



**HAL**  
open science

**Structure de noyaux radioactifs faiblement liés par diffusions élastiques et inélastiques sur proton. Effets des couplages induits par ces noyaux exotiques sur les réactions directes.**

V. Lapoux

► **To cite this version:**

V. Lapoux. Structure de noyaux radioactifs faiblement liés par diffusions élastiques et inélastiques sur proton. Effets des couplages induits par ces noyaux exotiques sur les réactions directes.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Paris XI Orsay, 2005. tel-03137876

**HAL Id: tel-03137876**

**<https://cea.hal.science/tel-03137876>**

Submitted on 10 Feb 2021

**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.

MÉMOIRE D'HABILITATION  
À DIRIGER DES RECHERCHES  
de L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par Valérie LAPOUX

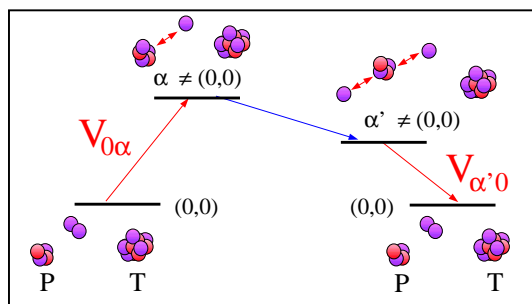
CEA-Saclay DSM/DAPNIA/SPhN

Structure de noyaux radioactifs faiblement liés  
par diffusions élastiques et inélastiques sur proton

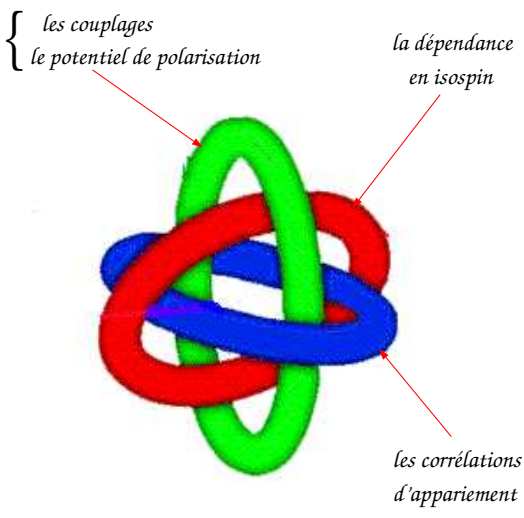
Effets des couplages induits par ces noyaux  
exotiques sur les réactions directes

Soutenance le 12 septembre 2005 devant le jury :

Nicolas ALAMANOS	Directeur de recherche CEA/DSM
Jean-François BERGER	Dir. de recherche CEA/DAM, <i>Rapporteur</i>
Yorick BLUMENFELD	Directeur de recherche CNRS IPN-Orsay
Nimet FRASCARIA	Professeur, Univ. Paris XI, <i>Présidente</i>
Kirby W. KEMPER	Professeur, Florida State Univ., <i>Rapporteur</i>
Wolfram von OERTZEN	Professeur, Institut HMI Berlin, <i>Rapporteur</i>



Connaître ...



le potentiel d'interaction noyau-noyau  
l'interaction effective  $\mathcal{NN}$

À mes lecteurs familiaux :  
ma mère, et mon père qui a traqué les fautes et coquilles,  
À mes conseillers multimédia préférés : mes frères

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>I Motivations, Objectifs, Questions</b>	<b>15</b>
I.1 Modélisation du noyau . . . . .	15
I.1.1 Nature et noyaux . . . . .	16
I.1.2 Interactions effectives $NN$ . . . . .	20
I.1.3 QCD et les approches phénoménologiques . . . . .	21
I.1.4 Les calculs dits <i>ab initio</i> . . . . .	23
I.1.5 Microscopiques? (Semi-)Phénoménologiques? Ab-initio? . . . . .	24
I.1.6 Les techniques . . . . .	25
I.2 L'apport des noyaux exotiques, comparaison et validité des modèles	29
I.2.1 Les énergies de liaison expérimentales, les drip-lines . . . . .	30
I.2.2 Les estimations des drip-lines et la dépendance des forces en isospin . . . . .	32
I.2.3 Le panorama des noyaux légers . . . . .	35
I.2.4 Les noyaux d'hélium : de borroméen à non lié . . . . .	39
I.2.5 Modification des effets de couches et nouveaux nombres magiques, relation "anormale" du $B(E2)$ et de $Ex(2^+)$ , et quid du spin-orbite? . . . . .	45
I.2.6 Importance des couplages au continuum . . . . .	54
I.2.7 Remise en cause et prolongements des modèles de structure	56
I.2.8 Les sondes privilégiées pour l'étude des exotiques . . . . .	57
I.3 Cadre général de la réaction nucléaire . . . . .	59
I.3.1 Réactions et noyau composé . . . . .	59
I.3.2 Modélisation des réactions directes . . . . .	60
I.3.3 Théorie de la réaction nucléaire de Feshbach . . . . .	61
I.3.4 Terme du potentiel provenant des couplages : le PCV . . . . .	64
I.3.5 Les approches du PCV . . . . .	66
I.3.6 Questions en suspens . . . . .	69
<b>II Sondes et méthodes expérimentales</b>	<b>71</b>
II.1 Observables et Sondes . . . . .	71
II.1.1 Le puzzle du noyau, le puzzle des noyaux . . . . .	71

---

II.1.2	Facteur de forme inélastique . . . . .	72
II.1.3	Densité de transition . . . . .	73
II.1.4	Excitations coulombiennes et nucléaires . . . . .	73
II.1.5	Sonde des excitations . . . . .	74
II.1.6	$M_{n,p}$ et modèle en couches . . . . .	75
II.1.7	Faisceaux disponibles au GANIL . . . . .	75
II.2	Réactions directes en cinématique inverse avec faisceaux radioactifs	77
II.2.1	Outils spectroscopiques : sonde (p,p') et transferts d'un nucléon (p,d) et (d,p) . . . . .	77
II.2.2	Détection des particules chargées légères : MUST . . . . .	79
II.2.3	Description du dispositif expérimental au GANIL . . . . .	80
II.2.4	Nécessité des détecteurs de faisceau : CATS . . . . .	81
II.3	Extraction des données . . . . .	82
II.3.1	Cinématiques et spectres en énergie d'excitation : exemple des diffusions $^{10,11}\text{C}(p,p')$ . . . . .	82
II.3.2	Résultats des réactions $^8\text{He}+p$ à 15.7 A.MeV . . . . .	84
<b>III</b>	<b>Réactions sur proton : couplages structure-réaction</b>	<b>95</b>
III.1	Diffusion élastique et inélastique sur proton . . . . .	96
III.1.1	Approches microscopiques . . . . .	96
III.1.2	Potentiels microscopiques : exemple de JLM . . . . .	100
III.1.3	Densités . . . . .	101
III.1.4	Densité de transition pour le (p,p'); densités "à la Tassie" . . . . .	101
III.1.5	Extraction de $M_n/M_p$ par diffusion (p,p') . . . . .	102
III.1.6	Résultats de diffusion (p,p') sur noyau stable . . . . .	103
III.2	Influence des couplages sur les réactions noyau-proton . . . . .	105
III.2.1	Manifestation et simulation du PCV avec le noyau exotique d' $^6\text{He}$ . . . . .	105
III.2.2	Réactions directes et approches des couplages en $^6\text{He}$ sur cible de proton . . . . .	108
III.2.3	Structure et couplages de l' $^8\text{He}$ en diffusion (p,p') : analyse phénoménologique . . . . .	110
III.2.4	Nécessité du cadre CRC pour inclure les couplages et ana- lyser le (p,p') . . . . .	119
III.3	Les réactions directes en CRC . . . . .	120
III.3.1	Diffusion élastique et transfert d'un nucléon en CRC . . . . .	120
III.3.2	Prototype des réactions couplées avec noyau radioactif : structure du noyau exotique $^8\text{He}$ par les réactions directes, $^8\text{He}(p,p')$ , (p,d) et (p,t) . . . . .	120
III.3.3	Extraction du PCV de $^8\text{He}+p$ à 15.7 A.MeV . . . . .	123
III.3.4	Couplages à l'inélastique et au transfert de deux nucléons $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$ en CRC . . . . .	125
III.4	Protocole expérimental et théorique . . . . .	126

---

---

III.4.1	Lumière apportée par les exotiques . . . . .	126
III.4.2	Critères pour le couplage des voies de réaction . . . . .	128
III.4.3	L'effet "chapeau de clown" . . . . .	129
III.4.4	Conséquences sur la fusion . . . . .	130
III.4.5	Imbrication Structure et Réaction . . . . .	132
III.4.6	Approches du traitement du continuum en voies couplées, limitations actuelles et perspectives . . . . .	135
<b>IV</b>	<b>Structure des noyaux exotiques par réactions (p,p')</b>	<b>139</b>
IV.1	Etude de la structure des noyaux exotiques légers . . . . .	139
IV.1.1	Profil de la densité de l' <sup>6</sup> He par (p,p') . . . . .	139
IV.1.2	Profil de la densité de l' <sup>8</sup> He par (p,p') . . . . .	146
IV.1.3	Spectroscopie et structure des noyaux déficitaires en neu- trons <sup>10,11</sup> C . . . . .	153
IV.2	Evolution de l'excitation nucléaire pour les riches en neutrons . . . . .	153
IV.2.1	Spectroscopie et structure des isotopes d'oxygène au voisi- nage de N = 14 . . . . .	153
IV.2.2	Chaîne isotopique des Soufre au voisinage de N=20 . . . . .	157
IV.2.3	Cas du <sup>34</sup> Ar et perspectives sur la chaîne des Ar . . . . .	161
IV.3	Noyaux miroirs . . . . .	162
IV.3.1	Noyaux miroirs : symétrie approchée... ou fausse! . . . . .	163
IV.3.2	<sup>10</sup> C(p,p') et <sup>10</sup> Be . . . . .	163
IV.3.3	<sup>30</sup> S(p,p') et <sup>30</sup> Si . . . . .	165
IV.4	Bilan et prescriptions pour les futures analyses et expériences . . . . .	165
<b>V</b>	<b>Objectifs et perspectives</b>	<b>167</b>
V.1	Court terme : programme expérimental de réactions directes . . . . .	167
V.1.1	Présentation du détecteur MUST2 . . . . .	168
V.1.2	Etude des potentiels d'interaction de l' <sup>8</sup> He avec cible . . . . .	170
V.1.3	Etude des états excités non liés de l' <sup>24</sup> O . . . . .	172
V.2	Prospectives : les nouvelles générations de faisceaux . . . . .	174
V.2.1	Au-delà des isotopes de Krypton : projet SPIRAL2 . . . . .	174
V.2.2	Contexte international des futurs accélérateurs de faisceaux	176
V.3	Futur programme expérimental de réactions directes . . . . .	177
V.3.1	Programme avec les faisceaux SPIRAL2 . . . . .	177
V.3.2	Etude systématique des excitations le long des chaînes iso- topiques . . . . .	181
V.3.3	Etude d'états excités non liés de noyaux faiblement liés . . . . .	182
V.3.4	Exploration de la matière non liée par réactions de transfert	184
V.4	Evolution des techniques de détection . . . . .	187
V.4.1	Amélioration de la résolution en énergie : couplage avec la détection gamma . . . . .	187
V.4.2	Réactions de transfert avec GRAPA . . . . .	188

---

---

V.4.3	GSI-FAIR . . . . .	188
V.4.4	Physique des facteurs de forme et profils en densité, futures diffusion d'électrons avec les noyaux radioactifs . . . . .	189
V.5	Amélioration des approches théoriques . . . . .	190
V.5.1	Traitement explicite des corrélations, des états faiblement liés et des résonances . . . . .	190
V.5.2	Interactions effectives $NN$ au-delà du champ moyen . . . .	192
V.5.3	Correspondance entre QCD et les interactions nucléaires .	194
V.5.4	Cadre théorique idéal . . . . .	194
<b>Conclusions</b>		<b>197</b>
<b>Epilogue 2005</b>		<b>203</b>
<b>Acronymes et références des sites WEB</b>		<b>207</b>
<b>Publications principales 1998-2005</b>		<b>211</b>
<b>Annexes</b>		<b>216</b>
<b>A</b>	<b>Modèles de structure nucléaire</b>	<b>219</b>
A.1	Modèle en couches . . . . .	219
A.2	Fonctionnelle en densité . . . . .	221
A.2.1	Application aux hélium . . . . .	223
A.2.2	$N=16$ . . . . .	223
A.2.3	Prédictions de la drip-line neutron . . . . .	225
A.3	Interactions effectives $NN$ ; Traitement en champ moyen et au-delà	225
A.3.1	Interactions locales de Skyrme . . . . .	225
A.3.2	Interaction de portée finie de Gogny . . . . .	227
A.4	Nucléons plongés dans un champ moyen : calcul du potentiel par la méthode Hartree-Fock . . . . .	227
A.5	Champ d'appariement et méthode HFB . . . . .	228
A.5.1	Calculs des densités . . . . .	229
A.6	Au-delà du champ moyen . . . . .	230
A.7	Formes exotiques et déformations de noyaux exotiques en HFB . .	232
A.7.1	$N=16$ . . . . .	232
A.7.2	Déformations autour de $N=20$ . . . . .	232
A.7.3	Peau de neutrons en HFB . . . . .	233
<b>B</b>	<b>Sondes et observables</b>	<b>235</b>
B.1	Sonder le noyau . . . . .	235
B.2	Sonder les noyaux radioactifs . . . . .	236
B.3	Variété des approches expérimentales; contraintes . . . . .	239

---

---

<b>C</b>	<b>Analyse des spectres en énergie d'excitation des <math>^{7,8}\text{He}</math></b>	<b>241</b>
C.1	L' $^8\text{He}$ . . . . .	241
C.2	L' $^7\text{He}$ . . . . .	243
C.3	Analyse des sections efficaces du transfert $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ . . . . .	246
<b>D</b>	<b>Exemples d'analyse de diffusions élastiques sur proton, avec le potentiel microscopique JLM</b>	<b>249</b>
D.1	Diffusion élastique noyau stable + proton : $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ , $^{208}\text{Pb}$ . .	249
D.1.1	Noyaux légers : $^7\text{Li}$ et $^{12}\text{C}$ . . . . .	249
D.1.2	Noyaux doublement magiques $^{16}\text{O}$ et $^{208}\text{Pb}$ . . . . .	252
D.1.3	Le $^6\text{Li}$ : stable mais faiblement lié . . . . .	255
D.2	Exemples choisis : $^{10,11}\text{Be}$ , $^{9,11}\text{Li}+p$ . . . . .	255
<b>E</b>	<b>Analyse des diffusions <math>^{10,11}\text{C}(p,p')</math>, article [Joua05]</b>	<b>259</b>
<b>F</b>	<b>Réaction de fusion</b>	<b>277</b>
F.1	Fusion et voies couplées avec les noyaux exotiques . . . . .	277
F.2	Formalisme de la fusion en voies couplées . . . . .	278
F.3	La fusion avec un projectile faiblement lié dans le cadre CC . . .	279
F.4	L'influence du transfert sur la fusion . . . . .	283
F.5	Perspectives . . . . .	285
	<b>Bibliographie</b>	<b>295</b>



---

# Introduction

La physique du noyau atomique a pour objectifs de connaître l'interaction forte au sein de la portion de milieu nucléaire formé par l'ensemble des nucléons du noyau, d'expliquer et prédire les phénomènes générés par le noyau et ses propriétés statiques (énergie de liaison, structure, densités de matière) et dynamiques (décroissance, spectres en énergie d'excitation, amplitudes de diffusion, réactions). Les études expérimentales et théoriques du noyau testent la validité des modèles existants et ont pour but d'améliorer le pouvoir prédictif des théories nucléaires.

Les noyaux dit "exotiques" constituent un terrain privilégié pour confronter les observables aux modèles et contraindre efficacement ceux-ci. Ces noyaux exotiques sont un sous-ensemble des noyaux riches ou déficients en neutrons. On les qualifie ainsi car ils échappent à la description en vigueur pour les noyaux stables : ils présentent des structures inhabituelles par rapport aux isotopes stables, par exemple de grandes extensions de la densité de matière, comme le halo de neutrons, ou bien des propriétés de décroissance spéciales (radioactivité 2 protons du côté déficient en neutrons). Les programmes expérimentaux avec les faisceaux radioactifs ont pour but de déterminer les caractéristiques (structure, déformation, effets de couches, interaction avec un potentiel) de ces noyaux, dont les propriétés particulières représentent un défi pour les modélisations nucléaires de structure et de réaction. Comme les noyaux exotiques présentent un rapport  $N/Z$  anormal comparé à celui des noyaux stables, ils offrent la possibilité de pousser les interactions nucléaires dans leurs ultimes retranchements, à la limite de stabilité en particule. Si nous considérons un noyau de masse moyenne, très riche en neutrons, comme le  $^{88}\text{Ni}$ , on ne sait pas dire s'il est lié ou non, du fait des incertitudes sur la modélisation des interactions nucléaires. Ces incertitudes conduisent à des prédictions très divergentes sur les limites de liaison des noyaux. Les modèles sont en évolution pour proposer, à terme, une vision prédictive des propriétés des noyaux, élargie à l'ensemble de la table des noyaux, aussi bien pour les stables que pour les noyaux faiblement liés ou les états non liés. L'exploration des noyaux riches en neutrons est alors un atout pour amplifier des termes de l'interaction nucléaire dépendant de l'isospin, nombre quantique proportionnel à la différence entre le nombre de neutrons et de protons. Les noyaux faiblement ou non liés et

---

leurs états résonants sont notamment un laboratoire approprié pour comprendre la matière riche en neutrons, excitée, non liée. Les données de spectroscopie de ces portions de matière nucléaire de faible densité nous permettent d'accroître la fiabilité des modélisations des états résonants. Ces modélisations sont cruciales pour améliorer les prédictions sur la spectroscopie de l'ensemble des noyaux, et la description des états proches ou au-dessus des seuils de séparation de particules, dans le continuum. Ces études sont également nécessaires à la compréhension des processus stellaires, qui mettent en jeu des noyaux radioactifs, et qui évoluent par des transitions entre états excités peu ou non liés. Comme sous-produit, on peut aussi citer la modélisation des étoiles à neutrons : elles constituent une matière nucléaire peu dense, dont on étudie des échantillons avec les noyaux très riches en neutrons. Comme on le verra, la confrontation des données acquises sur les noyaux exotiques avec les prédictions des modèles de structure entraîne le développement d'un terreau commun aux théories nucléaires, et une convergence des ingrédients retenus pour modéliser l'ensemble de la table des noyaux. La physique nucléaire dispose actuellement des théories à petit nombre de constituants (modèles de nucléons libres) et des modèles établis sur les interactions effectives  $NN$ . Or le noyau constitue un problème à  $\mathcal{N}$  corps. Les modélisations du noyau sont des passerelles établies entre les théories microscopiques d'interaction nucléaire et la description théorique des phénomènes nucléaires (structure, excitations, réactions). Pour tester ces modélisations du noyau, leurs prédictions sont confrontées aux données expérimentales. Si elles résistent aux contraintes qu'on leur impose : grande richesse en neutrons, énergie d'excitation élevée, forte déformation du noyau, et que leurs résultats sont validés par l'expérience, alors on peut estimer que leurs fondements microscopiques (interaction) et leur description du problème à  $\mathcal{N}$  corps sont robustes. Sinon les résultats expérimentaux vont permettre de reconsidérer les hypothèses et les paramètres des modèles nucléaires. L'objectif est de disposer de modèles prédictifs sur l'ensemble de la table des noyaux.

Les informations sur la structure, la spectroscopie et le potentiel d'interaction sur cible des noyaux exotiques peuvent être déduites en combinant les mesures de réactions directes sur proton, telles que les diffusions élastiques et inélastiques sur proton ( $p,p'$ ) et les réactions de transfert d'un nucléon ( $p,d$ ). Durant les années 1998 à 2005, avec les faisceaux radioactifs du GANIL<sup>1</sup>, le groupe de structure nucléaire du CEA-Saclay DSM/DAPNIA/SPhN et la collaboration MUST (initialement CEA/BIII, CEA-SPhN, IPN-Orsay puis avec le GANIL sans BIII) ont développé ce programme expérimental d'étude de la structure de noyaux exotiques. Un ensemble de résultats a été obtenu avec le dispositif composé du multi-détecteur de télescopes MUST (*MURs à STrips*), employé pour la détection de particules chargées légères, et des détecteurs de faisceau CATS (*Chambres A*

---

<sup>1</sup>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

---

*Trajectoires de Saclay*). Ce dispositif a été conçu pour les mesures de réactions en cinématique inverse sur cibles légères de proton ou de deuton.

Ce document présente l'ensemble des analyses et des interprétations que j'ai menées et encadrées ou auxquelles j'ai contribué, principalement avec la collaboration MUST. J'ai participé à l'ensemble des expériences MUST dont j'interprète les résultats dans le document, à l'aide des calculs que j'expliquerai. Les résultats sont confrontés aux théories de structure nucléaire, et leur cohérence est vérifiée par rapport aux données qui ont pu être obtenues auparavant, dans d'autres gammes en énergie ainsi qu'auprès d'autres accélérateurs.

Ces résultats ont été publiés dans les années 1999-2005 ou soumis à publication depuis le début 2005.

J'évoquerai plus particulièrement les résultats obtenus sur  $^{10,11}\text{C}$  et les réactions directes avec le faisceau SPIRAL d' $^8\text{He}$ . Ces données ont fait l'objet de deux thèses au sein du groupe de structure nucléaire du DAPNIA/SPhN. La première, de Cédric Jouanne, portait sur l'étude de la spectroscopie et de la structure de  $^{10,11}\text{C}$  par diffusion élastique et inélastique (p,p') [JouTH01]. J'étais porte-parole au GANIL de cette expérience, qui fut réalisée<sup>2</sup> en 1999. La deuxième était celle de Flore Skaza (oct 2001-sept 2004), que j'ai encadrée dans son travail avec son directeur de thèse N. Alamanos, et A. Drouart. La thèse portait sur l'étude de la structure de l' $^8\text{He}$  par l'expérience de diffusions élastique et inélastiques du faisceau SPIRAL<sup>3</sup> d' $^8\text{He}$  sur une cible de protons, complétée de la mesure des réactions de transfert d'un et de deux neutrons vers les noyaux  $^7\text{He}$  et  $^6\text{He}$  [SkaTH04]. J'interprète également les données  $^6\text{He}(p,p')$  analysées au SPhN (1998-1999) par A. Lagoyannis, lors de sa thèse. Je présente aussi les calculs de diffusion (p,p') effectués pour déterminer la structure d'un ensemble de noyaux radioactifs le long de chaînes isotopiques ( $^{18,20,22}\text{O}$ ,  $^{30,34,38}\text{S}$ ,  $^{34}\text{Ar}$ ).

Je commencerai par une description des théories du noyau au chapitre I : le problème à traiter est celui d'un système quantique à plusieurs corps en interaction forte, fortement couplé. J'exposerai nos motivations et les enjeux actuels des recherches menées en physique nucléaire sur la structure du noyau. J'expliquerai également les méthodes dont nous disposons pour décrire la structure du noyau et les réactions nucléaires, et leurs limitations dans le domaine des noyaux exotiques.

Les outils expérimentaux pour sonder les noyaux sont détaillés en II. Le but de ces études, où l'on envoie le noyau d'intérêt sur une cible, est d'accéder aux informations de structure en maîtrisant les couplages entre les états liés et de diffusion du système projectile+cible. On peut tester les fonctions d'onde proposées par les théories pour les noyaux exotiques, sous la forme de densités, recouvrement de fonctions d'onde et spectre en énergie d'excitation. On peut alors contrôler, vali-

---

<sup>2</sup>*en trois étapes*

<sup>3</sup>Source de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne

---

der ou modifier les interactions nucléaires effectives, les corrélations, les couplages et hypothèses employées dans les modèles nucléaires.

D'autre part, que sait-on du potentiel d'interaction noyau projectile-noyau cible ?

On verra au chapitre I/III les développements de ces potentiels, dans le but de modéliser les réactions. Les potentiels microscopiques, qui incluent les ingrédients de structure des noyaux, ont fait leurs preuves pour prédire précisément les données de réaction.

Actuellement, si nous prenons un noyau de la table, par exemple un noyau léger très riche en neutrons, exotique, comme  $^8\text{He}$ , les informations sur sa spectroscopie sont réduites. Non seulement le spectre des résonances de basse énergie de ce noyau n'est pas bien connu, à l'exception du premier état excité, mais de plus les modèles divergent sur les prédictions des états excités résonants. Si maintenant on s'intéresse aux réactions de ce même noyau avec une cible très simple, le proton, nos prédictions des sections efficaces de diffusions élastique, inélastiques, et de transfert auront une dispersion importante, suivant le modèle de structure adopté pour le noyau. On ne connaît pas les mécanismes qui induisent le partage du flux incident de la réaction, du fait de notre méconnaissance des transitions possibles vers les états excités ou le transfert de nucléons. Envoyer  $^8\text{He}$ , sur une cible simple (proton) et mesurer le plus complètement possible les réactions directes  $^8\text{He}+p$ , et comparer cet ensemble à des données recueillies à plusieurs énergies est donc particulièrement instructif, comme on le verra en détail dans le chapitre III, et pour trois raisons qui sont liées, que j'évoque ici.

- La structure “admise” (fonction d'onde prédite par un modèle) pour un tel noyau n'est souvent que celle qui a permis de reproduire, à l'aide d'un modèle donné, souvent primaire, des données parfois de piètre qualité (en termes de statistiques et de gamme angulaire couverte). A énergie et sonde données, on n'est sensible qu'à une composante particulière, de la fonction d'onde (par exemple un domaine radial du noyau).
- L'outil d'observation modifie l'objet observé, en introduisant une perturbation dans sa fonction d'onde. L'énergie incidente et la sonde choisie ne sont pas des données innocentes du problème, elles sont cruciales pour l'extraction de la spectroscopie et de la structure. La confrontation des données obtenues avec différentes sondes, en variant l'énergie, est nécessaire pour aborder de façon cohérente la fonction d'onde du noyau. Dans le cas des noyaux exotiques, on cumule les ambiguïtés d'interprétation : le modèle est-il fiable pour décrire le phénomène de réaction et extraire la structure ? Dans le cas de  $^7\text{He}$ , on verra ainsi que l'analyse cohérente d'un ensemble de données sur ce noyau, dans un cadre unifiant structure et réaction, doit permettre de réconcilier les interprétations conçues au départ comme incompatibles. Cela permet aussi de connaître notre capacité à extraire des informations de structure fiables sur les noyaux exotiques, avec les meilleurs modèles de réaction dont nous disposons actuellement.

- 
- Une fois qu'on a trouvé une solution de structure acceptable (densité de matière, de transition, facteurs spectroscopiques), on doit prouver qu'elle peut suffire, à l'aide d'un modèle de réaction fiable, à prédire les réactions directes obtenues à d'autres énergies.

Les chapitres III et IV présentent le chemin parcouru pour interpréter des réactions directes (p,p') et (p,d) mesurées avec des noyaux exotiques faiblement liés et le cadre adopté pour extraire des informations pertinentes de structure, en incluant des effets de couplage. De même que l'on doit examiner la validité des interactions nucléaires qui permettent de modéliser le noyau et ses propriétés, on doit a priori s'interroger sur la fiabilité des modèles de réaction et des potentiels d'interaction développés et utilisés pour les noyaux stables. Les approximations employées autrefois dans des cadres particuliers, pour simplifier les approches et les calculs (par exemple la DWBA) ne peuvent être acceptées sans justification. Cela nous a conduit à revenir au formalisme général de la réaction nucléaire. Comme on le démontrera, l'analyse des réactions nucléaires pour les noyaux faiblement liés nécessite l'inclusion des effets de couplages. Une modélisation simplifiée de ces effets nous a permis de prédire correctement les réactions directes et la fusion (chap. IV). Le traitement explicite de ces effets dans un modèle en voies couplées fournit un cadre prédictif pour les réactions directes. On montre qu'il est indispensable pour aboutir à la compréhension de la voie élastique et du Potentiel induit par les Couplages Virtuels (le PCV).

La synthèse de l'ensemble de ces résultats, leur confrontation à d'autres données publiées dans la littérature m'ont permis de proposer dans les chapitres III et IV du mémoire une vision qui permet d'unifier les observations et de fournir un cadre global et cohérent pour les réactions directes avec des noyaux faiblement liés. C'est l'occasion aussi de voir si ce que l'on a appris ces dernières années peut jeter un éclairage nouveau sur les anciennes données.

Nous examinerons ensuite les pistes que nous voulons parcourir avec les machines actuelles dans les prochaines années, et dans un futur plus lointain (10-15 ans), avec les accélérateurs en projet. Notre exploration de la structure exotique reste incomplète, car la plupart des terres inconnues sont inaccessibles avec les accélérateurs de faisceaux actuels. A la suite des premières études de la communauté de physique nucléaire, nous verrons que de nouveaux phénomènes sont théoriquement attendus dans les régions des noyaux très riches en neutrons. Ils réclament des confirmations expérimentales. Les installations de faisceaux radioactifs disponibles dans la prochaine décennie offriront l'accès à ces nouvelles gammes de noyaux exotiques. Le chapitre V présentera les programmes expérimentaux qui sont envisagés avec les futurs faisceaux et la détection élaborée pour mener ces études.

---

# Chapitre I

## Motivations, Objectifs, Questions

### I.1 Modélisation du noyau

---

« *I could be bounded in a nutshell, and count myself a king of infinite space...* »<sup>1</sup>  
(*Hamlet, II.2*).

---

Les observables du noyau (masse, structure, répartition des fonctions d'onde, états excités) sont les indications que la nature nous livre sur le comportement d'un système à plusieurs corps, quantique, fortement corrélé par l'interaction forte. Le résultat nous est fourni, tout revient alors à définir la modélisation adéquate du noyau, qui permettra de prédire avec précision les observables et de comprendre les caractéristiques microscopiques des interactions dans le noyau. Les recherches menées en physique nucléaire dans les années soixante ont permis de récolter un grand nombre de données spectroscopiques précises sur quasiment tous les noyaux stables que l'on connaissait jusqu'alors. On a ainsi pu mesurer avec précision les énergies, spins, facteurs spectroscopiques des états fondamentaux et excités de ces noyaux et valider ainsi certains modèles développés pour retranscrire les caractéristiques des noyaux, dont le plus connu est le modèle en couches nucléaire. Mais les 263 noyaux stables ne sont qu'une petite partie de l'ensemble des noyaux connus – près de 3000 aujourd'hui. On estime qu'il reste encore au moins 3000 espèces à découvrir. On verra d'où proviennent les incertitudes sur ces estimations.

Si on ajoute des neutrons aux noyaux stables, on crée des noyaux instables qui vont décroître par radioactivité  $\beta^-$ . Plus on ajoute de neutrons au noyau plus on se rapproche de la drip-line neutron, ou ligne d'instabilité neutron, qui indique la limite de la cohésion du noyau. Au-delà, l'énergie de séparation d'un neutron

---

<sup>1</sup>« *Je pourrais être plongé dans une coquille de noix, et me croire roi d'un espace infini...* »



$S_N = B_N - B_{N-1}$  ( $B_N$  énergie de liaison du noyau à  $N$  neutrons) devient négative, le noyau décroît alors par émission de particules, il est dit non lié. De même, si on retire des neutrons à un nombre  $Z$  donné de protons, on finit par atteindre la drip-line proton. La drip-line proton est dominée par les effets coulombiens, et les modèles s'accordent assez bien sur sa position, mais ils divergent fortement du côté de la drip-line neutron, du fait des incertitudes sur la modélisation des interactions nucléaires. La production de faisceaux de noyaux exotiques est donc nécessaire pour valider les nouvelles théories et prédictions pour les grands rapports  $N/Z$ , et révéler les caractéristiques des interactions nucléaires à grand isospin.

On va présenter le champ d'étude (table des noyaux, critères d'existence, limites de liaison), on comparera ensuite les approches du noyau et on examinera les résultats obtenus sur la structure des noyaux exotiques. On verra comment ces études conduisent à repenser le cadre des théories de structure nucléaire, et à remettre en cause les approximations employées pour prédire le comportement des noyaux.

### I.1.1 Nature et noyaux

Notre système est le noyau composé de  $A$  nucléons, et on veut connaître l'interaction entre les nucléons, leur organisation spatiale, les probabilités d'excitation du système sous l'influence d'un champ extérieur, les probabilités d'interaction avec un autre noyau, l'évolution du système.

Le premier problème revient à adopter des degrés de liberté internes pertinents : la physique nucléaire sonde le noyau avec des énergies inférieures au GeV/nucléon, et ce microscope travaille à l'échelle du fermi, qui est l'ordre de grandeur de la taille des nucléons.

Historiquement, on a considéré que les nucléons étaient les degrés de liberté internes du noyau. La physique nucléaire au XX<sup>e</sup> siècle a été bâtie sur cette approche qui était satisfaisante pour rendre compte des observables recueillies avec les noyaux stables, structure, spectroscopie, réactions du noyau.

En principe, on voudrait déduire l'interaction des nucléons à partir des interactions entre quarks et gluons. On verra en Sec.I.1.3 un exemple récent d'une approche préliminaire, qui a pour objectif d'établir une correspondance entre les degrés de liberté internes aux nucléons, quarks et gluons, décrits par la QCD, et le noyau. Mais théoriquement le passage reste difficile, du fait de la complexité des équations à résoudre. Comme l'approche fondée sur l'interaction entre nucléons fonctionne, on oublie le monde des quarks et on se contente d'une vision moins microscopique.

Cette vision a été étayée récemment par les résultats d'une expérience réalisée auprès de l'accélérateur d'électrons CEBAF du Laboratoire Jefferson en 1997. Il s'agissait d'une expérience de diffusion élastique électron sur deuton, menée par une collaboration internationale à laquelle participait le groupe CLAS du DAP-

NIA/SPhN de Saclay. Le deuteron est le noyau atomique le plus simple. L'énergie des électrons permettait de sonder le système à des distances de l'ordre de 0.5 fm, légèrement inférieure à la taille des nucléons. Le but était de déterminer les propriétés électromagnétiques et la structure à courte distance du deuteron avec l'espoir d'observer des phénomènes liés à la sous-structure en quarks des nucléons. L'observable était la polarisation tensorielle  $t_{20}$  en fonction de l'impulsion  $Q$  transférée au deuteron, qui fournissait la variation du facteur de forme de charge du deuteron. La comparaison des théories avec l'expérience montre que, même si les nucléons sont proches ( $\simeq 0.3$  fm) on peut les considérer comme des entités séparées. Cela constitue un paradoxe que les théoriciens et les expérimentateurs essaient de résoudre.

Si l'on s'en tient aux nucléons, il faut définir les interactions entre constituants. La première approche consiste à définir ces interactions de la façon la plus simple, en considérant les interactions à deux corps. Mais, quand on regarde 3 nucléons en interaction, rien ne dit *a priori* que la connaissance même parfaite des interactions à deux corps suffisent pour modéliser complètement toutes les propriétés du système. C'est déjà une hypothèse (qui doit passer par une confirmation expérimentale) que de supposer que tout peut se passer comme si les interactions à deux corps suffisaient à modéliser le système. Expérimentalement, la première étape a consisté à mesurer l'interaction entre deux nucléons libres. La diffusion  $nn$  libre n'étant pas réalisable, les physiciens nucléaires ont dû fonder la modélisation de l'interaction forte sur la connaissance seule des réactions de diffusion  $pp$  et  $pn$  libres.

Toutes les interactions  $NN$  qui reproduisent les propriétés nucléaires et les phases des diffusion  $pp$  et  $pn$  libres ont les caractéristiques suivantes : les pions dominent à grande distance, il existe une source d'attraction de portée intermédiaire, et une source de répulsion à courte portée. L'interaction nucléaire dans le noyau déduite de l'expérience et correspondant à l'interaction libre  $NN$  est alors modélisée comme une force nulle au-delà de quelques fermis, attractive à courte portée ( $\simeq 1.2$  fm), de cœur dur aux petites distances. Des approches systématiques sont menées aussi pour construire une théorie de champ effectif, et développer une interaction  $NN$  seulement fondée sur des principes de physique générale et des considérations de symétries, et qui pourrait être reliée à la diffusion  $NN$  [Bea98].

Quelle que soit la philosophie adoptée, la complexité du noyau, vu comme système quantique à plusieurs corps, provient donc des caractéristiques de l'interaction forte qui agit entre les nucléons : une force saturante de portée finie ( $\simeq 1$  fm), s'exerçant entre proches voisins, qui nécessite de traiter le problème d'une interaction sans cœur, contrairement au cas du système atomique où l'électron subit la force exercée par le cœur éloigné constitué du noyau. Pour rendre compte des propriétés de l'interaction, les modèles qui élaborent l'interaction  $NN$  font appel à différents mécanismes physiques. La phénoménologie introduite dans ces modèles (paramètres ajustés sur la saturation de la matière nucléaire, sur des

propriétés nucléaires spécifiques, sur des énergies de liaison de noyau) permet d'atteindre l'accord avec l'expérience.

L'interaction entre les composants étant postulée, on veut déterminer la fonction d'onde du noyau de masse  $A$ . Les particules en interaction sont des fermions. Les configurations du système sont donc régies par le principe d'exclusion de Pauli. Pour connaître les configurations du noyau, et son évolution en présence d'un champ (par exemple excitation sous l'influence des champs nucléaire et coulombien d'une cible) on devra traiter l'équation de Schrödinger avec un hamiltonien qui incorporera la description du potentiel d'interaction du système. Les aspects quantiques sont traités par des équations aux valeurs propres pour un système statique. Lorsqu'on étudie la dynamique ou les grandes excitations du système, on est confronté à un système chaotique dont il faut savoir traiter les densités de niveau d'états excités.

On ne doit jamais oublier qu'un tel objet, un noyau de  $A$  fermions, est un problème quantique, à  $\mathcal{A}$  corps, en interaction forte. Si les interactions entre deux corpuscules  $pp$ ,  $pn$  et  $nn$  étaient complètement connues, le problème n'en demeurerait pas moins difficile conceptuellement, du fait du passage de 2 corps en interaction à celui des  $\mathcal{A}$  corps, avec le traitement nécessaire des corrélations, de l'appariement proton-neutron, des effets de taille finie du noyau. Les failles des modèles nucléaires tiennent donc principalement à ces deux inconnues : d'une part, la méconnaissance de la forme exacte de l'interaction nucléaire entre deux nucléons, puisqu'on ignore les caractéristiques de l'interaction provenant de la diffusion  $nn$  libres, et d'autre part l'ignorance du rôle joué par les corrélations à plusieurs corps.

Pour contourner la difficulté on est amené à utiliser des modèles suggérés par les observations expérimentales et que nous examinerons dans la suite du chapitre.

L'enjeu est de parvenir à modéliser le plus complètement possible le noyau pour parvenir à une compréhension microscopique et une prédiction fiable de ses propriétés : en fonction du nombre de protons et de neutrons, on veut obtenir l'énergie de liaison du noyau, son état fondamental et le spectre des états excités. En parallèle, l'objectif des expériences est de fournir des données qui servent de contraintes pour les théories. La confrontation entre les observables et les prédictions confirment ou infirment les hypothèses sur la forme de l'interaction et les corrélations au sein du noyau.

### • Notion de champ moyen et d'interactions effectives

Usuellement, pour être en mesure d'appréhender les propriétés du noyau, et avoir une bonne vision quantitative de sa spectroscopie, on s'appuie sur une description du noyau comme un système quantique à plusieurs corps en champ moyen. L'interaction libre  $NN$  est modifiée par des effets dus au milieu nucléaire :

chaque nucléon agit sur ses voisins du noyau, et l'interaction entre deux nucléons au sein du noyau va dépendre du champ créé par tous les autres nucléons, on l'appelle *interaction effective NN*, parce qu'elle traduit les effets du milieu sur l'interaction dite "nue" ou libre *NN*. Une forme d'interaction entre deux nucléons plongés dans le noyau est alors postulée.

En principe, l'interaction effective nucléon-nucléon *NN* dans les noyaux lourds devrait être obtenue à partir de l'interaction libre par la technique de renormalisation de Brückner qui introduit dans l'interaction libre *NN* les effets dus au milieu nucléaire. C'est ainsi que sont générées les forces d'interaction nucléon-nucléon, utilisées pour calculer les potentiels employés dans les descriptions de diffusions noyau-noyau. C'est la technique qui conduit également au calcul du potentiel d'interaction dans une portion de matière nucléaire infinie de densité  $\rho$ . A partir de ce calcul, un potentiel microscopique nucléon-noyau peut être construit comme on le verra au chapitre III. Dans la pratique, lorsqu'on étudie une portion de matière de taille finie, le noyau, on emploie une approximation de l'interaction effective sous la forme d'une force phénoménologique, dont les paramètres sont habituellement ajustés à partir de certaines données déduites de quelques noyaux stables (énergies de liaison, de séparation entre niveaux) et sur des propriétés particulières de la matière nucléaire infinie (énergie et densité de saturation). L'introduction de ces quelques données est nécessaire, car comme on l'a vu, on ne sait pas calculer exactement les paramètres de cette interaction effective, ni par l'interaction libre *NN* ni à partir de la connaissance théorique de la matière nucléaire.

Dans la formulation de la fonctionnelle de densité locale d'énergie, les constantes de couplage doivent être ajustées sur des données expérimentales mais la forme générale de l'hamiltonien est dictée par les symétries. Sachant comment se comporte l'interaction nucléaire dans le milieu (portée finie, saturation), et en se fondant sur des considérations de symétrie du système (invariance par translation, rotation,...) Skyrme a proposé une forme pour l'interaction effective *NN*. Cette formulation a été modifiée, notamment par l'introduction d'une dépendance explicite en densité (c'est la force de Gogny, D1S), ou encore par la discussion sur l'échange des mésons et l'inclusion d'un traitement explicitement relativiste pour faire apparaître naturellement le spin-orbite (interactions dans le cadre RMF, relativistic mean-field [Rein89]). Comme le système traité dans la fonctionnelle est de taille finie, non seulement le champ en densité est inclus, mais aussi des termes reliés aux propriétés de surface. Les densités nucléaires sont des champs composites des opérateurs de matière  $\rho(\vec{r})$ , moment, opérateur cinétique, spin, moment du spin, cinétique du spin, tenseur cinétique.

## I.1.2 Interactions effectives $NN$

« *Que la force soit avec toi.* <sup>2</sup> » (Star Wars, I-VI).

---

Les explications sur les interactions et leur formulation détaillée, et des calculs menés avec la fonctionnelle en densité, figurent dans l'annexe A (Modèles nucléaires).

Le principe général est d'avoir une forme d'interaction  $NN$  avec quelques coefficients ajustés une fois pour toutes sur un petit nombre d'observables, comme des rayons quadratiques moyens de matière ou des sauts en énergie entre couches nucléaires déterminés pour certains noyaux magiques.

### Interactions de contact de Skyrme

La forme d'origine, de portée nulle, a été proposée par T. Skyrme [Sky59], comme somme d'une partie à deux corps et d'une partie à trois corps. Il a utilisé une expansion de courte portée de l'interaction à deux corps, et fixé ses paramètres, en ajustant l'énergie et le moment de Fermi de matière nucléaire sur les valeurs à la saturation  $E/A = -17.04$  MeV,  $k_F = 1.37$  fm<sup>-1</sup>, et également en imposant que soient reproduites les énergies de liaison et les différences de masse de quelques noyaux légers, calculées avec les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Les 10 paramètres de l'interaction sont ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire infinie (densité  $\rho_0$  et énergie de liaison moyenne par nucléon), sur les propriétés de quelques noyaux magiques (énergies de liaison, rayons moyens, différences d'énergie entre les niveaux à une particule  $1p_{1/2}$  et  $1p_{3/2}$  dans le <sup>208</sup>Pb et l'<sup>16</sup>O).

Récemment, de nouvelles forces de Skyrme ont été élaborées [ChaTH95, Cha97, Cha98] pour prendre en compte le degré de liberté de l'isospin et travailler sur des noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Elles sont construites pour donner une description améliorée des propriétés statiques (état fondamental, énergie de liaison,...) et dynamiques (déformation, moment quadrupolaire,...) de ces noyaux, tout en restant fiables pour décrire les noyaux stables.

### Interaction de portée finie de Gogny

Le processus initial de formation de l'interaction  $D1$  de Gogny (D1S dans sa forme récente [DeGo80]), est identique à celui de Skyrme, et il inclut en plus des termes de portée finie. Les 12 paramètres de l'interaction sont ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire infinie, de la matière semi-infinie pour le coefficient de surface, sur un nombre restreint de données, notamment concernant les noyaux <sup>16</sup>O et <sup>90</sup>Zr, et les différences de masse pair-impair dans quelques

---

<sup>2</sup>« *May the force be with you.* »

isotopes de l'étain, qui sont sensibles aux propriétés d'appariement de l'interaction nucléaire.

### Nucléons plongés dans un champ moyen : calcul du potentiel par la méthode Hartree-Fock

Le système étudié est un ensemble de  $A$  nucléons, supposés identiques et de masse  $M_N$ . La méthode de Hartree-Fock (HF) est employée pour déduire, de l'interaction effective  $NN$  à deux corps, le champ moyen  $U_{HF}^{(i)}$  produit par les interactions binaires entre les particules, et senti par un nucléon  $i$  à l'intérieur d'un noyau de taille finie, de nombre de masse  $A$ . L'approximation Hartree-Fock consiste à supposer que l'état fondamental du système est celui de l'ensemble des  $A$  particules indépendantes, dans le champ moyen  $U_{HF}$ . La nécessité de traiter l'appariement entre les nucléons a conduit au développement de méthodes plus évoluées que le traitement HF, comme les méthodes Hartree-Fock Bogolyubov, évoquée dans la section I.1.6 et en annexe A.5.

### I.1.3 Correspondances : QCD et les approches phénoménologiques

Une force de Skyrme, par exemple SIII ou Sly4, contient via quelques paramètres ajustés sur l'expérience les effets de milieu nucléaire. Cet ajustement les classe dans la catégorie des approches semi-phénoménologiques. Leur succès pour reproduire un grand nombre de données nucléaires, sur l'ensemble de la table des noyaux, montre la fiabilité de la fonctionnelle adoptée par Skyrme. On peut souhaiter aller plus loin, comprendre pourquoi Skyrme est une bonne force et connaître l'origine microscopique des coefficients de la force.

L'idée est donc de se pencher sur les paramètres adoptés pour une force de Skyrme, pour savoir si on peut les déduire en partant des quarks. A l'époque de ma thèse (1998) il me semblait que c'était à un sujet trop complexe, à cause du problème à  $\mathcal{N}$  corps, et pas très pertinent, vu que le noyau est déjà bien décrit comme un ensemble de nucléons, sans considérer leurs degrés de liberté interne. Rien de plus limitée que cette vision !

Une preuve ? C'est cette première passerelle que jettent P. Guichon, théoricien au SPhN, et son collaborateur A.W Thomas, entre les quarks et notre noyau. Ils ont travaillé récemment à la compréhension du noyau à partir du modèle de couplage quarks-méson (QMC, Quark Meson Coupling)[Guic04], en formulant ce modèle avec un hamiltonien effectif à plusieurs corps. Leur idée est que, contrairement à ce que la communauté de structure nucléaire oublie ou feint d'oublier, la force nucléaire effective est une manifestation directe de la structure en quark du nucléon. Ils prennent la limite de portée nulle de leur modèle pour comparer l'hamiltonien Hartree-Fock à celui correspondant à une force effective de Skyrme,

SIII. Dans leur modèle, ils fixent trois paramètres, de façon à reproduire la condition de saturation ( $E_o/A = -16$  MeV et  $\rho_o = 0.16$  fm<sup>-3</sup>) et l'énergie de symétrie (30 MeV) de la matière nucléaire.

Comme nous l'ont appris David J. Gross, H. David Politzer et Frank Wilczek, les pères de la liberté asymptotique dans la théorie de l'interaction forte, pour laquelle ils ont reçu le Prix Nobel en 2004, les quarks sont en liberté, s'ils restent dans un nucléon. Dans le cadre de la théorie de l'interaction de couleur entre quarks et gluons, la chromodynamique quantique (QCD), ils ont montré que lorsque les quarks se rapprochent, pour des distances qui tendent vers 0 asymptotiquement) la force est tellement faible que les quarks se comportent presque comme des particules libres. Plus ils s'éloignent plus l'intensité de la force augmente et ce phénomène va maintenir les quarks confinés dans le nucléon C'est comparable à la force de rappel d'un élastique : plus l'élastique est tendu, plus la force (de rappel) est...forte. La perturbation des trajectoires des quarks de deux nucléons différents par l'échange de mésons envoyés par leurs nucléons voisins (effet de milieu) entraîne l'existence de phénomène d'interaction à trois corps. P. Guichon montre que ces forces à trois corps, liées aux échanges de mésons, permettent d'expliquer simplement la saturation nucléaire.

P. Guichon, fait remarquer : « *Ce résultat est une étape importante dans la compréhension du noyau. D'une part, nous avons montré que les quarks jouent peut-être un rôle essentiel dans l'existence même des noyaux puisqu'ils permettent d'expliquer simplement le phénomène de saturation. D'autre part, le modèle que nous avons construit permet d'interpréter quantitativement les paramètres empiriques de la force de Skyrme, l'une des pierres angulaires de la physique nucléaire. Les quarks détenus dans le nucléon sont pourtant libres à l'intérieur de leur cage. A travers les barreaux, ils envoient les messages qui permettent de bâtir la matière telle qu'on la connaît. Le monde édifié sur la liberté, même asymptotique, joli symbole !* »<sup>3</sup>

Même si Skyrme peut être vue comme semi-phénoménologique parce qu'on doit en ajuster quelques paramètres, la forme générale de l'interaction est cohérente avec ce modèle QMC, on peut donc considérer qu'elle est fondée microscopiquement. Guichon et Thomas se proposent de prolonger ce travail, en éliminant les simplifications des calculs de l'article [Guic04], par exemple en incluant la force à longue portée du pion. Finalement, de façon intrinsèque via la déduction de QCD, Skyrme pourra peut-être se révéler avec tous ses atouts : relativiste, incluant les corrélations à plusieurs particules, contenant également implicitement l'échange de particules, et la dépendance en densité.

---

<sup>3</sup>Scintillations, Revue du CEA-Saclay DSM/DAPNIA, N. 65, Novembre 2004.

### I.1.4 Les calculs dits *ab initio*

---

« *Kid, I've flown from one side of this galaxy to the other, I've seen a lot of strange stuff... but I've never seen anything to make me believe there's one all-powerful force controlling everything. There's no mystical energy field which controls my destiny. It's a lot of simple tricks and nonsense.* » (Han Solo, IV) <sup>4</sup>

---

L'approche dite *ab initio* suppose que le noyau peut être décrit à partir de l'interaction nucléon-nucléon  $NN$  libre, dont une partie des termes est déterminée par les mesures de diffusion proton-proton et neutron-proton obtenues à diverses énergies. Ainsi la force dite d'Argonne  $V_{18}$ , datant de 1995, résulte d'un ajustement direct ( $\chi^2/\text{Ni} = 1.09$ ) sur 4300 données  $NN$  de la base de Nijmegen.

Dans cette approche, les noyaux légers peuvent être décrits comme des composés à  $A$  corps liés par une force  $NN$  libre ou nue, incluant des corrélations d'ordre supérieur, comme une force à trois corps. L'hamiltonien *ab initio* contient un terme d'énergie cinétique, les termes d'interaction  $NN$  à deux corps comme la force  $V_{18}$ , et il peut inclure des corrélations d'ordre supérieur, comme une force à trois corps, notamment celle dite Urbana, [Pud97, Wir00].

Une méthode variationnelle est appliquée pour déduire les états du noyau de cet hamiltonien.

Les calculs Monte-Carlo quantiques récemment réalisés par B. Pudliner, V. Pandaripande, R. Wiringa et collaborateurs [Pud97, Wir00] ont permis d'obtenir des résultats intéressants sur les noyaux  $A < 7$ , comparés à l'expérience. Ils ont appliqué un traitement Monte-Carlo avec principe variationnel (VMC, Variational Monte-Carlo) sur un hamiltonien qui comporte les potentiels Urbana IX à trois nucléons et  $AV_{18}$  à deux nucléons. Une méthode plus élaborée, avec les fonctions de Green en Monte-Carlo (GFMC, Green Function Monte-Carlo), utilise la fonction d'onde du calcul VMC et des techniques de propagation dans la dimension du temps imaginaire pour calculer la spectroscopie des noyaux. Le temps de calcul est considérable pour obtenir les configurations des noyaux. La puissance actuelle des calculs n'a permis de mener les études que jusqu'aux noyaux de masse  $A=10$  [Wir02].

Lorsqu'ils furent appliqués aux noyaux légers, en particulier à la chaîne isotopique des Hélium, les calculs initiaux [Pud97, Wir00] sous-estimaient l'énergie de liaison des noyaux. Les auteurs ont donc jugé nécessaire d'introduire des corrélations supplémentaires pour reproduire les énergies de liaison des noyaux. Pour cela ils ont formulé une nouvelle interaction à trois corps [Pie01]. Les paramètres des interactions trois corps, formulées en termes d'échange de pions, sont obtenus par ajustement des résultats du calcul GFMC sur les données des énergies d'un ensemble de 17 états liés ou résonants (de largeur faible) des noyaux

---

<sup>4</sup>« Ce n'est pas une force obscure qui guidera ma vie. »



compris entre  $A=3$  et 8. L'erreur sur l'ajustement est de moins de 2 %. Les termes d'échange de 2 pions sont dus à la diffusion  $\pi - N$  en ondes S et P, ceux à 3 pions sont obtenus par les diagrammes en boucles incluant en états intermédiaires un seul  $\Delta$ . Le modèle inclut aussi un terme répulsif phénoménologique pour prendre en compte plusieurs effets comme les effets relativistes, la suppression par le 3<sup>eme</sup> nucléon, de l'interaction à deux nucléons avec l'échange de 2 pions etc... Les auteurs [Pie01] nous disent que les modèles pour leur interaction à 3 corps n'ont que 5 paramètres – la force des 4 interactions, et le paramètre de coupure pour la courte portée –, et que les 17 énergies de l'ajustement ne suffisent pas à les déterminer de façon unique. Mais rien ne dit que leur décomposition de l'hamiltonien avec les  $V_{NN}$  et  $V_{NNN}$  soit la forme adéquate, ni que les termes envisagés pour modéliser l'interaction à 3 corps soient complets.

On discutera l'application de cette technique aux noyaux d'hélium (Sec. I.2.4).

### I.1.5 Microscopiques ? (Semi-)Phénoménologiques ? *Ab initio* ?

On a vu que l'on voudrait déduire l'interaction dans le noyau à partir de considérations microscopiques, par exemple les degrés de liberté que sont les quarks et les gluons. Récapitulons les passerelles actuellement jetées entre les diverses descriptions<sup>5</sup> et, au passage, examinons ce que l'on entend par interactions microscopiques, phénoménologiques, premiers principes et réalistes :

- QCD – nucléon : le lien entre la description QCD de l'interaction forte en termes de quarks et de gluons, et la vision du nucléon est étudié. Les données sur la structure du deuton obtenues à CEBAF (Sec. I.1.1) montrent que cela réclame encore un effort théorique important.
- nucléon-nucléon libre – noyau : certains théoriciens construisent la passerelle entre les propriétés de l'interaction entre nucléons libres et celles de la matière nucléaire de taille finie, le noyau. Ils qualifient leurs approches d'*ab initio* (Sec. I.1.4), et considèrent qu'il s'agit là d'un moyen de constituer le noyau en termes de briques élémentaires, les interactions nucléon-nucléon libres. On sauterait donc du nucléon vu par QCD, à l'interaction libre  $NN$  puis au noyau et ce cheminement serait donc "microscopique" par rapport aux approches avec interactions effectives  $NN$  (Sec. I.1.2), à la Skyrme, vues comme "semi-phénoménologiques" ou "phénoménologiques" respectivement par ceux qui introduisent mésons et pions dans leurs descriptions, ou bien quarks et gluons.
- QCD – noyau : les premiers liens entre le monde des quarks et gluons et celui du noyau sont certes balbutiants mais l'un des premiers succès a consisté à dériver Skyrme à partir d'un modèle d'échange de quarks et mésons (Sec. I.1.3). La force nucléaire entre nucléons du noyau n'est donc pas dérivée théoriquement à partir

---

<sup>5</sup>certaines tiennent plus de l'échelle de corde à la Indiana Jones que du viaduc de Millau

de l'interaction forte entre quarks et gluons. Une telle description constituerait les "premiers principes" de la description de la force nucléaire dans le noyau.

On recourt donc à des descriptions qui sont appelées phénoménologiques par les théoriciens de QCD, microscopiques si l'on se compare aux paramétrisations empiriques de formules de masse.

### I.1.6 Les techniques

L'augmentation exponentielle de la puissance de calcul ces dernières années a permis d'envisager des techniques numériques plus élaborées pour calculer la structure et les réactions. On peut ainsi étendre vers les noyaux plus lourds des calculs auparavant limités à des noyaux de faible nombre de masse ( $A < 10$ ) ou à des bases peu étendues, ou encore imaginer de nouvelles méthodes qui incorporent une description plus réaliste du noyau.

#### Les modèles en couches

Le noyau atomique est un système à plusieurs fermions interagissant fortement. Il a donc été modélisé comme un système de quasi-particules presque indépendantes, qui se meuvent dans un potentiel commun, et qui peuvent produire un mode élémentaire d'excitation. A ces hypothèses on ajoute la saturation des forces nucléaires à une certaine densité de particules. Le mouvement des quasi-particules dans le potentiel commun conduit directement à une image de structure en couches à une particule pour le noyau. Dans la vallée de stabilité, pour des nombres particuliers de neutrons et de protons,  $N, Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ , les noyaux présentent des propriétés de stabilité accrue (énergie élevée de séparation de neutron ou de proton), des formes sphériques, et il faut leur apporter plus d'énergie qu'à leurs voisins pour les exciter. Ces noyaux dits magiques sont les indices qui ont permis initialement à Maria Goeppert-Mayer et Hans Jensen de modéliser la structure nucléaire en terme de modèle en couches [Goe]. Leurs propriétés ont servi de banc d'essai pour comprendre la structure en couches et ajuster le terme de spin-orbite phénoménologique. Pour ces nombres magiques, les couches sont remplies et les gaps en énergie entre la couche fermée et la couche suivante sont importants.

Le modèle en couches se décline en plusieurs versions, suivant la zone de masse considérée dans la table des noyaux et l'interaction effective qui est ajustée pour rendre compte des propriétés des couches nucléaires dans cette zone. Par exemple, il existe une interaction dite Warburton-Brown pour les noyaux de la couche  $sd$  [War92], une interaction pour la couche  $fp$  [Hon02]. Le noyau est décomposé en un cœur et des particules de valence, dont les interactions par rapport au cœur sont fixées par des charges effectives.

