



HAL
open science

Faisceaux radioactifs et astrophysique : bilan et perspectives

P. Leleux

► **To cite this version:**

P. Leleux. Faisceaux radioactifs et astrophysique : bilan et perspectives. École thématique. Ecole Joliot Curie "Astrophysique nucléaire : du microcosme au macrocosme astrophysique", Spa, (Belgique), du 10-16 septembre 2000 : 19ème session, 2000. cel-00653828

HAL Id: cel-00653828

<https://cel.hal.science/cel-00653828v1>

Submitted on 20 Dec 2011

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.

FAISCEAUX RADIOACTIFS ET ASTROPHYSIQUE

Pierre LELEUX

*Institut de Physique Nucléaire
Université Catholique de Louvain
Louvain-la-Neuve, Belgique*

RESUME

Les caractéristiques principales des expériences utilisant des faisceaux radioactifs en astrophysique seront d'abord décrites. Deux types de réactions seront ensuite examinés, la capture radiative et la diffusion élastique résonnante ; pour la première, les diverses méthodes de détection seront passées en revue ; pour la seconde, on examinera les informations qui peuvent en être déduites (énergie, largeur totale et partielle, spin et parité des niveaux dans la fenêtre de Gamow). Enfin, une réaction particulière, $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ sera parcourue, de la motivation aux conclusions astrophysiques, en passant par la production du faisceau, le dispositif expérimental et l'analyse des données.

ABSTRACT

In these lectures, I will first quote the main characteristics of experiments involving radioactive beams for astrophysics. Two categories of reactions will be considered, i.e. radiative capture and resonant elastic scattering ; several detection methods for the former will be reviewed ; as regard to the latter, deduced data will be examined (energy, total and partial width, J^π of the levels in the Gamow window). Finally, the successive steps requested in the study of a reaction, i.e. the astrophysical motivation, beam production, detection set-up, data analysis and astrophysical conclusions, will be detailed for the $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ reaction.

I – INTRODUCTION

Dans la décennie qui s'achève, les faisceaux radioactifs ont été un outil efficace en astrophysique nucléaire. C'est la connaissance des événements explosifs qui en a bénéficié, « refaisant » ainsi une partie de son retard vis-à-vis des environnements calmes (comme le soleil) qui avaient été étudiés en faisceaux stables depuis plus d'un demi-siècle. Dans son discours Nobel de 1983, W.A. Fowler avait d'ailleurs prévu l'importance qu'allaient prendre les faisceaux radioactifs dans la suite¹⁾.

Ce cours, avant tout expérimental, est divisé en cinq parties : la première partie constitue une introduction générale à l'étude des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique impliquant des ions radioactifs ; en particulier on y examinera les différences par rapport aux réactions impliquant des ions stables. La deuxième partie consiste en une description et une évaluation des méthodes expérimentales utilisées pour la mesure des réactions de capture radiative $A(p,\gamma)B$ dans lesquelles A est radioactif. Dans la troisième partie, on soulignera l'intérêt de la diffusion élastique $A(p,p)A$ comme préalable à l'étude de la capture radiative et on examinera les informations que cette diffusion élastique permet d'obtenir. Dans la quatrième partie, une réaction particulière, $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, sera étudiée en détail, en partant de la motivation astrophysique, passant par l'acquisition de données, et arrivant aux conclusions astrophysiques. Finalement, la cinquième partie présentera un bilan général et quelques perspectives d'avenir de ce domaine de recherches.

II – REACTIONS NUCLEAIRES IMPLIQUANT DES IONS RADIOACTIFS

Dans tout environnement stellaire, les réactions nucléaires sont organisées en chaînes (p.ex. p-p) ou en cycles (p.ex. CNO)²⁾. Quelles que soient les conditions de température et de densité régnant dans l'étoile, tout nucléide radioactif rencontré constitue un point de branchement, dans le sens où deux voies sont alors ouvertes : la décroissance ou la poursuite des réactions. Dans les environnements calmes (p.ex. étoiles sur la séquence principale), la voie de décroissance domine de façon nette : dans le soleil, la réaction amenant au ^7Be , à savoir $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$, est suivie à 99.9 % par la décroissance vers $^7\text{Li}(E.C.)$ et à 0.10 % par la capture $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$. Dans les environnements explosifs, les températures et donc les énergies relatives peuvent conduire à des pourcentages inversés lors de la rencontre d'un nucléide radioactif : le cycle CNO froid des étoiles calmes se transforme ainsi en cycle CNO chaud, dans lequel de

nombreuses réactions impliquent des nucléides radioactifs. Le bilan d'énergie et la composition des ejecta s'en trouvent modifiés. Les sections efficaces (ou les taux) de ces réactions sont des données des modèles de ces événements explosifs ; elles peuvent être calculées³⁾ ou mesurées [ce travail]. Dans ce dernier cas, le temps de vie (τ) du nucléide radioactif va déterminer son utilisation sous forme de faisceau ($\tau <$ quelques heures), ou de cible ($\tau >$ quelques heures)⁴⁾. Dans ce cours, je considérerai les mesures de réactions nucléaires induites par des faisceaux radioactifs. Bien qu'en principe toute la table des nucléides puisse être concernée, je me limiterai à la région des $A < 40$ pour laquelle l'intérêt astrophysique est probablement plus évident, et pour laquelle aussi les modèles nucléaires théoriques ont le plus de problèmes à faire des prédictions fiables.

La production de faisceaux radioactifs a été décrite dans de nombreux articles de revue^{4,5)}. Dans le domaine d'énergie requis par l'astrophysique nucléaire, la méthode la plus utilisée est celle des deux accélérateurs (ou ISOL, pour Isotope Separator On Line) : un premier accélérateur produit des atomes radioactifs par une réaction nucléaire bien choisie ; ces atomes sont ionisés dans une source d'ions, sélectionnés par un séparateur d'isotopes et finalement amenés à l'énergie voulue par un second accélérateur. Il est à noter que le second accélérateur peut jouer le rôle de séparateur ; dans le dispositif de production d'ions radioactifs développé à Louvain-la-Neuve, ce second accélérateur est en effet un cyclotron.

Compte tenu des pertes aux différentes étapes de la production [extraction de la cible, ionisation, post accélération], les faisceaux d'ions radioactifs disponibles ont des intensités inférieures à quelques 10^9 particules par seconde (pps) sur cible. La table 1 résume les intensités actuellement disponibles à Louvain-la-Neuve. On y remarque que les intensités décroissent légèrement pour des états de charge élevés d'un nucléide donné ($^{19}\text{Ne}^{1+}$... $^{19}\text{Ne}^{4+}$), et aussi que des isotopes d'un élément donné sont produits en quantités différentes d'après la réaction de production [$^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$ et $(p,2n)^{18}\text{Ne}$].

A ce stade, les caractéristiques des réactions induites par ions radioactifs se dessinent déjà :

- i) les faisceaux sont peu intenses, ce qui implique une recherche de dispositifs de détection à grand angle solide, et grande efficacité de détection.
- ii) les mesures se feront en cinématique inverse [faisceau lourd sur cible légère], ce qui aura des conséquences sur la géométrie du dispositif de détection.

iii) le bruit de fond apporté par les décroissances des ions du faisceau (β^+) sera un problème majeur, qui pourra être résolu par une segmentation des détecteurs, conduisant à des taux de comptage raisonnables par cellule.

