et al. ont été très avisés d'utiliser pour ce niveau, non pas la valeur de Θ_α^2 extraite du taux de Caughlan et Fowler mais une valeur plus petite et tout aussi arbitraire mais plus proche des valeurs observées en moyenne de $\Theta_\alpha^2 = 0,02$ ($s = 5$ fm). Pour les autres niveaux ils ont utilisé les résultats des calculs de Sakuda et Nemoto [SAK79]. L'accord général est très satisfaisant. Nos nouveaux résultats confirment les choix de Langanke et al. dans le calcul de ces niveaux pour la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

Tableau H-5

$E_x(^{19}\text{Ne})$ (MeV)	$\omega\gamma$ (ref 1) (MeV)	$\omega\gamma$ (MeV)	R
4,140	$5,2 \cdot 10^{-12}$	$5,7 \cdot 10^{-12}$	1,1
4,197	$19,7 \cdot 10^{-12}$	$22,4 \cdot 10^{-12}$	1,1
4,379	$28 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-10}$	1/3,5
4,635	$0,315 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-13}$	3,5
4,710	$0,107 \cdot 10^{-6}$	$0,118 \cdot 10^{-6}$	1,1

(1) Extraits de la référence [LAN86].

Nous ne présentons pas de formule analytique pour le nouveau taux de cette réaction parce que celui-ci est pratiquement inchangé. Nous avons représenté sur la figure H-12 le rapport entre le nouveau et l'ancien taux [CAU88] (issu de l'étude [LAN86]) pour cette réaction.

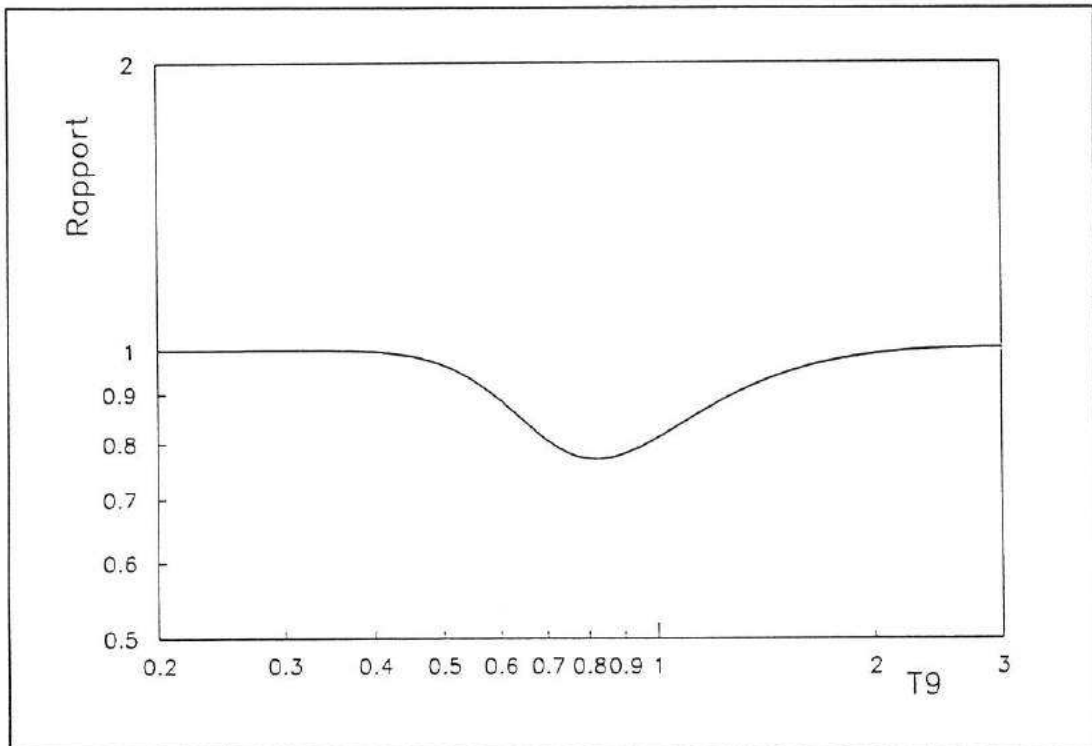


Fig. H-12 : Rapport entre le taux de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ corrigé par notre étude et l'ancien taux présenté dans la référence [CAU88] (issu de l'étude [LAN86]). Notre correction est faible parce que le taux utilisé pour la résonance sur le niveau $E_x = 4,379$ MeV, l'équivalent du niveau $E_x = 4,377$ MeV dans le ^{19}F , a été calculé avec une valeur de $\Theta^2 = 0,02$ plus proche de notre nouvelle valeur.

Il faut terminer ce chapitre en notant que cette étude pourrait donner l'impression que le taux de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ est maintenant bien connu. Ceci n'est certainement pas le cas, en particulier le niveau $E_x = 4,033$ MeV (équivalent au niveau $E_x = 3,91$ MeV dans le ^{19}F), qui produit la plus importante contribution au taux de la réaction, est très mal connu et la largeur alpha de ce niveau reste en grande partie incertaine.

Chapitre 9

La nucléosynthèse du fluor

9.1. Introduction

Le ^{19}F est le seul isotope stable de fluor. L'abondance de ce nucléide a été mesurée dans le système solaire et vaut environ $X \approx 4,4 \cdot 10^{-7}$ (abondance en fraction de masse, voir chapitre 2 pour les incertitudes). Son origine n'est pas encore aujourd'hui complètement élucidée. Cet élément est produit dans un ou plusieurs sites galactiques, puis dilué dans le milieu interstellaire. On constate dans différents codes d'évolution stellaire que ce nucléide est difficilement synthétisé. S'il peut être produit dans certains milieux stellaires par une réaction nucléaire il est habituellement aussitôt détruit par une autre réaction. Il semble difficile de reproduire l'abondance solaire à partir des résultats des calculs, ce désaccord constitue encore aujourd'hui une énigme.

Plusieurs travaux ont étudié la nucléosynthèse de cet élément de façon générale. Une étude poussée a été effectuée par Meynet et Arnould [MEY92], et par Goriely [GOR89]. Dans ce chapitre nous nous sommes inspirés principalement de leurs travaux pour résumer la nucléosynthèse du ^{19}F .

Nous aborderons succinctement plusieurs processus de nucléosynthèse stellaire :

- Les combustions hydrostatiques et explosives de l'hydrogène.
- Les combustions hydrostatiques et explosives de l'hélium. Nous avons spécialement détaillé la nucléosynthèse du ^{19}F dans les étoiles dites AGB pour lesquelles notre nouveau taux a une influence directe et importante et qui sont une source prometteuse de ^{19}F . La production de ^{19}F est obtenue dans une couche riche en hélium dans un processus nommé pulsations thermiques. De plus ces noyaux peuvent être amenés à la surface de l'étoile par un processus de dragage avant d'être éjectés dans le milieu interstellaire. Le ^{19}F a été observé récemment à la surface de ces étoiles, ce qui constitue la première observation de ce type en dehors du système solaire. Il a été observé une surabondance de ^{19}F par rapport au système solaire ce qui augmente l'intérêt des étoiles AGB pour la production de ce nucléide.
- Nous avons exposé en fin de chapitre un scénario 'non standard', étudié spécialement pour expliquer l'abondance solaire du ^{19}F . Ce modèle fait intervenir les neutrinos des explosions de supernovae de type II.

Pour chaque processus nous avons présenté les principaux schémas réactionnels conduisant à la synthèse du ^{19}F et l'efficacité de production. Il est évident que nous n'allons pas résoudre le problème de la nucléosynthèse du fluor en diminuant le taux de la réaction de production $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Nous avons tenté d'estimer (quand c'était possible) dans quelle mesure une valeur plus faible du taux de cette réaction affecte les abondances finales en ^{19}F dans chacun de ces scénarios.

9.2. La combustion hydrostatique de l'hydrogène

Dans une première phase de l'évolution des étoiles, des réactions nucléaires se produisent principalement au centre de l'étoile et transforment essentiellement l'hydrogène en hélium. Cette combustion s'effectue en général dans un état d'équilibre thermodynamique, c'est la phase dite de combustion hydrostatique de l'hydrogène. Dans cette phase la température du coeur de l'étoile est typiquement comprise entre $T_6 = 8$ et $T_6 = 50$ [KIP94] ($T_6 \approx 15$ pour le soleil).

La combustion hydrostatique de l'hydrogène opère par le biais de cycles de réactions lorsque l'étoile est suffisamment massive et riche en métaux*. Plusieurs de ces cycles sont présentés sur la figure I-1 et notés respectivement I, II, III et IV. Le premier est appelé cycle CN parce que le carbone, l'azote et l'oxygène sont les catalyseurs de cette transformation.

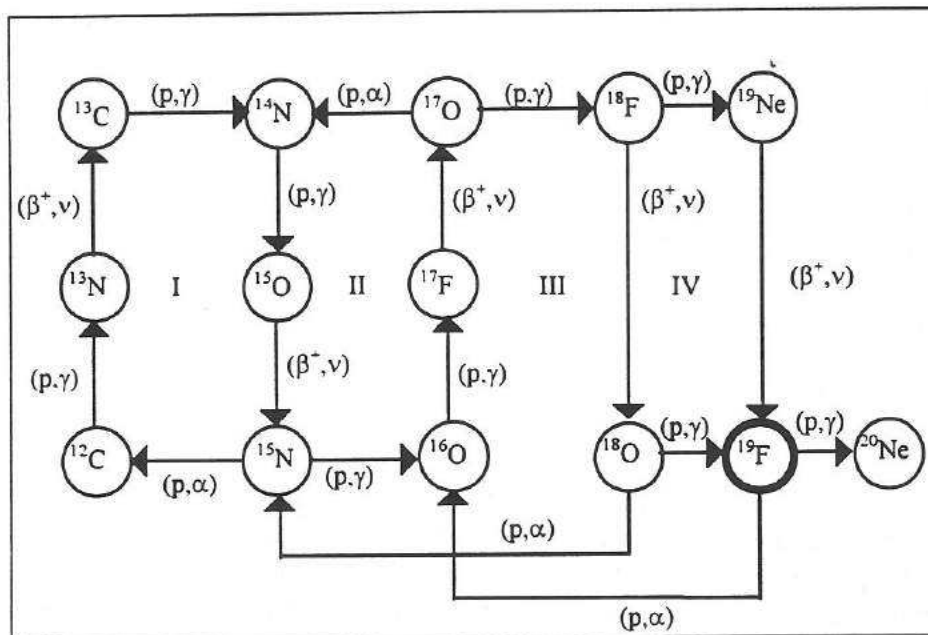
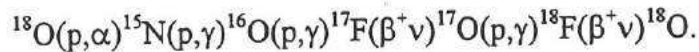


Fig. I-1 : La transformation de l' H en ^4He peut se produire dans les étoiles par le biais de noyaux catalyseurs. On peut observer dans ce réseau de réactions plusieurs cycles, notés I, II, III et IV. Le ^{19}F est principalement produit à partir de l' ^{18}O (cycle III), ou à partir de la désintégration du ^{19}Ne . Cependant le ^{19}F est rapidement transformé par la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ et de façon moindre par $^{19}\text{F}(p,\gamma)^{20}\text{Ne}$.

* On rappelle qu'en astrophysique on désigne par métaux tous les éléments autres que l'hydrogène et hélium. Par convention X, Y et Z représentent respectivement la fraction de masse de l'H, de l' ^4He et des métaux (avec $X + Y + Z \equiv 1$).

Lors de la combustion hydrostatique de l'hydrogène la production de ^{19}F est réalisée principalement par la réaction $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$. Les noyaux d' ^{18}O sont impliqués dans le cycle de réactions noté III sur la figure I-1, explicitement :



D'une part il s'avère que le cycle III est une voie relativement peu intense ($^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C} \gg ^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$). Mais d'autre part et surtout (!) la principale réaction de destruction du fluor $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$, même imparfaitement connue (cf. [KIO90]), possède une grande section efficace (voir fig. I-2). Aucune accumulation de ^{19}F n'est réalisée et l'abondance atteint au mieux quelques 10^{-10} en fraction de masse [MEY92] ce qui est très inférieur à l'abondance solaire ($X \approx 4 \cdot 10^{-7}$), sauf éventuellement avec l'adoption de la limite inférieure du taux proposé par Kious [KIO90], auquel cas un léger enrichissement en ^{19}F peut être obtenu pour certaines étoiles (dans leurs calculs avec $M = 2 M_{\odot}^*$ et $Z = 0,02$, jusqu'à $X = 6 \cdot 10^{-7}$ à la surface de l'étoile, soit moins de 2 fois l'abondance solaire).

Malgré ces considérations importantes sur les taux de réactions, il semble clair que la combustion hydrostatique de l'hydrogène n'est pas le processus approprié pour la synthèse du ^{19}F .

Il faut noter que, dans ces sites, la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ ne participe certainement pas à la production de fluor parce que la température y est beaucoup trop faible ($T_6 < 50$) et donc le taux totalement négligeable.

9.3. La combustion explosive de l'hydrogène

Plus de la moitié des étoiles dans notre galaxie appartient à des systèmes d'étoiles multiples. Parfois le transfert de matière riche en H d'une étoile vers l'autre étoile permet une combustion explosive de l'hydrogène que l'on appelle nova (voir fig. I-3, I-4, I-5, I-6). On trouvera publié, par exemple dans la référence [WOO86], que ces phénomènes permettent d'expliquer l'abondance solaire du fluor. On va voir qu'il en est tout autrement.

Schématiquement (voir fig. I-3, I-4 et I-5), pour que cette combustion ait lieu, il faut qu'une des étoiles ait atteint la phase naine blanche (étoile naine, dense, avec une température de surface élevée), qui est la phase ultime des étoiles de masse faible et intermédiaire (typiquement de 1 à $8 M_{\odot}^{**}$). Le transfert de matière riche en H peut s'effectuer depuis une étoile partenaire vers l'étoile naine (voir fig. I-6). Lorsque c'est le cas, la matière est accrétée à la surface de l'étoile naine et s'accumule. Dans certaines conditions (fonction du taux d'accrétion, de la masse de la naine etc.) un emballement thermonucléaire (facilité par l'état de dégénérescence de la matière) peut intervenir et produire une combustion explosive de l'hydrogène accrété. Selon la configuration (masse de la naine, composition etc.) une phase de haute température se prolonge pendant plusieurs centaines de seconde. La température atteint des valeurs maximales de $T_8 \approx 4$ puis chute rapidement (voir par exemple [POL95]).

* On note \odot pour signifier que l'on fait référence au soleil, ainsi M_{\odot} représente la masse du soleil.

** Jusqu'à $10 M_{\odot}$ pour les naines ONeMg. Il faut signaler que ces limites dépendent de plusieurs paramètres, notamment de la métallicité.

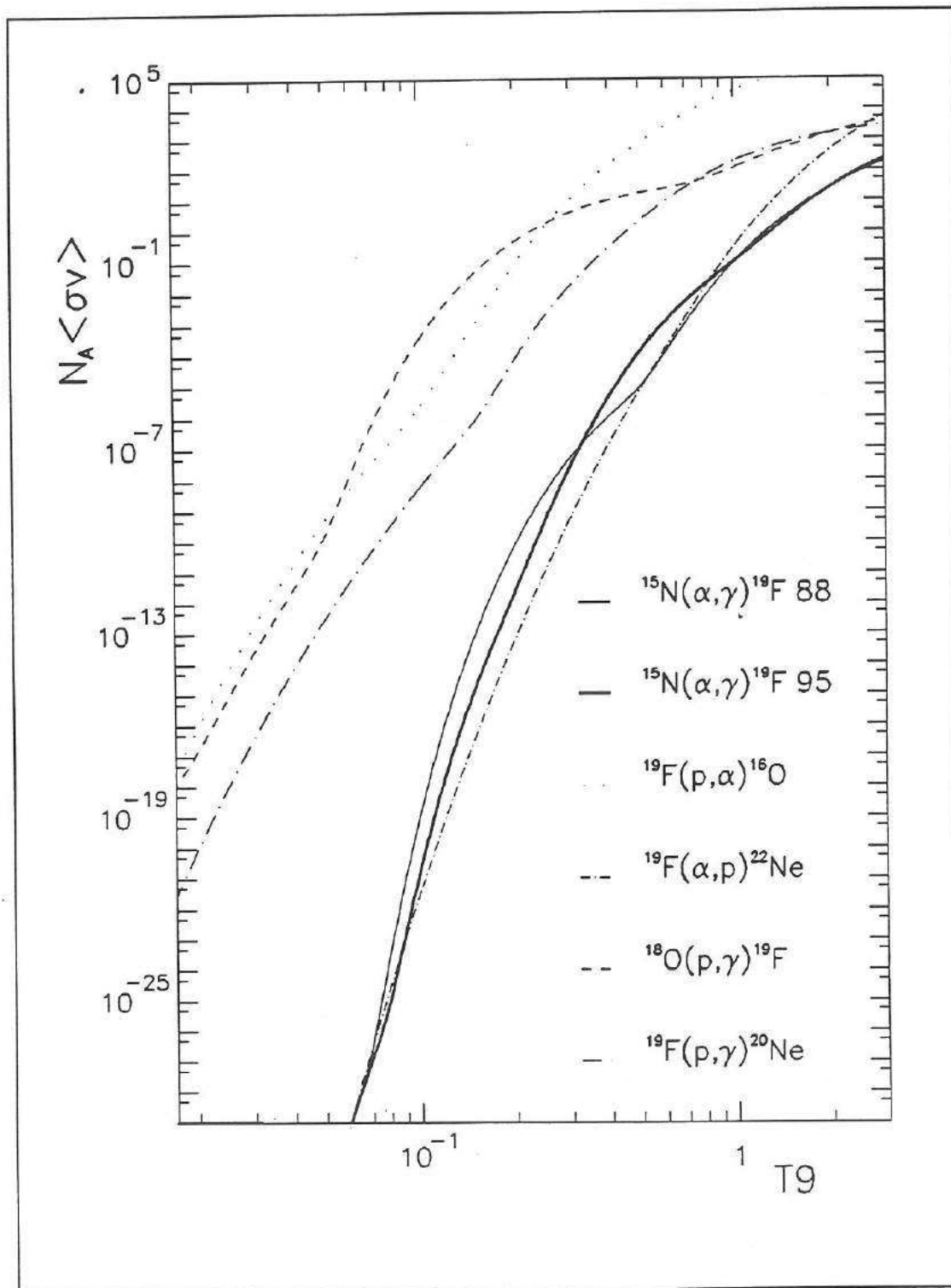


Fig. I-2 : Divers taux de réactions (unités = $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mole}^{-1}$) sont représentés en fonction de la température (en milliards de degrés). Selon les modèles, ces réactions interviennent peu ou prou dans la nucléosynthèse du fluor. Pour la réaction de capture radiative $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ nous avons représenté notre nouveau taux (95) mais également l'ancien taux (88) de Caughlan et Fowler [CAU88]. Pour la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ nous avons représenté une moyenne géométrique des taux minimal et maximal présentés par Kious [KIO90].