La physique du modèle en couches a considérablement accru son champ d'application ces dernières années grâce aux nouveaux codes de calculs incluant

de très grands espaces de valence, comme les programmes ANTOINE et NATHAN [Cau89] développés à Strasbourg par E. Caurier et F. Nowacki. En 1988, la limite des dimensions accessibles dans la base de déterminants de Slater était d'environ  $10^5$ . Désormais, avec ces nouveaux calculs, on peut atteindre  $10^9$ , ce qui a permis notamment le traitement de tous les noyaux de la couche  $fp$  sans troncation. En particulier, la collaboration des physiciens de l'IReS de Strasbourg (E. Caurier, F. Nowacki, A. Zuker), et de l'université de Madrid (A. Poves, G. Martínez-Pinedo) a étudié les bandes superdéformées dans les noyaux  $^{36}\text{Ar}$  et  $^{56}\text{Ni}$  et la description des états intrus ainsi que la région des  $^{47-52}\text{Cr}$ . Le succès de ces calculs a été démontré de façon spectaculaire avec la prédiction de phénomènes de backbending dans une région de noyaux déformés autour de  $^{48}\text{Cr}$  [Cau95], confirmée ensuite par les mesures sur les noyaux de  $^{47-50}\text{Cr}$ .

- Dans la version du modèle en couches Monte-Carlo (Monte Carlo Shell Model, MCSM) [Koo97] appliquée par Otsuka et ses collaborateurs [Uts01], la diagonalisation des matrices est effectuée par une technique Monte-Carlo ce qui accélère la vitesse de calcul.

Les calculs analytiques de modèle en couches sont certes de plus en plus sophistiqués techniquement, mais la modélisation, elle, n'a pas évolué : ainsi la version MCSM conserve la séparation entre l'espace du cœur et celui de valence. C'est la puissance de calculs pour la diagonalisation des matrices et la recherche des valeurs propres qui a augmenté de façon spectaculaire et permis de réaliser des progrès dans la prédiction de la spectroscopie, avec de nouveaux domaines désormais accessibles aux calculs dans la table des noyaux. On discutera les perspectives du modèle en couches et les nouvelles modélisations développées pour la compréhension des noyaux exotiques dans la suite du chapitre.

## Modèle en couches sans cœur

Contrairement au modèle en couches usuel, tous les nucléons sont actifs dans la description du modèle en couches sans cœur NCSM (No-Core Shell-Model) qui a été développé ces dernières années et appliqué aux noyaux légers de la couche  $p$  [Nav98]. On discutera ces résultats dans le cas des noyaux d'hélium riches en neutrons.

Avec cette approche, on s'affranchit des charges effectives qui fixaient l'interaction des nucléons de valence par rapport à un cœur pré-défini. Il est possible d'employer dans le cadre NCSM des interactions effectives à deux corps, ou à deux et trois corps [Cau01, Cau02, Nav02], telles que celles proposées dans le cadre du modèle *ab-initio*. La limitation du modèle tient encore à la taille de l'espace permis pour les calculs, qui restreint l'espace autorisé pour les nucléons et donc l'extension des fonctions d'onde.

### Champ moyen : HFB

La force nucléaire a pour propriété de lier les nucléons par paires. En physique du solide, des effets d'appariement des électrons ont été expliqués dans le cadre de la théorie de la supraconductivité établie par de Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS). la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov, développée par Bogolyubov et Valatin, a étendu la méthode Hartree-Fock en s'inspirant de la théorie BCS et en incluant explicitement les effets d'appariement.

Les méthodes microscopiques du champ moyen auto-cohérent de type Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB), utilisant des forces "à la Skyrme" ou "à la Gogny", ont été efficaces pour prédire les propriétés de spectroscopie, structure, des noyaux stables ou proches de la stabilité, dans une gamme de masse étendue, depuis les légers (comme les noyaux de Mg) jusqu'aux noyaux superlourds. La méthode HFB incorpore explicitement l'appariement des nucléons. On trouvera en Annexe A.5 une discussion sur les méthodes HFB et BCS et sur leurs applications aux noyaux exotiques.

### Excitations, QRPA et GCM

Pour le traitement des mouvements et des modes collectifs d'excitations de petites amplitudes, les méthodes de la RPA (Random Phase Approximation) et de la QRPA donnent des résultats satisfaisants. Les forces de Skyrme peuvent être employées et désormais des calculs sont menés en des temps raisonnables même lorsque la symétrie sphérique est brisée, et avec les forces de portée finie, comme comme celle de Gogny<sup>6</sup>.

L'approximation du champ moyen est dépassée dès lors qu'on s'intéresse à des phénomènes susceptibles de présenter des corrélations à longue portée : modes de vibration de grande amplitude, rotations associées à des vibrations, excitations de noyaux exotiques qui présentent des formes inhabituellement étendues.

Pour les modes de grande amplitude, les théoriciens ont développé la Méthode de la Coordonnée Génératrice (GCM) [RiSc80]. L'introduction des corrélations au-delà du champ moyen est possible dans le cadre de cette théorie [Bon90] qui représente la fonction d'onde totale du noyau comme une superposition de configurations. Ces états sont projetés exactement sur le moment angulaire et le bon nombre de nucléons. En 2005, les calculs les plus avancés en méthode GCM ne permettent pas d'incorporer la projection exacte (tridimensionnelle) sur le moment angulaire. Une approximation de la GCM est alors employée : par exemple, dans le groupe du SPN de Bruyères-le-Châtel, l'hamiltonien collectif utilisé est déduit à l'approximation de recouvrement gaussien (en GCM+GOA : Gaussian Overlap Approximation). Cela permet de traiter complètement les degrés de vi-

---

<sup>6</sup>Des études sont en cours dans le groupe du SPN de Bruyères-le-Châtel. Les ateliers théoriques SPhN-SPhT-SPN font le point sur ces travaux et ceux de la communauté théorique, voir sur [http://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Space\\_Theorie](http://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Space_Theorie).

bration couplés aux 3 degrés de liberté de rotation, et d'obtenir des spectres collectifs d'excitation. Le raffinement des calculs GCM permet d'avoir une description quantitative de la spectroscopie des noyaux et de leurs formes particulières : comme l'isomérisme de forme (chez le  $^{194}\text{Hg}$  [Bon90]) et les superdéformations. La spectroscopie des noyaux lourds est menée avec succès en utilisant des techniques de mélange de configuration des états obtenus en champ moyen auto-cohérent avec projections du moment angulaire : par exemple pour les isotopes déficients en neutrons de plomb ( $^{186}\text{Pb}$  [Dug03b],  $^{182-194}\text{Pb}$ )[Ben04] le spectre en énergie d'excitation peut être prédit, et interprété en terme de coexistence de forme, avec des structures sphériques, oblate, prolata, et superdéformées.

Dans le cas des rotations, la méthode du champ moyen en repère tournant est appliquée. Elle est abordée en Annexe A.6.

### Agrégats, formes et déformations

Quelle est la forme préférée du noyau quand il minimise son énergie ? Si l'on assimile la matière nucléaire à un fluide, la forme la plus stable pour un noyau est un ballon de football. Depuis les premières expériences en structure nucléaire, cette forme sphérique a été observée pour de nombreux noyaux, notamment à proximité des nombres magiques du modèle en couches. Lorsque l'on s'éloigne de ces nombres magiques, le noyau peut se déformer pour minimiser son énergie, et les formes aplatie, en soucoupe (oblate) et allongée, en ballon de rugby (prolate) sont les plus courantes. Pour se stabiliser, le noyau peut aussi se structurer en plusieurs corps comprenant un ou plusieurs nucléons. C'est le cas des noyaux à halos comme par exemple le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{11}\text{Li}$  avec respectivement un halo d'un et deux neutrons. C'est aussi le cas du  $^8\text{Be}$  composé de deux particules  $\alpha$  dans son état fondamental. Ces structures particulières sont observées ou prédites dans la chaîne isotopique de carbone [Iked68, Oer00].

Le modèle de Dynamique Moléculaire Antisymétrisée (AMD), qui à l'origine permettait l'étude des réactions d'ions lourds a été développé pour étudier la structure des noyaux exotiques légers [Horiu97]. Les configurations des chaînes isotopiques de noyaux légers lithium et béryllium [Kan95be], bore [Kan95b], carbone [Kan96, Kana97] ont été calculées. Ce modèle prévoit des agrégats (clusters) composés de particules alpha et de neutrons dans les noyaux légers <sup>7</sup>.

Ainsi, il peut prédire la formation d'agrégats  $\alpha+t$  dans le  $^7\text{Li}$  et de deux  $\alpha$  pour le  $^8\text{Be}$ , et fournir des énergies de liaison et des états excités qui sont en bon accord

---

<sup>7</sup>Il ne fait aucune hypothèse sur les configurations des noyaux, et ne présuppose pas l'existence d'agrégats. Mais les fonctions d'onde de la base sont des fonctions d'onde gaussiennes, c'est-à-dire similaires aux distributions de densité de protons et de neutrons dans la particule Alpha. Pour un noyau quelconque calculé en AMD, la fonction d'onde résultant de la procédure de minimisation a donc des caractéristiques proches de d'un ensemble d'agrégats d'alphas, mais aucune configuration n'est présupposée, contrairement à la plupart des modèles de clusters qui fixent les caractéristiques des sous-systèmes (alpha, neutrons, ...) et un système de coordonnées relatives entre les clusters, pour calculer la fonction d'onde du noyau.

avec les mesures expérimentales. Le modèle Monte-Carlo Quantique [Pie01] prédit lui aussi l'état fondamental du  $^8\text{Be}$  comme composé de deux  $\alpha$ , et les positions des états excités sont bien reproduites, mais les forces employées ont été réajustées sur les énergies de liaison des noyaux légers, le modèle QMC introduit donc plus de phénoménologie. En particulier, les évolutions des densités de protons et de neutrons pour les isotopes de carbone ont été obtenues [Kana97] et il a été prédit que les  $^{10}\text{C}$  et  $^{11}\text{C}$  présentaient des déformations différentes de leurs densités de protons (oblate pour les deux noyaux) et neutrons, respectivement prolata et triaxiale. **Les études que nous avons menées en (p,p') sur ces noyaux nous ont permis de tester les densités proposées par ce modèle ; cette analyse est expliquée dans l'article [Joua05].**

## I.2 L'apport des noyaux exotiques, comparaison et validité des modèles

Lorsqu'on se représente le noyau en mécanique quantique, les nucléons remplissent des couches suivant le principe de Pauli. Ces couches sont obtenues par la résolution de l'équation de Schrödinger. Le champ moyen nucléaire est modélisé globalement par une fonction diffuse, Woods-Saxon, et un terme de spin-orbite. Une méthode pour étudier ce champ nucléaire consiste à soumettre le noyau à des contraintes, pour étudier les états nucléaires hors équilibre. Il faut donc placer le noyau dans des états extrêmes, soit de son énergie intrinsèque (limite en énergie d'excitation) ou de son moment angulaire (limite en spin) soit du nombre de ses constituants (limite en charge, masse ou isospin).

Ces études expérimentales donnent des informations sur la cohésion du noyau dans ces différents états extrêmes et ainsi sur la force effective par comparaison avec les modèles. Les physiciens de la structure exotique explorent les limites en degré de liberté de l'édifice nucléaire à nombre extrême de neutrons (en excès : drip-line neutron ou déficit : drip-line proton), la limite en moment angulaire des noyaux en rotation, la limite en déformation, la limite en charge, avec la recherche de noyaux super-lourds.

On constate qu'expérimentalement l'augmentation ou diminution du nombre de neutrons par rapport à l'isotope stable diminue l'énergie de liaison du noyau. Cela signifie que le remplissage des couches peut être modifié ainsi que les corrélations entre nucléons. On s'attend à ce que surgissent des modifications de structure, qui peuvent se traduire par des agrégats de quelques nucléons (alpha, triton...), ou entraîner de grandes extensions spatiales de la densité de quelques nucléons, du fait de la faible énergie de liaison du noyau. Des phénomènes similaires, chez les noyaux stables sont également attendus à haute énergie d'excitation. Ces modifications (déformations, changement du remplissage des couches, extension de matière) permettent au noyau de minimiser son énergie et d'assurer la cohésion

de l'ensemble des nucléons.

Jusqu'à présent, les modèles nucléaires se sont appliqués avec succès aux noyaux stables. Notre compréhension de la structure nucléaire repose essentiellement sur ce que nous avons appris des noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité. Avec les faisceaux radioactifs, nous pouvons explorer la structure de noyaux très instables, qui présentent des phénomènes nouveaux : affaiblissement des effets de couches, modification de la structure en couches avec l'apparition de nouveaux sauts en énergie, déformations différentes des distributions de protons et de neutrons, distribution de la densité de matière très diffuse dans certains noyaux légers (formation de halos ou peau de neutrons), clustérisation d'alpha, nouveaux types de radioactivité (décroissance à deux protons), résonances à basse énergie, ...

Les études expérimentales de noyaux éloignés de la vallée de stabilité, ayant un rapport nombre de protons sur nombre de neutrons très différent des noyaux stables, se sont développées grâce aux installations pouvant produire des faisceaux d'ions radioactifs, telles que SPIRAL au GANIL. Nous allons préciser le domaine des noyaux exotiques connu en 2005 (I.2.1) et nous présenterons un exemple d'estimation des drip-lines (I.2.2).

Dans le cas des noyaux exotiques légers, nous discuterons le pouvoir prédictif des modèles sur les noyaux radioactifs aux drip-lines (I.2.3).

Nous examinerons les modifications de structure attendues pour les noyaux de grand rapport  $N/Z$  (I.2.5, I.2.7). Les comportements spéciaux de ces noyaux n'étaient pas prédits par les modèles usuels, La compréhension de ces nouveaux phénomènes réclame des développements théoriques que l'on évoquera plus longuement lors du chapitre V. Il s'agit non seulement de traiter le problème nucléaire à  $\mathcal{N}$  corps au-delà du champ moyen HF-HFB (et cette description est nécessaire aussi bien pour les noyaux radioactifs que pour les stables), mais les théories devront aussi d'incorporer les aspects de couplages au continuum qui ont une forte influence dans les systèmes faiblement liés tels que les noyaux radioactifs proches des drip-lines. Les interactions effectives validées sur les noyaux stables sont également remises en cause, du fait des incertitudes sur la formulation des termes dépendant de l'isospin. Les noyaux radioactifs offrent alors un terrain d'essai pour tester, valider ou infirmer les nouveaux développements des modélisations.

### **I.2.1 Expérience : Energies de liaison, formules de masse, drip-lines**

Nous voulons étudier des noyaux exotiques proches des limites de liaison, ces noyaux n'existent pas à l'état naturel sur Terre. Ces noyaux sont dits instables car ils décroissent par radioactivité  $\beta^-$  (côté riche en neutrons, vers la drip-line neutron) ou  $\beta^+$  (côté drip-line proton), typiquement les temps de décroissance sont longs, de l'ordre de la milliseconde ( $T_{1/2}({}^8\text{He}) = 119 \text{ ms}$ ) au million d'années

(ex :  $T_{1/2}({}^{10}\text{Be}) = 1.5 \cdot 10^6$  années) et résultent de l'interaction faible. Le long d'une chaîne isotopique, lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité du côté déficient en neutrons ou riches en neutrons, on atteint une limite où l'ensemble des nucléons n'est plus lié par l'interaction forte, et ce système décroît en se cassant en un temps de l'ordre de  $10^{-21}$  s. C'est un phénomène instantané, comparé au temps de vie des isotopes voisins liés, ou aux noyaux qui sont produits par la cassure. Par exemple  ${}^7\text{He}$  qui décroît en  ${}^6\text{He} + n$  ( $T_{1/2}({}^6\text{He}) = 807$  ms) et le  ${}^{16}\text{Ne}$  en  ${}^{14}\text{O}$  ( $T_{1/2} = 70.6$  s) +  $2p$ . Ce processus fournit les limites de stabilité en particules des noyaux, les drip-lines, sur la table (N,Z).

En mai 2005, la position de la limite de stabilité en émission de particules est connue jusqu'aux Etain ( $Z=50$ ,  ${}^{100}\text{Sn}$ ) pour les noyaux déficients en neutrons, et la drip-line du côté des noyaux riches en neutrons a été déterminée jusqu'à l'oxygène. Il a été montré expérimentalement que les noyaux  ${}^{22}\text{C}$ ,  ${}^{23}\text{N}$  et  ${}^{24}\text{O}$ , correspondant à un nombre de neutrons  $N=16$ , étaient les derniers isotopes liés de leur chaîne. Si on prend le cas de la chaîne isotopique de l'oxygène, dans le modèle en couches standard le  ${}^{28}\text{O}$  est un noyau doublement magique ( $Z=8$ ,  $N=20$ ), il pourrait donc être lié et présenter une grande stabilité. Or, expérimentalement, on trouve que ce noyau est non lié : il a été recherché par fragmentation d'un faisceau primaire de  ${}^{36}\text{S}$  [Tar97]. Les sections efficaces de production d'isotones  $N=20$  ont été mesurées. Comme aucun événement correspondant au noyau ( $Z=8$ ,  $N=20$ ) n'a été observé, il a été conclu que ce noyau n'est pas lié. Le  ${}^{26}\text{O}$  est non lié également, le dernier isotope observé étant le  ${}^{24}\text{O}$  [Tar97, Sakur99], pour  $N=16$ . Dans la chaîne des fluor, le  ${}^{31}\text{F}$  a été trouvé lié [Sakur99].

Plusieurs théories ont décrit les propriétés des états fondamentaux des noyaux exotiques aux drip-lines. Les prédictions des modèles de masses détaillés dans [Gui89] donnaient le noyau d' ${}^{26}\text{O}$  lié, et l' ${}^{28}\text{O}$  non lié. Les propriétés des derniers isotopes d'oxygène ont été explorées avec succès en approche Hartree-Fock avec les forces de Skyrme [Shen96, Kru97], avec les calculs de champ moyen relativistes [Ren95] et à l'aide du modèle en couches [Pov94, Ots01].

Au-delà des isotopes d'oxygène, la stabilité par rapport à l'émission de particule du  ${}^{31}\text{F}$  a été montrée expérimentalement [Sakur99], et l'instabilité du  ${}^{30}\text{F}$  est fortement indiquée. Cela n'était pas prévu par les formules de masse [Hau86, Mol95]. L'observation du  ${}^{31}\text{Ne}$  a été reportée [Sakur96], contredisant, à nouveau, les prédictions des formules de masse [Hau86], et du modèle en couches.

Des preuves de l'existence des noyaux  ${}^{30,31,32}\text{Ne}$  et  ${}^{38}\text{Mg}$ , et de l'instabilité possible du  ${}^{33}\text{Ne}$  ont été collectées [Sakur97]. Récemment, de nouveaux isotopes riches en neutrons,  ${}^{34}\text{Ne}$ ,  ${}^{37}\text{Na}$  et  ${}^{43}\text{Si}$  ont été produits par fragmentation d'un faisceau de  ${}^{48}\text{Ca}$  [Not02, Luk02] et  ${}^{33}\text{Ne}$ ,  ${}^{36}\text{Na}$  et  ${}^{39}\text{Mg}$  sont non liés [Not02]. Pour prédire correctement la drip-line et comprendre le mécanisme de liaison des derniers isotopes, il faudrait inclure les effets de déformation dans le traitement théorique. Par exemple, dans le cas du  ${}^{32}\text{Mg}$  et du  ${}^{30}\text{Ne}$ , des modèles comme AMD [Kim04] obtiennent une déformation de l'état fondamental accompagnée



d'une énergie de liaison plus grande. Dans les calculs du modèle MCSM [Uts01] une solution liée pour le  $^{29}\text{F}$  est obtenue par un mélange des configurations  $0p0h$  et  $2p2h$ .

## I.2.2 Les estimations des drip-lines et la dépendance des forces en isospin

### • Les estimations des drip-lines

A l'origine, les masses nucléaires ont été estimées avec la formule de masse empirique de Weizsäcker (1935). L'une des versions en goutte liquide les plus abouties est le modèle en goutte liquide à portée finie FRDM (Finite-Range Droplet Model) dont les calculs reproduisent les masses expérimentales au-delà des noyaux d'Azote avec une déviation en r<sub>qm</sub> (rayon quadratique moyen) de 0.66 MeV. Cette formule de masse de la goutte liquide a été améliorée sous la forme de modèles macroscopiques-microscopiques qui ont été développés pour incorporer des ingrédients microscopiques et disposer de modèles théoriques capables d'estimer les masses précisément. La paramétrisation FRDM est déduite des propriétés globales de liaison des noyaux stables.

L'un des objectifs de la théorie de structure nucléaire est la construction d'une fonctionnelle en densité d'énergie "universelle", c'est-à-dire qu'elle permettrait de décrire tous les noyaux à partir du même ensemble de paramètres.

Des formules de masse ont ainsi été construites en calculs auto-cohérents Skyrme Hartree-Fock (HF) et Skyrme Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)[StoD03]; elles rivalisent en précision, pour la reproduction des masses expérimentales avec les formules de masse type goutte liquide, comme on le voit sur la figure I.1 dans le cas des isotopes pairs d'Etain, sur la zone où les données expérimentales existent. Cette figure est réalisée à partir des valeurs calculées par M. Stoitsov, J. Dobaczewski et al. [StoD03], en modèle HFB avec trois forces de Skyrme : SkM\*, Sly4 et SkP et une force d'appariement volumique<sup>8</sup>.

La figure illustre les différentes prédictions des  $S_{2n}$  loin de la stabilité par rapport à la référence FRDM [FRDM95], qui est une représentation des propriétés globales de la matière nucléaire. Les valeurs expérimentales proviennent de l'évaluation de données nucléaires fournies par AMDC03 [AME03] (le dernier point, pour le  $^{136}\text{Sn}$  -carré rouge- est une valeur non-expérimentale, estimée dans la base [AME03]). Le faible écart entre les valeurs expérimentales existantes et les calculs FRDM montre que la paramétrisation est opérante. Cependant on voit qu'en augmentant ou en diminuant le nombre de neutrons, l'écart FRDM-Expérience grandit. La paramétrisation simplifiée adoptée pour FRDM est donc

---

<sup>8</sup>Les fichiers sont disponibles sur le site [Dobw05]. La méthode de Lipkin-Nogami est appliquée pour projeter sur les bons nombres de particules ; le calcul fournit aussi les déformations nucléaires.

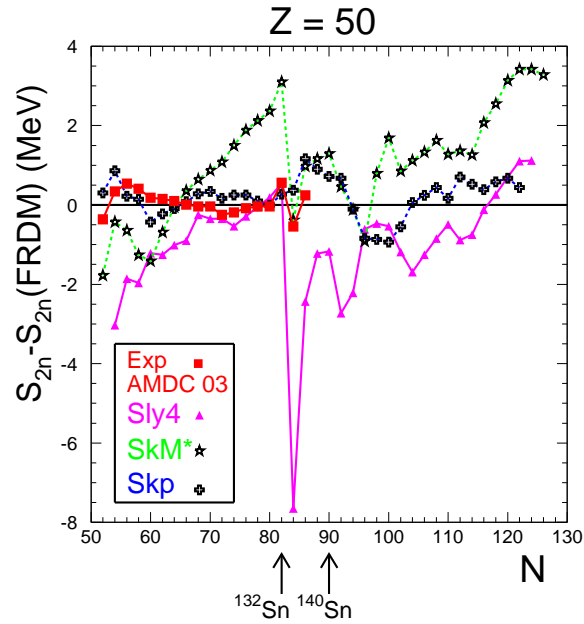


FIG. I.1 – Pour les isotopes pairs des Etain, représentation, en fonction du nombre de neutrons, de la différence entre l'énergie de séparation  $S_{2n}$  expérimentale et celle calculée par le modèle de la goutte liquide (FRDM) [FRDM95],  $S_{2n}^{FRDM}$ , ainsi qu'entre les prédictions  $S_{2n}$  données par le modèle HFB et la valeur FRDM. Les interactions de Skyrme utilisées pour les calculs HFB sont SkM\*, Sly4 et SkP [StoD03].

limitée, puisqu'elle est mise en défaut loin de la vallée de stabilité. Comme on dispose de valeurs  $S_{2n}$  avec la forme FRDM pour les noyaux riches en neutrons, on examine les différences entre les valeurs  $S_{2n}$  données en HFB et en FRDM. On constate que la position de la drip-line varie de plusieurs unités de masse selon la version de la force de Skyrme. C'était déjà le cas en 1996, avec un calcul des isotopes de Sn mené dans le cadre HFB [Dob96], avec des forces de Skyrme [VaBr72, Bei75a] ou de Gogny [DeGo80]. Malgré la complexité accrue des calculs menés par les théoriciens pour prédire les énergie de liaison des isotopes d'étain, la même conclusion est obtenue en 2003. Le problème nucléaire à plusieurs corps, avec les interactions effectives  $NN$  les plus évoluées disponibles actuellement, ne permet donc pas de prédire exactement les propriétés des noyaux de grand isospin. Les ambiguïtés tiennent aux forces choisies, et aux techniques de calculs adoptées pour traiter les effets de corrélation pour les noyaux très faiblement liés. L'exemple flagrant d'incertitude des modèles, selon la force, est ce désaccord sur la localisation de la drip-line neutron illustré par la figure des noyaux d'étain. Comme on le verra, les incertitudes théoriques portent aussi sur l'existence de nouveaux nombres magiques.

### • Variation en isospin

Les connaissances acquises sur les noyaux exotiques ne permettent pas pour l'instant de déterminer de façon exacte la drip-line du côté riche en neutrons. Il faut réexaminer les prédictions des modèles par rapport aux données obtenues aux drip-lines. Dans l'annexe consacrée aux modèles de structure, nous discutons dans le cadre de la fonctionnelle en densité A.2 la situation des noyaux riches en neutrons autour de  $N=16$ .

Le résultat expérimental concernant la drip-line des isotopes d'oxygène, localisée à  $^{24}\text{O}$ , a été interprété récemment avec les calculs de modèles en couches MCSM [Ots01]. Les auteurs invoquent un rôle important du terme de spin-isospin de l'interaction effective  $NN$ , et de l'interaction proton-neutron pour déterminer les nouveaux nombres magiques loin de la vallée de stabilité et le phénomène survenant à  $N=16$ , avec l'élargissement du gap  $1s_{1/2}$  ( $N=16$ ) et  $0d_{3/2}$ .

Ils peuvent aussi expliquer pourquoi la liaison s'étend chez les isotopes de Fluor jusqu'au  $^{31}\text{F}$ , qui possède 6 neutrons de plus que le dernier oxygène lié,  $^{24}\text{O}$  : sous l'influence de l'appariement neutron-proton, l'addition d'un proton à l'édifice nucléaire permet de lier six neutrons supplémentaires.

De nouvelles versions des forces effectives  $NN$  ont été élaborées pour améliorer la description des noyaux radioactifs et inclure les effets liés aux dépendances en isospin, ainsi la force NL3 [Lal97] pour les calculs en champ moyen relativiste (RMF), et, pour les calculs en champ moyen HFB, la force de Skyrme Sly4 [Cha98]. « Une nouvelle force de Gogny [Berg79] a été introduite en 1983 pour mieux décrire les barrières de fission et améliorer la description des propriétés de surface (d'où le "S" de D1S). Pour les termes d'isospin, elle possède les

mêmes propriétés que D1, et son comportement pour les noyaux exotiques n'est donc pas amélioré. En 2005, de nouvelles versions de la force de Gogny ont été testées et l'une était en développement pour avoir une meilleure description des propriétés des noyaux exotiques.» *Communication privée, J.-F. Berger. A suivre en 2006...*

La comparaison des nouvelles données obtenues en s'éloignant de la vallée de stabilité souligne certaines faiblesses de la modélisation, ce qui a révélé que les incertitudes sur les interactions effectives sont grandes, reliées à notre méconnaissance des termes dépendant de l'isospin mais aussi que le traitement en champ moyen est limité. Le traitement en champ moyen et au-delà (corrélations à longue portée) est lui aussi devenu plus sophistiqué au fil des années et à mesure que les calculs étaient confrontés aux données de spectroscopie. Des difficultés conceptuelles (traitement du système à plusieurs corps, traitement d'états quantiques liés et diffus, interaction nucléaire non déterminée avec exactitude) se combinent à des problèmes techniques et de puissance de calculs. Ces inconnues sont à l'origine de notre exploration des contrées exotiques de la table des noyaux : pour caractériser cette interaction Nucléon-Nucléon effective, et pouvoir à terme prédire l'ensemble des propriétés statiques et dynamiques des noyaux sur toute la table de masse, il faut collecter des données dans des cas qui permettent de développer notre compréhension de la structure nucléaire et d'étendre les modèles existants. Mais l'image cohérente de l'interaction effective résulte de la reconstitution d'un puzzle, à partir des variations des observables (énergie de liaison, états excités, distributions des densités de nucléons) en fonction de  $Z$  et  $N$ . Le programme expérimental est celui de l'étude des noyaux exotiques, pour des rapports  $N/Z$  très différents de ceux des isotopes stables. Ce programme se décline en plusieurs expériences, avec lesquelles on compose une image cohérente d'un noyau, et cette image permet de valider ou non les modèles, et leurs hypothèses sur les composantes des interactions effectives qui dépendent du degré de liberté de l'isospin. On n'a donc pas une expérience-phare, ce qui est un non-sens dans notre discipline.

### I.2.3 Le panorama des noyaux légers

J. Carbonell : « *les noyaux légers sont des cathédrales à construire.* »

---

L'énergie de liaison et les énergies d'excitation des noyaux légers représentent des bancs de tests cruciaux pour les modèles microscopiques. Notamment, la spectroscopie des noyaux aux drip-lines, qui ont des rapports  $N/Z$  élevés, devrait fournir une meilleure compréhension des termes dépendant de l'isospin dans les calculs microscopiques. Dans la région des noyaux légers, pour les chaînes isotopiques des noyaux d'hélium à ceux de carbone, la stabilité est un jeu subtil entre le champ moyen et les effets de corrélation. Des calculs ont été effectués avec différentes forces "réalistes" [Wir02], dans le cadre QMC, pour reproduire

---

les énergies de liaison et les niveaux d'énergie expérimentaux des noyaux légers jusqu'à  $A=10$  (il existe aussi des calculs préliminaires sur le  $^{12}\text{C}$ ). Un bon accord a été obtenu pour une force qui contient des termes à deux et trois corps, dont les paramètres sont ajustés sur les données expérimentales.

Cette approche montre d'une part la nécessité des corrélations à trois corps pour comprendre l'énergie de liaison des noyaux légers, et d'autre part indique que la spectroscopie des noyaux exotiques très riches en neutrons apporte une contrainte forte sur l'écriture de la force réaliste  $V_{NN}+V_{NNN}$ .

Ces corrélations à plusieurs corps des noyaux légers riches en neutrons se sont manifestées directement par des structures particulières et des modes d'excitation inhabituels. Des structures telles que les noyaux à halo ont été mises en évidence [Tani85, Han88] : on qualifie ainsi ces noyaux dont la fonction d'onde est très étendue spatialement [Fed94], par rapport à la courte portée de l'interaction forte.

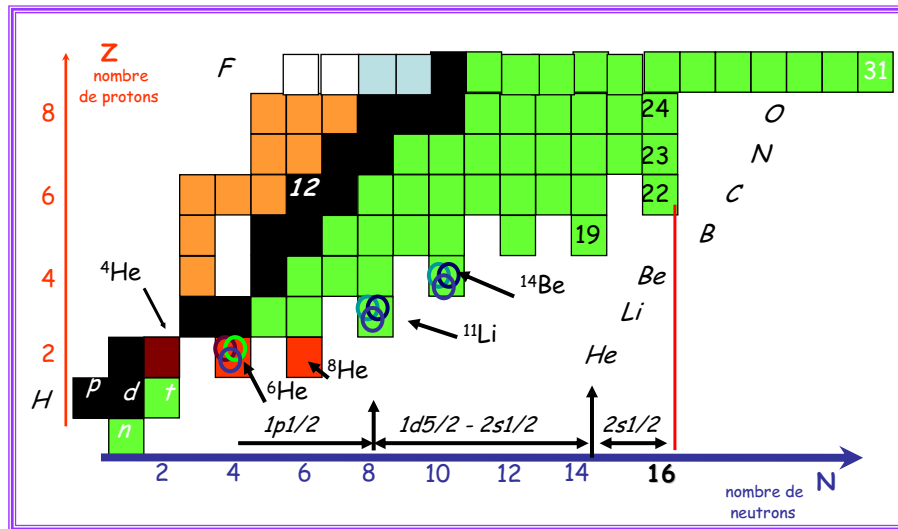


FIG. I.2 – Table  $(N, Z)$  des noyaux légers. En 2005, la position de la drip-line est connue jusqu'à l'oxygène 24.

La probabilité pour qu'un ou deux neutrons soient éloignés d'un cœur constitué du reste des nucléons est élevée, comparée à une densité normale (que l'on peut modéliser sous la forme à deux paramètres de Fermi ou de gaussienne pour les noyaux stables légers comme  $^4\text{He}$ ,  $^9\text{Be}$ ). Ces caractéristiques "exotiques" sont une conséquence directe de la faible énergie de liaison des noyaux légers très riches en neutrons. Des prototypes des noyaux à halo de deux neutrons sont le  $^6\text{He}$  et le  $^{11}\text{Li}$ . Dans le cas de l' $^6\text{He}$ , l'énergie de séparation de 2 neutrons est faible, de 975 keV, ce qui permet aux fonctions d'onde de s'étendre loin du potentiel de cœur [Han87, Dan97]. Ces  $S_{2n}$  faibles sont à l'origine d'une modélisation classique

par deux neutrons orbitant loin d'un cœur. Comme aucun des sous-systèmes binaires (cœur  ${}^4\text{He}$  et  $n$  constituant un  ${}^5\text{He}$  non lié,  $n$  et  $n$ ) n'est lié séparément, mais que l'ensemble des trois sous-systèmes l'est, les noyaux comme l' ${}^6\text{He}$ , le  ${}^{11}\text{Li}$  sont qualifiés de noyaux borroméens [Zhu93a], par référence aux trois anneaux qui ornent le blason de la famille Borromeo : ces trois anneaux sont entrelacés mais si l'un d'eux est coupé, les deux autres ne sont pas liés.

Ces noyaux exotiques changent nos lois habituelles, formulées dans nos livres de cours de physique nucléaire. Les tailles (en terme de rayons quadratiques moyens (rqm) de matière, de rqm de neutrons) de ces noyaux sont différentes de ce qui est attendu à partir de la portée finie de l'interaction nucléaire et les corrélations jouent un rôle important. La décroissance vers des états d'agrégats (trois alpha+ neutrons par exemple dans le cas du  ${}^{16}\text{C}$ ) est favorisée, et les densités de protons et de neutrons peuvent avoir des formes très différentes. Les protons et les neutrons n'adoptent plus, pour l'état fondamental ou pour les excitations, un comportement homothétique.

Des exemples de halos à un ou deux particules sont observés dans le cas des noyaux légers, du côté riche en neutrons de la table des noyaux, dans cette région où prédominent les ondes  $s$  et  $p$  des nucléons de valence ainsi le  ${}^{11}\text{Be}$  a été caractérisé comme un noyau à halo d'un neutron,  ${}^6\text{He}$  et  ${}^{14}\text{Be}$  ont des halos à deux corps. Des indications d'une formation d'un halo dans le cas des noyaux déficitaires en neutrons ont été trouvées pour le  ${}^8\text{B}$  et le  ${}^{17}\text{F}$ , mais les extensions de densités sont moins prononcées, et atténuées par l'effet de la barrière coulombienne.

Les données de diffusion des noyaux à halo se sont multipliées, les cadres théoriques aussi : champ moyen, champ moyen avec corrélations, calculs à plusieurs corps, calculs adiabatique, approximation eikonale avec cœur gelé, modèle de diffusions multiples ... Pourquoi ? Parce les descriptions usuelles ne permettaient plus de reproduire les données de façon satisfaisantes. Un enjeu des analyses avec les noyaux exotiques est de comparer les données existantes, de les confronter aux théories, de montrer la cohérence des données obtenues à l'aide de sondes variées, et finalement de définir le cadre théorique approprié fiable pour prédire les futures réactions avec les noyaux. A terme il s'agit de pouvoir certifier qu'un modèle de réaction-structure pourra bien prédire une section efficace avec une incertitude meilleure que 10 %, pour un noyau quelconque de la table, en se donnant seulement la cible et l'énergie incidente. La liste précise des ingrédients employés, les approximations, la vérification de ces approximations sont bien souvent des points occultés dans la présentation des approches, qui ne prouvent même pas leur pouvoir de prédiction sur des noyaux moins exotiques.

Les noyaux à halo présentent tous une structure faiblement liée avec un seuil de cassure proche de l'état fondamental et un spectre en énergie d'excitation simplifié : peu ou pas d'états excités liés, et des états non liés résonants. De nouveaux modes collectifs ont été prédits dans ces noyaux, comme par exemple le mode dipolaire "doux" (soft dipole modes) [Han87, Alh82] : il s'agirait d'un mode de vibrations des neutrons du halo par rapport au cœur, qui pourrait se traduire

par une résonance à basse énergie dans le continuum des noyaux borroméens ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  and  ${}^{14}\text{Be}$ ). Quelques indications expérimentales en faveur de tels modes ont été trouvées pour le  ${}^{11}\text{Li}$  [Kor97b, Suz00] et l' ${}^6\text{He}$  [Nak00], mais la caractérisation complète (spin, parité, force de transition) de l'excitation de ces modes reste un problème ouvert.

Une étude détaillée de ces résonances dans la mer du continuum a seulement commencé, en utilisant les diffusions inélastiques. L'étude de tels modes est pertinente pour la compréhension de la structure de l'état fondamental, puisque les mécanismes d'excitation du halo reflètent les propriétés de l'état fondamental. Mais les théories ne donnent pas encore une vision globale de l'ensemble du spectre en énergie d'excitation, et la structure des noyaux à halo est loin d'être complètement comprise. Le modèle en couches, des modèles en champ moyen avec corrélations ou à plusieurs corps ont été appliqués à l'étude de ces noyaux, et ils ont conduit à des résultats contradictoires sur les résonances du continuum.

On voit donc que les analyses des réactions avec ces noyaux sont compliquées. Cela tient à une statistique souvent réduite (liée aux faibles intensités des faisceaux très exotiques employés pour ces expériences) et à la complexité de l'analyse des voies de sortie, qui peuvent peupler des états dans le continuum. Suivant les conditions expérimentales, la résolution expérimentale peut être un facteur limitant pour l'observation de structures faiblement produites, et plongées dans un fond physique important. De plus, certains états peuvent ne pas être peuplés suivant la sélectivité des réactions employées. Cela conduit à des résultats apparemment contradictoires sur la position des états.

Selon le modèle envisagé pour la réaction, les prédictions sur la structure des noyaux peuvent différer, comme on l'illustrera dans le cas de l' ${}^7\text{He}$ . Les interprétations théoriques proposent des visions différentes des noyaux ; cela tient non seulement aux forces employées pour mener les calculs, aux hypothèses sur les corrélations entre nucléons dans le cadre des modèles à plusieurs corps, mais aussi aux techniques de traitement des états non liés, et de prise en compte du continuum. Ces visions pourraient être réconciliées si les théoriciens développaient un vrai programme de comparaison de leurs ingrédients et une confrontation systématique aux données existantes, le long des chaînes isotopiques où l'on dispose aujourd'hui d'une grande richesse de données. Ces chaînes présentent des phénomènes très contraignants à reproduire : ce sont des successions de noyaux faiblement liés ou non liés, à halo d'un neutron, deux neutrons, comme on le verra par exemple pour les noyaux d'hélium, ou encore certaines chaînes présentent des agrégats de particules  $\alpha$ , comme dans les isotopes de carbone.

Une description cohérente de l'ensemble de ces isotopes dans le cadre d'un modèle unifié qui ne suppose pas *a priori* une structure à plusieurs corps est encore à réaliser. Nous allons maintenant détailler la spectroscopie des isotopes d'Hélium, et examiner les progrès accomplis dans la compréhension des modèles nucléaires grâce à l'apport des isotopes très exotiques de cette chaîne. Nous verrons (chapitre II) comment nous avons pu compléter les informations de spectroscopie sur les

noyaux  $d^{7,8}\text{He}$ . Au chapitre V nous expliquerons comment poursuivre ces études sur la spectroscopie à basse énergie de  $l^{6,7}\text{He}$ .

## I.2.4 Les noyaux d'hélium : de borroméen à non lié

Les isotopes d'hélium constituent des systèmes simples (2 protons en couche  $s_{1/2}$ ). Avec cette chaîne on peut atteindre la drip-line, et le rapport  $N/Z$  le plus élevé, parmi tous les noyaux liés connus actuellement dans la table des noyaux :  $N/Z=3$  pour  $l^8\text{He}$ . Dans la famille des noyaux d'hélium, nous avons deux noyaux stables ( $^3,4\text{He}$ ) et une succession d'isotopes lié-non lié.  $l^4\text{He}$  est le noyau le plus lié qui soit. L'ajout d'un neutron donne un  $^5\text{He}$  non lié (comme défini en Section I.1, puis avec un second neutron, le système composé est à nouveau lié. Cet  $^6\text{He}$  est faiblement lié. Intuitivement, par comparaison à  $l^5\text{He}$  non lié, on voit qu'il doit sa liaison aux corrélations des nucléons de  $l^\alpha$  avec les deux neutrons additionnels, et on a donc une stabilisation de l'énergie de liaison nucléaire par des effets à trois corps. A nouveau l'ajout d'un neutron produit un système non lié,  $l^7\text{He}$ , puis un autre neutron donne  $l^8\text{He}$  faiblement lié. Théoriquement il est difficile de reproduire cette succession de noyaux et d'avoir une gestion assez fine des corrélations pour passer d'un noyau non lié à un faiblement lié. On dispose d'une large gamme de prédictions théoriques, que l'on peut comparer entre elles et avec l'expérience : modèles à plusieurs corps, approches ab-initio, champ moyen avec corrélations, etc... On va examiner l'état de l'art de ces théories appliquées aux noyaux d'hélium et leurs prédictions concernant les énergies de liaison, la structure et la spectroscopie. On peut alors établir une sorte de hit-parade des théories les plus sophistiquées, et souligner leurs déficiences et les améliorations possibles. De plus on examine la variation des prédictions par rapport à l'expérience en fonction d'une gamme en  $N/Z$  étendue puisque de  $l^4\text{He}$  à  $l^6\text{He}$  on double le nombre de neutrons, avec  $l^8\text{He}$  on le triple. Cela implique pour les théoriciens de comprendre comment agissent les termes dépendant de l'isospin dans l'interaction nucléaire, les corrélations à plusieurs corps, les transitions vers les états du continuum tout proche pour les noyaux faiblement liés de la chaîne.

Dans le cadre du modèle Monte-Carlo quantique, l'introduction de forces à trois corps a permis d'obtenir la faible liaison des  $^6,8\text{He}$  respectivement par rapport à  $\alpha + n + n$  et à  $^6\text{He} + n + n$  [Pie01], et récemment la modification de ces forces à trois corps [Wir02] a amélioré la reproduction du spectre des isotopes d'hélium riches en neutrons. La comparaison des calculs GFMC aux valeurs expérimentales en figure I.3 montre que l'introduction de forces à trois corps (UIX par rapport à AV18) de plus en plus raffinées (IL2 par rapport à UIX) donne un meilleur accord expérience-théorie, mais on constate toutefois que les écarts augmentent pour les noyaux d'isospin élevé ( $^{10}\text{He}$ ).

En Figure I.4, on compare avec l'expérience les prédictions des approches du



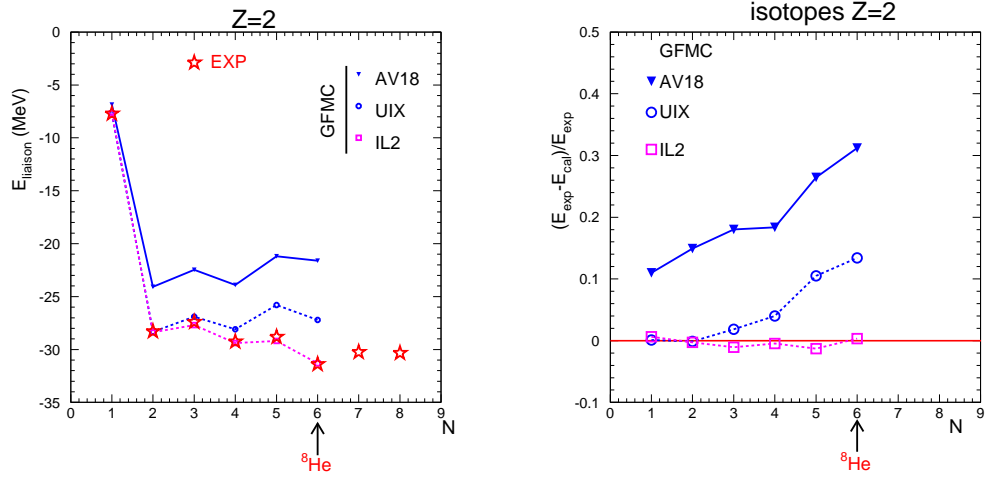


FIG. I.3 – Comparaison des énergies de liaison expérimentales et calculées en technique GFMC pour les isotopes d'hélium avec trois interactions récentes.

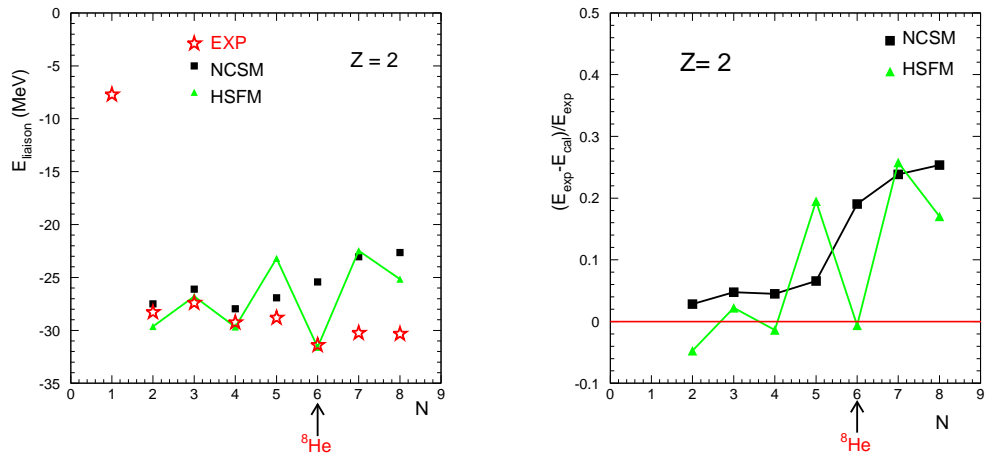


FIG. I.4 – Comparaison des énergies de liaison expérimentales et calculées en modèle en couches sans cœur (NCSM) et en hyperharmonique sphérique (HH) pour les isotopes d'hélium.

modèle en couches sans cœur [Nav98] (Sec. I.1.6) et du modèle en Hyperharmonique sphérique [Tim02]. Celui-ci donne des résultats assez bons, compte-tenu de la force effective très rustique employée, une force de Volkov à deux corps. Que ce soit NCSM ou HH, on constate comme auparavant, le manque de précision dès que l'on regarde les noyaux au voisinage ou au-delà de la drip-line. On illustre, à la fois sur les figures I.3 et I.4, la divergence des théories à mesure que le rapport  $N/Z$  augmente.

Würzler et Hofmann [Wur97] ont pris en compte les aspects à plusieurs corps et les résonances dans les isotopes d'hélium, liés et non liés grâce à la méthode du groupe résonant (Resonating Group Method, RGM). Ils emploient une interaction nucléon-nucléon effective simplifiée.

Nous allons donner les éléments essentiels et une brève carte d'identité de chacun de ces isotopes,  ${}^{6,7,8}\text{He}$ , à partir des travaux expérimentaux et théoriques menés sur ces noyaux. Nous verrons comment compléter les informations sur la structure via les réactions directes que nous évoquerons au chapitre II et par l'analyse des résultats (chapitre III). Nous discuterons aussi à la suite de cette présentation de  ${}^{6,7,8}\text{He}$ , l'importance des couplages pour traiter correctement la spectroscopie de basse énergie des isotopes faiblement liés.

---

Parmi les isotopes d'Hélium, le noyau borroméen d' ${}^6\text{He}$  est celui dont le spectre à basse énergie d'excitation a été exploré le plus intensivement [Til02]. Expérimentalement, une excitation dipolaire douce ("soft dipole excitation") est indiquée à  $\simeq 4$  MeV [Nak00]. Le continuum a été exploré par des expériences menées à GSI à énergie incidente de quelques centaines de MeV (e.g. [Aum99]). Théoriquement, il a été montré que la structure du continuum à basse énergie joue un rôle important pour la description des observables inclusives [Ers97, Ers99], mais un travail théorique, qui inclut les effets de couplages au continuum, mêlant les aspects structurels et de réaction, doit être mené pour traiter de façon cohérente toutes les données de diffusion qui existent sur ce noyau.

Pour étudier la structure de  ${}^{6,8}\text{He}$ , le groupe avec la collaboration MUST a mesuré la diffusion élastique et inélastique de ces noyaux sur cible de proton. Une analyse de  ${}^6\text{He}(p,p')$  a déjà été réalisée [Lag01]. Nous prolongerons cette étude en testant les densités NCSM sur les données (Sec.IV.1.1). L'état fondamental de  ${}^6\text{He}$  et les configurations possibles ont également été étudiés par réaction de transfert avec le détecteur MUST, nous en parlerons en Section III.2.2.

---

La question de  ${}^7\text{He}$  :  ${}^7\text{He}$  est un noyau non lié qui décroît par émission de particules [Sto67]. En modèle en couches standard, la séquence des états attendus est un état fondamental  $3/2^-$  [ $\nu(p_{3/2})^3$ ],  $1/2^-$  [ $\nu(p_{1/2})$ ] et  $5/2^-$ . Il a été étudié à Riken lors d'un travail pionnier : c'était la première réaction de

transfert menée avec un faisceau radioactif,  $p(^8\text{He},d)$  à 50 A.MeV [Kor99]. Le spectre en énergie d'excitation de  $^7\text{He}$  a été déduit, et un état excité résonant a été observé à 3.3(3) MeV au-dessus du seuil  $^6\text{He}+n$  situé à 0.44 MeV. Ses caractéristiques sont sa position  $E^*=2.9$  MeV et sa largeur,  $\Gamma = 2.2(3)$  MeV. Cet état excité, qui décroît principalement en  $\alpha+3n$ , a été interprété comme un neutron  $p_{1/2}$  couplé au cœur d' $^6\text{He}$  dans son état non lié  $2^+$ . et une assignation de spin  $5/2^-$  a été proposée [Kor99]. Cette résonance a été observée aussi à  $E^*=2.95(10)$  MeV ( $\Gamma = 1.9(3)$  MeV), dans la réaction  $^9\text{Be}(^{15}\text{N},^{17}\text{F})^7\text{He}$  [Bohl01]. Dans l'expérience de cassure [Mei02] de  $^8\text{He}$  sur une cible de carbone, l'énergie relative de  $^6\text{He}$  et des fragments neutrons a été reconstruite et le spectre ajusté sur les données est en faveur de l'hypothèse d'un état résonant à  $E^* = 0.6(1)$  MeV ( $\Gamma = 0.75(8)$  MeV). l'observation du fragment d' $^6\text{He}$  exclut la configuration  $5/2^-$  car elle est associée au cœur non lié d' $^6\text{He}(2^+)$ ; il est donc possible que cet état soit le  $1/2^-$ , cela a été discuté dans [Mei02]. Récemment, les états de basse énergie de  $^7\text{He}$  ont été étudiés par la technique des états isobariques analogues (IAS) du  $^7\text{Li}$  [Rog04]. Les auteurs ne confirment pas le résultat de Meister, mais ils donnent un état analogue d'une résonance très large ( $1/2^-$ ,  $\Gamma=3/2$ ) placée à une énergie d'excitation au-delà de 2.2 MeV dans  $^7\text{He}$ . D'un point de vue théorique, des calculs récents [Wur97, Nav98, Pie01] s'accordent pour prédire au moins 2 résonances,  $1/2^-$  et  $5/2^-$ , au-dessus de l'état fondamental  $3/2^-$ . Les modèles microscopiques ne prédisent aucun état de parité positive à basse énergie. Dans le modèle RGM [Wur97], les états  $1/2^-$  et  $5/2^-$  sont donnés par le couplage d'un neutron  $0p_{1/2}$  avec le cœur de  $^6\text{He}$  respectivement dans son état fondamental ou son état excité  $2^+$ . Nous présenterons les résultats de la réaction  $^8\text{He}(p,d)$  réalisée à 15.7 A.MeV avec une meilleure résolution en énergie et une couverture angulaire plus étendue que dans l'expérience précédente (p,d). Le spectre en énergie d'excitation déduit pour  $^7\text{He}$  sera discuté au chapitre II, avec l'analyse des distributions différentielles  $p(^8\text{He},d)^7\text{He}_{e,f}$  et  $p(^8\text{He},d)^7\text{He}^*$ . Il faut noter que les états excités  $1/2^-$  et  $5/2^-$  n'ont pas été observés simultanément lors des précédentes expériences, soit à cause du pouvoir de résolution trop faible soit du fait de la sélectivité du processus de réaction.

---

$^8\text{He}$  possède 4 neutrons de plus que l' $\alpha$ , ces 4n sont liés de seulement 3.1 MeV (à comparer aux 28.3 MeV d'énergie de liaison de l' $\alpha$ ). Pour supprimer une paire de neutrons à  $^8\text{He}$ , 2.6 MeV sont nécessaires. Il ne possède aucun état excité lié et une résonance de basse énergie à 3.6 MeV [Kor93] attribué à un état  $2^+$  au vu des sections efficaces (p,p'). Juste en considérant l'excès de 2 neutrons, on s'attendrait à ce que  $^8\text{He}$  soit  $\simeq 10\%$  plus grand en terme de rqm de matière que  $^6\text{He}$ , et que sa densité s'étende à de plus grands rayons que celle de  $^6\text{He}$ . Or si l'on compare les tailles des isotopes d'He, la compilation des résultats publiés sur les rqm de  $^6\text{He}$  et  $^8\text{He}$  montre que leur taille est comparable, le rqm de la densité de matière de ces deux noyaux est de  $2.5 \pm 0.1$  fm. Ces rqm sont

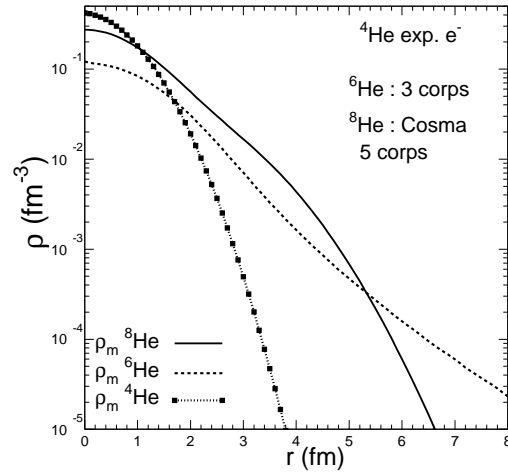


FIG. I.5 – Comparaison des densités de matière des isotopes  ${}^4,{}^6,{}^8\text{He}$ .

déduits de l'analyse à plusieurs corps [AlK98] menée sur la diffusion élastique  ${}^6,{}^8\text{He}+p$  mesurée à haute énergie [Alk97] et sur les données de sections efficaces de réactions [AlK96, AlKh96b].

Les premiers  $q_{\text{m}}$  de matière expérimentaux [Tan85], pour les noyaux  ${}^6,{}^8\text{He}$ , déduits de mesures de sections efficaces d'interaction, signalaient déjà un comportement spécial des isotopes d'hélium. Cela a suscité le développement de modèles à plusieurs corps originaux. Une structure de  ${}^8\text{He}$  où la fonction d'onde des neutrons est plus compacte que pour  ${}^6\text{He}$  a notamment été suggérée par le modèle à plusieurs corps dit modèle COSMA [Zhu94] qui suppose la décomposition en un cœur d' $\alpha$  inerte entouré de 4 neutrons dits de valence (le  $S_{4n}$  expérimental est un ingrédient du modèle) constituant une peau de neutrons dans la sous-couche remplie  $0p_{3/2}$ . Une peau de neutrons par rapport à un halo de neutrons se caractérise par un  $q_{\text{m}}$  des neutrons de valence plus faible. Ce modèle ne calcule pas naturellement les excitations du noyau.

La description théorique de  ${}^8\text{He}$  a été menée également dans le cadre de modèles semi-phénoménologiques ou microscopiques :

- modèle de Sagawa [Sag92] : les densités sont calculées en prenant le modèle Hartree-Fock et incluant des corrélations qui prennent en compte la faible énergie de liaison neutron de  ${}^8\text{He}$ , la densité obtenue est plus étendue que dans le cadre COSMA ;
- modèle en couches sans cœur (NCSM) [Nav98]
- modèle microscopique de clusters, RGM [Wur97].

Au chapitre 3 on comparera les profils des densités Navrátil (modèle en couches),

Sagawa (champ moyen et corrélations) et COSMA (5 corps). D'autre part, l'état fondamental de  ${}^8\text{He}$  peut être décrit comme un mélange des configurations  ${}^6\text{He}(2^+) + 2n$  et  ${}^6\text{He}(0^+) + 2n$  [Kor03]. Dans une image naïve du modèle en couches, l'état fondamental de  ${}^8\text{He}$  correspond à une couche fermée en  $\nu 0p_{3/2}$  ce qui fournit par l'estimation de la règle de somme, un facteur spectroscopique  $C^2S = 4.0$  pour le pickup d'un neutron vers l'état fondamental de  ${}^7\text{He}$ . Pour savoir si ces visions de  ${}^8\text{He}$  sont cohérentes, nous utiliserons la réaction (p,d) comme outil spectroscopique le plus naturel pour explorer la spectroscopie de  ${}^7\text{He}$ .

Sur la figure I.5 nous comparons les densités de matière des trois isotopes d'Hélium liés : la densité de l' $\alpha$  ( $r_{qm_m} = 1.49$  fm), déduite de la densité de charge mesurée par diffusion d'électrons, la densité de  ${}^6\text{He}$  donnée par le modèle à trois corps [ALK96] et dont le rayon de matière est de 2.53 fm (2.78 pour les neutrons, 1.94 fm pour les protons) et celle de  ${}^8\text{He}$  obtenue dans le modèle COSMA à 5 corps.