Elément	$T_{1/2}$	q	Intensité [pps]	Domaine d'énergie [MeV]
$^6\text{Helium}$	0.8 s	1^+	$9 \cdot 10^6$	5.3 - 18
		2^+	$3 \cdot 10^5$	30 - 73
$^7\text{Beryllium}$	53 jours	1^+	$2 \cdot 10^7$	5.3 - 15.7
$^{11}\text{Carbon}$	20 min	1^+	$1 \cdot 10^7$	6.2 - 10
$^{13}\text{Nitrogen}$	10 min	1^+	$4 \cdot 10^8$	7.3 - 8.5
		2^+	$3 \cdot 10^8$	11 - 34
		3^+	$1 \cdot 10^8$	45 - 70
$^{15}\text{Oxygen}$	2 min	2^+	$6 \cdot 10^7$	10 - 29
$^{18}\text{Fluorine}$	110 min	2^+	$1 \cdot 10^6$	11 - 24
$^{18}\text{Neon}$	1.7 s	2^+	$6 \cdot 10^6$	11 - 24
			$4 \cdot 10^6$	24 - 36, 45 - 55
$^{19}\text{Neon}$	18 s	2^+	$2 \cdot 10^9$	11 - 23
		3^+	$1.5 \cdot 10^9$	23 - 48, 45 - 50
		4^+	$8 \cdot 10^8$	60 - 93
$^{35}\text{Argon}$	1.8 s	3^+	$2 \cdot 10^6$	20 - 28
		5^+	$1 \cdot 10^5$	50 - 79

Table 1. Faisceaux d'ions radioactifs actuellement disponibles à Louvain-la-Neuve.

Dans ce chapitre, un dernier point a trait aux quantités effectivement mesurées et aux quantités déduites. On mesurera un taux de réaction (nombre de réactions par particule de faisceau), qui représente la section efficace moyenne sur le domaine d'énergie couvert par le faisceau lors de sa traversée de la cible. Ce taux de réaction résulte d'une extrapolation à tout l'espace des événements effectivement recueillis dans le dispositif de détection. Les réactions étudiées étant généralement de type « résonnant », on peut relier le nombre de produits (Y) à

$$\text{la force de résonance } (\omega\gamma) \text{ par la formule : } Y = I \frac{\lambda^2}{2} \frac{M_A + m_a}{m_a} \omega\gamma \frac{1}{\epsilon_{\text{lab}}} \quad (1).$$

où λ est la longueur d'onde relative associée à la collision,

M_A (m_a) est la masse des ions du faisceau (de la cible),

ϵ_{lab} est le pouvoir d'arrêt des ions du faisceau dans la cible,

I est le faisceau intégré.

Toujours dans le cas de réactions dominées par les résonances étroites, on peut tirer, des forces de résonances ($\omega\gamma_i$) et des énergies de résonances (E_i), un taux de réaction stellaire par paire de particules $\langle \sigma v \rangle$ par la formule :

$$\langle \sigma v \rangle = \hbar^2 \left(\frac{2\pi}{\mu k T} \right)^{3/2} \sum_i \omega\gamma_i \exp(- E_i/kT) \quad (2)$$

où T est la température,

μ est la masse réduite,

la somme porte sur les différentes résonances, d'énergie E_i et de force $\omega\gamma_i$.

Le taux de réaction stellaire peut donc être calculé en fonction de l'énergie ; en outre, le temps de vie du noyau A , en présence de a et pour la réaction étudiée ($\tau_a(A)$) est obtenu en inversant le taux de réaction :

$$\tau_a(A) = \frac{1}{N_a \langle \sigma v \rangle} \quad (3)$$

où N_a est la densité de a dans l'environnement stellaire considéré.

Finalement, ce temps de vie « pour la réaction » peut être comparé au temps de vie « naturel » de A , par décroissance β , $\tau_\beta(A)$; ce dernier est indépendant de la température en bonne approximation. La comparaison de $\tau_a(A)$ et de $\tau_\beta(A)$ permet de calculer le taux de A qui sera entraîné dans la nucléosynthèse explosive. Remarquons que, à travers la densité N_a , $\tau_a(A)$ dépend de l'environnement astrophysique et donc du modèle considéré pour cet environnement : si par exemple les ions A sont éjectés très rapidement par une explosion dans une région de faible densité N_a , le temps de vie $\tau_a(A)$ pourra dépasser largement $\tau_\beta(A)$, même avec un taux de réaction stellaire $\langle \sigma v \rangle$ très grand.

III – LES REACTIONS DE CAPTURE RADIATIVE $A(p,\gamma)B$

Les réactions (p,γ) impliquant des nucléides riches en protons sont majoritaires parmi les réactions intervenant dans les cycles chauds dans la région des masses $A \leq 30$. Avant de décrire les systèmes de détection, je dirai quelques mots des cibles utilisées.

Le choix est double : cible gazeuse ou cible solide. Chacune des deux options possède ses avantages et inconvénients, lesquels sont souvent croisés. Nous avons opté à Louvain-la-Neuve pour la cible solide, du type polyéthylène (CH_2), dont les avantages sont les suivants :

- prix dérisoire, utilisation facile
- peu de contraintes géométriques sur le système de détection associé
- possibilité de couvrir des résonances larges en un seul pas
- équilibre des états de charge est atteint après la cible⁶⁾.

Les inconvénients sont les suivants :

- efficacité faible (présence d'atomes « inactifs »)
- bruit de fond accru (diffusion sur les atomes inactifs)
- présence de deutérium naturel (la réaction(d,n) conduit au même noyau final, avec une section efficace beaucoup plus grande que (p, γ)).

Passons maintenant aux dispositifs de détection des réactions (p, γ). On décrira successivement trois méthodes : la détection des γ -prompts, la détection directe des produits B de la réaction et la détection de la radioactivité des produits B (β^+ ou particules α).

1. La détection des γ -prompts

Cette méthode est très simple : un ou plusieurs détecteurs HPGe suffisent. Elle n'est cependant praticable qu'à plusieurs conditions : i) le schéma de niveau de B est raisonnablement connu, aussi bien au-dessus du seuil de la réaction (la masse de A + p) qu'en-dessous du seuil ; ii) le nombre de niveaux dans la fenêtre de Gamow et sous le seuil est limité. De ce point de vue, un cas particulièrement favorable est le $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$: un seul niveau dans la fenêtre de Gamow (à 5.15 MeV $J^\pi = 1^-$), décroît directement vers l'état fondamental de ^{14}O ($J^\pi = 0^+$). Remarquons que, même dans ce cas très favorable, le signal en énergie dans le détecteur HPGe dut être « nettoyé » grâce à deux actions supplémentaires : la mesure du temps de vol par rapport à la HF du cyclotron postaccélérateur a permis de signer les γ corrélés avec le faisceau (gain en rapport signal/bruit = 5.) et le bruit cosmique a été mis en anticoincidence par un parapluie de grande surface (gain en signal/bruit = 2.). La figure 1⁷⁾ représente le résultat final ; on distingue clairement le pic d'énergie totale, et les pics de premier et second échappement ; l'efficacité globale de détection, y compris l'angle solide, est

de l'ordre de 0.1 %. Cette méthode est peu applicable aux autres réactions (p, γ) dans cette région de masse : pour le $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ ($Q = + 2.2$ MeV) par exemple, on trouve 6 niveaux dans la fenêtre de Gamow et 8 niveaux sous le seuil, dont les J^π ne sont pas tous connus.

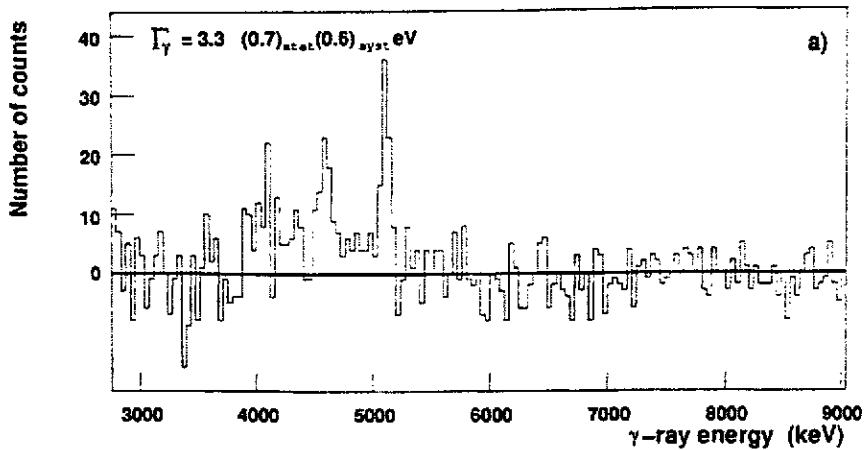


Figure 1. Spectre en énergie des rayons gamma issus de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$.