Fig. I-3- : Les étoiles sont souvent associées en paires. Dans une première phase de l'évolution stellaire les étoiles convertissent principalement l'hydrogène en hélium. Supposons deux étoiles A et B de masse intermédiaire. Si l'étoile A est plus massive que l'étoile B, la phase de combustion de l' H pour cette étoile sera plus rapide.

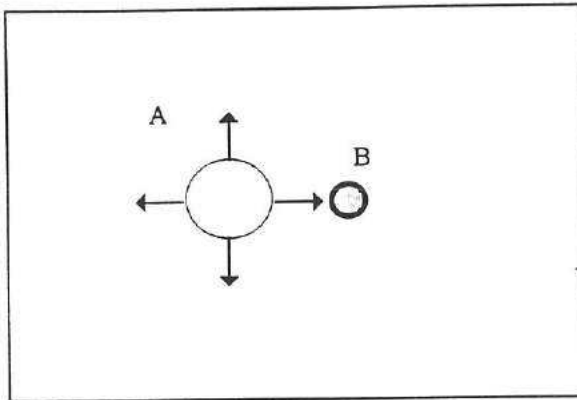
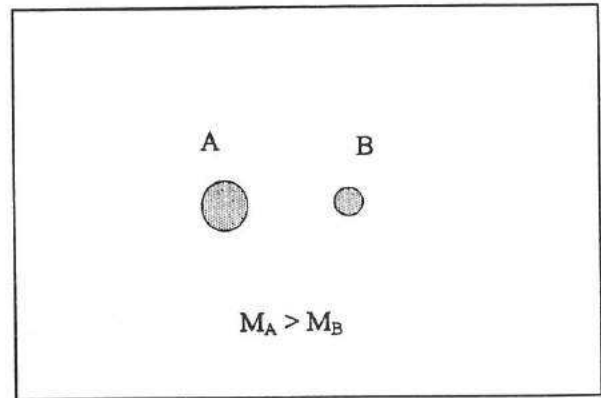


Fig. I-4 : L'étoile A atteint en premier la phase géante rouge (postérieure à la phase de combustion centrale de l' H ou séquence principale). Elle s'enfle et une partie de sa masse est éjectée par vent. Ce vent est essentiellement composé d' H (la composition de l'enveloppe extérieure a peu changée). Une part de la masse éjectée est capturée par l'étoile partenaire B.

Fig. I-5 : Une grande partie de l'enveloppe de l'étoile A a été éjectée et celle-ci peut se retrouver sous la forme d'une étoile naine blanche, une étoile compacte soutenue par la pression du gaz d'électrons dégénérés.

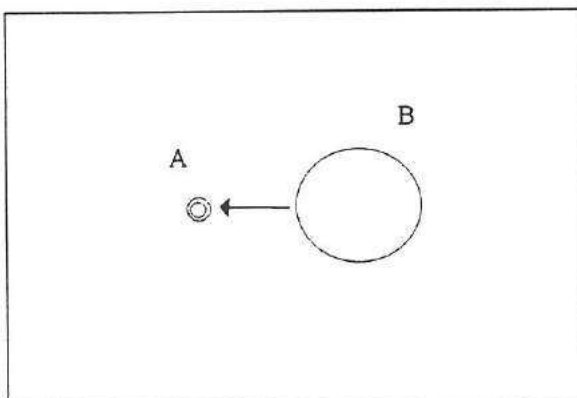
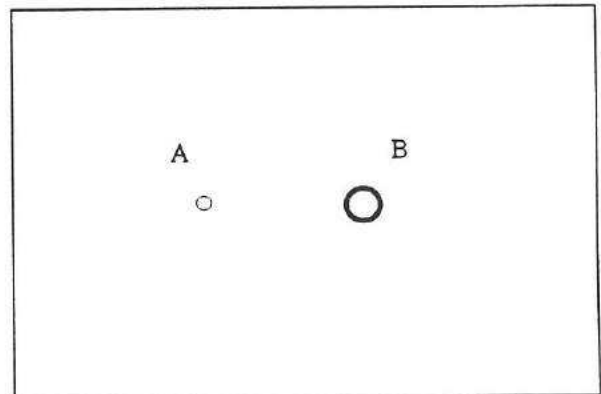


Fig. I-6 : Il peut arriver qu'une part de la masse de l'étoile B soit transférée sur l'étoile naine blanche. Cette étoile naine et dense permet, dans certaines conditions (masse accrétée, vitesse d'accrétion, masse de la naine, etc.) une combustion explosive de l' H. Les produits de la combustion sont expulsés de l'étoile par le souffle de l'explosion et viennent enrichir le milieu interstellaire.

Des études complètes des phénomènes novae (avec un traitement exact du comportement hydrodynamique des processus) ne sont pas fréquentes. Nous pouvons cependant dégager quelques points importants pour la production de ^{19}F .

D'une part ces phénomènes sont relativement fréquents (20 novae/an) dans la Galaxie mais ne contribuent pas forcément à l'enrichissement du milieu interstellaire en métaux car la masse qui est éjectée est relativement faible (typiquement $10^{-4} M_{\odot}$).

D'autre part le ^{19}F ne peut pas être produit directement pendant l'explosion car aux températures caractéristiques des novae celui-ci est très rapidement transformé par la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ (voir fig. I-2 pour le taux de réaction).

La naine blanche est une étoile dense et chaude composée essentiellement de carbone et d'oxygène ($^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$) ou d' $^{16}\text{O}/^{20}\text{Ne}/^{24}\text{Mg}$ (ONeMg) lorsque l'étoile naine est issue d'une combustion plus avancée de l'étoile génératrice*. Lorsque le gaz se dépose par transfert sur la surface de l'étoile naine, une partie de la matière composant l'étoile naine se mélange avec la couche d' H par convection. La composition initiale des enveloppes des novae est donc un mélange de ^{12}C et d' ^{16}O (ou ONeMg) et de matière typiquement de composition solaire.

Un programme a été développé [COC95] au CSNSM et à l'IAP (Institut d'Astrophysique de Paris) afin d'étudier les explosions de novae dans le modèle simplifié de MacDonald [MAC83]. Un modèle a été calculé avec une composition $^{12}\text{C}/^{16}\text{O} = 4/6$ mélangée à 50 % de matière de type solaire de sorte qu'on a finalement jusqu'à $X_{\text{initial}}(^{16}\text{O}) \approx 0,3$. Avec une composition aussi riche en ^{16}O le cycle III de la figure I-1 produit du ^{18}F en quantité appréciable (jusqu'à $X \approx 10^{-2}$) par la chaîne de réactions $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$. Un cycle supplémentaire IV (voir fig. I-1 et I-7) contribue de façon majoritaire à la formation de ^{19}F . Dans un premier temps le ^{18}F est partiellement transformé en ^{19}Ne par la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ (une part importante du ^{18}F est transformée par la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$). Dans un deuxième temps le ^{19}Ne qui a été produit se transforme principalement en ^{19}F par désintégration (la réaction $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ est négligeable). Ce processus est efficace parce que le ^{19}Ne produit un délai ($T_{1/2} = 17,2$ s) et évite ainsi la destruction du ^{19}F par la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)$. Ce délai permet une décroissance importante de la température ce qui rend le rapport formation/destruction plus favorable. Il faut noter toutefois que les réactions $^{18}\text{F}(p,\gamma)$ et (p,α) ne sont pas encore bien connues.

Sur la figure I-7 nous avons présenté les principales voies réactionnelles dans le réseau de réactions calculé dans une configuration choisie (abondances données précédemment, $M_{\text{naine}} = 1 M_{\odot}$, $M_{\text{accrétée}} = 10^{-4} M_{\odot}$, $T_{\text{max}} = 225 \cdot 10^6$). On peut remarquer que la chaîne de réactions $^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$ intervient également dans la production de ^{19}F , mais dans une moindre mesure.

Dans les configurations riches en métaux plus lourds (novae ONeMg) il est possible de produire du ^{19}F en quantité appréciable, jusqu'à $X \approx 10^{-6}$ à 10^{-5} ** (voir [POL95] et [COC95]). Cependant quelles que soient les configurations, la production de ^{19}F n'est certainement pas suffisante pour contribuer de façon importante à l'enrichissement dans la Galaxie (il faut cependant rappeler les grandes incertitudes inhérentes au modèle astrophysique utilisé).

* Lorsque l'étoile a une masse plus élevée lui permettant d'atteindre la phase de combustion du carbone.

** Confirmé également pour une nova avec un coeur CO de $1 M_{\odot}$, communication privée A. Coc.

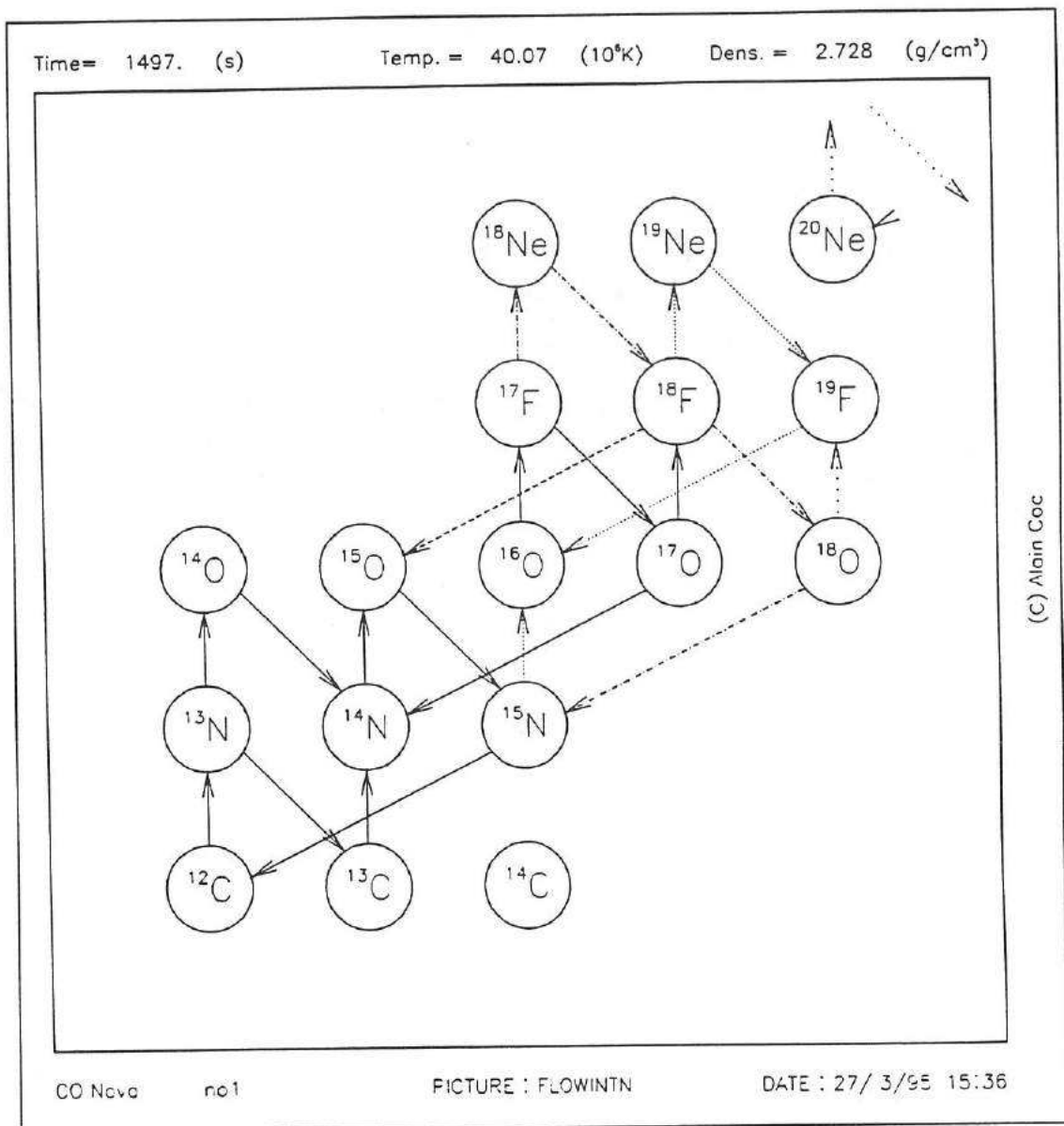


Fig. I-7 : Diagramme de flux* calculé dans le cas d'une nova de coeur CO et de 1 M_⊙. Les différents flux intégrés pendant tout le processus explosif sont représentés sous la forme de lignes dont l'intensité de trait est croissante avec l'intensité de flux (unité arbitraire). Le ¹⁹F est principalement produit par la désintégration du ¹⁹Ne, mais la réaction ¹⁸O(p,γ)¹⁹F contribue également à sa production. La réaction ¹⁹F(p,α)¹⁶O est la principale réaction de destruction du fluor.

En effet nous pouvons évaluer grossièrement la contribution de ces sites en prenant une abondance en ¹⁹F de $X = 10^{-5}$ pour une masse éjectée de $10^{-4} M_{\odot}$ et pour un taux de 20 novae/an dans la Galaxie pendant 10^{10} ans, on obtient une abondance galactique de :

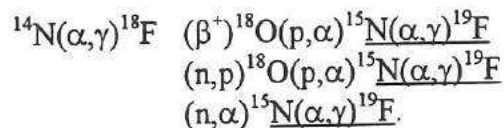
$$X(^{19}\text{F}) \sim \frac{M_{\text{total}}(^{19}\text{F})}{M_{\text{Galaxie}}} \sim \frac{10^{-5} \times 10^{-4} \times 20 \times 10^{10}}{M_{\text{Galaxie}}} \sim \frac{200}{2 \times 10^{11}} \sim 10^{-9}.$$

Cette abondance moyenne est très inférieure à l'abondance solaire.

* On appelle flux le nombre de réactions qui ont lieu par seconde et par gramme de matière. Ici il s'agit du flux intégré sur tout le temps du processus.

9.4. La combustion hydrostatique de l'hélium

La combustion hydrostatique de l' ${}^4\text{He}$ peut survenir soit dans le coeur d'une étoile après la combustion hydrostatique de l'hydrogène, soit sur une couche autour du coeur dans une phase plus avancée. Dans les deux cas le ${}^{19}\text{F}$ est principalement produit par les 3 chaînes de réactions suivantes [MEY92] :



Dans un premier temps l' ${}^{14}\text{N}$ est transformé en ${}^{18}\text{F}$ par la capture radiative ${}^{14}\text{N}(\alpha,\gamma){}^{18}\text{F}$. Ce nucléide est relativement abondant après la combustion de l'hydrogène (c'est un des éléments du cycle CNO et son abondance a été augmentée par rapport à l'abondance initiale si ce cycle a fonctionné). Dans un second temps la production de ${}^{19}\text{F}$ se réalise à partir du ${}^{18}\text{F}$ principalement par les 3 chaînes de réactions relevées ci-dessus. Pour ces 3 chaînes la synthèse du ${}^{19}\text{F}$ nécessite la production de neutrons ou de protons, essentiellement par les réactions ${}^{13}\text{C}(\alpha,\text{n}){}^{16}\text{O}$ et ${}^{14}\text{N}(\text{n},\text{p}){}^{14}\text{C}$. Dans les 3 cas c'est la réaction de capture ${}^{15}\text{N}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{F}$ qui synthétise finalement le fluor.

Quantitativement les résultats sont différents suivant le site étudié mais se rapportent toujours à des étoiles massives (voir la référence [MEY92]) :

- Lors de la combustion centrale le ${}^{19}\text{F}$ peut être produit en quantité appréciable (jusqu'à 10^{-4} en fraction de masse) mais celui-ci est presque entièrement détruit à la fin de la phase de combustion par la réaction ${}^{19}\text{F}(\alpha,\text{p}){}^{22}\text{Ne}$.
- La combustion en couche procède par les mêmes chaînes de réactions mais les températures n'atteignent pas forcément des valeurs ($T_6 = 200$ à 300 , densité ≈ 500 à 1000 g cm^{-3}) telles que la réaction de destruction du fluor ${}^{19}\text{F}(\alpha,\text{p}){}^{22}\text{Ne}$ puisse intervenir. Lorsqu'une certaine quantité de fluor est épargnée, puis éjectée dans le milieu interstellaire par l'explosion supernova (pour $M > 10 M_\odot$), l'enrichissement final de la matière éjectée en ${}^{19}\text{F}$ reste modeste (\sim facteur 2 [MEY92]).

Dans les deux configurations le ${}^{19}\text{F}$ est produit en grande quantité à un certain moment mais il est finalement détruit par la réaction ${}^{19}\text{F}(\alpha,\text{p}){}^{22}\text{Ne}$. Toutefois deux processus permettent d'éviter la destruction du fluor :

- Lorsque le ${}^{19}\text{F}$ est éjecté de l'étoile avant la fin de la phase de combustion de l' ${}^4\text{He}$. Cela peut survenir dans certaines étoiles massives géantes de type Wolf-Rayet (WR) où le vent stellaire (de l'ordre de $10^{-4} M_\odot$ par an) expulse une grande partie de l'enveloppe. Ainsi le fluor est expulsé dans le milieu interstellaire avant la fin de la combustion et donc avant d'être détruit par la réaction ${}^{19}\text{F}(\alpha,\text{p}){}^{22}\text{Ne}$.
- Lorsque la combustion de l' ${}^4\text{He}$ est simplement partielle, une partie du ${}^{19}\text{F}$ peut survivre jusqu'à la phase finale et en particulier à l'onde de choc de l'explosion supernova. Cette situation peut survenir en partie également dans certaines étoiles massives.