On soupçonne donc le noyau d' ${}^8\text{He}$  de développer non pas un halo de deux neutrons autour d'un cœur d' ${}^6\text{He}$ , mais une peau de quatre neutrons s'étendant loin d'un cœur d' ${}^4\text{He}$ . Quatre neutrons remplissent une sous-couche (la  $p_{3/2}$ ) en accord avec le modèle en couches, et cet effet stabilisateur renforcerait la cohésion de  ${}^8\text{He}$ . Mais on ne connaît pas les corrélations mises en jeu entre les nucléons de  ${}^8\text{He}$  qui permettent ce phénomène.

Du point de vue microscopique, ce noyau offre la possibilité d'étudier les fonctions d'onde 4 neutrons loin du cœur d'alpha et de façon générale l'interaction effective nucléon-nucléon  $NN$  pour une matière à densité très faible de matière et très riche en neutrons. En 2000, la situation théorique et expérimentale n'était pas claire, sur la présence d'états excités à 2.9 MeV, 3.6 MeV ou 4.5 MeV [Mark01] (et références incluses). Par la sonde (p,p'), Korshennikov et al., avaient obtenu un état  $2^+$  situé à 3.6 MeV [Kor93]. Pour en savoir plus, et pour étudier ses densités de matière (répartition spatiale des nucléons) et ses états excités, le groupe du SPhN a voulu mesurer les distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique (p,p') pour la transition de l'état fondamental  $0^+$  vers le premier état excité  $2^+$ . Ces réactions permettent de réaliser la spectroscopie des résonances à basse énergie du noyau, et d'étudier les densités de l'état fondamental et de transition vers des états excités. Cela a constitué la thèse de Flore Skaza. On a pu interpréter les résultats obtenus au moyen de modèles nucléaires microscopiques pour en déduire des informations sur la structure de  ${}^8\text{He}$ , comme le montreront les chapitres III et IV.

---

L'observation des propriétés des noyaux d'hélium très riches en neutrons illustre l'importance des corrélations et des couplages au continuum. Grâce à leur petit nombre de nucléons qui autorise un traitement exact des approches microscopiques les plus complexes conçues actuellement, ces noyaux ont été des terrains d'essai pour les modèles, et ils ont fait l'objet d'une confrontation des

---

prédictions théoriques. Au-delà des particularités des modèles (aspect à plusieurs corps, corrélations, interactions réalistes, ...) la comparaison des spectres théoriques avec l'expérimental renseigne sur les ingrédients nécessaires pour optimiser la modélisation du noyau : les notions de couplages au continuum ont été progressivement introduites, et les théoriciens, au fil des années, ont fait évoluer leurs modèles pour inclure ces couplages. Il s'agit soit d'une simulation de ces effets via des appariements spécifiques ou des corrélations ad hoc, ou bien d'un traitement qui couple explicitement l'espace des états liés aux états non liés, comme on l'évoquera en I.2.6. Il faut noter que nous disposons actuellement de modèles très élaborés au niveau des interaction effectives employées (modèles en couches *ab initio*) mais qu'ils ne traitent pas les états excités non liés comme des résonances. Le modèle RGM, qui, lui, prend en compte les caractéristiques résonantes des états, utilise comme interaction effective une interaction entre deux nucléons très simplifiée, de type Volkov. Au chapitre II, on confrontera ces deux approches aux résultats de spectroscopie des  ${}^7,8\text{He}$  obtenus par (p,d) et (p,p') et on discutera des limitations de chacun de ces modèles.

### I.2.5 Modification des effets de couches et nouveaux nombres magiques, relation "anormale" du $B(E2)$ et de $Ex(2^+)$ , et quid du spin-orbite ?

#### Modification des effets de couches

Pour des noyaux riches en neutrons, loin de la vallée de stabilité, on s'attend à ce que la structure en couches usuelle soit remise en cause, du fait des variations de l'interaction effective avec les grandes valeurs d'isospin  $(N-Z)/2$ . Les effets usuels de magicité pour les nombres de neutrons établis dans la vallée de stabilité  $N=2, 8, 20, 50, \dots$  peuvent être atténués (gaps moins prononcés) ou disparaître. La recherche de la modification des effets de couches et des nombres magiques est l'un des axes de recherche principaux avec les faisceaux radioactifs, parce qu'elle permet de développer notre compréhension de l'interaction effective loin de la vallée de stabilité et de signer des effets liés aux grandes valeurs de l'isospin. Des modifications de la structure en couches loin de la vallée de stabilité ont déjà été observées dans plusieurs régions proches de la drip-line neutron : les analyses des données d'excitation par réactions directes collectées dans les régions  $N=8, 20$  et  $28$  respectivement autour des noyaux de  ${}^{12}\text{Be}$   ${}^{32}\text{Mg}$  (îlot d'inversion) et  ${}^{44}\text{S}$  ont permis de déduire que les gaps associés étaient réduits, et que les nombres magiques de la vallée de stabilité étaient remis en cause pour les noyaux radioactifs. Théoriquement, d'où proviennent ces modifications de structure en couches par rapport à la situation de la vallée de stabilité ?

Quand on s'éloigne de la vallée de stabilité, des effets liés aux termes dépendant de l'isospin dans l'interaction effective NN vont être augmentés. Si ces termes sont

mal modélisés par les théories, on observe des déviations expérience-théorie, et on prédit les nombres magiques usuels,  $N=20, 28, \dots$  alors que ceux-ci ne sont plus valides. En fait, quand on s'éloigne de la vallée de stabilité, le potentiel de liaison des particules est plus diffus d'où des distributions étendues, se traduisant notamment par le halo, les peaux de neutrons et les déformations (îlot d'inversion des couches usuelles autour de  $^{28,30}\text{Na}$  [Pri02],  $^{32}\text{Mg}$ ). Différents termes de l'interaction  $NN$  sont susceptibles d'engendrer ces changements : ainsi l'influence de l'interaction monopolaire  $np$  (spin-orbite ou spin-flip) est une explication donnée par Otsuka [Ots01] pour les régions  $N=16$  et  $N=34$  [Hon02] ; l'affaiblissement du spin-orbite de la stabilité vers les régions riches en neutrons a également été indiquée comme possible source des modifications de couches. Tous ces effets agissent combinés, via le champ nucléaire. Pour l'instant, il est difficile de donner des preuves expérimentales précises et conclusives pour mettre en évidence le changement de l'un de ces effets en particulier. Ce sont des convergences expérimentales qui fournissent les interprétations en termes de corrélation  $n - p$ , spin-orbite, etc...

### Nouveaux nombres magiques

Les discussions, dans le cadre du modèle en couches, sur la disparition de la fermeture de couches vers les drip-lines, comme à  $N=8$  autour du  $^{12}\text{Be}$ , à  $N=20$  autour de  $^{32}\text{Mg}$  et les effets liés aux déformations des noyaux dans ces régions sont récapitulées dans [Bro01].

#### **$N=16$**

La présence d'un nombre magique se traduit par une baisse de  $S_n$  au passage de ce nombre. Pour les noyaux stables, d'isospin faible, cette diminution apparaît pour les noyaux ayant un nombre magique de neutrons  $N=8$  ou  $N=20$ . Mais quand on s'éloigne de la vallée de stabilité (quand  $T_z$  augmente) la cassure s'estompe au profit d'une autre à  $N=16$  [Oza00], pour les noyaux riches en neutrons des isotopes de C à O. Ozawa et al. [Oza00] ont combiné l'évolution des énergies expérimentales de séparation d'un neutron  $S_n$ , pour des noyaux légers d'isospin différents, en fonction du nombre de neutrons, et les mesures de sections efficaces d'interaction  $\sigma_I$ , pour les noyaux exotiques des chaînes isotopiques N, O, F, Na and Ne. Ils affirment que ces systématiques indiquent des ruptures de pente à  $N=16$  qui signeraient un nouveau nombre magique.

Ces constatations expérimentales ont été comparées aux calculs en couches Monte-Carlo d'Otsuka [Ots01], qui prévoient également pour les noyaux riches en neutrons autour de  $Z=8$  un large écart de l'ordre de  $\simeq 5$  MeV entre  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$ .

L'évolution possible de la magicité loin de la stabilité a été prédite très tôt par Beiner, Mas et Lombard [Bei75b, Lom90] : avec la méthode de la fonctionnelle en densité ils obtenaient, à grand nombre de neutrons, pour les isotopes C, N et O, un gap en énergie plus large entre les couches  $1s_{1/2}$  ( $N=16$ ) et  $0d_{3/2}$  qu'entre

$0d_{3/2}$  ( $N=20$ ) et  $0f_{7/2}$ . Cet écart se traduit par  $N=16$  qui devient un bon nombre magique, alors qu'à  $N=20$  la magie disparaît. Les derniers isotopes liés qu'ils prévoyaient étaient les noyaux  $^{22}\text{C}$ ,  $^{23}\text{N}$  et  $^{24}\text{O}$ , ce qui correspond à l'observation expérimentale (Sec. I.2.1).

D'autres signatures sont requises pour confirmer le nouveau nombre magique, et examiner le gap qui produit l'absence de liaison des isotopes au-delà du  $^{24}\text{O}$ , en particulier des données correspondant à l'excitation de l'état  $2^+$ . La Fig. I.6 (gauche) présente les énergies expérimentales de séparation à un et deux neutrons  $S_n$ ,  $S_{2n}$  et les énergies d'excitation  $E_{exc}(2^+)$  connues pour les isotopes d'oxygène. A droite, la figure extraite de [Ots01n] montre les énergies théoriques effectives à une particule en fonction de  $N$ .

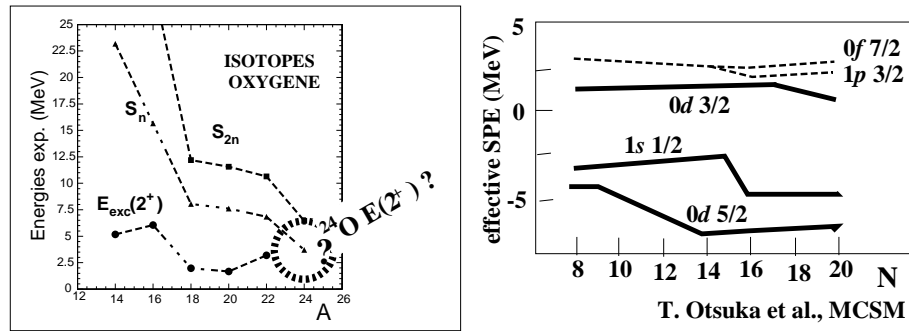


FIG. I.6 – Energies des états excités  $2^+$  des isotopes d'oxygène et énergies calculées de séparation à une particule extraites de [Ots01n].

Elles sont calculées avec le modèle en couches Monte-Carlo et l'interaction monopolaire  $T=1$  a été modifiée [Uts99] pour reproduire la drip-line observée en oxygène. A mesure que le nombre de neutrons augmente, un gap significatif entre les orbites  $0d_{3/2} - 1s_{1/2}$  est obtenu, atteignant 6 MeV à  $N=16$ . Cet effet a été attribué au changement de l'interaction proton-neutron en fonction de l'isospin. Un calcul classique de modèle en couches  $sd$  (calcul de B.A. Brown [BrW88] cité et comparé au résultat MCSM dans la réf. [Uts99]) a trouvé un gap plus étroit (environ 4.5 MeV), et un état  $2^+$  à 4.2 MeV alors qu'il est de 5.5 MeV en MCSM. Le noyau  $^{24}\text{O}$  a été récemment revisité avec la théorie QRPA en utilisant des couplages de particule-vibration [Col01] ou des couplages au continuum [Khan02], et dans le cadre du MCSM en incluant aussi des couplages au continuum [Ots01]. Toutes ces théories prédisent une énergie d'excitation  $2^+$  au-dessus du seuil de neutron, ce qui correspond au résultat expérimental : aucune raie gamma n'est observée dans le spectre d'excitation de l' $^{24}\text{O}$  [Stan04]. T. Otsuka et Fujimoto prédisent le  $2^+$  à 300 keV au-dessus du seuil de neutron<sup>9</sup> lorsque des effets de

<sup>9</sup>communication privée en 2002.



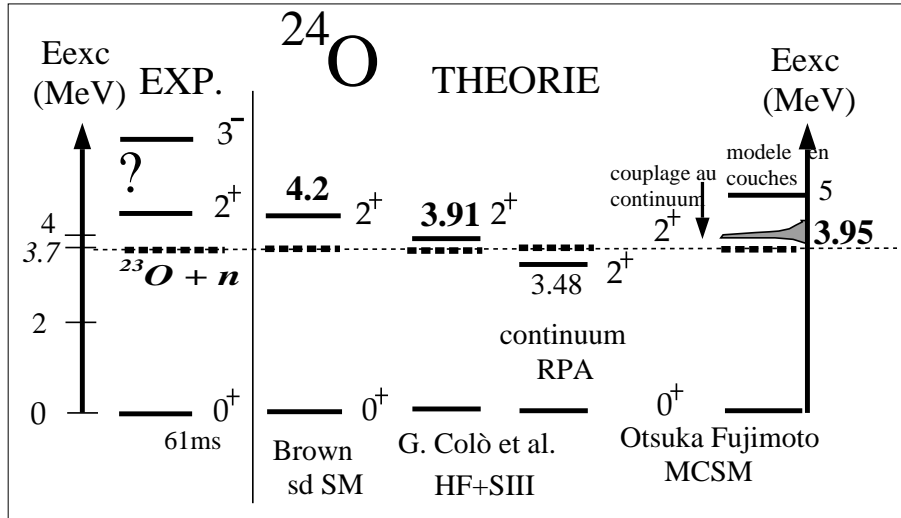


FIG. I.7 – Spectroscopie de l' $^{24}\text{O}$  : situation théorique et expérimentale.

couplage au continuum sont incorporés dans les calculs MCSM. La situation expérimentale et théorique de l'état  $2^+$  de l' $^{24}\text{O}$  est résumée sur la Fig. I.7.

Une expérience visant à étudier une éventuelle existence d'une fermeture de couche pour  $N=16$  dans les néons a été réalisée au GANIL par le SPhN, en collaboration avec des physiciens du GANIL et de l'université d'Ioannina. Le porte-parole de cette expérience était Alain Gillibert, l'analyse et l'interprétation des données a constitué la thèse d'Alexandre Obertelli (qui soutiendra le 22 septembre 2005). L'idée est de déposer un neutron sur la structure en couches du  $^{26}\text{Ne}$  et de considérer les excitations en énergie du  $^{27}\text{Ne}$  résultant. On estime que l'excitation du neutron reflètera les séparations d'énergie entre les couches, et les sauts en énergie traduiront un gap plus ou moins marqué à  $N=16$ . On explore la spectroscopie du  $^{27}\text{Ne}$  par la réaction de transfert à un nucléon à partir du faisceau SPIRAL de  $^{26}\text{Ne}$  :  $^{26}\text{Ne}(d,p)$ . Comme le faisceau de  $^{26}\text{Ne}$  est peu intense (2000 part/s), une cible cryogénique épaisse a été employée ( $D_2$  de  $17\text{ mg/cm}^2$ ) ce qui ne permet pas de faire de la spectroscopie avec la particule chargée de recul, le proton. On emploie donc la spectroscopie gamma et on n'explore que les niveaux sous le seuil de séparation d'un neutron ( $S_n=1400\text{ keV}$ ). On procède ainsi : le produit lourd  $^{27}\text{Ne}$  est identifié au plan focal de VAMOS et on détecte en coïncidence les particules gamma dans l'ensemble EXOGAM. Le spectre d'excitation du  $^{27}\text{Ne}$  est reconstruit. On obtient, sous le seuil neutron, deux états excités : à  $765(5)\text{ keV}$  et à  $885(5)\text{ keV}$ . Le premier état est un candidat possible pour un état de parité négative ( $3/2^-$  ou  $7/2^-$ ). Comme il est situé à basse énergie d'excitation, cela peut signifier que cet état du  $^{27}\text{Ne}$  correspond à un neutron occupant une couche  $f_{7/2}$  ou  $p_{3/2}$  au-dessus du gap à  $N=16$ . Mais cela est obtenu dans une approche "modèle en couches". Pour avoir une réponse non ambiguë

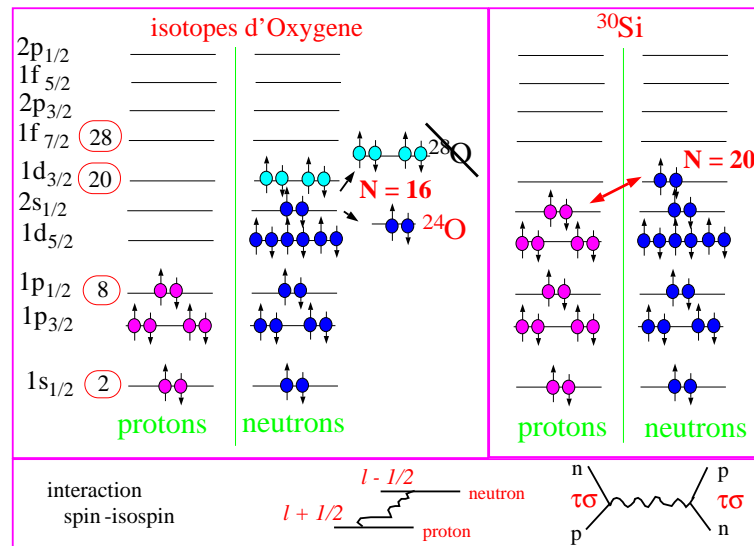


FIG. I.8 – Vision simplifiée du modèle en couches montrant l'occupation des couches dans le cas de deux noyaux  $N=16$ , le  $^{30}\text{Si}$  stable, et le noyau exotique  $^{24}\text{O}$ .

sur la structure du  $^{27}\text{Ne}$ , il ne suffit pas de se fonder sur un cœur inerte et d'associer les particules de valence, il faut en principe calculer avec tous les nucléons la fonction d'onde, en champ moyen étendu avec corrélations, continuum ...et en prenant en compte l'appariement nucléaire.

En annexe (A.7.1 et A.7.2), je discute les calculs HFB qui sont menés avec des corrélations au-delà du champ moyen, pour décrire la zone des noyaux riches en neutrons autour de  $N=16$  et  $N=20$ .

La chaîne des noyaux de néon est particulièrement intéressante : en modèle en couches, le  $^{30}\text{Ne}$  est prédit par Otsuka superdéformé avec une très grande déformation des neutrons. D'autres approches évoluées, qui ne présupposent pas un cœur et des particules de valence, ont été menées sur les isotopes de néon riches en neutrons, pour en comprendre les modifications des effets de couches. Les structures à basse énergie des noyaux  $^{26,28,30}\text{Ne}$ , qui sont reliées à la brisure de la fermeture de couches  $N=20$ , ont été étudiées [Kim04] dans le cadre du modèle AMD en base déformée avec une méthode GCM employant la force D1S. Les auteurs, M. Kimura et H. Horiuchi, obtiennent que des structures en agrégats de particules  $\alpha$  pourraient survenir, très proches de l'état fondamental, et sont en compétition avec la structure générée par le champ moyen. Dans le cas des  $^{28,30}\text{Ne}$ , ils prédisent une énergie d'excitation faible pour les états de parité négative, pour lesquels les neutrons sont promus dans l'orbite  $pf$  à partir de l'orbite  $sd$ . Ceci est considéré comme un phénomène typique accompagnant la disparition de la fermeture de couche à  $N=20$ . Ils trouvent aussi que la structure  $4p4h$  en neutrons

du  $^{30}\text{Ne}$  apparaît à basse énergie et contient des corrélations  $\alpha + ^{16}\text{O} + 10$  neutrons.

Avec les noyaux riches en neutrons, les théoriciens disposent d'un banc de test pour vérifier les effets, en fonction du nombre de neutrons, des modifications qu'ils introduisent sur la modélisation de l'appariement et des interactions effectives. Comme on le voit dans les études menées sur les changements de structure et les déformations loin de la vallée de stabilité, cela nécessite de maîtriser au préalable le jeu des corrélations au-delà du champ moyen. La discussion sur les disparitions des effets de couches et l'apparition de nouveaux gaps magiques, nécessite une approche (auto-) cohérente qui soit robuste d'une drip-line à l'autre, et qui examine soigneusement aussi bien les calculs de spectroscopie que les déformations.

### Nouvelles régions

Les premières générations de faisceaux radioactifs nous ont donc appris que les nombres magiques du modèle en couches peuvent être remis en question quand on s'éloigne de la vallée de stabilité, comme on l'illustre sur la partie gauche de la figure I.9, avec le nombre magique usuel  $N=20$  qui n'est plus un bon nombre magique pour les noyaux d'oxygène. Les noyaux proches des drip-lines présentent des distributions de densités plus diffuses dues à leur excès de neutrons ou de protons. La présence du halo ou d'une peau de neutron pour certains noyaux exotiques modifie la description du potentiel moyen ressenti par les nucléons dans le noyau. Les calculs de champ moyen relativiste prévoient une réduction du terme spin-orbite, qui possède un facteur de forme proche de la dérivée du potentiel moyen, et donc une modification de la structure en couches des niveaux d'énergie obtenue pour les noyaux stables. L'effet de cet affaiblissement est illustré sur la figure I.9 (à droite) pour les nombres magiques 50 et 82 qui sont créés par la séparation des couches  $j = l + 1/2$  et  $j = l - 1/2$  due au potentiel spin-orbite. Ce changement dans la description du potentiel effectif va alors entraîner l'apparition de nouveaux nombres magiques comme 40 et 70 qui sont ceux de l'oscillateur harmonique, sans terme de spin-orbite. Ces nouveaux nombres magiques ne sont qu'un exemple de ce qui peut survenir dans les zones très riches en neutrons. Ces prédictions, comme c'était le cas pour les drip-lines dépendent des ingrédients des calculs (interactions, corrélations, couplages). La confirmation expérimentale nécessitera des études systématiques pour contrôler l'évolution des propriétés nucléaires en fonction du nombre de neutrons. La figure I.9 montre alors que si l'on veut traquer de nouveaux noyaux doublement magiques, il faudra contrôler l'évolution des propriétés nucléaires ( $S_n$ ,  $S_{2n}$ , excitations des protons et des neutrons) en fonction du nombre de neutrons. La confirmation expérimentale nécessitera des études systématiques le long de chaînes isotopiques.

Par exemple, un indice de l'existence d'une fermeture de couche pour  $N=50$  dans le cas des Ni pourrait être donné en faisant interagir un faisceau de  $^{78}\text{Ni}$  sur une cible de protons ou deutons, les résultats des réactions de transfert donnant accès aux niveaux excités des particules.

- **$N = 32, 34$**

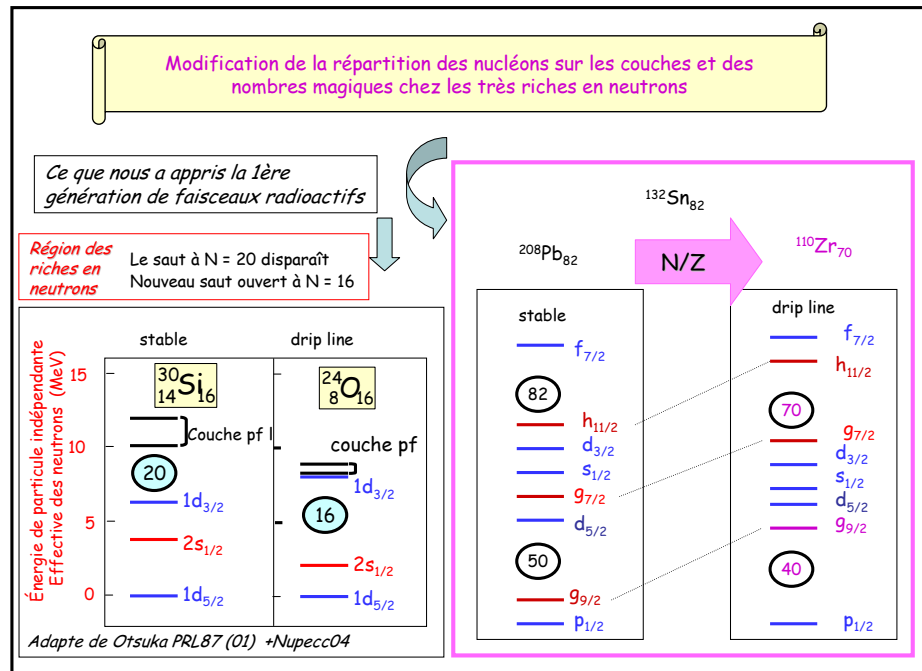


FIG. I.9 – Modification des effets de couches pour des noyaux riches en neutrons éloignés de la vallée de stabilité. A gauche : les études expérimentales menées avec les faisceaux radioactifs de première génération à Riken, à MSU et au GANIL ont montré que le nombre magique  $N=20$  établi dans la vallée de stabilité est modifié et que le nouveau gap en énergie à la drip-line, en oxygène, correspond au nombre magique  $N=16$ . (Le schéma de couches est adapté à partir de l'article de T. Otsuka et al. [Ots01]). A droite : le même phénomène est attendu chez les noyaux riches en neutrons plus lourds au voisinage des nombres de l'oscillateur harmonique  $N = 40, 70$ , qui deviendraient des nombres magiques loin de la vallée de stabilité.

Avec la fonctionnelle en densité,  $N=16$  était prédit comme nouveau nombre magique pour les isotopes riches en neutrons d'oxygène et de fluor. De même, on prédit dans ce cadre<sup>10</sup>  $N=34$  comme nouveau nombre magique. Dans le cas des chaînes des Ne, Na et Mg, cela correspond à des noyaux non liés. Mais dans les chaînes des Si et S, un phénomène similaire à celui relevé pour les noyaux d'oxygène pourrait être observé : une arrivée à la drip-line pour  $N=34$  avec  $^{48}\text{Si}$  et  $^{50}\text{S}$  se trouvant être les derniers isotopes liés. Dans le cadre des calculs du modèle en couches menés par Otsuka, un nouveau nombre magique à  $N=34$  est prévu dans le cas du  $^{54}\text{Ca}$ . La compréhension, dans le cadre du modèle en couches, des noyaux de la couche  $pf$  a été améliorée par le développement des techniques de calculs et les avancées dans les interactions effectives. Les isotopes de calcium très riches en neutrons sont particulièrement intéressants du fait de leur fermeture de couche  $Z = 20$  en protons : ils offrent la possibilité de contrôler l'évolution de l'interaction neutron-neutron effective dans la couche  $pf$ . Honma et al. prédisent, avec les nouvelles interactions GPFX1 et GPFX2 pour la couche  $fp$ , une fermeture de couche en neutrons pour le  $^{54}\text{Ca}$  [Hon02] qui tire son origine du terme  $\sigma\tau$  de l'interaction effective proton-neutron discutée par Otsuka et al. [Ots01]. Des travaux expérimentaux récents ont indiqué l'apparition d'un nouveau nombre magique à  $N=32$  pour les isotones  $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Cr}$ . Des expériences sont prévues ou en analyse (GANIL, CERN-ISOLDE) pour explorer la structure des noyaux au voisinage du  $^{54}\text{Ca}$  et confirmer cette nouvelle fermeture de couche.

### La question du spin-orbite

Le splitting spin-orbite joue un rôle important dans l'énergie de liaison et la structure des noyaux. Il est essentiel pour la compréhension des nombre magiques. Un affaiblissement du splitting du spin-orbite est prédit chez les noyaux riches en neutrons, mais il n'a pas encore été confirmé expérimentalement.

Il existe cependant des indications expérimentales qui témoignent de l'affaiblissement du spin-orbite lorsqu'on se dirige vers les drip-lines :

- pour les abondances nucléaires du processus astrophysique  $r$  de capture neutronique rapide, l'emploi d'une force effective avec un spin-orbite affaibli aux drip-lines par rapport à la vallée de stabilité donne un meilleur accord avec les données ;
- lorsque le spin-orbite est faible, la configuration des couches usuelles tend vers la configuration donnée par l'oscillateur harmonique ( $N=16, 40, \dots$ ), c'est-à-dire que les modifications d'effets de couches observées correspondent bien à ce que donnerait un spin-orbite très réduit par rapport à son intensité dans la vallée de stabilité ;
- les forces de Skyrme type Sly4 rebâties pour être en mesure de prédire correctement les noyaux très riches en neutrons ont une force de spin-orbite qui est

---

<sup>10</sup>avec le code donné par R. Lombard, IPN-Orsay.

diminuée ; – les apparitions de clusters d' $\alpha$  ou les halos apparaissent dans le cadre AMD (Sec.I.1.6) lorsque le spin-orbite de l'interaction effective nucléon-nucléon force employée dans les calculs est faible<sup>11</sup>. Une manière de mesurer directement les effets du couplage de spin-orbite serait d'étudier des réactions de noyaux radioactifs sur des cibles polarisées de proton.

### Relation anormale $B(E2)$ et $E_x(2^+)$

Pour les noyaux riches en neutrons, vers la drip-line, on constate la même anomalie : une décroissance de l'énergie du premier état excité  $2^+$  accompagné par une décroissance de la force E2 de l'état fondamental  $0_{ef}^+$  vers cet état, ce qui contredit les systématiques simples de la vallée de stabilité ( $B(E2) \propto 1/E_{exc}(2^+)$ ), et l'intuition habituelle sur la collectivité quadrupolaire. Et si on confronte les données aux modèles, on observe la même tendance : en général, à la drip-line neutron, les prédictions des excitations de  $2^+$  sont plus élevées que celles qui sont obtenues expérimentalement ce qui conduit à une sous-estimation de la probabilité de transition du  $0_{ef}^+$  vers cet état. On peut citer le cas de l' $^8\text{He}$ , du  $^{24}\text{O}$  et ce phénomène se retrouve également dans les noyaux plus lourds, comme le  $^{132}\text{Sn}$  (Table I.1) et autour de  $^{132}\text{Sn}$ , pour les isotopes de Tellerium riches en neutrons [Tera02]. Ce problème est examiné en profondeur par Terasaki et al. dans leur article [Tera02]. Ils développent une approche qui leur permet de comprendre le phénomène, qu'ils attribuent à l'appariement réduit des neutrons au-dessus du gap magique  $N=82$ .

$^{132}\text{Sn}(2_1^+)$	$E_{exc}$ (MeV)	$B(E2)$ ( $e^2 \cdot b^2$ )
GCM <sup>12</sup>	5.69	0.063
HF+RPA	5.13	0.137
Exp	4.04	0.14

TAB. I.1 – Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des quantités  $E_{exc}(2_1^+)$  et  $B(E2)$  du  $^{132}\text{Sn}$ .

Lorsque les modèles ne sont pas capables de reproduire la tendance des  $B(E2)$  par rapport à  $E_{exc}(2^+)$ , quand le nombre de neutrons augmente, on peut penser que l'opérateur multipolaire électrique ne prend pas correctement en compte la distribution des protons dans le noyau. Les répartitions de densité de proton et de neutrons sont mal prédites, cela reflète encore la méconnaissance des termes dépendant de l'isospin dans l'interaction effective  $NN$  et le traitement des corrélations et de l'appariement proton-neutron, et neutron-neutron à grand nombre de neutrons.

<sup>11</sup>D. Baye de l'ULB Bruxelles l'a évoqué lors d'une session du Groupe de Recherche sur les noyaux à halo en 2001.

L'appariement nucléon-nucléon modifie donc la modélisation standard de l'excitation proton. Cette anomalie est le signe que l'on ne peut pas découpler les fluides de protons et de neutrons (ce découplage n'est vrai qu'à l'approximation des noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité).

Avant de remettre en cause les forces effectives, on peut donc déjà s'interroger sur les résultats obtenus par les modèles évoqués plus haut (HFB, RPA, GCM, ...) quand il s'agit d'exciter les particules vers des états proches des seuils d'émission de particules, ou même, vers des états non liés, ce qui est le cas pour des noyaux très riches en neutrons. Les états excités non liés devraient être traités comme des résonances, ce que la plupart des modèles ne font pas.

Notamment dans le cas du modèle en couches sans cœur ou des interactions *ab initio*, le cadre théorique n'est pas approprié pour décrire des noyaux ou des états non liés résonants.

## I.2.6 Importance des couplages au continuum

Un aspect théorique important de la description de la structure des noyaux radioactifs éloignés de la vallée de stabilité est celui des effets engendrés par leur faible énergie de liaison. Comment voir ces couplages d'un façon expérimentale ? Considérons que l'on applique un principe variationnel, où l'on minimise l'énergie du système pour obtenir sa configuration la plus probable. En mécanique quantique, la fonction d'onde du système est la superposition de l'ensemble des états possibles. La fonction d'onde du noyau est définie par les distributions de probabilités d'occupation de niveaux par ses nucléons. Si l'on prend un noyau pour lequel des états excités du continuum ont une grande probabilité d'être occupés, du fait de la faible énergie de séparation en particules, alors la fonction d'onde de l'état fondamental reflètera ces configurations possibles, énergétiquement favorisées. D'où le terme de couplage au continuum que l'on peut donner intuitivement. Ils sont *a priori* susceptibles de modifier l'ensemble du spectre de basse énergie. L'importance des couplages au continuum des particules a été souvent mis en évidence pour les noyaux aux drip-lines [Dob96]. Les corrélations d'appariement sont également susceptibles de jouer un rôle particulier pour ces noyaux, puisqu'il s'agit d'une faible perturbation, mais importante au voisinage de la surface de Fermi [Dob96].

On peut explorer avec les exotiques l'influence de la faible liaison et le couplage au continuum des particules dans les mécanismes nucléaires. Les exotiques sont caractérisés par une faible énergie de Fermi  $\varepsilon_F$  ; or dans le formalisme HFB cette énergie se relie à l'énergie de séparation des particules  $S_{part}$  et au gap d'appariement  $\delta$  par :  $S_{part} \approx -\delta - \varepsilon_F$  donc lorsque  $S_{part} \simeq 0$  pour les noyaux faiblement liés de la drip-line, le champ de paire à une particule,  $\varepsilon_F$ , et le champ d'appariement  $\delta$  sont du même ordre de grandeur. La généralisation du modèle en couches aux systèmes quantiques ouverts a été introduite seulement récemment, par exemple dans le cadre du modèle en couches Gamow (GSM, Gamow Shell-Model) appliqué

à la modélisation des noyaux faiblement liés et des états résonants [Mic03], ou dans le modèle en couches plongé dans le continuum (Shell Model Embedded in the Continuum, SMEC) [Benn99, Benn00].

Ces modèles incluent explicitement les couplages entre les états discrets, les états résonants et le continuum non-résonant complexe des états de diffusion. Le couplage aux voies de décroissance brise la symétrie de l'hamiltonien et modifie l'interaction effective nucléon-nucléon. Cet effet a été ainsi étudié en modèle GSM dans des noyaux de couche  $sd$ , comme les isotopes d'oxygène riches en neutrons [Mic02]. Il s'agissait de la première étude de modèle en couches avec continuum, pour des noyaux faiblement liés riches en neutrons, incorporant des mélanges de configuration multiples. Cette approche a démontré que le couplage de l'interaction résiduelle au continuum de particules était important, et ce couplage au continuum est même ce qui peut conduire à lier le noyau.

Toute une série de phénomènes observés dans les noyaux instables a pu être expliquée dans les cadres GSM et SMEC, comme l'atténuation du staggering pair-impair, les effets liés à la brisure de la symétrie d'isospin, due à la proximité du continuum, ainsi que les halos et la modification du splitting spin-orbite. Une réduction significative de l'interaction neutron-proton  $T=0$  par rapport à l'interaction neutron-neutron  $T=1$  a été observée chez les noyaux proches de la drip-line neutron. Cela a pour conséquence une forte atténuation de l'interaction effective d'appariement. A mesure que l'on approche du seuil d'émission de particules, le couplage au continuum augmente. La caractéristique nouvelle, absente du modèle en couches standard, est la forte influence des pôles de la matrice de diffusion sur les états liés et non liés qui, pour les orbitales de faible  $l$  ( $l = 0, 1$ ) peut induire :

- un réarrangement non-perturbatif des fonctions d'onde à plusieurs corps avec une contribution significative du contenu à une particule ( $l = 0, 1$ ) ;
- des modifications des espacements du spin-orbite et par conséquent le changement les nombres magiques usuels ;
- des variations des amplitudes spectroscopiques près du seuil d'émission de particules.

Ces conclusions obtenues par les théoriciens de GSM servent de mise en garde pour nos comparaisons des observables avec les calculs de spectroscopie. Il est important de savoir, avant de discuter de la pertinence des forces effectives employées et de l'appariement, et en général de la validité du traitement employé (champ moyen, couches, mélange de configuration, plusieurs corps) si les calculs prennent en compte ces effets de couplage. Des développements, qui incluent explicitement le couplage au continuum sont en cours aussi bien pour les calculs de type en champ moyen auto-cohérent (HFB) que dans le cadre du modèle en couches. Ainsi A. Volya et V. Zelevinsky ont proposé une nouvelle version du modèle en couches qui unifie le spectre discret et le continuum des noyaux [VolZ05]. Leurs résultats pour les chaînes des isotopes d'hélium ( $^4\text{--}^{10}\text{He}$ ) et d'oxygène ( $^{16\text{--}24}\text{O}$ ) reproduisent bien les données de spectroscopie à basse énergie. C'est prometteur...



### I.2.7 Remise en cause et prolongements des modèles de structure

Les expériences nous livrent des observables qui reflètent le problème nucléaire à plusieurs corps. Une simplification du problème est de se ramener à l'interprétation à un corps, en termes de particules indépendantes du modèle en couches. Dans la vallée de stabilité, si l'on calcule la structure du noyau en champ moyen avec une interaction à 2 corps, par exemple une force effective de Skyrme, alors l'antisymétrisation de la fonction d'onde, le principe de Pauli, la minimisation de l'énergie totale conduisent à la structure en couches des nucléons, avec les sauts en énergie entre couches, reliés aux nombres magiques usuels. On peut ainsi relier la modélisation en champ moyen à l'image à une particule. Lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, les approximations employées habituellement dans la description des stables sont remises en cause :

- l'apparition d'agrégats de particules  $\alpha$ , les fonctions d'onde étendues d'un ou deux neutrons formant un halo mettent en défaut l'approche en champ moyen,
- la séparation des protons et des neutrons n'est plus valide, *a priori*; ainsi quand on étudie la variation des  $E_{exc}(2^+)$  et des  $B(E2)$  pour les grands nombres de neutrons (par exemple  $^{22}\text{O}$ ), on s'aperçoit que le  $B(E2)$  ne suit plus la loi en  $1/E_{exc}(2^+)$  de la vallée de stabilité, ce qui signifie que l'influence de l'isospin intervient et que via l'appariement  $p-n$  et  $n-n$  les densités de protons subissent des variations liées aux extensions de la densité de neutrons.

Le modèle en couches semble être une construction qui permet une description simplifiée des phénomènes observés plutôt qu'une réelle approche générale de la structure du noyau. Les charges effectives sont notamment des ingrédients qui permettent un réajustement des propriétés d'excitation du noyau. La modification de ces charges effectives dans le cas des noyaux légers traduit les incertitudes sur les couplages cœur-espace de valence, et remet en cause l'hypothèse d'un même cœur pour traiter une chaîne isotopique, depuis la vallée de stabilité jusqu'à la drip-line neutron. L'aspect à une particule sur lequel repose le modèle en couches, avec sa séparation entre les espaces du cœur et de valence est artificiel. Dès lors que les effets de couche sont modifiés, la notion de cœur s'estompe, et le cœur lui-même peut participer à l'excitation. D'où les modifications de charge effective qui traduisent les déficiences du modèle de structure (comme dans l'exemple du  $^{38}\text{S}$ [Ala98]; la diffusion (p,p') donne une excitation des neutrons qui n'est reproduite par le modèle en couches de Brown que si les charges effectives du modèle sont modifiées significativement).

L'exemple des noyaux légers est révélateur du malaise du modèle en couches avec cœur : les forces de transition sont beaucoup plus intenses que prévues par les modèles, ce qui a conduit Navrátil et Barrett [Nav98] à réévaluer les charges effectives qu'ils emploient pour les noyaux légers. Ces aspects sont valides dans la vallée de stabilité, et permettent de simplifier le problème à  $\mathcal{N}$  corps pour faciliter le calcul des excitations et de la spectroscopie. Mais ils sont des conséquences du

problème à  $\mathcal{N}$  corps, et de la résolution du champ moyen avec interaction effective  $NN$  pour des noyaux dont les seuils de séparation sont suffisamment élevés pour que l'on puisse négliger l'influence des états de diffusion. Si on considère maintenant un noyau avec un grand nombre de neutrons, rien ne justifie *a priori* l'approche à une particule.

Pour déduire la structure en couches à partir de l'expérience qui manipule des systèmes à  $\mathcal{N}$  corps, et extraire des conclusions sur l'apparition ou disparition des nombres magiques, on doit proposer une interprétation complète qui prenne en compte les possibles corrélations et effets de couplage.

Pour des noyaux proches des drip-lines, les corrélations résiduelles construites sur une image simplifiée de champ moyen mélangent les états liés et de diffusion au sein du noyau. On est alors face à un système pour lequel nous ne disposons plus d'une séparation claire entre les états discrets et continus du spectre. Cela peut être observé pour un état fondamental non lié, au-delà de la drip-line, par exemple pour un noyau émetteur proton. Par conséquent, le formalisme appliqué aux systèmes quantiques fermés n'est plus adéquat pour de tels états faiblement liés, ou dans le cas des résonances.

Les progrès récents des théoriciens, dans un cadre que l'on pourrait qualifier comme allant au-delà du modèle en couches, ont consisté à :

- s'efforcer de mener les calculs de modèle en couches dans la totalité des couches de valence, en développant le modèle sans cœur où tous les nucléons sont actifs (les calculs sont possibles actuellement pour les noyaux les plus légers de masse  $A < 12$ );
- introduire les corrélations via les forces à trois corps issues des calculs *ab initio*;
- d'autre part, dans le cadre GSM, des techniques du plan complexe ont été introduites pour traiter les résonances nucléaires et déterminer les configurations de multi-particules non liées.

Tous ces traitements se révèlent nécessaires pour l'étude des noyaux instables près des driplines.

## I.2.8 Les sondes privilégiées pour l'étude des exotiques

Nos objectifs sont de déterminer les propriétés de l'état fondamental et de réaliser une analyse spectroscopique des états des noyaux exotiques, aussi bien des états liés que du continuum résonant de basse énergie. Pour caractériser les phénomènes induits par les exotiques, il s'agit d'apporter des données sur la spectroscopie (énergie des états excités, spin et parité, moments quadrupolaires, forme des noyaux) et les facteurs de forme des noyaux (répartition spatiale des nucléons du noyau dans son état fondamental et de transition vers les états excités) dans des régions éloignées de la vallée de stabilité. Les études expérimentales que l'on se propose de réaliser pour déterminer la structure et la spectroscopie des noyaux exotiques sont les suivantes :

- étudier les variations des excitations nucléaires et coulombiennes le long des chaînes isotopiques ;
- étudier l'apparition de nouveaux nombres magiques et les changements de fermeture de couches (ex : N=16) ;
- déterminer les profils de densité de l'état fondamental et de transition  $\rho_{p,n}^{tr}$

$$\rho_{p,n}^{tr} = \langle \Psi_f | \sum_{i=1}^{Z,N} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | \Psi_i \rangle$$

dans les noyaux susceptibles de présenter des extensions des densités de matière comme les  $^{6,8}\text{He}$  ;

- déterminer le recouvrement de fonction d'onde via les facteurs spectroscopiques (par exemple le recouvrement entre  $^8\text{He}$  et  $^7\text{He}$  déterminé par la réaction de transfert d'un nucléon à partir de  $^8\text{He}+p$ ).

Au XXe siècle, la structure et la spectroscopie des noyaux stables ont été obtenues en combinant les mesures de diffusion d'électrons et les mesures par sondes hadroniques [Sat83, Bern81]. En sonde hadronique, la catégorie des réactions pour lesquelles le projectile interagit avec un petit nombre de nucléons du noyau cible constitue les réactions dites *directes*. Le temps caractéristique de ces réactions de collisions de deux noyaux correspond approximativement à celui que passe la particule incidente dans le noyau cible. Il est de l'ordre de  $10^{-22}$  à  $10^{-20}$  s et dépend de l'énergie incidente. Ce temps est très court devant celui de la formation du noyau composé et de la répartition de l'énergie sur l'ensemble des nucléons ( $10^{-16}$  s). La section efficace de la réaction dépend du recouvrement entre les fonctions d'ondes initiale et finale du système. On obtient donc des informations sur la relation entre ces deux états nucléaires. Les réactions nucléaires directes transfèrent peu d'énergie et l'on sonde essentiellement les états de basse énergie des noyaux. La diffusion élastique donne une information sur la taille du noyau cible, le potentiel de la voie d'entrée (couplages aux états de basse énergie, du continuum, aux autres voies de réaction). La diffusion inélastique permet d'exciter ses premiers états collectifs et le transfert de nucléons donne des informations sur sa structure en couches. En particulier les réactions sur cible légère, proton, deuton, sont des sondes privilégiées pour l'étude de la structure :

- les diffusions élastique et inélastiques sur proton (p,p') permettent d'explorer la structure (densités de l'état fondamental et de transition) la spectroscopie (modes d'excitation, états excités de basse énergie, couplages au états du continuum) ;
- les réactions de transfert à un (p,d), (d,p), ou deux nucléons (p,t) et (d, $^3\text{He}$ ) donnent accès à la structure en couches à une particule des noyaux, au recouvrement des fonctions d'onde entre les noyaux des voies d'entrée et sortie.

C'est l'ensemble de ces données qui ont fondé notre connaissance du noyau.

Les faisceaux radioactifs étendent désormais la table des noyaux. Il faut alors déterminer les sondes privilégiées pour les nouvelles études de structure. Pour les noyaux instables à courte durée de vie, il est impossible d'en faire des cibles et

donc de les étudier par diffusion d'électrons. La solution est d'utiliser des hadrons pour sonder le noyau. Comme on veut étudier les densités de protons et de neutrons, et leurs excitations, il faut combiner un ensemble de réactions et employer les sondes qui donneront les interprétations les plus directes : des expériences de diffusion du noyau d'intérêt sur cible de haut  $Z$ , donnent accès aux excitations coulombiennes du noyau, et on connaît ainsi l'excitation des protons. Les sondes hadroniques excitent à la fois les protons et neutrons. Pour exciter majoritairement les neutrons, le proton est la sonde hadronique la plus intéressante. Nous comparerons au chapitre II les sondes employées pour explorer la structure et la spectroscopie des noyaux exotiques. De plus, aux énergies incidentes de nos faisceaux radioactifs (quelques dizaines de MeV/nucléon), on dispose des approches fondées sur des potentiels microscopiques pour l'interaction proton-noyau. Elles permettent d'extraire les informations de structure par comparaison aux données de diffusion ( $p, p'$ ). .

On verra que, pour obtenir les informations sur les résonances de basse énergie, il est important de fixer le cadre qui nous permettra d'interpréter les données de réaction nucléaire, et de déduire la structure des noyaux exotiques. Le cadre théorique employé pour les analyses de ces réactions directes sera décrit au chapitre III et l'évolution des excitations nucléaires étudiée par diffusions ( $p, p'$ ) sera discutée au chapitre IV.

## I.3 Cadre général de la réaction nucléaire

---

*« L'étude de la philosophie n'est pas destinée à nous faire savoir ce que les hommes ont pensé, mais ce qu'il en est réellement de la vérité. » Thomas d'Aquin*

---

### I.3.1 Réactions et noyau composé

Pour sonder la structure des noyaux exotiques, nous utilisons des réactions directes. Prenons l'exemple d'une réaction très simple, la diffusion élastique sur un proton. Pour une énergie disponible dans le référentiel du centre de masse inférieure à la barrière coulombienne, le proton et le noyau n'interagissent que via l'interaction coulombienne. La diffusion est élastique et la distribution angulaire du proton diffusé est définie par la formule de Rutherford.

Si l'énergie est juste un peu plus importante que la barrière coulombienne, le proton peut également être diffusé élastiquement ou être absorbé. Le noyau composé formé peut, après un certain temps ( $10^{-16}$  secondes), émettre un proton ayant les mêmes caractéristiques cinématiques que lors de la diffusion élastique. Ce phénomène de diffusion élastique du noyau composé disparaît lorsque l'énergie

du système augmente. Il contribue toutefois à la diffusion élastique car en voie de sortie il ne diffère pas de la diffusion élastique directe [Hodg71].

Si l'énergie augmente encore, ce processus diminue et de nouvelles réactions apparaissent : diffusion inélastique (p,p'), pick-up (p,d), échange de charge (p,n)... Toutefois, les réactions de noyau composé subsistent et sont caractérisées par l'absorption de la particule incidente par le noyau cible. Le noyau composé est excité et l'énergie est répartie sur l'ensemble des nucléons du système. Ce noyau peut alors décroître par fission ou par évaporation de particules légères. Le recouvrement des fonctions d'onde d'entrée et de sortie est faible [Sat83].

Dans le cas des réactions directes à plus grande énergie de réaction, le système projectile + cible passe directement de l'état initial à l'état final. Cela a été mis en évidence par l'étude de réactions (d,p) à basse énergie. Expérimentalement, la réaction (d,p) est plus favorisée que la réaction (d,n). Dans le cas de la formation d'un noyau composé, les probabilités de ces deux réactions sont inversées. Dans ce cas, du fait de l'absence de barrière coulombienne, la séparation d'un neutron est plus probable que la séparation d'un proton. Comme le deuton est faiblement lié, le proton est séparé du neutron par interaction coulombienne à l'approche du noyau cible et le neutron est absorbé par le noyau [Sat83].

### I.3.2 Modélisation des réactions directes

Soit une réaction de collision entre deux corps notée simplement :  $X(a,b)Y$ ,  $X$  et  $a$  représentant les deux corps dans l'état initial, et  $Y$  et  $b$  l'état final. Si les particules incidentes et émises sont les mêmes on a une diffusion, elle est élastique si les particules émises sont dans leur état fondamental et inélastique si l'une d'elles est dans un état excité. Parfois un troisième nucléon est émis, on a alors une réaction de cassure. Dans les réactions dites de transfert, seulement un petit nombre de nucléons prend part au processus. De telles réactions peuvent ainsi conduire à l'insertion ou à l'émission d'un nucléon dans un état du modèle en couches et peuvent ainsi servir de voie à l'exploration de la structure en couches du noyau. Elles peuvent aussi renseigner sur les états excités de la particule lourde émise. Dans les réactions directes la particule incidente interagit principalement à la surface du noyau cible.

Une collision nucléon-noyau est un problème à  $\mathcal{N}$  corps que l'on ne sait pas résoudre exactement. On remplace alors ce problème de diffusion à  $\mathcal{N}$  corps par un problème de potentiel à deux corps appelé potentiel optique. Une approche simplifiée du transfert utilise des potentiels phénoménologiques en voies d'entrée et de sortie. Ces potentiels possèdent les termes essentiels de volume, surface, spin-orbite et leurs coefficients sont ajustés pour reproduire un grand nombre de résultats expérimentaux. On verra (chapitre III) que l'on peut aujourd'hui avoir une approche plus microscopique en employant un potentiel nucléon-noyau microscopique pour les voies d'entrée et de sortie.

L'amplitude de transition pour un système initial ( $X+a$ ) d'aller vers un état final

(Y+b) est donnée par la mécanique quantique [Sat83] :

$$M = \int \psi_Y^* \psi_b^* V \psi_X^* \psi_a^* dv$$

Une simplification est possible avec l'approximation de Born des ondes planes, dans laquelle  $\psi_a$   $\psi_b$  sont traitées comme des ondes planes. Pour améliorer la description, on peut considérer que les fonctions d'ondes sont déformées par la présence du noyau. Cela donne la méthode DWBA (Distorted Wave Born Approximation).

On peut calculer une distribution angulaire de section efficace différentielle pour chaque état final. La forme de la distribution et l'amplitude dépendent du recouvrement entre la fonction d'onde décrivant une couche "pure" et la fonction d'onde décrivant réellement l'état final. La section efficace mesurée est déduite par rapport à celle calculée par un nombre appelé *facteur spectroscopique* :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{mes} = S \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{calc}$$

La distribution angulaire d'une réaction donnée dépend de l'énergie incidente et du  $Q$  de la réaction. Après une sélection en énergie, la distribution angulaire est ajustée pour identifier le moment angulaire transféré. On peut calculer en première approximation le moment transféré de manière semi-classique. On a, pour une réaction donnée, une fenêtre en moment angulaire :

$$\Delta L \sim kR \quad \text{avec} \quad k = k_i - k_f \quad \text{le moment transféré}$$

$$R = R_p + R_t = R_o(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$$

Pour décrire une réaction nucléaire, il faut résoudre l'équation de Schrödinger du système. C'est un problème à  $\mathcal{N}$  corps correspondant à l'ensemble des nucléons des noyaux en interaction. Il faut définir le potentiel d'interaction entre le projectile et la cible, sur lequel repose la modélisation des réactions directes. Il dépend de la structure des noyaux et de l'interaction nucléon-nucléon entre les nucléons du projectile et de la cible. On va examiner par exemple la diffusion élastique.

### I.3.3 Théorie de la réaction nucléaire de Feshbach

Pour comprendre la physique du potentiel d'interaction qui intervient lors d'une réaction projectile-cible, et dépasser la formulation simpliste du modèle optique, mieux vaut s'appuyer sur la formulation proposée par Feshbach. Dans ma thèse, en 1998, j'avais introduit le potentiel optique à l'aide de cette formulation qui me permettait de discuter directement l'origine de la partie imaginaire du potentiel et des termes de couplages, survenant lors des réactions impliquant des noyaux faiblement liés. Cette formulation m'avait permis une compréhension

intuitive des effets observés dans les diffusions élastiques des noyaux exotiques sur cible. Cette interprétation naturelle des couplages à partir de la théorie de Feshbach a été proposée à l'origine par Sakuragi [Sak87] et Satchler [BrS97] dans leurs études de diffusion élastique  ${}^6\text{Li}$  sur diverses cibles, Nous y reviendrons dans la suite du chapitre.

Je rappelle ici l'expression proposée par H. Feshbach [Fes58, Fes92]. Cette théorie est exposée en détail dans les références.

La fonction d'onde totale pour le projectile ( $P$ ) et la cible ( $C$ ) est développée en termes d'ensemble complet des fonctions d'onde internes des noyaux individuels :

$$\Psi = \sum_{ij} \chi_{ij}(r) \psi_{Pi}(\xi_P) \psi_{Cj}(\xi_C) \quad (\text{I.1})$$

Ici, nous ignorons l'effet de l'antisymétrie entre les deux noyaux, que nous discuterons plus loin. Cependant nous supposons  $\psi_{Pi}$  et  $\psi_{Cj}$  antisymétriques. L'interaction entre cible et projectile est notée  $V$ . Elle intervient dans l'équation de Schrödinger à un corps. On fait appel à un opérateur de potentiel effectif [Fes58] :

$$U_E = V_{00} + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sum_{\substack{(\alpha, \alpha') \\ \neq (0,0)}} V_{0\alpha} \left( \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \right)_{\alpha\alpha'} V_{\alpha'0} \quad (\text{I.2})$$

où la somme est sur tous les états excités de l'un ou des deux noyaux.  $V_{00}$  correspond à l'élément  $V_{00}$  qui ne fait intervenir que la projection de  $V$  sur les états fondamentaux de la cible et du projectile :

$$U_F(r) \equiv V_{00} = (\phi_{P0} \phi_{C0} | V | \phi_{P0} \phi_{C0}) \quad (\text{I.3})$$

$\phi_{P0}$  et  $\phi_{C0}$  sont les états propres des deux noyaux dans leur état fondamental. Le terme restant de l'équation I.2 résulte du couplage aux autres états. Le potentiel  $V$  excite l'un ou les 2 noyaux vers un état  $\alpha = (i, j)$  avec  $(i, j) \neq (0, 0)$ . Le système se propage vers un état inélastique différent ( $\alpha'$ ) selon l'opérateur  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left( \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \right)_{\alpha\alpha'}$ , puis le potentiel  $V$  induit le retour à la voie élastique par une transition  $\alpha' \rightarrow 0$ . Plus difficile à calculer, il est en général complexe, non local, et dépend explicitement de l'énergie et du moment angulaire. Il a été appelé potentiel de polarisation. Nous pouvons raisonnablement penser que son rôle devient important lorsque quelques voies ont une influence forte sur la diffusion élastique, ce qui semble être le cas pour les noyaux avec une énergie de liaison faible, dont les voies de cassure ont une probabilité élevée, susceptible d'augmenter le potentiel de polarisation. Ce rôle du potentiel de polarisation sur la diffusion élastique sera discuté dans le chapitre I.3.5. On notera désormais sous la forme abrégée  $U_E$ , le potentiel effectif incluant le potentiel restant de l'équation I.2 de

polarisation  $\Delta U_{pol}$  qui survient des couplages aux voies inélastiques :

$$U_E = U_F(r) + \Delta U_{pol} .$$

Si  $V$  est un opérateur local à deux corps, et avec les indices 1 et 2 qui désignent respectivement un nucléon du projectile et de la cible :

$$V = \sum_{i \in 1, j \in 2} U_{NN}(\{ij\}) \quad ,$$

$U_F$  peut se traduire dans l'espace des configurations comme un potentiel de convolution :

$$U_F(\vec{R}) = \int d^3\vec{r}_2 \int d^3\vec{r}_1 \rho_1(\vec{r}_1) U_{NN}(\vec{r}_{12}) \rho_2(\vec{r}_2) \quad (\text{I.4})$$

où :  $\vec{r}_{12} = \vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2$  et  $\rho_1(\vec{r}_1)$  et  $\rho_2(\vec{r}_2)$  sont respectivement les densités de matière du projectile et de la cible.

On peut relier la partie réelle du potentiel optique à l'interaction effective  $NN$  en exprimant le potentiel d'interaction comme un potentiel de convolution [Sat79] sur les densités des noyaux cible et projectile, et l'interaction  $NN$ . Cette approche microscopique permet d'obtenir, par comparaison avec les données, des informations sur la structure des noyaux et la validité des interactions utilisées dans le calcul.

Une autre approche, phénoménologique, modélise  $U_E$  par un potentiel local et complexe à un corps de type Woods-Saxon. Les potentiels utilisés dans ces approches sont paramétrisés pour reproduire une large gamme de données de diffusion élastique. Dans le cadre du modèle optique, on suppose que le potentiel réel décrit la diffusion élastique des deux noyaux et que le potentiel imaginaire absorbera les processus inélastiques. La théorie des perturbations, fondée sur l'approximation de Born des ondes distordues DWBA, permet de les calculer lorsque le couplage des voies élastiques et inélastiques est faible. Lorsque celui-ci est fort, la théorie DWBA n'est plus applicable. Il faut procéder à la résolution d'équations en voies couplées.

