

Diffusion Élastique Résonante, Diffusion Inélastique et Réactions Astrophysiques

François DE OLIVEIRA SANTOS

GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds)
UMR 6415 B.P. 5027 F-14076 Caen Cedex, France

Résumé :

Des réactions nucléaires peuvent se produire à basse énergie cinétique. A ces énergies elles sont caractérisées par une forte dépendance avec la structure du noyau composé. Il s'avère ainsi possible d'étudier la structure nucléaire par le biais de la mesure de ces réactions. Dans ce cours, trois types de réaction sont traités : la Diffusion Élastique Résonante, la Diffusion Inélastique et les Réactions Astrophysiques.

Abstract:

Nuclear reactions can occur at low kinetic energy. Low-energy reactions are characterized by a strong dependence with the structure of the compound nucleus. It turns out that it is possible to study the nuclear structure by measuring these reactions. In this course, three types of reactions are treated: Resonant Elastic Scattering, Inelastic Scattering and Astrophysical reactions.

I. INTRODUCTION

Du point de vue des réactions nucléaires, on considère intuitivement qu'aux basses énergies cinétiques "il ne se passe rien", probablement parce que l'expérience quotidienne nous montre que les collisions dans le monde macroscopique sont d'autant moins violentes qu'elles se font à faible énergie cinétique. La vérité de la physique nucléaire est différente. Il est parfaitement possible de provoquer des réactions entre des noyaux à basse énergie cinétique, se produisant parfois avec une grande probabilité, et induisant parfois la transformation des noyaux impliqués (transmutation). Ces réactions, dites résonantes, sont étroitement liées à la structure des états discrets (quantiques) des noyaux atomiques. Il s'avère ainsi possible d'étudier cette structure nucléaire par le biais de la mesure de réactions nucléaires à basse énergie cinétique. Pour illustrer ce principe, trois types différents de réactions sont traités dans ce cours. Il s'agit des "réactions de diffusion élastique résonante" comme pour la réaction $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$, des "réactions astrophysiques" comme pour la réaction de capture radiative $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, et des "réactions de diffusion inélastique (résonante)" comme pour la réaction $^{14}\text{N}(p,p')^{14}\text{N}^*$.

II. DIFFUSION ÉLASTIQUE RÉSONANTE

A. Diffusion de Rutherford

L'étude expérimentale de l'interaction entre noyaux atomiques a commencé (publication en 1909¹, voir le cours de B. Fernandez ainsi que son excellent livre²) lorsque Marsden, Geiger, Rutherford et leurs collaborateurs ont envoyé des particules alpha issues d'une source radioactive de radium sur diverses feuilles métalliques, et qu'ils ont observé qu'une partie des particules alpha pouvait "interagir fortement" avec la matière et diffuser à grand angle (90° et plus). Ces expériences pionnières ont initié de nombreux développements théoriques et expérimentaux, dont le plus marquant a été la validation (en 1911) par Rutherford³ du modèle planétaire (Saturnien) de l'atome, ainsi constitué d'un noyau central dense chargé positivement et d'un cortège d'électrons. Dans ces expériences de diffusion élastique, les noyaux des atomes sont modélisés par des objets ponctuels, chargés positivement et de la masse des atomes. La particule (un alpha) incidente 1 de masse M1 et de charge Z1, est repoussée (voir Figure 1) par l'interaction Coulombienne du noyau 2 de masse M2 et de charge Z2, et est diffusée suivant un angle θ . Les trajectoires de ces objets peuvent être calculées exactement, ainsi que la section efficace de la diffusion élastique Coulombienne. Darwin obtient en 1914⁴ une formule pour la section efficace différentielle de la diffusion Coulombienne, dite diffusion de Rutherford :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{Rutherford}} = \left\{ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E \sin(\frac{\theta}{2})} \right\}^2 \quad (1)$$

Cette formule est valable dans une large plage de conditions expérimentales, en particulier à basse énergie cinétique.

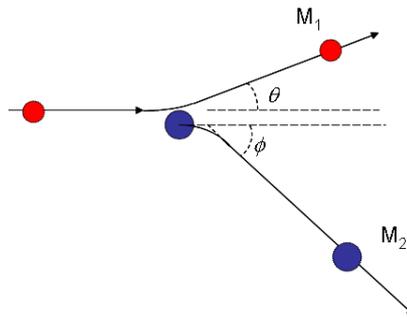


FIG. 1: Schéma de la diffusion élastique Coulombienne.

Aujourd'hui, la diffusion de Rutherford est utilisée couramment afin de normaliser et d'étalonner des expériences de physique nucléaire, ou bien pour identifier la nature de faisceaux ou la composition de cibles (méthode RBS Rutherford Back Scattering, ERDA ...).

B. Fonction d'excitation

On appelle "fonction d'excitation" l'évolution de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie cinétique de la particule incidente. Dans le cas de la diffusion de Rutherford, comme on peut le voir avec l'équation 1, la fonction d'excitation est une courbe décroissante de l'énergie variant en $\frac{1}{E^2}$. Expérimentalement, on réalise la mesure de la fonction d'excitation en cinématique dite directe, c'est à dire en envoyant un faisceau de noyaux légers (ex : protons) accélérés sur une cible composée de noyaux plus lourds (ex : cible gazeuse mince d'azote 14) au repos (voir Figure 2). Dans ce cas, le référentiel du laboratoire est pratiquement identique au référentiel du centre de masse. On utilise une cible très mince, un détecteur avec une acceptation angulaire restreinte, et on ne mesure généralement que le projectile après diffusion, essentiellement son taux de comptage. On réalise la mesure de la fonction d'excitation lorsque l'énergie du faisceau incident est changée par petits pas et que le taux de comptage est représenté en fonction de l'énergie du faisceau. De cette façon, la fonction d'excitation peut être mesurée très précisément, avec une précision qui est de l'ordre de la précision sur l'énergie du faisceau incident (parfois jusqu'à 10 eV !).

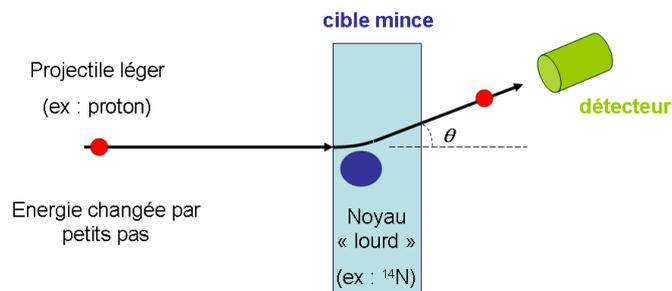


FIG. 2: Schéma de principe d'une mesure de diffusion élastique en cinématique directe. On utilise une cible mince et l'énergie de faisceau incident est changée par petits pas. Habituellement, on ne mesure que le projectile après diffusion.

C. Déviations par rapport à Rutherford

Des fonctions d'excitation de diffusion élastique ont probablement été mesurées très tôt dans l'histoire, à la suite des expériences de Geiger et Marsden, en utilisant des sources alpha (monocinétiques), et où les particules alpha sont décélérées au moyen de feuilles minces. On s'est alors rendu compte de déviations par rapport à la diffusion de Rutherford (Rutherford 1919⁵, Chadwick 1921⁶). La figure 3 montre la fonction d'excitation mesurée par Chadwick pour la diffusion de particules alpha sur une cible d'hydrogène à différents angles, comparée aux résultats attendus pour la diffusion de Rutherford (lignes droites passant par l'origine). On observe une forte déviation par rapport à la diffusion de Rutherford pour les énergies les plus grandes. Ces anomalies ont d'abord été interprétées comme des

effets dus à la structure supposée complexe des noyaux d'alpha, ou bien comme un changement de l'interaction à courte distance. La vraie raison est expliquée ci-dessous.

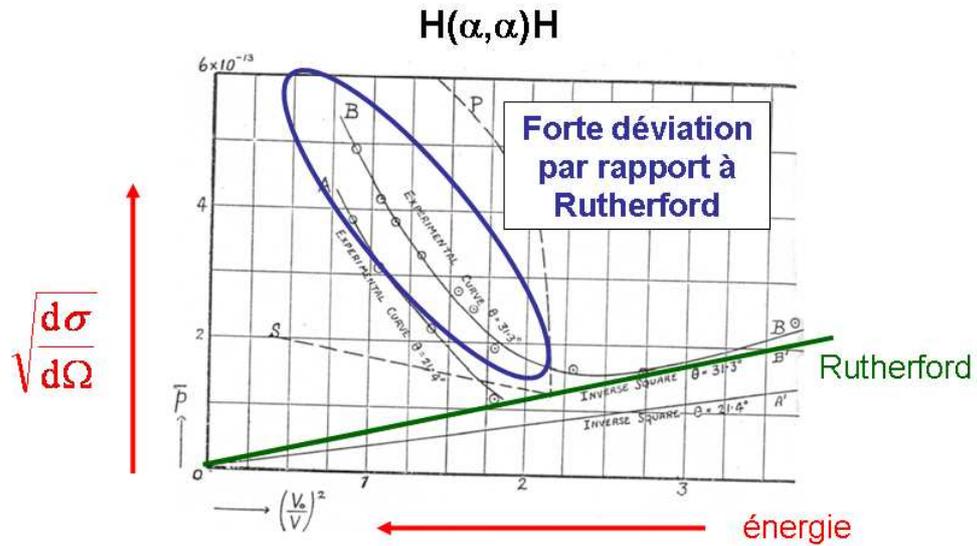


FIG. 3: La fonction d'excitation mesurée par Chadwick⁶ pour la diffusion de particules alpha sur une cible d'hydrogène aux angles de 21.4° et 31.3°, comparée à la diffusion de Rutherford. On observe une forte déviation pour les énergies les plus grandes.

D. Résonances

Des mesures plus précises réalisées ultérieurement sur différents noyaux ont fait apparaître de nombreuses anomalies généralement localisées, c'est à dire des variations soudaines de section efficace à certaines énergies bien précises. Par exemple, la figure 4 présente la fonction d'excitation mesurée au GANIL par Iulian Stefan⁷ pour la diffusion élastique $^{14}\text{N}(p, p)^{14}\text{N}$. On observe que la section efficace décroît bien suivant l'équation 1, donc suivant une loi en $\frac{1}{E^2}$, et on observe également qu'à l'énergie de $E_{lab} \simeq 1.06$ MeV apparaît une anomalie. Ces anomalies localisées ont été

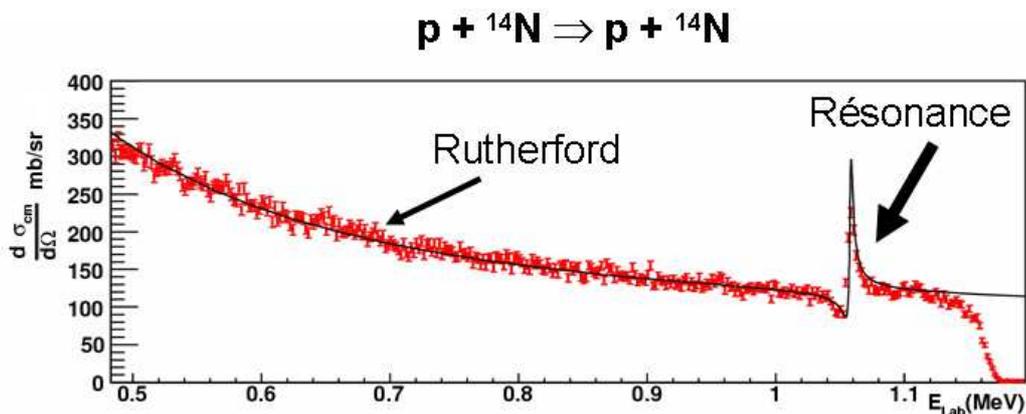


FIG. 4: Fonction d'excitation mesurée au GANIL par I. Stefan⁷ pour la diffusion élastique $^{14}\text{N}(p, p)^{14}\text{N}$. On observe que la section efficace décroît suivant la loi en $\frac{1}{E^2}$, et qu'à l'énergie de $E_{lab} \simeq 1.06$ MeV apparaît une anomalie, interprétée comme une résonance dans le noyau composé ^{15}O (la coupure du spectre à haute énergie résulte de limitations expérimentales).

interprétées en 1934 par Wentzel⁸ comme étant des résonances, c'est à dire⁸ comme la manifestation d'une structure

dans le noyau composé. En résumé, il y a (au moins) deux contributions dans la diffusion élastique (voir figure 5) : d'une part la contribution de la diffusion par le potentiel répulsif Coulombien (^{14}N et p se repoussent et "ne se touchent

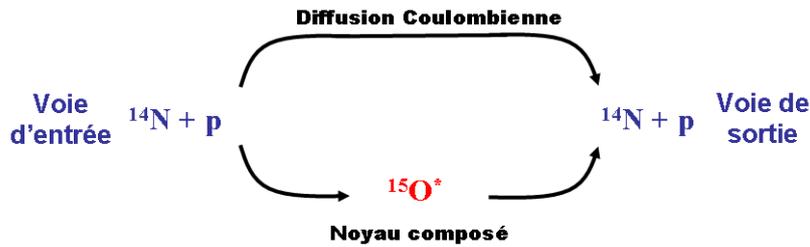


FIG. 5: Schéma de principe de la diffusion élastique résonante, cas de $^{14}\text{N} + p$. En voie d'entrée on a $^{14}\text{N} + p$, en voie de sortie on a également $^{14}\text{N} + p$ (diffusion élastique), il y a deux chemins possibles : soit par diffusion Coulombienne, les deux noyaux se repoussent et "ne se touchent pas", soit en passant par le noyau composé ^{15}O , les deux noyaux fusionnent puis le noyau composé décroît vers la voie élastique $^{14}\text{N} + p$.

pas"), c'est la diffusion de Rutherford, et d'autre part la contribution du noyau composé (^{14}N et p fusionnent pour former le noyau composé ^{15}O , qui décroît également vers la voie de sortie élastique ^{14}N et p). Les deux contributions s'additionnent pour former une fonction d'excitation comme dans l'exemple de la figure 4.