Dans ces conditions, extraire un taux de réaction en extrapolant à tout l'espace des informations de spectres γ individuels serait très délicat (rappelons qu'il ne s'agit pas ici de faire de la spectroscopie- γ , mais bien de tirer des forces de résonance de niveaux particuliers).

2. La détection directe des produits B de la réaction

La cinématique de la réaction est ici un adjuvant important : les ions B sont contenus dans un cône très étroit autour de la direction du faisceau A. La table 2 contient l'angle de demi-ouverture de ce cône à l'énergie laboratoire d'intérêt astrophysique, pour quelques réactions de capture radiative.

Réaction	E_{lab}	θ_{max} (deg)
$^7\text{Be}(p,\gamma)$	8	0.3
$^{11}\text{C}(p,\gamma)$	7.2	0.2
$^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)$	5.2	0.3
$^{17}\text{F}(p,\gamma)$	12.	0.5
$^{18}\text{F}(p,\gamma)$	12.	0.7
$^{19}\text{Ne}(p,\gamma)$	11.	0.3
$^{20}\text{Na}(p,\gamma)$	9.	0.4
$^{21}\text{Na}(p,\gamma)$	8.	0.6

Table 2. Angle de demi-ouverture du cône des produits de réaction pour quelques réactions (p, γ) ou (α,γ).

Notons cependant qu'à cet angle « cinématique » viendront s'ajouter deux contributions, venant de la diffusion multiple du faisceau et du produit dans la cible, et de la divergence intrinsèque (ou émittance) du faisceau. Additionnées quadratiquement, ces trois composantes forment une demi-ouverture d'environ 1° .

On se retrouve donc devant le problème suivant : séparer deux nucléides différant d'une unité de masse et de charge, ayant le même moment (le moment emporté par le γ est négligeable), et se trouvant dans des abondances relatives d'au moins 10^9 à 1. Une solution, développée actuellement à Louvain-la-Neuve [Figure 2], consiste à procéder en trois étapes : i) sélectionner par un dipôle l'état de charge le plus abondant du produit (et du faisceau) ; cet état de charge représente au moins 30 % du total⁸⁾ ; ii) transmettre le produit et défléchir le faisceau dans un filtre de vitesse (filtre de Wien) ; pour une masse 20, ces vitesses diffèrent de 5 % ; iii) effectuer une dernière séparation dans un détecteur ΔE -E en bout de ligne ; la partie ΔE est une chambre d'ionisation à gaz. Entre ces trois éléments de sélection, sont insérés des éléments focalisants, triplet et doublets de quadripôles⁹⁾.

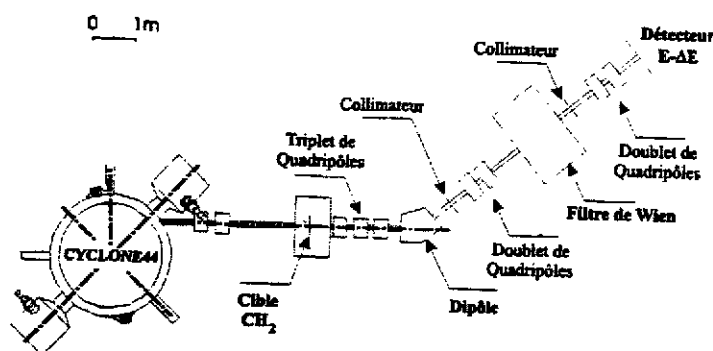


Figure 2. Séparateur de recul ARES pour la détection des produits de réactions (p,γ) en cinématique inverse.

3. La détection de la désintégration β du produit

On va utiliser ici le fait suivant : A étant radioactif, B le sera aussi et de plus, B sera moins lié (plus éloigné de la stabilité) ; l'énergie maximale des positrons de décroissance de B sera donc plus grande que celle de A. La table 3 reprend ces énergies pour quelques couples (A,B).

Réaction (p, γ)		Energie des positrons (MeV)	
		A	B
^{11}C	^{12}N	1.0	16.4
^{13}N	^{14}O	1.2	1.8
^{17}F	^{18}Ne	1.7	3.4
^{19}Ne	^{20}Na	2.2	11.2
^{25}Al	^{26}Si	3.3	3.8

Table 3. Energie des positrons du faisceau A et du produit B pour quelques réactions A(p, γ)B.

On pourrait donc imaginer un dispositif de détection comme suit : après la cible, les A et B sont arrêtés dans une feuille où ils décroissent ; une série de scintillateurs recueille les positrons, ceux de A sont arrêtés dans les premiers éléments, alors que ceux de B ont un parcours plus grand, on compte le nombre de coïncidences et on sélectionne ainsi les B. En pratique, les premiers scintillateurs de la série seraient noyés par un taux de comptage prohibitif ; on va donc éloigner les scintillateurs et guider les positrons jusqu'à eux grâce à un champ magnétique longitudinal. Un obstacle placé sur l'axe en amont des scintillateurs arrêtera tous les positrons de A [Figure 3].

Cette méthode présente un avantage : on peut remplacer la cible de CH_2 par une cellule gazeuse d'hydrogène avec fenêtre d'entrée mince, et arrêter les ions A et B dans la face arrière de la cellule. La cellule peut être remplie d'hydrogène appauvri en deutérium (typiquement $D/H = 10^{-6}$ au lieu de 10^{-4}), supprimant ainsi la contribution de la réaction (d,n). Cette méthode a été utilisée pour la mesure de la réaction $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}^{10}$.

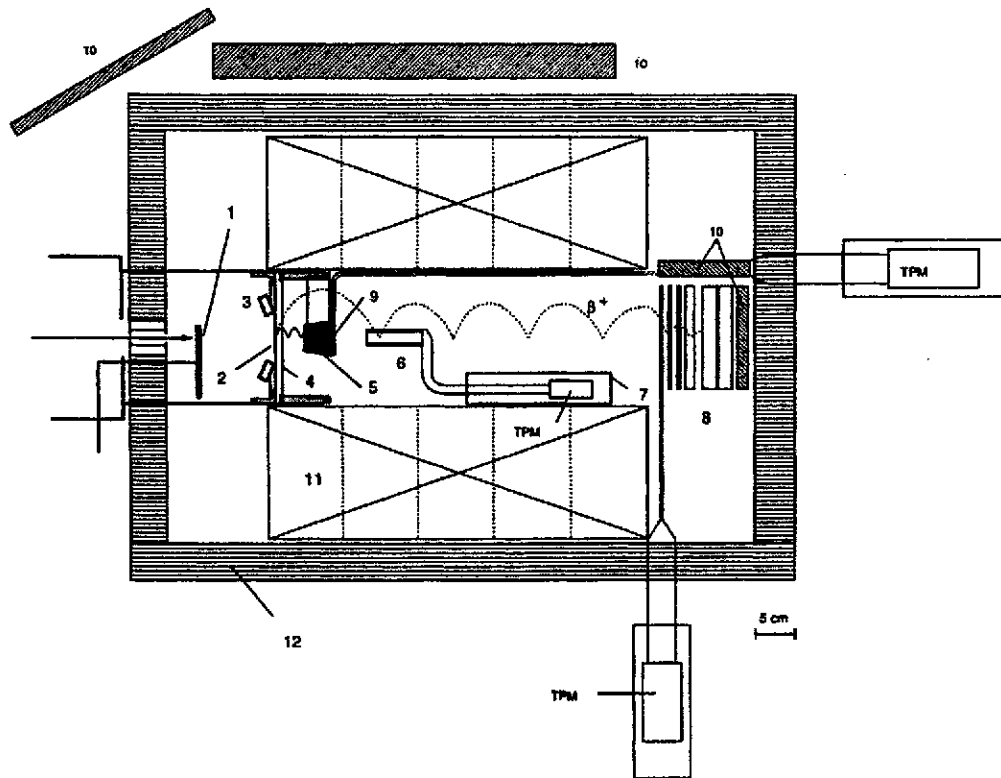


Figure 3. Dispositif de détection des positrons de ^{20}Na dans la mesure de la réaction $^{19}\text{Na}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ (1 : cible – 2 : feuille d'implantation en Ta – 3 : détecteur PIPS – 4 : feuille de mylar – 5 : obstacle en Pb – 6 : détecteur S_0 – 7 : tube de Cu refroidi – 8 : télescope – 9 : détecteur veto S_{Pb} – 10 : détecteurs de rayonnement cosmique – 11 : solénoïde – 12 : fer doux).