Dans la référence [MEY92] il est estimé que les étoiles géantes WR pourraient contribuer de 10 % jusqu'à 50 % pour l'abondance du ^{19}F dans la Galaxie. Ces résultats préliminaires indiquent clairement l'intérêt de ces sites dans la production du ^{19}F .

Notre nouvelle détermination du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ intervient ici directement dans la production de ^{19}F (voir les principales chaînes de réactions présentées précédemment). Il est difficile d'estimer l'influence de notre nouveau taux de réaction sur la quantité de fluor produit sans effectuer les calculs dans un code approprié. Même après modification du taux, l'abondance finale en fluor n'est pas forcément très différente de celle obtenue sans modification. En effet le temps caractéristique de la combustion hydrostatique de l' ^4He est probablement beaucoup plus grand que celui de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ dans ce milieu, même après modification du taux. Ainsi le temps disponible pour produire du ^{19}F reste donc suffisamment grand et peut compenser la diminution de ce taux (puisque le ^{19}F n'est essentiellement détruit qu'à la fin de la combustion ce qui permet son accumulation sur une large période de temps, et si l' ^{15}N n'est pas détruit par ailleurs).

Bien qu'un calcul complet reste encore à effectuer avec notre nouveau taux, on peut estimer que le ^{19}F est produit dans ces processus avec une abondance finale proche de l'abondance obtenue sans modification du taux. La conclusion précédente peut donc être gardée, ce mode de combustion est très intéressant pour la production de fluor (jusqu'à 50 % de l'abondance solaire) mais n'est probablement pas suffisant pour justifier l'abondance solaire à lui seul.

9.5. Mesure de l'abondance extra-solaire

On comprend facilement à quel point les mesures d'abondances extra-solaires du ^{19}F peuvent se révéler importantes pour la compréhension de la nucléosynthèse du fluor. C'est un moyen de connaître directement le site galactique à l'origine de ce nucléide.

La détection de fluor extra-solaire est rendue très difficile par l'absence de raie caractéristique dans le spectre de la lumière visible. Des résultats incertains ont été présentés pour des nébuleuses planétaires [ALE83]. On reporte également d'autres détections éparses.

Très récemment, et pour la première fois, des mesures fiables d'abondances de fluor extra-solaire ont été réalisées par Jorissen et al. [JOR92] en spectroscopie infrarouge à haute résolution sur des étoiles de type AGB, à partir de l'observation des lignes de rotation-vibration de la molécule HF.

On observe à la surface de ces étoiles jusqu'à 30 fois l'abondance de fluor dans le système solaire*. Ces observations suggèrent clairement que ces étoiles, et en particulier les couches de combustion de l'hélium, sont des sites importants pour la production de fluor dans l'Univers. Nous allons exposer la synthèse du fluor dans ces étoiles qui, du fait de ces observations récentes, sont vraisemblablement des sites importants pour la synthèse du fluor.

* D'autres mesures sont en cours de traitement. Communication privée Jorissen.

9.6. Les géantes asymptotiques

9.6.1. Caractéristiques

Les étoiles géantes asymptotiques AGB (Asymptotic Giant Branch) sont des étoiles de masse intermédiaire comprise entre 1 fois et 8 fois la masse du soleil et qui se situent dans une phase particulière de leur évolution. Toutes les étoiles de masse intermédiaire (et donc y compris le soleil) suivent une évolution que l'on a résumée schématiquement sur la figure I-8.

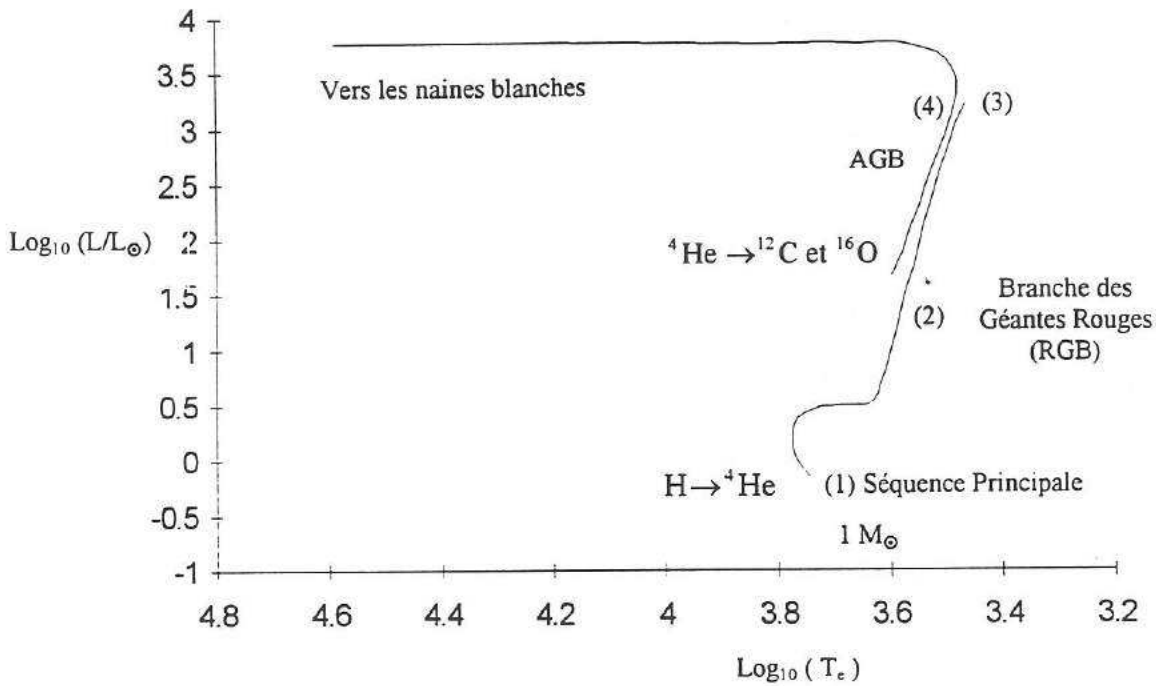


Fig. I-8 : Sur ce diagramme, dit de Hertzsprung-Russell, le logarithme de la luminosité totale des étoiles (relative à celle du soleil actuellement) est représenté en fonction du logarithme de la température à leur surface (T_e). Les étoiles effectuent un parcours qui est caractéristique des processus qui se déroulent en leur sein, et donc de l'avancement des transformations internes*. Nous avons représenté très schématiquement l'évolution d'une étoile de $1 M_{\odot}$ [IBE91]. Il faut noter que la discontinuité présentée ici entre les phases (3) et (4) est artificielle afin de simplification.

Ce diagramme est très commun en astrophysique, on le nomme diagramme de Hertzsprung-Russell (HR). L'axe des abscisses représente la température de la surface de l'étoile (en log), il est dirigé dans le sens inverse du sens conventionnel. L'axe des ordonnées représente le rapport de la luminosité totale de l'étoile à celle du soleil (en log).

* Il est important de remarquer ici qu'aucune notion de durée ne peut être considérée sur un tel diagramme, certaines phases de combustion représentées ici par des traits courts peuvent durer plus de 10^4 fois plus longtemps que d'autres représentées par des traits plus longs.

Sur ce diagramme les étoiles effectuent un parcours qui est caractéristique de l'état d'avancement des différentes combustions qui se produisent intérieurement. On relève plusieurs phases, très schématiquement (pour plus d'information voir par ex. [IBE91]) :

- Dans un premier temps et pendant la majeure partie de son temps de vie, l'étoile convertit dans son coeur principalement l'hydrogène en hélium (combustion hydrostatique). On la trouve alors dans une région du diagramme HR que l'on appelle séquence principale (phase notée (1) sur la fig. I-8). Sa position précise dans ce diagramme est fonction de sa masse, les étoiles les plus massives étant les plus lumineuses et ayant les plus grandes températures de surface.
- Les étoiles quittent la séquence principale lorsque la majorité de l'hydrogène central a été transformée (2). La combustion de l'hydrogène se produit ensuite sur une couche autour d'un coeur essentiellement constitué d'hélium (inerte). La luminosité totale de l'étoile augmente.
- La combustion hydrostatique de l' ^4He s'engage (phase (3)) au coeur de l'étoile lorsque la densité et la température atteignent des valeurs suffisantes. Ce nucléide est principalement transformé en carbone et oxygène. La combustion hydrostatique de l' H se poursuit dans le même temps sur une couche autour du coeur.
- Dans une étape ultérieure, lorsque l'hélium est épuisé au voisinage du centre, l'étoile atteint une phase dite géante asymptotique (AGB) (4). Dans cette phase la combustion de l'hélium se produit sur une fine couche autour d'un coeur inerte constitué essentiellement de carbone et d'oxygène (CO). Dans le même temps la combustion de l' H a toujours cours sur une couche supérieure. Le chemin qu'entreprend l'étoile sur le diagramme HR est asymptotique à celui de la phase notée (3) sur la figure I-8, d'où son nom de géante asymptotique. Sur la figure I-9 nous avons schématisé l'intérieur de l'étoile à ce stade de l'évolution. Cette phase dure typiquement 1 million d'années ce qui représente une faible part du temps de vie d'une étoile de cette masse (typiquement 10^{10} ans pour une étoile de $1 M_{\odot}$).

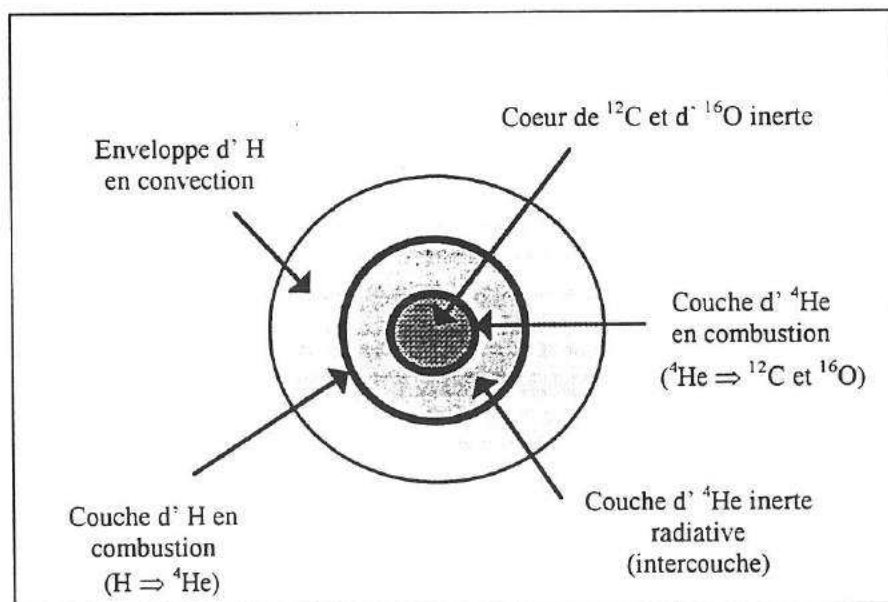


Fig. I-9 : L'intérieur d'une étoile AGB est représenté ici très schématiquement (les proportions ne sont pas gardées).

9.6.2. Les pulsations thermiques

Certains comportements complexes ont été observés lors des premières tentatives de calcul de la phase AGB [SCH65]. On a pensé dans un premier temps que ces phénomènes étaient reliés à des instabilités numériques. En réalité il s'agit d'un processus physique véritable*. Périodiquement une convection démarre à partir de la couche de combustion de l'hélium et s'étend dans une grande partie de la couche d'hélium inerte (l'intercouche, voir fig. I-9).

La zone de convection** s'arrête un peu avant d'aborder la couche de combustion de l'hydrogène (voir fig. I-10), qui est quasiment éteinte à cet instant. La zone tampon a une épaisseur de 10^{-3} à $10^{-4} M_{\odot}$ alors que la zone convective possède au total une extension de $\sim 10^{-2} M_{\odot}$.

Le phénomène s'arrête au bout de quelques centaines d'années lorsque l'énergie excédentaire a été évacuée et l'équilibre radiatif retrouvé. Le phénomène dure donc relativement peu de temps (comparé par exemple aux 10^{10} ans de la phase de combustion hydrostatique de l' H pour les étoiles de $1 M_{\odot}$), mais se répète régulièrement (quelques dizaines de fois) avec une certaine périodicité (par exemple $\approx 10^5$ ans pour une étoile de $2,5 M_{\odot}$).

Ce phénomène thermique permet une nucléosynthèse particulière parce que les températures atteignent des valeurs relativement élevées ($T_6 \approx 200$), et parce que le temps caractéristique de cette combustion est faible (quelques centaines d'années). De plus (et surtout !), comme nous allons le voir, un phénomène de dragage est susceptible de ce produire à la suite du 'pulse', permettant ainsi aux noyaux produits par le 'pulse' d'être amenés à la surface de l'étoile.

9.6.3. Le processus de production de fluor pendant les pulsations

La nucléosynthèse du fluor dans les étoiles AGB a fait l'objet d'une étude particulière par le groupe d'astrophysique de l'université libre de Bruxelles (ULB). Des résultats préliminaires ont été publiés récemment [MOW95] [FOR92] [JOR92].

* Observé dans les codes d'évolution stellaire et expliqué physiquement, cependant il n'existe aucune preuve expérimentale directe de ce processus.

** Notée par la suite indifféremment pulsation ou 'pulse'.

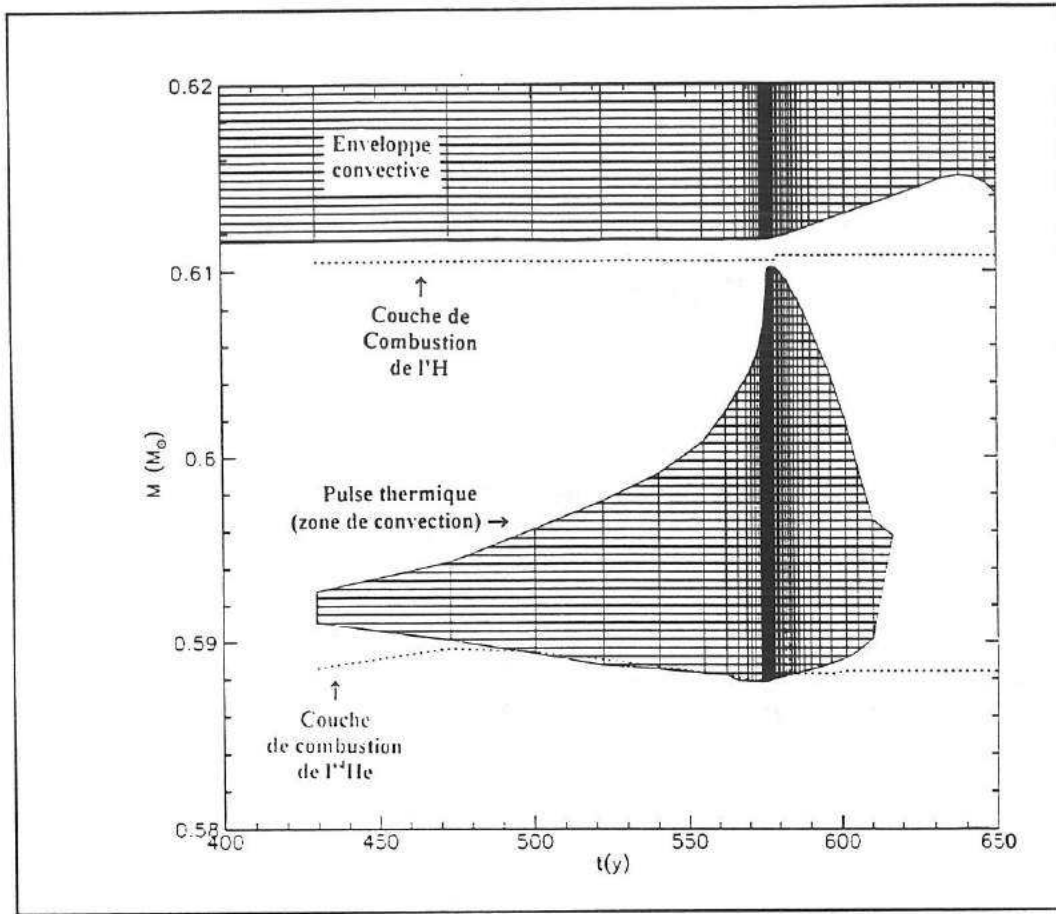


Fig. I-10 : Structure d'un 'pulse' thermique à l'intérieur d'une étoile de type AGB. Cette image est issue d'un calcul effectué à l'université libre de Bruxelles (9^{ième} pulse, étoile de $3 M_{\odot}$, métallicité solaire) par Jorissen et al. L'axe des ordonnées exprime la masse intégrée depuis le coeur, les valeurs croissantes de ce paramètre équivalent donc à un rayon de plus en plus grand. L'axe des abscisses représente le temps (en années, origine arbitraire). Les zones convectives sont représentées en sombre. On observe que le 'pulse' a une extension temporelle de quelques centaines d'années. La température de la base du pulse est de $T_6 \approx 250$. L'enveloppe convective d'hydrogène se situe dans la partie supérieure de la figure (au-dessus de $0,61 M_{\odot}$). Les pointillés représentent les positions des couches de combustion de l' H et de l' ^4He .

L'évolution de plusieurs étoiles a été étudiée à partir de la période T-Tauri (formation de l'étoile) jusqu'à la phase AGB. Les calculs ont été effectués avec un code d'évolution stellaire dans un traitement hydrodynamique unidimensionnel avec un couplage approprié de la nucléosynthèse. Les détails sur le code de calcul peuvent être trouvés dans les références [MOW93] [MOW95]. Il a été révélé que la nucléosynthèse du ^{19}F peut être réalisée de façon efficace lors des pulsations par le biais d'une chaîne de réactions qui est schématisée sur la figure I-11.