E. Pourquoi voit-on des résonances ?

Lorsque les noyaux incident et cible fusionnent pour former un noyau composé, celui-ci ne peut pas être produit n'importe comment, il ne peut être produit que dans un état qui existe ! Les premiers états excités des noyaux sont des états discrets (mécanique quantique), en dehors de ces états discrets, c'est-à-dire en dehors de certaines énergies d'excitation précises, le noyau composé n'existe pas ! Les deux noyaux incidents ne peuvent donc fusionner qu'à la condition que, voir figure 6, l'énergie due à la différence de masse (S_p) additionnée de l'énergie cinétique des particules incidentes (E_R) est égale à l'énergie d'excitation (E_x) d'un état discret existant dans le noyau composé. D'où l'apparition de résonances à certaines valeurs particulières de l'énergie cinétique incidente $E_R = E_x - S_p$. Ainsi,

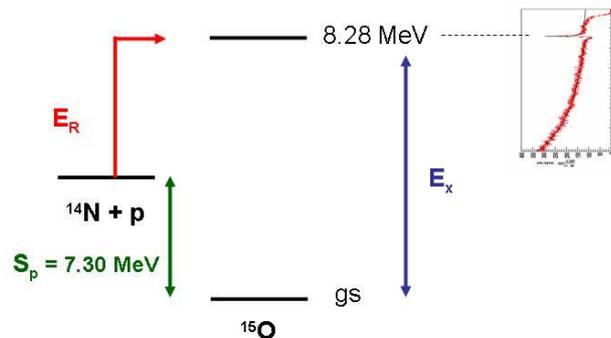


FIG. 6: Schéma de niveaux pour la formation du noyau composé ^{15}O à partir de $^{14}\text{N} + p$. La fonction d'excitation de la diffusion élastique $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$ (spectre à droite) présente deux composantes : la diffusion Coulombienne est présente quelque soit l'énergie cinétique E_R , et la contribution du noyau composé, qui n'existe que lorsque l'énergie E_R additionnée de l'énergie de différence de masse S_p est égal à l'énergie d'excitation E_x d'un état discret dans le noyau composé ^{15}O .

il est possible de déterminer les valeurs (E_x) des états excités du noyau composé en observant les résonances (aux énergies E_R) dans la fonction d'excitation de la diffusion élastique. Il s'agit donc d'un moyen particulièrement simple et efficace d'étudier la structure du noyau composé.

F. Largeurs des résonances

La figure 7 représente la fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique résonante (voir ref.⁷) $^{15}\text{O}(p,p)^{15}\text{O}$. On y observe trois résonances, la première correspondant à l'état fondamental du noyau composé ^{16}F , qui est donc non lié, et les deux autres correspondant aux deux premiers états excités de ce noyau. On constate que les résonances

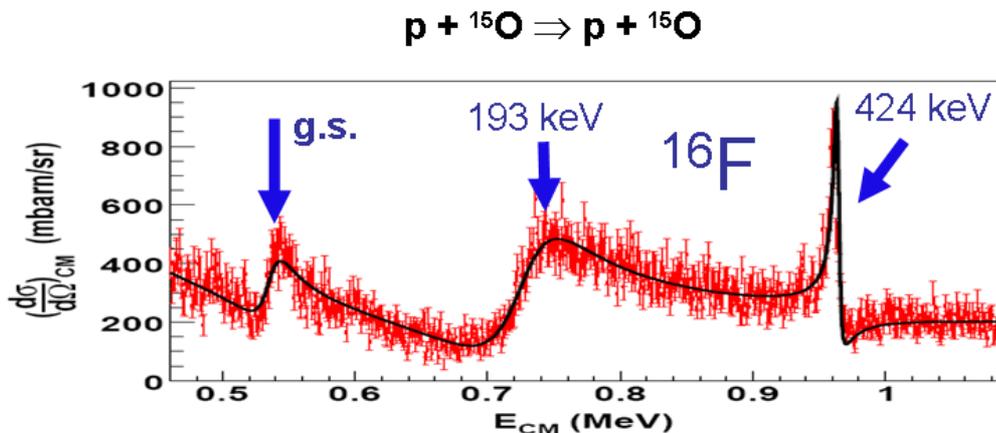


FIG. 7: Fonction d'excitation mesurée pour la diffusion élastique résonante⁷ $^{15}\text{O}(p,p)^{15}\text{O}$. Trois résonances sont clairement visibles.

ont des formes et des largeurs très différentes les unes des autres. Ces différences sont expliquées par la mécanique quantique. On peut montrer que lorsqu'un état discret (du ^{16}F par exemple) est couplé avec un continuum d'états (le système $^{15}\text{O} + p$ dans notre exemple, il s'agit d'un continuum puisque ce système peut prendre toutes les valeurs possibles d'énergie cinétique), alors l'état initial finit par décroître vers le système final, il se produit alors une émission spontanée de particule (un proton dans le cas de ^{16}F). Lorsque cette transition suit une loi de décroissance exponentielle avec le temps, du point de vue des fonctions d'onde on peut écrire :

$$[\psi(t)]^2 = [\psi_{initial}]^2 e^{-\Gamma t} \quad (2)$$

$$\psi(t) \sim e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} \quad (3)$$

Lorsque l'on décompose cette fonction d'onde suivant l'énergie en appliquant une transformée de Fourier⁹, on obtient :

$$[y(E)]^2 = [T.F.(\psi(t))]^2 \sim \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (4)$$

On y reconnaît la forme d'une résonance de type Breit-Wigner. Autrement dit, les états excités du noyau ne sont pas des états parfaitement discrets comme prévu dans le cadre de la mécanique quantique des états stationnaires. Pour les états décroissants il apparaît un "certain élargissement" en énergie associé à chaque état. Cet élargissement est d'autant plus grand que la durée de vie de l'état est courte. Il s'agit évidemment de la manifestation du principe d'incertitude de Heisenberg entre le temps caractéristique d'un processus et l'incertitude sur l'énergie associée. Numériquement, à une largeur en énergie de 1 MeV correspond une durée de vie de 6.610^{-22}s .

G. Facteur spectroscopique

Le facteur spectroscopique S représente le "recouvrement quantique" entre l'état initial et l'état final du processus. Pour le cas du ^{16}F on a :

$$S = |\langle ^{16}\text{F} | ^{15}\text{O} + p \rangle|^2 \quad (5)$$

Plus le facteur spectroscopique est grand, plus le processus (capture ou émission de proton) se déroule rapidement, plus le temps de vie de l'état peuplé dans le ^{16}F est faible, et donc plus la résonance est large. Par conséquent, la

mesure de la largeur de la résonance permet d'accéder au facteur spectroscopique, une des propriétés des états les plus importantes en structure nucléaire. Lorsque plusieurs voies de décroissance sont en compétition, par exemple lorsque l'émission de proton est en compétition avec l'émission de particules alpha, la largeur et la hauteur des résonances observées sont reliées à la largeur totale Γ_{Total} et la largeur partielle Γ_p des états. Comme montré sur la figure 8 grossièrement, la largeur de la résonance (ℓ) est d'autant plus importante que la largeur totale Γ_{Total} de l'état est grande, et la hauteur (h) de la résonance est d'autant plus importante que le rapport $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{Total}}$ est grand.

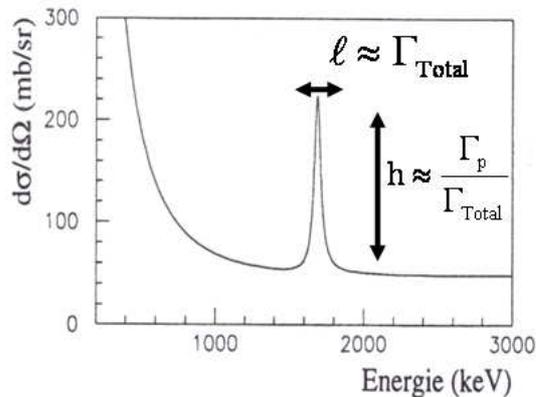


FIG. 8: Fonction d'excitation d'une diffusion élastique résonante. Grossièrement, la largeur de la résonance est d'autant plus grande que la largeur totale de l'état est grande, et la hauteur de la résonance est d'autant plus grande que le rapport entre la largeur partielle et la largeur totale est grand.

H. Interférences

Dans la diffusion élastique résonante (DER), on pourrait s'attendre à ce que les deux contributions, de diffusion élastique Coulombienne $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{Rutherford}$ et du noyau composé $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{N.C.}$, s'additionnent simplement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{DER} = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{Rutherford} + \frac{d\sigma}{d\Omega}_{N.C.} \quad (6)$$

pour donner une fonction d'excitation décroissante avec l'énergie présentant parfois des pics de résonance de type Breit-Wigner (voir Figure 9 à gauche). En réalité, il faut s'attendre à quelque chose de plus compliqué à cause de

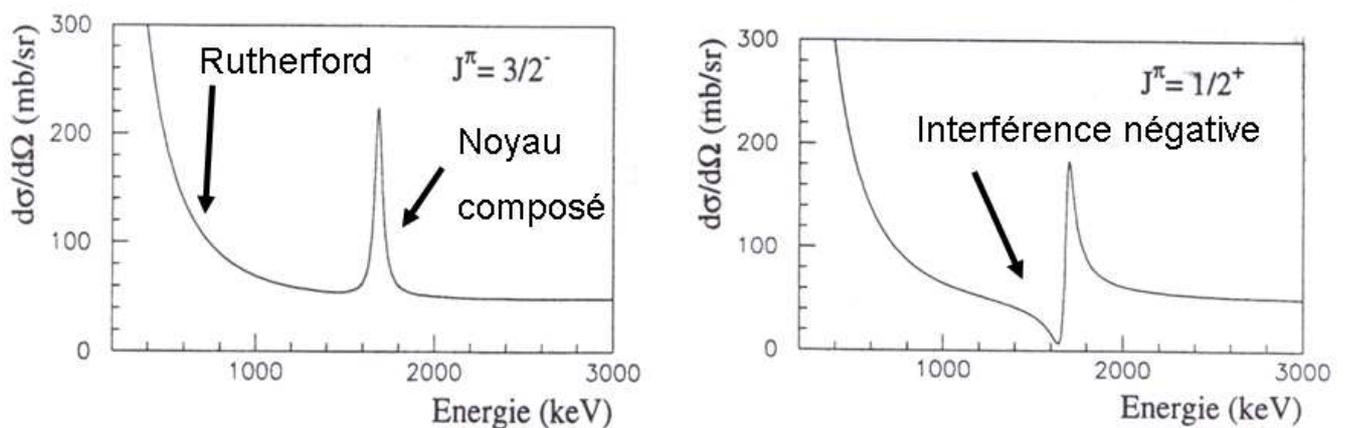


FIG. 9: Calculs de fonctions d'excitation d'une réaction de diffusion élastique résonante typique. Seul le spin a été changé entre les deux calculs, $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ à droite, $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ à gauche. A droite, on observe une interférence négative entre les contributions de diffusion élastique Coulombienne et de noyau composé.

la mécanique quantique. En effet, les voies finales des deux contributions étant identiques et indiscernables, les deux contributions doivent s'additionner de façon cohérente (en amplitude de probabilité), donnant lieu à des interférences entre les contributions lorsqu'elles sont de signe opposé. Ces interférences peuvent varier en fonction de l'énergie et de l'angle. Sur la figure 9 à droite, on peut observer un exemple d'un effet d'interférence négative sur la "gauche" de la résonance. Le calcul de la forme des résonances peut être effectué avec l'aide d'un des nombreux codes de calcul disponibles, avec le code AnaRki^{10,11} par exemple. La théorie de la matrice R est le modèle le plus utilisé (cf. cours de M. Sparenberg - théorie des collisions à basse énergie). On montre que la forme de la résonance permet de déterminer le spin et la parité de l'état impliqué dans le noyau composé. Par exemple, la figure 9 montre la différence de forme entre deux calculs où seul le spin a été changé ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$ à droite, $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ à gauche).

I. Distribution angulaire

Pour la diffusion élastique résonante, la forme de la fonction d'excitation change avec l'angle de mesure, comme montré dans l'exemple de la figure 10. D'une part, la contribution Coulombienne varie avec l'angle de mesure suivant l'équation 1, aux grands angles la contribution Coulombienne est plus faible. D'autre part, le signe de l'interférence entre les contributions change avec l'angle, ce qui donne différentes formes pour les résonances. La mesure et l'étude de ces variations angulaires permet de déterminer le spin et parité de l'état résonant.

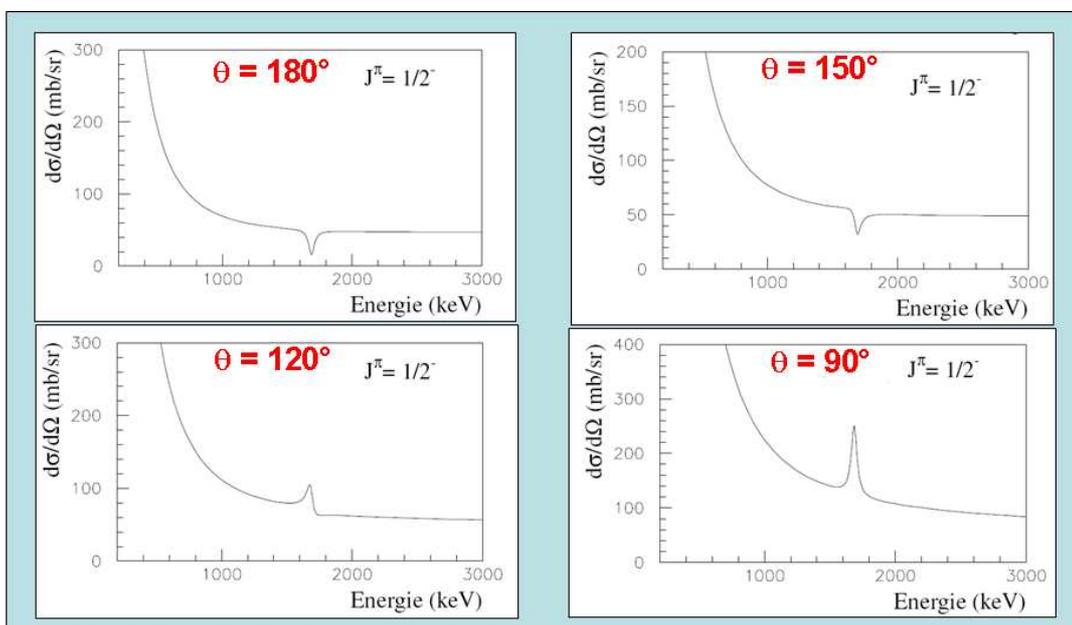


FIG. 10: Calculs de la fonction d'excitation d'une réaction de diffusion élastique résonante effectués pour différents angles de mesure. On observe que la contribution Coulombienne diminue lorsque l'angle augmente. On observe également que la résonance interfère positivement ou négativement suivant l'angle. Images extraites de la thèse de Lynda Achouri¹².

J. Faisceaux radioactifs, cinématique indirecte

Lorsque l'on veut mesurer une réaction de diffusion élastique résonante impliquant un noyau radioactif, et lorsque la durée de vie du noyau radioactif est trop courte pour en faire une cible, il est nécessaire d'amener les noyaux radioactifs sous la forme d'un faisceau de particules accélérées. Par exemple, lorsque l'on veut mesurer $^{15}\text{O}(p, p)^{15}\text{O}$ pour étudier ^{16}F , la durée de vie de ^{15}O étant de 122 s, il est nécessaire de faire la mesure en cinématique inverse, c'est à dire de mesurer la réaction $p(^{15}\text{O}, p)^{15}\text{O}$. La cinématique inverse a quelques avantages :

- La particule légère est toujours diffusée vers l'avant, cela peut être un avantage puisque l'efficacité géométrique de détection est augmentée. Ainsi, il n'est pas nécessaire de couvrir tout l'espace pour détecter toutes les particules diffusées.