Nous calculons les distributions angulaires de sections efficaces à l'aide du code d'équations couplées en itération séquentielle (ECIS), développé par Jacques Raynal du CEA/SPhT [Ray81]. Il est possible d'inclure le couplage aux états excités dans le calcul de la section efficace.

Les fonctions d'onde des noyaux individuels qui interviennent dans les équations I.1 et I.3 sont antisymétrisées mais, d'après le principe de Pauli, la fonction d'onde totale  $\Psi$  doit aussi être antisymétrisée sous l'échange de nucléons entre les deux noyaux. Cela conduit à des calculs complexes menés par H. Feshbach [Fes58]. Dans le cadre du modèle de convolution, pour introduire cette antisymétrie, on ne va considérer que l'échange entre deux nucléons interagissant, phénomène qui est nommé « knock-on exchange ». Comme l'interaction projectile(1)-cible(2) est écrite comme somme d'interactions  $V_{i \in 1, j \in 2}$  à deux corps entre un nucléon  $i$  du



projectile et un  $j$  de la cible, l'inclusion de l'échange équivaut à remplacer  $V_{i \in 1, j \in 2}$  par :

$V_{i \in 1, j \in 2}(1 - P_{ij})$ , où  $P_{ij}$  est l'opérateur d'échange des coordonnées des nucléons  $i$  et  $j$ . L'équation I.3 se réécrit alors :

$$U_F(r) \equiv V_{00} = \left( \phi_{P0} \phi_{C0} \mid \sum_{i \in 1; j \in 2} V_{i \in 1, j \in 2} (1 - P_{ij}) \mid \phi_{P0} \phi_{C0} \right) \quad (I.5)$$

ce qui montre qu'il faudra écrire le potentiel  $U_F$  comme somme d'un terme direct  $U_F^{dir}$  et d'un terme d'échange  $U_F^{éch}$ . Ce terme d'échange a été calculé, et il peut être estimé correctement en ajoutant un pseudo-potentiel de portée nulle,  $D(E)\delta(r_{ij}^{\vec{}})$ , à l'interaction  $V_{i \in 1, j \in 2}$  [Pet69, Lov75] :

$$V_{i \in 1, j \in 2}(1 - P_{ij}) \longrightarrow V_{i \in 1, j \in 2} + D(E)\delta(r_{ij}^{\vec{}}) \quad .$$

Ce terme  $D(E)$  a été évalué par l'étude de données de la diffusion élastique, il dépend faiblement de l'énergie  $E$ .

### I.3.4 Terme du potentiel provenant des couplages : le PCV

Analysons le potentiel dit de polarisation, qui est le terme restant de l'équation I.2 : il s'agit du terme du potentiel d'interaction dû aux transitions vers les états excités du système en interaction et retournant à l'état fondamental, ce potentiel est complexe, non-local et il dépend de l'énergie. *A priori* ce potentiel de polarisation peut résulter de tous les couplages inélastiques que le système {projectile+cible} en interaction peut subir :

- couplages aux états excités de l'un ou l'autre des noyaux, liés ou non du système, aux états de clusters;
- aux réactions susceptibles d'être peuplées par la voie d'entrée (conditions énergétiques des réactions).

Le potentiel de polarisation dynamique est l'appellation historique (DPP, Dynamical Polarization Potential, dans la littérature). Cette expression est assez malencontreuse car elle fait penser à des phénomènes de polarisation de cible, ou de polarisation du cœur alors que le potentiel émane de tous les couplages virtuels subis par le système nucléaire en interaction.

**Plutôt que de parler de DPP, j'emploierai désormais dans le reste du document le terme de Potentiel de couplages virtuels (abrégé en PCV) qui me paraît plus approprié.** Le PCV est schématisé sur la figure I.10. Si l'on prétend calculer complètement ce potentiel, dans une approche microscopique de la réaction, les ingrédients que l'on devrait alors inclure sont :

- les couplages aux états excités (ingrédients microscopiques : position des états de basse énergie force de transition);

- les couplages aux états situés au-dessus des seuils d'émission de particules (états excités non liés, états du système noyau + cible) qualifié de couplage au continuum ;
- les couplages aux réactions : par exemple de transfert 1 nucléon, 2 nucléons, d'échange de charge (p,n), qui nécessitent les facteurs spectroscopiques correspondants ;
- l'effet de noyau composé (d'autant plus grand que l'énergie est plus basse).

Pour les noyaux bien liés, la probabilité de s'exciter pendant la diffusion élastique est faible, et la principale contribution du PCV est imaginaire, représentée par la partie imaginaire phénoménologique usuelle  $W$  du modèle optique. Les processus qui génèrent le PCV suppriment une partie du flux de la voie élastique. Cet effet est négligeable pour les noyaux stables bien liés, mais devrait augmenter pour des noyaux faiblement liés, notamment pour les noyaux spéciaux comme les noyaux stables légers  ${}^6,7\text{Li}$  et  ${}^9\text{Be}$ . En particulier, pour les isotopes radioactifs dont les seuils de séparation sont très bas, on s'attend à ce que le couplage entre l'état fondamental et le continuum joue un rôle important [BrS97].

Le PCV est complexe, non-local et il dépend de l'énergie, et quand on explore les voies possibles qui le génèrent on comprend qu'un calcul explicite de ce potentiel est compliqué dans le cadre de la théorie développée par Feshbach [Fes58, Fes92]. Il nécessite une grande connaissance de la structure et des excitations du noyau. Or, dans le cas des noyaux exotiques, c'est précisément ce que l'on souhaite déterminer. Pour maîtriser les réactions nucléaires qui sont nos sondes sur la structure, il faut donc acquérir les informations sur les principaux processus qui interviennent sur la figure I.10, connaître le spectre de basse énergie des noyaux étudiés.

La partie imaginaire du potentiel optique est nécessaire pour prendre en compte les pertes de flux lors de la diffusion élastique, comme ceux engendrés par les phénomènes de noyau composé que nous avons évoqués en I.3.2 et être en mesure d'avoir une bonne reproduction des données.

*A priori* la forme peut être plus compliquée qu'une forme WS utilisée pour la paramétrisation du potentiel optique. Comme les effets de couplages virtuels sont produits par des couplages à des réactions, par exemple de de transfert, ou aux états excités, la forme est très différente *a priori* de celle qui est calculée en double convolution.

Usuellement la façon de décrire l'effet du PCV, et la perte de flux survenant lors de la diffusion élastique, est d'inclure une partie imaginaire *ad hoc*. Le principe du modèle optique est de cacher les problèmes dans l'écriture du potentiel sous la forme complexe  $V + iW$ . Pour obtenir les sections efficaces des réactions, on postule un potentiel d'interaction. Les sections efficaces différentielles sont calculées dans le cadre de la DWBA, ou des équations en voies couplées avec des codes (ECIS [Ray81] ou FRESCO [Tho88]). Les potentiels phénoménologiques

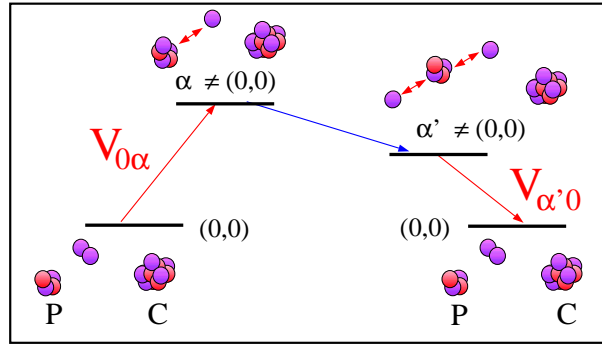


FIG. I.10 – Vision imagée des couplages virtuels pouvant survenir pendant une diffusion élastique entre un projectile (P) et une cible (C). Le potentiel d'interaction généré par ces processus, discutés dans le texte, est le potentiel de couplages virtuels (PCV) contribuant au potentiel optique total de la voie élastique.

fournissent un cadre de travail simple qui donne accès rapidement aux calculs de sections efficaces, ce qui nous permet d'avoir une idée des ordres de grandeur. Les potentiels phénoménologiques ont été ajustés sur un large ensemble de données recueillies avec les noyaux stables. Intrinsèquement, en parties réelle et imaginaire, ils incluent des effets de couplage du PCV qui vont au-delà du potentiel brut  $V_{00}$  (Eq. I.5). Notamment, la partie imaginaire usuelle du potentiel d'interaction noyau-noyau correspond en fait à la partie imaginaire du PCV, qui est directement générée par les pertes de flux et reflète les effets de noyau composé, les réactions de transfert virtuelles et les excitations du système.

Des calculs explicites de la partie imaginaire ont été tentés en noyau-noyau, en prenant pour partie imaginaire la même forme que celle qui était calculée par double convolution pour la partie réelle. D'autres approches ont employé le potentiel JLM noyau-nucléon, en convoluant ce potentiel par la densité du noyau cible [Car96]. Mais d'une part ce procédé omet l'antisymétrisation entre les nucléons de la cible et du projectile, et d'autre part, de nouveaux paramètres sont introduits pour renormaliser les parties réelle et imaginaire. Cela signifie donc qu'il faut encore ajuster le potentiel pour être en mesure de simuler les effets de couplage, et ainsi reproduire les données.

### I.3.5 Les approches du PCV

Normalement le potentiel devrait être écrit dans le cas le plus général de la théorie de Feshbach. Le succès d'un potentiel microscopique est d'avoir aussi peu d'ingrédient que possible pour reproduire les données : dans le cas des modèles dépendant de la densité nucléaire, qui génèrent un potentiel d'interaction microscopique, seules la densité de l'état fondamental et l'énergie incidente devraient être fournies. Dans le cas du potentiel noyau + nucléon, comme on le verra, des

théories ont développé des potentiels microscopiques complexes, ne dépendant que des densités et de l'énergie. En interaction noyau + noyau le modèle de convolution fournit le potentiel réel par double convolution sur les densités de 2 noyaux et la partie imaginaire est phénoménologique. Sans renormalisation du potentiel réel, un simple ajustement en partie imaginaire suffit pour reproduire les données noyau + noyau, pour la plupart des noyaux stables bien liés [BrS97].

Quand on a un bon accord du modèle avec les données, cela montre que le PCV est implicitement bien contrôlé : les effets de couplage non pris en compte par le modèle optique sont faibles par rapport à la partie réelle du potentiel total et la partie imaginaire *ad hoc* suffit à incorporer des effets de couplage dans le modèle. Le succès du modèle de convolution et des potentiels microscopiques noyau-nucléon, dans la reproduction de larges ensembles de données sur les noyaux stables bien liés, montre que les effets de couplage pour ces noyaux sont maîtrisés et que les potentiels sont fiables. Lors de réactions qui font intervenir des noyaux faiblement liés, les couplages au continuum sont susceptibles de jouer un rôle significatif puisque les seuils de séparation de particules sont bas, et que les états liés sont proches des états du continuum. Les états de diffusion sont également beaucoup plus proches des états du continuum que dans les noyaux stables. Les couplages entre l'état fondamental et les états excités, faiblement ou non liés vont être favorisés. L'influence du PCV va augmenter. La description en termes d'un espace d'états liés bien séparé des états du continuum, légitime pour les noyaux stables, n'est également plus valide. Dans un travail pionnier, qui présentait l'analyse microscopique de données d'ions lourds noyau-noyau avec le modèle de convolution, R. Satchler et G. Love ont prouvé qu'il était nécessaire de réduire la partie réelle du potentiel optique pour reproduire les jeux de données avec les noyaux légers faiblement liés tels que le  ${}^6\text{Li}$  et le  ${}^9\text{Be}$  [Sat79]. Ensuite, Sakuragi s'est attelé au problème et il a recherché l'origine de la réduction du potentiel en employant une approche incluant explicitement les couplages grâce à des calculs menés en voies couplées avec discrétisation du continuum (calculs CDCC, Continuum-Discretized Coupled-Channels). Il a démontré que cette renormalisation était une conséquence directe du couplage aux états du continuum favorisés par la faible énergie de liaison de ces noyaux [Sak83, Sak87].

Les fondements du formalisme CDCC ont été établis par G. Rawitscher ("calculs du Connecticut") [Raw74], N. Austern et le groupe de "Pittsburgh" [Far76], et par les travaux de Y. Sakuragi, M. Kamimura, M. Yahiro et collaborateurs ("groupe de Kyushu") [Yah82, Sak83]. Les développements du cadre CDCC ont permis de déterminer les effets de cassure du deuton dans les réactions  $d + \text{noyau}$ , ils sont récapitulés dans l'article de revue [Aus87]. G. Rawitscher a très tôt suggéré l'influence des contributions des cassures du deuton sur les réactions directes avec le deuton [Raw74], en particulier l'effet important sur le transfert  $(d,p)$  des voies de cassure vers les états du continuum  $l = 2$  [Raw75]. Il s'agissait de traiter explicitement les couplages au continuum à deux particules en décrivant le deuton comme un système de deux nucléons  $n+p$  dont les états du continuum sont

discretisés dans l'espace des moments  $k$ . Les calculs de réaction  $d + \text{noyau}$ , et donc la résolution des équations à trois corps de Schrödinger, nécessitent de gérer le problème délicat des effets à longue portée des couplages. Il faut tester la convergence des calculs en fonction de hypothèses sur la troncation et la discrétisation de l'espace en moment, et évaluer les couplages entre états de différents  $k$   $k'$  du continuum [Far76]. Les théoriciens des trois groupes ont élaboré des techniques qui conduisent à des prescriptions raisonnables pour traiter le problème CDCC. Y. Sakuragi a développé ce cadre CDCC pour le traitement des diffusions sur cible des projectiles à deux corps tels que le  ${}^6\text{Li}$  [Sak83] et le  ${}^7\text{Li}$  [Sak88].

Si on considère le cas du  ${}^6\text{Li}$  : dans le cadre CDCC, ce noyau est traité comme un système à deux corps,  $\alpha$  et deuton, les couplages sont pris en compte avec la fonction d'onde à deux corps du  ${}^6\text{Li}$  et le continuum des états est inclus dans le calcul de la diffusion  ${}^6\text{Li}$  sur cible. La technique inclut la discrétisation des états à deux corps dans le continuum et le potentiel d'interaction  ${}^6\text{Li}$ -cible est calculé par le modèle de convolution. Sakuragi a montré que le traitement des couplages permettait de reproduire les données sans réclamer de renormalisation de la partie réelle. En terme de potentiel local, ces couplages engendrent une partie réelle répulsive [Sak87], qui, ajoutée au potentiel purement élastique  $V_{00}$  d'interaction des états fondamentaux de la cible et du projectile conduit à un potentiel réduit par rapport à  $V_{00}$ . Les calculs CDCC ont été appliqués au cas des noyaux exotiques, comme le  ${}^{11}\text{Li}$ , pour analyser la diffusion quasi-élastique  ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  [Yab92].

Ces effets de couplage au continuum ne sont pas pris en compte dans les approches qui utilisent des potentiels optiques et décrivent seulement la voie élastique [BrS97]. Mais on peut les simuler phénoménologiquement pour comprendre leur influence et déterminer la forme du PCV qui permet de reproduire les données dans le cas des noyaux faiblement liés [KhO95b, KHO95d]. Lors d'une étude de la diffusion élastique de plusieurs isotopes de Li et Be riches en neutrons sur proton, avec des potentiels optiques microscopiques, il a été possible de reproduire la diffusion élastique, à condition de renormaliser soit la partie réelle ou la partie imaginaire du potentiel optique [Cor97]. Cet effet sur la diffusion élastique sur proton est dû à la faible liaison du projectile sur la diffusion élastique sur proton. Il a été analysé dans l'étude que j'ai menée lors de ma thèse (1995-1998), pour comprendre un ensemble de données de  ${}^{10,11}\text{Be}$  [LapTH98] et  ${}^6\text{He}$  [Lap01] sur protons. Le domaine angulaire des distributions de sections efficaces mesurées était plus étendu que dans l'étude antérieure. J'ai montré que la meilleure reproduction de ces données était obtenue en réduisant la partie réelle du potentiel optique microscopique. Une réduction similaire du potentiel [Lap01] est obtenue pour reproduire les données élastiques d' ${}^8\text{He} + p$  disponibles dans la littérature.

Cette analyse a été ma première approche des phénomènes importants de voies couplées et de couplage au continuum que l'on peut rencontrer avec les noyaux exotiques. Cette analyse sera expliquée en section III.2.1. Cet effet d'amplification du PCV de l' ${}^6\text{He} + p$ , de l' ${}^8\text{He} + p$  est observé à plusieurs énergies incidentes,

également en  ${}^6\text{He}$  sur cible de carbone [Lap02], et il doit être pris en compte dans les analyses des réactions (p,p'), de transfert et de fusion [Ala02], comme on le verra (Section III.4). Il se traduit globalement par une réduction de la partie réelle du potentiel d'interaction, mais on verra que pour des énergies faibles (faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$  à 15.7 A.MeV) ce PCV n'est plus modélisé simplement en réduisant la partie réelle du potentiel réel (III.3).

### I.3.6 Questions en suspens

Quels sont les ingrédients du noyau? Des nucléons en interaction forte, dont le traitement combine les difficultés du problème à  $\mathcal{N}$  corps quantique, de la définition appropriée de l'interaction effective  $NN$ , des appariements, des corrélations à longue portée, des effets d'échange de pions (refétés par partie de longue portée de l'interaction nucléaire). Lorsqu'on s'intéresse aux noyaux exotiques, on a accès à des portions de matière nucléaire faiblement liée, dont les distributions de densité de nucléons sont diffuses par rapport aux isotopes stables.

Les aspects essentiels des noyaux radioactifs très riches en neutrons sont leur faible énergie de liaison, une surface nucléaire plus diffuse, des densités de matière étendues. Cela entraîne une plus grande probabilité d'excitation vers les états du continuum (situés à proximité de l'état fondamental, du fait de l'énergie de liaison faible), et on observe des résonances de basse énergie produites par l'excitation dans le continuum. Ces aspects sont des conséquences directes de leur grande asymétrie entre le nombre de neutrons et de protons, et de la saturation des forces nucléaires combinée au principe de Pauli qui conduisent à repousser les nucléons supplémentaires, et à générer des fonctions d'onde très étendues spatialement par rapport à la portée de l'interaction forte. La spectroscopie à basse énergie d'excitation des noyaux exotiques présente des états proches des seuils de séparation en particules, les états excités sont faiblement liés ou non liés. Cela signifie que ces états, facilement accessibles par simple excitation par exemple sur cible de protons nous permettent de sonder une matière non liée, donc faiblement corrélée. Chez les noyaux stables, comme les seuils de liaison sont plus élevés, les états faiblement liés ou non liés sont plus difficiles à exciter et à étudier. On a bien les cas du  ${}^9\text{Be}$  ( $S_n = 1.67$  MeV) mais si l'on veut explorer la corrélation des neutrons en présence d'un cœur d' $\alpha$ , il nous faut étudier les réactions avec les isotopes  ${}^6,8\text{He}$  pour atteindre une meilleure connaissance de ces états et de leur modélisation.

On a vu que la limite d'existence des noyaux ne peut être prédite avec certitude pour le moment, et les expériences sont nécessaires pour confirmer (ou infirmer) les différentes prédictions théoriques et comprendre le jeu subtil entre les effets de champ moyen, corrélations, appariement proton-neutron, termes dépendant de l'isospin dans la force nucléaire, qui déterminent l'extrême limite de stabilité. La recherche de nouveaux nombres magiques va nécessiter des explorations expérimentales systématiques en fonction de  $N$  puisque, loin de la vallée de sta-

bilité, la magie devient une propriété locale, pour une région particulière de la table en  $(N,Z)$  (par exemple,  $N=16$  est indiqué pour les isotopes de C,N, et O).

Récapitulons les inconnues et les questions que suscitent les noyaux exotiques. Les questions qui se posent en termes de modélisation de la structure sont :

- La localisation des drip-lines
- La position et les caractéristiques des états excités à la drip-line (où est le  $2^+$  de l' $^{24}\text{O}$ ?)
- L'évolution de la structure en couches loin de la vallée de stabilité ;
- Quels sont les nouveaux nombres magiques loin de la vallée de stabilité ?
- Quelle est la modélisation de l'interaction effective  $NN$  appropriée pour avoir une description complète depuis la drip-line proton jusqu'à la drip-line neutron ? Comment sont modifiés les termes dépendant de l'isospin ?
- Quels sont les critères pour signer les variations de l'appariement proton-neutron, du spin-orbite en fonction de l'isospin ?
- Comment modéliser l'influence du continuum ?
- Quelle est la forme de la densité de transition vers des états non liés ?

Et en termes de structure et réaction :

- Comment modéliser les réactions peuplant des états non liés ?
- Comment concilier les aspects réaction-structure et séparer sans ambiguïté la structure des effets de couplage et de réaction ?
- Comment calculer explicitement le PCV ?
- Si l'on modélise correctement le PCV, peut-on en retour obtenir un fondement théorique de la partie imaginaire qui permettrait de s'affranchir des modélisations empiriques utilisées dans les paramétrisations du potentiel optique des diffusions noyau-noyau ?

La discussion sur les données de diffusion élastique de noyaux exotiques sur proton nous a conduit à reconsidérer le cadre théorique nécessaire à l'interprétation des données. Nous verrons lors du chapitre III comment nous pourrions définir un modèle approprié qui prenne en compte les aspects de couplage structure et réaction, et nous permette de tester la validité des calculs de structure. Nous utiliserons les meilleurs outils disponibles actuellement : on emploiera le potentiel microscopique JLM dépendant de l'énergie et de la densité, des facteurs de forme de transition fournis par les théoriciens, et une description des couplages qui sera déterminée phénoménologiquement, à partir de nos données.

On dispose de modèles qui nous disent comment le système nucléaire est censé se comporter (modèle en champ moyen, modèle en couches,...), s'exciter et réagir avec une cible. Ce sont les données expérimentales qui permettront de contraindre et de trier les modèles, puis d'avancer dans la connaissance des caractéristiques de l'interaction nucléaire pour les noyaux de grande asymétrie neutron-proton.

Nous allons considérer dans le chapitre suivant les sondes appropriées pour mener les études, et décrire les méthodes expérimentales employées.

# Chapitre II

## Sondes et méthodes expérimentales

Jacques Bossuet : « *Le bonheur humain est composé de tant de pièces qu'il en manque toujours une.* »

Paul Bonche : « *Il faut multiplier les expériences et comparaison avec la théorie pour reconstituer la mosaïque de la table des noyaux.* »

---

### II.1 Observables et Sondes

M. Xiang-Dong Ji (de la règle de Ji), de l'Université du Maryland <sup>1</sup> :  
“*Understanding the proton.... by solving QCD : there are 2 possibilities, numerical simulations or effective Theories. Otherwise, you can use the experimental probe and learn from the experimental data how Nature solves QCD!! You study the quark and gluon structure through low and high energy scattering. This requires a clean reaction mechanism ; photon, electron and perturbative QCD.*”.

On effectue des expériences qui nous donnent la solution du problème nucléaire à  $\mathcal{N}$  corps et les théoriciens cherchent à formuler les bonnes équations dont la résolution conduira à la solution mesurée.

#### II.1.1 Le puzzle du noyau, le puzzle des noyaux

Le noyau est considéré par certains comme un objet « à multiples facettes », qui nécessite donc la mise en œuvre d'expériences complémentaires.

Plus simplement, le noyau est un objet quantique, dont on cherche à connaître la fonction d'onde. La sonde perturbe l'objet mesuré, il faut donc multiplier et recouper les sources d'information, pour extraire une image cohérente de la

---

<sup>1</sup>le 27 février 2004, lors d'un séminaire au SPhN intitulé *Quantum phase-space tomography of quarks in the proton.*



fonction d'onde du noyau. Plusieurs sondes sont employées, et les résultats sont confrontés, pour dévoiler finalement l'image complète d'un noyau. Dans le cas des réactions nucléaires, comme nous perturbons le noyau exotique d'intérêt à l'aide d'une sonde que nous décrivons imparfaitement (potentiel d'interaction nucléaire), on doit là encore réaliser des réactions complémentaires, avec des cibles variées, pour accéder aux propriétés fondamentales du noyau.

Les sondes disponibles pour accéder aux principales observables sont récapitulées en annexe B. Notre approche expérimentale varie non seulement les techniques pour étudier un même noyau, mais aussi les noyaux, pour explorer systématiquement la table vers des isotopes de moins en moins liés. C'est la conjonction de toutes les données (masse, énergie d'excitation,  $B(E2)$ , etc...) recueillies sur des chaînes isotopiques aussi étendues que possible à large isospin, qui nous permet de tirer une image nouvelle et plus globale de la structure nucléaire. En parallèle, les théoriciens bâtissent des modèles nucléaires qui ont vocation à être universels sur la table des noyaux, pas seulement efficaces pour des noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité mais aussi prédictifs pour la matière riche en neutrons.

## II.1.2 Facteur de forme inélastique

### Opérateurs et éléments de matrice de transition $M_n$ et $M_p$

Suivant la sonde utilisée, les contributions des neutrons et des protons à l'excitation d'un noyau ne sont pas identiques. Pour une sonde électromagnétique, seuls les protons vont contribuer à l'excitation du noyau. On sonde alors la densité de transition des protons. La sonde électromagnétique idéale est l'électron, mais elle ne permet d'étudier que les noyaux dont la durée de vie est suffisamment longue pour en faire des cibles. Dans le cas contraire, on utilise une cible lourde (par exemple en plomb) et le noyau étudié est pris comme faisceau. Aux petits angles de diffusion, la contribution nucléaire à l'excitation est faible et l'on ne sonde alors que la densité de transition des protons via l'interaction électromagnétique. La plage angulaire étant réduite, on ne mesure pas une distribution angulaire mais une quantité intégrée : une probabilité de transition électrique réduite  $B(E\lambda)$ . Cette quantité est reliée à l'élément de matrice de transition  $M_p$  entre l'état fondamental de spin et d'isospin  $|J_i T T_z\rangle$  et l'état excité considéré de spin et d'isospin  $|J_f T T_z\rangle$  avec l'opérateur de transition électromagnétique  $O_p^\lambda$  de multipolarité  $\lambda$  [Bern79, Bern81].

De façon générale, les facteurs  $M_p$  et  $M_n$  sont définis comme les éléments de matrice de  $O_p$  et  $O_n$  entre les états nucléaires, respectivement [Bern79, Bern81] :

$$M_{n(p)}(T_z) = \langle J_f T T_z || O_{n(p)}^\lambda || J_i T T_z \rangle \quad (\text{II.1})$$

et l'opérateur multipolaire électrique d'ordre  $\lambda$  est écrit dans la limite des grandes

longueurs d'onde :

$$O_{n(p)}^\lambda = \sum_{k=1}^A \left[ \frac{1 \pm \tau_3(k)}{2} \right] r_k^\lambda Y_{\lambda\mu}(\widehat{r}_k) \quad (\text{II.2})$$

### II.1.3 Densité de transition

En général, si l'on note  $\rho_{fi}^{tr}(\vec{r})$  la densité de transition de l'état  $i$  à l'état  $f$ , avec respectivement  $\phi_i$  et  $\phi_f$  les fonctions d'ondes initiale et finale du noyau étudié, on peut écrire la densité  $\rho_{fi}^{tr}$  sous forme intégrale, en coordonnée radiale :

$$\rho_{fi}^{tr}(\vec{r}) = A \int \phi_f^*(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) \phi_i(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_A \quad (\text{II.3})$$

Les densités de l'état fondamental et de transition (avec  $\tau = p$  or  $n$ ) peuvent être écrites également en notation d'opérateur :

$$\rho_{\tau(\lambda=0)}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{N(Z)} \langle 0_{ef}^+ | \frac{1}{r^2} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) Y_{00}(\widehat{r}_i) | 0_{ef}^+ \rangle \quad (\text{II.4})$$

$$\rho_{\tau(\lambda=2)}^{0^+ \rightarrow 2^+}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{N(Z)} \langle 2^+ | \frac{1}{r^2} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) Y_{20}(\widehat{r}_i) | 0_{ef}^+ \rangle \quad (\text{II.5})$$

On relie les éléments de matrice des excitations aux densités de transition radiales des protons et des neutrons.

### II.1.4 Excitations coulombiennes et nucléaires

Le facteur  $M_p$  pour une transition  $J_i$  à  $J_f$  est directement reliée à la valeur de la force de transition correspondante  $B(E\lambda)$  obtenue par une expérience électromagnétique (excitation Coulombienne, diffusion d'électrons ou mesure de temps de vie). La relation entre  $B(E\lambda)$  et  $M_p$  est la suivante :

$$B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{|M_p(T_z)|^2}{2J_i + 1} \quad (\text{II.6})$$

où  $J_i$  et  $J_f$  sont respectivement les spins de l'état initial et final.

Si le noyau est excité par interaction nucléaire, les neutrons contribuent à l'excitation et l'on définit de même un élément de matrice de transition  $M_n$ . Ces éléments de matrice de transition sont reliés aux densités de transition :

$$M_{n,p} = \int \rho_{n,p}^{tr}(r) r^{\lambda+2} dr \quad (\text{II.7})$$

où  $\rho_{n,p}^{tr}(r)$  est la densité de transition radiale de l'état  $i$  à l'état  $f$  pour les neutrons ou pour les protons.

### II.1.5 Sonde des excitations

Les densités de transition pour les neutrons et les protons correspondent à une projection de la fonction d'onde de l'état excité sur celle de l'état fondamental. Elles sont donc indépendantes de la sonde utilisée, de même que les éléments de matrice de transition pour les neutrons et les protons. Mais les contributions des protons et des neutrons à l'excitation du noyau dépendent, elles, de la sonde utilisée, et on définit alors un élément de matrice de transition  $M$  qui est une combinaison linéaire de  $M_n$  et de  $M_p$  :

$$M = b_n M_n + b_p M_p$$

$b_n$  et  $b_p$  sont des intensités d'interaction entre la sonde et les neutrons ou les protons du noyau étudié. Dans le cas d'une excitation par diffusion d'électrons, on a  $b_n = 0$  et  $b_p = 1$ . Pour une excitation coulombienne, la partie d'excitation nucléaire est faible mais une analyse complète doit la prendre en compte. Comme l'interaction effective  $NN$  est dominée par la voie isoscalaire  ${}^3S_1$ , la diffusion sur protons sonde majoritairement la densité des neutrons, et de même que la diffusion sur neutrons qui sonde la densité de protons. Le tableau II.1 présente les rapports  $b_n/b_p$  suivant les sondes utilisées [Bern81].

La mesure d'une excitation électromagnétique combinée avec une mesure utili-

Sondes	Énergie (MeV)	$b_n/b_p$
électromagnétique		0
protons	10-50 MeV	3
protons	1 GeV	0.95
neutrons	10-50 MeV	1/3
$\alpha$	toutes	1
$\pi^+$	160-200 MeV	1/3
$\pi^-$	160-200 MeV	3

TAB. II.1 – Rapport des intensités d'interaction neutron et proton suivant le champ d'interaction [Bern81].

sant une sonde hadronique doit permettre d'obtenir les éléments de matrice de transition pour les neutrons et les protons.

Dans le cadre d'un modèle collectif de vibration dans un fluide nucléaire homogène, les termes  $M_n$  et  $M_p$  sont liés par l'équation :

$$M_n/M_p = N/Z$$

Au voisinage de la vallée de stabilité, il est observé que pour un noyau à couches fermées en neutrons, les excitations collectives de basse énergie correspondent essentiellement à des vibrations des protons, et le rapport  $M_n/M_p$  est

alors inférieur à  $N/Z$ . Dans le cas d'un noyau à couches fermées en protons, le rapport  $M_n/M_p$  est supérieur à  $N/Z$ .

### II.1.6 $M_{n,p}$ et modèle en couches

Dans le cadre du modèle en couches, ces éléments de matrice de transition peuvent être reliés aux éléments de matrice de valence  $A_p$  et  $A_n$  par les relations [Bro83] :

$$\begin{aligned} M_p &= (1 + C_{pp})A_p + C_{pn}A_n \\ M_n &= C_{np}A_p + (1 + C_{nn})A_n \end{aligned}$$

où les termes  $C_{cv}$  (pour  $c, v = p$  ou  $n$ ) sont les charges effectives généralisées liées à la polarisation des nucléons du cœur ( $c$ ) par les nucléons de valence ( $v$ ). Les charges effectives ont un rôle important dans le modèle en couches pour la description des propriétés du noyau (moments quadrupolaire, énergies des états excités ...). De manière générale, lorsque les neutrons et les protons de valence se trouvent dans la même couche, on a  $C_{np} = C_{pn}$  et  $C_{nn} = C_{pp}$ . L'étude de noyaux exotiques permet d'obtenir des informations sur ces charges effectives. Dans le cas du  $^{38}\text{S}$ [Ala98], les neutrons de valence se trouvent dans la couche  $fp$  tandis que les protons de valence sont dans la couche  $sd$ . Afin de reproduire le  $B(E2)$  vers le premier état  $2^+$  de ce noyau, il faut prendre  $C_{pn} = C_{np} = 0.65$  et  $C_{pp} = C_{nn} = 0.35$  alors que dans la couche  $sd$  toutes les charges effectives sont prises égales à 0.35. La connaissance de ces éléments de matrice de transition  $M_n$  et  $M_p$  apporte donc des informations importantes sur les modèles utilisés.

### II.1.7 Faisceaux disponibles au GANIL

Le GANIL permet la production de faisceaux secondaires par deux méthodes : fragmentation du projectile et méthode ISOL. Le schéma de l'accélérateur et des aires expérimentales est présenté sur la figure II.1.

Lors de la production par fragmentation la cible de production est placée entre deux solénoïdes supraconducteurs appelés SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions, Source d'Ions à Solénoïdes Supraconducteurs Intenses) [Jou91, Bae93], qui ont pour rôle d'améliorer la collection et la transmission, vers le spectromètre *Alpha*, du faisceau produit en l'adaptant à l'acceptance angulaire de la ligne. Le premier solénoïde concentre le faisceau primaire en un point de 0.4 mm de diamètre sur la cible. Le second solénoïde permet d'avoir une acceptation angulaire de  $\pm 5^\circ$ . La qualité optique du faisceau (dispersions en énergie et en angle importantes) nécessite l'utilisation d'un spectromètre à large acceptation en moment et en angle pour faire la sélection. Le faisceau est

donc purifié dans le spectromètre *Alpha*, au centre duquel est placé le détecteur achromatique. Le faisceau secondaire peut ensuite être distribué dans les salles expérimentales, le long de la ligne qui constitue l'« arête de poisson ».

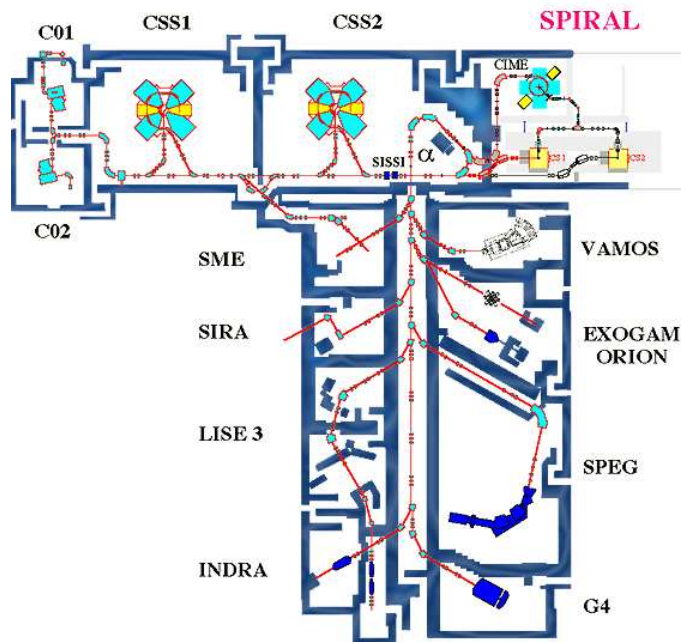


FIG. II.1 – Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales au GANIL.

### Le faisceau de fragmentation au GANIL

Les faisceaux secondaires  $^{10,11}\text{C}$  ont été produits par fragmentation d'un faisceau de  $^{12}\text{C}$  à 95 A.MeV respectivement sur des cibles en carbone, de densité surfacique  $1710 \text{ mg/cm}^2$  et  $1930 \text{ mg/cm}^2$  puis collectés et transmis grâce à SISSI.

Après la purification, assurée grâce à une méthode combinant la sélection magnétique et la perte d'énergie dans un dégradeur en plastique (mylar) placé dans le spectromètre *Alpha*, le faisceau de  $^{10}\text{C}$  a été envoyé vers SPEG, sans contaminant. Lors de la production du  $^{11}\text{C}$  ce faisceau représentait environ 75 % du faisceau secondaire total, avec le  $^{12}\text{C}$  comme principal contaminant. Les intensités des faisceaux secondaires de  $^{10,11}\text{C}$  sur la cible de réaction étaient de l'ordre de  $5 \cdot 10^5$  et  $5 \cdot 10^6$  particules par seconde (part/s) respectivement, à des énergies de 45.3 et 40.6 MeV/nucléon (MeV/n).

### Le faisceau SPIRAL

Dans le cas de SPIRAL [Vil01], le faisceau d'ions lourds est incident sur une cible épaisse, segmentée pour permettre une diffusion plus rapide des ions et

un meilleur contrôle thermique. Les atomes radioactifs sont ensuite ionisés dans une source ECR (Electronic Cyclotron Resonance) à aimants permanents, placée très proche de la cible, avant d'être accélérés dans le cyclotron compact CIME (Cyclotron d'Ions à Moyenne Energie) de  $K=265$ , qui permet de les accélérer à 25 MeV/n au maximum. Le cyclotron est lui même un séparateur de masse, qui délivre donc généralement un faisceau pur, qui peut être conduit vers toutes les aires expérimentales. Le premier faisceau exotique de SPIRAL fut délivré en septembre 2001. L'isotope  $^{18}\text{Ne}$  (de durée de vie 1.67 s) fut produit par fragmentation du faisceau primaire de  $^{20}\text{Ne}$ , à 95 A.MeV sur une cible de carbone. Depuis, de nombreux faisceaux ont pu être produits et utilisés pour des expériences : par exemple des faisceaux d' $^{6,8}\text{He}$  à des énergies entre 15.0 et 15.6 MeV/n et à 3.5 MeV/n, et des faisceaux de  $^{74,76}\text{Kr}$  à 8.3 A.MeV. Les intensités disponibles étaient de  $1.4 \cdot 10^4$  part/s pour  $^{18}\text{Ne}$  à 15.4 MeV/n et  $1 \cdot 10^6$  pour  $^{76}\text{Kr}$ .

## II.2 Réactions directes en cinématique inverse avec faisceaux radioactifs

L'approche expérimentale adoptée pour explorer la spectroscopie de basse énergie va être développée dans cette partie. Il s'agit de la réalisation d'expériences de réactions directes, particulièrement les diffusions élastiques et inélastiques. L'outil MUST [MUST] (et bientôt MUST2), un ensemble de détection des particules légères chargées, est conçu pour les réactions directes en cinématique inverse induites par les faisceaux radioactifs sur des cibles riches en  $p$ ,  $d$ ,  $t$ . La collaboration MUST a mené au GANIL un programme qui a permis d'obtenir la spectroscopie et la structure d'un ensemble de noyaux exotiques par diffusion ( $p,p'$ ). Le chapitre IV présentera une synthèse de ces résultats.

Je vais évoquer ici les expériences menées sur les  $^{10,11}\text{C}$  et  $^8\text{He}$  pour illustrer les performances et les atouts de notre technique expérimentale, notamment la possibilité d'effectuer la spectroscopie des états non liés, situés au-dessus du seuil de séparation neutron, comme ce fut le cas pour le  $2^+$  de  $^{16}\text{He}$  et de  $^{18}\text{He}$ . **Les détails sont fournis dans l'article [Joua05].**

### II.2.1 Outils spectroscopiques : sonde ( $p,p'$ ) et transferts d'un nucléon ( $p,d$ ) et ( $d,p$ )

Quand on étudie par réaction directe un noyau stable, il constitue la cible que l'on bombarde avec un faisceau de projectiles légers dont on mesure l'énergie et l'angle après diffusion. Dans le cas présent, le noyau à étudier est le projectile, et il interagit avec une cible contenant les protons et les deutons. Il y a deux méthodes possibles pour mesurer les caractéristiques cinématiques de la réaction, détecter soit le projectile diffusé, soit la particule de recul. La première méthode

présente deux inconvénients importants. L'éjectile est focalisé vers l'avant dans un cône très étroit, ce qui nécessite une très bonne résolution angulaire. D'autre part, on ne peut mesurer que l'excitation d'états liés, sinon une ou plusieurs particules sont émises, ce qui altère la cinématique du quasi-projectile. Ceci est particulièrement pénalisant dans le cas de noyaux très peu liés qui s'excitent facilement dans le continuum. Une méthode pour s'affranchir de ces problèmes est de détecter la particule légère de recul. Le léger est donc détecté dans un ensemble de télescopes, fournissant l'énergie, la position, le temps de vol (par rapport à un détecteur de faisceau) avec une bonne précision et une résolution suffisante pour séparer en énergie d'excitation les états excités pour lesquels on veut fournir les distributions angulaires  $(p,p')$ .

La détection du fragment lourd est assurée, soit par un détecteur de plastique scintillant situé aux angles avant, soit par un spectromètre tel que SPEG ou VAMOS au GANIL lorsque l'on veut un bon pouvoir d'identification. La précision des mesures qu'il est possible d'atteindre par notre méthode de détection de spectroscopie de particules est discutée au chapitre II.3.1 et illustrée en Annexe E), dans le cas de la diffusion  $^{11}\text{C}(p,p')$ .

Dans le cas d'un noyau dont les états excités sont non liés et décroissent par émission de neutrons, le cône d'émission des particules détectées en voie de sortie du  $(p,p')$  sera important ce qui nécessitera l'emploi d'un détecteur de large couverture angulaire aux angles avant. Prenons l'exemple de la réaction  $^8\text{He}(p,p')$ . Comme les états excités de  $^8\text{He}$  sont non liés et décroissent par émission d' $^7\text{He}+n$ , donnant  $^6\text{He}+2n$  et  $\alpha+4n$ , la réaction  $^8\text{He}(p,p')$  conduit donc en voie de sortie aux particules chargées suivantes : pour l'élastique,  $^8\text{He}$  détecté dans un mur de plastique en coïncidence avec le proton détecté dans l'ensemble de télescopes MUST, et pour l'inélastique soit de  $^6\text{He}$  ou un  $^4\text{He}$  dans les plastiques avec un proton dans MUST. Comme les neutrons émis dans le processus ne sont pas détectés, on reconstruit une cinématique à 3 ( $^7\text{He}+n+p$ ), à 4 ( $^6\text{He}+2n+p$ ) ou à 6 (alpha+4neutrons+p) corps à partir des informations cinématiques de 2 particules chargées, pour fournir le spectre en énergie d'excitation de  $^8\text{He}$ .

### Réactions de transfert $(d,p)$ ou $(p,d)$

L'analyse des réactions de transfert d'un nucléon  $(d,p)$  ou  $(p,d)$  nécessite la prise en compte des potentiels d'interaction des voies d'entrée et de sortie. Les potentiels d'interaction des noyaux exotiques sur cible peuvent être très éloignés des paramétrisations globales obtenues sur les ensembles de données de noyaux stables. Lorsque l'on étudie les réactions de transfert avec les faisceaux radioactifs, il est donc nécessaire de mesurer la voie d'entrée et le transfert simultanément. Par exemple pour la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ , il faudra connaître les voies  $^{10}\text{Be}+d$  et  $^{11}\text{Be}+p$ , soit par une mesure directe à l'énergie adéquate, soit en s'appuyant sur une évaluation des données existantes à des énergies voisines.

Il est donc important, de prévoir la mesure simultanée de l'élastique et du transfert, avec une couverture angulaire assez importante pour réaliser une ana-

lyse précise du potentiel d'interaction de la voie d'entrée.

Les expériences de diffusions élastiques et inélastiques (p,p') avec MUST ( $^{10,11}\text{C}$ ,  $^{6,8}\text{He}$ ,...) ont toutes été réalisées au GANIL sur l'aire expérimentale SPEG. Le dispositif expérimental après la cible de réaction consistait en un mur de détecteurs MUST pour la mesure de particules légères chargées (identification et mesures des protons, deutons, tritons,  $^{3,4}\text{He}$ ) en coïncidence avec le fragment détecté dans un mur de plastiques scintillateurs. Pour les faisceaux incidents plus lourds tels que  $^{18,20}\text{O}$  [Khan00], et  $^{22}\text{O}$  [BechTH04] sur proton, le détecteur en coïncidence était SPEG.

## II.2.2 Détection des particules chargées légères : MUST

Le dispositif expérimental MUST [MUST] est un ensemble de huit modules de télescopes, spécialement conçu pour la détection de particules légères chargées (p,d,t,  $^{3,4}\text{He}$ ) produites dans les réactions directes en cinématique inverse induites par les faisceaux radioactifs sur cibles légères, de protons, deutons dans des cibles cryogéniques  $H_2$ ,  $D_2$  ou riches en éléments légers,  $\text{CH}_2$  ou  $\text{CD}_2$ .

Le détecteur mesure la position, l'énergie et le temps de vol des particules légères, ce qui permet de reconstituer la cinématique des réactions. Avec un détecteur en coïncidence on obtient la signature des réactions, et la reconstruction des spectres en énergie d'excitation et des sections efficaces.

Chaque module de surface active  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  est composé de trois étages de télescopes. Le premier étage est un détecteur double face à strips, en Si de 300  $\mu\text{m}$ , donnant la perte d'énergie de la particule, et ses localisations horizontale X et verticale Y. L'espacement des strips est de 1 mm en X et en Y. Événement par événement, quand une particule est détectée sur cet étage, un déclenchement (par piste X) fournit, par rapport à un signal de référence (HF de cyclotron, déclenchement d'un temps de plastique, temps de passage dans un détecteur de faisceau en amont de la cible) un temps de vol.

### Identification des particules

Pour les particules de recul les moins énergétiques, qui sont arrêtées dans le premier étage, comme les protons, deuton (d) et triton (t) avec des énergies respectivement sous 6 MeV, 8 et 9 MeV, la séparation entre p, d, t, et  $^{3,4}\text{He}$  est effectuée par la technique énergie-temps de vol : les particules sont identifiées dans la matrice de corrélation construite entre leur perte d'énergie  $\Delta E$  dans le détecteur Si à strips et leur temps de vol. Ce temps de vol était mesuré, dans nos expériences (p,p'), entre l'étage Si et un temps de déclenchement obtenu par le passage d'une particule incidente dans le deuxième détecteur de faisceau CATS ("Chambres à Trajectoires de Saclay"). La résolution en temps atteinte était de 1.4 ns, suffisante pour distinguer les particules p, d et t et sélectionner les protons. Les protons d'énergie supérieure à 6 MeV sont détectés dans le second étage de



3 mm de Si(Li) jusqu'à 25.4 MeV. Leur identification est réalisée par la méthode  $E-\Delta E$  entre l'énergie déposée dans l'étage de Si(Li) et la perte d'énergie  $\Delta E$  dans l'étage de Si. Au-delà de 25.4 MeV et jusqu'à 75 MeV l'énergie des protons est mesurée dans le dernier étage, un scintillateur CsI de 1.5 cm d'épaisseur. **Les figures E-TOF et E- $\Delta E$  sont données en annexe E (article [Joua05]).**

A une distance standard de 15 cm de la cible les mesures avec des strips de 1 mm de largeur conduisent pour la détection des particules diffusées à une résolution de  $0.4^\circ$  dans le repère du laboratoire. Chaque détecteur à strips a un seuil d'énergie minimal de 0.5 MeV et une résolution en énergie intrinsèque de 50 keV (globalement la résolution que l'on mesure quand on détermine les caractéristiques des pics d'une source  $\alpha$ -3 pics).

L'angle de diffusion de la particule est déterminé précisément avec la position fournie par les pistes X et Y touchées dans MUST, et la position et l'angle du faisceau incident sur la cible, donnés par la reconstruction de la trajectoire incidente dans les deux détecteurs de faisceau CATS situés en amont de la cible. La projection des courbes cinématiques mesurées permet la détermination du spectre en énergie d'excitation de la particule détectée à l'avant. Avec cette technique de détection de la particule de recul et de reconstitution du spectre en énergie d'excitation, la résolution en énergie  $\Delta E$  obtenue varie entre 600 keV et 1 MeV selon l'épaisseur de cible employée et la cinématique de la réaction. Le facteur limitant est la perte d'énergie des particules de recul dans la cible. Pour améliorer  $\Delta E$ , on réduit donc l'épaisseur de cible, notamment pour mesurer les petits angles centre de masse (c.m.) où l'énergie du proton est faible et donc la perte d'énergie plus importante qu'aux grands angles c.m. Pour mesurer des états très proches en énergie, séparés de moins de 200 keV, il faut donc changer de technique et recourir à une mesure de spectroscopie Gamma (dont la résolution typique à basse énergie est d'environ une dizaine de keV). Celle-ci pourra être couplée à la détection de particules, comme on l'évoquera au chapitre V.

### II.2.3 Description du dispositif expérimental au GANIL

Le système de détection est décrit dans la suite. Il comprend le dispositif MUST, le mur de plastiques et les deux détecteurs de faisceau CATS. Un schéma du dispositif expérimental dans la chambre à réaction est donné en Fig. II.2.

- **Configuration dans la chambre à réaction**

Pour la mesure  $^{10,11}\text{C}(p,p')$ , 8 détecteurs MUST étaient assemblés en un mur qui était situé à 15 cm de la cible, et dont l'axe vertical était tourné de  $63^\circ$  ( $63^\circ_{lab}$ ) par rapport à l'axe du faisceau, dans le repère du laboratoire (Fig. II.2). Cette position a permis de couvrir une gamme angulaire entre  $45^\circ$  et  $90^\circ_{lab}$ . Pour sélectionner la voie de réaction et éliminer le fond, le proton de

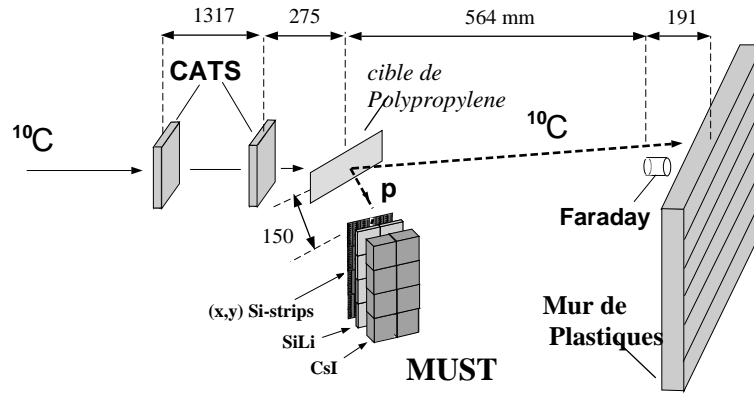


FIG. II.2 – Dispositif expérimental pour les mesures de réactions  $(p,p')$  comprenant les détecteurs MUST, CATS et le mur de plastiques.

recul était détecté en coïncidence avec l'éjectile aux angles avant. La détection de l'éjectile était assurée par un mur de plastique, localisé à 75 cm derrière la cible et composé de 6 lattes horizontales de scintillateurs BC408, de dimensions  $8 \times 50 \text{ cm}^2$  (hauteur, longueur) et de 3 cm d'épaisseur. Le signal émis dans chaque latte est lu de chaque côté par un photo-multiplicateur.

Pour les angles les plus à l'avant, où les taux de comptage sont élevés, un petit plastique scintillateur dit Faraday de 2.8 cm de diamètre (le plastique faisceau de la figure II.2) est centré à zéro degré pour collecter, identifier et compter les particules du faisceau. L'identification du projectile lourd dans ce plastique est réalisée par des corrélations  $E_{\text{plas}} - T_{\text{plas-Cats}}$ .

Lorsqu'on construit les spectres de cinématique, la coïncidence avec l'éjectile supprime les protons produits par les réactions induites par les contaminants du faisceau sur la cible, et aussi les protons émis par les noyaux excités qui sont produits dans les collisions centrales du faisceau sur le carbone contenu dans la cible de  $\text{CH}_2$ . Pour contrôler le fond dû à la composition en carbone de notre cible, une mesure sur cible de  $^{12}\text{C}$  a été réalisée durant l'expérience (Sec. II.3.2).

#### II.2.4 Nécessité des détecteurs de faisceau : CATS

Pour reconstituer précisément les distributions angulaires de sections efficaces il est crucial de mesurer avec précision les trajectoires incidentes de chaque particule. Comme l'émittance d'un faisceau radioactif produit par fragmentation est grande, la tache faisceau couvrant habituellement  $1 \text{ cm}^2$  sur cible, et une divergence angulaire maximale de  $1^\circ$ , deux détecteurs de position, les chambres à fils basse pression CATS [CATS], ont été employés pour améliorer la détermination de la position de l'ion incident ion sur la cible. Ils donnent la position du faisceau et le temps de passage particule par particule. CATS1 and CATS2 étaient loca-

lisés à 159.2 cm et 27.5 cm en amont de la cible (les distances entre les détecteurs et la cible sont donnés sur la Fig. II.2). Ces détecteurs mesurent événement par événement les positions horizontales (H) et verticales (V) perpendiculaires à l'axe faisceau, ce qui fournit le point d'impact et l'angle incident des particules sur la cible avec une résolution à mi-hauteur de 1.1 mm (H), 1.2 mm (V) et  $0.1^\circ$ . Les profils du faisceau de  $^{11}\text{C}$  à 40.6 MeV/n sur les deux CATS donnent le profil du faisceau reconstruit sur la cible. Le taux de comptage a été réduit à  $3 \cdot 10^5$  part/s pour les faisceaux de  $^{10}\text{C}$  et  $^{11}\text{C}$  de façon à pouvoir utiliser les détecteurs de faisceau dans les conditions standard. Ces détecteurs sont requis pour obtenir une bonne résolution en angle de diffusion et une résolution énergie d'excitation suffisante pour séparer les états excités du  $^{11}\text{C}$ .

On nous avait assuré au démarrage de SPIRAL que la qualité des faisceaux délivrés serait très bonne, et que les détecteurs de faisceau ne seraient pas nécessaires. Comme Saint-Thomas, ne croyant que ce que nous pouvons voir, nous avons pris la précaution d'employer les CATS pour effectuer les mesures d'émittance du faisceau radioactif d' $^8\text{He}$  produit par SPIRAL. L'émittance était importante ( $12\pi$  mm.mrad, à comparer aux  $32\pi$  mm.mrad des faisceaux produits par fragmentation et aux  $16\pi$  mm/mrad avec les réglages du dispositif SISSI) et la tache faisceau était large sur la cible ( $>3\text{-}4$  mm dans les deux directions). C'était dû à l'éjection multi-tours de CIME, qui nous permettait de bénéficier d'une intensité accrue, mais dégradait les qualités du faisceau.

## II.3 Extraction des données

### II.3.1 Cinématiques et spectres en énergie d'excitation : exemple des diffusions $^{10,11}\text{C}(\text{p},\text{p}')$

Nous avons mesuré les sections efficaces angulaires élastiques et inélastiques  $^{10,11}\text{C}(\text{p},\text{p}')$  sur deux cibles de polypropylène  $(\text{CH}_2\text{CHCH}_3)_n$  (densité de  $0.896$  g/cm<sup>3</sup>) d'épaisseurs  $1.48$  mg/cm<sup>2</sup> et  $8.25$  mg/cm<sup>2</sup>.

Pour mesurer les distributions angulaires en descendant jusqu'à  $10^\circ_{c.m.}$  où l'énergie des protons de recul décroît à 1 MeV, la cible la plus mince a été utilisée. Aux angles plus grands, on a employé la cible épaisse pour accroître la statistique. Les événements considérés pour construire le spectre cinématique, puis extraire les sections  $(\text{p},\text{p}')$ , correspondent à ceux où on enregistre un proton en coïncidence avec l'éjectile lourd, ainsi qu'une particule détectée dans CATS 1 et 2. La détection dans CATS 1 et 2 fournit la trajectoire incidente et le profil du faisceau. Les spectres en énergie d'excitation sont calculés à partir des propriétés cinématiques des protons diffusés. **J'ai discuté ces figures dans l'article [Joua05]. Elles illustrent particulièrement bien notre méthode expérimentale, et la qualité des données obtenues en combinant les détections de CATS et MUST (voir l'annexe E).**

Je rappelle ici les principales conclusions obtenues, qui démontrent la précision atteinte dans ces mesures. Le spectre cinématique du proton diffusé (matrice de corrélation de l'énergie du proton  $E_{lab}^p$  en fonction de l'angle de diffusion  $\theta_{lab}^p$ ) obtenu dans le cas de la réaction  $p(^{11}\text{C}, p')$  à 40.6 MeV/n sur la cible de polypropylène de 1.48 mg/cm<sup>2</sup> a été construit en considérant deux calculs de l'angle de diffusion avec l'angle donné par MUST : l'un où l'impact du faisceau de  $^{11}\text{C}$  sur la cible est considéré comme perpendiculaire à la cible et ponctuel, et le second en prenant en compte l'angle d'incidence et le point d'impact fournis par les détecteurs CATS. On a déduit le spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{C}$  dans les deux cas. Dans le premier cas, seul un pic à l'énergie zéro apparaît et les autres pics attendus pour les états excités du  $^{11}\text{C}$  ne sont pas séparés. Si nous prenons en compte dans la reconstruction de l'angle de diffusion l'information donnée par les CATS, on sépare les pics excités et la largeur à mi-hauteur du pic correspondant aux événements de diffusion élastique pour le  $^{11}\text{C}$  décroît d'environ 3.4 MeV (cas sans CATS) à 700 keV (impact reconstruit). Les détecteurs de faisceau sont donc cruciaux dans les mesures en cinématique inverse, et on doit obligatoirement combiner les dispositifs CATS et MUST pour réaliser les mesures d'énergies d'excitation avec suffisamment de résolution. Avec la réaction  $^{11}\text{C}(p, p')$  on a observé l'ef  $3/2^-$ , les états excités  $1/2^-$ ,  $5/2^-$  et  $7/2^-$  aux énergies, respectivement, de 13 keV, 2.02 MeV, 4.33 MeV et 6.50 MeV. Dans la littérature les valeurs des énergies des états excités sont 2.00, 4.32 et 6.48 MeV [AjS88]. Avec la cible mince la largeur mesurée de l'ef du  $^{11}\text{C}$  est de 680 keV (à mi-hauteur). Avec la cible épaisse la résolution est dégradée, on a 970 keV.