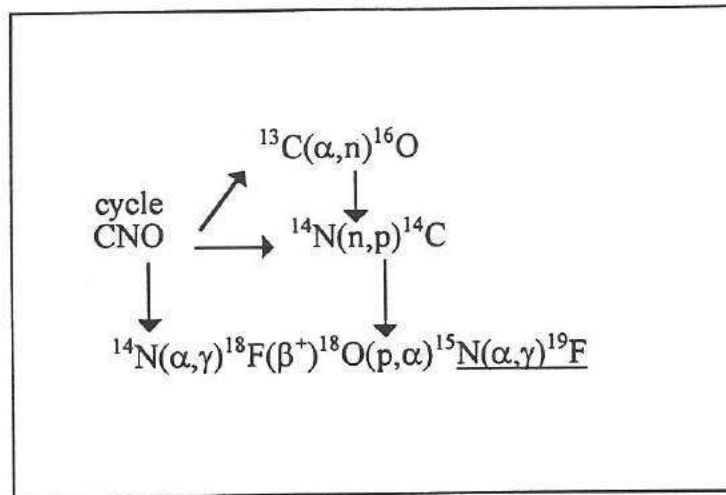


Fig. I-11 : Ensemble de réactions permettant la synthèse du fluor pendant les pulsations thermiques.

On peut résumer succinctement les principales lignes de ce processus. Lors des pulsations la 'langue' de la convection thermique (voir fig. I-10) vient absorber les restes de la combustion de l'hydrogène (couche supérieure). Dans les produits de la combustion de l'H on trouve de l'hélium bien sûr, mais également des noyaux de ^{13}C , d' ^{15}N et principalement d' ^{14}N (qui sont issus du cycle CNO). Ces noyaux sont emportés dans les zones plus profondes et plus chaudes, c'est-à-dire là où ils vont subir des transformations.

Les noyaux d' ^{15}N sont essentiellement transformés en ^{19}F par la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$. Le ^{13}C permet la production de neutron par la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Les noyaux d' ^{14}N sont principalement transformés en ^{18}O par les réactions $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$ avec un dégagement important d'énergie. Une part également de ces noyaux permet la production de protons par la réaction $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, où les neutrons de la voie d'entrée sont issus de la transformation du ^{13}C en ^{16}O . Ces protons réagissent avec les noyaux d' ^{18}O qui sont les principaux capteurs de protons à cet instant à cause de leur forte abondance ($X \sim 10^{-3}$). Les noyaux de ^{19}F sont finalement produits par les réactions $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$. On note immédiatement l'importance de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ dans ce processus pour la production de ^{19}F .

9.6.4. La production de fluor avec l'ancien taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$

Sur la figure I-12 nous avons représenté l'abondance en fraction de masse de quelques nucléides à la fin du 11^{ème} 'pulse' dans le cas d'une étoile de $2,5 M_{\odot}$ ($Z = 0,02$). Ces résultats sont issus des études menées par le groupe de Bruxelles. Sur cette figure l'axe des abscisses représente la masse intégrée depuis le coeur de l'étoile en unité de masse solaire (~ profondeur dans l'étoile).

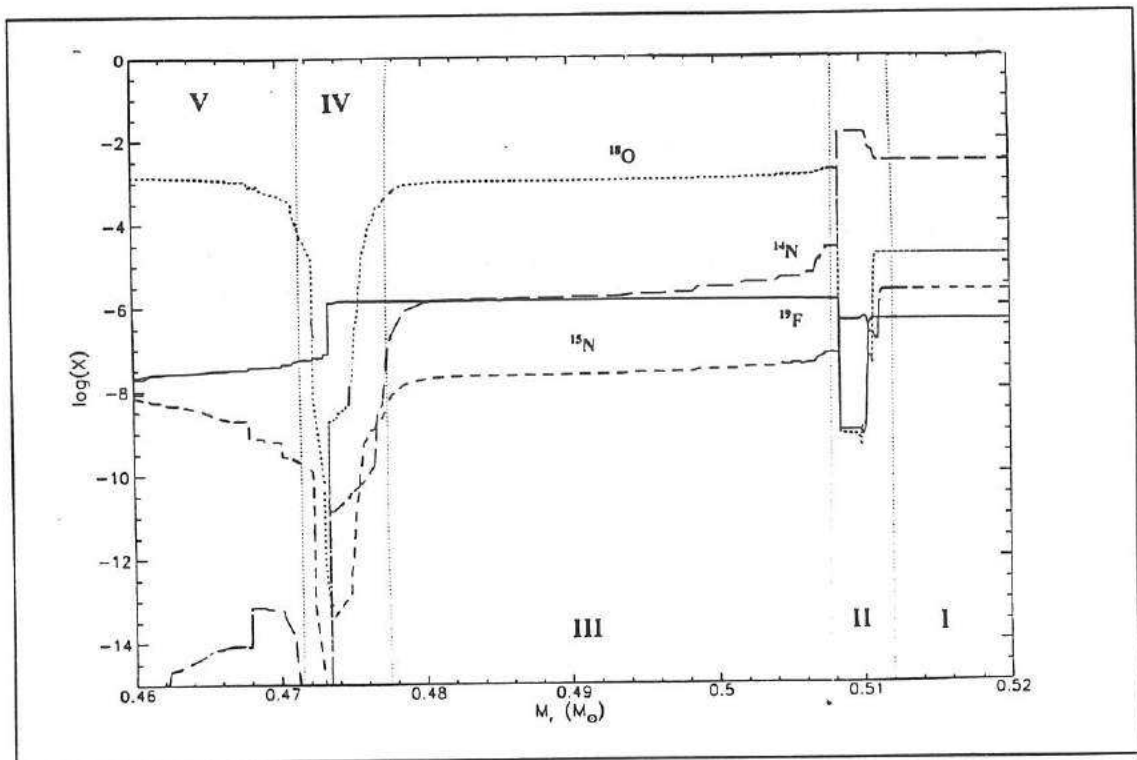


Fig. I-12 : Abondance de plusieurs nucléides représentée en fonction de la masse intégrée depuis le coeur de l'étoile. Il s'agit des abondances obtenues à la fin du 11^{ème} 'pulse' pour une étoile AGB de 2,5 M_{\odot} et de $Z = 0,02$.

La valeur de l'abondance en ^{19}F dans l'intercouche a été annulée juste avant le calcul de ce 11^{ème} 'pulse', ceci afin d'identifier clairement les changements apportés à la production de ^{19}F pendant ce seul pulse. Les abondances des autres nucléides n'ont pas été modifiées. Les calculs ont été effectués avec l'ancien taux de Fowler [CAU88] pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Dans ce modèle la température à la base de la zone convective est de $T_{8\text{ base}} \approx 2$ et la densité de $\rho_{\text{base}} \approx 5000 \text{ g cm}^{-3}$.

Sur la figure I-12 on peut distinguer plusieurs zones que l'on a notées I, II, III, IV et V :

- Sur la droite de l'image, dans la zone notée I, il s'agit de la partie correspondant à l'enveloppe convective d'H (couche supérieure de l'étoile). Les valeurs des abondances sont celles du système solaire ($Z_{\odot} \approx 0,02$) parce que ces noyaux n'ont pas subi de modification.
- Aux alentours de $M_r = 0,51 M_{\odot}$, dans la zone notée II, on observe que les abondances varient rapidement, ceci est relié au fait qu'à cette position (ou couche) se produit la combustion hydrostatique de l'hydrogène. On peut observer que l'abondance des noyaux d' ^{14}N est augmentée (c'est un noyau 'goulot d'étranglement' dans le cycle CNO). A l'opposé l'abondance de fluor est fortement amoindrie (conformément à ce que l'on a présenté pour la combustion hydrostatique de l'H dans le paragraphe 9.2.).

- Dans les limites $0,48 M_{\odot} < M_r < 0,51 M_{\odot}$, dans la zone notée III, il s'agit de la zone du 'pulse' (l'intercouche) c'est-à-dire de la zone où s'est produite la convection (qui vient juste de s'arrêter à cet instant). Les abondances sont quasiment constantes parce que la convection a homogénéisé tous les éléments. En réalité les limites de la zone de convection se sont déplacées pendant le 'pulse', les abondances finales ne sont pas rigoureusement constantes (surtout aux abords de la zone). Dans cette zone le ^{19}F a été enrichi par rapport à son abondance solaire. On constate que la majeure partie de l' ^{15}N a été transformée en ^{19}F . Il reste encore une grande quantité d' ^{18}O provenant de la transformation de l' ^{14}N .

- Dans la zone IV, pour $M_r \approx 0,474 M_{\odot}$, on observe que les abondances des différents nucléides varient fortement. Ce comportement complexe est lié au léger retrait de la zone de convection pendant le pulse. Dans cette zone il n'y a plus d'homogénéisation. Les abondances de ces nucléides ont subi de fortes variations puisque dans cette zone les températures et densités sont importantes.

- Dans la zone V les abondances présentées sont celles observées à la périphérie du coeur CO de l'étoile dont la masse à cet instant est donc voisine de $\frac{1}{2} M_{\odot}$.

Dans cet exemple calculé avec le taux de la compilation de Caughlan et Fowler [CAU88] pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$, l'abondance de fluor dans la zone convective atteint $X(^{19}\text{F}) = 1,2 \cdot 10^{-6}$ (voir figure I-12, on rappelle que $X(^{19}\text{F}) = 0$ avant le 'pulse') et celle de l' ^{15}N est n'est plus que de $X(^{15}\text{N}) = 4 \cdot 10^{-8}$. On constate donc bien qu'il y a eu un enrichissement en ^{19}F dans la zone convective, dans ce cas par un facteur 2,7 par rapport à l'abondance solaire en un seul 'pulse'.

On peut expliquer ces résultats. Pour tenir compte de la moyenne sur toute la zone de convection, le temps de vie effectif d'un noyau particulier peut être estimé empiriquement* à partir du temps de vie calculé à la base de la couche convective (à l'endroit le plus chaud et le plus dense) en multipliant ce dernier par approximativement un facteur 10. On calcule ainsi que le temps de vie de l' ^{15}N relatif à la réaction de capture $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ est de $\tau(^{15}\text{N}) = 0,35$ années à la base de la zone convective dans le modèle présenté précédemment. Le temps de vie effectif de ce nucléide pendant le 'pulse' est donc approximativement de $\tau(^{15}\text{N}) \approx 3,5$ années. Ce temps est très inférieur au temps caractéristique du processus ($\Delta\text{temps}(\text{pulse}) \approx 200$ ans) ce qui explique pourquoi la majorité de l' ^{15}N a été transformée en ^{19}F . De la même façon on calcule que, dans ce modèle, le temps caractéristique du processus est très inférieur au temps effectif de destruction du ^{19}F , principalement par la réaction $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$, que l'on estime à $\tau(^{19}\text{F}) \approx 4000$ ans.

De plus il faut noter que le recouvrement entre deux 'pulses' successifs est important. Il se produit donc un enrichissement par accumulation d'un 'pulse' sur l'autre. Dans certains modèles, en raison de l'accumulation, après plusieurs 'pulses' l'abondance de ^{19}F peut atteindre jusqu'à 10^{-4} en fraction de masse (plus de 200 fois l'abondance solaire).

* Communication privée Jorissen, voir aussi [JOR92].

Il faut cependant un phénomène supplémentaire pour amener les noyaux produits dans le 'pulse' à la surface de l'étoile. Ce phénomène de dragage est nommé *third dredge-up**. Il s'agit d'une extension de la zone convective d'hydrogène (enveloppe extérieure) vers les zones les plus profondes (voir fig. I-13 pour une représentation schématique) de telle façon qu'une partie des produits du pulse est emportée dans l'enveloppe convective extérieure et se mélange avec les nucléides de cette zone.

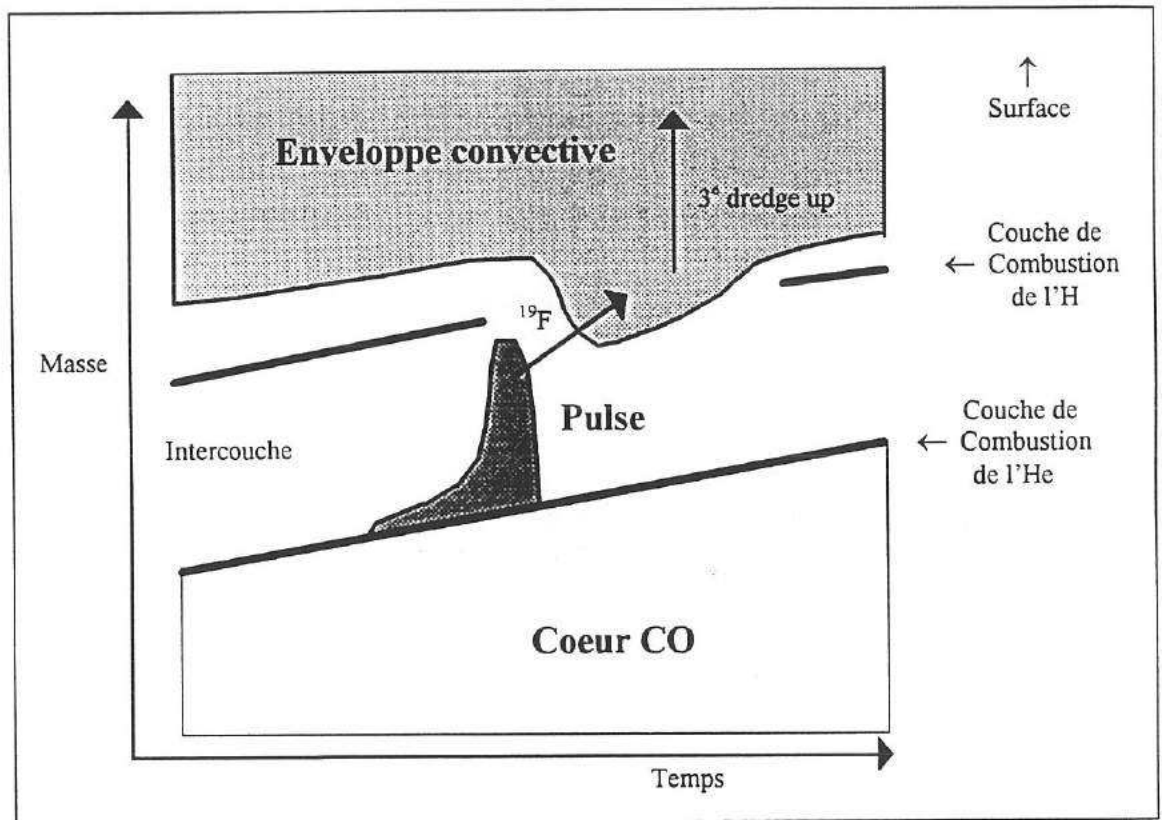


Fig. I-13 : Nous avons représenté de façon schématique et simplifiée le processus de dragage (*third dredge-up*) dans les étoiles AGB. Après le 'pulse' (en sombre) l'enveloppe extérieure convective descend à l'intérieur de l'étoile jusqu'à atteindre la partie supérieure du 'pulse'. Les nucléides produits dans cette zone (le ^{19}F entre autres) sont donc en partie absorbés par l'enveloppe convective extérieure et emportés jusqu'à la surface de l'étoile.

* Le *third dredge-up* est un phénomène complexe et relativement mal connu, qui n'a été produit que dans quelques modèles stellaires. Il faut ajouter que ce phénomène physique doit se produire réellement parce que l'on a observé à la surface de certaines étoiles AGB une surabondance en fluor et en d'autres éléments (ex : carbone) caractéristiques d'un processus de ce genre.

Ce phénomène de dragage n'est pas apparu dans les calculs effectués à l'ULB. On peut cependant considérer qu'il se produit réellement et ainsi effectuer un calcul pour estimer approximativement la surabondance en fluor à la surface de ces étoiles. Posons par exemple $X(\text{pulse}) = 10^{-4}$. Dans le modèle calculé : $M = 3 M_{\odot}$ et métallicité solaire, avec une masse totale de la zone d'extension du 'pulse' de $\sim 3 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$, la masse de dragage peut atteindre une valeur de $\sim 5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ [JOR92].

Dans cet exemple on a :

$$X(^{19}\text{F}) = \frac{M_d}{M_T} X(\text{pulse}) = \frac{20 \times 5 \cdot 10^{-3}}{2,4} 10^{-4} = 4 \cdot 10^{-6} \approx 10 X(^{19}\text{F})_{\text{solaire}}$$

avec :

M_d : la masse totale des 'pulses' qui ont enrichi l'enveloppe. On compte 20 'pulses' au total.

M_T : la masse totale de l'enveloppe, environ $2,4 M_{\odot}$.

La quantité de fluor apportée à la surface de l'étoile ne peut entièrement justifier les abondances mesurées (jusqu'à 30 fois l'abondance solaire) mais il faut rappeler que les calculs n'ont été effectués que pour quelques modèles (en particulier les propriétés des modèles calculés ne correspondent pas exactement à celles des étoiles observées).

L'étoile perd une partie appréciable de sa masse par vent pendant et après la phase AGB. Le gaz qui est éjecté vient enrichir le milieu interstellaire en métaux qui ont été ainsi synthétisés dans l'étoile, et donc en particulier en fluor.

9.6.5. La production de fluor avec le nouveau taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$

Nous avons modifié de façon importante le taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ pour des températures autour de $T_6 = 200$ (voir chapitre précédent). Or ce sont ces températures que l'on rencontre à la base du 'pulse' dans les étoiles AGB lors des pulsations thermiques. Avec le nouveau taux on peut donc s'attendre à des effets sensibles pour la production de ^{19}F . Si l'on effectue le calcul du temps de vie effectif (conformément à ce qui a été dit plus tôt) pour les noyaux d' ^{15}N sur la base de notre nouveau taux de réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ nous obtenons $\tau(^{15}\text{N}) \approx 116$ ans. Ce temps est comparable à la durée du 'pulse' lui-même ce qui pourrait limiter sensiblement la transformation de l' ^{15}N et donc la production de ^{19}F .

Des calculs ont été réalisés récemment à Bruxelles pour estimer plus exactement l'influence du nouveau taux sur la production de fluor. Nous avons représenté sur la figure I-14 les abondances obtenues à la fin d'un 'pulse' (11^{ème} 'pulse') calculé dans les mêmes conditions que ceux présentés sur la figure I-12 (excepté qu'il a été utilisé notre nouveau taux). L'abondance de ^{19}F avant le calcul du 'pulse' a été annulée également afin de noter l'apport de ce 'pulse' seul.