- En cinématique directe, lorsque l'angle de la mesure augmente l'énergie de la particule diffusée diminue. Elle est minimale pour la rétrodiffusion à 180° . En cinématique inverse c'est l'inverse, l'énergie de la particule est maximale pour la rétrodiffusion. L'arrière dans le centre de masse correspond à l'avant dans le laboratoire.
- L'énergie mesurée dans le laboratoire est plus grande que l'énergie dans le centre de masse, pour une diffusion sur des protons il y a un facteur qui est approximativement égal à 4 entre les énergies. Ainsi, un détecteur de protons avec une résolution en énergie de 20 keV (dans le laboratoire), permettra d'obtenir une section efficace reconstruite dans le centre de masse avec une résolution équivalente à 5 keV !

et il y a aussi des inconvénients :

- La résolution angulaire est moindre.
- Il faut disposer d'une cible de particules légères, habituellement de protons (cible pure cryogénique ou cible solide composée) ou d'hélium (cible cryogénique ou gazeuse).

K. Cible épaisse

Le problème avec les faisceaux radioactifs c'est qu'ils ne sont pas encore très intenses. De plus, le temps pris pour changer l'énergie du faisceau est en général non négligeable. En pratique, il est impossible de mesurer la fonction d'excitation d'une réaction de diffusion élastique résonante en utilisant une cible mince et en changeant l'énergie du faisceau incident par petits pas. On utilise alors la technique de la cible épaisse. L'idée principale de cette technique est illustrée sur la figure 11. On emploie une cible épaisse, qui est utilisée pour produire les réactions mais également pour ralentir le faisceau. Lorsque la réaction de diffusion a lieu à l'entrée de la cible, l'énergie cinétique du noyau incident est

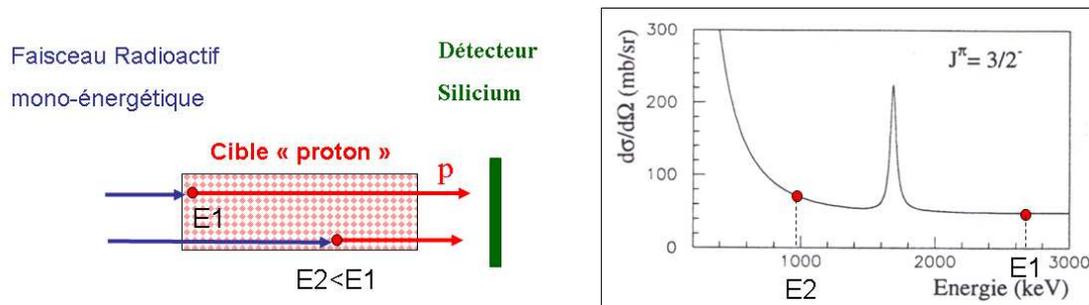


FIG. 11: Illustration de la méthode de mesure avec une cible épaisse.

égale à celle du faisceau accéléré E_1 , la particule légère est émise vers l'avant avec une énergie maximale. Le nombre de particules diffusées et mesurées à cette énergie maximale est proportionnelle à la section efficace de diffusion à cette énergie. Lorsque la réaction a lieu à l'intérieur de la cible, le noyau incident a été ralenti en traversant la cible, et l'énergie cinétique du noyau E_2 est inférieure à l'énergie E_1 . Le nombre de particules diffusées est proportionnel à la section efficace à cette énergie. De cette façon, en mesurant toutes les particules diffusées à toutes les énergies, on mesure d'un seul coup la fonction d'excitation entre l'énergie du faisceau incident et l'énergie du faisceau sortant. Le coût à payer avec cette méthode est une résolution en énergie moindres, mais elle reste souvent très satisfaisante (pour ne pas dire excellente). Deux corrections doivent être apportées aux données avec cette méthode (voir figure 12). D'une part, il faut corriger pour la perte d'énergie dans la cible par les particules diffusées. D'autre part, l'épaisseur de cible effective est une fonction compliquée de l'énergie des noyaux incidents et elle est étroitement liée à la fonction de perte d'énergie. Dans la pratique, il faut corriger le taux de comptage des particules mesurées par une fonction qui dépend de l'énergie de ces particules. Une simulation Monte Carlo de l'expérience s'avère souvent nécessaire.

L. Morceaux choisis

Ci-dessous, plusieurs exemples d'expériences sont présentés pour illustrer les liens entre la structure nucléaire et les mesures de diffusion élastique résonante.

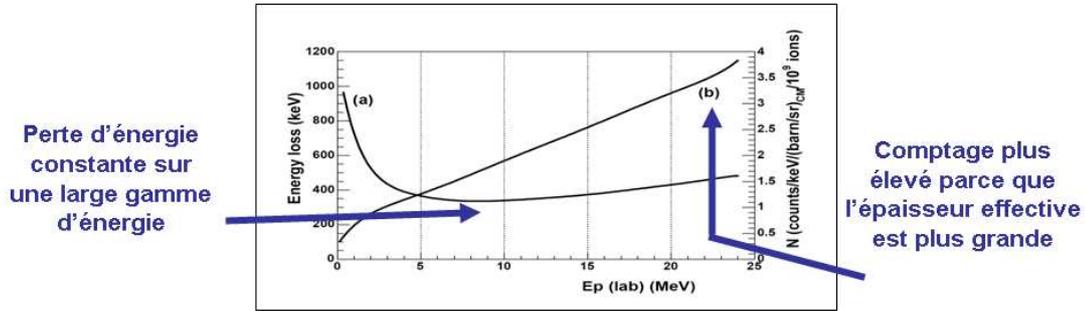


FIG. 12: Illustration des corrections appliquées aux données dans le cas de la diffusion élastique résonante en cible épaisse et en cinématique inverse, ici le cas de $^{18}\text{Ne} + p$ - première expérience Spiral 1, voir ref¹³. (a) - gauche : perte d'énergie dans la cible par la particule diffusée, (b) - droite : taux de comptage illustrant l'épaisseur effective de cible.

1. Une résolution record, cas de la réaction $^4\text{He}(^4\text{He}, ^4\text{He})^4\text{He}$

Avec la diffusion élastique résonante d'un faisceau stable, il est possible d'obtenir une excellente résolution en énergie. Un résultat remarquable a été obtenu en 1992¹⁴ avec un faisceau de particules alpha accélérées et une cible très mince constituée d'un jet de gaz d'hélium. L'objectif de leur expérience était de mesurer la position et la largeur de l'état fondamental du noyau composé ^8Be , ces propriétés étant extrêmement importantes en astrophysique puisque qu'elles interviennent dans le calcul du taux de la réaction *triple alpha* : $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$. Dans cette expérience ils ont réussi à obtenir une résolution en énergie de 26 eV, un record avec des particules chargées. Le résultat obtenu pour l'état fondamental du noyau composé ^8Be est présenté sur la figure 13. Étonnamment, deux pics sont observés dans

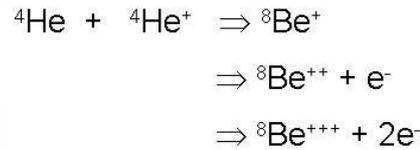
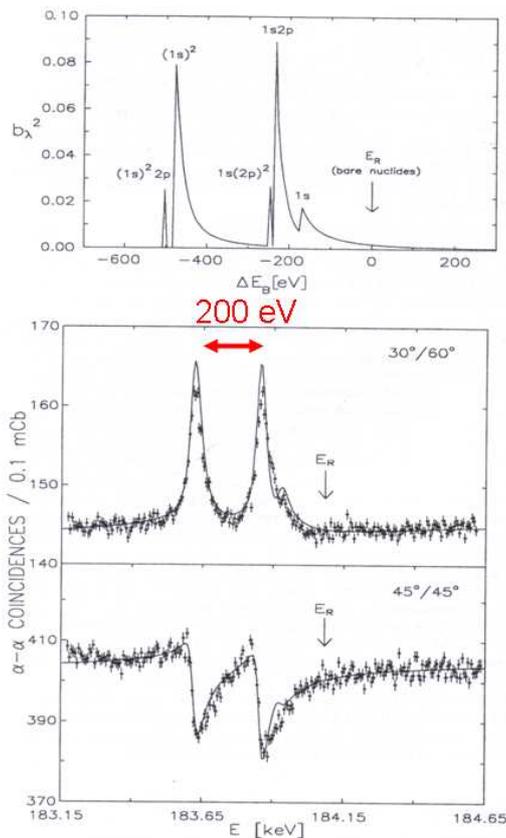


Table 1. Atomic states and probabilities involved in $\alpha - \alpha$ scattering at $E_R = 184$ keV

Configuration	E_B^* (eV) ^a	ΔE_B (eV) ^c	b_i^2 ^d
Be⁺⁺⁺ compound atom			
1s	218	-170	0.15 ± 0.03
Be⁺⁺ compound atom			
(1s) ²	370	-474	0.47 ± 0.02
1s, 2p	246	-226	0.38 ± 0.02
Be⁺ compound atom			
(1s) ² 2p	386 ^b	-506	≤ 0.05
1s (2p) ²	256 ^b	-246	≤ 0.05

^a From [6] and [7], in the c.m. system

^b From [17], in the c.m. system

^c $\Delta E_B = 266 \text{ eV} - 2E_B^*$, with ΔE_B in the laboratory system

^d From fit to data (Fig. 11), with $\sum_i b_i^2 = 1$

FIG. 13: Fonction d'excitation mesurée pour la diffusion élastique résonante $^4\text{He}(^4\text{He}, ^4\text{He})^4\text{He}$. La résolution en énergie est tellement bonne (26 eV) que les configurations atomiques du ^8Be interviennent également dans l'interprétation des résultats, voir ref¹⁴

la fonction d'excitation, séparés par une énergie d'approximativement 200 eV. En fait, ils ont observé la structure du noyau ^8Be et simultanément la structure atomique de ce noyau. Effectivement, le noyau composé peut être produit dans différents états atomiques (un ou plusieurs électrons sur différentes orbites ou bien dans le continuum). Le calcul détaillé des énergies des configurations atomiques permet de reproduire le résultat expérimental et de déterminer la position exacte de l'état fondamental $E_R = 184070 \pm 100$ eV (dans le laboratoire) et la largeur de $\Gamma = 5.57 \pm 0.25$ eV.

2. Diffusion avec des neutrons, cas de la réaction $^{238}\text{U}(n,n)^{238}\text{U}$

La diffusion élastique résonante est également possible avec des neutrons, ceux-ci étant utilisés comme faisceau incident. Évidemment, seules des cibles stables ou radioactives de longue durée de vie sont utilisables. Il existe différentes techniques expérimentales. On peut utiliser par exemple la méthode du flux manquant avec un faisceau de neutrons pulsés. Dans un premier temps on produit et on mesure le flux de neutrons, l'énergie des neutrons étant déterminée à partir des temps de vol mesurés. Dans un second temps on intercale une cible très épaisse. Le flux manquant de neutrons étant dû aux réactions se produisant dans la cible, il est possible de reconstruire la fonction d'excitation. Puisque les neutrons ne subissent pas de straggling en énergie, la résolution en énergie peut être spectaculaire. Dans l'exemple montré sur la figure 14, il s'agit d'une mesure de la réaction $^{238}\text{U}(n,n)^{238}\text{U}$ à très basse énergie, la résolution est meilleure que 1 eV. On observe dans ce spectre de nombreuses résonances, ceci étant dû à la haute densité de niveaux dans le noyau composé ^{239}U .

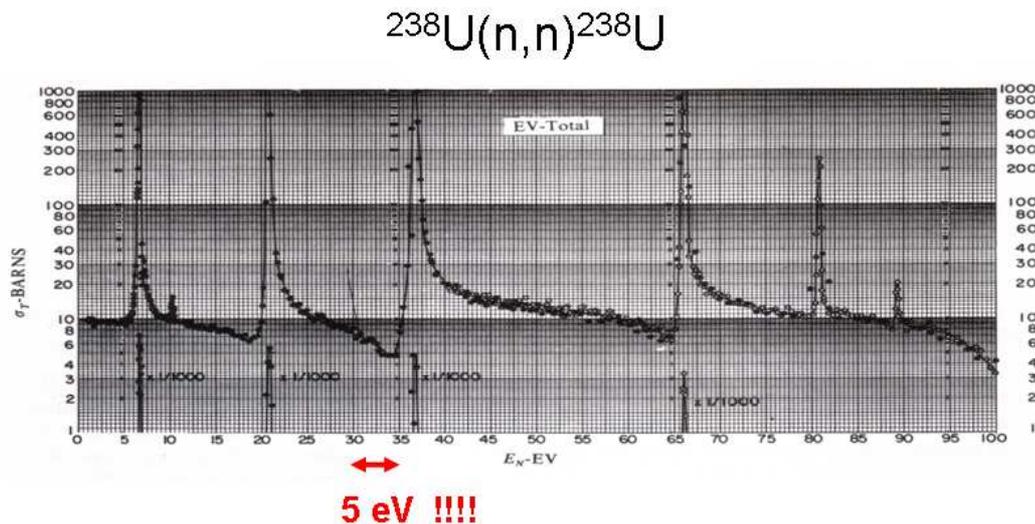


FIG. 14: Fonction d'excitation mesurée pour la diffusion élastique résonante $^{238}\text{U}(n,n)^{238}\text{U}$, voir ref¹⁵

3. Première expérience Spiral, cas de la réaction $H(^{18}\text{Ne},p)^{18}\text{Ne}$

La première expérience Spiral (au GANIL) a été programmée fin septembre 2001, il s'agissait d'une mesure de la diffusion élastique résonante $H(^{18}\text{Ne},p)^{18}\text{Ne}$ en utilisant un faisceau radioactif de ^{18}Ne produit par la méthode ISOL à Spiral et post-accélééré à l'énergie de 7.2 AMeV, voir la ref¹³. Il s'agissait évidemment d'étudier la structure du noyau composé ^{19}Na , qui est un noyau non lié en proton. Un autre objectif de l'expérience était d'observer les différents types de décroissance de ce noyau et de ses états excités, en particulier la décroissance par 2 protons. Dans cette expérience¹⁶, la technique de la cible épaisse a été utilisée. Il s'agissait d'une cible cryogénique d'hydrogène solide de 1 mm, maintenue à une température inférieure à 9 K. L'avantage principal d'une cible cryogénique pure est de réduire le nombre de réactions "polluant" la mesure, comme celles induites par la présence d'atomes de carbone dans une cible composée plastique $(\text{CH}_2)_n$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 15. Il s'agit de la fonction d'excitation mesurée pour l'angle de 180° dans le CM. On y voit 6 résonances, notées de A à F. Seules les 3 résonances A, D et E ont été interprétées comme étant des résonances d'états présents dans le noyau composé ^{19}Na . La première résonance a été analysée comme étant un état de spin $\frac{1}{2}^+$, de largeur $\Gamma = 80 \pm 20$ keV et de position $E_x = 756$ keV. Dans le

noyau miroir ^{19}O , cet état existe mais il est positionné à une énergie beaucoup plus grande, de $E_x = 1471.7$ keV. Ce large déplacement en énergie entre les deux états analogues a été analysé, il correspond principalement à un effet de l'énergie Coulombienne et d'asymétrie entre les fonctions d'onde puisque dans un cas l'état est lié et dans l'autre cas l'état est non lié. Les autres pics visibles sur la figure 15 correspondent à des réactions inélastiques, puisque l'énergie