On voit que notre détermination du spectre en énergie d'excitation donne la position des états excités, avec une grande précision, meilleure que la résolution intrinsèque des détecteurs Si(strips) qui est de 50 keV. Dans le cas des états liés de  $^{10,11}\text{C}$ , on a obtenu l'énergie des états liés à 20 keV près [JouTH01, Joua05]. Pour des états non liés, il faut prendre en compte l'incertitude reliée à l'extraction du fond et à l'ajustement que l'on effectue pour extraire les caractéristiques de la résonance. La détection de particules chargées représente une technique puissante pour la mesure précise des masses nucléaires des états non liés peuplés par réactions directes.

De même, par masse manquante, on peut mesurer directement la position de l'ef et donc la masse de  $^{17}\text{He}$  par la réaction  $^8\text{He}(p, d)$ . Ces bonnes performances ont déjà été employées pour déterminer la masse de noyaux non liés. Il s'agissait des noyaux de  $^{18,19}\text{Na}$  [Zer04], dont l'état fondamental avait été reconstruit, cette fois par masse invariante, à partir de la mesure de leurs produits de décroissance  $^{17,18}\text{Ne}+p$ , le proton étant détecté dans MUST et le fragment lourd dans le spectromètre SPEG.

### II.3.2 Résultats des réactions ${}^8\text{He}+p$ à 15.7 A.MeV

Le but de cette expérience menée avec un faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$  à 15.7 A.MeV sur proton était de déterminer le spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$  et les sections efficaces élastiques et inélastiques, pour sonder les densités nucléaires de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$  et de transition vers son premier état excité  $2^+$  qui est non lié. La zone cinématique couverte par l'ensemble de télescopes MUST pour l'expérience SPIRAL nous a permis de recueillir également des données correspondant à la réaction de transfert  ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}^*$  et également  ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}(0^+)$  et  ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}(2^+)$  dont les taux de comptage sont significatifs par rapport à la diffusion inélastique vers le  $2^+$ , ce qui permet d'extraire des distributions angulaires de sections efficaces. L'analyse des données a constitué le travail de thèse de Flore Skaza [SkaTH04] au SPhN. Je l'ai encadrée depuis l'expérience  ${}^8\text{He}(p,p')$  jusqu'aux interprétations des résultats.

Le faisceau d' ${}^8\text{He}$  a été produit par le dispositif SPIRAL [Vil01] au GANIL par la technique ISOL et accéléré à 15.6 MeV/n (ou 15.66A.MeV, nous écrirons dans la suite 15.7 A.MeV) par le cyclotron CIME, sans contaminant. L'intensité maximale fut de 14000 part/s, en moyenne nous avons 5000 part/s. L'intensité maximale (moyenne) durant l'expérience a été de 14000 (5000) part/s. Le faisceau d' ${}^8\text{He}$  était envoyé sur une cible riche en protons qui était une feuille de polypropylène  $(CH_2)_n$ , d'épaisseur 8.25 mg/cm<sup>2</sup>. Les réactions directes ont été étudiées en détectant le noyau léger de recul. On a adopté la même technique que pour l'expérience  ${}^6\text{He}(p,p')$  [Lag01].

Une photographie du montage réalisé pendant l'expérience  ${}^8\text{He}(p,p')$  est présentée en II.3. La configuration était identique à celle donnée en Fig. II.2) et le mur était là aussi situé à 15 cm de la cible, mais il faut noter que, comme l'énergie incidente était plus faible, la pente des cinématiques (p,p') était moins grande que pour l'expérience  ${}^{10,11}\text{C}$ , et pour couvrir des angles c.m. plus élevés avec la configuration des 8 MUST, il fallait augmenter la zone angulaire en tournant le mur. Il a donc été placé dans deux positions, à 50 et 65° (lab), par rapport à l'axe du faisceau, permettant de couvrir la gamme angulaire totale entre 30°-90° (lab.). Et c'est ce qui nous a permis d'obtenir gratuitement les réactions de transfert (p,d) et (p,t), qui "tombaient" dans cette gamme ! La figure II.4 présente l'ensemble des cinématiques obtenues lors de la réaction  ${}^8\text{He}$  sur proton mesurée avec le faisceau à 15.6 MeV/n. Les données correspondent aux événements obtenus pour les deux angles d'exposition du mur MUST. L'énergie est mesurée par le télescope MUST, et les particules ont été identifiées par les corrélations E-TOF. L'angle de diffusion prend en compte la reconstruction de l'angle d'incidence et du point d'impact sur la cible à partir des positions des particules incidentes fournies événement par événement par les détecteurs CATS.

Pour s'assurer que les événements retenus ne proviennent pas de réactions

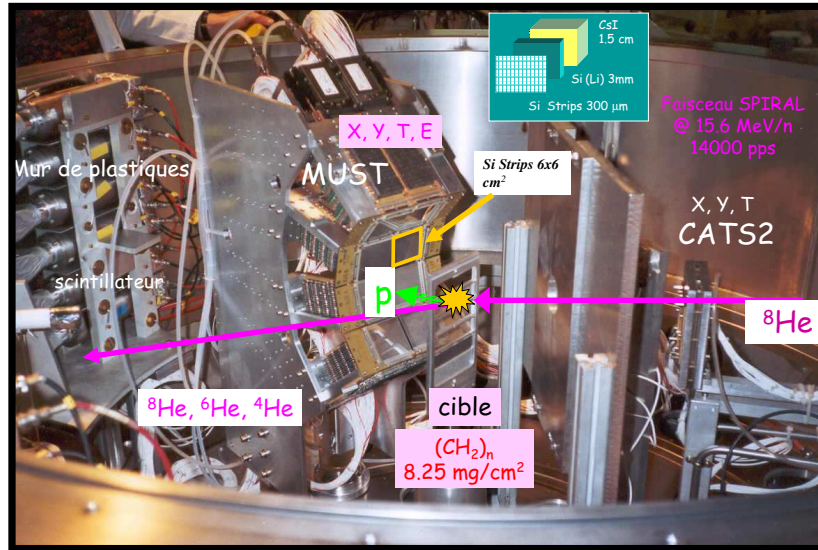


FIG. II.3 – Photographie du montage expérimental incluant le mur de MUST, le porte-cible et le 2<sup>e</sup> détecteur de faisceau CATS. dans la chambre à réaction du SPEG. A gauche, on distingue les PM du mur de plastiques scintillateurs. Le diamètre de la chambre est de 1.8 m. [© Photo V.Lx]

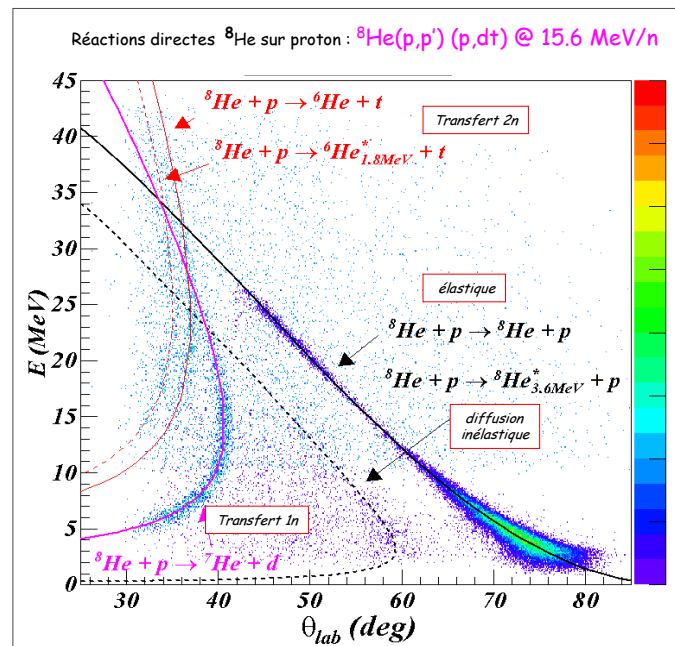


FIG. II.4 – Cinématiques expérimentales (Energie en fonction de l'angle de diffusion) des particules p,d,t détectées dans MUST et produites dans les réactions  ${}^8\text{He}(p,p')$  (p,d) (p,t) mesurées à 15.6 MeV/n.

parasites, l'événement physique retenu correspond à la détection d'un proton ou d'un deuton dans MUST, pour le (p,p') et le (p,d) respectivement, en coïncidence avec un fragment dans le plastique et une particule incidente détectée dans les 2 CATS. On peut alors reconstruire la trace de la particule incidente, son angle et son point d'impact sur la cible, l'angle de diffusion, et examiner la corrélation de l'énergie de la particule légère avec l'angle de diffusion dans le spectre de cinématique.

Le faisceau et les produits de réaction sont détectés et identifiés en direction avant, soit dans le plastique scintillateur à zéro degré ou, pour les angles c.m. plus grands, dans le mur qui couvre au total une surface de 50 x 48 cm<sup>2</sup> à 75.5 cm de la cible. Le mur a donné des mesures de temps et d'énergie conduisant à une résolution en masse de  $\delta M/M \simeq 19\%$ , suffisante pour identifier grossièrement les noyaux d'He et soustraire le fond dans les spectres des signaux des plastiques, mais pas pour séparer correctement l'<sup>6</sup>He de l'<sup>8</sup>He ou de l'<sup>4</sup>He. Les cinématiques de l'énergie totale de la particule légère en fonction de l'angle de diffusion (lab.) sont représentées sur la Fig. II.5a) and b), respectivement pour les événements incluant *p* ou *d* détectés dans MUST en coïncidence avec les isotopes d'He dans le mur de plastiques. Avec l'identification des particules *p* or *d* et les cinématiques, la réaction d'intérêt, élastique, inélastique (p,p') ou (p,d) est sélectionnée. Les données élastiques s'étendent de 20 à 110°<sub>c.m.</sub>, celles de transfert de 27 à 85°<sub>c.m.</sub> dans leur systèmes de c.m. respectifs. Pour mesurer les distributions angulaires de 40° jusqu'à 20° (c.m.) où l'énergie des protons de recul décroît jusqu'à 1.5 MeV, la cible mince de polypropylène de 1.48 mg/cm<sup>2</sup> a été employée.

Comme l'<sup>7</sup>He est un noyau non lié on doit détecter son produit de décroissance, l'<sup>6</sup>He ou l'<sup>4</sup>He. Le spectre en énergie d'excitation de l'<sup>7</sup>He est calculé par la méthode de la masse manquante : on reconstruit la cinématique à partir des mesures de énergie et de l'angle du *d* diffusé. La méthode et l'analyse des données est expliquée en Annexe C.

### Fond physique et Espace des phases

Un fond dans les spectres en énergie d'excitation est créé par la cinématique à plusieurs corps, lié aux variables cinématiques non mesurées des neutrons de la réaction.

Comme le noyau d'<sup>8</sup>He est faiblement lié, son excitation sur la cible de proton, ou le transfert de particules sur cette cible conduit, en voies de sortie à des structures faiblement liées, ou à des résonances de noyaux non liés. Les noyaux non liés produits dans l'état final décroissent par émission de particules. Ainsi, en voie de sortie du (p,p'), pour les énergies au-dessus du seuil  $S_{2n} = 2.1$  MeV, ce n'est plus un corps, l'<sup>8</sup>He, que l'on doit considérer comme produit mais 3 : <sup>6</sup>He+n+n ; pour  $E_{exc} > 2.5$  MeV, deux processus sont en compétition <sup>7</sup>He+n et <sup>6</sup>He+n+n ; et pour  $E > S_{4n} = 3.1$  MeV, on peut aussi avoir directement 6 corps en sortie :  $\alpha+4n+p$ .

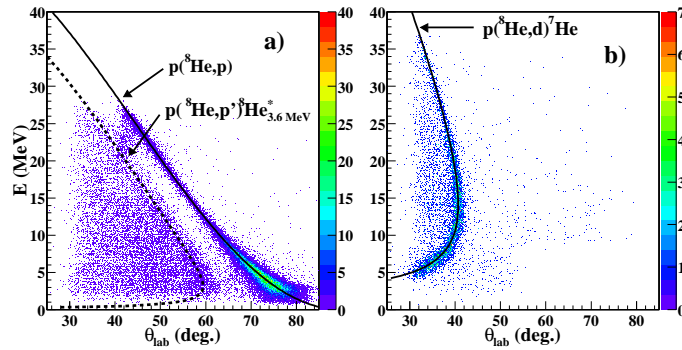


FIG. II.5 – Matrice cinématique des événements pour : a) les réactions élastique, inélastiques de l’<sup>8</sup>He sur protons et b) le transfert (p,d). Les lignes calculées des cinématiques de réactions sont dessinées pour guider l’œil, la ligne pointillée en a) représente le (p,p’) vers un état excité à 3.6 MeV.

En voie de sortie on a donc 3, 4, 5, corps... or l’on détecte seulement deux particules : la particule légère en coïncidence et l’un des produits de décroissance. On observe un fond important, des structures larges et des pics dont il faut déterminer l’origine, pour savoir s’il s’agit d’états physiques ou d’artefact produits par la convolution entre les coupures cinématiques (effets de décroissance brutale du jacobien, limitations de l’acceptance ou de la dynamique de la détection) avec le fond physique.

La reconstruction en masse manquante de l’énergie d’excitation de l’<sup>8</sup>He conduit à un spectre en énergie. Pour extraire la position et la largeur de résonances à basse énergie de l’<sup>8</sup>He, il faut analyser le fond du spectre en énergie d’excitation et évaluer le fond physique dû à l’espace des phases et induit par l’émission en voie de sortie des particules<sup>2</sup>. Le travail effectué sur l’analyse de l’<sup>8</sup>He a conduit à développer un programme de cinématique et de simulation pour prendre en compte le fond lié à l’espace des phases. L’extraction des résonances est effectuée en convoluant les aspects structurels (position, largeur des états) avec l’aspect dynamique des processus possibles susceptibles de peupler le spectre en énergie d’excitation de l’<sup>8</sup>He, reconstruit à partir des variables cinématiques du proton. Cette étude du fond est cruciale pour extraire les résonances des états non liés et donner leurs caractéristiques, position en énergie, largeur, taux de production, de façon fiable.

### Simulation du dispositif

*A priori*, sur un spectre tel que ceux obtenus pour les noyaux de <sup>6</sup>He ou <sup>8</sup>He, à partir des réactions (p,p’), le 2<sup>e</sup> état résonant excité pourrait être extrait faci-

<sup>2</sup>Les calculs d’espace des phases sont développés dans le livre de Nikolic [Nyb68].



lement en ajustant un pic et un fond physique sur les données :

- une fonction Breit-Wigner décrit l'état excité, à la position  $E_{exc}$  et avec une largeur  $\Gamma$ , cette fonction est convoluée par la résolution expérimentale, (ce qui se traduit par une fonction de convolution gaussienne),
- une forme analytique est adaptée sur le fond physique aux grandes énergies d'excitation, on prend en compte le fond lié à la contribution des réactions sur le carbone de la cible  $\text{CH}_2$  grâce à la fonction déduite du spectre obtenu sur cible de carbone.

Le pic élastique est fixé, les paramètres de la forme du fond physique sont laissés libres, ainsi que  $E_{exc}$  et  $\Gamma$ . Lorsqu'il s'agit de déterminer les résonances à plus haute énergie d'excitation, on doit distinguer des structures très larges, dégradées par l'élargissement en angle et les pertes d'énergie dans la cible. Il devient alors nécessaire de comprendre l'origine du fond physique, de le modéliser et de comprendre les effets de coupure et de distorsion introduits par le filtre expérimental. Le programme de simulation de l'expérience a été développé par Flore Skaza durant sa thèse. Il reposait sur les premières fondations établies par Cédric Jouanne (programme Monte-Carlo incluant les trajectoires incidentes, l'impact sur la cible, la perte d'énergie et le straggling dans la cible, la détection dans MUST, la reconstruction d'événements physiques par la simulation). Flore Skaza a transcrit le programme de simulation en C++ pour une utilisation sous ROOT, elle l'a enrichi en lui adjoignant des routines d'espace des phases pour la simulation des processus à plusieurs corps en voies de sortie, lorsque les états des noyaux de sortie sont non liés et décroissent par émission de particules.

La simulation est un générateur d'événements, les ingrédients sont :

- le tirage Monte-Carlo à partir de l'ensemble des données du faisceau incident dans CATS. On tire une particule qui traverse CATS1 et 2, cela permet de reconstruire l'angle d'incidence et l'impact sur la cible ;
- le tirage d'un point d'interaction dans la cible,
- le tirage d'une réaction parmi toutes les possibilités physiquement les plus probables (élastique, transfert, et les décroissances des états non liés associés),
- la détection des particules produites par la réaction précédente.

Le programme permet de convoluer le fond d'espace de phase générés par toutes les réactions considérées par la géométrie et l'efficacité de détection, les effets de coupures cinématiques produits par la couverture angulaire de la détection sont ainsi pris en compte de façon réaliste.

Cette simulation doit être entreprise lorsqu'il s'agit de préparer une expérience à la drip-line neutron et les recherches d'états non liés et d'estimer le temps de comptage nécessaire pour séparer efficacement le signal d'intérêt, la résonance, par rapport au fond. Cet effort de simulation est particulièrement important quand il s'agit d'affirmer ou d'infirmer l'existence de résonances plongées dans un fond physique. Il faut alors montrer que l'on reproduit parfaitement le fond physique, en incluant toutes les contributions possibles liées aux corrélations de plusieurs particules non détectées, provenant de la décroissance de noyaux non

liés.

## Résonances

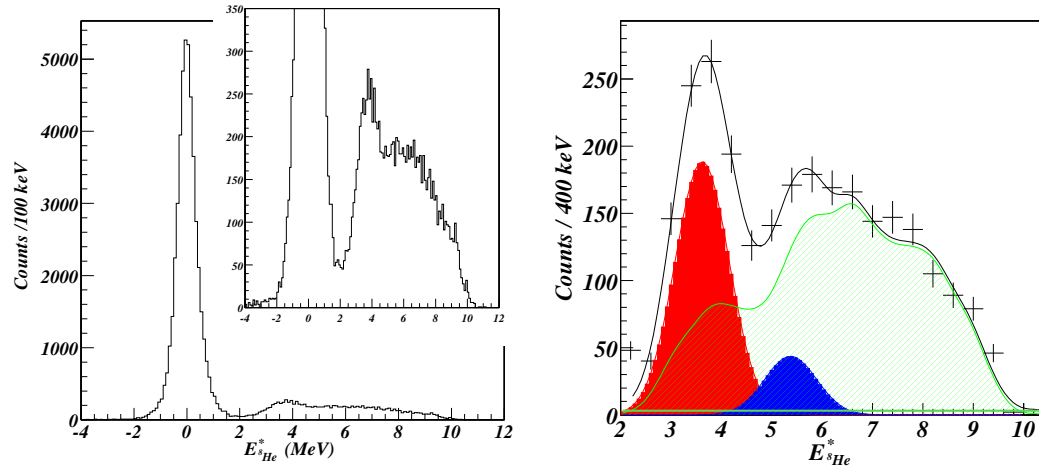


FIG. II.6 – Spectre en énergie d’excitation de  ${}^8\text{He}$  mesuré par  $(p,p')$  [SkaTH04].

Par l’analyse de la diffusion  ${}^8\text{He}(p,p')$  et du fond physique on obtient le  $2^+$  non lié à  $3.62 \pm 0.14$  MeV avec une largeur intrinsèque de  $\Gamma = 0.3 \pm 0.2$  MeV ; et la  $2^{\text{eme}}$  résonance à  $5.4 \pm 0.5$  MeV avec  $\Gamma = 0.3 \pm 0.5$  MeV (Fig. II.6). Les simulations des

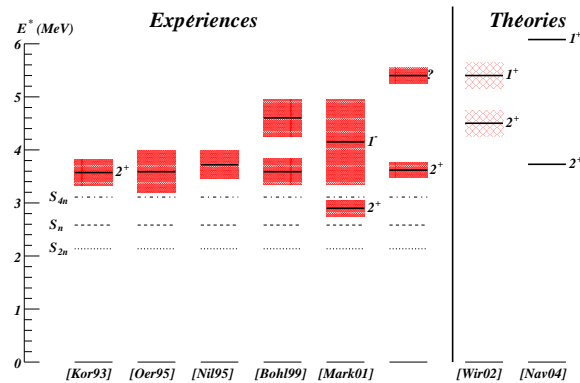


FIG. II.7 – Spectroscopie de  ${}^8\text{He}$  obtenue par la réaction  $(p,p')$  [SkaTH04] et comparée aux expériences précédentes (citées dans le texte) et aux estimations théoriques NCSM et QMC.

processus d’espace des phases montrent que le spectre en énergie d’excitation est composé d’un fond physique important constituant un large continuum de coups.

Les pics dus aux résonances ont été extraits de ce fond. Le bon accord entre les données du spectre expérimental et la courbe totale incluant la simulation et les pics des résonances prouve que le traitement du fond est bien effectué, et que nous pouvons avoir confiance en notre extraction des données de sections efficaces.

Les caractéristiques des résonances de l' $^8\text{He}$  et de l' $^7\text{He}$  obtenues dans notre expérience et dans des expériences antérieures sont résumées et comparées aux calculs microscopiques sur les figures II.7 et II.8. Pour l' $^8\text{He}$ , on constate que les niveaux expérimentaux sont sous-estimés par les théories NCSM et QMC, ce qui témoigne comme on l'a discuté en I.2.6 d'une mauvaise description des états excités résonants par ces deux théories, et de l'importance des couplages au continuum, qui abaissent généralement les énergies des niveaux situés au-dessus des seuils de séparation de particules.

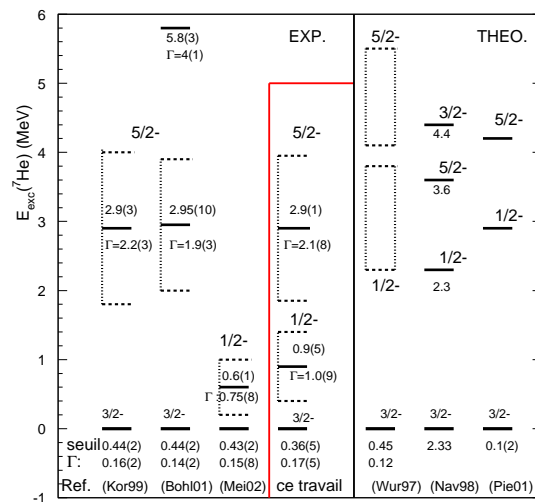


FIG. II.8 – Spectroscopie de l' $^7\text{He}$ , comparaison entre l'expérience et la théorie. L'énergie du seuil indiquée pour les modèles est déduite de l'énergie de liaison prédite pour l' $^7\text{He}$ , et les énergies de l'état excité sont données par rapport à l'état fondamental calculé.

Des prédictions récentes de l'énergie du  $1/2^-$  par les modèles NCSM [Nav98] et Monte-Carlo quantique (QMC) [Pie01] sont données respectivement à 2.3 et 2.9 MeV. Il faut remarquer que dans la Ref. [Nav98] l'état fondamental de l' $^7\text{He}$  est calculé à une énergie de 2 MeV au-dessus de la valeur expérimentale; en QMC, l'accord est meilleur mais le  $5/2^-$  est prédit 1.3 MeV plus haut. Dans le cadre RGM [Wur97], les énergies prédites pour les résonances prédites sont dans la gamme 2.3-3.8 MeV mais pourraient être trouvées à plus basse énergie selon les hypothèses faites sur la résonance  $1/2^-$ . Les auteurs de [Wur97] indiquent

la marge d'incertitude théorique. Le spectre en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$  est déduit dans leur modèle à partir de l'analyse en décalage de phase (phase shift) de la diffusion élastique sur neutron de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$  et des transitions vers le premier état excité  $2^+$  jusqu'à une énergie de 20 MeV (c.m.). Ils nous disent que si le rayon  $R$  (globalement entre l' ${}^6\text{He}$  et le neutron) de la sphère dure considérée pour les décalages de phase est plus grand, l'énergie de l'état résonant est plus faible. Le rayon  $R$  est une valeur essentielle du modèle, mais elle est inconnue. Une variation raisonnable entre 7 et 5 fm donne des valeurs de l'énergie de la résonance entre 2.3 et 3.8 MeV. Dans leur recherche de ce premier état excité  $1/2^-$ , Golovkov et al. [Gol01] ont étudié la réaction  $d({}^6\text{He},p){}^7\text{He}$ ; aucune résonance n'a été observée au-dessus de l'état fondamental. Mais on doit signaler qu'une meilleure description microscopique est requise, qui incorpore à la fois la structure plongée dans le continuum et les réactions, si l'on veut asseoir notre comparaison entre la spectroscopie obtenue par le filtre des réactions nucléaires et la description théorique. Si l'on ne prend pas garde à cet aspect, les conclusions tirées d'expériences séparées sur l'existence ou non des résonances, la largeur des états résonants semblent incompatibles, alors que c'est l'interprétation des observables qui prête à confusion. Cela a été souligné récemment par Halderson dans le cas de l' ${}^7\text{He}$  : il a montré, magistralement, que les données des expériences de [Mei02] et Rogachev [Rog04] étaient compatibles dans le cadre de calcul de modèle en couches avec continuum (et correction du recul) RCCSM (the recoil corrected continuum SM) [Hal04], et il montre que la conclusion de [Rog04] qui rejette abruptement l'existence de l'état excité  $1/2^-$  est prématurée. Notre travail, combiné aux conclusions dressées par Halderson [Hal04] sur la structure de  ${}^7\text{He}(1/2^-)$  montre que cet état pourrait être plus compliqué que ce qui fut envisagé par les auteurs de [Kor99] dans un modèle simplifié de clusters. L' ${}^7\text{He}$  ne serait pas alors décrit comme un simple mélange des configurations  ${}^6\text{He}(0^+)+n$  et  ${}^6\text{He}(2^+)+n$ . Par conséquent les caractéristiques observées ne seraient pas incompatibles : n'étant pas simplement construit sur  ${}^6\text{He}(0^+)$ ,  ${}^7\text{He}(1/2^-)$  n'est pas vu dans la réaction  ${}^6\text{He}(d,p)$  mais obtenu dans l'expérience de cassure de l' ${}^8\text{He}$ ; il est indiqué ici avec le transfert  ${}^8\text{He}(p,d)$ , et faiblement peuplé du fait de son petit facteur spectroscopique par rapport à  ${}^8\text{He}(0^+)$ . Si les observations pour les 3 états résonants sont confirmés, et compatible avec les nombres quantiques suivants :  $3/2^-$ ,  $1/2^-$ ,  $5/2^-$ , cette séquence sera en accord avec l'image simplifiée du modèle en couches et bien comprise dans la majorité des modèles microscopiques (comme on le voit sur la figure II.8). Cependant les énergies d'excitation prédites sont surestimées par rapport à l'expérience. D'après notre étude, nous pouvons conclure que si l'on recherche l'état excité de basse énergie dans l' ${}^7\text{He}$ , le transfert d'un nucléon  ${}^8\text{He}(p,d)$  sera la meilleure réaction. Notre temps de mesure pour cette réaction était réduit (le but principal était la mesure du  $(p,p')$  et la couverture angulaire était optimisée pour cette réaction). Le nombre de particules incidentes d' ${}^8\text{He}$  pour la mesure était de :

- sur cible  $\text{CH}_2$  ( $8.25 \text{ mg/cm}^2$ ) :  $N_{inc} = 8.17 \cdot 10^8 \text{ part/s}$ , (il s'agissait des prises de

données pour le mur de télescopes tourné à  $50^{\circ}_{lab}$ ),

- sur cible de carbone ( $1 \text{ mg/cm}^2$ ) :  $N_{inc} = 1.8 \cdot 10^8 \text{ part/s}$ .

On pourrait facilement gagner en statistique et en qualité dans le spectre d' ${}^7\text{He}$  en consacrant quelques jours d'expérience à cette mesure, avec un dispositif amélioré : la technique à employer sera alors de disposer d'un mur de plastiques plus performant que dans notre expérience pour la séparation  ${}^4,6,8\text{He}$ , et d'améliorer la résolution en énergie avec une cible mince de  $\text{CH}_2$  ( $1 \text{ mg/cm}^2$ ) en augmentant la statistique.

En conclusion, à partir de la réaction  ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ , nous avons observé l'état fondamental de  ${}^7\text{He}$ , l'état excité au voisinage de 3 MeV, et nous avons une indication pour le premier état excité sous 1 MeV.

Nous trouvons une indication dans notre spectre pour un premier état excité de  ${}^7\text{He}$  situé à basse énergie d'excitation  $E^* = 0.9 \pm 0.5 \text{ MeV}$  (largeur  $\Gamma = 1.0 \pm 0.9 \text{ MeV}$ ). Le deuxième est observé à une position compatible avec les mesures antérieures  $E^* = 2.9 \pm 0.1 \text{ MeV}$ . Ces deux états sont en accord avec les résultats de deux expériences séparées. Si cet état est avéré, la reproduction du premier état excité situé à si basse énergie sous 1 MeV constituera un défi pour les théories nucléaires les plus sophistiquées. Notre étude montre qu'il faut attaquer le problème des états non liés avec une analyse précise du fond physique, et la discussion doit être complétée par l'étude des sections efficaces de transfert. La comparaison des résultats obtenus avec les expériences antérieures doit obligatoirement prendre en compte la sélectivité des réactions pour discuter l'existence ou non des états. La comparaison des résonances expérimentales avec les théories doit être menée en examinant les modèles qui incluent explicitement le traitement des résonances comme par exemple le modèle GSM, évoqué au chapitre I.

### Calculs des sections efficaces

Lorsqu'on observe des effets surprenants sur les données, on se demande si cela tient à la structure particulière du noyau étudié ou bien on se pose la question de la fiabilité des données (normalisation, efficacité). Il est donc important de disposer d'une mesure de référence qui nous permette de vérifier notre méthode expérimentale.

Pour les prises de données de  ${}^{10,11}\text{C}(p,p')$  et  ${}^8\text{He}(p,p')$ , en apéritif de l'expérience principale, j'ai tenu à réaliser une réaction de diffusion  $(p,p')$  avec un noyau stable de référence disponible pendant la préparation et délivré à une énergie similaire à celle de la réaction voulue. Lors de notre expérience  ${}^{10,11}\text{C}(p,p')$  nous avons ainsi mesuré la diffusion  ${}^{12}\text{C}(p,p')$  en cinématique inverse avec un faisceau de  ${}^{12}\text{C}$  ralenti à  $36.3 \text{ MeV/n}$  [Joua05]. Les conditions expérimentales (ligne de faisceau, disposition de l'ensemble de télescopes) et celles de la prise de données  ${}^{10,11}\text{C}$  étaient identiques. Comme d'autres mesures  ${}^{12}\text{C}(p,p')$  à diverses énergies sont

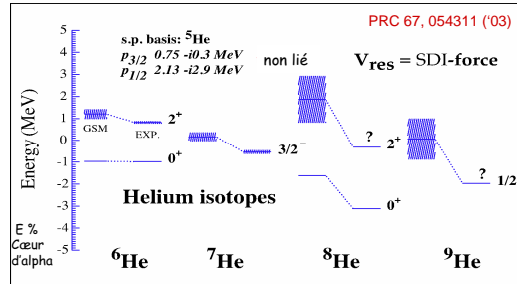


FIG. II.9 – Spectroscopie des isotopes  ${}^4,6,7,8\text{He}$  en théorie GSM [Mic03]. L'énergie du seuil indiquée pour les modèles est déduite de l'énergie de liaison prédite pour l' ${}^7\text{He}$  et les énergies de l'état excité sont données par rapport à l'état fondamental calculé.

disponibles dans la littérature, cette mesure fournit une référence pour vérifier notre simulation du dispositif expérimental, l'efficacité du système de détection, la reconstruction et la soustraction du fond dans le cas de la diffusion (p,p'). On a comparé nos données à celles mesurées en cinématique directe de 31 à 46 MeV. On reconstruit les sections efficaces et on les compare aux ensembles de données disponibles dans la littérature dans la même gamme en énergie. Dans le cas du  ${}^{12}\text{C}(p,p)$ , traité en annexe D.1, il existe un ensemble de données mesurées en cinématique directe de 31 à 46 MeV. On fait, pour chaque énergie, un calcul de sections efficaces incorporant seulement les densités bien connues du noyau stable, et on les compare aux données antérieures et à celles que nous avons obtenues. Le bon accord entre l'ensemble complet de données incluant notre expérience de référence et les calculs microscopiques aux différentes énergies montre que la reconstruction sur cible, les calculs d'angles solides et de distributions angulaires de sections efficaces sont bien menés et que les corrections d'efficacité sont bien estimées. Lors de l'expérience pour l' ${}^8\text{He}$ , comme référence nous avons mesuré les distributions de  ${}^{13}\text{C}(p,p)$  à 11.3 A.MeV avec le même montage [SkaTH04]. Pour obtenir les sections efficaces absolues, on doit maîtriser toutes les sources possibles d'erreurs. On détermine l'ensemble des erreurs statistiques et systématiques dans les distributions angulaires. Celles-ci proviennent de l'acceptance du système de détection ( $\pm 5\%$ ), en incluant les incertitudes liées à l'efficacité de détection et au processus de reconstruction (cinématique, obtention du spectre, extraction de l'élastique, effet de soustraction du fond  $\pm 2\%$ ), à l'épaisseur de cible ( $\pm 5\%$ );

à l'efficacité de détection des particules incidentes ( $\pm 2\%$ ).

Cela a conduit à une incertitude totale de  $\simeq \pm 7.5\%$  ( $\simeq 15\%$ ) pour la normalisation des données pour la diffusion élastique et de transfert vers l'état fondamental de l' $^7\text{He}$ .

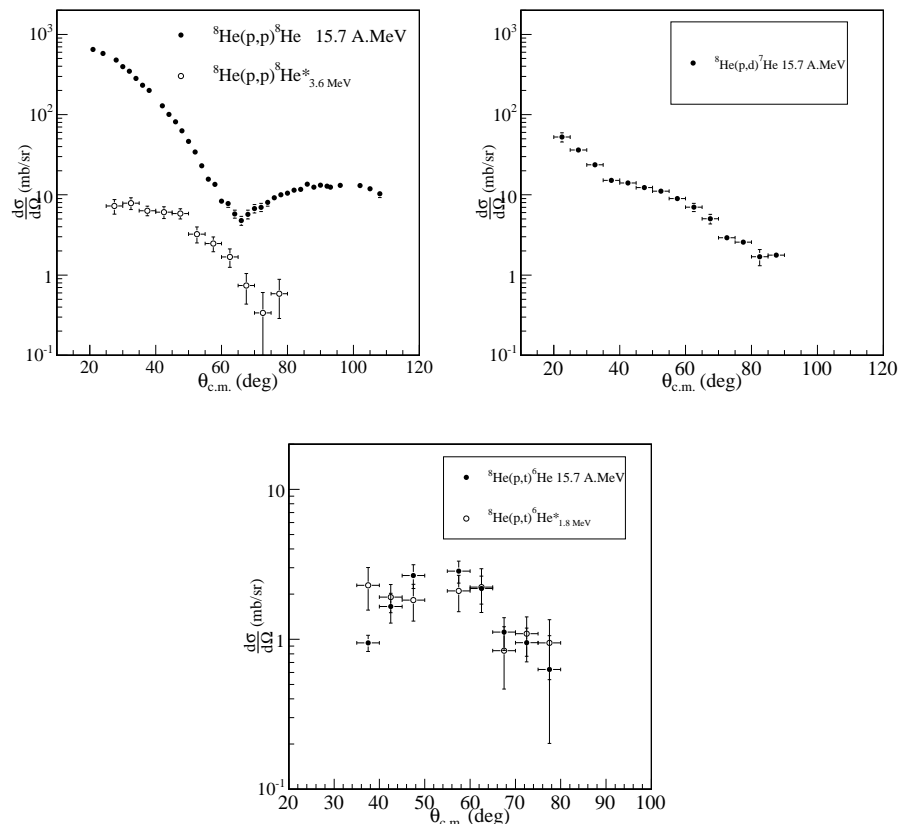


FIG. II.10 – Ensemble des sections efficaces  $^8\text{He}(p,p')$ ,  $(p,d)$  et  $(p,t)$  obtenues à 15.7 A.MeV [SkaTH04].

A la suite de cette étude, on a obtenu les sections efficaces brutes de l' $^8\text{He}$  (FigII.10) et on a constaté que les sections efficaces de transfert  $^8\text{He}(p,d)$  vers l'état fondamental  $3/2^-$  de l' $^7\text{He}$  sont grandes [SkaPRC05], comparées à celles de l'élastique et au  $(p,p')$ . Le couplage du  $(p,d)$  avec l'élastique va donc avoir une influence importante sur la diffusion  $^8\text{He}(p,p)$  et sur la compréhension de l'ensemble de ces réactions mesurées simultanément pour l' $^8\text{He}$  sur proton, et, pour la première fois à la même énergie.

Dans le chapitre suivant nous allons interpréter ces résultats.

# Chapitre III

## Réactions sur proton : couplages structure-réaction

---

Jacques Bossuet : « *Le plus grand dérèglement de l'esprit, c'est de croire les choses parce qu'on veut qu'elles soient, et non parce qu'on a vu qu'elles sont en effet. Ce qu'une judicieuse prévoyance n'a pu mettre dans l'esprit des hommes, une maîtresse plus impérieuse, je veux dire l'expérience, les a forcé de le croire.* »

---

Nous allons expliquer comment les réactions directes sont modélisées, décrire les formalismes employés pour reproduire les données de diffusions élastiques et inélastiques et discuter les potentiels optiques microscopiques noyau-proton. Nous analyserons les données obtenues en  $^8\text{He}$  sur proton à 15.7 A.MeV et examinerons les outils à notre disposition pour comprendre les observables présentées au chapitre précédent. L'avantage de cette expérience par rapport à celles qui furent menées auparavant est que nous disposons désormais d'un jeu de données à basse énergie, grâce au faisceau SPIRAL, et de plus toutes nos réactions directes (p,p'), (p,d) et (p,t) ont été menées à la même énergie de faisceau. Cela constitue, pour la première fois, un banc d'essai du cadre théorique de réactions dans le cas d'un noyau exotique. Nous pouvons alors tester les calculs en voies couplées qui prennent en compte explicitement la discrétisation du continuum du deuton pour la réaction (p,d).

Cette étude nous donnera des critères pour déterminer le cadre général de structure et de réaction nécessaire aux interprétations des données de réactions directes avec les noyaux faiblement liés.



## III.1 Diffusion élastique et inélastique sur proton

Pour reproduire la diffusion élastique on peut tout d'abord adopter une approche phénoménologique, et utiliser un potentiel optique ajusté sur les données, que l'on compare aux potentiels noyau + nucléon qui sont proposés sous forme de paramétrisation. Au départ, une forme est postulée pour les potentiels. Ainsi, la paramétrisation CH89 [Var91] propose une décomposition en potentiel de Woods-Saxon avec partie réelle de volume, une partie imaginaire de volume, une de surface et un potentiel spin-orbite. Les paramètres ont été déterminés par ajustement sur un grand nombre de données de diffusion élastique de noyaux stables sur nucléon, pour des masses entre 40 et 209. Le domaine de validité de ce potentiel est plus étendu, et son application possible à des noyaux plus légers a été montrée [LapTH98].

Pour comprendre la diffusion élastique, et vérifier la sensibilité aux ingrédients de structure, on emploie des approches microscopiques.

### III.1.1 Approches microscopiques

Pour les analyses de données ( $p,p'$ ) en modèle microscopique, on dispose de l'expertise acquise sur les noyaux stables. Tout l'enjeu de l'analyse des données de noyaux exotiques sur proton consiste à maîtriser le jeu des couplages et de l'influence du PCV sur le potentiel d'interaction total. Quand on dispose du potentiel et des couplages qui permettent de reproduire l'élastique (Sec. I.3.4), il est possible ensuite d'extraire une information de structure fiable.

#### Matrice-G ou plusieurs corps ?

Les formalismes de réactions ont majoritairement été développés pour les noyaux proches de la stabilité. La description des réactions nucléaires directes est généralement fondée sur des modèles optiques utilisant des potentiels locaux [Sat83]. Récemment quelques modèles à quelques corps ont été bâtis pour traiter spécifiquement les noyaux légers exotiques [Alk03] (*et références incluses*), comme les  ${}^6,8\text{He}$  [Alk98] et les  ${}^9,11\text{Li}$ .

En modèle optique, deux types de formalismes sont utilisés en général :

– les théories à  $\mathcal{N}$  corps qui ont été développées pour l'étude de la diffusion telles que la théorie de Kerman, McManus et Thaler (KMT) [Ker59], ou encore celle de Glauber [Alk78].

– le formalisme en matrice-G [Bri72, JLM76], qui a été utilisé intensivement pour étudier la diffusion avec des noyaux aussi bien légers que lourds. L'approche en matrice-G suppose la validité de l'approximation de densité locale pour évaluer le potentiel optique des noyaux de taille finie à partir de la matière nucléaire alors

que les autres formalismes incorporent les aspects de taille finie à l'origine des calculs, pour la construction du modèle de diffusion. Le développement en diffusion multiple du potentiel optique tel que formulé dans la théorie KMT est exact, mais les approches qui veulent prendre en compte des corrélations [CreJT1] doivent introduire des approximations de structure (par exemple l'hypothèse d'un cœur, la décomposition à deux ou trois corps). Le problème des corrélations est réduit à celui de l'interaction entre quelques constituants en supposant que lors de la réaction, tout se passe comme s'il suffisait de décrire un noyau-cœur et une ou deux particules de valence. Des formalismes de diffusion à quelques corps, incorporant les degrés de liberté du halo *ab initio*, et s'appuyant sur la connaissance de la diffusion sur le cœur, ont aussi été développés [CreMST] (*et réf incluses*). Par exemple, pour la description de la diffusion du  $^{11}\text{Li}$  sur cible, avec un halo de 2 neutrons il faut déjà connaître la diffusion du  $^9\text{Li}$  sur la cible. De même dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  à halo d'un neutron, avec un cœur de  $^{10}\text{Be}$ , il faut disposer d'une bonne connaissance de la diffusion du cœur sur cible. Ces calculs incorporent certes un traitement particulier des couplages au continuum, mais ils présentent le désavantage de geler certains degrés de liberté reliés aux clusters prédéfinis dans la description. L'approximation de simple diffusion du modèle optique KMT a décrit de façon satisfaisante le noyau d' $^8\text{He}$  [Crehe], mais échoue pour reproduire les données de diffusion sur proton des  $^{9,11}\text{Li}$ , dans la même gamme d'énergie [Creli]. De plus l'application à des noyaux particuliers (noyaux à halo) fait l'objet de développements spécifiques, et l'hypothèse adiabatique (degrés de liberté des clusters gelés) ne permet pas de les appliquer à des énergies faibles comme celles de SPIRAL. Dans le choix d'un modèle, pour interpréter les données, notre but est d'éviter une description qui présuppose une structure particulière des noyaux étudiés : ainsi, on veut tester la validité des modèles de structure en incorporant dans nos calculs de réactions (p,p') un ensemble de densités prédites par ces modèles. L'approche qui consiste à employer une interaction proton-noyau déduite de calculs en matrice G nous paraît donc plus judicieuse que la décomposition d'amplitudes de diffusion sur des clusters qui sont présupposés dans le noyau, comme c'est le cas pour les calculs à plusieurs corps.

Dans le cas du formalisme du potentiel optique en matrice G, il existe plusieurs types de modèles microscopiques ou semi-microscopiques qui ne seront pas discutés en détail ici. Je me contente de les comparer et de justifier le choix du potentiel microscopique pour les analyses que j'ai effectuées et qui sont présentées dans la suite du mémoire.

## Potentiels optiques

Si on considère les approches microscopiques des potentiels optiques noyau-nucléon, on a deux classes de potentiels : locaux et non-locaux. Examinons ainsi le potentiel non-local développé par Amos et collaborateurs [Dor94, Dor98]. Il s'agit

d'un potentiel calculé par la convolution des interactions réalistes du nucléon-projectile  $N$  avec chaque nucléon du noyau-cible  $A$ . Le calcul utilise la densité de l'état fondamental du noyau. Les interactions réalistes sont déterminées à partir des matrices  $NN$  solutions de l'équation de Lippmann-Schwinger et Brueckner-Bethe-Goldstone pour la matière nucléaire, avec l'interaction de Paris  $NN$  comme ingrédient de départ. Le potentiel d'interaction nucléon-noyau résultant est complexe, dépendant de l'énergie et non-local.

Cette approche permet de prédire à la fois les observables angulaires et intégrales de la diffusion élastique [Amos00, Deb01]. Les analyses de diffusions élastiques et inélastiques sur nucléon sont effectuées en utilisant l'approximation en ondes distordues (DWA, distorted wave approximation) et le programme DWBA98 de J. Raynal [Ray98]. Ainsi les sections efficaces de diffusion sur proton des isotopes pairs  $^{100-176}\text{Sn}$  ont été calculées à 200 A.MeV, le potentiel proton-noyau de convolution utilisait des densités fournies par des modèles de type champ moyen ou modèle en couches [Amos00]. Les auteurs ont calculé des sections efficaces différentielles et des observables de spin pour la diffusion de proton sur des noyaux cibles depuis  $^3\text{He}$  jusqu'à  $^{238}\text{U}$  à 200 MeV. Elles sont en bon accord avec les données (les auteurs disent : "agree very well with data").

Les résultats obtenus sont certes impressionnants, en échelle logarithmique sur 6 décades mais, quand on regarde individuellement les données de sections efficaces avec leurs calculs pour une seule énergie, sur une figure pleine échelle, leur degré de précision ne me paraît pas extraordinaire. C'est une méthode de présentation des distributions angulaires assez répandue parmi la communauté de théoriciens ou d'expérimentateurs qui travaillent sur les réactions (p,p') : les figures que je qualifierai de *prolate* (2 :1) où l'on donne un rectangle deux fois plus étendu en abscisse  $\theta$  qu'en ordonnée  $d\sigma/d\theta$  et une multitude de distributions pour augmenter le nombre de décades et tasser les sections efficaces. Le résultat, c'est une figure qui écrase et étire les courbes, ce qui améliore artificiellement l'accord expérience-théorie (Figs. 1 et 7 de l'article de Deb et Amos [Deb00] présentant leurs calculs pour la diffusion élastique  $^{12}\text{C}$  proton entre 40 et 250 MeV, pour des angles judicieusement coupés à  $60^\circ_{c.m.}$ ). Dès lors qu'on représente les courbes en pleine échelle, dans un carré, on peut juger de l'accord, et, plus important, repérer les défauts des théories. Ensuite on peut en rechercher la cause, et progresser dans notre modélisation. Par exemple, les mêmes auteurs dans [Dor98] montrent des données qui sont très intéressantes à discuter :  $^{6,7,9,11}\text{Li}+p$  à 65 MeV. Avec leur représentation "prolate" (Fig. 1 de leur article) on a l'impression que rien ne se passe. Or si l'on se penche sur le cas de  $^9,11\text{Li}$  en "zoomant", le modèle est mis en défaut et tout l'intérêt de l'analyse est de comprendre pourquoi. On reparlera de ce cas en annexe D. De plus, je préfère une approche où je peux employer des densités sous leur forme radiale locale. Le potentiel non-local d'Amos et collaborateurs incorpore les éléments de matrice donnés par les calculs de type modèle en couches. Le processus est assez complexe si l'on veut effectuer un calcul avec une densité calculée suivant un autre modèle et l'injecter dans le potentiel d'Amos.

Il est donc plus simple et efficace de travailler avec un potentiel microscopique local. Nos observables le sont, les densités que l'on veut tester également. Il existe un potentiel nucléon-noyau local, complexe et sans paramètre libre, le potentiel JLM [JLM77] du nom de ses créateurs Jeukenne, Lejeune, Mahaux. Notre choix du potentiel JLM repose sur la bonne compréhension de la diffusion élastique et inélastique de noyaux stables sur nucléon qui a été démontrée avec ce potentiel depuis sa naissance en 1976, et sur le fait qu'il est microscopique et complexe. Il a été employé avec succès sur les noyaux stables pour des énergies (en nucléon) variant entre une dizaine de MeV jusqu'à 160 MeV, énergie maximale de validité du calcul originel et de la paramétrisation initiale. Je le présente en section III.1.2. Un potentiel noyau-nucléon a été développé par D. Khoa et appliqué à des diffusions noyau-proton [Kho02] pour les isotopes de soufre ( $^{30-40}\text{S}$ ), il est calculé par simple convolution entre la densité du noyau incident et une interaction effective  $NN$  dépendant de la densité, comme CDM3Y6 par exemple. Formellement, JLM et une interaction telle que CDM3Y6 ont des caractéristiques identiques si on les compare sur une portion de matière nucléaire infinie. Mais la convolution avec une interaction effective réelle ne fournit que la partie réelle du potentiel d'interaction. Pour la partie imaginaire de son potentiel Dao Khoa prend les parties imaginaires de volume et de surface de CH89. L'atout de JLM est qu'il est complexe, la partie imaginaire est générée automatiquement par les calculs de matière nucléaire infinie et les relations de dispersion. Le potentiel résultant est donc complexe et il ne dépend que de la densité du noyau incident et de l'énergie de la réaction ( $p,p'$ ).

Comme la version dont nous disposons reproduit très bien les noyaux stables bien liés (comme on va le voir) et que notre but est de quantifier les modifications de potentiel et de structure que les noyaux exotiques provoquent, nous établissons toute la discussion sur cette version de JLM.

Une version modifiée de JLM a été développée à Bruyères-le-Châtel pour étendre le potentiel jusqu'à 200 MeV d'énergie incidente [Bau98, Bau01]. Cette version BIII a été appliquée aux noyaux sphériques (ou quasi-sphériques) pour des noyaux d'unité de masse entre 40 et 209. Ces calculs, appliqués aussi à des cas déformés, ont été effectués pour les chaînes de soufre [Mar99] et d'argon [Sch01]. Nous discuterons au chapitre IV les résultats de quelques isotopes de ces chaînes. Les excitations de neutrons obtenues sont similaires avec les calculs JLM.

Dans les études que je vais présenter, je me focalise sur la discussion des effets principaux dus à la faible énergie de liaison des exotiques, qui modifient la description habituelle employée pour les noyaux stables, plutôt que sur les raffinements des potentiels microscopiques.

### Voies couplées

Deux approches peuvent être employées pour comprendre la diffusion inélastique, suivant que l'on suppose que le couplage entre la voie élastique, les voies

inélastiques et d'autres réactions éventuelles est fort, ou non : dans le premier cas, on se place dans le cadre des réactions en voies couplées (et il faut préciser les couplages aux voies qui ont une influence importante), dans le second, la méthode perturbative DWBA est utilisée.

Nous discuterons les hypothèses et la validité de ces deux approches.

### III.1.2 Potentiels microscopiques : exemple de JLM

Le potentiel JLM [JLM77] est construit à partir de calculs dans la matière nucléaire (MN) infinie sur l'interaction  $NN$  en cœur dur de Reid, en utilisant l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock. Avec la densité  $\rho$  du milieu et l'énergie  $E$ , le potentiel optique s'écrit :

$$\begin{aligned}
 U_{MN}(\rho, E) &= V_0(\rho, E) + \alpha\tau V_1(\rho, E) \\
 &+ i[W_0(\rho, E) + \alpha\tau W_1(\rho, E)]
 \end{aligned}
 \tag{III.1}$$

où  $\alpha = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$  est le terme d'asymétrie, avec les densités neutrons et protons  $\rho_n$  et  $\rho_p$ ,  $\tau$  vaut +1 pour un projectile proton et -1 pour le neutron, et  $V_0, W_0, V_1, W_1$  sont définis à partir de l'opérateur de masse [JLM77]. Le potentiel initial a été paramétrisé pour des énergies incidentes  $E \leq 160$  MeV [JLM77].

L'application de l'approximation de densité locale (LDA, Local Density Approximation) établit que le potentiel optique complexe en chaque point  $\vec{r}$  du noyau est le même que dans le milieu nucléaire infini de densité  $\rho_0 = \rho(r)$ . Alors :  $U_{LDA}(r, E) = U_{NM}(\rho(r), E)$  et le potentiel complexe local  $U_{JLM}(\rho, E)(r) = V(\rho, E)(r) + iW(\rho, E)(r)$  est déduit dans le cas d'un noyau de taille finie, de densité  $\rho(r)$ . Une approximation de densité locale améliorée est ensuite appliquée. Elle a pour but de lisser le potentiel [JLM77]. Le potentiel  $U(\vec{r}, E)$  est ainsi convolué avec une distribution gaussienne pour prendre en compte la portée finie de l'interaction :

$$U_{LDA_{imp}}(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int U(\vec{r}', E) \exp[-(\vec{r} - \vec{r}')^2/t^2] d\vec{r}'
 \tag{III.2}$$

$\vec{r}$  est le point où la densité de matière radiale de l'état fondamental  $\rho$  est évaluée et le paramètre  $t$  reflète la portée finie de l'interaction nucléaire. La convolution est effectuée avec les coordonnées spatiales en utilisant la moyenne des positions du projectile et de la cible, il a été montré que les meilleurs résultats étaient obtenus pour une valeur de  $t$  fixée à 1 fm [Mel83].

Le potentiel ne dépend que de l'énergie incidente  $E$  et des densités neutron et proton du noyau. Il donne une bonne reproduction d'un vaste ensemble de données nucléon-noyau [Pet85, Mel83, Ala98]. Pour avoir une meilleure reproduction des données nucléon-noyau, il peut être nécessaire de modifier légèrement le potentiel JLM  $U_{JLM}$  en faisant varier les facteurs de normalisation  $\lambda_V$  et  $\lambda_W$  des parties réelle  $V$  et imaginaire  $W$  :

$$U_{JLM}(\rho, E)(r) = \lambda_V V(\rho, E)(r) + i\lambda_W W(\rho, E)(r)
 \tag{III.3}$$

Pour  $A \geq 20$ , les variations de  $\lambda_V$  et  $\lambda_W$  sont généralement inférieures à 10 % ; ces facteurs sont proches de 1 pour tous les noyaux stables  $A \geq 20$ . Il a été montré qu'habituellement, pour les noyaux légers ( $A \leq 20$ ),  $\lambda_W = 0.8$  [Pet85]. La normalisation de JLM dite standard pour les noyaux légers consiste à appliquer :  $\lambda_V = 1.0$  et  $\lambda_W = 0.8$

### III.1.3 Densités

Pour les calculs de diffusion élastique, les densités de protons et neutrons de l'état fondamental sont requises. Dans le cas des noyaux stables, la densité proton  $\rho_p$  est obtenue en déconvoluant la distribution de densité de charge du proton de la densité de charge du noyau mesurée par diffusion d'électrons. On suppose ensuite que la densité de neutrons est similaire à celle des protons avec  $\rho_n = (N/Z)\rho_p$ . Pour les noyaux instables les densités de protons et de neutrons sont données par des calculs microscopiques. On sonde la structure par (p,p') et la validité des densités théoriques est contrôlée, en comparant les données et les calculs des diffusions élastiques et inélastiques.

En annexe D, je présente quelques exemples d'analyse de la diffusion élastique de noyaux stables avec le potentiel JLM, qui montrent que ce potentiel permet d'obtenir des prédictions de sections efficaces avec une bonne précision. Les cas de quelques noyaux légers faiblement liés sont aussi discutés. Ils indiquent des effets qui vont au-delà de la modélisation standard du potentiel.

### III.1.4 Densité de transition pour le (p,p') ; densités "à la Tassie"

A haute énergie le potentiel de Love-Franey est utilisé dans les calculs DWIA (Distorted Wave Impulse Approximation). Il est issu des matrices  $t$  complexes, dépendantes en énergie, contraintes sur les phases de diffusion nucléon-nucléon.

Dans [Amos89], les calculs DWA utilisent des matrices  $t$  dépendantes en énergie et en densité, et des matrices en densité de transition nucléaire sont incluses. Les transitions entre états nucléaires sont calculés en utilisant des éléments de matrice à un corps, particule-trou sous la forme :

$$d_{j_1 j_2}^{(\alpha_1 \alpha_2)} = \langle \Psi_{M_f P_f}^{j_f t_f} | a_{m_2 \alpha_2}^{j_2+} a_{m_1 \alpha_1}^{j_1} | \Psi_{M_i P_i}^{j_i t_i} \rangle$$

où les opérateurs de création (annihilation) sont dans la représentation  $j - j$  avec  $\alpha = 1/2$  pour un proton ou  $-1/2$  pour un neutron.

Dans nos calculs de (p,p') aux énergies inférieures à 100 A.MeV nous employons un potentiel microscopique nucléon-noyau, qui incorpore des densités radiales, comme définies par les relations II.4 et II.5. Les densités sont fournies

par les modèles que nous voulons tester. Le facteur de forme de la transition inélastique s'écrit [Bau98] :

$$U_{JLM}^{tr}(\rho, E)(r) = (1 + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} U_{JLM}(\rho, E)(r)) \quad (\text{III.4})$$

• **Approche Tassie :**

Quand les modèles ne prédisent pas correctement les ordres de grandeur des excitations, il est souvent utile travailler avec des formes simplifiées de densités de transition. Par une approche phénoménologique on génère facilement des densités de transition avec lesquelles on calcule des distributions (p,p'). On ajuste les densités pour obtenir une bonne reproduction des données (p,p'), ce qui donne une forme réaliste des densités.

Comme pour la surface du noyau  $R(\theta, \phi)$ , on peut exprimer la déformation de la densité du noyau en fonction des harmoniques sphériques. Macroscopiquement, la densité de transition peut être vue comme le terme du premier ordre du développement en série de Taylor de la densité du noyau. L. J. Tassie adopte la forme dite de Tassie qui revient à dériver la densité de l'état fondamental.

La densité de transition de protons (p) ou de neutrons (n) est alors obtenue suivant :

$$\rho_{p(n)}^{lm}(r) = -\alpha_{lm} r^{l-1} \frac{d\rho_{p(n)}(r)}{dr} \quad (\text{III.5})$$

R. Satchler développe cela abondamment avec, à l'appui, des exemples sur le Plomb (le chapitre 14, *Collective excitations and Inelastic scattering* - p584 - de la référence [Sat83] fournit toutes les explications et la méthode).

Une analyse simplifiée de la diffusion (p,p') peut alors être menée en utilisant cette approche phénoménologique à la Tassie (parfois pompeusement appelée *prescription de Bohr-Mottelson*) et la densité proton est normalisée avec le facteur  $\alpha_p^l$  en imposant que son moment  $|M_p|$  satisfasse l'Eq. II.6, avec le B(E2) obtenu par des mesures électromagnétiques.  $|M_n|$  est alors déduit en ajustant les sections efficaces calculées (p,p') sur les données.