4. La détection de la désintégration α ou proton du produit

Dans un nombre de cas très limité, le produit décroît par β^+ vers des états excités d'un nucléide C, lesquels émettent ensuite une particule α ou un proton. La table 4 contient quelques exemples de ce type.

Réaction (p, γ)	Rapport de branchement (%)
$^7\text{Be} - ^8\text{B}$	100. (α)
$^8\text{B} - ^9\text{C}$	27. (p) – 13. (α)
$^{11}\text{C} - ^{12}\text{N}$	3.4 (α)
$^{12}\text{N} - ^{13}\text{O}$	11. (p)
$^{19}\text{Ne} - ^{20}\text{Na}$	20. (α)
$^{20}\text{Na} - ^{21}\text{Mg}$	29. (p)

Table 4. Quelques réactions dans lesquelles le produit décroît par particules α ou par protons.

En principe, il suffit à nouveau d'arrêter les A, B dans une feuille et d'entourer cette dernière de détecteurs d' α . En pratique, il faut protéger les détecteurs et ceci a été réalisé de deux façons différentes : i) en utilisant des détecteurs silicium minces (35 μm), à pistes étroites (60 μm), très peu sensibles aux β^+ de A^{11} , et ii) en utilisant des détecteurs « à traces », feuilles passives de polycarbonate qui ne sont sensibles qu'aux α , dont les traces sont révélées après une attaque chimique après l'exposition¹²⁾. Dans le premier cas, la signature est l'énergie des α ; dans le second, la feuille d'arrêt de A et B sera déplacée successivement devant des paires de détecteurs à traces, qui contiendront donc la signature du temps de vie de B. Ces deux méthodes ont été utilisées également pour la mesure de $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$.

5. En conclusion de ce chapitre, on peut citer l'**efficacité de détection** (ε) des différentes méthodes :

Méthode	ε
γ -prompts	0.1 % par détecteur
spectromètre	≥ 30 %
radioactivité de B	1 – 2 %

Mesurer les γ -prompts en coïncidence avec les B dans un spectromètre est désastreux du point de vue de l'efficacité de détection ; par contre, cette méthode est indiquée si l'on veut obtenir des informations sur le schéma de niveaux de B.

IV – LA DIFFUSION ELASTIQUE $A(p,p)A$

La diffusion élastique n'est pas à proprement parler « d'intérêt astrophysique ». Comme nous le verrons, elle peut cependant apporter des informations précieuses sur les propriétés des niveaux du noyau composé B dans la fenêtre de Gamow (énergie, largeur totale, largeurs partielles, spin et parité).

Dans une cible de CH_2 , le faisceau d'ions lourds A va perdre une quantité importante d'énergie, typiquement 10-20 keV/ $\mu\text{g}/\text{cm}^2$; ce faisant, il va parcourir une gamme d'énergie d'excitation dans le noyau composé $B = A + p$. Si aucun état de B n'est présent dans cette

gamme d'énergie, le spectre des protons de recul à un angle donné aura un profil coulombien (le nombre de protons varie en $1/E_{in} E_{out}$, où E_{in} et E_{out} sont les énergies c.m. à l'entrée et à la sortie de la cible). Si un état de B est présent dans la gamme d'énergie couverte, le profil coulombien sera profondément modifié ; l'amplitude de diffusion f devient :

$$f = f_C + f_R$$

où f_R est du type Breit-Wigner, $\frac{\omega \Gamma_p}{E - E_R + i \Gamma_t}$

Γ_p est la largeur partielle proton de l'état

E_R est l'énergie de résonance

Γ_t est la largeur totale de l'état

ω est le facteur statistique $(2J_R + 1)/(2J_A + 1)(2J_p + 1)$

on a négligé ici la partie nucléaire non-résonnante (« sphère dure »).

La figure 4 représente le spectre attendu pour une résonance de $\ell = 0$, décomposé en ses différentes parties. Le spectre total présente des points remarquables dans sa partie centrale : la distance entre l'énergie du maximum et du minimum est reliée directement à Γ_{tot} , alors que la différence entre la section efficace au maximum et au minimum est proportionnelle au produit $\omega \Gamma_p$.

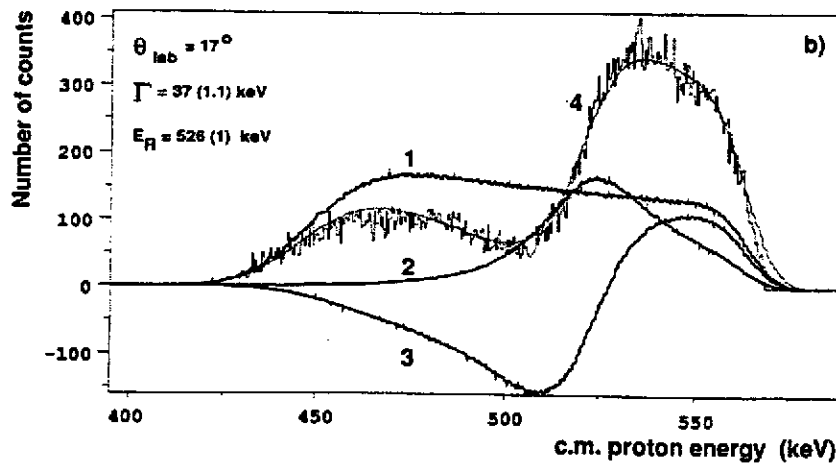


Figure 4. Spectre de protons de recul d'une cible épaisse de CH_2 , avec $\ell = 0$, décomposé en ses différentes composantes : coulombien (1), résonnant (2), interférence coulombien-résonnant (3).

Il faut noter que cette méthode de « diffusion élastique résonnante » a été utilisée depuis des décennies en cinématique directe : un faisceau de protons très bien défini en énergie, sur une cible très mince, avec détection des protons diffusés ; l'énergie du faisceau est modifiée par pas très fins pour couvrir la résonance, voir p. ex. ¹³⁾. Nous avons ici des conditions tout-à-fait différentes : un faisceau mal défini en énergie et une cible épaisse ; nous bénéficions du fait qu'en cinématique inverse, l'énergie des protons de recul (E_p) est plus importante :

$$E_p(\theta_\ell) = E_{c.m.} \frac{4M_A}{M_A + 1} \cos^2 \theta_\ell$$

où θ_ℓ est l'angle laboratoire ($\theta_\ell = \frac{\pi - \theta_{c.m.}}{2}$)

M_A est la masse du faisceau A en a.m.u.

$E_{c.m.}$ est l'énergie dans le c.m. ($\cong E_{lab}$ de la cinématique directe).

La perte d'énergie des protons dans la cible est donc peu importante, et on peut en tenir compte. La figure 5 montre des spectres calculés de protons de $^{13}\text{C} + p$, dominés par la résonance à 511 keV ($J^\pi = 1^-, \ell = 0$), pour deux épaisseurs de cible de CH_2 et deux énergies de faisceaux : le point important à remarquer est que la partie centrale n'est pratiquement pas affectée par des variations de ces deux paramètres. Or c'est cette partie centrale qui contient les informations que l'on déduira sur le niveau résonnant.