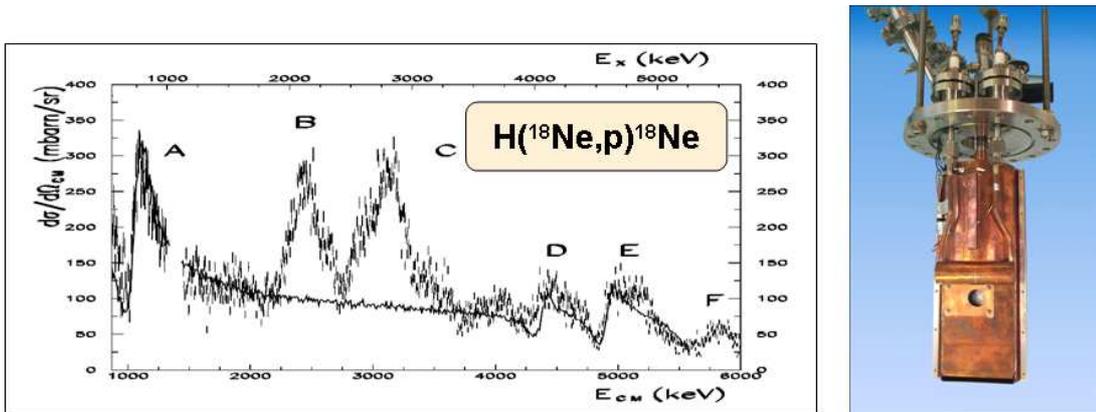


FIG. 15: Fonction d'excitation mesurée pour la réaction de diffusion élastique résonante $H(^{18}\text{Ne}, p)^{18}\text{Ne}$, en utilisant le premier faisceau Spiral du GANIL, voir ref¹³. L'ensemble de détection, des détecteurs silicium, était placé en face du faisceau incident, ce qui correspond à un angle de mesure de 180° dans le centre de masse. Les pics notés A, D et E correspondent à des états excités du noyau composé ^{19}Na . Les pics B et C ne peuvent pas être expliqués par de la diffusion élastique résonante, il s'agit de réactions inélastiques (résonantes). A droite, une photo de la cible cryogénique d'hydrogène que nous avons utilisée¹⁶.

du faisceau est assez grande pour les produire. C'est que l'on peut appeler "des diffusions inélastiques résonantes", et ce genre de réaction est discuté plus loin dans ce cours. A noter que dans cette expérience, ces événements inélastiques ne peuvent pas être séparés des événements de diffusion élastique, aucun paramètre mesuré ne faisant la différence entre les processus. Ces pics ont été interprétés comme étant des événements avec détection d'un seul proton dans des transitions avec émission de deux protons.

4. Des noyaux à l'astro, cas de la réaction $H(^{15}\text{O}, p)^{15}\text{O}$

Dans l'étude des explosions stellaires appelées novae et sursauts X, on pense que de nombreuses réactions nucléaires se produisent très rapidement dans des milieux stellaires riches en protons, chauds (plus de 100 millions de degrés) et denses (> 1000 g/cm³). Ces réactions, étant essentiellement des captures rapides de protons, vont produire des noyaux riches en protons, à la limite de la dripline proton. Par exemple, les noyaux d'azote 14 disponibles dans le milieu, vont être transformés très rapidement en ^{15}O par la réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$. Puis les noyaux d'oxygène 15 produits vont capturer à nouveau un proton pour former le noyau de fluor 16. Ce dernier étant non lié en proton, il décroît immédiatement (en 10^{-21} s) par émission d'un proton. Cependant, avant que le noyau de ^{16}F décroisse, il y a une probabilité, petite certes mais non nulle, pour que ce noyau capture un second proton pour produire le noyau de ^{17}Ne , qui est lié ! Des études sont en cours pour estimer la probabilité d'une seconde capture de proton, mais ces calculs doivent prendre en compte la structure du noyau de ^{16}F . C'est pourquoi nous avons entrepris de mesurer la réaction de diffusion élastique résonante $H(^{15}\text{O}, p)^{15}\text{O}$, voir I. Stefan *et al*⁷. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 7. Ce qui est particulièrement intéressant de noter ici, c'est que l'analyse a été faite de manière itérative. Dans un premier temps on prend une fonction d'excitation théorique plate, voir le schéma sur la figure 16. Elle est introduite dans un code de simulation Monte Carlo de l'expérience. Les résultats de la simulation sont comparés aux résultats de l'expérience (spectre proton). Si l'accord n'est pas bon, des modifications sont apportées dans la fonction d'excitation théorique puis celle-ci est réintroduite dans le code de simulation, et ainsi de suite, l'analyse de l'expérience se fait de façon itérative jusqu'à obtenir un bon accord. De cette façon, il est possible d'obtenir un excellent accord entre les deux, et une fonction d'excitation reconstruite avec une excellente résolution en énergie.

5. Bande rotationnelle moléculaire, cas de la réaction $^4\text{He}(^6\text{He}, ^6\text{He})^4\text{He}$

Du point de vue de la structure des noyaux, il est possible d'étudier la structure en "clusters" (en bon français on pourrait aussi dire "amas") des noyaux en faisant des mesures de diffusion élastique résonante avec ces clusters.

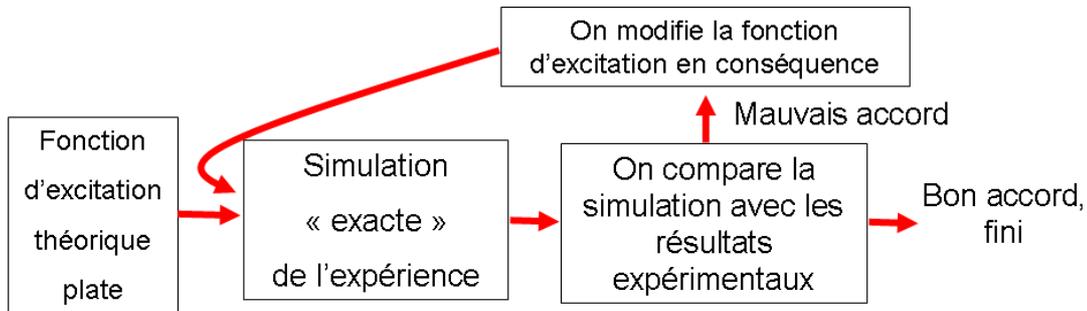


FIG. 16: Principe de la méthode d'analyse itérative de l'expérience, voir également ref⁷

Dans une expérience réalisée à l'accélérateur de Louvain la Neuve, M. Freer *et al*¹⁷ ont mesuré la réaction de diffusion élastique résonante ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^4\text{He}$ avec un faisceau radioactif de ${}^6\text{He}$ accéléré à 7.5 MeV et une cible gazeuse épaisse d'hélium. Ils ont observé une grande résonance à l'énergie de $E_x = 10.15$ MeV, qu'ils ont analysé, ce qui a permis d'en déduire qu'il s'agissait d'un état excité de spin 4^+ ayant une largeur alpha Γ_α de 0.10-0.13 MeV et un rapport $\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{Tot}} = 0.35-0.46$. Ils en déduisent que le facteur spectroscopique correspondant pour le cluster alpha dans le noyau de ${}^{10}\text{Be}$ est proche de 1. De plus, cette résonance semble être membre d'une bande rotationnelle basée sur l'état O_2^+ mesuré à $E_x = 6.18$ MeV. Sur la base des énergies des membres de la bande rotationnelle, on peut en déduire que la déformation de la bande est large ($\frac{\hbar}{2I} = 200$ keV). Autrement dit, les deux clusters alpha dans le ${}^{10}\text{Be}$ doivent être particulièrement séparés. Une telle déformation et une telle "clustérisation" dans ce noyau devraient être les signes de la présence d'une bande rotationnelle moléculaire de type $\alpha : 2n : \alpha$.

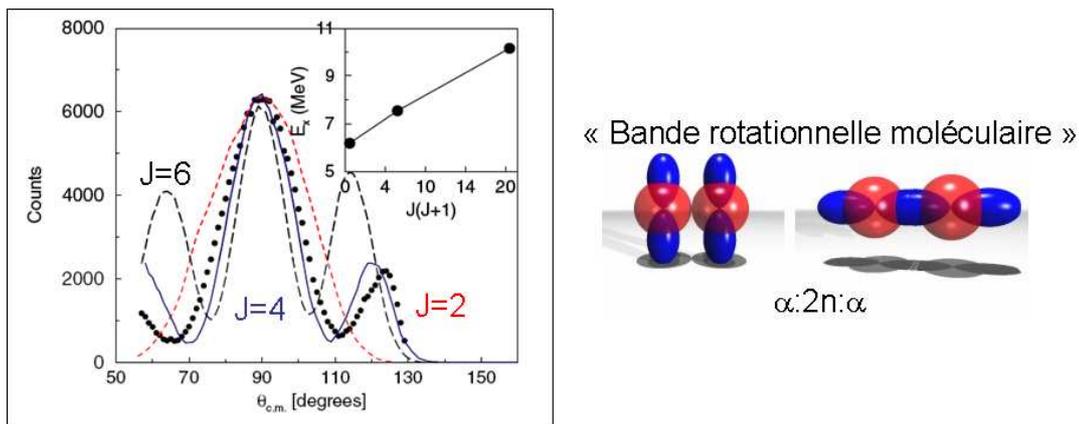


FIG. 17: Résultats obtenus pour la diffusion élastique résonante ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^4\text{He}$. La distribution angulaire des clusters après diffusion élastique résonante ne peut être interprétée que si l'état excité dans le noyau composé ${}^{10}\text{Be}$ est de spin 4^+ . Dans l'insertion en haut à droite, on peut voir que l'état en question semble être membre d'une bande rotationnelle. A gauche, représentations d'une bande rotationnelle moléculaire, voir ref¹⁷

6. Etats Isobariques Analogues, cas de la réaction $H({}^8\text{He}, p){}^8\text{He}$

Pour étudier les premiers états excités des noyaux riches en neutrons, il faudrait pouvoir mesurer la diffusion d'un faisceau de noyaux radioactifs riches en neutrons sur une cible de neutrons, ce qui reste aujourd'hui totalement exclus. Dans certains cas, la diffusion élastique résonante d'un faisceau de noyaux riches en neutrons sur une cible de protons permet de faire l'étude des états analogues (quasi-identiques) de noyaux encore plus exotique en neutrons. Ces états sont appelés *états isobariques analogues* ou IAS (isobaric analogue states). Récemment, une expérience de diffusion élastique a été effectuée avec un faisceau de ${}^8\text{He}$, voir ref¹⁸. Le seuil de cette réaction est très grand, S_p est approximativement de 14 MeV, voir figure 18. Les états excités accessibles dans le noyau composé ${}^9\text{Li}$ sont situés très haut en énergie d'excitation, au delà du seuil proton. Dans la voie d'entrée, l'isospin du proton est de $T = |\frac{N-Z}{2}| = \frac{1}{2}$, et pour le noyau de ${}^8\text{He}$, $T = \frac{4}{2} = 2$. La somme des deux vecteurs d'isospin donne donc $T = \frac{3}{2}$ ou $T = \frac{5}{2}$. Dans le

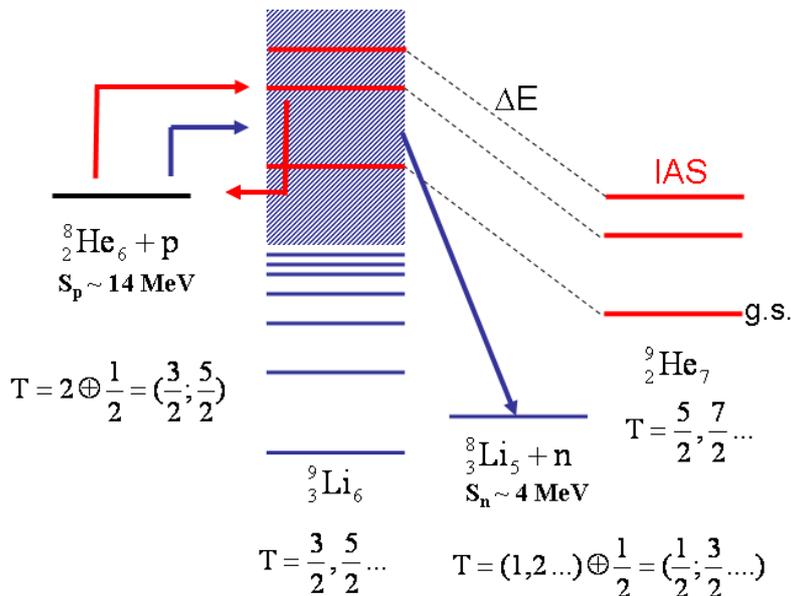


FIG. 18: Schéma de niveaux correspondant à la réaction de diffusion élastique ${}^8\text{He}+p$. Cette réaction permet d'observer les états IAS de ${}^9\text{He}$, voir ref¹⁸

noyau composé, seuls les états $T = \frac{3}{2}$ ou $T = \frac{5}{2}$ peuvent être peuplés (conservation de l'isospin). Les états $T = \frac{3}{2}$ sont très nombreux à haute énergie d'excitation, et souvent larges, ils forment un continuum d'états. A l'opposé, les états d'isospin $T = \frac{5}{2}$ dans le ${}^9\text{Li}$, sont peu nombreux puisqu'ils correspondent aux états IAS du fondamental et des premiers états excités du noyau de ${}^9\text{He}$, un noyau mal connu et plus exotique que le faisceau ! Lorsqu'une réaction de diffusion élastique (voie d'entrée) vient peupler un état d'isospin $T = \frac{3}{2}$ dans le ${}^9\text{Li}$, cet état décroît principalement vers la voie ${}^8\text{Li} + n$, dont le seuil est seulement de $S_n \sim 4$ MeV, elle est donc perdue pour la diffusion élastique (voie de sortie). Lorsque la réaction vient peupler un état d'isospin $T = \frac{5}{2}$, cet état ne peut faire que décroître vers la voie de diffusion élastique ${}^8\text{He} + p$ (et éventuellement vers un état excité du ${}^8\text{Li}$ d'isospin plus grand). Autrement dit, dans cette expérience de diffusion élastique résonante on ne s'attend à observer dans la fonction d'excitation que les états IAS. Il s'agit donc d'une méthode très originale pour étudier la structure de noyaux riches en neutrons, celle de ${}^9\text{He}$ dans notre exemple. A noter que cette méthode ne peut s'appliquer que si les états IAS sont attendus au dessus du seuil proton, cela est vrai que pour les noyaux les plus exotiques. L'expérience a été réalisé au GANIL avec un faisceau de ${}^8\text{He}$ accéléré par SPIRAL et la cible active MAYA (voir cours de P. Roussel Chomaz). Les résultats obtenus dans cette expérience sont présentés sur la figure 19, voir également ref.¹⁸. Ces résultats confirment une inversion de parité