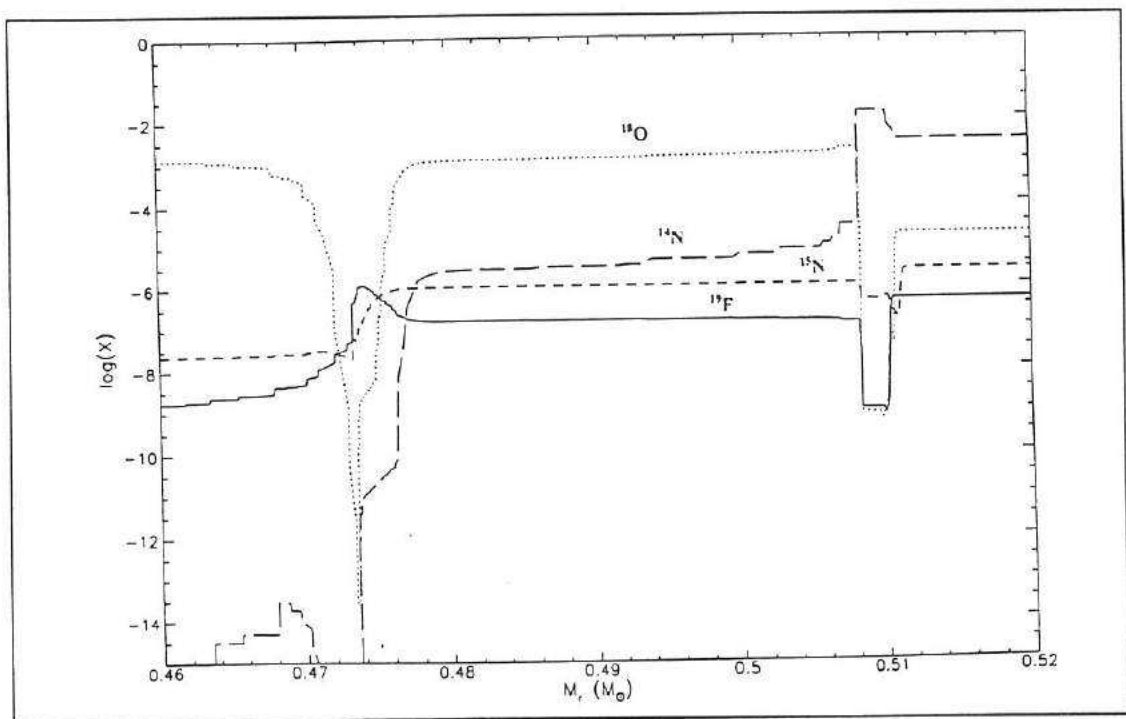


Fig. I-14 : Les différentes abondances des nucléides à la fin du 11^{ème} 'pulse' en fonction de la masse intégrée. Ces résultats ont été obtenus exactement dans les mêmes conditions que ceux présentés sur la figure I-12 pour un taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ tenant compte de notre nouvelle détermination.

Contrairement aux résultats présentés avec l'ancien taux, le ^{19}F n'est pas produit de façon substantielle. Dans ce modèle l'abondance de ^{19}F dans le 'pulse' est même inférieure à celle du système solaire. L'influence de notre nouveau taux est donc clairement perceptible dans ce modèle. Cependant avant de conclure définitivement pour la production de fluor un traitement plus complet sur plusieurs modèles est nécessaire. Ce travail est en cours à Bruxelles.

Le résultat précédent n'est pas forcément dramatique pour la production de ^{19}F . D'une part on doit noter que la température à la base du 'pulse' augmente avec le numéro du pulse (voir fig. I-15).

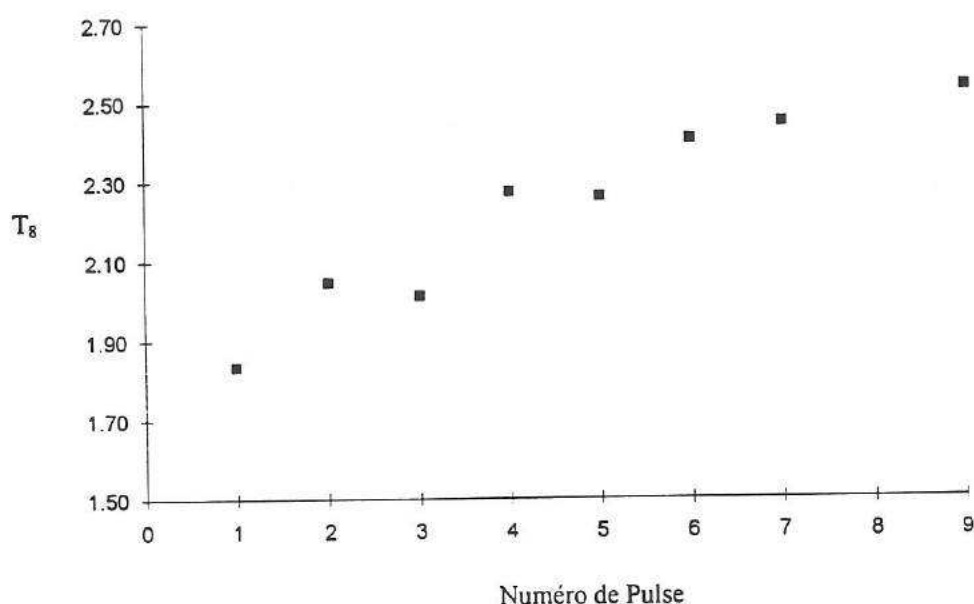


Fig. I-15 : Températures maximales à la base de la zone convective en fonction du numéro du 'pulse'. Ces résultats sont issus de calculs effectués pour un modèle de $3 M_{\odot}$ et de métallicité solaire. Dans ces calculs il a été utilisé le nouveau taux pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$.

L'influence de cette montée de température est importante pour la production de ^{19}F . En effet, alors que l'influence de notre nouvelle détermination du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ se fait sentir pleinement à la température de $T_6 = 200$, elle devient déjà moindre à une température un peu plus grande. Grâce à la prise en considération des niveaux $E_x = 4,55 \text{ MeV}$ et $E_x = 4,68 \text{ MeV}$ (voir chapitre précédent) l'intensité du nouveau taux rejoint celle de l'ancien taux pour une température croissante dans ce domaine de température.

D'autre part une partie du ^{19}F produit dans le premier 'pulse' est absorbée dans le 'pulse' suivant puisque le recouvrement entre les deux zones de convection est non négligeable. De plus, comme on peut le vérifier sur la figure I-14, une grande partie des noyaux d' ^{15}N n'a pas été transformée en ^{19}F et reste dans l'intercouche. Une partie de ces noyaux peut participer également dans le 'pulse' suivant à la production de fluor. L'abondance de fluor est ainsi augmentée dans les 'pulses' par accumulation successive. Ceci est illustré sur la figure I-16 où il est représenté l'abondance de l' ^{15}N et du ^{19}F en fraction de masse dans l'intercouche à la fin des 9 premiers 'pulses' pour une étoile de $3 M_{\odot}$ et de métallicité solaire.

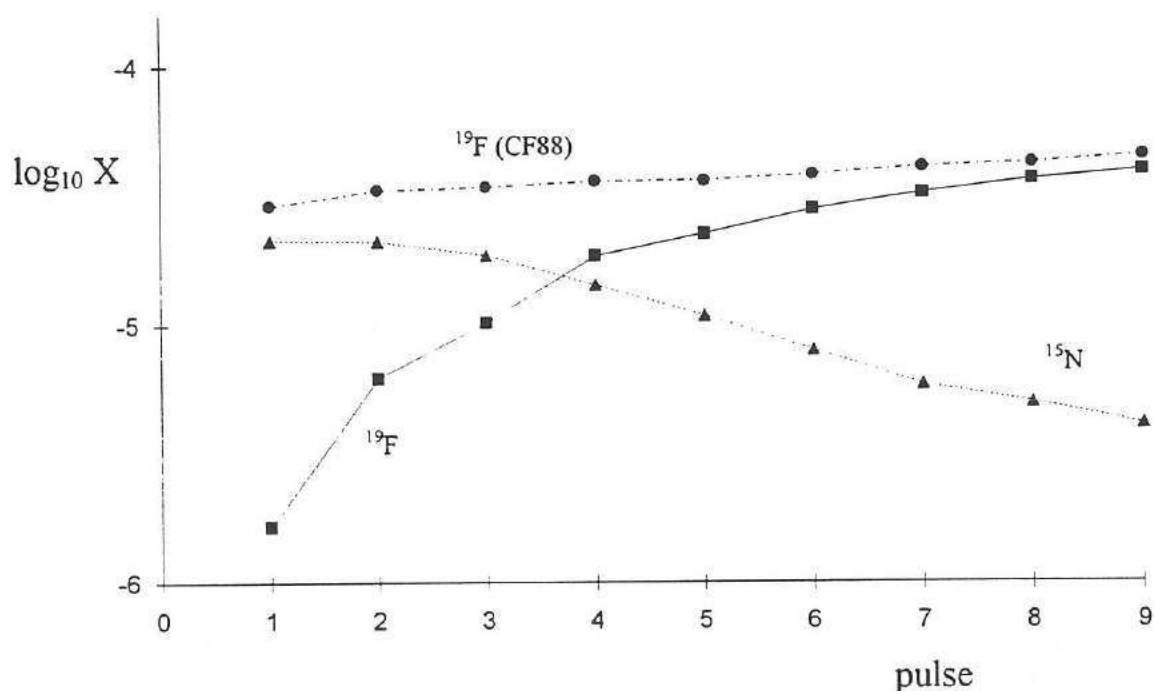


Fig. I-16 : Abondances en fraction de masse pour le ^{19}F (carrés) et pour l' ^{15}N (triangles) dans l'intercouche à la fin de chacun des 9 premiers 'pulses'. Ces résultats ont été obtenus avec le nouveau taux pour la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, dans le cas d'un modèle d'étoile de $3 M_{\odot}$ et de métallicité solaire (calculs réalisés à Bruxelles). Les ronds noirs (CF88) correspondent à l'abondance en ^{19}F qui résulterait de la conversion totale de l' ^{15}N en ^{19}F , c'est-à-dire comme obtenu avec l'ancien taux [CAU88].

On vérifie que l'abondance en ^{19}F est en continuelle augmentation. L'abondance en ^{19}F obtenue avec l'ancien taux est également représentée (les ronds noirs). On note que l'abondance obtenue avec le nouveau taux rejoint celle obtenue avec l'ancien taux lorsque le nombre de pulses est suffisamment grand. L'influence de notre nouveau taux dans ce modèle devient négligeable (écart faible) au-delà d'un certain temps (ou nombre de pulses).

Ces différents effets, d'accumulation successive des nucléides et d'augmentation de la température à la base du 'pulse', jouent pour compenser les effets de la diminution du taux de production.

Un calcul a été effectué pour estimer l'abondance en ^{19}F à la surface de l'étoile dans le modèle calculé de $3 M_{\odot}$ et de métallicité solaire. Dans ce calcul il est supposé qu'après chaque pulse une masse de $5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ est emportée depuis l'intercouche vers l'enveloppe convective extérieure (de $2,4 M_{\odot}$ pour l'étoile de $3 M_{\odot}$). Les résultats sont présentés sur la figure I-17 dans le cas du nouveau et l'ancien taux.

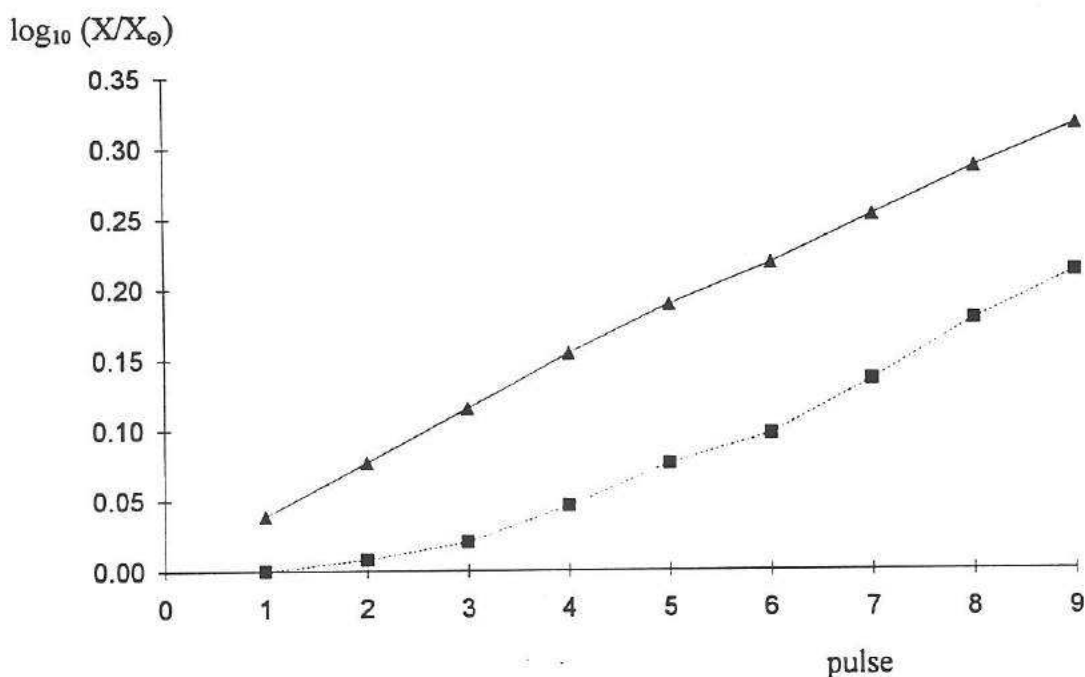


Fig. I-17 : L'abondance en ^{19}F à la surface de l'étoile, rapportée à celle solaire, est présentée après chaque 'pulse'. Il s'agit des résultats obtenus pour une étoile de $3 M_{\odot}$ et de métallicité solaire en supposant un dragage de $5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ à chaque 'pulse'. Les carrés représentent la surabondance calculée avec le nouveau taux, les triangles représentent la situation obtenue après conversion totale de l' ^{15}N en ^{19}F dans le 'pulse' (équivalent aux résultats obtenus avec l'ancien taux).

On constate que la différence est sensible dans ce modèle, cependant il faut rappeler que nous avons pris l'hypothèse que le dragage de matière s'effectuait après chaque pulse et depuis le premier pulse, ce qui n'est pas obligatoire. Un dragage commençant à partir du pulse 9 par exemple donnerait des résultats similaires entre le nouveau et l'ancien taux, mais la quantité totale de ^{19}F amenée à la surface serait moindre.

En conclusion nous pouvons dire que ces résultats sont très prometteurs pour la production du fluor. Nous pouvons être très satisfait car il semble bien que ces processus puissent produire abondamment du ^{19}F bien qu'il n'y ait pas quantitativement d'accord parfait. L'influence de notre nouvelle détermination du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ est certaine mais pas nécessairement dramatique pour la production de ^{19}F .

9.6.6. Autres facteurs pouvant intervenir sur la production de fluor

La réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ est la principale réaction à l'origine du ^{19}F produit dans les 'pulses'. Il est clair qu'en augmentant la quantité de ^{15}N disponible dans ce processus il est possible de produire davantage de ^{19}F . On vérifie que l'abondance en ^{15}N atteinte lors des 'pulses' est essentiellement proportionnelle au nombre de protons produits par la réaction $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ (voir le réseau sur la figure I-11), qui est lui-même proportionnel au nombre de ^{13}C présents initialement puisque les neutrons sont produits essentiellement par la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$. L'importance du ^{13}C pour la production de ^{19}F est donc grande puisque l'abondance finale en ^{19}F est quasiment proportionnelle à l'abondance initiale en ^{13}C (aussi bien avec l'ancien taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ qu'avec le nouveau taux).

Les neutrons produits par la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ permettent également la production d'autres éléments, en particulier les éléments dits de type s. Ces éléments sont produits par captures lentes (d'où s en anglais pour slow) et successives de neutrons par des éléments lourds et en particulier à partir du ^{56}Fe (nucléide abondant). Or l'abondance des éléments de type s a été mesurée à la surface des étoiles AGB, leur surabondance par rapport au système solaire peut atteindre 100 dans certaines étoiles carbonées. Ces observations ne sont pas reproduites par les modèles stellaires*. Ce désaccord peut être relié avec celui du ^{19}F . De plus un résultat présenté dans la référence [JOR92] précise cette relation. Dans cette publication il est montré que la surabondance de ^{19}F mesurée à la surface des étoiles AGB croît avec celle des éléments lourds de type s. Ceci semble indiquer que pour ces étoiles le ^{19}F et les éléments lourds de type s qui sont observés à la surface des étoiles AGB sont synthétisés ensemble dans un même processus. Il est certainement possible de diminuer le désaccord sur l'abondance en ^{19}F (ceci malgré notre nouveau taux) et sur l'abondance des éléments lourds de type s en augmentant l'abondance initiale de ^{13}C dans l'intercouche.

L'abondance en ^{13}C dans l'intercouche est principalement celle issue de la combustion de l'hydrogène par le cycle CNO (lorsque ce cycle a fonctionné). La synthèse de noyaux de ^{13}C supplémentaires demande un processus nouveau. Il semble intéressant de rechercher un processus passant par la capture radiative $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ suivie de $^{13}\text{N}(\beta^-)^{13}\text{C}$ car les protons sont très abondants dans les couches supérieures, et le carbone est produit abondamment par la combustion de l'hélium dans les couches plus profondes. Le mécanisme exact permettant le mélange des deux éléments est mal connu.

On peut penser que la prise en compte de la rotation de l'étoile permette un mélange de ce type. En effet à cause de la force centrifuge, des mouvements de matière à grande échelle peuvent se développer selon les méridiens de l'étoile et conduire à un mélange entre les couches. Un scénario de ce genre n'a jamais été développé pour les étoiles AGB et ne reste pour l'instant que sous la forme d'une hypothèse.

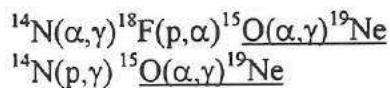
* L'écart entre les observations et les prédictions peut être très grand en ce qui concerne les éléments de type s. Actuellement les spécialistes sont obligés de déclencher 'à la main' la production de neutrons pour produire ces éléments. Il n'existe pas de modèle de faible masse et de métallicité solaire capable de reproduire les observations.