### III.1.5 Extraction de $M_n/M_p$ par diffusion (p,p')

Les distributions angulaires (p,p') sont sensibles aux facteurs  $M_n$  et  $M_p$ , qui sont les moments radiaux des densités de transition, définis par la relation II.7.

Il a été montré que les modèles de diffusions élastiques et inélastiques sur proton incluant le potentiel JLM étaient fiables pour extraire sans ambiguïté la quantité fondamentale  $M_n/M_p$  pour les noyaux stables [Mel83, Mel84] mais aussi pour les noyaux exotiques [Ala98, Khan00].

Les calculs du modèles en couches et les calculs microscopiques (HFB) fournissent des densités de l'état fondamental et de transition, et les quantités liées :

$M_n$  et  $M_p$ . A partir de ces densités, on peut mener un calcul de potentiel d'interaction JLM nucléon-noyau qui permet d'obtenir les potentiels des voies d'entrée, de transition et de sortie. Les sections efficaces (p,p') sont alors calculées dans le cadre théorique approprié des réactions. Ce cadre sera discuté dans la suite du chapitre. Usuellement, les sections efficaces inélastiques (p,p') sont obtenues par des calculs DWBA incluant le potentiel JLM, réalisés avec le code TAMURA [Tam71]. Une analyse soigneuse de la diffusion élastique est nécessaire dans le cas des noyaux faiblement liés pour avoir un traitement correct des effets de couplage. Ainsi, la normalisation des parties réelle et imaginaire est fixée à partir des valeurs obtenues dans l'analyse de la diffusion élastique.

A partir de la comparaison des calculs (p,p') avec les données il est possible de vérifier la validité du modèle de structure, et de le contraindre, de le modifier (par exemple en employant une interaction différente, d'autres hypothèses sur l'interaction d'appariement etc...), dans la limite de la sensibilité du modèle et de la qualité des données. D'autre part, à partir de l'interaction coulombienne (diffusion d'électrons pour les noyaux stables, ou bien *Coulex*, excitation coulombienne par diffusion inélastique sur cible de haut Z comme le plomb) on obtient la force de transition de multipolarité  $L$ ,  $B(EL)$ , dont on peut déduire le moment  $M_p$  pour une transition de l'état  $i$ ,  $J_i, \pi_i$  (spin, parité) vers l'état  $J_f, \pi_f$  avec la multipolarité  $L$ . Pour simplifier, dans la suite, on considère des transitions de l'état  $0^+$  vers le  $2^+$  et  $L = 2$ , donc  $B(E2) = |M_p|^2$ , et  $M_{n,p} = \int \rho_{n,p}^{tr}(r)r^4 dr$ .

Connaissant  $M_p$  par les réactions Coulex, on extrait alors la valeur expérimentale  $M_n$  du (p,p').

- Prenons l'exemple de  $^{18}\text{O}$  : les densités de charge  $\rho_{ch}$  et de  $\rho_{ch}^{tr}$  ont été obtenues pour  $^{18}\text{O}$  par diffusion (e,e'), ce qui a fourni par déconvolution de la charge du proton les densités en protons  $\rho_p$  et  $\rho_p^{tr}$  [Nor82]. L'analyse de  $^{18}\text{O}(p,p')$  a été ensuite menée par Kelly *et al* [Kel86], en utilisant ces densités et l'intégrale  $M_p$ , et en supposant différentes formes pour la densité de neutron. En incorporant ces densités dans le potentiel microscopique proton-noyau, des sections efficaces (p,p') sont calculées. Dans le cas où l'on suppose que  $\rho_n^{tr} = \frac{M_n}{M_p} \rho_p^{tr}$ , les sections ne reproduisent pas les données. Les densités de transition neutrons déduites par les données (p,p') ne sont pas homothétiques des densités protons. Quand on étudiera des noyaux riches en neutrons, ainsi  $^6\text{He}$  par (p,p'), pour la transition  $0^+ \rightarrow 2^+$ , les densités de transition radiales protons et neutrons compatibles avec les données auront *a priori* des formes très différentes qu'il faudra tester séparément.

### III.1.6 Résultats de diffusion (p,p') sur noyau stable

Lors de l'expérience  $^{10,11}\text{C}$ , nous avons mesuré la diffusion inélastique du  $^{12}\text{C}$  vers le premier état excité  $2^+$  à 4.44 MeV. Nous calculons la diffusion inélastique



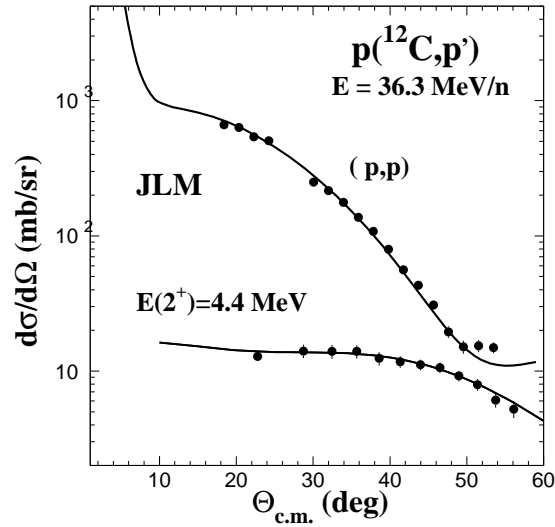


FIG. III.1 – Distributions angulaires  $^{12}\text{C}(p,p')$  mesurées à 36.3 MeV/n, comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM avec les densités expérimentales décrites dans le texte [Joua05].

en utilisant la forme de Tassie pour construire la densité de transition du  $^{12}\text{C}$  : la densité proton de transition est une dérivée de fonction  $2pF$  (donnée par l'Eq. III.5). Avec la valeur adoptée pour le  $B(E2)$ , égale à  $41 \pm 5 e^2 \cdot \text{fm}^4$  [Rama97], le moment  $|M_p|$  de la densité proton déduit de l'Eq. II.6 vaut  $6.40 \pm 0.4 \text{ fm}^2$ . A partir de  $|M_p| = 6.40 \text{ fm}^2$  nous pouvons fixer la normalisation de la densité de transition proton via l'intégrale calculée à partir de l'Eq. II.7. Comme pour les densités de l'état fondamental, les densités transition neutron et proton sont supposées être identiques.

Sur la Fig. III.1, avec l'hypothèse  $|M_n| = |M_p| = 6.40 \pm 0.4 \text{ fm}^2$ , la distribution angulaire inélastique est reproduite avec un calcul JLM en DWBA à l'intérieur des barres d'erreurs. Ce résultat montre que la soustraction du fond est bien effectuée et que les erreurs systématiques sur les sections efficaces inélastiques en Section II.3.2 sont correctement estimées.

## III.2 Influence des couplages sur les réactions noyau-proton

### III.2.1 Manifestation et simulation du PCV avec le noyau exotique d' ${}^6\text{He}$

Pour étudier l'effet de la faible liaison sur le potentiel d'interaction entre un noyau exotique léger et une cible, les sections efficaces de diffusion élastique d'un faisceau d' ${}^6\text{He}$  sur proton, à 38.3 A.MeV ont été mesurées au GANIL, avec SPEG. Les résultats d' ${}^6\text{He}+p$  ainsi que d'autres données de la littérature ont été analysées avec le potentiel JLM microscopique [JLM77]. Le potentiel JLM est calculé avec une densité à halo donnée par le modèle à plusieurs corps de [AlK96]. On a choisi la densité  $fc6$ , qui a l'avantage de présenter une énergie  $S_{2n} = 0.93$  MeV compatible avec l'expérience. Ses rayons quadratiques moyens (rqm) sont :  $(\text{rqm})_p = 1.94$  fm,  $(\text{rqm})_n = 2.78$  fm, l'extension du cœur et des neutrons de valence correspondent à des rqm respectivement de 1.49 fm et 3.418 fm. Son rqm de matière est de 2.53 fm, compatible avec la valeur obtenue par les analyses de données  ${}^6\text{He}+p$  à haute énergie (Sec. I.2.4). J'ai montré que les distributions angulaires  ${}^6\text{He}$  sur proton aux énergies allant de 25 (données de Dubna [Wol99]) à 71 A.MeV (à RIKEN [Kor96]) sont bien reproduites avec le potentiel optique JLM, à condition de réduire la partie réelle du potentiel d'environ 20 % [Lap98ri, Lap01], comme on le voit en figure III.2. Cet effet a été confirmé par les données obtenues ensuite à 25 A.MeV à Dubna [Ste02] et au GANIL [Gio05]. Nous avons démontré aussi le besoin du traitement du PCV dans l'analyse de la diffusion élastique de l' ${}^6\text{He}$  sur cible de  ${}^{12}\text{C}$  à 38.3 A.MeV [Lap02]. L'effet que nous constatons sur la diffusion  ${}^6\text{He}$  sur cible est conforme à la discussion menée par Satchler et Brandan [BrS97] sur la normalisation du potentiel d'interaction, reliée aux effets du PCV [Fes58, Fes92], que nous avons présenté au chapitre I. La détermination du PCV requiert la connaissance précise de la spectroscopie du noyau et des forces de transition aux états excités liés et du continuum. Or c'est ce que l'on recherche. Pour progresser, dans un premier temps, quand il s'agit de discuter les sections efficaces (p,p') pour en tirer les informations de structure, je préfère simuler simplement le PCV avec la réduction du potentiel réel  $V$ , soit  $\lambda_V < 1$ .

Pour les calculs de réactions directes, il est intéressant de disposer d'une forme maniable du potentiel de voie d'entrée, connu par l'étude de l'élastique. On souhaite donc simuler simplement le PCV avec un terme de potentiel local. Les comparaisons des variations du PCV sur cible en fonction du projectile et de l'énergie incidente seront également facilitées par une telle paramétrisation du PCV. Une approche alternative de la réduction du potentiel réel consiste alors à simuler l'effet des couplages et du PCV en ajoutant au potentiel d'interaction brut ( $V_{00}$ ) un potentiel de surface complexe. En effet, dans l'approche CDCC,

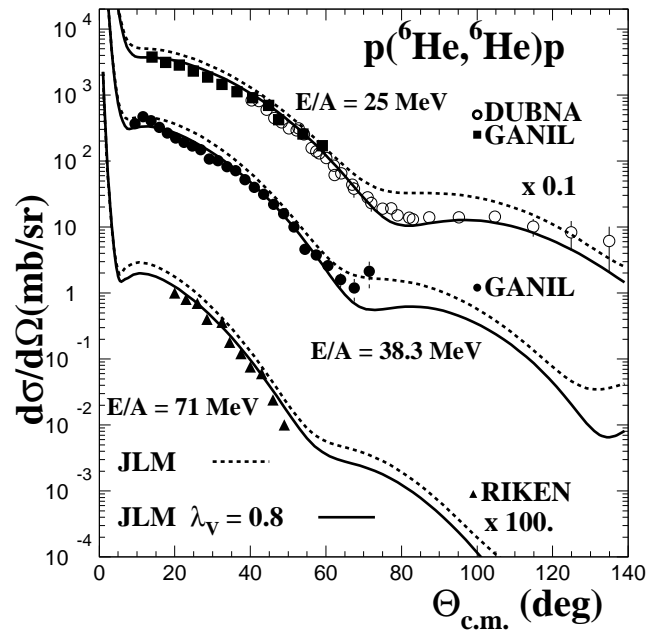


FIG. III.2 – Les données élastiques  $^6\text{He}+p$  obtenues au GANIL à 38.3 A.MeV sont présentées avec les données recueillies à 25 A.MeV au GANIL [Gio05] et à Dubna lors de deux expériences [Wol99, Ste02] ainsi qu'à RIKEN [Kor96], à 71 A.MeV. Les lignes pointillées sont des calculs avec le potentiel JLM (standard). Les données sont reproduites par les lignes en traits pleins qui correspondent à une réduction de la partie réelle du potentiel, normalisé par un facteur 0.8.

Sakuragi [Sak83, Sak87] avait expliqué que les couplages génèrent un tel potentiel.

Il est bien établi que pour les projectiles faiblement liés, les effets de casure qui contribuent fortement au PCV sont plus forts dans la région de surface nucléaire [Sak87, Yab92, KhO95b]. On peut construire un PCV phénoménologique incluant les effets de couplage, dont la forme est déduite des résultats obtenus sur des études microscopiques de réactions en voies couplées. Ainsi un potentiel complexe de surface doté d'une partie réelle répulsive, a été employé pour simuler les effets de surface engendrés par le potentiel de polarisation [KhO95b, HuSa94] pour le système  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$ . Comme dans Ref. [HuSa94], ce potentiel sans rayon s'écrit :

$$U_{pol} = -(V_{pol} + iW_{pol}) \exp\left(\frac{r}{a_{pol}}\right) / [1 + \exp\left(\frac{r}{a_{pol}}\right)]^2.$$

Les paramètres sont ajustés pour donner des valeurs de  $V_{pol}(Ro)$  and  $W_{pol}(Ro)$ , à  $Ro = 6.5$  fm, à la surface, proches des valeurs de potentiel obtenues par les calculs CDCC donnés dans [Yab92].

J'ai utilisé cette forme pour introduire un PCV phénoménologique dans la description en modèle optique de la diffusion élastique  $^6\text{He}+p$  [Lap98ri, Lap01]. Dans ce travail, j'ai adopté pour simplifier la paramétrisation CH89 [Var91] pour le potentiel optique. CH89 est calculé pour la réaction  $^6\text{He}+p$  à 38.3 A.MeV. Comme JLM brut (Fig. III.2) le potentiel CH89 seul ne permet pas de reproduire les données sous  $40^\circ_{c.m.}$ .

On ajoute le potentiel  $U_{pol}$  et on ajuste ses paramètres sur les données. Les sections efficaces élastiques sont calculées avec le code ECIS97 [Ray81]. On obtient les paramètres suivants  $V_{pol} = -47.2$  MeV,  $W_{pol} = -4.4$  MeV et  $a_{pol} = 1.33$  fm qui permettent d'avoir un bon accord avec les données. Le PCV obtenu ajouté au potentiel brut initial (CH89) conduit bien à la réduction de la partie réelle du potentiel optique total. L'introduction explicite du PCV rend compte des 20 % de réduction du potentiel dont on avait besoin pour reproduire les données  $^6\text{He}+p$  (Fig. III.2).

De la même façon, dans le cas de la diffusion élastique  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$  que j'ai analysée dans [Lap02], j'ai adopté un PCV  $U_{pol}$  phénoménologique (en plus de la partie imaginaire usuelle WS, de profondeur 20 MeV, rayon réduit de 0.97 fm et diffusivité de 0.97 fm) pour quantifier les effets liés au couplage, en supposant pour simplifier que les parties réelle (répulsive) et imaginaire de  $\Delta U_{pol}$  avaient la même forme, i.e.,  $V_{pol}(R) = -V_{pol}f(R)$  et  $W_{pol}(R) = -W_{pol}f(R)$ , avec  $V_{pol} \leq 0$ , et  $f(R)$  définie comme :

$$f(R) = \exp\left(\frac{R - R_{pol}}{a_{pol}}\right) / [1 + \exp\left(\frac{R - R_{pol}}{a_{pol}}\right)]^2. \quad (\text{III.6})$$

Les paramètres sont  $V_{pol} = -49.2$  MeV,  $W_{pol} = 3.2$  MeV,  $R_{pol} = 1.7$  fm, et  $a_{pol} = 1.2$  fm. Sur la figure III.4, la courbe en trait plein pour le calcul avec le PCV ( $U_{pol}$  et  $W$ ) reproduit bien l'ensemble des données sur la gamme angulaire. On a ainsi

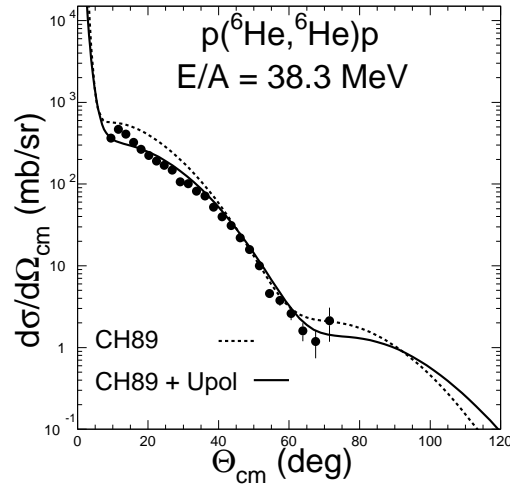


FIG. III.3 – Comparaisons des données de distributions angulaires de diffusion élastique  $^6\text{He}+p$  à 38.3 A.MeV avec les calculs en modèle optique incluant les couplages sous la forme d'un potentiel de surface simulant le PCV [Lap01].

pu reproduire avec succès les données de diffusions élastiques  $^6\text{He}+p$  [Lap01] et  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$  [Lap02], en paramétrisant le PCV sous forme d'un potentiel dont la partie réelle est un potentiel de surface, un terme en dérivée seconde de potentiel Woods-Saxon (WS), dont la partie imaginaire inclut le potentiel imaginaire fourni par le modèle de base.

Le phénomène que nous observons est général pour les noyaux faiblement liés (Annexe D.2). Des noyaux de taille similaire mais bien liés sont reproduits correctement par le potentiel JLM (Annexe D.1), ce qui montre que le problème réside dans le formalisme de réaction et le traitement des corrélations plutôt que dans le potentiel optique. On s'attend à ce que la forme du PCV soit plus complexe et que les effets s'accroissent quand diminue l'énergie incidente du système. Ces effets seront discutés en détail dans le cas des données sur proton obtenues à basse énergie avec  $^8\text{He}$ .

### III.2.2 Réactions directes et approches des couplages en $^6\text{He}$ sur cible de proton

Du fait de sa faible énergie  $S_{2n}$ , l'état fondamental de  $^6\text{He}$  peut être décrit principalement par un modèle à deux corps dineutron+ $\alpha$  qui permet de reproduire de façon satisfaisante un ensemble de données de réactions directes [Rus01]. Le noyau faiblement lié d' $^6\text{Li}$  présente deux configurations possibles (avec une struc-

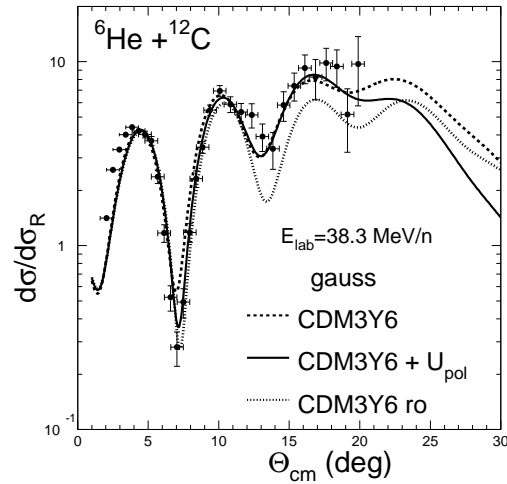


FIG. III.4 – Comparaisons des données de distributions angulaires de diffusion élastique  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  à 38.3 A.MeV avec les calculs en modèle optique microscopique de convolution incluant les couplages sous la forme d'un PCV noté  $U_{pol}$  [Lap02] (trait plein). Les autres calculs sont réalisés sans ce PCV, dans le cas "ro" (pointillés épais) le rqm (2.2 fm) est celui qu'aurait un noyau compact  $A = 6$ , dans le cas CDM3Y6 (courbe en tirets) la densité de l' ${}^6\text{He}$  a un rqm de matière réaliste (2.5 fm).

ture soit en agrégats  $\alpha + d$  ou  ${}^3\text{He} + t$ ) qui ont été mises en évidence par l'analyse des distributions angulaires de la réaction  ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$  [Wer73]. Une configuration  $t + t$  dans l' ${}^6\text{He}$  a été suggérée [Ara99]. Par analogie avec l'étude menée sur le  ${}^6\text{Li}$ , pour tester la possibilité de cette configuration  $t + t$ , la réaction de transfert  $p({}^6\text{He}, {}^4\text{He})t$  a été menée à Dubna à 25 A.MeV [Wol99] et au GANIL [GioTH03]. On prévoit que la configuration  $\alpha + 2n$  conduise au transfert de  $2n$  et donc principalement aux angles avant en  ${}^4\text{He}$ , alors que la configuration  $t + t$  doit peupler le transfert aux angles arrière. Dans les deux cas, la diffusion élastique  ${}^6\text{He} + p$  et la réaction  ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$  ont été mesurées simultanément. Les données du GANIL ont complétées les données de transfert aux angle intermédiaires ( $40\text{-}60^\circ_{c.m.}$ ) et arrière. La réaction a été sélectionnée en mesurant les produits  $t$  et  $\alpha$  en coïncidence, avec le spectromètre SPEG et MUST.

Le couplage aux voies de cassure  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$  a été pris en compte grâce à un potentiel de couplage (PCV) décrit dans la ref. [Mack03] et déduit de l'analyse CDCC [Rus01] menée sur les données de Dubna. Cette étude détaillée du PCV dans le cas du potentiel d'interaction du noyau exotique d' ${}^6\text{He}$  avec le proton [Mack03] a été réalisée en utilisant l'inversion de potentiel de la matrice  $S$  de diffusion. Cette matrice est déduite de l'analyse des données de la diffusion élastique menée avec les calculs CDCC. Ce cadre est approprié pour comprendre les caractéristiques du PCV des noyaux exotiques et identifier les composantes dominantes du PCV (cassures, transferts) [Mack03].

Pour les deux ensembles de données, le potentiel dérivé de [Rus01] donne une bonne description à la fois de la diffusion élastique  ${}^6\text{He} + p$  mesurée simultanément et de la réaction  ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$ . Le meilleur ajustement des calculs CDCC sur les données aux angles arrière conduit à un facteur spectroscopique pour la configuration  $t + t$  entre 0.06 et 0.09. Ce facteur est beaucoup plus faible qu'attendu théoriquement, et la composante  $\alpha + 2n$  est dominante (facteur spectroscopique proche de 1). Mais il faut souligner que la composante  $t + t$  dans l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$  doit être prise en compte pour reproduire l'ensemble de la distribution angulaire de la réaction de transfert  $(p, \alpha)$ , aussi bien aux angles arrière qu'à l'avant.

### III.2.3 Structure et couplages de l' ${}^8\text{He}$ en diffusion $(p, p')$ : analyse phénoménologique

L'idée première dans cette analyse de la diffusion élastique est d'utiliser le modèle optique avec le potentiel JLM dont on a montré, au début de ce chapitre qu'il permettait de maîtriser la diffusion élastique sur proton dans le cas des noyaux stables, et de révéler l'effet du PCV dans le cas des noyaux exotiques.

### Densités théoriques de l' $^8\text{He}$

Pour calculer le potentiel élastique nous considérons trois types de densité discutées en I.2.4, et dont les rqm sont compatibles avec le rqm de matière expérimental de l' $^8\text{He}$  : la densité dite de Cosma (du modèle  $\tilde{5}$  corps) [Zhu94], celle de Sagawa [Sag92] générée en Hartree-Fock, avec interaction de Skyrme et corrélations, et la densité de Navrátil. Celle-ci est obtenue dans la version des calculs NCSM menés avec l'interaction notée  $V_{3eff}$  inspirée des forces réalistes  $V_{NN} + V_{NNN}$  du modèle ab initio de Pieper et al. L'espace de base pour les calculs NCSM +  $V_{3eff}$  est limité pour l'instant à 4hw, dû à la complexité des forces réalistes. On note cette densité  $V_{3eff}$ , 4hw, 13 MeV où 13 MeV correspond à la valeur de la fréquence de l'oscillateur harmonique. Les distributions protons, neutrons et de matière sont présentées sur la figure III.5.

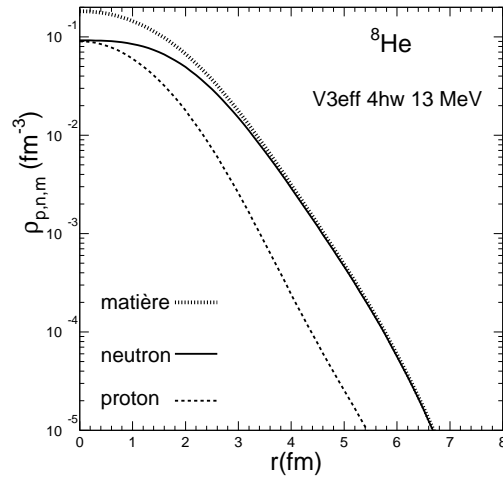


FIG. III.5 – Densités  $p, n$  et de matière de l' $^8\text{He}$ , avec la version “4hw  $V_{3eff}$  13 MeV” des calculs NCSM de Navrátil.

La comparaison des trois densités (Fig. III.6) montre que les densités de neutrons et de matière de NCSM sont très proches de celles fournies par Cosma, mais le comportement des densités de proton est différent. Les rqm des trois densités sont donnés en Table III.1.

Pour l'ensemble des données  $^6,8\text{He}+p$  disponibles dans la littérature, mesurées à des énergies supérieures à 20 A.MeV, on a vu qu'une réduction de la partie réelle du potentiel d'entrée JLM était nécessaire pour décrire globalement les distributions angulaires (Section III.2.1 et article [Lap01]). L'origine de cet effet était attribuée au couplage au continuum, survenant durant la réaction élastique



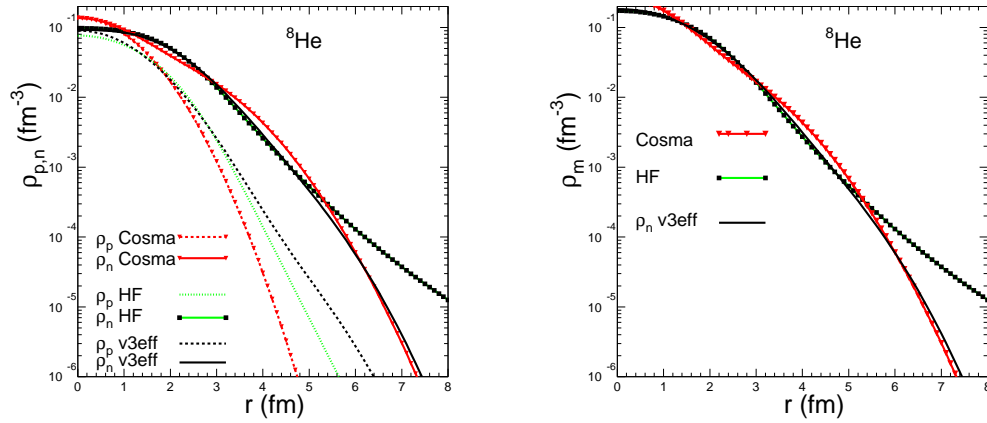


FIG. III.6 – Densités p et n de l' $^8\text{He}$  données par les modèles décrits dans le texte : Cosma, HF (Skyrme+Corrélations), et NCSM ( $4hw V_{3eff}$  13 MeV).

Densité	Modèle	$r_p$ fm	$r_n$ fm	$r_m$ fm
Cosma [Zhu94]	5-corps	1.69	2.74	2.52
Sagawa [Sag92]	HF +sky +corr	1.95	2.67	2.51
Navrátil [Nav03]	NCSM	2.00	2.59	2.46

TAB. III.1 – Tableau des rqm des densités de l'état fondamental de l' $^8\text{He}$  discutées dans le texte.

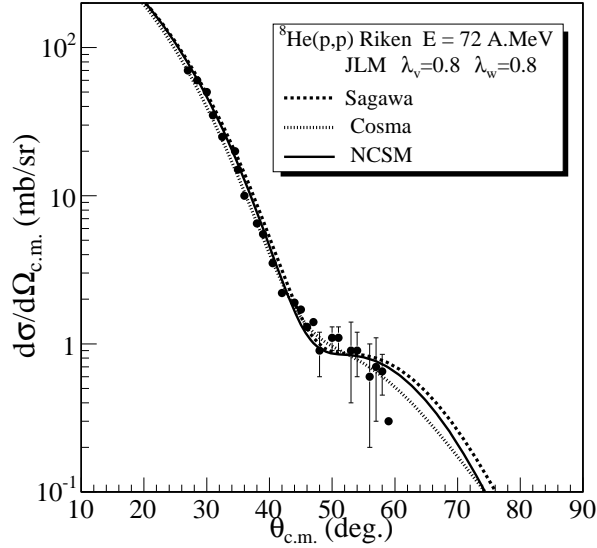


FIG. III.7 – Diffusion élastique  ${}^8\text{He}(p,p)$  à 72 A.MeV calculée en modèle optique avec JLM, comparaison aux données.

Densité JLM	$\lambda_V$	$\lambda_W$
Cosma [Zhu94]	1.04	1.16
Sagawa [Sag92]	1.13	1.07
Navrátil	1.11	1.06

TAB. III.2 – Valeurs des facteurs de normalisation du potentiel JLM ajusté sur les données SPIRAL. Les trois densités d' ${}^8\text{He}$  ont été testées.

et responsable d'un potentiel réel de surface répulsif dans le potentiel d'interaction total nécessaire à la description de la élastique. La renormalisation du potentiel était suffisante, parce que les données étaient à plus haute énergie, mais aussi parce que leur gamme angulaire était réduite ce qui ne permettait pas de sonder précisément le potentiel  ${}^8\text{He}+p$ . On l'observe sur la figure III.7. On constate également que l'on ne distingue des différences entre les courbes calculées avec les trois densités que pour des angles supérieurs à  $55^\circ_{c.m.}$ , et il faudrait une statistique excellente pour séparer les trois calculs. C'est normal puisque la diffusion élastique est principalement sensible au rqm de matière sur pour les angles avant. Lorsqu'on emploie des densités dont l'écart entre les rqm de matière ne dépasse pas 0.1 fm, les prédictions de diffusion élastique ne sont pas séparées par les données, avec la statistique et la couverture angulaire dont les expériences disposent actuellement.

Pour les données à 15.7 A.MeV, la gamme angulaire des données est plus

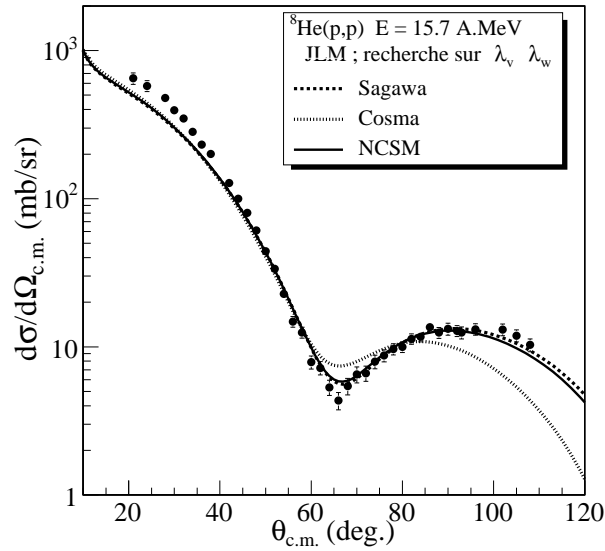


FIG. III.8 – Calculs de diffusion élastique  ${}^8\text{He}(p,p)$  à 15.7 A.MeV en modèle optique avec le potentiel JLM et trois densités, comparés aux données. Les facteurs  $\lambda_V$  et  $\lambda_W$  du potentiel JLM ont été obtenus par ajustement sur les données. Pour chaque densité, les valeurs sont en table III.2.

étendue ( $25_{c.m.}^\circ$  à  $110_{c.m.}^\circ$ ), et contrairement à ce que nous avons obtenu pour l'élastique à 72 A.MeV, bien compris avec les effets du PCV simulé, ici on ne peut plus reproduire la diffusion élastique avec une simple renormalisation des parties réelle et imaginaire du potentiel (Fig. III.8). Quelle que soit la densité employée, le calcul JLM avec les facteurs  $\lambda_V$  et  $\lambda_W$  obtenus par ajustement sur les données (Table III.2) ne permet de reproduire correctement les angles avant. Le calcul standard JLM avec la densité Navrátil est comparé au résultat de la recherche en figure III.9.

### Comparaison des données (p,p') RIKEN-GANIL au modèle optique

- **Analyse avec un potentiel phénoménologique**

Considérons pour commencer les données mesurées à RIKEN. Effectuons une analyse similaire à celle des auteurs de [Chu95] qui ont prétendu déduire le paramètre de déformation  $\beta_c$  phénoménologique de l' ${}^8\text{He}$  à partir de la diffusion (p,p').

La figure III.10 présente le résultat de ces calculs et illustre ce qu'il ne faut pas faire pour interpréter les données (p,p') avec les noyaux exotiques! On emploie un potentiel phénoménologique, CH89. La diffusion élastique est bien reproduite moyennant la réduction du potentiel réel de 20 %. Ceci est conforme à nos dis-

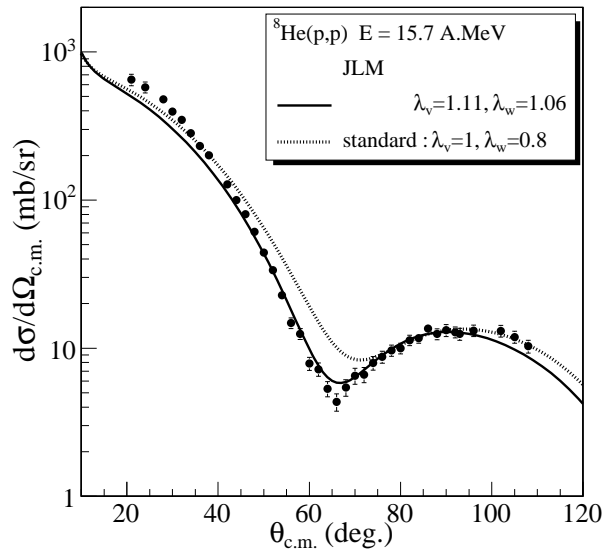


FIG. III.9 – Sections efficaces de diffusion élastique  ${}^8\text{He}(p,p)$  à 15.7 A.MeV calculées en modèle optique avec JLM et la densité Navrátil, et comparées aux données. La courbe en pointillés présente le calcul JLM standard, la courbe en trait plein est obtenue avec le potentiel JLM dont les facteurs de normalisation  $\lambda_V$  et  $\lambda_W$  ont été modifiés pour reproduire au mieux les données.

discussions sur les effets des couplages et il est normal de retrouver la réduction du potentiel réel observée quand nous avons analysé la diffusion  ${}^8\text{He}(p,p)$  à 72 A.MeV avec JLM. Ensuite, comme dans Ref. [Chu95], nous calculons la diffusion  $(p,p')$  avec le code ECIS, en déformant les parties réelle, imaginaires (volume et surface), coulombienne du potentiel CH89 (ajusté sur l'élastique) avec des longueurs de déformation pour les protons et les neutrons identiques ( $l_N \simeq l_c$  soit  $\beta_N R_r = \beta_{NI} R_I = \beta_c R_c$  avec  $R_r$ ,  $R_I$ , et  $R_c$  les rayons du potentiel réel, imaginaire et du coulombien de CH89) ce qui n'a bien sûr aucune raison d'être pour un noyau aussi asymétrique et riche en neutrons que l' ${}^8\text{He}$ . Cette hypothèse faite, l'ajustement des calculs  $(p,p')$  sur les données conduit à déterminer le seul paramètre  $\beta_c$ , et on obtient comme dans [Chu95]  $\beta_c = 0.3$  soit  $B(E2) = 0.9 e^2 \cdot \text{fm}^4$ . Mais l'analyse est fautive. La diffusion  $(p,p')$  est en fait très peu sensible au  $B(E2)$  du noyau très riche en neutrons, comme on l'a vu pour l' ${}^6\text{He}$ , et lorsque le  $B(E2)$  est inconnu, on doit déterminer à partir des données les gammes de valeurs  $M_p$ ,  $M_n$  autorisées.

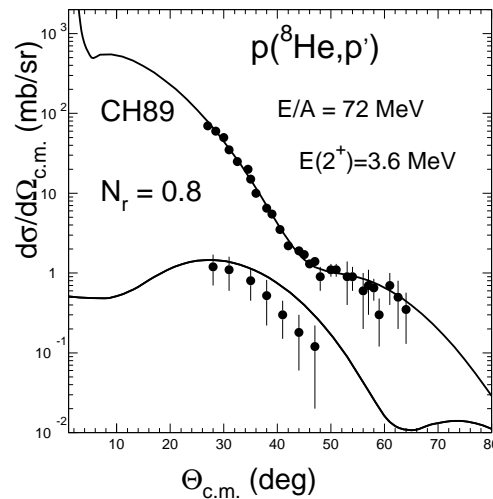
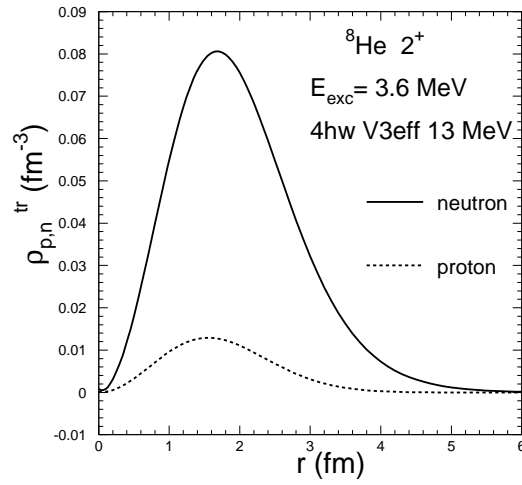
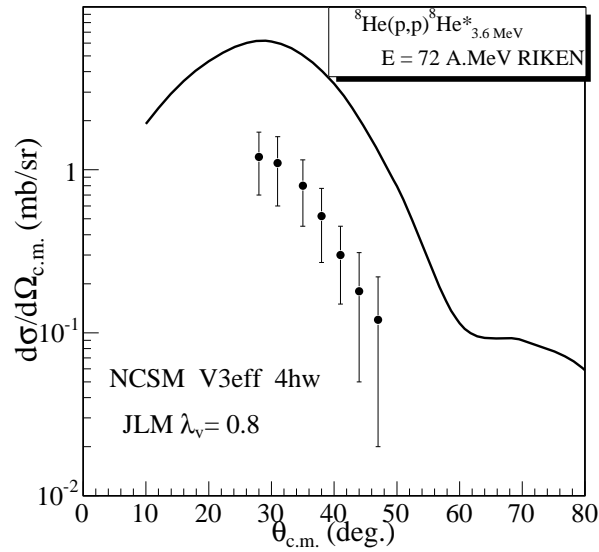


FIG. III.10 – Distributions angulaires de diffusion inélastique  ${}^8\text{He}(p,p')$  mesurées à 72 A.MeV, reproduites par les calculs en modèle optique avec un potentiel optique phénoménologique déformé.

#### • Analyse microscopique avec JLM

Nous allons mener les calculs  $(p,p')$  en DWBA avec la densité  $V_{3eff}$  introduite en Section III.2.3. Le profil de la densité de transition est présenté sur la Fig. III.11.

On ne s'attend pas à ce que le modèle de Navrátil et Barrett reproduise bien


 FIG. III.11 – Densités de transition NCSM  $V_{3eff}$  4hw 3MeV.

 FIG. III.12 – Distributions angulaires de diffusion inélastique  ${}^8\text{He}(p,p')$  mesurées à 72 A.MeV comparées aux calculs en modèle optique avec le potentiel JLM incluant la densité  $V_{3eff}$ .

les caractéristiques des états excités de l' $^8\text{He}$ . Comme ils le reconnaissent eux-mêmes [Nav98] : « The  $^8\text{He}$  nucleus is a weakly-bound system, where scattering to the continuum will play an important role in the structure of higher-lying states. Because the harmonic oscillator employed in our calculations has incorrect asymptotics for the single-particle wave-functions, we would not expect our calculation to describe well the higher-lying states in weakly-bound systems ». Cependant, sur la figure III.13, on voit que la courbe JLM avec les densités de Navrátil et les facteurs  $\lambda_V = 1$ ,  $\lambda_W = 1$  reproduit assez bien les données d'inélastique  $^8\text{He}(p,p')$  à 15.7 A.MeV. Mais il ne faut pas oublier que notre meilleure reproduction de l'élastique, à 15.7 A.MeV, avec ces paramètres, ne suffit pas à comprendre les petits angles de la distribution le minimum et son déplacement angulaire (Fig. III.8).

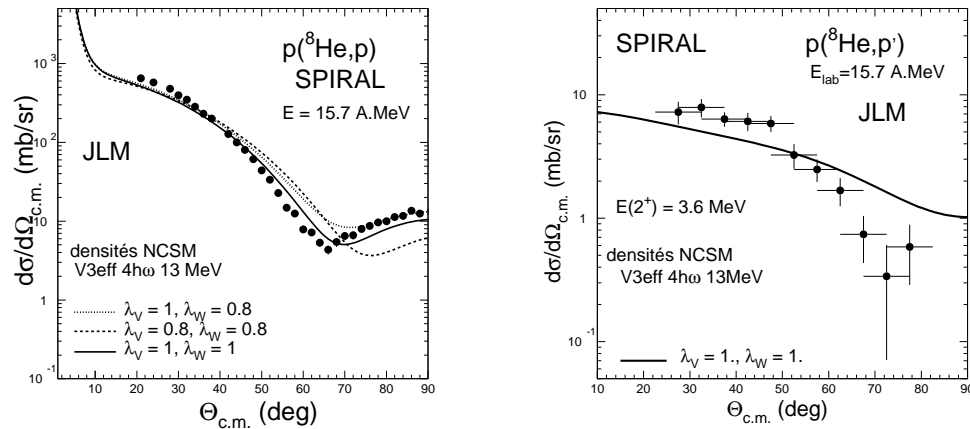


FIG. III.13 – Diffusions élastique et inélastique  $^8\text{He}(p,p')$  mesurées à 15.7 A.MeV et comparées aux calculs en modèle optique avec le potentiel JLM incluant la densité  $V_{3eff}$ .

Si nous n'avions comme mesure que l'inélastique on pourrait penser qu'un léger effort sur les densités de transition puisse nous permettre de bien reproduire l'inélastique. Or à 72 MeV l'inélastique, avec les mêmes densités, n'est pas reproduit. Comment expliquer que des densités de transition qui semblent donner une bonne allure du  $(p,p')$  à 15.7 A.MeV ne soient pas efficaces à 72 MeV ? On peut suspecter les données à l'une ou l'autre des énergies, la normalisation, les efficacités. Mais les tests et les réactions de référence ( $^{13}\text{C}+p$  dans notre cas) montrent que ces effets sont bien contrôlés.

### III.2.4 Nécessité du cadre CRC pour inclure les couplages et analyser le (p,p')

Les phénomènes intéressants que nous notons à basse énergie par rapport à l'ensemble des données précédentes sont :

- la modification de potentiel nécessaire pour reproduire globalement les données élastiques à 15.7 A.MeV (Fig. III.8) est différente ( $\lambda_V = 1$ ,  $\lambda_W = 1$ ) de celle qui suffisait à reproduire l'élastique à 72 A.MeV (Fig. III.7), et ce n'est pas le choix de la densité de l' $^8\text{He}_{e.f}$  qui est en cause ;
- l'impossibilité de se contenter pour reproduire les petits angles c.m. d'une re-normalisation globale des parties réelle et imaginaire du potentiel, du fait de la grande amplification des sections efficaces aux petits angles c.m. ;
- nous avons les données élastiques, inélastiques et de transfert à la même énergie et l'ordre de grandeur des distributions (p,d) est plus grand que l'inélastique, et comparable au (p,p) dans certains domaines angulaires ;
- en DWBA, les sections efficaces (p,p') calculées à 15.7 A.MeV et 72 A.MeV, avec les mêmes densités de transition, ont un comportement différent par rapport aux données : les calculs ont le même ordre de grandeur que les données SPIRAL, mais surestiment les données de RIKEN.

Conclusion : nous ne comprenons pas l'influence des effets du couplage aux deux énergies sur les distributions élastiques et inélastiques, et à basse énergie, les effets de couplage semblent plus violents qu'aux énergies GANIL ou RIKEN, qui sont au-delà d'une vingtaine de MeV/n. A 15.7 A.MeV, les effets de couplage se traduisent par un transfert (p,d) important, et par une modification des distributions angulaires d'élastique par rapport à ce qui est attendu avec un potentiel microscopique usuel. La vision de l'élastique combinée à l'information apportée par les transferts montre que nous devons revoir le formalisme qui nous sert à calculer les sections efficaces des réactions.

Il est donc nécessaire d'abandonner le formalisme DWBA qui n'est qu'une approximation d'un calcul réaliste de sections efficaces. Nous devons alors reprendre une à une nos hypothèses de calculs des réactions.

Contrairement à la situation de l'élastique  $^6,^8\text{He}+p$  à plus haute énergie, ici, dans le cas des données SPIRAL, nous possédons à la même énergie incidente et sur une gamme angulaire importante les distributions d' $^8\text{He}(p,p)$  et  $(p,d)$ ,  $(p,t)$ . On peut donc mener à bien un calcul complet de l'élastique et des voies de réaction couplées, avec les outils CRC. On pourra comparer l'analyse de cet ensemble à celle des données recueillies séparément aux autres énergies ( $^8\text{He}(p,d)$  à 50 A.MeV [Kor99] et  $^8\text{He}(p,t)$  à 61.3 A.MeV [Kor03]), et on expliquera pourquoi le potentiel décrivant l'élastique subit des variations importantes.

Nos mesures vont permettre de reconstituer le puzzle des données de diffusion élastique des noyaux légers et d'interpréter, dans un cadre théorique homogène, des sections efficaces qui échappent à des descriptions standard ne prenant en



compte que les états fondamentaux et l'interaction noyau-noyau en voie d'entrée.

### III.3 Les réactions directes en CRC

#### III.3.1 Diffusion élastique et transfert d'un nucléon en CRC

Pour l'analyse des réactions de transfert à un nucléon, le meilleur cadre théorique que l'on puisse utiliser aujourd'hui a été présenté par Nick Keeley, N. Alamanos et V.L dans [Kee04] et appliqué avec succès aux cas des réactions  $^{12}\text{C}(p,d)$  et  $^{10}\text{Be}(p,d)$  en utilisant la méthode CDCC pour inclure la cassure du deuton en voie de sortie et des potentiels microscopiques JLM pour calculer la voie d'entrée et les potentiels  $n, p + \text{noyau}$  pour la voie de sortie. L'article montre que dans ce cadre, l'élastique et le transfert sont analysés simultanément et reproduits correctement dans le cadre en voies couplées.

#### III.3.2 Prototype des réactions couplées avec noyau radioactif : structure du noyau exotique $^8\text{He}$ par les réactions directes, $^8\text{He}(p,p')$ , $(p,d)$ et $(p,t)$

Les calculs sont menés avec le code de réaction FRESCO [Tho88], dans lequel on peut inclure des effets de couplages au continuum (traitement CDCC) pour étudier les réactions  $^8\text{He}(p,p')$ ,  $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ , et en déduire des facteurs spectroscopiques et une compréhension de la structure de l'état fondamental et des résonances de  $^8\text{He}$  et de sa spectroscopie, Tous ces aspects sont déterminants pour la compréhension de ce système à 8 nucléons.

En voies couplées, si on veut effectuer un calcul  $^8\text{He}(p,p')^8\text{He}(2^+)$  à 15.7 A.MeV, comment procède-t-on en suivant les prescriptions de l'article [Kee04] ?

Tout d'abord, avec le potentiel noyau-nucléon JLM, je calcule les facteurs de forme du potentiel  $^8\text{He}+p$  (voie d'entrée, transition vers l'état excité  $2^+$ ) en utilisant les densités microscopiques de l'état fondamental et de transition de  $^8\text{He}$  fournies par un modèle de structure ; je donne ces facteurs de forme à notre spécialiste des voies couplées discrétisées CDCC utilisant le code FRESCO, Nick Keeley. Il peut alors calculer en voies couplées  $^8\text{He}(p,p)$ ,  $(p,p')^8\text{He}(2^+)$  et  $(p,d)$ , nos trois voies de réaction majoritaires en compétition à l'énergie considérée.

Nos inconnues sont :

- la structure de  $^8\text{He}$  (c'est ce que l'on veut tester finalement, et valider ou non les jeux de densité fournis par les théoriciens, par exemple celles du NCSM) ;
- la voie de sortie  $^7\text{He}+d$  de la réaction  $^8\text{He}(p,d)$ , faute de mieux on prend un potentiel phénoménologique ;
- les couplages entre les voies de réaction données par les facteurs spectroscopiques ( $^8\text{He}_{ef}/^7\text{He}_{ef}, \dots$ ).

Le modèle est le plus évolué possible actuellement, mais il est clair que les approximations et ambiguïtés sont encore nombreuses, le continuum du deuton de  ${}^8\text{He}(p,d)$  est incorporé dans le calcul mais pas celui de  ${}^7\text{He}$  (inclure plus de trois corps dans le continuum discrétisé est techniquement difficile). Néanmoins on travaille avec un jeu de données expérimentales variées (élastique, transfert à notre énergie SPIRAL, mais aussi celles disponibles dans la littérature) et assez étendues angulairement pour contrôler les effets en voie de sortie, et la cohérence des informations de structure obtenues.

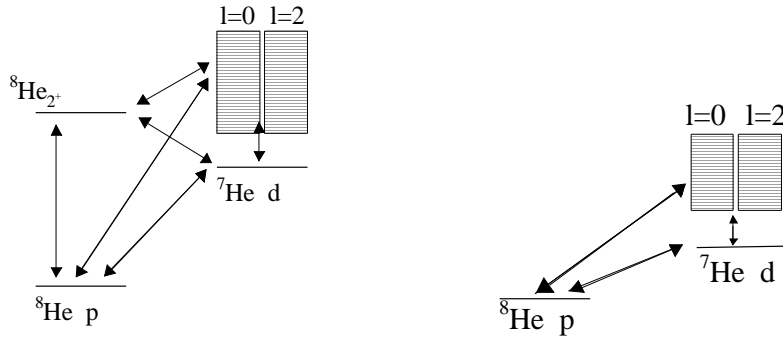


FIG. III.14 – Schéma des couplages considérés dans le cadre du formalisme CRC pour le calcul des réactions élastique  ${}^8\text{He}(p,p)$  et de transfert  $(p,d)$  à 15.7 A.MeV : les voies de réaction  $(p,p)$ , et  $(p,d)$  sont incluses avec le  $(p,p')$  vers le  $2^+$  pour le schéma de gauche, ou sans considérer cette voie (schéma de droite).

Nous devrions inclure dans le schéma de couplage, *a priori*, les réactions suivantes : diffusions élastiques et inélastiques, réaction de transfert vers les états possibles (le fondamental ou les états excités) des noyaux produits en voie de sortie, soit dans des états liés ou résonants. Mais cela requiert les ingrédients correspondants : les forces de transition vers les états excités et les facteurs spectroscopiques. Pour simplifier, on se limite dans le schéma de couplage (Fig. III.14) aux voies principales qui peuvent contribuer significativement en termes de distributions angulaires, dans le domaine traité dans notre analyse. Les observations peuvent nous aider à déterminer quels états doivent être inclus dans le schéma de couplage, et ceux qui peuvent être négligés. Dans l'expérience  ${}^8\text{He}(p,p')$  à 72 A.MeV reportée en Ref. [Kor93], le premier état excité de  ${}^8\text{He}$  a été localisé à 3.6 MeV, il est compatible avec un  $2^+$ . Les sections efficaces mesurées entre  $20^\circ$  jusqu'à  $50^\circ$  (c.m.) sont en-dessous de 1 mb/sr ; une faible excitation du  $2^+$  de  ${}^8\text{He}$  a été trouvée [Chu95]. Dans notre expérience, comme indiqué dans [SkaPRC05], l'inélastique  $(p,p')$  vers l'état excité  $2^+$  a aussi été sélectionné. Ces sections efficaces à 15.7 A.MeV ont été présentées (Fig. II.10) et elles seront analysées en Sec. IV.1.2. Comparées aux distributions angulaires de la réaction de transfert  $(p,d)$ , on les trouve de 2 à 5 fois plus basses dans le domaine angulaire de  $20^\circ$  à

$80^\circ$  (c.m.). Nous rencontrons aussi le problème de la voie de sortie de la réaction (p,d). Actuellement, il n'est pas possible de calculer la réaction de transfert en CDCC en incluant dans le schéma de couplage le continuum des états de  ${}^7\text{He}$  non lié. C'est hors de portée du formalisme dont nous disposons. Le meilleur calcul possible que nous puissions réaliser est de considérer les états du deuton dans le continuum. Dans Ref. [Hal04], Halderson a montré que les prédictions du modèle en couches avec correction du recul dans le continuum sont compatibles avec un état excité  $1/2^-$  de  ${}^7\text{He}$  à 1 MeV, comme obtenu par Meister et al. [Mei02]. Nos résultats en (p,d) [SkaPRC05] indiquent aussi cet état excité de  ${}^7\text{He}$  à basse énergie; il est faiblement excité, et les sections efficaces sont globalement 10 fois plus faibles que celles du (p,d) ${}^7\text{He}_{ef}$ . Dans la Ref. [Kor99], à 50 A.MeV, une résonance à 2.9 MeV a été observée dans  ${}^7\text{He}$ , les sections efficaces (de  $5^\circ$  à  $15^\circ$  (c.m.)) sont trouvées 5 fois plus petites que celle de la réaction (p,d) ${}^7\text{He}_{ef}$ . Par conséquent, dans notre analyse, nous n'avons pas inclus explicitement le couplage vers les états excités  ${}^7\text{He}$  et nous avons considéré les réactions (p,p) et (p,d) ${}^7\text{He}_{gs}$  comme les principales voies nécessaires pour le couplage.

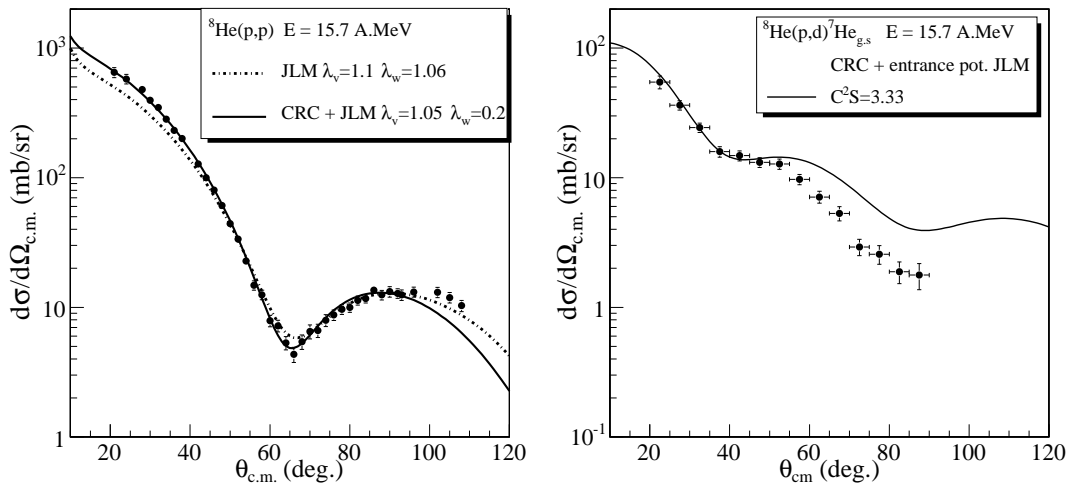


FIG. III.15 – Les données élastiques  ${}^8\text{He}(p,p)$  et (p,d) à 15.7 A.MeV sont reproduites par un calcul CRC qui couple les voies de réaction (p,p) et (p,d) (traits pleins); le calcul DWBA avec le potentiel optique JLM réajusté ne permet pas de reproduire les petits angles de la diffusion élastique (courbe en tiretés).

Un simple calcul DWBA donne un facteur spectroscopique  ${}^8\text{He}(p,d)$  environ égal à 4. Un calcul complet pour le transfert, en incluant le couplage au continuum dans la voie d'entrée avec  ${}^8\text{He}$ , conduit à une excellente reproduction des données de diffusion élastique  ${}^8\text{He}(p,p)$  et de transfert  ${}^8\text{He}(p,d)$  avec un facteur spectroscopique compatible avec la première valeur, ce qui montre que le facteur spectroscopique dérivé pour  ${}^8\text{He}$  est robuste par rapport à la méthode d'analyse

employée, et par rapport aux hypothèses sur le potentiel en voie de sortie. Le facteur spectroscopique obtenu est compatible avec l'interprétation qui propose une structure de l' $^8\text{He}$  composée d'un cœur d'alpha et d'un agrégat de 4 neutrons.

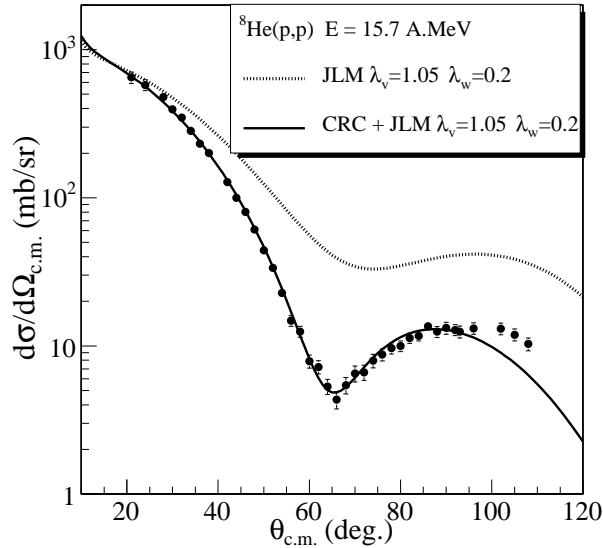


FIG. III.16 – Calculs CRC de la diffusion élastique  $^8\text{He}(p,p)$  à 15.7 A.MeV : les voies de réaction (p,p) et (p,d) sont incluses. Les calculs sont comparés aux données et aux calculs en modèle optique avec la même partie imaginaire JLM. Les couplages inclus dans les calculs CRC génèrent la partie imaginaire traditionnelle.

### III.3.3 Extraction du PCV de $^8\text{He}+p$ à 15.7 A.MeV

Durant la réaction, le système en interaction noyau + cible peut se coupler aux états excités, au continuum et opérer un échange virtuel des nucléons. Notre façon de traduire ce phénomène (PCV) est d'ajouter une partie imaginaire au potentiel optique, qui masque toute notre ignorance des pertes de flux pendant l'élastique. Ici, dans le cadre CRC, quand les couplages sont inclus explicitement, on obtient une reproduction satisfaisante des données, comme l'illustre la figure III.16. Il suffit de considérer en voie d'entrée seulement 20 % du potentiel imaginaire JLM qui était employé, auparavant, pour approcher ou reproduire les données : c'était  $U_{JLM} = 1.1 V_{JLM} + i 1.06 W_{JLM}$  comme le montrait la figure III.15.