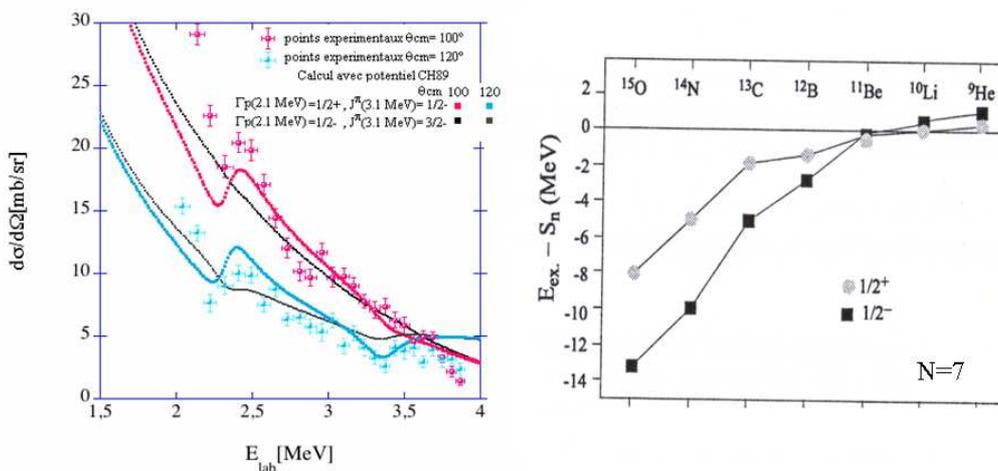


FIG. 19: Fonction d'excitation mesurée pour la diffusion élastique résonante, voir ref¹⁵

entre le premier état $\frac{1}{2}^+$ et le premier état $\frac{1}{2}^-$, conformément à la tendance observée pour les isotones N=7, voir figure 19.

M. Résumé et Conclusions

Nous avons vu que la fonction d'excitation des réactions de diffusion élastique à basse énergie présente des résonances. L'analyse de ces résonances permet de faire la spectroscopie du noyau composé, de mesurer la position des états excités, le spin et parité de ces états, les largeurs partielles et totales, d'en déduire les temps de vie et facteurs spectroscopiques. Il s'agit d'une méthode simple, présentant de grandes sections efficaces et permettant des mesures en haute résolution. Cette méthode a quelques limitations, d'une part dans le noyau composé on ne peut étudier que les états situés au dessus du seuil de la réaction, d'autre part le nombre de coups mesurés dans une résonance dépend de la largeur de l'état, plus l'état est étroit et plus la statistique est faible. La méthode de diffusion élastique résonante a été utilisée avec succès dans le passé pour l'étude de réactions impliquant des faisceaux stables. Avec l'avènement des faisceaux radioactifs, une nouvelle ère de recherche s'ouvre. Nul doute que la méthode de diffusion élastique résonante permettra de répondre à certaines des questions relative à la structure nucléaire des noyaux exotiques.

III. RÉACTIONS ASTROPHYSIQUES

A. Introduction

Dans les étoiles et dans plusieurs autres sites stellaires, des réactions nucléaires se produisent, dégageant de grandes quantité d'énergie et synthétisant la plupart des éléments de l'Univers. Ces réactions nucléaires se produisent parce que les températures et densités de ces environnements peuvent atteindre des valeurs très grandes. En général, le nombre de réactions se produisant entre un faisceau et une cible s'écrit :

$$N_{reactions} = N_{cible} N_{incidents} \sigma \quad (7)$$

avec N_{cible} le nombre de noyaux cibles, $N_{incidents}$ le nombre de noyaux incidents et σ la section efficace totale de réaction. La section efficace de réaction est une fonction de l'énergie, la distribution en vitesse des particules dans le milieu stellaire suit une loi statistique de type Maxwell-Boltzmann, il s'en suit que la section efficace doit être remplacée par une expression $\langle \sigma.v \rangle$, qui est une convolution de la section efficace par la distribution en vitesse des particules. Cette expression peut être exprimée comme un taux de réactions en fonction de la température du milieu. Prenons maintenant l'exemple de la réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, qui est une des principales réactions se produisant dans le soleil. La section efficace mesurée est présentée sur la figure 20. On remarque que la section efficace décroît extrêmement vite lorsque l'énergie diminue, c'est l'effet de la barrière Coulombienne, la pénétration des noyaux à travers la barrière Coulombienne répulsive est une fonction qui varie exponentiellement avec l'énergie. Or les réactions astrophysiques se produisent essentiellement à très basse énergie, là où la section efficace est extrêmement faible, tellement faible qu'elles sont souvent impossible à mesurer ! On peut écrire la section efficace sous la forme :

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (8)$$

où η est le paramètre de Sommerfeld, qui est égal à $\frac{Z_1 Z_2}{\hbar v} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0}$. Le facteur $\exp(-2\pi\eta)$ exprime la probabilité de traverser la barrière Coulombienne par effet tunnel, et la fonction $S(E)$ contient toute la partie nucléaire de la réaction. Lorsque l'on représente le paramètre $S(E)$, dit facteur astrophysique, en fonction de l'énergie, on obtient ce qui est présenté au bas de la figure 20. Dans ce cas, on observe qu'il s'agit d'une fonction variant légèrement avec l'énergie, et qui peut facilement être extrapolée pour les énergies les plus basses. De plus, on remarquera dans cet exemple qu'il n'y a pas (vraiment) besoin de connaître la structure nucléaire des noyaux pour obtenir le taux de réaction.

B. Structure nucléaire en astro

Le cas présenté précédemment est un cas rare. La plupart des réactions astrophysiques ressemblent davantage à ce qui est présenté sur la figure 21, pour le cas de la réaction ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$. Il apparaît une (ou plusieurs) résonance à basse énergie, qui modifie l'allure du facteur astrophysique (remarquez que l'ordonnée est maintenant présentée en échelle logarithmique). Cette résonance est due évidemment à la présence d'un état excité dans le noyau composé.

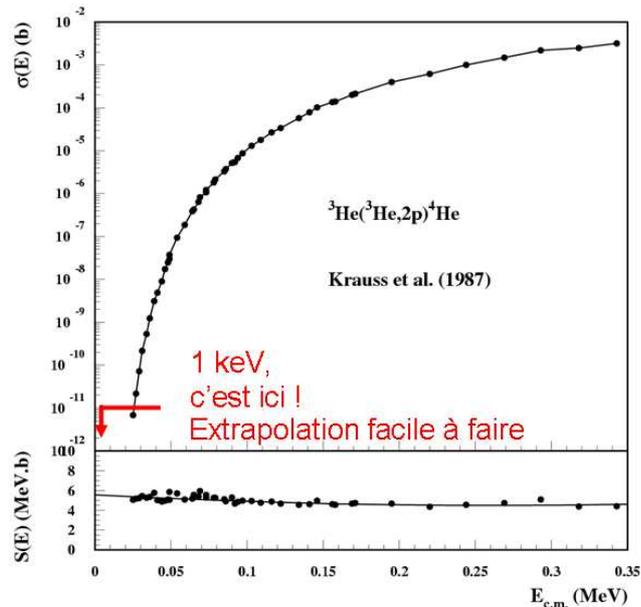


FIG. 20: Section efficace de la réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ en fonction de l'énergie cinétique. On remarque qu'il s'agit d'une fonction variant extrêmement vite avec l'énergie. Il est très difficile d'extrapoler la section efficace aux très basses énergies (autour de 1 keV), là où cette réaction est la plus active en astrophysique. Si on représente le facteur astrophysique $S(E)$ en fonction de E , on observe qu'il s'agit au contraire d'une fonction variant légèrement avec l'énergie, et qu'il est facile de prédire sa valeur aux plus basses énergies. ref¹⁹

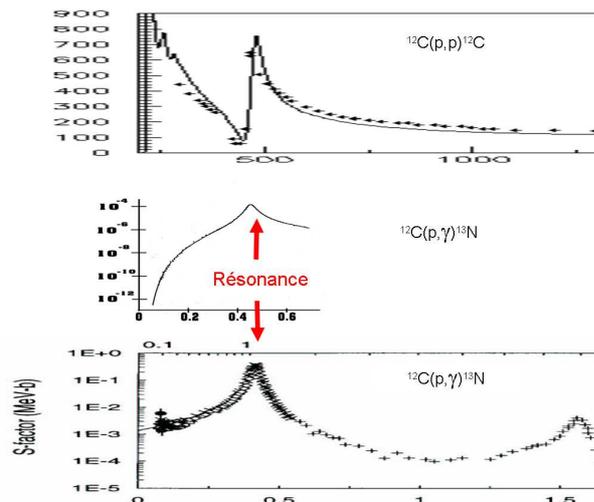


FIG. 21: En haut, fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique résonante ${}^{12}\text{C}(p, p){}^{12}\text{C}$. On observe une résonance à une énergie autour de 450 keV. Au centre, fonction d'excitation de la réaction astrophysique de capture radiative ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$. En bas : le facteur astrophysique $S(E)$ correspondant, l'extrapolation aux basses énergies est plus difficile (échelle logarithmique pour les ordonnées), ref¹⁹

C'est parfaitement relié à ce qui a été expliqué précédemment pour la diffusion élastique résonante. Quand on envoie des protons de basse énergie sur une cible de carbone, on observe essentiellement des diffusions élastiques résonantes ${}^{12}\text{C}(p, p){}^{12}\text{C}$, mais il existe simultanément un embranchement vers la voie de décroissance ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$. Cela montre qu'il existe une relation étroite entre les réactions astrophysiques et les réactions de diffusion élastique résonante, et donc avec la structure nucléaire des noyaux. Très souvent en astrophysique, les sections efficaces se calculent en

utilisant la formulation de Breit-Wigner¹⁹ :

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \frac{2J_r + 1}{(2J_i + 1)(2J_f + 1)} \frac{\Gamma_{in}\Gamma_{out}}{(E_p - E_R)^2 + (\frac{\Gamma_{Tot}}{2})^2} \quad (9)$$

où λ est la longueur d'onde de de Broglie, J sont les spins, et $E_R, \Gamma_{Tot}, \Gamma_{in}, \Gamma_{out}$ sont l'énergie de la résonance, la largeur totale, et les largeurs partielles. Pour pouvoir calculer les taux des réactions astrophysiques il faut connaître les propriétés spectroscopiques des états excités des noyaux composés. Inversement, la mesure de ces réactions astrophysiques (par exemple la mesure de la capture radiative (p, γ) à basse énergie) permet d'en déduire les propriétés des états (position, largeur etc.) et donc d'étudier la structure nucléaire.

C. Morceaux choisis

1. Des gamma dans les novae, cas de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$

Les novae sont des explosions stellaires récurrentes relativement fréquentes (plusieurs par siècle dans notre galaxie). Aujourd'hui, nous pensons qu'il s'agit de systèmes binaires d'étoiles, dont l'une est une étoile compacte et chaude appelée "naine blanche", et l'autre une étoile "normale". De la matière est transférée de la seconde vers la première, ce qui induit une augmentation de pression à la surface de la seconde, puis un processus de combustion nucléaire explosive de la couche déposée. Pour confirmer le modèle des novae, il serait intéressant de mesurer les rayonnements gamma émis lors de l'explosion, par le biais de détecteurs gamma placés sur satellites, et de les comparer avec les prédictions. Aujourd'hui, les calculs prévoient que la raie gamma la plus intense est la raie à 511 keV (annihilation du positron), et qu'elle provient essentiellement de la décroissance bêta du ^{18}F . Par conséquent, il est très important de bien connaître l'abondance de ce noyau dans les novae. De toutes les réactions impliquant directement ce noyau, la réaction la moins bien connue est la réaction de destruction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$. Un grand effort international a été réalisé pour réduire les incertitudes sur la section efficace de cette réaction. Une expérience remarquable²⁰ a été réalisée aux Etats Unis à ORNL Holifield Radioactive Ion Beam Facility (HRIBF), en utilisant un faisceau radioactif de ^{18}F pour mesurer directement la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$. Le dispositif expérimental de cette expérience est présenté à gauche de la figure 22. Le faisceau pénètre une chambre dans laquelle une cible mince de $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ plastique polypropylène $(\text{CH}_2)_n$ a été placée. Deux types de particules légères sont émises, soient des particules alpha après réaction $H(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$, soient des protons après réaction de diffusion élastique résonante $H(^{18}\text{F}, p)^{18}\text{F}$. Ces particules sont mesurées avec un détecteur silicium annulaire à pistes (SIDAR). Les ions lourds traversant la cible sont mesurés et identifiés avec une chambre d'ionisation. Les résultats de cette expérience sont présentés à droite de la figure 22. En haut, il s'agit de la section efficace de la diffusion élastique résonante. On observe une résonance à l'énergie de

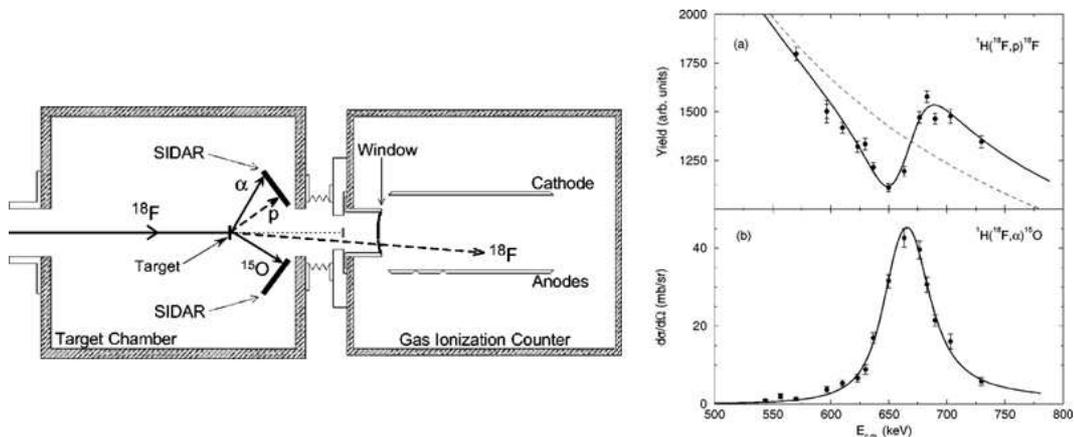


FIG. 22: A gauche, schéma du dispositif expérimental de l'expérience réalisée par Bardayan *et al*²⁰. A droite, en haut, section efficace mesurée de la diffusion élastique résonante $H(^{18}\text{F}, p)^{18}\text{F}$. En bas, section efficace mesurée de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$.