Nous avons effectué trois mesures de diffusion élastique : $^{13}\text{N}(p,p)$ préalable à la capture radiative $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$; $^{19}\text{Ne}(p,p)$ avant la capture radiative $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$; $^{18}\text{F}(p,p)$ simultanément à la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ d'intérêt astrophysique. Dans ce dernier cas, des états résonnants du noyau composé ^{19}Ne décroissent à la fois en α (vers ^{15}O) et en proton (vers ^{18}F). Si le principe de la méthode est resté le même dans les trois mesures —à savoir un faisceau radioactif sur une cible de CH_2 — le dispositif de détection a évolué de façon importante, et les méthodes d'analyse des données ont été améliorées de façon à tenir compte le mieux possible de divers effets physiques dans la cible.

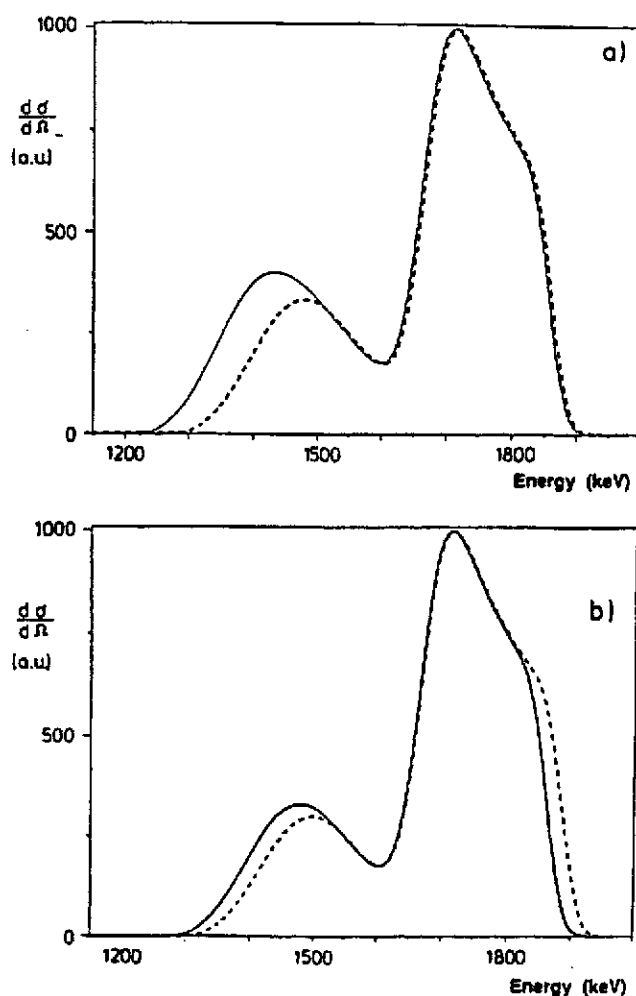


Figure 5.

- a) Deux spectres de protons simulés pour la diffusion $^{13}\text{C} + \text{p}$, pour deux épaisseurs de cible de CH_2 ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, trait continu ; $180 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, trait discontinu).
- b) Deux spectres de protons simulés pour la diffusion $^{13}\text{C} + \text{p}$, pour deux énergies de faisceau ^{13}C (8 MeV, trait continu ; 8.2 MeV, trait discontinu).

1. $^{13}\text{N} + \text{p}$

Le seuil de la réaction $^{13}\text{N}(\text{p},\gamma)$ est 4.627 MeV. Au moyen d'un faisceau de ^{13}N de 8.2 MeV ($E_{\text{c.m.}} = 585 \text{ keV}$) sur une cible de CH_2 de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, nous avons mesuré des spectres de protons à 17° et 27° lab. Ces spectres n'ont pas dû être calibrés de façon absolue en énergie : nous avons en effet effectué la diffusion $^{13}\text{C} + \text{p}$ qui possède un état résonnant à 511 keV c.m., et ajusté simultanément la partie centrale des deux spectres [Figure 6]. Nous en avons déduit les caractéristiques de l'état résonnant de ^{14}O : $E_{\text{R}} = 526 \pm 1 \text{ keV}$; $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{p}} = 37 \pm 1 \text{ keV}$; $\ell = 0$, $J = 1^-$ (14). En ce qui concerne l'énergie de résonance, notre mesure qui était plus basse de 20 keV que celles des tables à l'époque¹⁵⁾, a été confirmée ensuite par une mesure de la réaction

$^{12}\text{C}(^3\text{He},n)^{16}\text{O}$. Cette diminution de 20 keV de l'énergie de résonance a eu un impact sur le taux de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)$ qui a été modifié de 30 %, pour une même force de résonance.

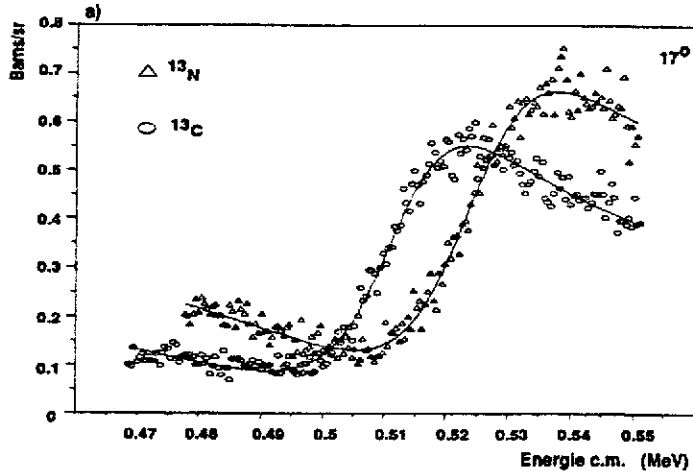


Figure 6. Partie centrale des spectres des diffusions $^{13}\text{C} + p$ (ronds) et $^{13}\text{N} + p$ (triangles) à $\theta_{\text{lab}} = 17^\circ$, avec leur ajustement respectif.

2. $^{19}\text{Ne} + p$

Le seuil de la réaction $^{18}\text{Ne}(p,\gamma)$ est à 2.195 MeV. Nous avons utilisé un faisceau de ^{19}Ne de 19.2 MeV, qui a parcouru dans la cible de CH_2 la région d'énergie c.m. entre 1 MeV et 650 keV au-dessus du seuil. Deux états ont été mesurés dans cet intervalle d'énergie, tous deux ayant un $\ell = 0$: le premier, $\omega = 3/4$ et $J^\pi = 1^+$, à $E_R = 797 \pm 2$ keV et $\Gamma_t = 19.8 \pm 2$ keV ; le second, $\omega = 1/4$ et $J^\pi = 0^+$, à $E_R = 887 \pm 2$ keV et $\Gamma_t = 35.9 \pm 2$ keV. Ces valeurs résultent d'ajustements réalisés par Breit-Wigner, matrice-R ou matrice-K¹⁷⁾. Les valeurs des énergies sont en bon accord avec celles obtenues par réactions d'échange de charge ou par décroissances β^+ de ^{20}Mg . Les largeurs sont en désaccord prononcé avec celles tirées de $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},t)^{20}\text{Na}$ ¹⁸⁾. A nouveau dans ce cas, seule la partie centrale des spectres a été ajustée, mais sur une gamme angulaire plus large (0° à 37°) ; la calibration des spectres a été déduite des énergies de résonance connues du système $^{19}\text{F} + p$.

3. $^{18}\text{F} + p$

Le seuil de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)$ se trouve à 6.411 MeV. La région d'énergie entre 740 et 550 keV au-dessus du seuil a été étudiée. Un état de $\ell = 0$ a été détecté avec $\Gamma_t \sim 33$ keV [Figure 7]. Les deux valeurs de J possibles ($1/2$ et $3/2$) ont été discriminées par les largeurs partielles Γ_p qui leur étaient associées dans l'ajustement, respectivement 30 ± 2 keV et 15 ± 2 keV (on

retrouve ici l'ambiguïté $\omega\Gamma_p$ mentionnée plus haut). Une expérience antérieure $^{19}\text{F}(^3\text{He},t-p)$ avait mesuré en effet un rapport $\Gamma_p/\Gamma_t = 0.37 \pm 0.04$ ¹⁹⁾.