Cette partie imaginaire traditionnelle, requise pour approcher ou reproduire les données comme sur la figure III.15, est ici majoritairement générée par le couplage au transfert. On doit alors seulement inclure  $\lambda_W W_{JLM}$ , avec  $\lambda_W = 0.2$ ,

qui sert à rendre compte des effets de noyau composé, non considérés explicitement dans les couplages de notre approche. Il reste seulement  $\lambda_W = 0.2$ , la partie imaginaire nécessaire auparavant (lors de l'ajustement de la figure III.16) est ici générée par les couplages.

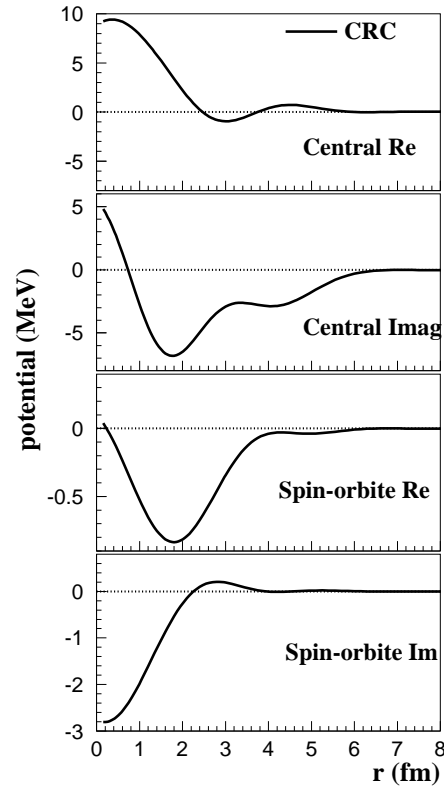


FIG. III.17 – Potentiel PCV de l' $^8\text{He}+p$  à 15.7 A.MeV, déduit de l'analyse CRC de la réaction élastique  $^8\text{He}(p,p)$  couplée à la voie de transfert (p,d).

On a vu que l'effet du PCV est de fournir 80 % du potentiel imaginaire  $^8\text{He}+p$ . On peut être plus précis et déterminer la forme radiale des parties réelle, imaginaire et de spin-orbite du PCV. Pour obtenir la représentation locale et indépendante du moment  $L$  du PCV on a employé la méthode d'inversion de la matrice-S déjà utilisée pour obtenir le PCV pour le système  $^6\text{He}+p$  en Ref. [Mack03]. La matrice  $S$  de la diffusion élastique est générée par les calculs CRC complets (incluant les processus de couplage significatifs), et le potentiel optique local total est obtenu en appliquant à cette matrice  $S$  la procédure d'inversion  $S_{ij} \rightarrow V(r)$  avec la méthode perturbative et itérative de Kukulin et Mackintosh [Kuk04] qui donne des potentiels fiables, incluant le potentiel de spin-orbite pour le cas de spin 1/2. Le potentiel sur proton dit *nu* (c'est-à-dire obtenu sans couplage, comme un potentiel diagonal issu de la matrice  $S$  du calcul

CRC) est ensuite soustrait du potentiel  $V(r)$  et ce reste est identifié comme le PCV présenté sur la figure III.17.

### III.3.4 Couplages à l'inélastique et au transfert de deux nucléons ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ en CRC

La discussion des sections efficaces  $(p,p')$  et la présentation des densités de transition de  ${}^8\text{He}$  sera développée au chapitre IV.

Les données de sections efficaces des transferts  ${}^8\text{He}(p,t)$  vers l'état fondamental  $0^+$  et le premier excité  $2^+$  ont le même ordre de grandeur. Pour Korsheninikov [Kor03] qui a obtenu des données  $(p,t)$  à 61.3 A.MeV, cela indique que  ${}^8\text{He}$  dans son état fondamental a une grande composante  ${}^6\text{He}$  ( $2^+$ ). Or cette conclusion ne peut être tirée que si l'on mène le calcul complet CRC avec toutes les voies  $(p,p')$   $(p,d)$  et  $(p,t)$  et si on parvient à un accord global des calculs avec l'ensemble des données  $(p,t)$  disponibles pour  ${}^8\text{He}$ , à 15.7 A.MeV, à 26 (Dubna) [Wol01] et 61.3 A.MeV. Avec les calculs CRC couplant le  $(p,p')$  et le  $(p,d)$  on peut déterminer l'allure des facteurs de forme phénoménologiques de la transition, comme on le verra au chapitre IV. Les facteurs de forme que je génère avec le potentiel JLM sont employés par Nick Keeley dans le calcul complet avec le couplage à la voie  $(p,t)$ . Il montre alors qu'il est possible de reproduire toutes les réactions directes de  ${}^8\text{He}$  sur proton à partir des mêmes ingrédients, facteurs de forme et spectroscopiques, et sans avoir besoin d'introduire une composante importante de  ${}^6\text{He}$  ( $2^+$ ) dans l'état fondamental de  ${}^8\text{He}$ . Nous ferons en 2006 un rapport complet sur l'ensemble des données existantes  ${}^8\text{He}$  sur cible pour discuter ce problème et conclure sur la structure de  ${}^8\text{He}$ .

Avec ces noyaux caractérisés par des énergies de liaison très faibles, et qui souvent, n'ont pas de niveau excité lié, la structure des états du continuum joue un rôle important sur les réactions. L'analyse d'une partie seulement des données (par exemple le  $(p,t)$  de RIKEN) sans la compréhension de la voie élastique, et dans un cadre inadapté (DWBA) peut conduire à des conclusions douteuses (la composante de  ${}^8\text{He}$  obtenue dans [Kor03]).

Dans nos analyses, nous devons apprendre à réaliser les calculs les plus complets possibles en voies couplées. L'ensemble du travail présenté ici est certes ce qui existe de plus avancé actuellement en termes de voies couplées avec un projectile exotique, mais il ne constitue que la première étape qui doit conduire à construire un ensemble théorique fiable couplant la structure et les réactions, que nous validerons avec des ensembles complets de réactions directes sur cible.

## III.4 Protocole expérimental et théorique

### III.4.1 Lumière apportée par les exotiques

A la lumière des résultats obtenus sur l' $^8\text{He}$ , et présentés dans l'article soumis récemment : *“Important pickup coupling effect on  $^8\text{He}(p,p)$  elastic scattering”*, il est clair que l'on doit, *a priori*, se poser la question du couplage à la réaction susceptible de pomper le plus de flux sur l'élastique, à savoir le (p,d). Sinon on ne peut se fier à l'extraction de structure que l'on opère à partir du (p,p'). On peut considérer comme prototype pour les études de structure et de voie d'entrée la réaction  $^8\text{He}+p$ . Des noyaux tels que l' $^8\text{He}$  amplifient, du fait de leur faible énergie de liaison et donc fort couplage (voir la section traitant du PCV III.2.1) les effets de couplage à toutes les voies d'excitation et de réactions virtuelles qui existent avec tous les noyaux et que l'on s'attend à trouver aussi pour des noyaux exotiques lourds, à peau de neutrons.

L'interprétation des données (p,p') a mis en défaut le cadre de la DWBA, et la raison est donnée principalement par les ordres de grandeur des sections efficaces (p,p) et (p,d) : on a mesuré de grandes sections efficaces (p,d), comparées à l'élastique, l'approximation du (p,p') comme voie principale n'est donc plus valide. On a montré que l'inclusion explicite du transfert d'un neutron (p,d) $^7\text{He}_{ef}$  avait une influence considérable sur la diffusion élastique calculée et changeait profondément les caractéristiques du potentiel d'entrée. Le traitement avec le formalisme de réaction CRC a permis de comprendre et reproduire les données (p,p) et (p,d), qui mettaient en défaut le cadre de DWBA employé habituellement. Plus généralement, pour les noyaux radioactifs riches en neutrons, pour lesquels les seuils de particules sont bas, on peut s'attendre à ce que la voie (p,d) soit importante dans les réactions sur proton, et cet effet sera renforcé à basse énergie, avec les faisceaux de type SPIRAL. Comme nos informations de structure sont obtenues via la sonde (p,p'), si on veut mener une analyse en voies couplées il faudra aussi mesurer le (p,d) et confronter les réactions (p,p') et (p,d) aux calculs les plus complets possibles en voies couplées. On déterminera ainsi la contribution de la réaction de transfert (le facteur spectroscopique du transfert de neutron) et l'évaluation du (p,p') sera correcte.

Désormais, si on examine l'ensemble des données de diffusion élastique, aussi bien avec les noyaux stables qu'avec les noyaux radioactifs il faut, devant un défaut des modèles usuels dans la description des distributions angulaires expérimentales, se poser les questions des couplages. Le principe de la réaction en voies couplées est donné par le cadre de Feshbach. Dans la pratique le compromis est de faire le mieux possible pour décrire le potentiel réel élastique et de renoncer à un calcul explicite de l'imaginaire. On prend alors des formes phénoménologiques pour  $W$  dans le cas noyau-noyau. En noyau-nucléon avec JLM la technique consiste à générer la partie imaginaire par les relations de dispersion et la matrice de masse effective. Mais cela repose sur le postulat que l'interaction  $NN$  et

les corrélations dans la matière nucléaire infinie, traduites en portion de matière finie par la LDA rendront compte du potentiel d'interaction noyau-nucléon. Tous les processus au-delà du champ moyen, corrélations à longue portée des noyaux exotiques, couplages aux états excités, échange de nucléons induits par la faible énergie de liaison sont donc omis dans ces approches. Avec ces potentiels d'interaction on calcule les réactions en DWBA. Tout se passe bien tant que l'on reste dans la vallée de stabilité. Le succès des approximations (partie imaginaire, DWBA) est attestée par la bonne reproduction des données (annexe D).

Les premiers soucis arrivent aux grands angles pour les noyaux stables : les calculs JLM présentés en annexe D pour le noyau stable d' $^{16}\text{O}+p$  sont bons jusqu'à  $120^\circ_{c.m.}$ . Au-delà, on a un problème identifié par Rawistcher comme relevant d'effets non locaux dans le potentiel optique. Ces effets vont au-delà du cadre de potentiel et de réaction adopté. En  $^6\text{Li}$  les données sont mal reproduites (Annexe D, figure D.6). Il ne s'agit pas d'un défaut de modélisation liée à la LDA. JLM provient d'un calcul de matière nucléaire infinie. N'importe quel noyau lourd comme le plomb, léger comme les noyaux d'hélium, est de masse négligeable par rapport à la matière infinie, et l'approximation de LDA opère pour tous les noyaux stables, quelles que soient les masses. On reproduit sans effort aussi bien le  $^{12}\text{C}$  que le  $^{208}\text{Pb}$  sur la gamme angulaire jusqu'à  $120^\circ_{c.m.}$ . Quand on constate un défaut dans les calculs de diffusion proton-noyau, elle n'est donc pas en cause.

Pour le  $^6\text{Li}$  le problème n'est pas différent de celui observé en  $^6\text{Li}$  sur cibles lourdes, il tient à la faible liaison de ce projectile qui induit un PCV important. Les exemples prouvent que ce qui semble un détail dans une distribution peut être le signe d'un défaut majeur du modèle de réaction : pour les noyaux  $^9,^{10},^{11}\text{Be}$ , et  $^9,^{11}\text{Li}$  : les données sont mal reproduites. Dans chaque cas il s'agit d'un noyau faiblement lié pour lequel on ne peut plus se passer du traitement du PCV. Le potentiel JLM brut et sa partie imaginaire pour l'absorption ne sont plus suffisants pour rendre compte des couplages.

Pour lever le doute sur les données, c'est toujours crucial de confronter des ensembles de données recueillies sur le même noyau à différentes énergies, puis d'adopter le même formalisme pour les calculs afin de vérifier l'accord expérience-calculs dans tous les cas. On voit ainsi les défauts des données ou des modèles. Quand le problème des calculs est avéré, il faut se pencher systématiquement sur le formalisme de réaction employé et rechercher les couplages susceptibles de jouer un rôle. Quand on considère systématiquement les données (p,p) obtenues avec les noyaux exotiques, moyennant une modification de  $\lambda_V$  ou  $\lambda_W$  l'accord sur les angles inférieurs à  $\leq 60^\circ_{c.m.}$  est correct, mais il est souvent difficile de reproduire également le premier minimum. Dès qu'on constate un tel effet, avec une portion de l'élastique qui échappe à la description standard, il peut être intéressant d'examiner l'effet du couplage au (p,d).



### III.4.2 Critères pour le couplage des voies de réaction

Pour les noyaux exotiques dont le seuil de particules est bas, le traitement en voies couplées est crucial si l'on veut extraire avec exactitude une information de structure via les réactions  $(p,p')$ . Cela signifie mesurer l'élastique, le  $(p,p')$  et les transferts d'un, de deux,... nucléons et calculer ces réactions en voies couplées. L'éclairage apporté par les noyaux exotiques sur nos techniques et nos modèles permet de dégager une méthode pour extraire des informations pertinentes de nos expériences :

– il faut se donner les moyens de mesurer simultanément, à la même énergie, des ensembles complets de réactions directes avec un dispositif qui doit tendre vers une couverture angulaire  $4\pi$ ,

– le modèle aussi doit tendre vers le  $4\pi$  .... et ne pas se limiter à l'analyse approchée d'un seul type de réaction : l'état de l'art en matière de modèle optique avec inclusion du continuum est le cadre CRC + CDCC. L'étude du transfert nécessite un potentiel fiable de voie d'entrée, par l'analyse de l'élastique. Réciproquement le  $(p,p')$  réclame aussi la connaissance de la contribution du transfert d'un ou plusieurs nucléons. Cette contribution, comme on l'a vu dans le cas de  $l^8\text{He}$ , est un élément essentiel à quantifier si l'on veut atteindre la structure du noyau. Si le facteur spectroscopique associé est grand, le transfert ne sera pas négligeable dans l'analyse contrairement à ce qui est supposé dans le cadre DWBA.

Si on connaît une mesure du  $(p,d)$ , on dispose d'une estimation du facteur spectroscopique qui permet de dire si cette réaction peut être oubliée dans l'analyse. Si oui, on fait sans état d'âme de la DWBA, et on peut se contenter de la méthode imparfaite mais économique de la modification globale du potentiel optique (la renormalisation de la partie réelle ou imaginaire du potentiel microscopique) pour prendre en compte les autres couplages (états excités, continuum etc...).

Sinon, on doit le mesurer en même temps que l'élastique. Si les sections efficaces du  $(p,d)$  sont comparables à l'élastique et sont grandes face au  $(p,p')$ , alors on doit les prendre en compte dans l'analyse, et on peut le faire d'autant mieux que les données complètes  $(p,p')$  et  $(p,d)$  servent de guide pour fixer les paramètres, comme l'amplitude du couplage, les facteurs spectroscopiques. On peut vérifier les potentiels, et finalement extraire les informations de structure.

Une fois que les sections efficaces  $(p,p)$   $(p,p')$  et  $(p,d)$  ont été mesurées et analysées à une énergie donnée, et que les facteurs spectroscopiques et les couplages ont été déterminés, on peut alors fixer ces ingrédients, utiliser les densités microscopiques et les facteurs de forme qui ont été validés dans l'analyse complète, et être capable de PRÉDIRE les réactions directes à une autre énergie ou sur une autre cible dont les détails de structure nous sont connus. On doit pouvoir aussi prédire des phénomènes plus complexes comme la fusion, ou comprendre des caractéristiques générales de la diffusion élastique observées avec les noyaux faiblement liés.

### III.4.3 L'effet "chapeau de clown"

Si l'on revient à la distribution angulaire de sections efficaces de la diffusion élastique  ${}^8\text{He}+p$  (Fig. III.15), on a vu que l'augmentation aux petits angles c.m. provenait du fort couplage à la réaction de transfert d'un nucléon. Comme on avait mesuré la réaction  ${}^8\text{He}(p,d)$  à la même énergie, on a pu quantifier précisément l'effet du transfert sur la diffusion élastique et le PCV. Si le facteur spectroscopique est fixé à une valeur très faible (par exemple  $C^2S = 0.1$ ) on constate que la section efficace prédite ne présente plus l'augmentation observée dans le cas de  ${}^8\text{He}+p$  aux petits angles.

Cela signifie que, si on a un noyau pour lequel le facteur spectroscopique relié au pick-up d'un neutron est très faible, les données peuvent être reproduites en négligeant le couplage au transfert. Mais on pourra suspecter un couplage fort au transfert si l'on observe une augmentation aux petits angles c.m., qui n'est pas reproduite par les calculs usuels en DWBA.

Cela ouvre la voie à une réanalyse des données antérieures. Revisitons les données avec noyaux radioactifs de  ${}^{10,11}\text{Be}$  et  ${}^6\text{He}$  sur protons, obtenues lors de ma thèse [LapTH98], à la lumière des réactions de  ${}^8\text{He}$ . Elles sont représentées respectivement par les figures Figs. III.3 et D.8. Avec notre approche phénoménologique du PCV, avec JLM et  $\lambda_V < 1$ , on comprend globalement les distributions mais on observe en  ${}^6\text{He}+p$  un curieux pic des sections efficaces aux angles avant, ce décroché est une sorte de chapeau de clown. Il apparaissait aussi sur les données antérieures [Cor97]. En  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  (Fig III.4) les caractéristiques sont également étonnantes les petits angles c.m. sont mal reproduits quel que soit le calcul de potentiel, le premier minimum est très prononcé. Je n'avais pas de raison d'ôter les points des petits angles c.m., ils n'étaient affectés d'aucune coupure expérimentale connue expliquant les anomalies. En analysant ces données, j'estimais que des effets de couplage survenaient à ces angles, et que mon potentiel PCV phénoménologique n'était pas suffisant à les expliquer. Il était fort possible que les données fussent affectées d'une erreur systématique oubliée, mais il me semblait, vue la cohérence des données obtenues avec celles de la littérature, que les étrangetés constatées étaient liées aux les noyaux spéciaux que l'on regardait, et non des artefacts. Et je pensais qu'un théoricien viendrait (!), qui ne se contenterait pas d'appliquer ses calculs aux données, mais qu'il tenterait de comprendre les données en faisant évoluer ses modèles.

Or nul théoricien n'a élucidé ce problème et les confrontations expérience-théorie ont tourné court pour les  ${}^{10,11}\text{Be}+p$  : les calculs incorporaient bien le couplage aux états excités des noyaux mais ne reproduisaient pas bien les distributions. C'est un grand tort que d'avoir raison trop tôt ! Les données  ${}^{10,11}\text{Be}+p$  n'ont donc pas (encore) été publiées, parce que l'on ne parvenait pas à comprendre les effets constatés.

Or nous avons aujourd'hui les données en  ${}^8\text{He}$ , et leur analyse, qui prouvent que la forme des sections efficaces subit des distorsions importantes, majoritaire-

ment par l'effet d'un PCV issu du couplage au transfert (p,d). On a une augmentation de sections efficaces aux angles avant, un minimum plus creusé que celui attendu par des calculs microscopiques, un décalage de ce minimum en angle, qui rappelle l'allure  ${}^6\text{He}+p$ , mais dont les effets sont amplifiés comme on peut l'attendre de réactions menées à basse énergie et donc plus sensibles aux effets de couplages<sup>1</sup>. Cela signifie que nos données en  ${}^{10,11}\text{Be}+p$  n'étaient pas douteuses et qu'on pourra probablement les expliquer avec un couplage explicite au transfert. D'autre part, le chapeau de clown de l' ${}^6\text{He}$  est très similaire à l'effet observé aux petits angles en  ${}^8\text{He}$  : une remontée aux angles avant qui est liée à l'importance du couplage au (p,d). **Cela montre de façon éclatante que le PCV n'est pas seulement du couplage à des états excités virtuels, mais aussi à des voies de réaction.**

Autrefois, cet aspect était pris en compte dans les analyses que les physiciens réalisaient de leur données à basse énergie, par exemple pour le système  ${}^{16}\text{O}+{}^{208}\text{Pb}$ , il a été montré [Tho89, Coo90], en voies couplées, que les voies inélastiques et de transfert génèrent un PCV qui est important pour comprendre la voie élastique et la fusion.

### III.4.4 Conséquences sur la fusion

Le processus de fusion est détaillé en annexe F ainsi que les interprétations proposées. Ici je résume les résultats obtenus sur la fusion avec des projectiles faiblement liés. Je vais illustrer l'importance du contrôle des réactions d'élastique et de transfert en voies couplées pour la compréhension de la fusion.

La fusion est un processus simple si on traite cette réaction comme ce qu'elle est intrinsèquement, phénomène purement quantique, fortement influencé par les interférences avec les autres réactions.

Dans la conclusion de ma thèse, en 1998, à la suite de l'étude de l'élastique de l' ${}^6\text{He}$  sur proton et carbone, je soulignais que la fusion avec des noyaux faiblement liés pouvait ne pas conduire à une augmentation des sections efficaces, du fait des pertes de flux engendrés par les forts couplages du système aux voies de réactions virtuelles. Nos résultats montraient en effet que la faible liaison d'un projectile tel que l' ${}^6\text{He}$  entraînait une réduction du potentiel d'interaction projectile-cible (majoritairement en surface pour  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ). Comme on l'a rappelé (III.2.1) cet effet d'amplification du PCV était observé à plusieurs énergies incidentes, sur cible de proton [Lap01], et carbone [Lap02]. On a signalé qu'il devait être pris en compte dans les analyses des réactions (p,p'), de transfert et de fusion. L'interprétation de ces résultats a été appliquée [Ala02] à l'analyse des données de fusion  ${}^6\text{He}+{}^{238}\text{U}$ ,  $+{}^{209}\text{Bi}$  et  ${}^{11}\text{Be}+{}^{209}\text{Bi}$ . Les calculs ont été menés en voies couplées CC avec le code ECIS de J. Raynal [Ray81], les couplages aux états excités de la cible étaient pris

---

<sup>1</sup> $PCV \propto G(E) \propto 1/E^\nu$  comme le montre le 2<sup>ème</sup> terme de l'Eq. I.2

en compte, ainsi que les excitations du projectile vers son premier état excité. Nous avons montré que le calcul avec un potentiel d'entrée réduit conduisait à prédire une augmentation de la barrière coulombienne  $V_b$  et une suppression des sections efficaces au-dessus de  $V_b$ . Pour les sections au-dessus de  $V_b$ , cela a conduit à une reproduction des données [Ala02], améliorée dans [Ala04] ce qui confirme notre interprétation. La discussion sur l'analyse et la reproduction des données figure en annexe F, ainsi que les références.

Nous pouvons aller plus loin, pour comprendre la partie de basse énergie, sous  $V_b$ , où l'on apercevait une augmentation des sections efficaces de fusion-fission que nous ne comprenions pas avec notre prédiction de la suppression des sections efficaces due au PCV. Nous avons constaté, dans le cas des données obtenues avec  ${}^8\text{He}$  (Sec. III.3.2), qu'à basse énergie la réaction prédominante, qui se couple avec l'élastique est le transfert d'un nucléon [SkaPLB05]. On s'attend donc à ce que, sous la barrière coulombienne, pour un noyau faiblement lié, comme  ${}^6\text{He}$ , le processus dominant ne soit plus la fusion mais les cassures, couplages au continuum et réactions de transfert.

Cette interprétation est confirmée par les données  ${}^6\text{He}+\text{U}$  qui sont présentées dans l'article de Nature [Raa04] de R. Raabe et collaborateurs : dans l'augmentation du processus de fission incluant la fusion, l'analyse montre que ce sont les sections efficaces de transfert qui sont augmentées, et non celles de fusion.

Globalement, pour modéliser la fusion il suffit d'avoir un contrôle rigoureux de l'effet des couplages, qui passe par une mesure des voies de réactions prépondérantes, c'est-à-dire l'élastique et les transferts ( $1n, 2n, \dots$ ). On peut alors traiter efficacement la fusion en voies couplées, et pour prédire des sections efficaces de fusion, il suffit d'introduire les couplages qui surviennent pendant l'interaction avec la cible et dont on a une estimation expérimentale.

Reprenons l'exemple du calcul de fusion de  ${}^6\text{He}$  sur  ${}^{238}\text{U}$ , les couplages principaux à inclure sont :

- le couplage aux états excités de la cible d' ${}^{238}\text{U}$  (c'est facile à traiter, la spectroscopie des noyaux stables employés comme cible est connue) ;
- le couplage aux états excités du projectile  ${}^6\text{He}$  [rien d'insurmontable, et on peut montrer que ces couplages sont en général faibles par rapport à d'autres processus, donc on peut se contenter du premier état excité de basse énergie, ici le  $2^+$  à 1.8 MeV en général exploré par des réactions directes comme le  $(p, p')$ ] ;
- *a priori*, le couplage aux réactions de transfert, prépondérantes à basse énergie, comme on l'a vu dans le cas de  ${}^8\text{He}$ ; les réactions de transfert d'un ou deux neutrons sur la cible sont susceptibles de modifier profondément le flux d'entrée et donc la section efficace de fusion.

Nous avons introduit dans le cadre CC les couplages aux états excités, et l'influence des autres voies de réaction via notre PCV simulé par la réduction du potentiel. On peut faire mieux avec les calculs CDCC, avec un potentiel op-

tique d'entrée noyau+cible et en incluant explicitement les couplages à la voie de transfert-2n en plus des autres couplages. Il n'est alors plus nécessaire de renormaliser le potentiel d'entrée, et on a une compréhension microscopique du PCV.

Imaginons que l'on veuille maintenant prédire la fusion  ${}^8\text{He}+{}^{238}\text{U}$ ,... rendez-vous au chapitre V (Sec. V.1.2) pour discuter la détermination de l'ingrédient de base, la voie élastique de l' ${}^8\text{He}$  sur cible lourde, qu'une expérience simple pourra nous fournir.

### III.4.5 Imbrication Structure et Réaction

Comment modéliser explicitement le continuum? L'extraction des informations sur la structure de noyaux qui interagissent nécessite de maîtriser les processus d'interférences entre les différentes voies de réaction et les couplages aux états excités et au continuum. C'est possible grâce à plusieurs techniques développées et appliquées aux noyaux exotiques : approches à plusieurs corps, calculs CDCC, méthodes de modèle en couches plongé dans le continuum. Nous allons examiner brièvement leurs ingrédients, domaine d'application et limitations.

- Approches à plusieurs corps

A l'université du Surrey, le modèle adiabatique à plusieurs corps a été développé et appliqué aux diffusions élastiques de noyaux exotiques sur cible [AlKh96c, Chr97], par exemple  ${}^6\text{He}$  sur  ${}^{12}\text{C}$  à 38.3 MeV/n, ou  ${}^{6,8}\text{He}$  sur proton à 700 MeV/n. Cette approche consiste à décomposer le noyau en agrégat et à calculer la diffusion noyau-cible en termes d'amplitudes de diffusion des agrégats sur la cible. les couplages sont introduits via la fonction d'onde à plusieurs corps du noyau, mais les degrés de liberté internes, entre les agrégats sont gelés. Dans ma thèse j'avais comparé cette approche à celle employant le modèle de convolution et un potentiel PCV phénoménologique. L'approche à plusieurs corps est élégante, intuitive, pédagogique pour le grand public mais elle présente des défauts qui sont révélés aux basses énergies sur cible de carbone. Les potentiels agrégats-cible ( $n-{}^{12}\text{C}$ , et  $\alpha-{}^{12}\text{C}$  à 38.3 MeV/nucléon) sont nécessaires au calcul. Dans la pratique on adopte des potentiels microscopiques vérifiés en considérant les données de la littérature en  $n-{}^{12}\text{C}$ , et  $\alpha-{}^{12}\text{C}$  dans la gamme d'énergie considérée (20-50 MeV/n). Le modèle à plusieurs corps incorpore les parties imaginaires de tous les potentiels agrégat-noyau. Cela conduit à surestimer les effets liés à la partie imaginaire en  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ . La comparaison avec le modèle simplifié en champ moyen et PCV phénoménologique montre que cela conduit en effet à trop de cassure et de couplages sur les sections efficaces théoriques.

De plus, cette approche souffre d'une description trop simpliste de l' ${}^6\text{He}$ , parce que l'espace des configurations autorisées pour les trois corps dans le continuum est limité par le traitement adiabatique. Pour progresser il faut pouvoir inclure 4 corps dans le traitement CDCC. Un groupe japonais a mené avec succès ce

développement.

- Les calculs CDCC à 4 corps

La méthode CDCC [Kam86] a été développée par le groupe de Kyushu il y a 20 ans, avec l'idée de traiter explicitement les états de cassure et de dissociation dans le continuum explicitement, de mener des calculs non-adiabatiques (contrairement aux approches du Surrey, on ne gèle pas les degrés de liberté du projectile pendant la réaction) et non-perturbatifs (les voies des réactions incluses peuvent être couplées). Avant 2004, ces calculs n'avaient été appliqués que pour des réactions à 3 corps avec un projectile faiblement lié, dont la fonction était décomposée en deux corps. Les cas suivants ont été notamment traités :

- le formalisme des techniques CDCC a été élaboré et discuté complètement pour les réactions de deuton ( $n + p$ ) sur cible par Austern et al. [Aus87]; et les effets significatifs liés aux couplages avec les états de cassure du deuton en  $l = 2$  ont été montrés.

- la diffusion élastique du  ${}^6\text{Li}$  ( $\alpha + d$ ) sur des cibles variées fut étudiée avec succès dans le cadre CDCC par Sakuragi [Sak87];

- nous avons évoqué (Sec. III.2.2) les calculs CDCC pour les réactions de  ${}^6\text{He}$ , décomposé en deux corps,  $\alpha + {}^2\text{n}$  ;

- nos calculs CDCC pour les réactions  ${}^8\text{He}(p,p)$  et  ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$  (Sec. III.3.2) ne mettent que le deuton dans le continuum.

En général, pour les approches où l'on simule un système à 3 corps ou plus par une décomposition à deux corps, ce défaut du modèle au niveau des couplages à plusieurs corps dans le continuum est compensé par l'ajustement des potentiels phénoménologiques employés en voie de sortie des réactions.

Tout l'enjeu, pour progresser dans l'interprétation microscopique des réactions d' ${}^6\text{He}$  sur cible est de traiter le 4 corps en CDCC et d'introduire explicitement les effets à 3 corps  $\alpha + n + n$  de  ${}^6\text{He}$ . Matsumoto et collaborateurs (dont Kamimura) ont développé une méthode [Mat04] entièrement fondée sur la mécanique quantique pour traiter des processus de cassures nucléaires à 4 corps (ce que nous pourrions appeler les effets à 4 corps du PCV) avec un projectile à trois composantes. Ils ont étendu la technique CDCC, avec la méthode du "pseudo-état", qui est un état du continuum discrétisé d'énergie positive. Les états du continuum discrétisé peuvent être obtenus sans devoir préparer les états exacts du continuum à toutes les énergies. La validité de cette méthode du pseudo-état est discutée dans les références [Mor02b, Mat03]. Avec cet atout, l'application du formalisme CDCC aux réactions à 4 corps avec cassure est opéré en discrétisant les états à trois corps du projectile et en diagonalisant l'hamiltonien interne du projectile avec des fonctions de base gaussiennes. La validité de la méthode est testée sur les données  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  à 18 MeV [Mat04] et nos données à 229.8 MeV [Lap02].

La figure III.18 compare les calculs CDCC avec les données. Le potentiel d'interaction du calcul est déduit de la double convolution (avec l'interaction effective  $NN$  DDM3Y), il est réel. Les couplages induits par le calcul CDCC

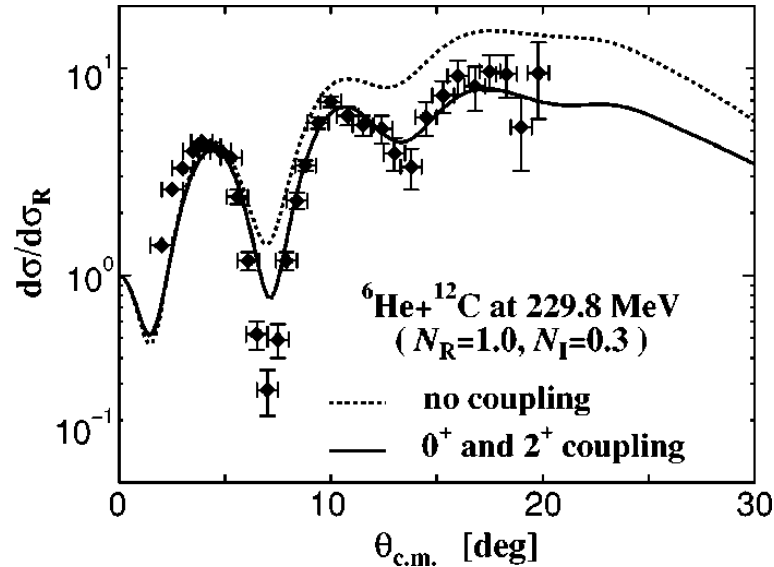


FIG. III.18 – Figure extraite de [Mat04] présentant les distributions angulaires de diffusion élastique  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  à 229.8 MeV calculées en CDCC à 4 corps et comparées aux données. Les calculs sont réalisés avec (ligne pleine) ou sans les cassures de l' ${}^6\text{He}$  (pointillés) prises en compte. Les facteurs  $N_R$  et  $N_I$  sont discutés dans le texte.

sont censés rendre compte des effets de cassure, dissociation,...et donc générer le PCV. Ils sont satisfaisants lorsque les données sont reproduites sans modifier la partie purement élastique du potentiel : le facteur de normalisation  $N_R$  doit alors être inchangé, fixé à 1. Le calcul CDCC incorpore ainsi un potentiel brut “nu” élastique (le  $V_{00}$  de la théorie de Feshbach). Dans la pratique, on ne décrit pas assez bien les couplages pour se passer totalement d’une partie imaginaire *ad hoc*. Les pertes de flux, liées au noyau composé ou à des processus au-delà du CDCC, doivent être traduites phénoménologiquement. Pour en simuler les effets les auteurs ont recours à une partie imaginaire prise comme  $N_I V_{00}$ , et le facteur  $N_I$  est ajusté sur les données. Toutefois le succès de l’approche provient de l’absence de renormalisation du potentiel réel comme le montre la figure III.18. Une version du calcul (pointillés) n’incorpore pas le couplage à l’excitation du  $2^+$  de l' ${}^6\text{He}$ , tandis que la ligne pleine correspond au calcul CDCC avec ce couplage. Par rapport à la mauvaise prédiction des sections efficaces par les calculs adiabatiques [LapTH98], on voit l’importance du traitement à 4 corps pour la réaction  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ .

Cette approche est très prometteuse mais il faut remarquer que les calculs comportent deux défauts : ils ne reproduisent pas bien le premier minimum ni les

angles les plus avant des données. Vu l'accord global, on peut les juger mineurs mais si l'on se souvient du cas de l' $^8\text{He}$ , il est clair que cela révèle probablement des effets non pris en compte dans le calcul CDCC. Toutes les méthodes en voies couplées ne sont complètes et précises qu'à condition de savoir quelles voies inclure pour mener le calcul. On y trouve ... ce que l'on y apporte. Dans le cas de l' $^8\text{He}+p$ , pour reproduire l'élastique on était obligé de coupler explicitement le (p,d).

Il se peut que l'on parvienne bientôt à une compréhension des distributions  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$  sur l'ensemble de la gamme angulaire en approche CDCC avec le couplage explicite au (p,d). L'approche de Matsumoto se focalise sur la densité de transition de l' $^6\text{He}$  vers l'état excité  $2^+$  et décrit les excitations du projectile dans le continuum. L'excitation du projectile est supposée jouer le rôle majeur dans la production du PCV. Or l' $^8\text{He}$  nous a aussi montré la richesse du PCV en termes de réaction (p,d).

- Récemment des approches ont été élaborées pour établir des théories nucléaires capables de traiter les états liés et de diffusion sur le même plan. L'idée de base est de calculer aussi bien la spectroscopie du noyau que ses états de diffusion et de pouvoir ainsi décrire toutes les données (structure et diffusion) d'une façon cohérente. Le modèle SMEC permet de formuler une théorie pour plusieurs voies de réactions avec des noyaux participants faiblement liés ou non liés. Ce modèle en couches couple les états liés à plusieurs particules au continuum des états de diffusion à une particule. Il a été appliqué avec succès à la spectroscopie des noyaux miroir  $^8\text{B}$  et  $^8\text{Li}$ , à la description des sections efficaces à basse énergie (pour discuter les facteurs  $S$  astrophysiques) des réactions de capture :  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  et  $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$  [Benn99]. De même il pu traiter aussi bien la spectroscopie à basse énergie du  $^{17}\text{F}$ , de l' $^{16}\text{O}$  que les réactions  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  et  $^{16}\text{O}(p,p)$  [Benn00]. Techniquement il est limité pour l'instant aux applications de diffusion résonante élastique à basse énergie.

### III.4.6 Approches du traitement du continuum en voies couplées, limitations actuelles et perspectives

Quand nous observons des déviations entre les prévisions des modèles microscopiques et les données, cela devient intéressant ! Tout l'intérêt de l'étude est de connaître les causes du désaccord. Ainsi quand on a besoin d'une renormalisation des potentiels, on comprend qu'il nous manque des ingrédients microscopiques. On peut alors soupçonner un problème dans la description de la structure (a-t-on mal décrit les extensions de matière du noyau, halo, peau, ... ?).

Le potentiel d'interaction est-il mal adapté aux noyaux exotiques ? est-ce la validité du modèle de réaction qui est en cause, les approximations pour estimer les distributions angulaires sont-elles correctes ?

Lorsqu'on considère la diffusion  $^8\text{He}(p,p')$ , la première approche consiste à



imaginer que la densité n'est pas bonne, ou bien que le potentiel JLM ne convient pas. Ce n'est pas le potentiel que l'on doit blâmer, mais le cadre de réaction, qui ne contient que les couplages aux processus que l'on veut bien y mettre. Si le cadre en voies couplées est requis, et que l'on oublie que la voie de transfert (p,d) est importante, se contenter de la DWBA est comme de vouloir faire du café avec une bouilloire. Le potentiel microscopique proton+noyau aussi bon soit-il, ne pourra jamais nous donner sans effort les réactions de diffusions élastique et (p,p') fortement couplées au (p,d). Quand on constate un désaccord flagrant entre les données et les calculs, notamment aux petits angles c.m. (e.g. le chapeau de clown) c'est le signe que l'on doit rechercher les voies de réaction qui modifient le flux de la voie élastique par rapport à nos calculs.

Le modèle de réaction doit être soigneusement examiné. Le calcul du (p,p') en approximation DWBA ne pose pas de difficulté lorsque la voie élastique et l'inélastique sont les voies de réaction dominantes, et que l'inélastique est au moins d'un ordre de grandeur plus faible. Sinon il faut employer un modèle de réaction en voies couplées qui traitera explicitement le partage du flux incident entre l'ensemble des réactions dominantes.

### Limitations de l'approche

On peut s'interroger sur les manques du traitement que nous proposons : nous prenons en compte les effets de cassure du deuton dont l'influence est importante sur les réactions (d,p) et (p,d) comme ce fut démontré par Austern et al. [Aus87] (et ref. incluses), mais nous ignorons les couplages aux états excités du noyau non lié  ${}^7\text{He}$ . Deux arguments peuvent être invoqués :

- notre traitement est cohérent par rapport aux variations des potentiels que nous effectuons, ce qui signifie qu'implicitement, via la discrétisation du deuton en voie de sortie et le jeu sur les potentiels fictifs  $p,n+{}^7\text{He}$ , nous intégrons les effets de cassure de  ${}^7\text{He}$  ;
- rien n'est connu au sujet des forces de transition vers ces états. On peut raisonnablement les considérer comme petits. Et *a posteriori* le bon accord obtenu entre nos calculs et les sections efficaces (p,p) et (p,d) montre que notre approche est valide. Il faut réaliser que les calculs que Nick Keeley a effectués avec le code FRESKO sont les plus complets possibles actuellement dans ce domaine. Il a développé une approche la plus microscopique possible, avec les facteurs de forme JLM (que je calcule par exemple avec les densités fournies par P. Navrátil, ou tout autre jeu de densités que nous souhaitons tester), le potentiel KD en voie de sortie, la discrétisation du continuum pour le deuton. On peut rêver d'un modèle plus complet (voir V.5.4) mais pour l'instant le formalisme ne suit pas. Il faut que les théoriciens travaillent.

### Quels sont les systèmes où l'on attend ce type d'effet ?

Combiné aux résultats d'études antérieures menées sur les noyaux stables démontrant les effets du (p,d) sur l'élastique [Mack73], on peut supposer que cet

effet sera général chez les noyaux exotiques et que de nombreux systèmes à travers la table des noyaux seront susceptibles de produire un tel couplage (p,p') et (p,d), amplifié à basse énergie de réaction ( $< 20\text{-}25$  A.MeV). En général, il vaut donc mieux adopter à basse énergie le formalisme en voies couplées. On peut noter cependant que, pour l' ${}^6\text{He}$  sur proton autour de 40 A.MeV, l'effet "chapeau de clown" que l'on prenait presque pour un artefact était sans doute lié, comme la réduction du potentiel réel que l'on observait, aux effets du PCV. Ce phénomène révélait donc des effets importants de couplage, qui seront augmentés à plus basse énergie.

Quand le noyau dont on étudie la structure a des seuils d'émission de particules faibles, les probabilités de couplages aux états excités, au continuum, et aux réactions directes de transfert de nucléons sont grandes, les voies élastique et inélastique ne peuvent donc plus être traitées en perturbation. L'extraction des informations de structure nécessite alors la connaissance des voies de réactions dominantes : si l'on prend l'exemple d'une réaction sur proton, et si l'on veut extraire avec exactitude une information de structure (état fondamental, moments des densités de transition  $M_n$ ,  $M_p$ ) via les réactions (p,p'), il faut disposer de l'élastique, inélastique, mais aussi des transferts d'un ou quelques nucléons (p,d), (p,t). Expérimentalement cela signifie mesurer ces différentes réactions et théoriquement les calculer en voies couplées, en ajustant les facteurs spectroscopiques. Il est préférable de calculer nos réactions directes dans le cadre le plus complet, en CRC, mais cela nécessite une bonne connaissance des voies qui contribuent majoritairement aux sections efficaces de réaction. Dans la pratique, si les couplages se révèlent faibles, on peut conserver le cadre classique de la DWBA. Par simplicité, comme c'était le cas en  ${}^6\text{He}$  ou  ${}^8\text{He}$  sur proton aux énergies supérieures à 25 A.MeV, on peut se contenter d'une simulation phénoménologique du PCV pour décrire l'élastique. Une réelle compréhension passe par l'inclusion explicite des voies de couplage. Comme on l'a vu en Section III.3.2, le succès de cette approche est alors de pouvoir reproduire les sections efficaces élastiques, sans modification du potentiel réel de la voie d'entrée ( $\lambda_V = 1$ ) et avec un minimum de phénoménologie : la partie imaginaire nécessaire auparavant est générée naturellement.

On devra coupler explicitement les réactions (p,p') au (p,d) si on prévoit des ordres de grandeur (p,d) significatifs par rapport aux sections (p,p'). Encore faut-il savoir quoi coupler au (p,p'). Nous avons vu l'effet du (p,d). Le transfert de deux neutrons (p,t), aussi, est important à basse énergie, et pour certains systèmes, on ne pourra plus le négliger devant le (p,p) et le (p,d). Cela passe par un travail de mesure des réactions directes et d'estimation en voies couplées. Une recherche systématique des conditions qui renforcent l'effet du couplage (p,d) au (p,p) (variations en fonction des facteurs spectroscopiques attendus, cas des noyaux au voisinage de fermeture de couches, noyaux de faible liaison etc...) est un travail qu'il sera intéressant de réaliser dans les prochaines années pour se préparer aux "surprises" des noyaux que l'on explorera par (p,p'). Ce travail

---

n'est pas un raffinement, c'est l'essentiel de l'information sur le facteur  $M_n/M_p$ . Quel que soit le calcul phénoménologique, microscopique de convolution, potentiel optique complexe local ou non, si l'on est dans le cadre de la DWBA, ou même en voies couplées mais en omettant le couplage aux réactions susceptibles de générer une perte de flux on déduira un facteur  $M_n/M_p$  inexact. Si l'on compare les distributions  ${}^8\text{He}(p,p')$  calculées avec les mêmes facteur de forme JLM (voie d'entrée et transition) en DWBA et en CRC (avec inclusion du transfert) on a vu que l'effet du couplage au  $(p,d)$  était de prédire des sections efficaces plus élevées qu'en DWBA. Si l'on imagine le cas d'un noyau où la valeur  $M_p$  est connue et fixée, et pour lequel les couplages génèrent une augmentation de sections efficaces, le fait de travailler en DWBA conduira à augmenter par erreur la valeur  $M_n$  nécessaire pour reproduire les données et donc à déduire une valeur  $M_n$  surestimée par rapport au calcul CRC.

On gagne à faire l'étude la plus complète possible qui apporte une compréhension microscopique de tous les ingrédients de notre calcul. Ainsi la gamme des grands angles, au-delà de  $60^\circ_{c.m.}$  est mieux reproduite quand les couplages sont pris en compte explicitement.

*Ce que nous disent les exotiques : de la nécessité d'inclure les couplages*

### **mesures et analyses en voies couplées**

Pour les noyaux exotiques dont le seuil de particules est bas, le traitement en voies couplées est crucial si l'on veut extraire avec exactitude une information de structure via les réactions directes. Cela signifie mesurer l'élastique, le  $(p,p')$  et les transferts d'un, de deux,... nucléons. Ce besoin de mesurer plusieurs réactions directes simultanément a conduit à développer un ensemble complet de détection de grande couverture angulaire (MUST2) qui sera présenté au chapitre V. Il faut aussi calculer ces réactions en voies couplées. L'étude avec l' ${}^8\text{He}$  a constitué un prototype pour élaborer le cadre général dont nous aurons besoin pour les futures analyses de réactions à basse énergie. Dans le chapitre suivant, pour analyser les données  $(p,p')$  recueillies à des énergies autour de 40 A.MeV, nous nous contenterons de simuler l'effet du PCV, ce qui suffit pour reproduire la diffusion élastique. Dans le cas critique de l' ${}^8\text{He}(p,p')$ , nous mènerons l'étude complète CRC et nous discuterons les densités de transition de ce noyau.

# Chapitre IV

## Structure des noyaux exotiques par réactions (p,p')

---

*« Je partirai ! Steamer balançant ta mâture,  
Lève l'ancre pour une exotique nature ! »  
Brise Marine, Stéphane Mallarmé, Poésies (1890).*

---

Nous allons examiner les excitations nucléaires par (p,p') pour les systèmes suivants :  ${}^6,8\text{He}$ ,  ${}^{10,11}\text{C}$ , isotopes d'oxygène, de soufre et d'argon. Les ingrédients des calculs de réaction (p,p') avec potentiels microscopiques sont les facteurs de forme élastique (densité de l'état fondamental), inélastiques (densité de transition) et les recouvrements de fonction d'onde en voie d'entrée et sortie (facteurs spectroscopiques). Ces informations de structure sont fournies par les modèles que nous avons évoqués dans le chapitre I. Les couplages à d'autres processus ont été discutés au chapitre précédent. Pour chaque système, nous discuterons de la validité des modèles de réaction et de structure et spectroscopie que nous employons.

### IV.1 Etude de la structure des noyaux exotiques légers

#### IV.1.1 Profil de la densité de l' ${}^6\text{He}$ par (p,p')

Les données de diffusion (p,p') vers le premier état excité de l' ${}^6\text{He}$  à 1.8 MeV ont été mesurées au GANIL avec MUST. Les résultats obtenus à 40.9 MeV/n [Lag01] permettent de tester les formes de densités de transition proposées par les modèles.

${}^6\text{He}$	$E_l$ (MeV)	$\sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$ (fm)	$r_n$ (fm)	$r_m$ (fm)	$E_{exc}(2^+)$ (MeV)	$M_p$ (fm <sup>2</sup> )	$M_n$ (fm <sup>2</sup> )	B(E2) e <sup>2</sup> .fm <sup>4</sup>
$4\hbar\omega$	-25.65	1.78	2.27	2.12	2.69	-0.712	-6.58	0.507
$10\hbar\omega$	-26.7	1.76	2.36	2.18	2.53	1.027	7.729	1.056

TAB. IV.1 – Caractéristiques des densités de l' ${}^6\text{He}$  données par le modèle en couches sans cœur de Navrátil [Nav98, Nav03] avec les fonctions d'onde calculées en base d'oscillateur harmonique.

Le potentiel d'interaction évalué sur la diffusion élastique est adopté pour la voie d'entrée et la réduction de 20 % de la partie réelle (obtenue et discutée en section III.2.1) est appliquée dans l'analyse qui suit.

Les résultats expérimentaux obtenus à 40.9 [Lag01] et 24.5 MeV/n [Ste02] sont comparés aux sections efficaces calculées en utilisant le potentiel JLM [Lap03]. Nous testons ici les densités de l'état fondamental et de transition prédites avec modèle en couches sans cœur en base  $10\hbar\omega$  [Nav98, Nav03].

Le potentiel d'interaction testé sur la diffusion élastique est utilisé pour le calcul du (p,p'). Les densités de transition correspondent à une valeur pour le B(E2) de 1.06 e<sup>2</sup>.fm<sup>4</sup>, et au rapport  $|M_n|/|M_p| = 7.53$ . Sur la Fig. IV.1, les courbes en traits pointillés et pleins sont des calculs utilisant, respectivement, le potentiel JLM standard et JLM avec la partie réduite du potentiel ( $\lambda_V = 0.8$ ), selon notre prescription, exposée dans la section III.2.1.

Ces densités donnent un accord satisfaisant, mais pour fournir l'allure réaliste des densités de transition, nous allons déduire une paramétrisation à partir des données (p,p'). Nous utilisons la formulation dite de Tassie (donnée par l'équation III.5 en Section II.1.2).

### Densités extraites du (p,p')

Nous testons deux options pour les densités de l'état fondamental et de la transition  $0^+ \rightarrow 2^+$  qui sont incluses dans le potentiel JLM : l'une correspondant au cas dit "non-halo" obtenue par les calculs NCSM en espace  $10\hbar\omega$ , et dont le rqm de matière est égal à 2.2 fm (rqm<sub>p</sub> = 2. fm, rqm<sub>n</sub> = 2.24 fm), l'autre présentant les caractéristiques d'une densité à halo, à savoir une large extension de la densité de neutrons (rqm<sub>n</sub> = 2.7 fm), et un grand rqm de matière, de 2.5 fm (Figure IV.2). Cette densité est générée par les calculs dont les fonctions de base sont des potentiels de Wood-Saxon ajustés pour donner une énergie de liaison de 2 MeV [Kar00]. Ces deux densités ainsi que les densités de transition microscopiques correspondantes sont celles qui ont été employées dans l'analyse (p,p') de l'article [Lag01]. Ici, on va considérer les densités de transition dérivées des densités de l'état fondamental en appliquant le modèle de Tassie, comme expliqué dans la section II.1.3.

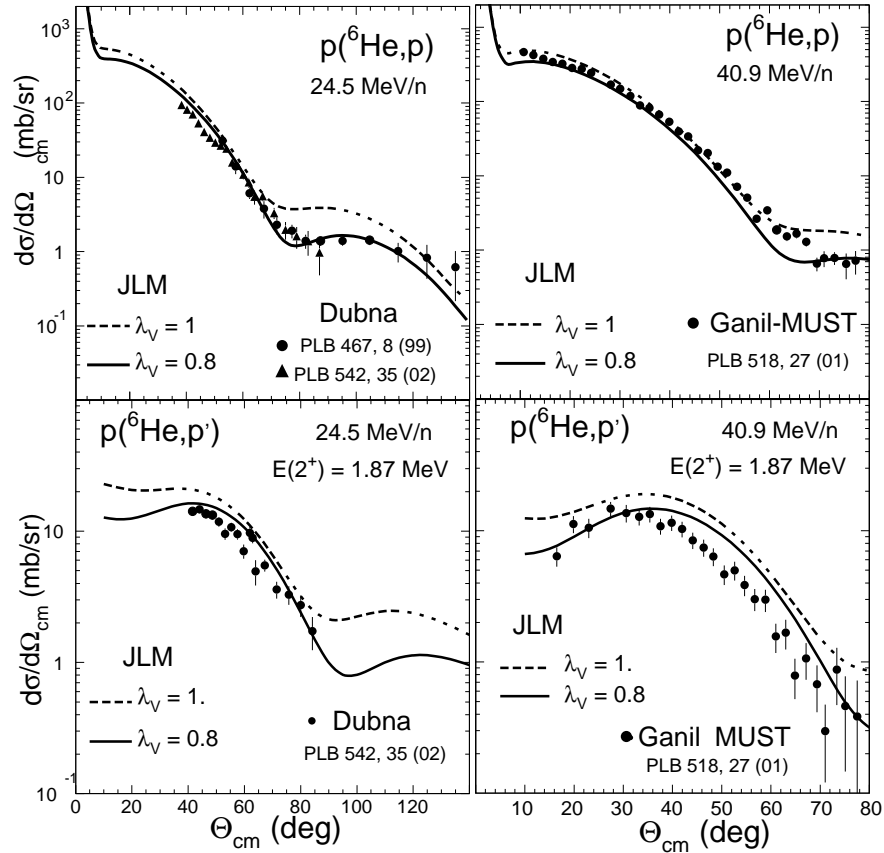


FIG. IV.1 – Sections efficaces de diffusion (p,p') de l' ${}^6\text{He}$  du  $0^+$  vers le  $2^+$ , les données à 24.5 MeV/n [Ste02] et à 40.9 MeV/n [Lag01] sont comparées aux calculs JLM [Lap03] utilisant les densités du modèle NCSM. La courbe en trait plein correspond au calcul JLM avec réduction de la partie réelle du potentiel, pour simuler le PCV, la courbe en tirets est le calcul JLM standard.

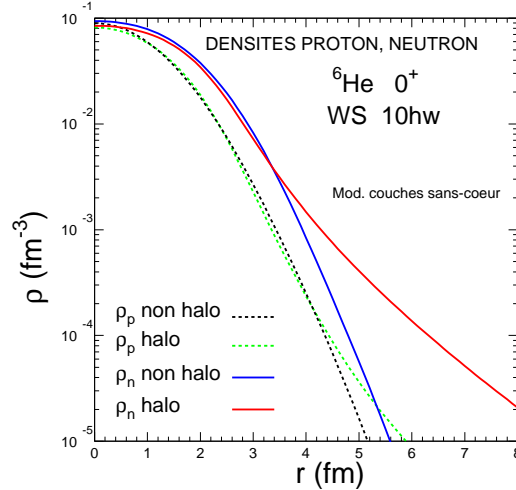


FIG. IV.2 – Distributions des densités de protons et de neutrons de l’état fondamental de l’ ${}^6\text{He}$ , déduites du modèle en couches sans cœur, comme expliqué dans le texte

Comme test, on effectuera des calculs avec la densité de transition proton théorique normalisée pour obtenir une valeur du  $B(E2)$  proche de la valeur expérimentale suggérée dans [Aum99] :  $3.1 \pm 0.6 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$ . La valeur de  $M_p$  obtenue à partir de l’Eq. II.6 est égale à  $1.77 \text{ fm}^2$ . On effectue alors une série de calculs (p,p’) en employant comme forme de densité de transition des protons ( $p$ ) et des neutrons ( $n$ ) celles obtenues en dérivation de Tassie, soit à partir des densités de l’état fondamental ( $ef$ ) notées “halo” soit des “non-halo” de la figure IV.2. Les calculs des sections efficaces (p,p’) sont effectués en ajustant la valeur  $M_n$  pour les options suivantes :

- densité Tassie “halo”, obtenue sur les densités de l’ef notées “p, non halo” et “n, halo”, et  $M_p = 1.77 \text{ fm}^2$ . On ajuste la valeur  $M_n$  pour reproduire les données (p,p’), cela donne  $M_n/M_p$  égal à 4.4, soit  $M_n = 7.81 \text{ fm}^2$ .
- densité Tassie “non-halo”, obtenue sur les densités de l’ef notées “p, non halo” et “n, non halo”, et  $M_p = 1.77 \text{ fm}^2$ . On adopte une valeur de  $M_n$  qui donne des sections (p,p’) calculées du même ordre de grandeur que le cas dit “non halo” de l’article [Lag01]. Dans notre cas *non-halo* on a dû ajuster  $M_n/M_p$  à la valeur de 2.75, soit  $M_n = 4.85 \text{ fm}^2$ .
- densité “halotot”, on adopte les densités de transition p,n dérivées des densités de l’ef p,n notées respectivement “p halo” et “n halo” et  $M_p = 1.77 \text{ fm}^2$ . La densité de transition des protons est normalisée à  $M_p = 2.44 \text{ fm}^2$  d’où la valeur de  $B(E2)$  égale à  $5.94 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$ . En ajustant la valeur de  $M_n$  pour reproduire les

Densité	$M_p$ JLM	$M_n$ JLM	$M_p$	$M_n$	$M_n/M_p$	B(E2)
Tassie	fm <sup>2</sup>	fm <sup>2</sup>	fm <sup>2</sup>	fm <sup>2</sup>		e <sup>2</sup> .fm <sup>4</sup>
<i>non halo</i>	0.79	2.17	1.77	4.85	2.75	3.14
<i>halo</i>	0.79	3.49	1.77	7.81	4.4	3.14
<i>halotot</i>	1.09	3.49	2.44	7.80	3.2	5.94

TAB. IV.2 – Tableau des moments  $M_{n,p}$  de l’<sup>6</sup>He testés sur le (p,p’). Les colonnes “JLM” correspondent à la convention  $B(E1) = (2J_f + 1)/2J_i + 1 |M_p|^2$  soit  $B(E2) = 5|M_p|^2$  appliqués aux densités de l’<sup>6</sup>He pour la représentation en Figure IV.4.

données on obtient  $M_n = 7.80$  fm<sup>2</sup> soit  $M_n/M_p = 3.2$ . Les caractéristiques de ces densités sont récapitulées dans le tableau IV.2.

Sur la figure IV.3, les courbes en tirets et en trait plein correspondent respectivement aux options dites “*non-halo*” et “*halo*”. Les densités de transition *halo non halo* sont tracées sur la figure IV.4.

Dans l’article qui présentaient les distributions d’<sup>6</sup>He(p,p’) [Lag01], il était montré que les sections efficaces expérimentales (p,p’) validaient les calculs effectués avec la configuration dite en “*halo*”. L’analyse menée ici avec le potentiel JLM est en faveur des densités de transition étendues, qui sont obtenues par la prescription de Bohr-Mottelson (Tassie) à partir des densités de l’état fondamental dites à “*halo*”. Nous confirmons donc les résultats obtenus avec l’approche non-locale présentée dans l’article [Lag01], et nous pouvons fournir les formes réalistes des densités de l’état fondamental et de transition qui nous donnent un bon accord avec l’expérience. Nous pouvons aussi donner la sensibilité sur les valeurs de moments  $M_{n,p}$  testés et le domaine de validité. Cela facilite la comparaison avec les modèles qui calculent ces grandeurs avec différentes hypothèses sur les interactions effectives, les couplages etc.....