9.6.7. Conclusion

De façon générale l'étude des étoiles AGB est particulièrement gourmande en temps de calcul, le traitement complet de l'évolution jusqu'à la phase AGB prend plusieurs jours sur une station de travail performante. Dans ces conditions il est impossible de considérer explicitement tous les domaines de masse et de composition des étoiles AGB. Il est donc difficile actuellement d'évaluer exactement la contribution des étoiles AGB pour la production de fluor dans la galaxie. Cependant, à cause des observations récentes, nous pouvons dire que ces étoiles contribuent très certainement de façon importante à la production de fluor dans la galaxie. Il reste encore à développer un modèle stellaire complet (dans les bonnes conditions de masse et de métallicité) permettant de reproduire les abondances observées à la surface des AGB.

9.7. La combustion explosive de l'hélium

La combustion explosive de l'hélium peut se produire lors d'une explosion de supernova, pendant le passage de l'onde de choc dans la couche riche en hélium, ou lors de certaines novae. C'est plus vraisemblablement [GOR89] les chaînes de réactions :



suivies par : ${}^{19}\text{Ne}(\beta^){}^{19}\text{F}$

qui contribuent le plus à la production de ${}^{19}\text{F}$ lors de ces explosions.

Une étude détaillée est nécessaire pour estimer la production de fluor. Cependant ces modèles ne semblent pas prometteurs (cf. [GOR89]) en particulier parce que la réaction ${}^{19}\text{F}(\alpha,\text{p}){}^{22}\text{Ne}$ peut avoir une grande influence dans la transformation du fluor qui est produit.

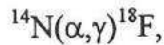
Notre nouveau taux de la réaction ${}^{15}\text{N}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{F}$ ne modifie pas ces résultats puisque c'est la réaction miroir ${}^{15}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{19}\text{Ne}$ qui intervient dans la production de ${}^{19}\text{F}$, réaction dont le taux n'a pas été modifié.

9.8. Les combustions mixtes

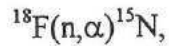
Habituellement dans les modèles stellaires les couches de combustion de l' H et de l' ${}^4\text{He}$ restent séparées. Il existe un certain nombre de configurations présentées dans des études récentes (voir [GOR89]) où un mélange des deux couches a été réalisé, conduisant ainsi à une synthèse particulière, ce sont les combustions mixtes.

Ce mélange permet la transformation du ${}^{12}\text{C}$ en ${}^{13}\text{C}$ par la chaîne de réactions ${}^{12}\text{C}(\text{p},\gamma){}^{13}\text{N}(\beta^-){}^{13}\text{C}$ (comme déjà présenté dans les paragraphes 9.6.6.). Cette transformation est accompagnée d'un fort dégagement d'énergie qui n'est pas sans conséquence sur la nucléosynthèse. Le temps caractéristique d'ingestion, la composition, la température et la densité sont des paramètres importants pour la synthèse du ${}^{19}\text{F}$.

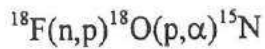
Les réactions qui permettent la production de ^{19}F sont identiques à celles présentées précédemment pour les étoiles AGB. L' ^{15}N est d'abord synthétisé par la réaction :



suivi de :



ou



la production de neutrons est également assurée par la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, \text{n})^{16}\text{O}$.

Le ^{19}F est produit dans un deuxième temps par la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$, ce qui fait de cette réaction une clef pour la production du ^{19}F dans ce scénario. Ces processus [GOR89] peuvent être considérés comme très prometteurs en ce qui concerne la synthèse du ^{19}F puisque certaines configurations pourraient donner jusqu'à 100 fois l'abondance solaire. Un autre intérêt essentiel dans ces scénarios de combustions mixtes réside dans la possibilité d'amener à la surface de l'étoile les produits de la combustion. Ce dragage se produit naturellement à la suite de la combustion.

Pour ce scénario l'influence de notre nouvelle détermination de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ est donc certaine. Cependant ces modèles complexes restent encore mal connus et en partie hypothétiques.

9.9. La nucléosynthèse du fluor par neutrinos

Un scénario particulièrement 'non standard' est actuellement étudié principalement pour permettre la synthèse du ^{19}F . Cette nucléosynthèse a lieu lors des explosions de supernovae de type II. Nous voulons résumer ici les grandes lignes de ce scénario.

Les étoiles de grande masse ($M > 8 M_{\odot}$) terminent leur évolution dans une explosion appelée supernova. Avant cette phase ultime l'étoile a transformé essentiellement l'hydrogène (le plus abondant des éléments au début de l'évolution de l'étoile) en noyaux plus lourds. On retrouve ces noyaux dans différentes couches autour d'un coeur composé essentiellement de ^{56}Fe . Celui-ci étant le noyau de plus grande énergie de liaison, toute réaction nucléaire sur ce noyau est donc endothermique. On peut résumer succinctement les événements conduisant à l'explosion. Dans un premier temps l'étoile s'effondre sur elle-même. La très grande densité atteinte au coeur de l'étoile conduit à la transformation des protons et des électrons composant les noyaux et le plasma, en neutrons et neutrinos (l'équivalent d'une capture électronique). A la densité nucléaire limite l'effondrement est stoppé (pas forcément définitivement !) et un phénomène de rebond se produit*, c'est l'explosion supernova (dite de type II et notée SNII). L'ensemble de ces phénomènes se produit en une fraction de seconde.

* Nous n'entrons pas ici plus avant dans la description du phénomène mais il faut savoir qu'il s'agit de processus complexes où les intervalles de temps ont une importance capitale.

La détection récente de neutrinos venus de l'espace lointain lors de l'explosion de la supernova SN1987A illustre de façon frappante l'énorme quantité de neutrinos produits pendant la phase ultime de l'évolution des étoiles massives. A cause de la faible section efficace d'interaction avec la matière ces particules 'fantômes' ont longtemps été considérées comme n'ayant aucun rôle dans la nucléosynthèse stellaire. Un scénario opposé a été mis en avant pour la première fois par Danmagatsky et al. [DOM77]. Récemment Woosley et al. dans l'étude de ce scénario ont tenté d'expliquer l'abondance solaire du ^{19}F par ce seul processus (cf. [HAX91] [WOO88] [WOO90] [TIM]).

Nous savons que les neutrinos peuvent interagir avec la matière par le biais de la force faible. Plusieurs voies d'interaction sont possibles selon le boson qui est échangé (Z^0 , W^+ , W^-) et la saveur du neutrino (ν_e , ν_μ , ν_τ), par exemple : $(\nu_e, e^- \gamma)$, $(\bar{\nu}_e, e^+ n)$, $(\nu, \nu' p)$ etc. L'interaction faible est, comme son nom l'indique, une interaction avec une très faible section efficace, qui semble suffisamment faible pour interdire toute contribution importante à la nucléosynthèse stellaire. D'un autre côté les explosions supernovae produisent un flux 'titanesque' de neutrinos, ce qui pourrait compenser la faible section efficace des réactions. Les divers modèles en prédisent quelques 10^{57} (!) lors de l'explosion, emportant une énergie de l'ordre de 10^{46} J (!) au total.

Dans la pratique la nucléosynthèse par réaction avec des neutrinos est limitée par des problèmes incontournables à deux extrêmes. D'une part si le site d'interaction est trop proche du coeur de l'étoile les noyaux produits par les réactions avec les neutrinos sont détruits (par la 'déflagration') avant leur éjection. D'un autre côté, si l'interaction s'effectue à grande distance du coeur, les neutrinos sont déjà trop dilués pour participer activement à une transformation effective.

Dans leur étude Woosley et al. se sont intéressés à une zone intermédiaire, explicitement la couche de carbone et de néon. Dans ce site les processus de diffusion inélastique de neutrinos (ν, ν') (courant neutre Z^0) se sont avérés particulièrement efficaces, en particulier pour les neutrinos μ et τ .

Les sections efficaces moyennes pour les réactions de diffusion inélastique $^{20}\text{Ne}(\nu, \nu')^{20}\text{Ne}^*$ avec des neutrinos et antineutrinos ν_μ et ν_τ ont été estimées en utilisant un spectre de neutrinos dans l'approximation d'une distribution de type Fermi-Dirac. La température est estimée à $\approx 8-10$ MeV. Dans ce modèle le ^{19}F est ensuite produit par la désexcitation $^{20}\text{Ne}^* \rightarrow ^{19}\text{F} + p$.

A la température de 8 MeV Woosley et al. ont calculé que la section efficace moyenne par saveur (μ et τ) pour ce processus est de $\approx 8,3 \cdot 10^{-42}$ cm². A la distance de $\sim 10^9$ cm du coeur de l'étoile le flux de neutrinos devrait être de 10^{38} particules s⁻¹cm⁻² pendant 3 secondes. On peut estimer grossièrement l'effet de ces interactions sur la couche de ^{20}Ne en faisant le produit du flux par le temps et la section efficace, on trouve 0,002. C'est-à-dire que près de 0,2 % de tout le ^{20}Ne est transformé en ^{19}F .

Cette quantité est largement supérieure au rapport ^{19}F sur ^{20}Ne que l'on rencontre dans le système solaire, qui est de l'ordre de 0,03%. Ce scénario dans les conditions proposées semble permettre la production de fluor en grande quantité mais il faut que celui-ci survive au passage de l'onde de choc de l'explosion et soit expulsé dans le milieu interstellaire. Un calcul détaillé a montré que l'abondance en ^{19}F après explosion peut atteindre $2-3 \cdot 10^{-4}$ pour une étoile de $25 M_{\odot}$. Ce modèle (avec les hypothèses liées) est donc très efficace pour la production de ^{19}F . Cependant les hypothèses utilisées peuvent être facilement remises en question, en particulier le spectre énergétique des neutrinos.

Ces résultats ne subissent bien sûr aucune modification directe après notre modification du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$.

La compétition entre le modèle de nucléosynthèse par neutrinos et le modèle des pulsations thermiques peut être étudiée à la lumière des mesures d'abondances effectuées sur les étoiles AGB.

Un nucléide est dit primaire s'il est issu de l'hydrogène composant l'étoile initialement (avant les combustions). Dans les SNII le ^{20}Ne est un nucléide primaire car il vient principalement de la transformation $\text{H} \rightarrow \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$. Dans le modèle des neutrinos le ^{19}F est donc lui même un nucléide primaire puisqu'il est issu essentiellement de la transformation $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{19}\text{F}$. Les noyaux d' ^{16}O sont également primaires. Si le ^{19}F est réellement un élément primaire on doit mesurer un rapport d'abondance $[\text{F}/^{16}\text{O}]^* = 0$, c'est-à-dire que les abondances de ces éléments mesurées dans la galaxie doivent augmenter dans les mêmes proportions.

Par contre pour les étoiles AGB nous savons que l'abondance finale du ^{19}F est proportionnelle à celles des nucléides ^{13}C et ^{14}N . Le ^{19}F est donc un produit primaire ou secondaire selon l'origine de ces nucléides. Si ces nucléides étaient présents à l'origine de l'étoile, comme c'est le cas dans les résultats présentés dans cette thèse, alors le ^{19}F est dit secondaire. Il résulte de la transformation d'un nucléide présent initialement dans l'étoile. Si le ^{13}C est en partie produit dans des processus encore mal connus après la naissance de l'étoile, alors le ^{19}F est en partie primaire.

Il existe une observation [JOR92] sur l'étoile α Boo où l'on a mesuré $[\text{F}/\text{O}] = -0,53$ et $[\text{Fe}/\text{O}] = -0,56$. Cette observation est en désaccord avec l'hypothèse que le ^{19}F est un élément primaire et trouve son origine dans les SNII. Cela supporte donc davantage le modèle de production dans les AGB.

* Pour la définition de l'abondance, voir annexe I.

9.10. Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté un certain nombre de scénarios permettant éventuellement la production de ^{19}F . Parmi ces différents modèles seuls quelques uns pourraient réellement permettre la production de cet élément en quantité non négligeable, explicitement :

- Les étoiles AGB lors des pulsations thermiques. Cet élément est amené à la surface de l'étoile par dragage (third dredge-up). Ce modèle a l'avantage d'être soutenu par des observations de surabondance en ^{19}F .
- La combustion incomplète de l'hélium. Les étoiles géantes de type WR pourraient contribuer en expulsant par vent stellaire le ^{19}F avant sa destruction par la réaction $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{16}\text{O}$.
- Les combustions mixtes, qui ont l'avantage de transférer vers l'enveloppe extérieure le ^{19}F qui est produit dans l'intérieur de l'étoile. Ce scénario est aujourd'hui en partie hypothétique.
- Le phénomène des neutrinos dus aux explosions de supernovae. Ce modèle de synthèse reste encore aujourd'hui conditionné à un certain nombre d'hypothèses (température moyenne, distribution des neutrinos etc.).

La présentation de ces différents scénarios nous a permis de tenter d'estimer l'effet du nouveau taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ sur les différents modèles. Sans avoir effectué une étude complète nous avons estimé que l'effet le plus notable devrait concerner les étoiles AGB. Dans ce modèle une certaine correspondance a été remarquée avec la synthèse des éléments lourds de type s (confirmée par des observations). Pour tous les autres scénarios aucun calcul exact n'a encore été effectué avec notre nouveau taux. La réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ intervient directement dans la production du ^{19}F dans tous ces scénarios excepté bien sûr le modèle des neutrinos.

Un modèle d'évolution chimique de la galaxie pour le ^{19}F n'a encore jamais été développé et il est difficile d'estimer exactement la contribution de chacun des processus pour l'enrichissement en ^{19}F . Puisque le modèle des neutrinos veut à lui seul justifier l'abondance solaire de ^{19}F et que les autres modèles produisent également cet élément de façon non négligeable, nous pouvons actuellement affirmer que le ^{19}F est surproduit, du moins si on en croit les modèles. En attendant de nouvelles mesures et un éclaircissement sur les divers modèles proposés, la nucléosynthèse du ^{19}F reste une énigme remarquable. La diminution du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ s'intègre probablement comme une clef dans cette énigme.

Conclusion

'Il ne suffit pas d'apprendre à l'homme une spécialité. Car il devient ainsi une machine utilisable mais non une personnalité. Il importe qu'il acquière un sentiment, un sens pratique de ce qui vaut la peine d'être entrepris, de ce qui est beau, de ce qui est moralement droit. Sinon il ressemble davantage, avec ses connaissances professionnelles, à un chien savant qu'à une créature harmonieusement développée.'

Education pour une pensée libre.
A. Einstein.

Conclusion

Nous avons vu l'importance de la réaction de capture radiative $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ pour la nucléosynthèse du fluor. Plusieurs scénarios astrophysiques prometteurs font appel à cette réaction pour produire le fluor, un élément relativement rare parmi les éléments légers. Cependant le taux de cette réaction était incertain parce que la largeur alpha du niveau qui contribue le plus ($E_x = 4,377$ MeV) était totalement inconnue. De plus une mesure directe est exclue du fait de la très faible valeur attendue de la section efficace de cette réaction à l'énergie d'intérêt astrophysique. Nous avons déterminé cette largeur alpha par le biais d'une réaction de transfert alpha $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ et grâce à un calcul de DWBA.

Dans un premier temps l'expérience de transfert a été effectuée à partir d'une cible gazeuse confinée d' ^{15}N et un faisceau de ^7Li de 28 MeV. Dans un deuxième temps les distributions angulaires des transferts alpha ont été analysées par le biais de calculs DWBA dans un modèle simplifié en 'cluster' alpha. Il a été tenu compte également d'une contribution statistique de type Hauser Feshbach. Les facteurs spectroscopiques ont été extraits à partir des mesures aux angles avant. Les largeurs alpha des niveaux au-dessus du seuil ont été déterminées par un calcul tenant compte de la pénétrabilité et de la fonction d'onde radiale du 'cluster' faiblement lié. Cette analyse a fait l'objet d'une étude minutieuse des différents paramètres entrant dans le calcul et des incertitudes associées.

Nous avons observé que les facteurs spectroscopiques sont des grandeurs assez dépendantes du modèle. Nous avons observé cependant que les largeurs partielles alpha étaient beaucoup moins sensibles aux paramètres du calcul. Les facteurs spectroscopiques sont relativement en bon accord pour les niveaux qui avaient déjà été mesurés de façon similaire par transfert. Certaines largeurs alpha ont été comparées avec des valeurs publiées de mesures directes. L'accord général est très satisfaisant. La largeur alpha partielle du niveau d'énergie $E_x = 4,377$ MeV a été déterminée, sa valeur ($\Gamma_\alpha = 1,5 \cdot 10^{-15}$ MeV) est environ 60 fois plus faible que la valeur utilisée jusqu'à ce jour et qui, rappelons le, n'était pas fondée.

Dans la dernière partie de cette thèse une nouvelle formulation analytique du taux de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ a été proposée. Le rapport entre le nouveau et l'ancien taux varie environ entre 1/60 et 15 suivant la température. Il a été finalement effectué l'exploitation astrophysique des résultats nucléaires, essentiellement dans des étoiles dites AGB lors de phénomènes de pulsations thermiques. Dans ce modèle l'impact de nos mesures est sensible.

De nombreuses réflexions peuvent être portées sur ce travail. D'abord quant à la méthode, nous pouvons affirmer que la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ a pu nous apporter les résultats désirés. De nombreux indices nous font penser que la réaction que nous avons mesurée était principalement directe. Néanmoins une incertitude plus grande (facteur 2) doit être envisagée pour le niveau d'énergie $E_x = 4,377$ MeV où il a été mesuré un facteur spectroscopique assez petit ($S = 0,012$ pour $2N+L = 7$). Nous avons utilisé un modèle simplifié de 'cluster' alpha aussi bien dans le calcul DWBA que dans l'obtention de la largeur alpha à partir du facteur spectroscopique. Bien évidemment d'autres modèles plus rigoureux peuvent être utilisés, à partir d'un calcul microscopique par exemple. Cependant ceux-ci sont beaucoup plus complexes et beaucoup moins répandus. De plus (et surtout !) nos résultats n'indiquent pas qu'il soit nécessaire de faire appel à des procédures aussi lourdes. L'accord général que nous avons obtenu est très satisfaisant et la précision des résultats finals est tout à fait tolérable du point de vue de l'astrophysique, au moins pour les niveaux du fluor étudiés.