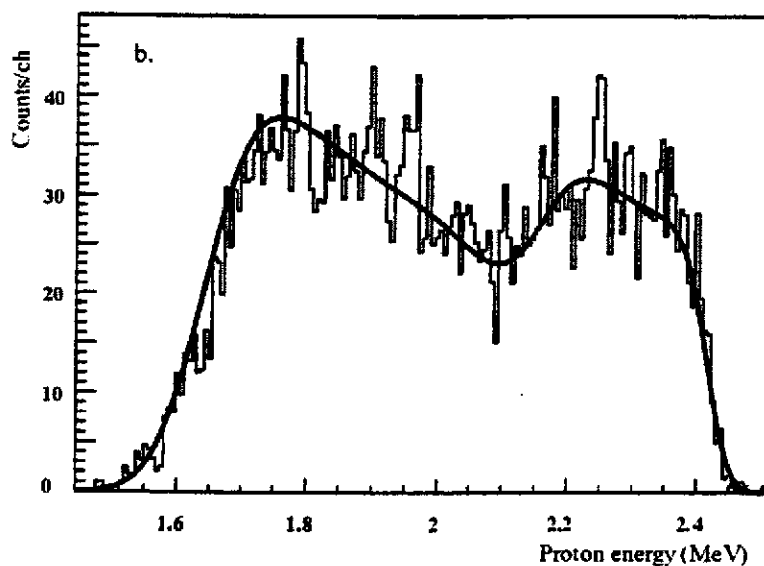


Figure 7. Spectre de la diffusion $^{18}\text{F} + p$ à $\theta = 20^\circ$, avec ajustement.

Les spectres ont été ajustés globalement, sur toute la gamme d'énergie couverte, y compris l'entrée et la sortie du faisceau dans (de) la cible. La calibration en énergie a été obtenue à partir des réactions $^{18}\text{O}(d,p)$, $^{18}\text{O}(d,d)$ et $^{18}\text{O}(p,p)$ ²⁰⁾.

Je terminerai ce chapitre par quelques considérations générales sur la méthode de la diffusion élastique résonnante en cinématique inverse.

- Cette méthode requiert une identification des particules sortant de la cible ; leur énergie est telle qu'une identification classique ($\Delta E - E$) n'est généralement pas possible. Une alternative est la construction d'un spectre biparamétrique temps de vol – énergie, le temps de vol étant par exemple mesuré par rapport à un signal fourni par le passage du faisceau lui-même ou par la HF du post accélérateur. C'est cette deuxième possibilité qui a été utilisée dans tous les travaux cités ici.
- La méthode est la plus sensible aux petits angles lab. (idéalement 0°), où le « piédestal » coulombien est le plus petit (car il s'agit des angles proches de 180° c.m.). De plus, aux grands angles lab., l'énergie des protons diminue et leur perte d'énergie dans la cible augmente de façon importante.

- La méthode est applicable à une gamme limitée en Γ_t : du côté des petites largeurs totales, l'interférence avec le coulombien n'apparaît plus pour des $\Gamma_t \leq 1 \text{ keV}$ ¹⁷⁾ ; du côté des grandes largeurs totales, la nécessité de couvrir toute la résonance dans une cible d'au plus $250\text{-}300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ fait que des $\Gamma_t > 100 \text{ keV}$ semblent non-accessibles. Notons cependant que des résonances très étroites seront détectables si elles décroissent également vers un état excité de A ; dans ce cas, un pic isolé apparaîtra à une énergie plus faible que le continu habituel.
- Il est important de prendre en compte tous les effets expérimentaux qui peuvent affecter la distribution en énergie des protons ; la résolution en énergie du détecteur et son ouverture angulaire, si elles sont ignorées, peuvent ainsi être « simulées » par une composante $\ell = 2$ qui s'ajoute à la composante $\ell = 0$ de tous les états que nous avons observés ici ¹⁷⁾.
- Il s'agit ici de diffusion élastique, avec des sections efficaces élevées. Les intensités de faisceau radioactif requises sont donc modestes ($\geq 10^5 \text{ s}^{-1}$). Il n'empêche que les détecteurs devront être adaptés à l'intensité disponible : avec 10^5 s^{-1} , on utilisera des détecteurs de protons de grand angle solide, de type LEDA ²¹⁾ ; pour des faisceaux d'intensités supérieures ($10^8 - 10^9 \text{ s}^{-1}$), quelques détecteurs de type PIPS suffiront à obtenir rapidement une statistique suffisante.

V – UNE REACTION PARTICULIERE ETUDIEE EN DETAIL : $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$

1. Motivation

La réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$ est comprise dans une chaîne de réactions qui, dans les novae, part de ^{16}O , constituant majeur des naines blanches de masse $> 1M_{\odot}$, et aboutit rapidement à ^{15}N , via la suite $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$. Des abondances élevées d'azote mesurées dans les ejecta de novae du type O-Ne sont en accord avec cette vision ²²⁾. Dans les novae de masse plus faible, l'azote (sous forme de ^{14}N) est produit surtout par la chaîne de réactions $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}(\text{p},\gamma)^{14}\text{O}(\beta^+)^{14}\text{N}$. Parmi les réactions menant de ^{16}O à ^{15}O , seule la réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$ n'a pas été mesurée.

Une seconde motivation a trait à l'astronomie gamma : les positrons de décroissance de ^{18}F (demi-vie = 110 minutes) pourraient être observables de l'espace par les gamma d'annihilation à 511 keV, constituant ainsi une signature d'une nova ²³⁾. Une condition de

cette observation est que ^{18}F ne soit pas détruit avant sa décroissance beta ; la voie $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ est la voie de destruction principale, l'autre étant $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$.

2. Réalisation

Le faisceau de ^{18}F est obtenu de la façon suivante : la réaction $^{18}\text{O}(p,n)$ induite par des protons de 12 MeV sur une cible de H_2O enrichie en ^{18}O produit le ^{18}F en grande quantité ²⁴⁾. Après deux heures d'irradiation, des transformations chimiques sont effectuées, amenant à substituer le F à l'I dans du CH_3I ; le CH_3^{18}F obtenu est transporté dans une source ECR et le $^{18}\text{F}^{2+}$ produit est accéléré à l'énergie requise, pendant environ deux heures. Le processus recommence ensuite. L'intensité maximale sur cible est de 10^6 s^{-1} , avec une moyenne de quelques 10^5 s^{-1} . Il faut rappeler que les faisceaux de Fluor sont des cas difficiles, d'abord à cause de la très forte réactivité de F et ensuite à cause de la très faible différence de masse par rapport à l'isobare stable ^{18}O ($\Delta M/M = 9.10^{-5}$) ²⁵⁾.

La fenêtre de Gamow de $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ se trouve à $241 \pm 91 \text{ keV}$ pour $T = 0.3 \text{ GK}$, correspondant au pic de température des novae O-Ne. Des niveaux larges à des énergies plus élevées pouvant éventuellement contribuer de façon importante au taux de réaction, nous avons étudié la réaction entre 265 et 740 keV au-dessus du seuil, et ceci en deux étapes : d'abord entre 550 et 740 keV, et ensuite entre 265 et 535 keV. Dans les deux cas, les particules chargées ont été détectées par LEDA ²¹⁾, placé aux angles avant, entre 12 et 26° lab. L'identification des particules a été obtenue par des spectres biparamétriques (énergie – temps de vol) reconstruits pour chaque cellule du détecteur. Rappelons que LEDA comporte 128 cellules (8 segments en ϕ x 16 pistes en θ).

Dans la deuxième expérience, à l'énergie inférieure, il n'a pas été possible de détecter les protons de recul, qui avaient une énergie trop faible, trop proche du bruit de fond induit par les décroissances beta du faisceau de ^{18}F .