664.76 ± 1.6 keV ($E_x = 7076 \pm 2$ keV), l'analyse précise donne un moment angulaire orbital $l=0$ (spin $3/2+$ ou $1/2+$), une largeur totale de 39.0 ± 1.6 keV et un rapport d'embranchement proton de 0.39 ± 0.02 . En bas, la section efficace mesurée pour la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$. Elle a été obtenue en supposant une distribution uniforme des alpha après réaction. Cette courbe peut être ajustée avec une fonction Breit-Wigner, à la condition de prendre un spin

$3/2+$ pour l'état excité du noyau composé ^{19}Ne . Ainsi, la mesure simultanée de la réaction astrophysique a permis de déterminer le spin exact de l'état.

2. Mesure de l'âge de l'Univers, cas de la réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$

Le cycle de réactions nucléaires appelé cycle CNO, a été inventé par H. Bethe en 1938²¹. Il s'agit d'un cycle de réactions transformant de l'hydrogène en hélium, et impliquant des noyaux de carbone, d'azote et d'oxygène comme catalyseurs de ces réactions. C'est ce cycle qui est principalement à l'origine de l'énergie produite dans les étoiles plus massives que le soleil. Pour les étoiles comme le soleil ou moins massives, c'est le chaîne pp ($p+p \rightarrow$ deutérium) qui intervient. La réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ est la plus lente des réactions du cycle CNO, c'est elle qui détermine "la vitesse" du cycle, c'est pourquoi il est important de bien la connaître. Cette réaction présente une résonance à cause d'un état dans le noyau composé situé 243 keV au dessus du seuil de la réaction, voir figure 23. Après capture du proton, les transitions gamma décroissent vers plusieurs états excités de l' ^{15}O . La section efficace totale est la somme de toutes les contributions, qu'il faut donc mesurer. Récemment, une expérience²² a permis de mesurer précisément les intensités de ces transitions en fonction de l'énergie du proton incident. Pour arriver à ce résultat, il a fallu réduire au maximum le bruit de fond gamma, ainsi l'expérience a été réalisée au laboratoire souterrain du Gran Sasso en Italie. Les résultats qu'ils ont obtenus sont présentés à droite de la figure 23, sous la forme du facteur astrophysique pour chacune des contributions en fonction de l'énergie cinétique incidente. Ce résultat expérimental est remarquable compte tenu des sections efficaces très faibles. Ce résultat a été ensuite exploité dans l'analyse de la luminosité des

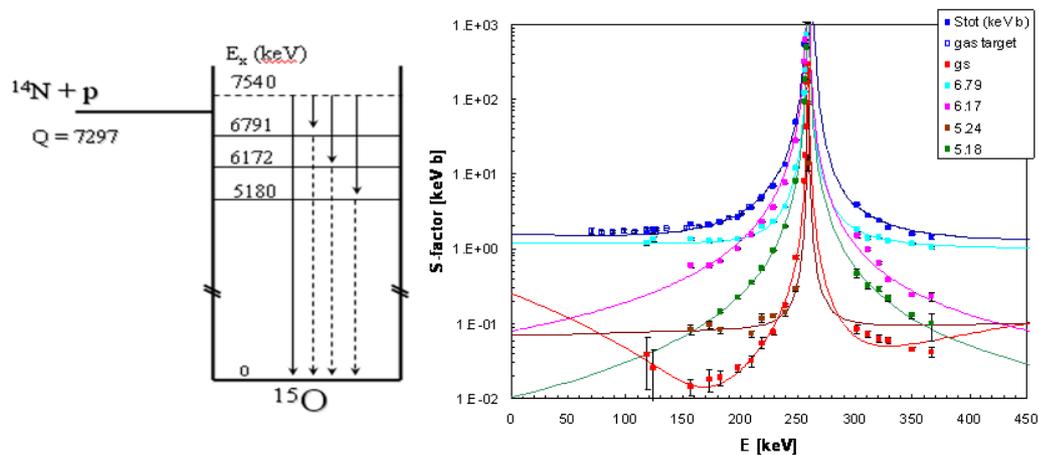


FIG. 23: La réaction de capture radiative $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ procède essentiellement par une résonance sur un niveau situé à $E_x = 7540$ keV dans le noyau composé ^{15}O . Les transitions gamma viennent ensuite peupler différents états de l' ^{15}O . Ces transitions ont été mesurées au laboratoire souterrain du Gran Sasso. A droite, les facteurs astrophysiques mesurés pour chacune de ces transitions.²²

amas globulaires d'étoiles. Il s'agit d'amas d'étoiles, produits quasiment en même temps à la naissance de l'Univers, et que l'on observe sous la forme d'amas satellites des galaxies. Ce sont donc des étoiles de même âge, quasiment égal à celui de l'Univers. Lorsque l'on représente la luminosité absolue (magnitude) des étoiles de ces amas en fonction de la température de la surface des étoiles, on obtient le diagramme présenté sur la figure 24. Les étoiles sont alignées suivant une courbe particulière (dite de séquence principale). On observe un point d'inflexion. La partie basse de la courbe correspond aux étoiles qui sont dans une phase de combustion de type chaîne pp, la partie haute de la courbe correspond aux étoiles qui sont dans la combustion du type CNO. Lorsque l'hydrogène commence à s'épuiser, la densité et température de coeur de l'étoile augmente et le cycle CNO se met en marche, ce qui produit un point d'inflexion. La position exacte de ce point d'inflexion dépend de l'âge de l'Univers et du taux de la réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$. Ainsi, lorsque l'on connaît bien le taux de la réaction et le diagramme mesuré des étoiles des amas globulaires, il est possible d'en déduire l'âge de l'Univers. L'étude a permis d'obtenir un âge de 14 ± 1 milliards d'année, ce qui est en bon accord avec les autres déterminations indépendantes de l'âge de l'Univers. Donc ici, la structure du noyau de ^{15}O , une fois bien connue, permet d'en déduire l'âge de l'Univers. Les deux sont étroitement liés !

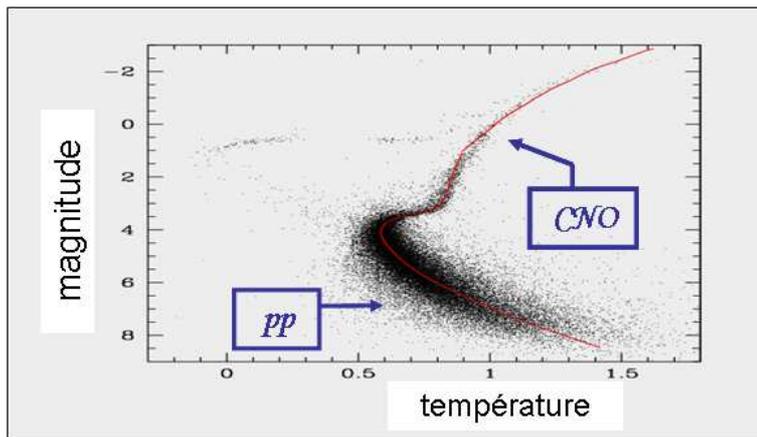


FIG. 24: Diagramme représentant la magnitude d'étoiles versus leur température de surface, pour des étoiles situées dans un amas globulaire. La forme exacte de la courbe peut être analysée²², elle dépend (entre autre) de l'âge de l'Univers et de l'intensité de la réaction $^{14}N(p, \gamma)^{15}O$

3. Quand l'astro mesure le noyau, l'état de Hoyle

L'astrophysique et la physique nucléaire sont étroitement liés, on l'a vu dans les exemples précédents. Il est évident que la physique des astres ne pourrait pas être comprise sans l'apport des données nucléaires, et en particulier de la spectroscopie d'un grand nombre de noyaux. Dans l'autre sens, il existe un exemple célèbre où l'astrophysique a permis de prédire l'existence d'un état excité nucléaire ! l'état de Hoyle. Sans entrer dans les détails, vers 1950 les physiciens se sont demandés comment produire dans les étoiles et de façon efficace des noyaux de carbone et des noyaux plus lourds. En fait, aucune réaction nucléaire ne semblait efficace. Avec de l'hélium par exemple, un élément abondant dans l'Univers (25 % de la masse de l'Univers), on peut fabriquer du 8Be avec la réaction $^4He + ^4He$, mais le 8Be est non lié et redécroit en 10^{-16} s vers $^4He + ^4He$ (voir figure 25). Une solution est proposée par Fred

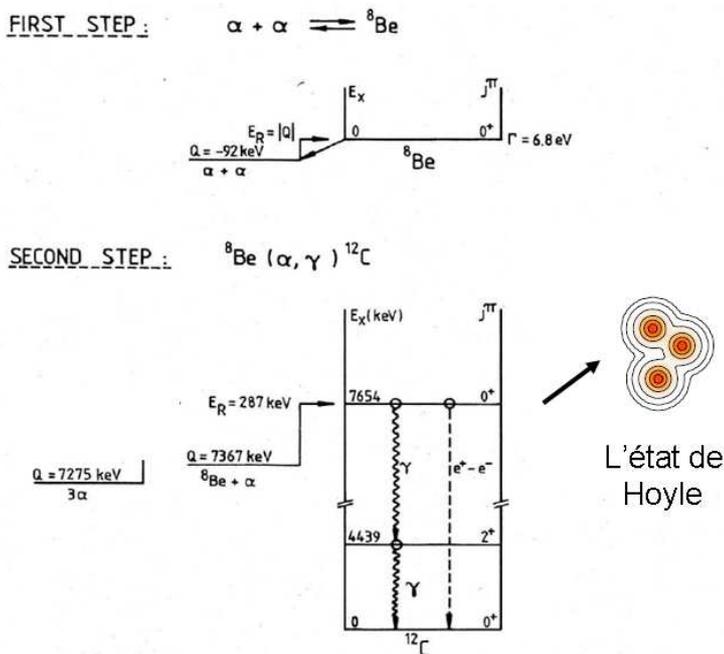


FIG. 25: L'état de Hoyle est un état excité du ^{12}C positionné à 7.65 MeV et de spin $0+$. C'est un état qui, par sa présence, permet à la réaction de triple capture alpha $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow ^{12}C + \gamma$ de se produire efficacement.

Hoyle en 1954. Même si le noyau composé 8Be a une durée de vie très courte, il y a une probabilité petite mais non

nulle pour que ce noyau capture un autre noyau d'hélium et produise du carbone. Cela ne fonctionne efficacement que s'il existe un état excité dans le carbone situé juste un peu au dessus du seuil, c'est à dire vers 7.6 MeV, et qu'il puisse être peuplé par une capture de moment angulaire orbital $l=0$, c'est à dire qu'il doit s'agir d'un état avec un spin $0+$. A la parution de l'article il s'agissait d'une prédiction, et quelques années plus tard en 1957 cet état a été effectivement observé à la bonne position et avec le bon spin. Autrement dit, il n'y aurait probablement pas eu de carbone et d'élément plus lourds si ce fameux état de Hoyle n'avait pas existé ! Cet état est encore très activement étudié, parce que sa structure est très "exotique". Il pourrait s'agir d'un état avec une structure ressemblant à un condensat de type Bose-Einstein de particules alpha.

IV. DIFFUSION INÉLASTIQUE RÉSONANTE

A. Introduction

En principe, la diffusion inélastique $X(a, a)X^*$ peut se produire aussitôt que l'énergie apportée par la particule incidente et disponible dans le centre de masse est supérieure au seuil de la réaction. En pratique, elle apparaît lorsque l'énergie cinétique incidente est légèrement au dessus du seuil (par exemple ~ 1 MeV au dessus du seuil pour des diffusions inélastiques avec des protons sur des noyaux légers). Pour un grand nombre de noyaux, cela veut dire qu'elle apparaît "rapidement" à basse énergie. Un exemple de diffusion inélastique est présenté sur la figure 26. Il existe

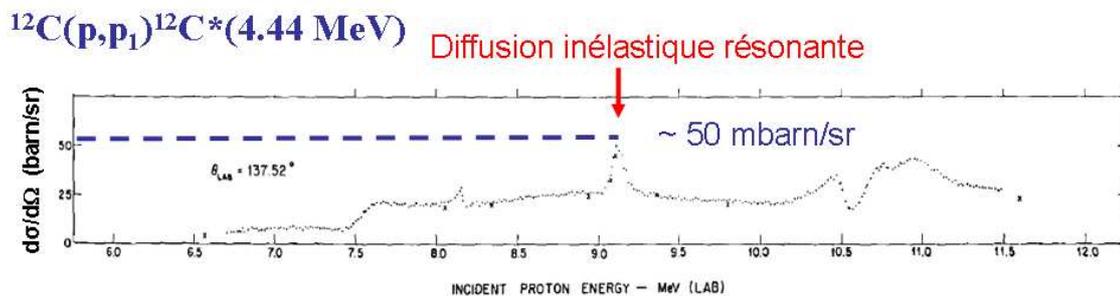


FIG. 26: Fonction d'excitation pour la diffusion inélastique $^{12}\text{C}(p, p_1)^{12}\text{C}^*$ excitant le premier état excité du ^{12}C positionné à 4.44 MeV. La section efficace différentielle est relativement grande (> 10 mb/sr) et présente des pics à certaines énergies.

plusieurs mécanismes de réaction qui induisent de la diffusion inélastique. Par exemple, l'excitation Coulombienne (un processus purement électromagnétique) peut produire de la diffusion inélastique. Cela peut également être de la diffusion inélastique résonante, c'est à dire en passant par des états excités du noyau composé. Sur la figure 26 on observe clairement ces résonances. Le calcul des sections efficaces suppose de connaître les propriétés des états excités du noyau composé. Mesurer la fonction d'excitation de la diffusion inélastique c'est finalement étudier les états excités du noyau composé. La position des pics renseigne sur la position des états excités, l'intensité des pics renseigne sur les facteurs spectroscopiques élastiques et inélastiques des états du noyau composé. La diffusion inélastique (résonante ou pas) est aussi une méthode expérimentale pour aller peupler efficacement des états excités du noyau incident (ou cible). Les diffusions inélastiques s'accompagnent de l'émission d'un rayonnement gamma $X^* \rightarrow X + \gamma$. Pour les noyaux exotiques, la diffusion inélastique peut également s'accompagner de l'émission de particule(s) $X^* \rightarrow Y + b$. Ces réactions inélastiques, avec émission de rayonnements mesurables, peuvent être utilisées efficacement pour étudier la structures des noyaux cibles ou du faisceau. Les méthodes de ce type, qui permettent d'aller peupler indirectement un état excité puis de suivre les décroissances, sont appelées "Surrogate Nuclear Reaction Method"²³. On peut par exemple, mesurer précisément les énergies des rayonnements gamma avec des détecteurs Germanium, et construire un schéma de niveaux précis. La mesure de la distribution angulaire des gamma permet de contraindre le spin des états. On peut également mesurer les énergies des particules émises, les modes de décroissances, les distributions angulaires, les intensités relatives, et en déduire la position des états excités, les spins de ces états, les largeurs des états, les rapports d'embranchements, les facteurs spectroscopiques etc. En bref, on accède à une spectroscopie complète des états.