Il n'est pas nécessaire d'insister sur le fait que ces méthodes (transfert) sont d'un intérêt très grand en astrophysique puisqu'elles permettent d'obtenir des informations précieuses aux énergies près du seuil de réaction. Il est clair également que cette méthode apporte du point de vue nucléaire des informations précieuses, quant aux propensions des noyaux au 'clustering' alpha par exemple. Le ^{19}F constitue la parfaite démonstration de cette utilité par l'exploitation des résultats de transfert alpha pour l'étude des configurations $p^{-1}(sd)^4$ (premiers niveaux à parité négative). Comme cette expérience l'a montré, ces niveaux sont caractérisés par un fort facteur spectroscopique $S_\alpha \approx 0,20$.

La méthode générale a été développée depuis assez longtemps mais il faut penser que nous n'avons pas fini de l'exploiter, d'autant plus que les moyens de calcul sont en continuel perfectionnement. D'autres résultats directs et indirects par réaction de transfert devraient être extraits prochainement, en particulier une réaction de transfert $^{15}\text{N}(^6\text{Li},d)^{19}\text{F}$ est programmée pour l'étude du niveau $E_x = 4,377$ MeV du fluor. Il sera très intéressant de vérifier l'accord de ces méthodes entre elles.

Nos résultats ont apporté un indice supplémentaire pour comprendre la nucléosynthèse du fluor. Cependant celle-ci garde encore ses secrets. L'intérêt pour la synthèse de cet élément a été aiguisé dernièrement par l'arrivée d'un nouveau modèle 'non standard' (les neutrinos des SNII). La première mesure extra-solaire d'abondance de ^{19}F est également un événement marquant. L'intérêt des étoiles AGB pour la synthèse de cet élément ne fait que croître. Des calculs détaillés de nucléosynthèse du ^{19}F dans les AGB et utilisant notre nouveau taux sont en cours à Bruxelles. Bien évidemment de nouvelles mesures d'abondance extra-solaire seraient fort bien accueillies. Il faut finalement rappeler qu'il n'existe pas de modèle d'évolution globale du fluor dans la galaxie, qui tiendrait compte de tous les sites de production.

Annexes

'On se croit naturellement bien plus capable d'arriver au centre des choses que d'embrasser leur circonférence ; l'étendue visible du monde nous surpasse visiblement ; mais comme c'est nous qui surpassons les petites choses, nous nous croyons plus capables de les posséder, et cependant il ne faut pas moins de capacité pour aller jusqu'au néant que jusqu'au tout ; il la faut infinie pour l'un et l'autre, et il me semble que qui aurait compris les derniers principes des choses pourrait aussi arriver jusqu'à l'infini. L'un dépend de l'autre, et l'un conduit à l'autre.'

Pensée 72 des Pensées de Pascal (1623-1662).

Annexe 1

Constantes et unités

A1.1. Abondances

Puisque la valeur des abondances des éléments est une donnée importante dans les études d'astrophysique nucléaire, il nous est apparu nécessaire de faire un petit résumé (non exhaustif !) de toutes les différentes relations et unités qui sont traditionnellement utilisées pour mesurer une abondance.

Ainsi une abondance peut être donnée :

- Par la fraction massique de l'élément par rapport à l'unité de masse, que l'on note habituellement $X_i = \frac{m_i}{M}$ avec m_i la masse de l'isotope i contenue dans la masse totale M ,

$$\text{et tel que } \sum_i X_i = 1.$$

- En fraction molaire de l'élément, par définition on a :

$$Y_i = \frac{X_i}{A_i}$$

où A_i est la masse atomique (A_i habituellement est exprimée en g). On notera que N_i , le nombre de particules par unité de volume, s'exprime par la simple relation :

$$N_i = Y_i \rho N_A$$

où N_A est le nombre d'Avogadro (ici sans unité), $N_A = 6,022136 \cdot 10^{23}$, et ρ est la densité du milieu.

$$\text{On a : } \sum_i Y_i = \frac{1}{\mu}$$

où μ est le poids moléculaire moyen total.

- En nombre de particules dans un système d'unité rapporté à 10^6 atomes de Si, par définition :

$$n_i = K \frac{X_i}{A_i} \quad \text{dans le système solaire on a } K = 3,6632 \cdot 10^{10}$$

- Par rapport à l'abondance d'hydrogène, avec pour convention $\log_{10} N(\text{H}) = 12$, l'abondance d'un isotope i s'écrit alors :

$$A_i = \log_{10} \frac{N_i}{N(\text{H})} + 12$$

- Par rapport à l'abondance solaire pour l'isotope i , on utilise très souvent la relation suivante :

$$[i] = \log \frac{X_i}{X_i(\text{solaire})},$$

où $X_i(\text{solaire})$ est l'abondance solaire massique de l'isotope i .

En particulier pour le fluor, l'abondance dans le système solaire mesurée sur les météorites (voir [AND89] et chapitre 2 pour les incertitudes) s'écrit donc :

$$\begin{aligned} X(^{19}\text{F}) &= 4,37 \cdot 10^{-7} \\ Y(^{19}\text{F}) &= 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ g}^{-1} \\ n(^{19}\text{F}) &= 843 \\ A(^{19}\text{F}) &= 4,48 \end{aligned}$$

A1.2. Constantes - Unités

énergie temps

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ eV} \Leftrightarrow 0,66 \text{ fs}$$

$$\text{avec } \Gamma \tau = \hbar$$

$$E = 1,22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_0^2)^{\frac{1}{3}} \text{ keV} \quad \text{position du pic de Gamow}$$

$$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 931,5 \text{ MeV}/c^2$$

$$\hbar c = 197,33 \text{ MeV fm}$$

pression

$$1 \text{ atm} = 101\,325 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ atm} = 760 \text{ mmHg}$$

$$1 \text{ torr} = 1/760 \text{ atm} = 133,322 \text{ Pa}$$

$$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$$

A1.3. Divers

$$\text{mylar} : \text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$$

$$\rho = 1,39 \text{ g/cm}^3$$

$$\text{mélamine} : \text{C}_3\text{N}_6\text{H}_6$$

$$X(^{15}\text{N}) = 0,68$$

$$\text{nickel} \quad \rho = 8,9 \text{ g/cm}^3$$

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\text{gaz } ^{15}\text{N}_2 : 1 \text{ cm de gaz} \Leftrightarrow 13,2 \text{ } \mu\text{g} \text{ à } 10 \text{ mbar } T = 20^\circ\text{C}$$

$$\text{FWHM} = 2,355 \sigma$$

$$\text{notation pour la température} : T_n = x \Leftrightarrow T = x \cdot 10^n$$

Annexe 2

Largeur particule simple

A2.1. Introduction

Nous proposons un simple et rapide développement sur les liens entre la largeur partielle, le facteur spectroscopique, la pénétrabilité et d'autres paramètres. Cette extension n'est pas une démonstration rigoureuse et n'est présentée qu'à titre d'investigation sans autre prétention. Ce développement est exposé dans le cadre du modèle de la particule simple ponctuelle.

A2.2. Largeur partielle d'émission

A partir de l'équation de Schrödinger il est possible de vérifier que la quantité $\rho = \Psi^* \Psi$, où Ψ est la fonction d'onde de la particule, a les caractéristiques d'une densité de probabilité, et que la quantité :

$$\bar{\mathbf{j}} = \frac{\hbar}{2i\mu} (\Psi^* \bar{\nabla} \Psi - \Psi \bar{\nabla} \Psi^*) \quad (\text{A2.1})$$

s'apparente à un courant (ou flux) de probabilité de la particule (unité m^2s^{-1}).

Le taux de désintégration d'un noyau est noté habituellement λ . Ce facteur est une mesure de la probabilité de désintégration par unité de temps. Il est relié au courant de probabilité d'émission par la relation :

$$\lambda = \int_{\text{Sphère de rayon } s} \bar{\mathbf{j}} \cdot d\bar{\mathbf{S}} \quad (\text{A2.2})$$

où l'intégrale est effectuée sur toute la surface du noyau de rayon s .

Lorsqu'on développe cette expression on obtient :

$$\lambda = \frac{\hbar}{2i\mu} \int (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*)_{r=s} r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi. \quad (\text{A2.3})$$

Si on décompose la fonction d'onde Ψ en une partie radiale et angulaire :

$$\Psi = Y_L^m R(r) = Y_L^m \frac{u(r)}{r} \quad (\text{A2.4})$$

avec :

Y_L^m : les fonctions harmoniques sphériques,

$R(r)$: la fonction d'onde radiale,

on obtient facilement :

$$\lambda = \frac{\hbar}{2i\mu} \int (u^* \frac{du}{dr} - u \frac{du^*}{dr})_{r=s} |Y_L^m|^2 d\Omega. \quad (\text{A2.5})$$

En utilisant la propriété de normalisation des fonctions Y_L^m et en supposant la symétrie sphérique du problème, cette expression devient simplement :

$$\lambda = \frac{\hbar}{2i\mu} (u^* \frac{du}{dr} - u \frac{du^*}{dr})_{r=s}. \quad (\text{A2.6})$$

Si l'on introduit la dérivée logarithmique de la fonction d'onde radiale à la frontière nucléaire du noyau :

$$f \equiv s \left[\frac{du/dr}{u} \right]_{r=s} \quad (\text{A2.7})$$

on obtient alors :

$$\lambda = \frac{\hbar}{2i\mu s} |u(s)|^2 (f - f^*). \quad (\text{A2.8})$$

Or on peut montrer [BLA63] que la quantité $-\frac{i}{2}(f - f^*)$ est égale à ce qu'il est appelé habituellement le facteur de pénétrabilité $P_L(Q,s)$.

Le taux de désintégration λ est relié à la largeur partielle de désintégration Γ par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar}. \quad (\text{A2.9})$$

On obtient pour la largeur la relation suivante :

$$\Gamma = \frac{\hbar^2 s}{\mu} |R(s)|^2 P_L(Q,s). \quad (\text{A2.10})$$

La largeur réduite γ^2 est définie par la relation :

$$\Gamma = 2 \gamma^2 P(Q, s). \quad (\text{A2.11})$$

On a donc pour ce paramètre :

$$\gamma^2 = \frac{\hbar^2 s}{2\mu} |R(s)|^2. \quad (\text{A2.12})$$

C'est cette expression qui a été utilisée dans la thèse pour la détermination des largeurs alpha. On intègre le facteur spectroscopique alpha S_α dans cette expression en utilisant la relation suivante :

$$R(s) = \sqrt{S_\alpha} R^{\text{DWBA}}(s) \quad (\text{A2.13})$$

où $R^{\text{DWBA}}(s)$ est la fonction d'onde radiale calculée et utilisée dans le cadre du traitement DWBA.

On rappelle que le facteur spectroscopique alpha peut être interprété comme une mesure de la part de 'cluster' alpha dans le noyau étudié.

Pour le fluor on a donc : $S_\alpha = \langle {}^{19}\text{F} | {}^{15}\text{N} + \alpha \rangle^2$.

On obtient finalement pour la largeur alpha l'expression suivante :

$$\Gamma_\alpha = S_\alpha \frac{\hbar^2 s}{\mu} |R_L^{\text{DW}}(s)|^2 P_L(Q, s). \quad (\text{A2.14})$$

A2.3. Largeur limite de Wigner

La probabilité de présence de la particule à la surface du noyau est donnée par la formule* : $s^2 |R(s)|^2 dr$. On peut l'évaluer simplement en utilisant une densité de présence uniforme à l'intérieur du noyau, on a alors :

$$s^2 |R(s)|^2 dr = \frac{4\pi s^2 dr}{\frac{4}{3}\pi s^3} = \frac{3}{s} dr \quad (\text{A2.15})$$

et donc :

$$|R(s)|^2 = \frac{3}{s^3}. \quad (\text{A2.16})$$

* On rappelle que la fonction d'onde radiale est normalisée suivant : $\int r^2 |R(r)|^2 dr = 1$.

On peut introduire cette expression dans la formule (A2.14) avec $S_\alpha = 1$, on obtient :

$$\Gamma_w = \frac{3\hbar^2}{\mu s^2} P(Q, s). \quad (\text{A2.17})$$

Le résultat que l'on vient d'obtenir est une estimation maximale de la largeur, que l'on appelle habituellement largeur limite de Wigner. Dans la réalité on peut s'attendre à ce que la force attractive nucléaire tende à produire une plus grande densité de probabilité plus près du centre du noyau, et surtout le facteur spectroscopique S_α est habituellement inférieur à 1.

On utilise également souvent [ROL88] le paramètre Θ^2 , la largeur réduite sans dimension, qui est le rapport de la largeur partielle sur la largeur limite de Wigner :

$$\Theta^2 = \frac{\Gamma}{\Gamma_w}. \quad (\text{A2.18})$$

Cette quantité est reliée au facteur spectroscopique par la relation :

$$\Theta^2 = S_\alpha \frac{s^3}{3} |R(s)|^2, \quad (\text{A2.19})$$

et à la largeur partielle par :

$$\Gamma = \frac{3\hbar^2}{\mu s^2} \Theta^2 P_L(Q, s). \quad (\text{A2.20})$$

A2.4. Les noyaux miroirs

Faisons une dernière remarque pour les noyaux miroirs. Si l'on pose que deux niveaux équivalents ont la même largeur réduite Θ^2 (symétrie d'isospin des noyaux), alors le rapport des largeurs de ces deux niveaux est simplement relié aux pénétrabilités par la relation :

$$\frac{\Gamma_1(E_1)}{\Gamma_2(E_2)} = \frac{P_L(Q_1)}{P_L(Q_2)}, \quad (\text{A2.21})$$

conformément à la relation (A2.20).

Annexe 3

Le potentiel optique

A3.1. Introduction

Les calculs en DWBA pour l'analyse de la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ nécessitent la connaissance des valeurs des paramètres optiques de deux réactions de diffusion, la diffusion élastique du lithium $^{15}\text{N}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{15}\text{N}$ et la diffusion élastique du triton $^{19}\text{F}(t,t)^{19}\text{F}$. D'autre part pour comparer nos résultats de normalisation nous avons calculé les sections efficaces de plusieurs réactions de diffusions élastiques à partir de paramètres du modèle optique. Dans cette annexe nous allons préciser ce que l'on entend par potentiel optique.

Puisque les potentiels optiques sont utilisés à de nombreuses reprises nous avons délibérément isolé cette partie du reste de l'exposé.

A3.2. Le potentiel optique

En physique classique la section efficace différentielle de diffusion élastique est donnée par la célèbre formule de Rutherford :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{\text{CM}} \sin\left(\frac{\theta_{\text{CM}}}{2}\right)}\right)^2 \quad (\text{A3.1})$$

où $e^2 = 1,4398 \cdot 10^{-13} \text{ MeVcm}$, les autres paramètres prennent leur signification habituelle [VAL75] et l'indice CM indique qu'il s'agit du référentiel du centre de masse.

On retrouve en mécanique quantique la même formulation lorsque le potentiel d'interaction, que l'on introduit dans l'équation de Schrödinger, est choisi égal au potentiel électrostatique Coulombien [MES65]. Expérimentalement cette formule est très bien vérifiée lorsque l'énergie de la particule incidente n'est pas trop grande et pour de faibles angles de diffusion. Sinon on constate des oscillations et un écart par rapport à la formule de Rutherford. Cela est dû à la contribution du potentiel nucléaire lorsque la particule incidente s'approche suffisamment du noyau cible.

De façon phénoménologique on a développé un modèle, le potentiel optique, qui s'accorde souvent très bien avec les données expérimentales. Ce modèle, qui s'inspire des méthodes de l'optique, considère le noyau atomique comme un milieu à la fois diffusant et absorbant pour l'onde incidente [BLA80]. Il n'est prise aucune considération de la structure nucléaire (résonances etc.) des noyaux. Le potentiel, dit potentiel optique, comporte à la fois une partie réelle et imaginaire :

$$U = V + i W. \quad (A3.2)$$

La partie réelle est habituellement définie par la somme de trois termes :

$$V = V_c(r) - V_r(r) + V_{ls} \bar{I} \cdot \vec{\sigma} \quad (A3.3)$$

• $V_c(r)$ est le potentiel Coulombien. Le noyau est considéré comme une sphère uniformément chargée de rayon R_c ,

on a donc :

$$V_c(r) = \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_c} \left[3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right], \quad \text{pour } r \leq R_c \quad (A3.4)$$

et

$$V_c(r) = \frac{Z_P Z_T e^2}{r}, \quad \text{pour } r \geq R_c \quad (A3.5)$$

P et T se réfèrent respectivement au projectile et à la cible.

• $V_r(r)$ est le potentiel nucléaire réel choisi ici, comme le plus souvent, sous la forme d'un potentiel de Woods-Saxon :

$$V_r(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a_r}\right)} \quad (A3.6)$$

avec pour paramètres :

a_r : la diffusivité,
 R : le rayon nucléaire,
 V_0 : la profondeur du puits.

• Le troisième terme $V_{ls}(r) \bar{I} \cdot \vec{\sigma}$, appelé potentiel de spin-orbite, est parfois ajouté aux deux termes précédents quoique sa contribution soit souvent très faible. Habituellement il est défini par :

$$V_{ls}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{V_{so}}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{so}}{a_{so}}\right)} \right) \quad (A3.7)$$

avec :
$$\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c}\right)^2 = 2 \text{ fm}^2,$$

σ : l'opérateur de spin,
 V_{so} : la profondeur du puits nucléaire,
 R_{so} : le rayon nucléaire,
 a_{so} : la diffusivité.

Dans cette thèse ce terme sera toujours négligé.

La partie imaginaire est définie habituellement comme étant la somme de deux termes :

$$W = W_v(r) + W_s(r) \quad (\text{A3.8})$$

• où $W_v(r)$ est le potentiel imaginaire de volume, défini ici à partir d'un potentiel de Woods-Saxon :

$$W_v(r) = \frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right)} \quad (\text{A3.9})$$

• et où $W_s(r)$ est le potentiel imaginaire de surface défini par :

$$W_s(r) = -4 a_s \frac{d}{dr} \left(\frac{W_s}{1 + \exp\left(\frac{r - R_s}{a_s}\right)} \right) \quad (\text{A3.10})$$

Ce dernier terme n'est habituellement pas nécessaire et n'a pas été utilisé dans ce travail (sauf pour montrer qu'il n'est pas nécessaire). Il est à noter que le coefficient 4 placé devant cette expression n'est pas toujours présent dans la définition.