3. Analyse des données

Les deux expériences seront étudiées séparément :

3.1. A haute énergie

Les spectres α , somme de huit segments à un angle θ donné, montrent clairement que la section efficace est dominée par un état résonnant [Figure 8]. Cet état apparaît également dans les spectres protons (Figure 7, ci-dessus). En extrapolant à tout l'espace les α mesurés ($\ell = 0$) et en normalisant aux protons de recul on obtient une force de résonance $\omega\gamma = 4.6 \pm 0.1 \pm 0.1$ keV. Cette force de résonance est en accord avec celle que l'on calcule au moyen des

largeurs totale et partielle tirées des spectres protons ($\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_p (1 - \Gamma_p)}{\Gamma_t} = 5.2 \pm 0.3 \pm 0.15$

keV). L'énergie de la résonance peut être déduite des spectres α ou des spectres protons : les deux sont en bon accord, et leur moyenne est $657.5 \pm 0.7 \pm 1.7$ keV.

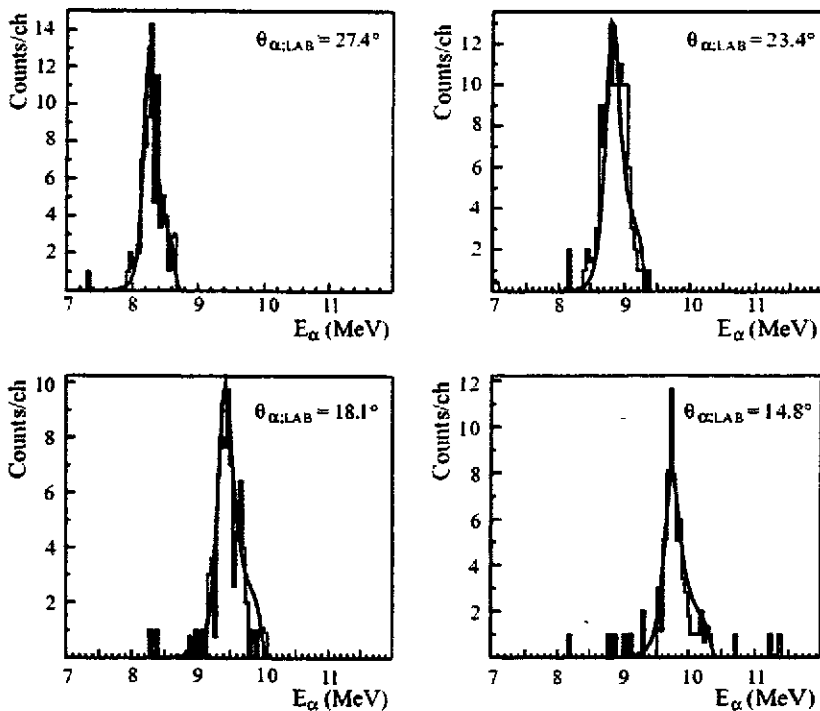


Figure 8. Spectre α de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ à quelques angles lab, avec leur ajustement. L'énergie c.m. entre 740 et 550 keV a été couverte.

Toutes les valeurs citées sont affectées d'une erreur statistique et d'une erreur systématique ; la seconde est obtenue en faisant varier, sur un intervalle raisonnable, deux quantités

intervenant dans l'analyse, à savoir l'énergie du faisceau incident et le pouvoir d'arrêt des ^{18}F dans la cible de CH_2 .

3.2. A basse énergie

En fonction de l'énergie, la section efficace coulombienne évolue comme la pénétrabilité ($e^{-2\pi\eta}$, où $\eta = zz'e^2/\hbar v$). Entre 265 et 535 keV, nous avons effectivement obtenu un nombre d'événements α beaucoup plus faible – environ 50 pour tout LEDA – au point que seul un spectre global a pu être reconstruit, dans le système c.m. ²⁶⁾ [Figure 9]. Une accumulation d'événements autour de 320 keV a été attribuée à la formation de l'état $3/2^-$ ($\ell = 1$), déjà connu par une mesure de $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\alpha)$ ²⁷⁾. Une force de résonance de 3.5 ± 1.6 eV a été calculée pour cet état. D'autres états étaient attendus dans la région d'énergie parcourue, mais ils sont produits très faiblement et seule une limite supérieure sur leur force de résonance a pu être obtenue ²⁶⁾. L'accumulation d'événements au-dessus de 450 keV est due à la résonance large $3/2^+$ mesurée dans l'expérience à haute énergie. Les « pics » apparaissant dans un seul canal sont des variations statistiques, qui ne peuvent correspondre à des états résonnants : le straggling dans la cible est tel que tout état, quelle que sa largeur, doit apparaître sur plusieurs canaux.

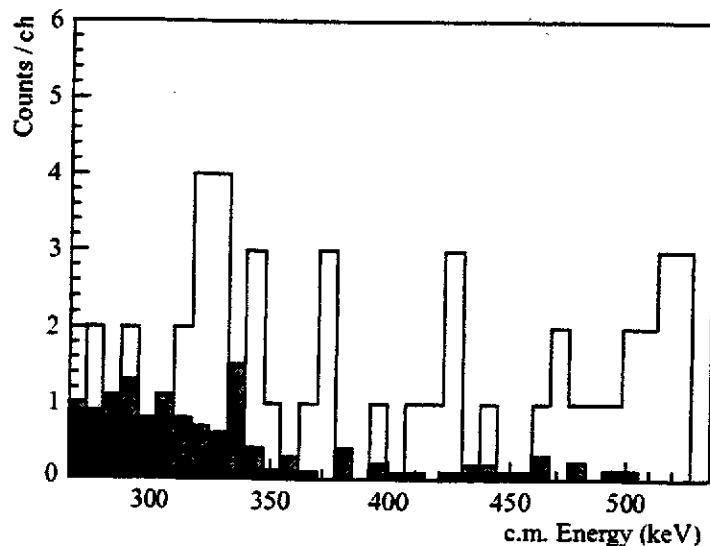


Figure 9. Spectre α de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ pour $12^\circ < \theta_{\text{lab}} < 26^\circ$; la région d'énergie c.m. entre 265 et 535 keV a été couverte. L'histogramme hachuré est le bruit de fond mesuré.

4. Conclusions astrophysiques

Le taux de réaction $N_A \langle \sigma v \rangle$ correspondant aux deux niveaux observés dans nos mesures est représenté à la Figure 10. On constate que l'état d'énergie supérieure, à cause de sa grande largeur, en arrive à dominer aux températures faibles. Le temps de vie de ^{18}F en présence de protons est obtenu en inversant le taux de réaction ; pour une température de 0.3 GK et une densité typique de novae, on obtient 10^{-5} s. Tenant compte que d'autres niveaux à basse énergie sont susceptibles de contribuer également au taux de réaction, on peut conclure que l'observation des γ de décroissance de ^{18}F sera très difficile, sauf si les ^{18}F sont très rapidement expulsés de la région de combustion, après leur formation : les modèles de novae sont supposés entrer en jeu ici.

En ce qui concerne la nucléosynthèse dans les novae – et toujours avec les mêmes précautions que ci-dessus – on conclura que la production de ^{18}O (via $^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$) et de ^{19}F (via $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}(\beta^+)^{19}\text{F}$) sont très peu probables.

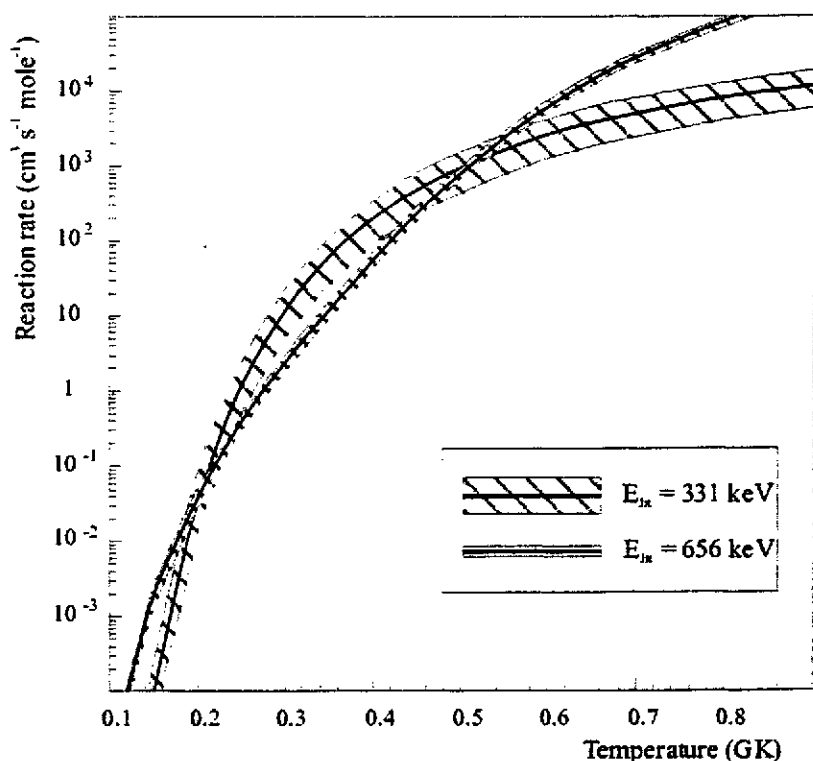


Figure 10. Taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ en fonction de la température, pour les deux états mesurés [656 keV, $3/2^+$ et 331 keV, $3/2^-$].