B. Morceaux choisis

1. Mesure de ${}^2\text{He}$, cas de la réaction $H({}^{13}\text{N}, p_1){}^{13}\text{N}^*(p){}^{12}\text{C}$

Le noyau de ${}^2\text{He}$ "n'existe pas" dans la nature, il est non lié, aussitôt produit il redécroît en $p+p$ en 10^{-21} secondes, il n'apparaît que sous la forme d'une résonance dans la réaction de diffusion inélastique résonante $p+p \rightleftharpoons p+p$. Il est pourtant directement impliqué dans la réaction nucléaire la plus importante se déroulant dans le soleil, la réaction $p(p, e^+ + \nu)d$ (si le noyau de ${}^2\text{He}$ avait été lié, le soleil aurait explosé en une fraction de seconde). Ce noyau pourrait également apparaître sous la forme d'une nouvelle radioactivité 2 protons corrélés pour les noyaux déficients en neutrons. Ce thème est un des nouveaux thèmes les plus étudiés du moment (une dizaine de nouveaux noyaux émetteurs 2p mesurés entre 2000 et 2008). En 1996, Bain *et al*²⁴ ont publié une étude portant sur une expérience réalisée sur l'accélérateur de Louvain-la-Neuve. Il s'agissait de la mesure de la diffusion élastique et inélastique résonante d'un faisceau radioactif de ${}^{13}\text{N}$ sur une cible de proton (cible de polypropylène). Lorsque l'énergie du faisceau était ajustée pour permettre de peupler un état positionné à l'énergie de $E_x = 7.77$ MeV dans le noyau composé ${}^{14}\text{O}$, alors une émission résonante de 2 protons (voir figure 27) était observée. A une énergie légèrement

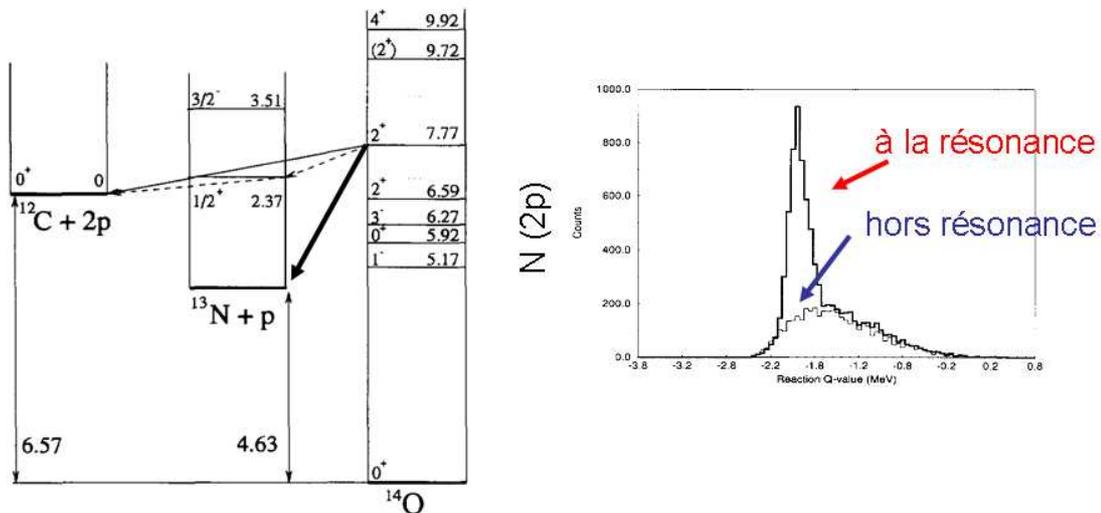


FIG. 27: A gauche, schéma correspondant à la réaction de diffusion inélastique $H({}^{13}\text{N}, p_1){}^{13}\text{N}^*(p){}^{12}\text{C}$. A droite, résultats mesurés par Bain *et al*²⁴. Il s'agit du nombre d'événements où 2 protons sont détectés en coïncidence en fonction du Q mesuré de la réaction. Le résultat est présenté pour deux énergies de faisceau, une fois lorsque l'énergie permet de peupler un état positionné à 7.77 MeV dans ${}^{14}\text{O}$, une fois lorsque l'énergie est légèrement éloigné de l'état. On constate qu'il y a émission résonante de 2 protons.

en dehors de la résonance, la résonance disparaissait. C'était la première fois qu'une émission résonante de 2 proton était observée. Ils ont ensuite étudié la distribution en énergie des protons et leurs corrélations angulaires, voir figure 28. L'analyse des résultats expérimentaux, en se basant sur des modèles théoriques pour l'émission de protons, a permis de conclure qu'ils avaient observé essentiellement une émission séquentielle de 2 protons (un proton est émis après l'autre) $H({}^{13}\text{N}, p_1){}^{13}\text{N}^*(p){}^{12}\text{C}$ ($\Gamma_{2p} = 125 \pm 20$ eV), et non une émission simultanée $H({}^{13}\text{N}, {}^2\text{He}){}^{12}\text{C}$ ($\Gamma_{2\text{He}} < 6$ eV). Cette expérience illustre bien l'idée que, d'une part il est possible d'étudier le noyau composé (ici ${}^{14}\text{O}$) avec de la diffusion inélastique, et d'autre part qu'il est possible d'étudier les états excités des noyaux incidents (ici ${}^{13}\text{N}$), ainsi que les modes de décroissance.

2. Des pics étranges dans la première expérience Spiral, cas de la réaction $H({}^{18}\text{Ne}, p){}^{18}\text{Ne}^*(p){}^{17}\text{F}$

Nous avons déjà présenté la première expérience Spiral au GANIL dans la première partie de ce cours. Des états du noyau composé ${}^{19}\text{Na}$ avaient été observés par diffusion élastique résonante avec un faisceau radioactif de ${}^{18}\text{Ne}$. Il avait été noté que dans la fonction d'excitation la présence de deux grands pics (B et C sur la figure 15) ne pouvaient pas être expliquée par la diffusion élastique résonante (ce ne peut pas être de nouveaux états dans le noyau composé). Il se trouve que l'analyse a révélé qu'il s'agissait de protons issus de réactions de diffusion inélastique

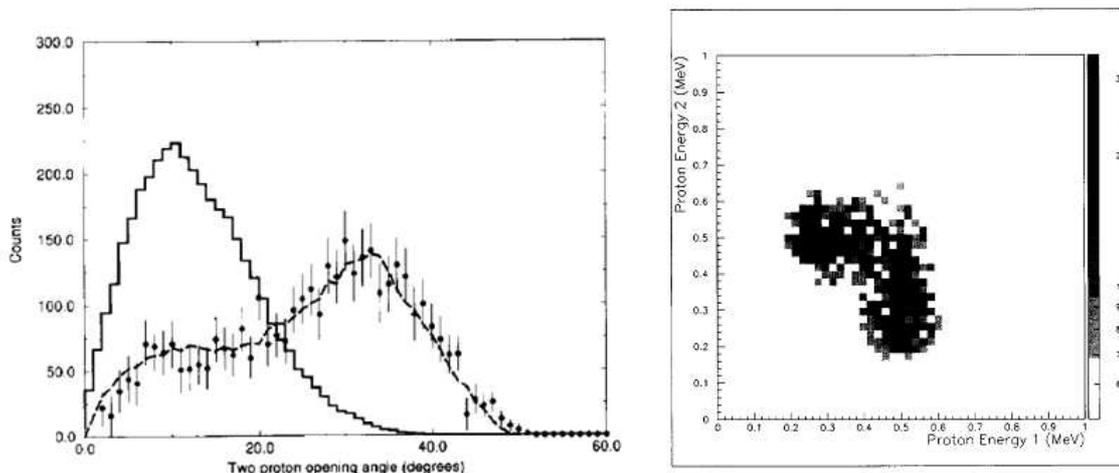


FIG. 28: A gauche, nombre de coups mesurés versus angle relatif entre les deux protons détectés dans l'expérience $^{13}\text{N} + p$ (voir texte). Les courbes illustrent deux mécanismes d'émission des protons, la ligne continue l'émission simultanée, la ligne discontinue l'émission séquentielle. A droite, énergie d'un proton versus l'énergie du second proton. Cette distribution s'explique essentiellement par une émission séquentielle des protons.

résonante, voir figure 29. De nombreux événements avec l'émission "simultanée" de 2 protons ont été observés

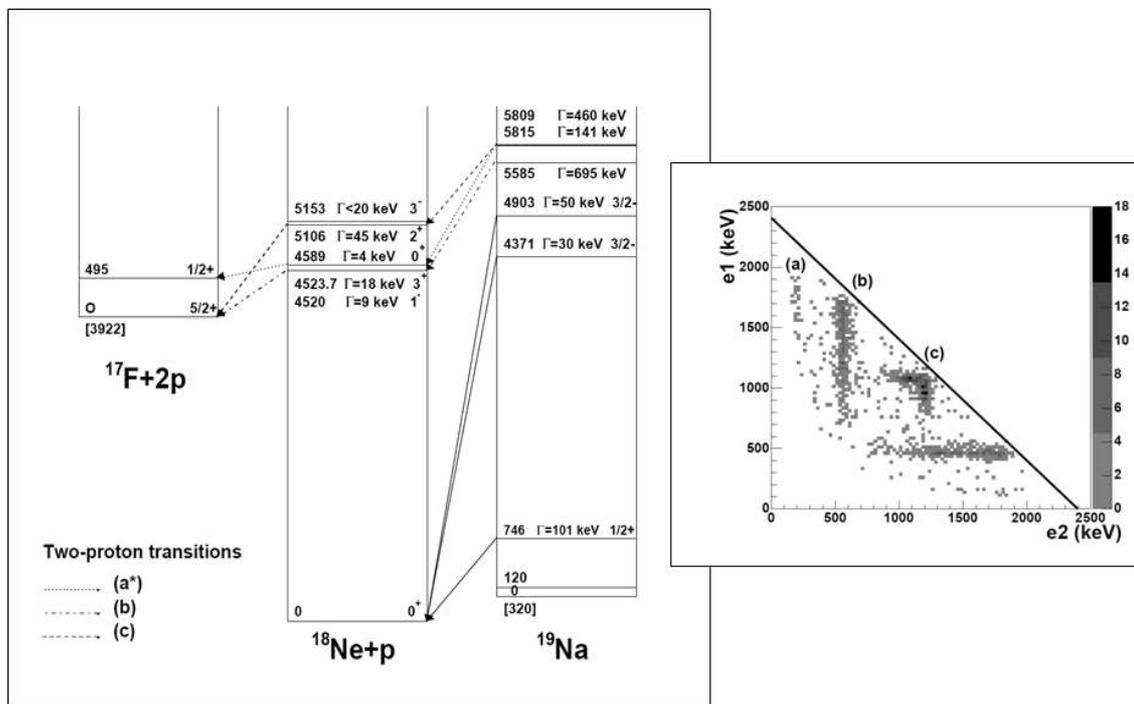


FIG. 29: A gauche, schéma de la réaction $H(^{18}\text{Ne}, p)^{18}\text{Ne}^*(p)^{17}\text{Ne}$. Plusieurs états sont peuplés dans le ^{19}Na , qui décroissent vers plusieurs états excités du ^{18}Ne , qui eux-mêmes décroissent vers le fondamental et le premier état excité du ^{17}F . A droite, l'énergie mesurée d'un proton versus l'énergie du second. L'analyse de cette distribution a permis d'en déduire qu'il s'agissait essentiellement d'émissions séquentielles.

dans cette expérience. Le grand nombre d'événements 2p détectés est dû à l'effet de focalisation en cinématique inverse qui augmente la probabilité de voir ce type d'événement. Ces événements correspondent essentiellement à des décroissances séquentielles passant par des états excités du ^{18}Ne , donc sans émission remarquable de ^2He . Cette expérience a permis de vérifier également qu'il n'y avait pas d'état excité inconnu dans le ^{18}Ne au dessus du seuil proton pour ce noyau.