Compte tenu des choix précédents le potentiel optique prendra la forme suivante :

$$U = V_c(r) - V_r(r) + i W_v(r). \quad (\text{A3.11})$$

Il sera donc déterminé à partir de 7 paramètres, à savoir :

$$R_c, a_r, R, V_0, R_v, a_v, W_0.$$

Habituellement les rayons nucléaires ne sont pas donnés directement. On utilise les relations suivantes :

$$R = r_0 A_T^{\frac{1}{3}} \quad (\text{type ions légers}) \quad (\text{A3.12})$$

ou

$$R = r_0 (A_T^{\frac{1}{3}} + A_P^{\frac{1}{3}}) \quad (\text{type ions lourds}) \quad (\text{A3.13})$$

où l'on donne r_0 (les indices T et P se réfèrent à la cible et au projectile).

A3.3. Détermination des paramètres

Dans la pratique on ajuste les paramètres des potentiels optiques de façon à ce que, une fois intégrés dans une équation de Schrödinger décrivant la diffusion élastique, les résultats de sections efficaces calculées s'ajustent avec les données expérimentales. Il n'est pas exclu que plusieurs familles de paramètres soient satisfaisantes de façon équivalente. On n'utilise pas de coefficient de renormalisation car le calcul fournit directement les valeurs des sections efficaces absolues.

Références Bibliographiques

- [AJZ72] F. Ajzenberg-Selove
Nuclear Physics A190 (1972) 1
- [AJZ87] F. Ajzenberg-Selove
Nuclear Physics A475 (1987) 1
- [ALE83] L.H. Aller and S.J. Czyzak
Astrophysical Journal Supplement Series 51 (1983) 211
- [AND89] E. Anders, N. Grevesse
Geochemimica et Cosmochimica Acta 53 (1989) 197
- [ARI74] A. Arima and S. Yoshida
Nuclear Physics A219 (1974) 475
- [AUD75] G. Audi, C. Détraz, M. Langevin and F. Pougheon
Nuclear Physics A237 (1975) 300
- [AUD80] J. Audouze, S. Vauclair
An introduction to Nuclear Astrophysics,
D. Reidel Publishing Company, Volume 18
- [AUS64] N. Austern, R.M. Drisko, E.C. Halbert and G.R. Satchler
Physical Review 133 (1964) B3
- [AUS70] N. Austern
Direct Nuclear Reaction Theories
Wiley-Interscience (1970)
- [BAS80] R. Bass
Nuclear Reactions with Heavy Ions
Springer-Verlag (1980)
- [BEC71] F.D. Becchetti and G.W. Greenless
dans Polarisation Phenomena in Nuclear Reactions, H.H. Barshall and W. Haeberli eds.,
The University of Madison Press, Madison (1971) p. 682
- [BEC78] F.D. Becchetti, E.R. Flynn, D.L. Hanson and J.W. Sunier
Nuclear Physics A305 (1978) 293

- [BET92] K. Bethge
Nuclear Instruments and Methods B66 (1992) 146
- [BLA63] J.N. Blatt and V.F. Weisskopf
Theoretical Nuclear Physics
John Wiley & Sons (1963) p420
- [BLA80] D. Blanc
Physique Nucléaire 2^e édition (1980) MASSON
- [BRA79] H.S. Bradlow, W.D.M. Rae, P.S. Fisher, N.S. Godwin, G. Proudfoot and D. Sinclair
Nuclear Physics A314 (1979) 171
- [CAM58] A.G.W. Cameron
Canadian Journal of Physics 36 (1958) 1040
- [CAU88] G.R. Caughlan and W.A. Fowler
Atomic Data and Nuclear Data Tables 40 (1988) 283
- [CHA73] L. Charlton
Physical Review C8 (1973) 146
- [CLA83] D.D. Clayton
Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis
The University of Chicago Press (1983)
- [COB76] M.E. Cobern, D.J. Pisano and P.D. Parker
Physical Review C, Vol. 14, N2 (1976) 491
- [COC95] A. Coc, R. Mochkovitch, Y. Oberto, J.P. Thibaud and E. Vangioni-Flam
Astronomy and Astrophysics (1995) à paraître.
- [COM70] J.R. Comfort
Argonne National Laboratory Physics Division Informal Report Phys-1970 B (non publié)
- [COO81] J. Cook
Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 26, No 1, January 1981
- [DES87] P. Descouvemont and D. Baye
Nuclear Physics A463 (1987) 629
- [DOM77] G.V. Domogatsky, R.A. Eramzhyan, D.K. Nadyozhin
Neutrino 1977, Proc. Intl. Conf. Neutrino
Inst. Nuclear Res. USSR Acad. Sci., Nauka, Moscow 1977
- [DWU82] Dwuck 5, P.D. Kunz
Distorted Waves, U. Colorado version, 30/Jun/1982

- [FOR78] H.T. Fortune and D. Kurath
Physical Review C, Vol. 18, N1 (1978) 236
- [FOR79] H.T. Fortune
Journal of Physics G: Nuclear Physics, Vol.5, No3 (1979) 381
- [FOR92] M. Forestini, S. Goriely, A. Jorissen and M. Arnould
Astronomy and Astrophysics 261 (1992) 157
- [FOW67] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, B.A. Zimmerman
Annual Review of Astronomy and Astrophysics 5 (1967) 525
- [FOW75] W.A. Fowler, G.R. Caughlan and B.A. Zimmerman
Annual Review of Astronomy and Astrophysics 13 (1975) 69
- [GIE94] U. Giesen, C.P. Browne, J. Görres, J.G. Ross, M. Wiescher, R.E. Azuma, J.D. King, J.B. Vise, M. Buckby
Nuclear Physics A567 (1994) 146
- [GLE75] N.K. Glendenning
Nuclear Spectroscopy and Reaction part D
Edited by J. Cerny, Academic Press (1975) 319
- [GOR89] S. Goriely
Thèse de l'Université libre de Bruxelles
"Nucléosynthèse du fluor 19"
et
S. Goriely, A. Jorissen, M. Arnould, Proc. 5th Workshop on nuclear astrophysics, eds. W. Hillebrandt and E. Müller, Max Planck Inst. für Astrophys. Rep. (1989) p. 60
- [HAX91] W.C. Haxton, Proceedings of the International Workshop on Unstable Nuclei
Astrophysics, eds. S. Kubono and T. Kajino, World Scientific, Tokyo (1991) p. 263
- [IBE91] Icko Iben
Astrophysical Journal Supplement Series 76 (1991) 55
- [IPN] Institut de Physique Nucléaire Bat 100
91400 Orsay Campus
- [JAC70] D.F. Jackson
Nuclear Reactions
Nethuen & Co LTD (1970)
- [JOR92] A. Jorissen, V.V. Smith and D.L. Lambert
Astronomy and Astrophysics 261 (1992) 164
- [KAJ89] T. Kajino, G.J. Mathews and K. Ikeda
Physical Review C, Vol.40, N2 (1989) 525

- [KAS60] E. Kashy, R.R. Perry and J.R. Risser
Physical Review V117, N5 (1960) 1289
- [KIO90] M. Kiouss
Thèse de docteur de l'Université de Paris XI
(1990) Détermination de taux de réactions nucléaires conduisant à la nucléosynthèse stellaire du Fluor
- [KIP94] R. Kippenhahn, A. Weigert
Stellar Structure and Evolution, Springer-Verlag (1994)
- [KUB72] K.I. Kubo and M. Hirata
Nuclear Physics A187 (1972) 186
- [KUB72b] K.I. Kubo
Nuclear Physics A187 (1972) 205
- [KUB74] K.I. Kubo, F. Nemoto and H. Bando
Nuclear Physics A224 (1974) 573
- [LAN58] A.M. Lane and R.G. Thomas
'R-Matrix theory of Nuclear Reactions'
Reviews of Modern Physics 30 (1958) 328
- [LAN80] K.R. Lang
Astrophysical Formulae
Springer Verlag (1980)
- [LAN86] K. Langanke, M. Wiescher, W.A. Fowler and J. Görres
The Astrophysical Journal 301 (1986) 629
- [LAN89] V. Landré
Thèse de l'Université de Paris VII (1989)
- [MAC83] J. Mac Donald
Astronomy and Astrophysics 267 (1983) 732
- [MAG87] P.V. Magnus, M.S. Smith, P.D. Parker, R.E. Azuma, C. Campbell, J.D. King and J. Vise
Nuclear Physics A470 (1987) 206
- [MAG90] P.V. Magnus, M.S. Smith, A.J. Howard and P.D. Parker
Nuclear Physics A506 (1990) 332
- [MER67] M. Mermaz
Sur la séparation des mécanismes de réactions à basse énergie. Etude des réactions $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$, $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ et $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$, Rapport CEA-R3078 (1967)

- [MER83] M. Mermaz
 "Etude du mécanisme des réactions induites par ions lourds de masse inférieure à vingt"
 Cours donné à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (1983)
- [MES65] A. Messiah
 Mécanique Quantique, Tome I et II, Dunod 1965
- [MEY92] G. Meynet and M. Arnould
 Nuclei in the Cosmos, Proceedings of the second international symposium on nuclear
 astrophysics, held at Karlsruhe, Germany, 6-10 July 1992
 Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia p. 503
- [MIC70] G. Michaud, L. Scherk and E. Vogt
 Physical Review C, Vol.1, N3 (1970) 864
- [MID70] R. Middleton
 Proc. Int. Conf. on nuclear reactions induced by heavy ions, ed. R. Bock and W.R. Hering
 (North-Holland, Amsterdam, 1970) p. 263
- [MIL77] F.L. Milder, J. Jänecke and F.D. Becchetti
 Nuclear Physics A276 (1977) 72
- [MOW93] N. Mowlavi and M. Forestini
 Astronomy and Astrophysics 282 (1993) 843
- [MOW95] N. Mowlavi (1995) Thèse à l' Université Libre de Bruxelles (Belgique)
- [PER76] C.M. Perey and F.G. Perey
 Atomic Data and Nuclear Data Tables 17 (1976) 1
- [PHI50] G.C. Phillips
 Physical Review, V50, N2 (1950) 164
- [PIC81] P. Picot
 Rapport Interne IPN0-T81-03 ORSAY (1981)
- [PIL76] A.A. Pilt, D.J. Millener, H. Bradlow, O. Dietzsch, P.S. Fisher, W.J. Naude,
 W.D.M. Rae and D. Sinclair
 Nuclear Physics A273 (1976) 189
- [POL95] M. Politano, S. Starrfield, J.W. Truran, A. Weiss and W.M. Sparks
 The Astrophysical Journal 448 (1995) 807
- [POU91] Pour la science, N159, janvier 91, p. 25
- [PTO83] M.H. Macfarlane and S. Pieper, Argonne-Indiana-Stonybrook direct reaction
 program Ptolemy March 1983 version. For more informations, contact S. Pieper, Argonne
 National Laboratory 9700 South Cass Avenue, Argonne, Illinois 60439, USA
 Internal report ANL-76-11

- [PUH70] F. Pühlhofer, H.G. Ritter, R. Bock, G. Brommundt, H. Schmidt and K. Bethge
Nuclear Physics A147 (1970) 258
- [QUI93] V. Quillet, F. Abel and M. Schott
Nuclear Instruments and Methods B83 (1993) 47
- [ROG72] D.W.O. Rogers, J.H. Aitken and A.E. Litherland
Canadian Journal of Physics Vol.50 (1972) 268
- [ROG76] D.W.O. Rogers, A.L. Carter, T.J.M. Symons, S.P. Dolan, N. Anyas-Weiss and
K.W. Allen
Canadian Journal of Physics 54 (1976) 938
- [ROL88] C.E. Rolfs, W.S. Rodney
Cauldron in the Cosmos
The University of Chicago Press 1988
- [SAK79] T. Sakuda and F. Nemoto
Progress of Theoretical Physics 62 (1979) 1274
Progress of Theoretical Physics 62 (1979) 1606
- [SAT83] G.R. Satchler
Direct Nuclear Reactions, Oxford Science Publications (1983)
- [SAW86] J.A. Sawicki, J.A. Davies and T.E. Jackman
Nuclear Instruments and Methods B15 (1986) 530
- [SCH65] M. Schwarzschild, R. Härm
The Astrophysical Journal 142 (1965) 855
- [SCH73] P. Schumacher, N. Ueta, H.H. Duhm, K.I. Kubo and W.J. Klages
Nuclear Physics A212 (1973) 573
- [SHY85] R. Shyam, R.G. Lovas, K.F. Pal, V.K. Sharma and M.A. Nagarajan
Journal of Physics G: Nucl. Phys. II (1985) 1199
- [SMI61] Yu. F. Smirnov and D. Chlebowska
Nuclear Physics 26 (1961) 306
- [SPE67] J.E. Spencer and H.A. Enge
Nuclear Instruments and Methods 49 (1967) 181
- [TAM80] T. Taumura, T. Udagawa and M.C. Mermaz
Direct reaction analyses of heavy-ion induced reactions leading to discrete states
Physics Reports Volume 65 number 5 November 1980
- [TIM] F.X. Timmes, S.E. Woosley and T.A. Weaver
A paraitre dans The Astrophysical Journal Supplement Series

- [TOM61] T.A. Tombrello and G.C. Phillips
Physical Review V122 N1 (1961) 224
- [TOM63] T.A. Tombrello and P.D. Parker
Physical Review V131, N6 (1963) 2582
- [TSE73] I. Tserruya, B. Rosner and K. Bethge
Nuclear Physics A213 (1973) 22
- [VAL75] L. Valentin
Physique subatomique. Noyaux et particules. Hermann (1975)
- [VER82] J. Vernotte, G. Berrier-Ronsin, J. Kalifa and R. Tamisier
Nuclear Physics A390 (1982) 285
- [VIS92] R.D. Vis
Nuclear Instruments and Methods B66 (1992) 139
- [WAL81] R.K. Wallace and S.E. Woosley
The Astrophysical Journal Supplement Series 45 (1981) 389
- [WAR91] R.P. Ward and P.R. Hayes
Compilation of triton optical model parameters
Atomic Data and Nuclear Data Tables 49 (1991) 315
- [WOO] S.E. Woosley and T.A. Weaver
à paraître dans le compte rendu des conférences des Houches 1991.
- [WOO82] C.L. Woods, B.A. Brown and N.A. Jelly
Journal of Physics G: 8 (1982) 1699
- [WOO86] S.E. Woosley. 1986, 16th Saas-Fee course. Nucleosynthesis and Chemical Evolution, eds. J. Audouze, C. Chiosi, S.E. Woosley, Geneva Observ., p. 1
- [WOO88] S.E. Woosley and W.C. Haxton
Nature 334 (1988) 45
- [WOO90] S.E. Woosley, D.H. Hartmann, R.D. Hoffman and W.C. Haxton
The Astrophysical Journal 356 (1990) 272

SUJET :

DETERMINATION PAR REACTION DE TRANSFERT DE LARGEURS ALPHA DANS LE FLUOR 19. APPLICATIONS A L'ASTROPHYSIQUE

RESUME :

La nucléosynthèse du fluor n'est pas encore clairement expliquée. Plusieurs scénarios prédisent que la réaction de capture alpha radiative sur l'azote 15 est la principale réaction de production de fluor. Dans l'expression du taux de cette réaction un paramètre essentiel est manquant, la largeur partielle alpha de la résonance sur le niveau d'énergie $E = 4,377$ MeV du fluor 19. Une mesure directe est exclue du fait de la très faible valeur attendue de la section efficace. Nous avons déterminé cette largeur alpha par le biais d'une réaction de transfert et une analyse en FR-DWBA (Finite Range Distorted Wave Born Approximation) dans un modèle simplifié de cluster alpha. Cette expérience a été effectuée avec un faisceau de lithium 7 accéléré à 28 MeV sur une cible gazeuse d'azote 15. Les 16 premiers niveaux du fluor ont été étudiés. Les facteurs spectroscopiques ont été extraits pour la majorité de ces niveaux. Les largeurs alpha des niveaux au-dessus du seuil ont été déterminées. Plusieurs largeurs alpha ont été comparées avec des valeurs publiées de mesures directes et l'écart reste dans la plage d'incertitude que nous avons estimée (facteur 2). La largeur alpha du niveau d'énergie $E = 4,377$ MeV a été déterminée, sa valeur est environ 60 fois plus faible que la valeur utilisée jusqu'à ce jour. L'influence de ce nouveau taux est observée principalement dans les étoiles dites AGB (Asymptotic Giant Branch) lors de phénomènes de pulsations thermiques. Dans ce modèle l'impact de nos mesures est sensible.

MOTS CLEFS :

CIBLE GAZEUSE - FACTEUR SPECTROSCOPIQUE - LARGEUR ALPHA - REACTION DE TRANSFERT - DWBA (DISTORTED WAVE BORN APPROXIMATION) - NUCLEOSYNTHESE STELLAIRE - FLUOR - TAUX DE REACTION THERMONUCLEAIRE

SUBJECT :

DETERMINATION BY TRANSFER REACTION OF ALPHA WIDTHS IN FLUORINE 19. ASTROPHYSICAL APPLICATIONS

SUMMARY :

The nucleosynthetic origin of fluorine is not known. Several astrophysical models predict the alpha radiative capture reaction onto nitrogen fifteen as the main fluorine producing reaction. In the expression of the reaction rate, one parameter is missing : the alpha width of the resonance on the $E = 4,377$ MeV level in fluorine. A direct measure is excluded due to the very low cross section expected. We determined this alpha width using a transfer reaction followed by analyses with FR-DWBA (Finite Range Distorted Wave Born Approximation) in a simple cluster alpha model. This experiment was carried out with a lithium seven beam at $E = 28$ MeV onto a nitrogen fifteen gas target. The 16 first levels were studied. Spectroscopic factors were extracted for most of them. Alpha widths for unbound levels were determined. Many alpha widths were compared with known values from direct reaction and the differences lie within the uncertainty range (factor 2). The alpha width for the $E = 4,377$ MeV level was determined, its value is about 60 times weaker than the used value. The influence of our new rate was studied in AGB (Asymptotic Giant Branch) stars during thermal pulses. In this model the alteration is sensitive.