VI - BILAN ET PERSPECTIVES

- En une décennie, quelques réactions ont été étudiées, sur une gamme d'énergie limitée. Ceci s'explique par le fait que l'effort requis par l'étude d'une seule réaction est très important : la production du faisceau elle-même constitue un problème souvent très ardu. De plus, une nouvelle réaction requiert généralement un nouveau dispositif de détection.
- Les expérimentateurs ne peuvent inférer de leurs mesures que des « conséquences astrophysiques » limitées. Les véritables « conséquences astrophysiques » seront plutôt des contraintes appliquées aux modèles, par les astrophysiciens eux-mêmes. Une procédure logique serait que l'impact d'une réaction donnée soit testé avant sa mesure. Cela ne se fait généralement pas, soit parce que les modèles de situations explosives n'ont pas atteint un degré de finesse qui leur permette de tirer des conclusions fiables pour une réaction donnée, soit parce que l'attitude pragmatique qui prévaut parmi les expérimentateurs est que « toute diminution des incertitudes d'origine nucléaire est positive ». Dans tous les cas, il est clair que ces expériences requièrent, de la part de ceux qui les réalisent, un grand intérêt pour la mesure elle-même.

En ce qui concerne les perspectives, on peut noter plusieurs faits :

- ✓ L'intensité des faisceaux radioactifs n'a pas connu de percée significative dans la décennie passée : les maxima d'intensité sont actuellement de quelques 10^9 s^{-1} .
- ✓ De nouveaux accélérateurs dédiés aux faisceaux radioactifs seront prochainement mis en service : ISAC à TRIUMF, REX-ISOLDE au CERN, CYCLONE44 à Louvain-la-Neuve.
- ✓ A ces nouveaux accélérateurs, seront couplés de nouveaux instruments de détection, p.ex. les séparateurs DRAGON (TRIUMF) et ARES (Louvain-la-Neuve).

En astrophysique nucléaire avec faisceaux radioactifs, la région d'intérêt en masse est relativement bien définie pour les nucléides riches en protons : au-delà de $A = 40$, des résonances isolées ont de moins en moins d'impact, et les modèles statistiques peuvent être appliqués avec plus de certitude. Le nombre de réactions à étudier est donc limité. Je vois deux directions de recherche dans les années à venir : mesurer des réactions à des énergies plus basses qu'actuellement (plus proches du seuil), et mesurer la composante non-résonnante des taux de réactions ; cette dernière peut être aussi importante que la composante résonnante dans la région de température du pic des novae ¹⁰⁾ ; notons que dans des cas simples (p.ex. $^{13}\text{N}(p,\gamma)$ cette composante non-résonnante peut être déduite de l'analyse DWBA de la section efficace totale de la réaction $(d,n)^{28)$. Enfin, les mesures indirectes doivent être poursuivies partout où la mesure directe n'est pas accessible : pour $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)$ par exemple des mesures

indirectes en faisceau stable [$^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\alpha)^{19}\text{Ne}^*(\gamma)^{19}\text{Ne}$] ou en faisceau radioactifs [$^{18}\text{Ne}(\text{d},\text{p})^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$]²⁹⁾ ont été entreprises : la première permet d'obtenir $\Gamma_\gamma \approx \Gamma_t$ et de la seconde, on peut déduire une valeur de Γ_α/Γ_t .

Dans la région des nucléides riches en neutrons, on sait que le processus-r fait intervenir des isotopes de très court temps de vie ; pour chaque Z, on trouve un point d'arrêt là où la réaction de photodésintégration (γ, n) prend le dessus sur la capture (n, γ). Les réactions de photodésintégration pourraient être mesurées en faisant interagir un faisceau radioactif de haute énergie produit par fragmentation, avec un faisceau de gammas.

VII - REMERCIEMENTS

La plupart des travaux cités dans ce texte ont été effectués à Louvain-la-Neuve par des équipes de physiciens originaires de plusieurs institutions : l'Université Libre de Bruxelles, l'Université de Catania/INFN, l'Université d'Edinburgh, la Katholieke Universiteit Leuven, l'Université Catholique de Louvain, et l'Université Notre Dame ; ils ont été rendus possibles par la compétence et la disponibilité des équipes techniques du Centre de Recherches du Cyclotron et de l'Institut de Physique Nucléaire à Louvain-la-Neuve. J'ai abondamment cité des résultats obtenus dans le cadre des thèses de doctorat en sciences de I. Licot, C. Michotte, R. Coszach et J.-S. Graulich. Je remercie le Fonds National de la Recherche Scientifique (Bruxelles), dont je suis Directeur de Recherches.

REFERENCES

- 1) W.A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149
- 2) M. Arnould et K. Takakashi, Rep. Progr. Phys. 62 (1999) 395
- 3) P. Descouvemont, Compte-rendu de l'Ecole Joliot-Curie 2000
- 4) P. Leleux, Compte-rendu de l'Ecole Joliot-Curie 1993, p. 193
- 5) A.C. Mueller, in Proceedings of the Third Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, D.J. Morrissey editor, Editions Frontières (1994) p. 1 ; R.H. Siemssen, ibid. p. 17
- 6) L. Gialanella et al., Nucl. Instr. Meth. A 376 (1996) 174
- 7) P. Decroock et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 808
- 8) K. Shima et al., Nucl. Dat. Tab. 51 (1992) 173

- 9) C. Angulo et al., Communication à Nuclei in the Cosmos VI, Aarhus (2000), à paraître
- 10) C. Michotte et al., Phys. Lett. B 381 (1996) 402 ; Nucl. Instr. Meth. A 366 (1995) 155
- 11) R.D. Page et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3066
- 12) C. Vancraeynest et al., Nucl. Instr. Meth. B129 (1967) 65
- 13) H.O. Meyer et al., Z. Phys. A 279 (1976) 41
- 14) P. Decroock et al., Phys. Lett. B 304 (1993) 50
- 15) F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 523 (1991) 1
- 16) P.V. Magnus et al., Phys. Rev. C 49 (1994) R1755
- 17) R. Coszach et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 1695
- 18) M.S. Smith et al., Nucl. Phys. A 536 (1992) 333
- 19) S. Utku et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 2731
- 20) J.-S. Graulich et al., soumis à Phys. Rev. C
- 21) T. Davinson et al., NIM A 454 (2000) 352
- 22) M. Livio and J.S. Truran, Astrophys. J. 425 (1994) 797
- 23) M. Hernanz et al., Astrophys. J. 526 (1999) L97
- 24) Sindano Wa Kitwanga et al., Phys. Rev. C 42 (1990) 748
- 25) M. Cogneau et al., Nucl. Instr. Meth. A 420 (1999) 489
- 26) J.-S. Graulich et al., Nucl. Phys. A626 (1997) 751
- 27) J.D. Garrett et al., Phys. Rev. C 2 (1970) 1243
- 28) P. Decroock et al., Phys. Rev. C 48 (1993) 2057
- 29) A. Laird et al., communication à Nuclei in the Cosmos VI, Aarhus (2000), à paraître