3. Analyse des corrélations angulaires, cas des réactions $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(p)^{18}\text{F}$ et $\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$

La réaction astrophysique $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ a déjà été présentée dans ce cours. Nous avons vu que le taux de cette réaction était important pour prédire l'intensité des raies gamma produites dans les explosions novae. Une étude a été réalisée récemment par Jean-Christophe Dalouzy *et al*²⁵ à l'accélérateur de Louvain la Neuve pour mieux connaître les états excités du noyau composé ^{19}Ne . Cette expérience a été réalisée avec un faisceau radioactif de noyaux de ^{19}Ne accélérés à près de 10 AMeV. Les noyaux incidents ont été envoyés sur une cible mince de polypropylène, pour produire des réactions de diffusion inélastique $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*$ - voir figure 30. Les noyaux du faisceau traversent la

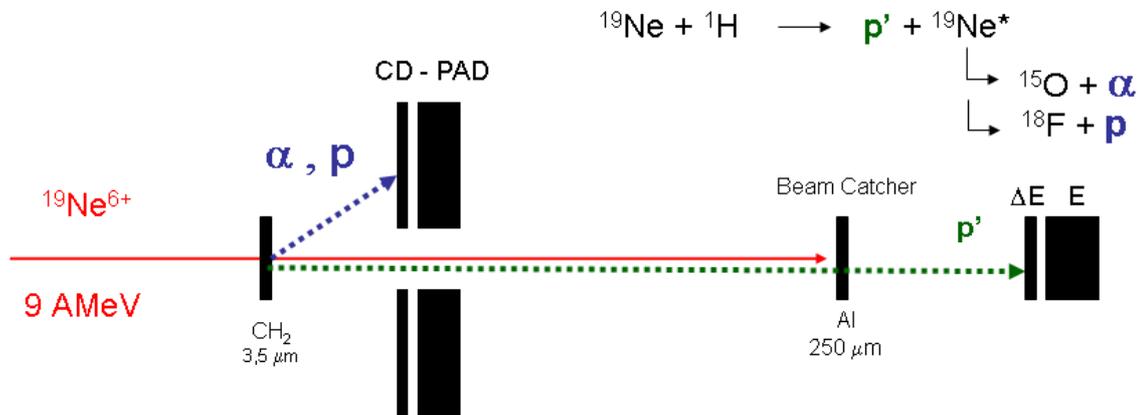


FIG. 30: Schéma du montage expérimental de l'expérience $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(p)^{18}\text{F}$ et $\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$ (voir texte pour description).

cible et sont arrêtés plus loin dans une cible épaisse (beam catcher), ce qui n'est pas le cas des protons émis avec une grande énergie par diffusion inélastique $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*$ et qui sont mesurés avec un télescope de détecteurs silicium ($\Delta E - E$) placé à zéro degré après le beam catcher. Dans cette expérience, des états excités du ^{19}Ne placés au dessus des seuils proton et alpha ont été peuplés, ce qui a induit l'émission de protons par $^{19}\text{Ne}^*(p)^{18}\text{F}$ et de particules alpha par $\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$. Ces particules légères ont été détectées par un détecteur annulaire CD-PAD placé entre la cible et le beam catcher. L'intérêt de la méthode est que :

- C'est une cible mince qui a été utilisée. A chaque état excité du noyau composé est associé une énergie bien précise pour les protons diffusés (cinématique à deux corps). Autrement dit, dans le spectre des protons on s'attend à observer des pics, chaque pic correspondant à un état excité du ^{19}Ne . Pour connaître la position des états excités du ^{19}Ne il suffit d'analyser ces pics.
- Chaque pic proton diffusé est associé (ou non) à des particules alpha ou protons émises par l'état excité du ^{19}Ne et détectées en coïncidence par les détecteurs CD-PAD. On peut, en principe, obtenir les rapports d'embranchement proton / alpha pour ces états.
- La distribution angulaire des particules émises depuis $^{19}\text{Ne}^*$ peut être analysée, pic par pic, pour déterminer le spin des états excités. En cinématique inverse, l'effet de focalisation vers l'avant permet de mesurer une grande partie de la distribution angulaire avec un détecteur couvrant un angle limité (5° à 20°). Il existe une relation univoque entre l'énergie de la particule émise et l'angle d'émission.

Quelques résultats sont présentés sur la figure 31. A droite, il s'agit du spectre des protons détectés à zéro degré (et conditionné par la détection d'une particule dans CD-PAD). On y voit des pics correspondant à des états excités du ^{19}Ne au dessus du seuil alpha ($S_\alpha = 3.5$ MeV). A gauche, la courbe cinématique (énergie versus angle) des particules alpha détectées en coïncidence avec un seul pic présent dans le spectre de droite. On voit apparaître une courbe cinématique correspondant aux "bons événements" $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$, sur un fond continu de points (essentiellement dus à des réactions inélastiques sur le carbone présent dans la cible). L'analyse de la distribution angulaire de ces particules alpha (ou proton), c'est à dire l'analyse des corrélations angulaires (détection d'un proton à zéro degré et d'une particule émise en coïncidence à l'angle θ) est un sujet plus complexe, souvent sujet de confusion. Le livre de Ferguson²⁶ donne le détail de la théorie sous jacente et quelques exemples plus détaillés. Le cas présent est décrit plus spécifiquement dans l'article de Pronko²⁷. Il s'agit du cas présenté sur la figure 32. Un noyau de ^{19}Ne capture un proton pour former le noyau composé ^{20}Na , qui décroît sur un état excité du ^{19}Ne de spin J^π , peuplant différents sous états magnétiques nucléaire avec une probabilité $P(m)$, puis décroît par exemple par émission d'un proton qui emporte un moment angulaire orbital ℓ ou ℓ' si deux solutions sont possibles, et laissant un noyau de ^{18}F

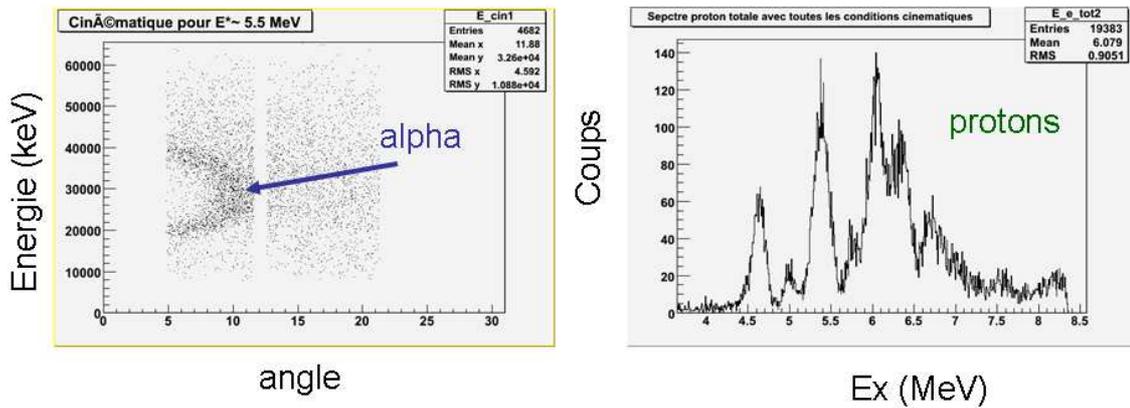


FIG. 31: A droite, spectre des protons détectés à zéro degré, en coïncidence avec une particule dans CD-PAD. On y observe des pics correspondant à des états excités dans ^{19}Ne . A gauche, courbe cinématique (énergie versus angle) des particules alpha détectées dans les détecteurs CD-PAD conditionnée avec un seul pic dans le spectre proton à zéro degré. On observe une courbe cinématique caractéristique.

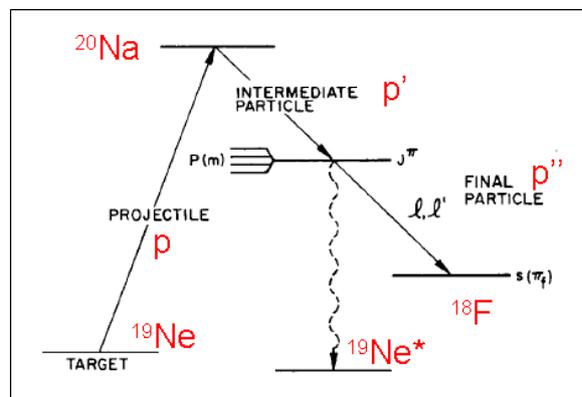


FIG. 32: Schéma d'une réaction de diffusion inélastique pour l'analyse des corrélations angulaires, voir ref²⁷.

dans son état fondamental. Dans la voie finale, le spin de ^{18}F est 1^+ , le spin du proton est $\frac{1}{2}^+$, la somme de ces spins donne $s = \frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$. On peut remplir une table avec les différents moments et spins possibles, voir table I. Cette table

ℓ	J^π
0	$\frac{1}{2}^+$ ou $\frac{3}{2}^+$
1	$\frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$ ou $\frac{5}{2}^-$
2	$\frac{1}{2}^+$ ou $\frac{3}{2}^+$ ou $\frac{5}{2}^+$ ou $\frac{7}{2}^+$
3	$\frac{3}{2}^-$ ou $\frac{5}{2}^-$ ou $\frac{7}{2}^-$ ou $\frac{9}{2}^-$

TABLE I: Relations spin / moment angulaire orbital

permet de produire une autre table (voir table II) associant chaque valeur possible de spin de l'état avec les valeurs de moment angulaire orbital correspondantes. La théorie des corrélations angulaires prédit que la section efficace peut s'écrire :

$$\sigma \propto W(\theta)d\Omega \quad (10)$$

avec $W(\theta)$ la fonction de corrélation. On peut montrer (voir Ferguson²⁶ et Pronko²⁷) que cette fonction peut s'écrire suivant :

$$W(\theta) = \sum P(m)(2 - \delta_{\ell\ell'})A(J, \ell, \ell', s, m, K)X^r Y(s)Q_K P_K(\cos(\theta)) \quad (11)$$

avec les coefficients A, qui sont calculables et qui dépendent de coefficients de Racah et de coefficients de Clebsch-Gordan, les autres paramètres sont des paramètres physiques inconnus ($P(m)$ probabilité de peuplement des sous

J^π	ℓ
$\frac{1}{2}^+$	0 ou 2
$\frac{1}{2}^-$	1
$\frac{3}{2}^+$	0 ou 2
$\frac{3}{2}^-$	1 ou 3

TABLE II: Relations spin / moment angulaire orbital

états magnétiques, etc. voir détail dans Pronko²⁷), K un nombre entier, et $P_K(\cos(\theta))$ les polynômes de Legendre d'ordre K en $\cos(\theta)$. On montre facilement que les coefficients A sont nuls pour des valeurs paires de K , et que K est au maximum égal à $2J$ ou 2ℓ (si une seule valeur possible de ℓ) ou $\ell+\ell'$. On peut remplir une autre table qui donne les valeurs maximales de K en fonction du spin de l'état, -voir table III. Il s'en suit qu'il existe une relation

J^π	ℓ	$2J$	$\ell+\ell'$	K
$\frac{1}{2}^+$	0 ou 2	1	0+2=2	0
$\frac{1}{2}^-$	1	1	2	0
$\frac{3}{2}^+$	0 ou 2	3	2	2
$\frac{3}{2}^-$	1 ou 3	3	4	2

TABLE III: Relations spin / moment angulaire orbital / paramètre K

entre le spin de l'état excité et la distribution angulaire des particules émises. Dans notre exemple, si le spin de l'état excité est $\frac{1}{2}^+$, $K=0$ et la distribution angulaire suit la forme d'un polynôme de degré 0, c'est donc une distribution angulaire uniforme. Si le spin est $\frac{3}{2}^-$, $K=2$, et la distribution angulaire suit une forme en $a + b\cos(\theta)^2$. Deux résultats expérimentaux de distribution angulaire sont présentés sur la figure 33. On observe très bien que les spins des états

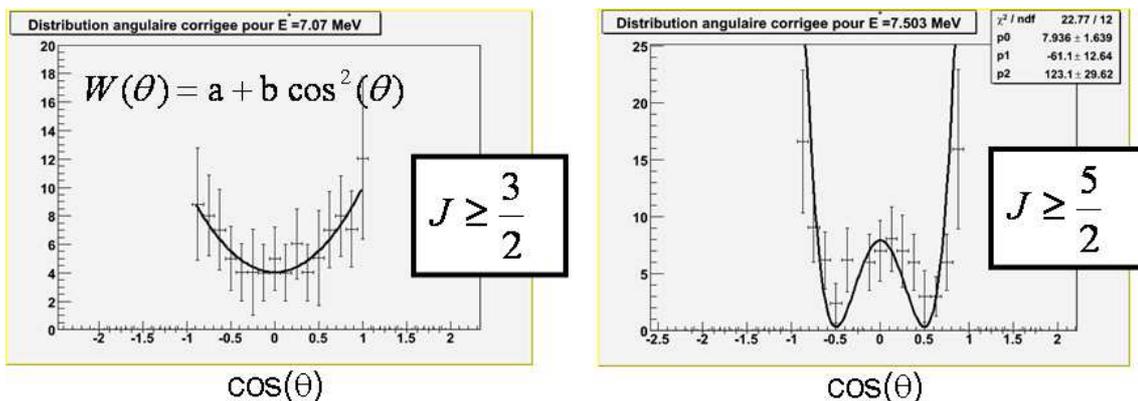


FIG. 33: Distributions angulaires dans le centre de masse mesurées pour la réaction $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(p)^{18}\text{F}$ pour deux pics protons mesurés à zéro degré, donc pour deux états de ^{19}Ne . Voir référence²⁵.

peuvent être déterminés "facilement" avec cette méthode. Cela vient du fait qu'avec cette méthode (proton diffusé détecté en coïncidence à zéro degré) les noyaux sont produits avec un fort alignement ($P(1/2) > 70\%$). Il faut également noter que les coefficients A sont calculables exactement, et que cela conduit à imposer une relation entre les coefficients utilisés pour ajuster la distribution expérimentale. Par exemple, quand on fait un ajustement du type $a + b\cos(\theta)^2$, les coefficients a et b sont liés entre eux par une relation calculable, ce qui contraint davantage l'analyse et conduit à une meilleure détermination.

¹ H. Geiger, and E. Marsden, *Proceedings of the Royal Society of London Series A* **82**, 495–500 (1909).

² B. Fernandez, *De l'atome au noyau*, ellipses, 2006.

³ E. Rutherford, *Phil. Mag.* **6**, 21 (1911).

⁴ C. Darwin, *Phil. Mag.* **XXVII**, 499–507 (1914).

- ⁵ Rutherford, *Phil. Mag.* **XXXVII**, 537 (1919).
- ⁶ J. Chadwick, *Phil. Mag.* **42**, N252, 923 (1921).
- ⁷ I. Stefan, Ph.D., Université de Caen, 2006.
- ⁸ Wentzel, *Z. Phys.* **90**, 754 (1934).
- ⁹ A. Bohm *et al.*, *Physical Review A* **66**, 012107 (2002).
- ¹⁰ E. Berthoumieux, *Programme AnaRki*, www.ganil.fr/lise/, 2006.
- ¹¹ E. Berthoumieux *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. B* **55**, 136–138 (1998).
- ¹² Lynda Achouri, *Thèse*, GANIL - Université de Caen, 2001.
- ¹³ F. de Oliveira Santos *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **24**, 237 (2005).
- ¹⁴ Wustenbecker *et al.*, *Z. Phys.* **A334**, 205 (1992).
- ¹⁵ Luc Valentin, *Physique subatomique*, Hermann, 1986.
- ¹⁶ P. Dolégiéviez *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A* **564**, 32–37 (2006).
- ¹⁷ M. Freer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 042501 (2006).
- ¹⁸ Charles-Edouard Demonchy, *Thèse*, GANIL - Université de Caen, 2002.
- ¹⁹ C. S. Rofls, and W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago, 1988.
- ²⁰ D. Bardayan *et al.*, *Phys. Rev. C* **63**, 065802 (2001).
- ²¹ H. Bethe, and C. Critchfield, *Phys. Rev.* **54**, 248 (1938).
- ²² Imbriani *et al.*, *Astronomy and Astrophysics* **96**, 420 (2004).
- ²³ J. Escher *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **31**, S1687–S1690 (2005).
- ²⁴ C. Bain *et al.*, *Physics Letters B* **373**, 35–39 (1996).
- ²⁵ Jean Christophe Dalouzy, *Thèse - soutenance prévue - article prochain*, GANIL - Université de Caen, 2008.
- ²⁶ *Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy*, North-Holland Publishing Compagny, 1965.
- ²⁷ J. Pronko *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **98**, 445–449 (1972).