La figure IV.5 compare les cas “*halotot*” et “*halo*”, où seule change la densité de transition des protons. On voit que le (p,p’) est très peu sensible à la modification des densités de transition du proton, ainsi on peut doubler le B(E2) sans déceler d’effets notables aux angles avant.

Une analyse précise des réactions directes <sup>6</sup>He sur proton, incluant directement les effets des couplages au continuum engendré par les excitations de basse énergie de l’<sup>6</sup>He a été réalisée en utilisant les calculs CDCC et le modèle du dineutron pour l’<sup>6</sup>He [Rus01]. Le modèle a été appliqué aux données élastiques et inélastiques <sup>6</sup>He(p,p’) et de transfert mesurées à Dubna. L’origine microscopique du PCV <sup>6</sup>He+p est ainsi mise en évidence, par le traitement explicite des couplages. L’inclusion de l’ensemble des réactions directes dans le schéma de couplages, et la confrontation aux données élastiques, (p,p’), transfert permettent de quantifier l’influence du PCV et de déterminer sa forme.



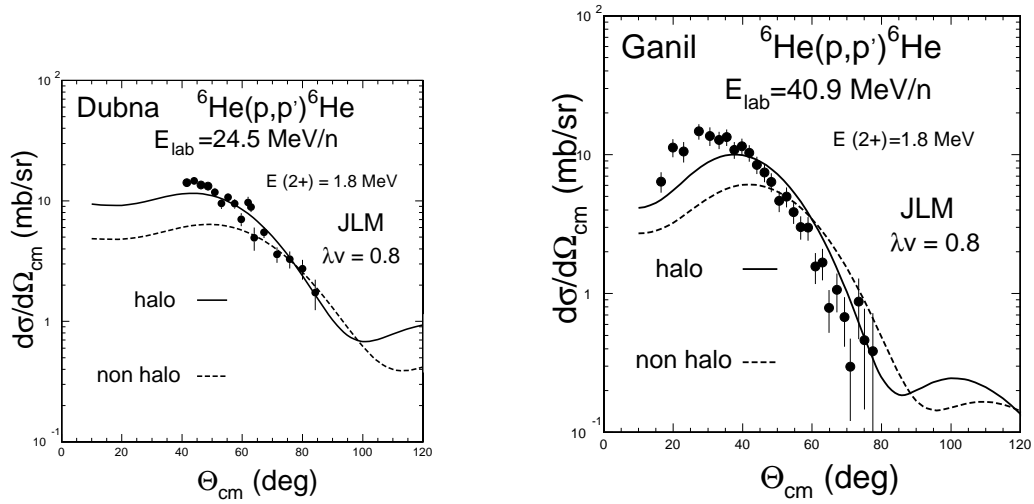


FIG. IV.3 – Comparaison entre les données obtenues à 24.5 (à Dubna [Ste02]) et à 40.9 MeV/n (avec MUST [Lag01]) et des calculs JLM réalisés avec  $\lambda_V = 0.8$ ,  $\lambda_W = 0.8$ , et deux jeux de densités phénoménologiques, l'un dit à halo, l'autre sans halo. Les densités de transition ajustées sur les données ont été générées par la méthode de Tassie, par dérivation à partir de densités 2pF, l'une étendue (densité à "halo") l'autre de  $r_{qm}$  plus faible sans hypothèse de halo ("non halo"). Ces densités, et l'ajustement sur les données des densités "halo" sont discutés dans le texte.

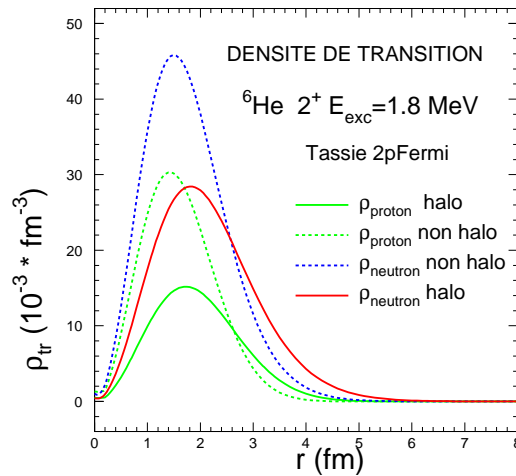


FIG. IV.4 – Distributions des densités de transition de protons et de neutrons de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$  vers l'état excité  $2^+$  obtenues avec la méthode de Tassie.

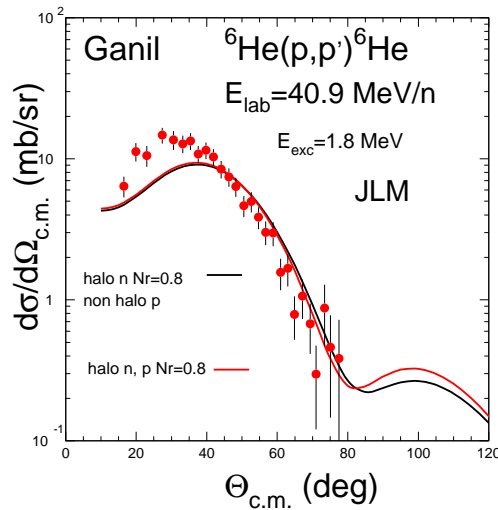


FIG. IV.5 – Sections efficaces de diffusion  $(p,p')$  de l' ${}^6\text{He}$  du  $0^+$  vers le  $2^+$ , les données à 40.9 MeV/n [Lag01] sont comparées à deux calculs JLM, l'un utilisant une densité Tassie dite *halotot* l'autre dite *halo*. Ces densités sont présentées dans le texte, et sur la figure IV.4. Ici, les calculs  $(p,p')$  utilisent la même densité de transition neutron (étendue, en halo) et on examine donc l'effet d'une modification de la densité de transition proton sur le  $(p,p')$ .

L'avantage de notre traitement via les calculs en modèle optique, avec JLM, est que nous disposons de facteurs de forme inélastique qui dépendent des densités, et que nous pouvons vérifier rapidement la sensibilité des calculs de sections efficaces aux densités choisies. A condition de bien traiter les couplages (ou de les simuler comme nous le faisons par la réduction de la partie réelle du potentiel), nous testons ainsi directement les densités. Nous avons donc deux approches complémentaires : les calculs CDCC pour fixer les couplages, déterminer l'origine microscopique du PCV, et le modèle JLM qui nous permet d'extraire les caractéristiques des densités à partir des distributions angulaires  $(p,p')$ . Cette approche simplifiée est valide aux énergies supérieures à 25 MeV/n pour la gamme angulaire considérée. On a vu lors de l'étude de l' ${}^8\text{He}$ , qu'à basse énergie, un modèle simplifié de couplages ne suffisait pas. On doit donc traiter dans le schéma CRC la voie inélastique et inclure les facteurs de forme pour tester les densités de transition.

${}^8\text{He}$	$E_l$	$\sqrt{\langle r_p^2 \rangle}$	$r_n$	$r_m$	$E_{exc}(2^+)$	B(E2)	$M_p$	$M_n$
$V_{2eff} 2\hbar\omega$ 13	-23.22	1.97	2.50	2.38	3.91	0.137	-0.370	-5.98
$V_{2eff} 4\hbar\omega$ 13	-25.01	1.98	2.56	2.43	3.96	0.219	0.468	6.42
$V_{2eff} 6\hbar\omega$ 13	-25.41	1.94	2.57	2.43	4.08	0.324	-0.570	-6.81
$V_{2eff} 8\hbar\omega$ 13	-25.74	1.95	2.61	2.47	3.96	0.391	-0.625	-7.25
$V_{2eff} 8\hbar\omega$ 14	-25.51	1.92	2.56	2.42	4.15	0.371	-0.609	-6.98
$V_{3eff} 4\hbar\omega$ 13	-22.87	2.00	2.59	2.46	3.73	0.251	0.501	6.67
$V_{3eff} 4\hbar\omega$ 14	-22.70	1.95	2.52	2.39	3.99	0.236	-0.486	-6.32

TAB. IV.3 – Caractéristiques des densités de l' ${}^8\text{He}$  données par le modèle en couches sans cœur [Cau01, Cau02]. Les profils de densités ont été fournis par P. Navrátil [Nav03, Nav03].

### IV.1.2 Profil de la densité de l' ${}^8\text{He}$ par (p,p')

Les densités du modèle NCSM se déclinent en plusieurs versions suivant l'interaction employée, à deux corps (CD-Bonn 2000 notée  $V_{2eff}$ ) ou trois corps (force dite réaliste  $V_{3eff}$  [Nav03] inspirée de la forme obtenue par les calculs de type *ab initio*) et les paramètres adoptés dans le calcul des fonctions de base de l'oscillateur harmonique : avec un espace  $2\hbar\omega, \dots, 10\hbar\omega$  et une fréquence de  $\hbar\omega = 13$  MeV ou  $\hbar\omega = 14$  MeV. Puis, on étudie la sensibilité à l'interaction effective, et on teste des jeux de densités calculées avec l'interaction effective à corps dérivée d'AV8 (décrite dans [Nav02]). Selon P. Navrátil,  $V_{3eff}$  fournit une meilleure approximation de l'interaction effective. Mais comme le calcul est plus complexe, il utilise seulement l'espace  $4\hbar\omega$ . Deux cas sont traités avec  $V_{3eff}$ , avec les fréquences  $\hbar\omega = 13$  et  $14$  MeV. Ces densités sont notées  $V_{3eff} \hbar\omega$  13 ou 14. La sensibilité que Navrátil attendait sur les sections efficaces, selon le choix de  $V_{3eff}$  ou de  $V_{2eff}$  est inexistante, et cela se voit dès la comparaison des valeurs de  $M_n$  et  $M_p$ . La variation des excitations est infime. De plus, quand on compare les densités générées avec  $V_{2eff}$  et  $V_{3eff}$ , pour le même espace  $4\hbar\omega$  et la fréquence 13 MeV, on constate que l'énergie de liaison est encore mal reproduite, et que l'énergie d'excitation est trop élevée (Table IV.3).

Comme on l'a vu dans le cas des noyaux d' ${}^6\text{He}$  et  ${}^8\text{He}$ , quelles que soient les contorsions du modèle en couches sans cœur pour tenter une approche réaliste du spectre à basse énergie de ces noyaux, c'est un échec : ni l'extension de la base (de  $2\hbar\omega$  à  $10\hbar\omega$  pour  ${}^6\text{He}$ ) ni le changement de l'espacement (de 13 MeV à 14 MeV), ni le changement de la force effective (inclusion des forces dites "ab initio" avec  $V_{3eff}$ , au lieu de  $V_{2eff}$ ) ne permettent d'obtenir la bonne énergie de liaison  $E_l$  ni une énergie du  $2^+$  correcte. De plus les densités de transition ne peuvent pas être bien décrites avec ce type de formalisme. Comme on l'a vu, nous observons une transition vers un état résonant, or il est décrit comme un

état discret dans ce modèle et les couplages au continuum sont ignorés dans le formalisme actuel du NCSM. Dès lors, la description de l'état fondamental ( $E_l$ ) et des excitations (densité de transition,  $M_p$ ,  $M_n$ ) n'est pas correcte. Alors, il est inutile de raffiner le calcul en étendant la base, en modifiant la fréquence de l'oscillateur harmonique, etc... ou en employant des forces à trois corps. Cela ne correspond qu'à une modification de quelques % des excitations (en termes de  $M_p$ ,  $M_n$ ) alors que celles-ci sont sous-estimées de dizaines de %. Le formalisme adopté est faux à la base : les couplages sont omis, et les états excités ne sont pas traités en tant que résonances, comme on l'a vu dans les cas des  ${}^6,8\text{He}$ . La base adoptée pour la description (oscillateur harmonique) est en contradiction avec la densité que l'on peut extraire phénoménologiquement pour les transitions vers ces états non liés : une densité très diffuse, dont les caractéristiques sont proches d'une dérivée de WS, et qui est bien prédite lorsque le noyau est plongé dans le continuum (comme dans le modèle GSM). Le premier état excité est probablement un  $2^+$ , on interprète cet état comme une configuration de deux neutrons qui occupent la couche  $0p_{3/2}$  et s'excitent vers le niveau  $0p_{1/2}$  [Kor93, Kor97]. On va comparer les

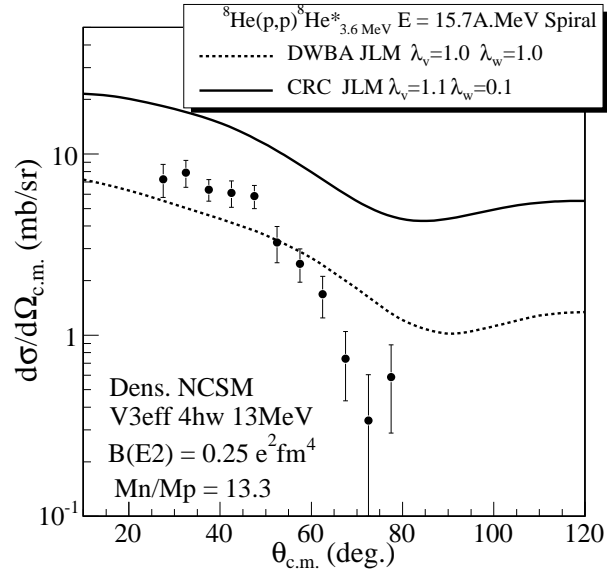


FIG. IV.6 – Sections efficaces de diffusion (p,p') de l' ${}^8\text{He}$  du  $0^+$  vers le  $2^+$ . les données à 15.7 A.MeV [SkaPRC05] sont comparées au calcul CRC avec le potentiel JLM incorporant les densités de Navrátil  $V_{3eff}$ .

analyses des données de RIKEN et de SPIRAL. On emploie les mêmes densités NCSM, pour effectuer le calcul du potentiel d'interaction et des facteurs de forme JLM  ${}^8\text{He}(p,p')$  aux deux énergies. Dans les deux cas on doit prendre en compte les couplages liés au PCV. Dans la suite de la discussion, pour les données à 72 A.MeV de RIKEN, on emploie notre prescription de la réduction du potentiel

réel, qui a fourni de bons résultats pour reproduire la diffusion élastique pour des énergies supérieures à 25 A.MeV. Aux énergies SPIRAL, l'effet des voies couplées est renforcé et la réduction du potentiel réel ne suffit plus à simuler simplement le PCV. On considère alors explicitement les couplages entre les voies élastique, inélastique et de transfert (p,d) dans un calcul CRC de réactions en voies couplées. Sur la figure IV.6 le calcul CRC est comparé au calcul DWBA (les mêmes densités sont employées pour générer le potentiel d'entrée et les facteurs de forme JLM). On voit qu'avec les densités NCSM, le calcul CRC surestime les données.

Si l'on compare la figure IV.6 à celle obtenue pour les données de RIKEN à 72 A.MeV (Fig. III.12) qui incluait l'effet du PCV de façon phénoménologique, on constate que les mêmes caractéristiques sont obtenues : les calculs avec couplages, menés avec les densités NCSM, surestiment la diffusion (p,p'). Les conclusions sur les densités de transition sont donc similaires : il faut modifier l'excitation des protons et des neutrons, par rapport à ce que prévoit le modèle NCSM, pour être en mesure de reproduire l'inélastique.

### Densités de transition Tassie

On construit les densités de transition proton et neutron en utilisant les prescriptions de Tassie. Les densités sont dérivées à partir des densités de l'état fondamental  $V_{3eff}$  13 MeV,  $4\hbar\omega$ . On fixe la valeur du B(E2) à  $1 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$  et on ajuste la densité des neutrons sur le (p,p'), ce qui conduit à  $M_n/M_p = 5$  (Fig. IV.7). On note ce jeu de densités *Tasb1*. Lorsque les densités de transition des protons et des neutrons sont supposées plus étendues, les sections efficaces (p,p') peuvent être reproduites en normalisant ces densités aux valeurs de  $M_{p,n}$  telles que  $B(E2) = 0.25 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$  et  $M_n/M_p = 7.3$  (Fig. IV.7). Ces densités dites *densvv*, ainsi que les précédentes sont comparées aux densités de transition du modèle NCSM en Fig. IV.8. On emploie dans la suite, pour effectuer les calculs CRC à 15.7 A.MeV, les facteurs de forme obtenus avec les densités de transition *Tasb1* et *densvv* qui ont donné un bon accord sur les données de RIKEN. On compare les calculs aux données SPIRAL sur la figure IV.9.

Les effets du PCV induits par les couplages, comme l'ont montré les calculs CRC sur la figure IV.6, sont d'amplifier d'un facteur 3 à 4 les sections efficaces sur la plage angulaire  $10_{c.m.}$  à  $120_{c.m.}$ . Pour comparer l'effet des densités de transition nous présentons seulement le résultat des calculs JLM en DWBA sur la figure IV.10. Avec un calcul CRC, les mêmes conclusions sur les effets relatifs des augmentations du B(E2) ou de modification du facteur  $M_n/M_p$  sont applicables, moyennant l'augmentation des sections efficaces (p,p') induites par le calcul CRC, comme observée sur la figure IV.9. La normalisation du potentiel JLM est fixée à ( $\lambda_v = 1.0$ ;  $\lambda_w = 1.0$ ), lors de la comparaison.

### Influence du couplage de l'inélastique sur l'élastique

Comme on le constatait au chapitre III lors des discussions sur les données, les sections efficaces de l'inélastique sont négligeables devant celles de l'élastique. On

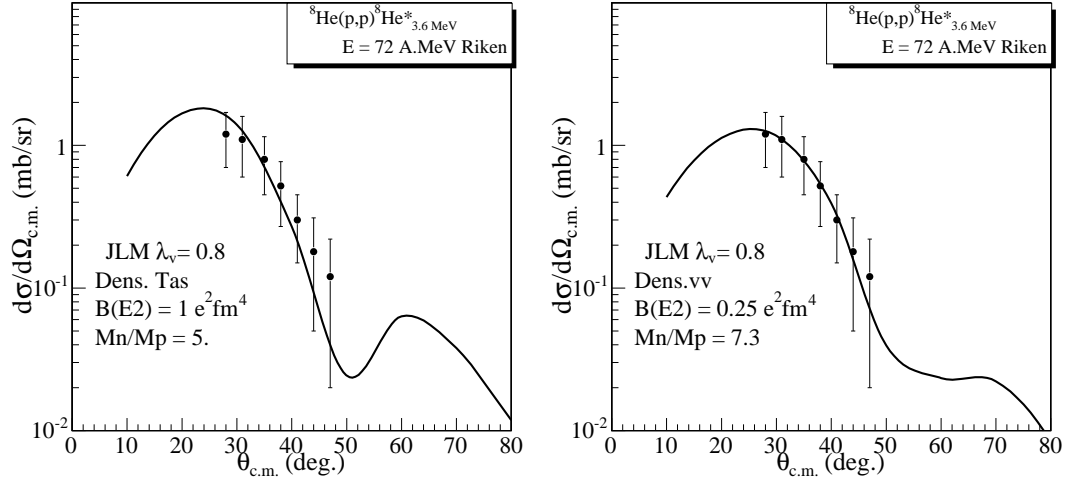


FIG. IV.7 – Sections efficaces de diffusion (p,p') de l' $^8\text{He}$  du  $0^+$  vers le  $2^+$ , les données à 72 A.MeV [Kor93] sont comparées à deux calculs JLM, l'un utilisant une densité Tassie proton dérivée de la densité  $V_{3eff}$  (à gauche), *Tasb1*, l'autre une densité étendue dite *densvv* (à droite).

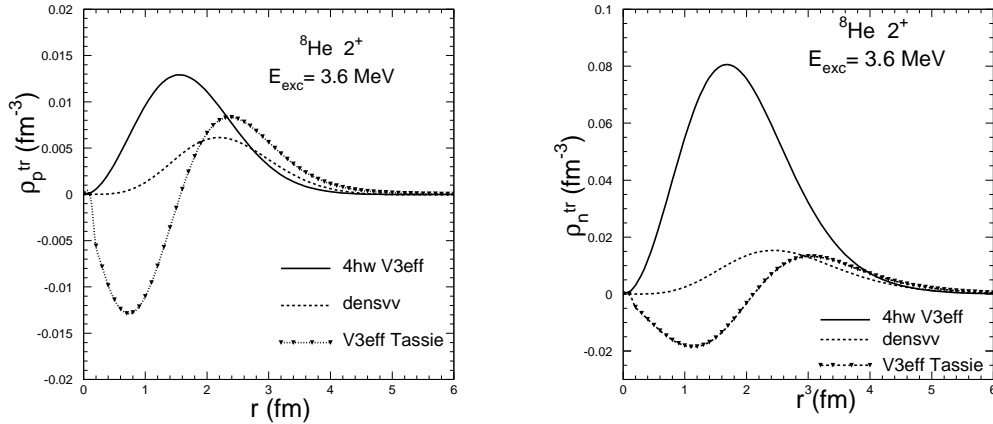


FIG. IV.8 – Densités de transition des protons  $\rho_p^{tr}$  et des neutrons  $\rho_n^{tr}$  de l' $^8\text{He}$ , phénoménologiques : Tassie *Tasb1* et étendues *densvv*, ces densités permettent de reproduire la diffusion  $^8\text{He}(p,p')$  à 72 A.MeV et d'améliorer l'accord à 15.7 A.MeV. La convention de normalisation correspond aux équations sur  $B(E2)$  et  $M_{p,n}$ . Les densités sont comparées aux densités  $4\hbar w V_{3eff}$  du modèle NCSM.

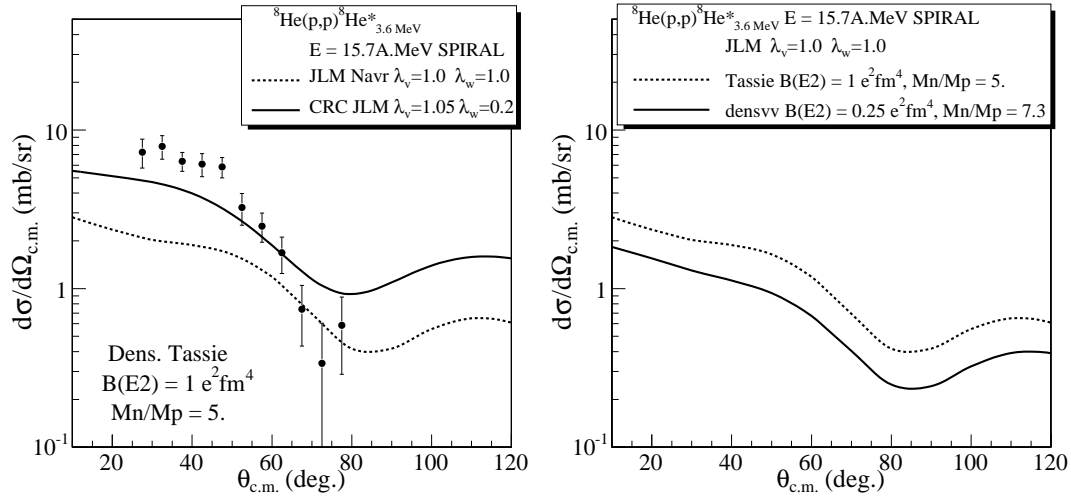


FIG. IV.9 – Sections efficaces de diffusion (p,p') de l' ${}^8\text{He}$  du  $0^+$  vers le  $2^+$ , à gauche les données à 15.7 A.MeV [SkaPRC05] sont comparées à deux calculs incluant JLM et la densité Tassie *Tasb1*. On compare le calcul CRC incluant le couplage au (p,d) et le calcul DWBA. L'effet du couplage sur la gamme angulaire présentée correspond globalement à une augmentation des sections (p,p'). A droite, pour comparaison, on montre deux calculs DWBA+JLM utilisant soit la densité Tassie *Tasb1* ou la densité étendue *densvv*.

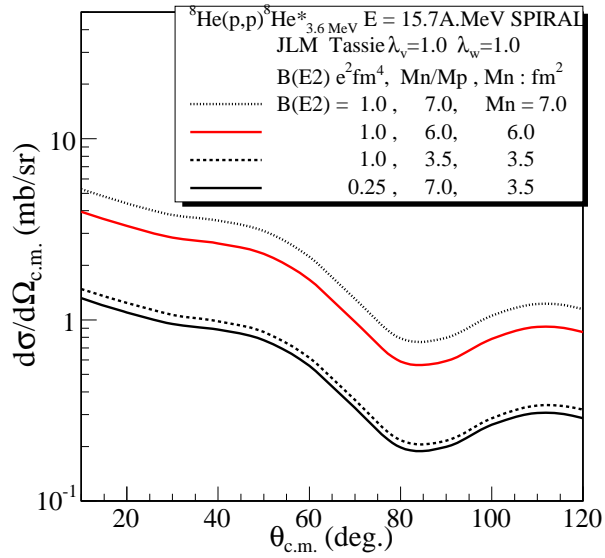


FIG. IV.10 – Sections efficaces de diffusion (p,p') de l'<sup>8</sup>He du 0<sup>+</sup> vers le 2<sup>+</sup>, comparaison de calculs JLM à 15.7 A.MeV employant des densités de transition modifiées suivant la prescription de Tassie. Les formes sont identiques, seules les normalisations avec les facteurs  $M_{p,n}$  sont modifiées. La densité de Tassie *Tasb1* telle que  $B(E2) = 1 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$  et  $M_n/M_p = 5$  est présentée sur la figure IV.8.



ne s'attend donc pas à ce que le couplage de la voie inélastique et la modification des facteurs de forme de l'inélastique génèrent des changements significatifs de la forme des sections élastiques. Effectivement, lorsqu'on représente l'élastique obtenu par le calcul CRC, qui inclut le (p,p'), on obtient les courbes présentées sur la figure IV.11.

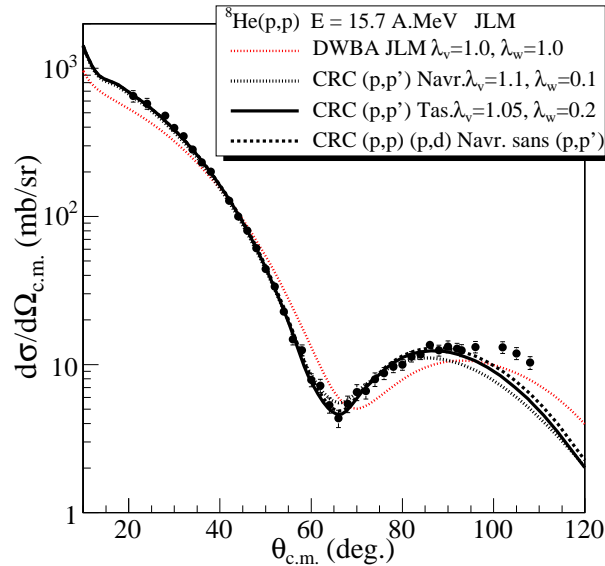


FIG. IV.11 – Sections efficaces de diffusion élastique de l' $^8\text{He}$  du  $0^+$  vers le  $2^+$ , comparaison de calculs CRC avec les facteurs de forme JLM à 15.7 A.MeV qui incorporent des densités de transition modifiées suivant la prescription de Tassie. ( $\lambda_v = 1.0$ ;  $\lambda_w = 1.0$ ).

Lorsque les couplages sont pris en compte (via l'inclusion du couplage au (p,d) pour le traitement à basse énergie, et via la normalisation du potentiel réel à l'énergie de RIKEN) les densités de transition ajustées sur les données aux deux énergies sont compatibles. Nous obtenons une description quantitative des densités : les densités de transition proton suivent les densités de transition des neutrons, ce qui est normal, l'appariement proton-neutron jouant son rôle, et les neutrons éloignés du cœur attirant à eux les deux protons. Dans le modèle en couches sans cœur les neutrons sont trop piqués à l'intérieur du noyau, ce qui indique trop de confinement et une interaction p-n sous-estimée. C'est conforme à ce que l'on voit sur les prédictions de l'énergie de liaison : le modèle en couches a tendance à sous-liaison l' $^8\text{He}$ , son énergie de liaison est d'environ  $-25$  MeV au lieu de  $-32$  MeV.

### IV.1.3 Spectroscopie et structure des noyaux déficités en neutrons $^{10,11}\text{C}$

L'analyse des sections efficaces expérimentales  $^{10,11}\text{C}(p,p')$  a pu être menée à bien avec le potentiel microscopique JLM dans le cadre de la DWBA, qui constituait une approche satisfaisante pour ces données obtenues autour de 40 A.MeV.

Le potentiel de la voie d'entrée des réactions  $(p,p')$  a été ajusté sur la diffusion élastique, cela a conduit à une réduction de la partie réelle du potentiel. Cet ajustement a permis de prendre en compte les effets de couplage induits par la faible liaison de ces noyaux instables sur le potentiel d'interaction. Notre approche simplifiée des couplages s'est révélée suffisante pour extraire les  $q_{\text{qm}}$  et les moments, et de discuter les modèles de structure valides pour les noyaux  $^{10,11}\text{C}$ . **Notre article [Joua05] présente l'ensemble des résultats obtenus que je récapitule ici :** les sections efficaces expérimentales, ont été comparées aux sections théoriques, calculées avec deux types de densités pour les carbonés, issues soit d'un modèle champ moyen ou d'un modèle prédisant une structure granulaire (AMD) ([Joua05] et références incluses). La diffusion élastique est sensible au rayon quadratique moyen, nous avons trouvé pour les  $^{10,11}\text{C}$  respectivement  $2.42 \pm 0.1$  fm et  $2.33 \pm 0.1$  fm. Les densités de transition prédites ont été testées et avec celles du modèle AMD, l'ordre de grandeur des sections efficaces est correct pour les deux isotopes. Dans la gamme angulaire des données  $(p,p')$ , nous avons validé un profil de densité  $2pF$  pour l'état fondamental du  $^{10}\text{C}$  et obtenu le profil de la densité de transition de son état fondamental  $0^+$  à son premier excité  $2^+$ , en procédant suivant la prescription de Bohr-Mottelson (*à la Tassie*). L'élément de matrice de transition neutron correspondant a été extrait  $M_n = 5.51 \pm 1.09$  fm<sup>2</sup>.

Je discute ce résultat dans le contexte de la symétrie miroir en Section IV.3.

## IV.2 Evolution de l'excitation nucléaire pour les noyaux riches en neutrons

En étudiant les chaînes isotopiques pour les isotopes de Ne, Mg, Si, S, Ar, nous explorons les excitations des particules à travers les couches *sd-fp*. Ici je vais discuter le cas des isotopes d'oxygène, de soufre et d'argon pour lesquels la collaboration a obtenu des données.

### IV.2.1 Spectroscopie et structure des isotopes d'oxygène au voisinage de $N = 14$

La chaîne isotopique en oxygène est particulièrement intéressante, comme on l'a vu au chapitre I. Comme l' $^{24}\text{O}$  est le dernier lié et qu'un proton de plus donne un  $^{31}\text{F}$  lié (avec 6 neutrons de plus) on peut s'attendre à des propriétés particulières de la structure des Oxygène en fonction de leur nombre de neutrons.

Des études récentes de  $^{22}\text{O}$  [Thi00, Bel91] ont fourni des résultats *a priori* surprenants : l'énergie du premier état excité  $2^+$  est mesurée à 3.17 MeV et la probabilité de transition quadrupolaire  $B(E2)$  est de  $21 \pm 8 e^2\text{fm}^4$ , plus faible que pour  $^{20}\text{O}$  ( $28 \pm 2 e^2\text{fm}^4$ ). Or la systématique des  $2^+$  pour les isotopes d'oxygène montre une décroissance des énergies quand on passe de  $^{16}\text{O}$  à  $^{20}\text{O}$  ( $E_{exc} = 1.8 \text{ MeV}$ ) et une augmentation pour  $^{22}\text{O}$ . Ces observations de  $B(E2)$  suggèrent une fermeture de sous-couche à  $N=14$ . Or pour les chaînes voisines, carbone, néon et silicium, on n'observe pas d'augmentation des énergies  $E(2^+)$  à  $N=14$ .

Les diffusions élastiques et inélastiques sur proton ont été mesurées en cinématique inverse au GANIL avec des faisceaux secondaires de  $^{20}\text{O}$  [Khan00] et  $^{22}\text{O}$  [Becb04, BechTH04] respectivement à 43 et 46.6 A.MeV. L'intensité de 5000 part/s pour  $^{20}\text{O}$  était suffisante pour obtenir les distributions (p,p') vers le  $2^+_1$  à 1.67 MeV et  $3^-_1$  à 5.6 MeV. Comme l'intensité de faisceau était faible pour  $^{22}\text{O}$ , limitée à 1000 part/s, la statistique de l'inélastique (p,p') vers le  $2^+_1$  est médiocre. En s'en tenant aux valeurs globales de  $M_n/M_p$  obtenues respectivement pour

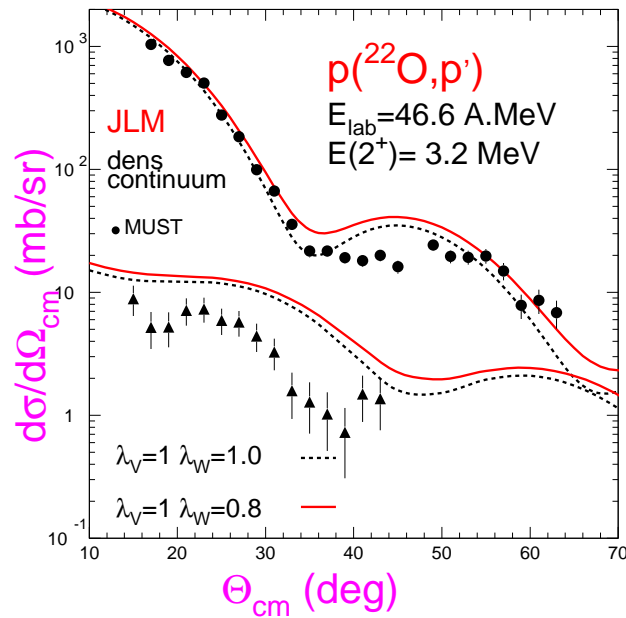


FIG. IV.12 – Sections efficaces  $^{22}\text{O}(p,p')$  mesurées à 46.6 A.MeV comparées aux calculs JLM utilisant les densités CC (expliquées dans le texte).

$^{20}\text{O}$  et  $^{22}\text{O}$  :  $M_n/M_p = 3.25 \pm 0.8$  [Khan00] et  $2.50 \pm 1.0$  [BechTH04], on observe une diminution du rapport  $M_n/M_p$  en passant de  $N=12$  à 14. Si une

image simplifiée était valable pour ces noyaux, avec un rôle identique des neutrons et des protons dans l'excitation, l'augmentation du nombre de neutrons devrait conduire à une augmentation de  $M_n/M_p$  selon le rapport  $N/Z$ . D'ordinaire, dans les noyaux à couches fermées en protons, les neutrons de valence dominant dans le mouvement collectif et on observe que  $M_n/M_p > N/Z$ . Inversement pour les couches fermées en neutrons  $M_n/M_p < N/Z$  est souvent vérifiée. L' $^{20}\text{O}$  a ce comportement [Try02], contrairement à l' $^{22}\text{O}$  (on trouve  $M_n/M_p = 2.5$ , soit  $M_n/M_p > N/Z = 1.7$ ), ce qui peut indiquer une fermeture de couche  $N=14$  forte chez l' $^{22}\text{O}$ . La réduction du gap  $p - sd$ , lorsque le nombre de neutrons augmente chez les isotopes d'oxygène, a été discutée récemment dans [Wie05], à partir de l'observation des états excités de l' $^{20}\text{O}$ , peuplés par la réaction  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{C}, \alpha)$ , et interprétés dans le cadre du modèle en couches. Je montre ici les résultats que

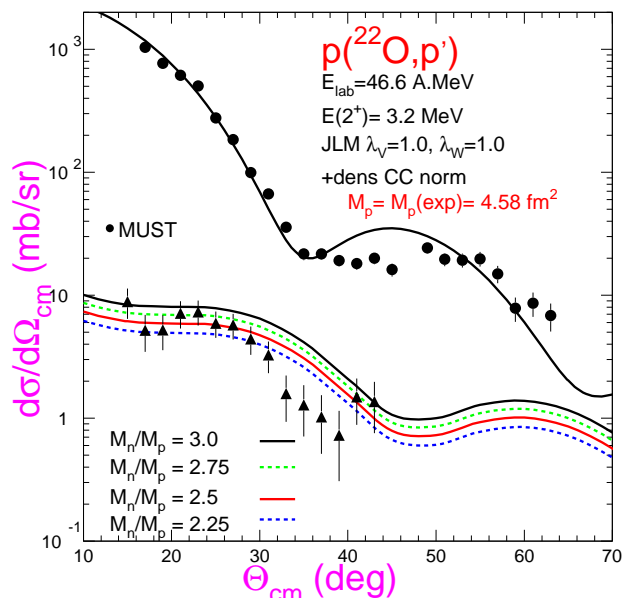


FIG. IV.13 – Sections efficaces  $^{22}\text{O}(p,p')$  mesurées à 46.6 A.MeV comparées aux calculs JLM. Les densités de l'état fondamental sont les CC, la densité de transition neutron est ajustée sur les données, et modifiée pour rechercher la barre d'erreurs. La densité de transition proton est fixée, avec  $M_p = 4.58 \text{ fm}^2$ .

j'ai obtenus en analysant les données avec le potentiel JLM et qu'Emilia Becheva a utilisés dans sa thèse pour discuter l'extraction du facteur  $M_n/M_p$ .

Les calculs microscopiques sont menés en utilisant le potentiel JLM et des densités (notées "CC") fournies par E. Khan. Les densités de transition  $0^+ \rightarrow 2^+$

sont obtenues dans le cadre de la QRPA avec inclusion de couplages au continu [Khan02]. Les valeurs des moments des densités CC sont :  $M_p = 4.81 \text{ fm}^2$ ,  $M_n = 17.3 \text{ fm}^2$ ,  $M_n/M_p = 3.6$ . Les valeurs de  $M_p$  obtenues à partir des densités de transition de proton CC sont en bon accord avec les données de  $B(E2)$ , mais les densités CC ne permettent de reproduire les distributions angulaires inélastiques expérimentales (Figure IV.12). A partir de l'élastique, on déduit les facteurs de normalisation  $\lambda_V = 1$  et  $\lambda_W = 1$  qui permettent de prendre en compte globalement le PCV pour les angles avant, et que l'on applique dans la suite de l'analyse. Dans un premier temps, on détermine l'enveloppe des valeurs  $M_n/M_p$

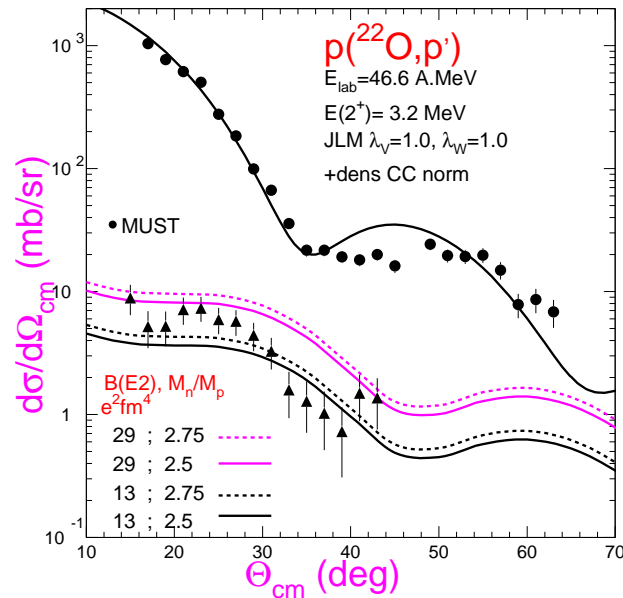


FIG. IV.14 – Sections efficaces  $^{22}\text{O}(p,p')$  mesurées à 46.6 A.MeV comparées aux calculs JLM. Les densités de l'état fondamental sont les CC, les densités de transition proton et neutron ont été ajustées pour déterminer l'enveloppe des courbes reproduisant les données.

possibles en renormalisant la densité de proton à la valeur expérimentale moyenne  $M_p = 4.58 \text{ fm}^2$  telle que  $B(E2) = 21 \text{ e}^2\text{fm}^4$ , et en ajustant la densité de transition neutron et la valeur de  $M_n$  sur les données (p,p'). Les résultats des calculs sont présentés sur la figure IV.13. Cela conduit à  $M_n/M_p = 2.5 \pm 0.5$ , lorsqu'on considère comme zone d'ajustement la plage angulaire jusqu'à  $32^\circ_{c.m.}$ . Au-delà, on peut soupçonner une augmentation des effets de voies couplées non pris en compte dans notre calcul. Ces effets peuvent biaiser notre extraction du rapport

$M_n/M_p$ , et ils se manifestent notamment sur l'élastique, qui sont mal reproduites dans le calcul JLM dans la zone des sections efficaces au-delà de  $32_{c.m}^\circ$ .

On obtient alors  $M_n = 11.45 \text{ fm}^2$ . Ici  $\Delta(M_n/M_p)/(M_n/M_p) = 0.2$ . Or on a aussi une barre d'erreur importante sur  $M_p$  :  $(\Delta M_p)/M_p = 0.19$ , qui conduit à  $(\Delta M_n)/M_n = 0.39$ , d'où  $M_n = 11.45 \pm 4.465 \text{ fm}^2$ . Il faut noter que, même si les sections efficaces (p,p') ont ici une mauvaise statistique qui conduit à une barre d'erreurs importante sur l'extraction de  $M_n/M_p$ , le manque de précision sur  $M_p$  donne aussi une dispersion importante sur la valeur de  $M_n$  expérimentale. On peut cependant travailler pour extraire une valeur plus précise de  $M_n$ , en examinant soigneusement les enveloppes de courbes obtenues en (p,p') avec les hypothèses sur la variation de  $M_p$ .

Pour affiner l'extraction de  $M_n$ , on considère le calcul effectué avec les densités de transition des protons renormalisées sur les valeurs extrêmes de  $M_p$  autorisées par la barre d'erreurs du B(E2) (de 13 à  $29 \text{ e}^2.\text{fm}^4$ ). Cela conduit aux courbes tracées en Fig. IV.14. Les valeurs de  $M_n/M_p$  s'étendent de 2.5 à 2.75. Si l'on considère les courbes encadrant les données, on peut considérer que les cas extrêmes de variation de  $M_n$  correspondent alors aux deux courbes notées B(E2) =  $13 \text{ e}^2.\text{fm}^4$  et  $M_n/M_p = 2.75$ , d'une part, et B(E2) =  $29 \text{ e}^2.\text{fm}^4$  et  $M_n/M_p = 2.5$ , d'autre part. Cela conduit donc à un espace de variation de  $M_n$  de  $8.07$  à  $13.75 \text{ fm}^2$  soit  $M_n = 10.91 \pm 2.84 \text{ fm}^2$ .

C'est une méthode que l'on peut généraliser lorsque la barre d'erreurs sur  $M_p$  est grande, ce qui est souvent le cas pour les valeurs de B(E2) des noyaux exotiques, obtenues par excitation coulombienne sur noyau lourd, à des énergies qui nécessitent une prise en compte de l'interaction nucléaire avec la cible.

## IV.2.2 Chaîne isotopique des Soufre au voisinage de N=20

Les densités neutron et proton de l'état fondamental sont données par les calculs HF + BCS (SGII) employant la paramétrisation SGII de l'interaction effective de Skyrme pour la voie particule-trou et une interaction de gap constant  $\Delta = 12A^{-1/2} \text{ MeV}$  pour la voie particule-particule. Ces calculs sont réalisés par E. Khan de l'IPN-Orsay. Les densités de transition sont obtenues via des calculs QRPA. Elles sont décrites dans [Khan01].

Les calculs QRPA sont bien adaptés pour interpréter les excitations en termes de configurations  $ph$  (ou de 2 quasiparticules). La figure IV.15 donne l'évolution des valeurs expérimentales de l'énergie d'excitation du premier état  $2^+$  des isotopes de soufre, de l'énergie de séparation  $S_n$  et de la force de transition  $0^+ \rightarrow 2^+$ . Les calculs QRPA de  $E_{exc}(2^+)$  sont en bon accord avec l'expérience. Cette figure d'évolution des trois observables illustre la fermeture de couches à N=20 dans la vallée de stabilité, avec l'observation, à N=20, de l'augmentation des énergies d'excitation  $2^+$ , du changement de pente et de la diminution des énergies de séparation  $S_{2n}$ , et du minimum de la distribution des B(E2). Pour explorer aussi l'évolution de couches dans les noyaux riches en neutrons, on va étudier l'évolution

de  $M_p$  et  $M_n$ .

Pour tester l'approche expérimentale et la validité des calculs JLM sur une large gamme angulaire, on a réalisé avec MUST des mesures (p,p') avec le noyau stable  $^{32}\text{S}$  et un calcul test en JLM, utilisant les densités expérimentales de l'état fondamental et de transition  $0^+ \rightarrow 2^+$  du  $^{32}\text{S}$ . Les densités des protons sont déduites des densités de charge connues par la diffusion (e,e'), et on suppose que les densités de neutrons sont identiques à celles des protons pour faire les calculs JLM. Le bon accord obtenu sur les données MUST mesurées à 53 MeV/n est illustré en Fig. IV.16. Dans cette région de masse intermédiaire, *a priori*

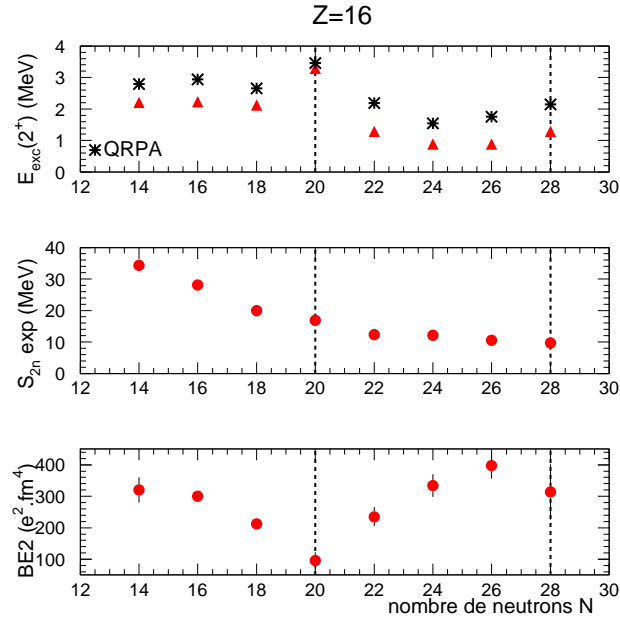


FIG. IV.15 – Spectroscopie des isotopes de Soufre : évolution des valeurs expérimentales  $E_{exc}(2^+)$ ,  $S_{2n}$  et des forces de transition  $B(E2)$  en fonction de  $N$ , avec les calculs QRPA des énergies.

$\lambda_W = 1$ . Pour le noyau stable  $^{32}\text{S}$ , aucune renormalisation de la partie réelle ou de l'imaginaire n'est nécessaire pour reproduire les données. Pour tous les isotopes de soufre, nous adoptons  $\lambda_W = 1$ . Pour le  $^{38}\text{S}$ , les calculs QRPA donnent un bon accord avec les données, comme on le voit en Fig. IV.17.

Comme on le voit sur la Fig. IV.18, l'évolution des valeurs de  $B(E2)$  pour les isotopes de soufre est bien reproduite par les calculs QRPA. La fermeture de couches à  $N=20$  est visible sur l'évolution des  $B(E2)$  (et l'évolution correspondante des  $M_p$ ). L'évolution des valeurs d'excitation des neutrons  $M_n$  est

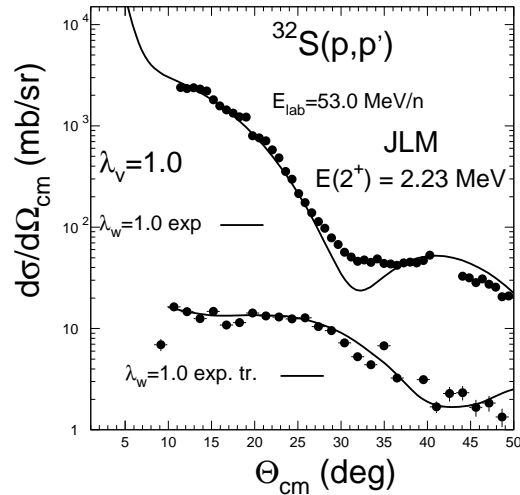


FIG. IV.16 – Les distributions angulaires expérimentales  $^{32}\text{S}(p,p')$  mesurées à 53 MeV/n sont comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM, incluant des densités expérimentales décrites dans le texte.

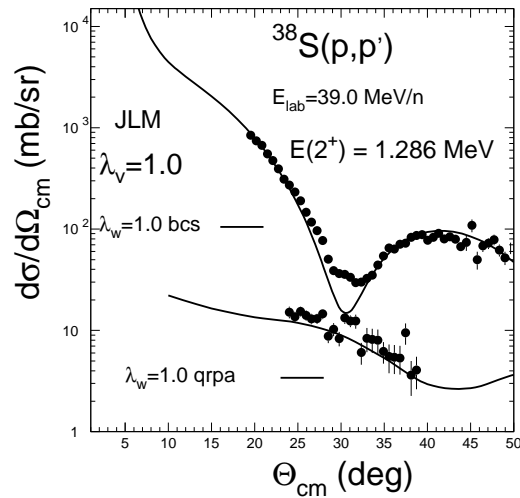


FIG. IV.17 – Comparaison entre les calculs JLM et les distributions angulaires expérimentales élastique et inélastique  $^{38}\text{S}(p,p')$  mesurées à 39.0 MeV/n vers l'état  $2_1^+$ . Le potentiel JLM est calculé avec les densités de l'état fondamental obtenues en HF+BCS et les densités de transition du modèle QRPA.



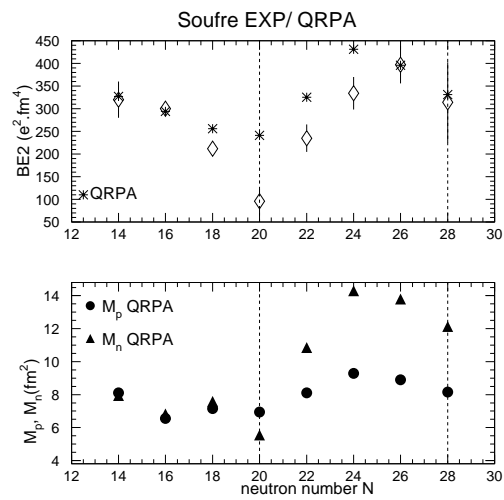


FIG. IV.18 – Comparaison pour les isotopes de soufre des valeurs expérimentales (losange) et calculées (astérisques) de  $B(E2)$  (en haut); présentation des valeurs de  $M_n$  et  $M_p$  calculées sont présentées en fonction du nombre de neutrons  $N$  (avec la convention  $B(E2) = |M_p|^2/5$ ).

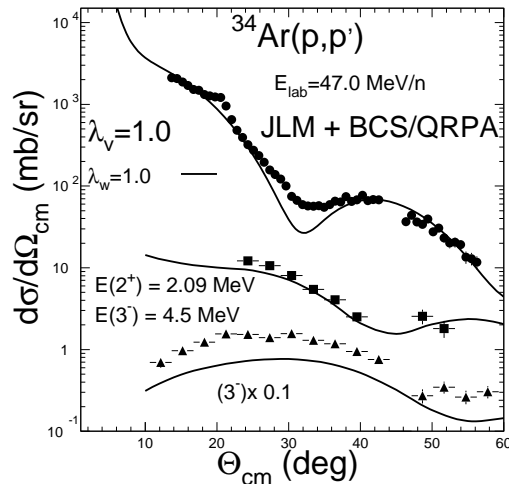


FIG. IV.19 – Distributions angulaires élastiques et inélastiques sur proton de l' $^{34}\text{Ar}$ , vers les états  $2^+$  et  $3^-$ , mesurées à 47 MeV/n. Les données sont comparées aux calculs menés avec le potentiel JLM et les densités obtenues avec les modèles HF+BCS et QRPA.

intéressante également : elle suit celle des protons, ce qui montre un comportement collectif des densités.

### IV.2.3 Cas du $^{34}\text{Ar}$ et perspectives sur la chaîne des Ar

Les distributions angulaires de diffusions élastiques et inélastiques de  $^{34}\text{Ar}$  sur proton vers les états excités  $2_1^+$  and  $3_1^-$  ont été mesurées avec MUST [Khan01]. L' $^{34}\text{Ar}$  était produit par fragmentation comme faisceau secondaire au GANIL. Les données sont présentées sur la Fig. IV.19 avec les calculs JLM. L'accord est bon pour le (p,p') vers l'état  $2^+$  mais les distributions angulaires vers le  $3^-$  sont surestimées par le calcul. Cette mesure des distributions vers le  $3^-$  est une bonne contrainte sur les modèles : on teste ainsi le traitement des états de parité négative dans l' $^{34}\text{Ar}$ , qui font intervenir les excitations  $p-h$  au-delà du gap de couches. Les valeurs calculées  $M_p$  et  $M_n$  pour les isotopes d'Argon (Fig. IV.20) montrent que  $N=20$  reste un bon nombre magique, mais pour  $N=28$ , les décroissances de  $M_n$  et  $M_p$  sont moins prononcées, indiquant un possible affaiblissement des effets de couches [Khan01].

Des données d'excitation coulombiennes et de (p,p') pour  $^{45,46}\text{S}$  et  $^{47,48}\text{Ar}$  sont nécessaires pour compléter le diagramme d'évolution et éclairer la situation autour de  $N=28$ .

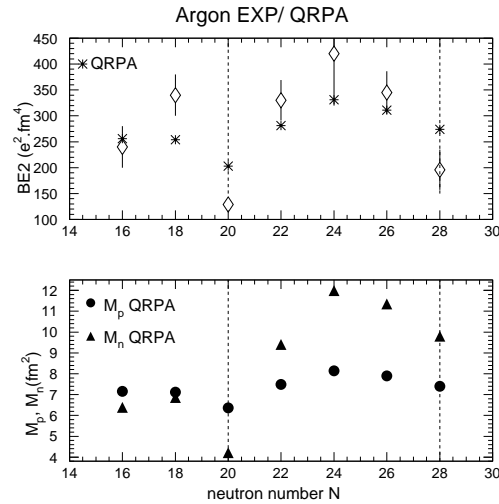


FIG. IV.20 – Comme sur la figure IV.18, mais ici pour les isotopes d'Argon.

### IV.3 Noyaux miroirs

Considérons deux noyaux de même masse,  ${}^A Z_N$  et  ${}^A Z'_{N'}$ , ils sont dits miroirs lorsque  $Z = N'$ . Habituellement, en suivant la prescription de Bernstein, Brown et Madsen [Bern79], la symétrie de charge et l'indépendance de charge sont supposées, et la symétrie miroir est appliquée pour traiter les transitions dans les noyaux miroirs, et obtenir l'élément de matrice de transition des neutrons,  $M_n$ , à partir du taux de décroissance électromagnétique de la transition miroir. Dans [Bern79], cette méthode a été contrôlée pour plusieurs noyaux miroirs, avec des masses variant de  $A = 17$  ( ${}^{17}\text{O}, \text{F}$ ) à  $A = 42$  ( ${}^{42}\text{Ca}, \text{Ti}$ ). Les auteurs ont montré que la valeur  $M_n$  pour une transition donnée dans un noyau (obtenue via la sonde hadronique) pouvait être bien évaluée en prenant la valeur de l'élément de matrice de transition des protons,  $M_p$ , obtenue en utilisant la sonde électromagnétique pour la transition correspondante dans le noyau miroir. Ce qui n'était qu'un postulat vérifié sur un petit nombre de noyaux, dans ou proches de la vallée de stabilité, est devenu pour certains une vérité universelle admise comme une démonstration. Il est souvent admis qu'il suffit de faire  $M_n(T_z) = M_p(-T_z)$  pour obtenir la valeur de  $M_n$  dans le noyau miroir, alors qu'il ne s'agit que d'une symétrie approchée, absolument pas démontrée, et que cette approximation n'a aucune raison d'être justifiée pour la majeure partie des noyaux de la table constituée par les noyaux radioactifs.

### IV.3.1 Noyaux miroirs : symétrie approchée... ou fausse !

En utilisant des faisceaux radioactifs, il est possible de contrôler la méthode de la symétrie miroir pour une large gamme de valeurs d'isospin, en explorant les transitions des noyaux miroirs loin de la stabilité, dans des cas très riches ou déficients en neutrons. Récemment, cela a été effectué par Cottle et al. : la méthode miroir a été vérifiée pour les multiplets  $A = 26$  [Cot01] et  $A = 32$   $T = 2$  [Cot02]. Dans le cas des noyaux  $A = 38$  la brisure de la symétrie d'isospin a été suggérée dans [Cot99] et pour le multiplet  $A = 30$   $T = 1$  [Khan04] (voir Sec. IV.3.3). Dans le cas des noyaux exotiques légers, quand la paire de noyaux miroirs est composée d'un noyau très déficient en neutrons et d'un très riche en neutrons comme le  $^{10}\text{C}$  et le  $^{10}\text{Be}$ , cette symétrie doit *a priori* être remise en cause. Ces noyaux ont une grande différence entre leurs nombres de protons et de neutrons, comparé à leur isotope stable, leur seuil de séparation en particule est bas, ce qui peut induire des couplages très forts vers des états excités du continuum, et un effet coulombien important dans le cas du  $^{10}\text{C}$  ( $Z/N=1.5$ ) peut contribuer à une violation de la symétrie miroir significative. Avec la mesure  $^{10}\text{C}(p,p')$  que nous avons réalisée, le facteur  $M_n$  du  $^{10}\text{C}$  peut être déduit directement et comparé à celui donné en supposant la symétrie miroir vérifiée. On va ainsi examiner la validité de cette hypothèse.

### IV.3.2 $^{10}\text{C}(p,p')$ et $^{10}\text{Be}$

En Fig. IV.21, on considère les deux calculs suivants : pour la même densité transition proton renormalisée ( $M_p = 7.84 \text{ fm}^2$ ), et deux valeurs différentes pour  $|M_n|$ , un accord raisonnable est obtenu avec le rapport  $|M_n|/|M_p| = N/Z$  (ligne en tirets) mais le meilleur accord correspond à  $|M_n|/|M_p| = 0.70 \pm 0.08$  (ligne pleine). En prenant en compte la barre d'erreurs sur la valeur de  $|M_p|$  et sur l'extraction de  $M_n/M_p$  à partir des données, on déduit  $|M_n| = 5.51 \pm 1.09 \text{ fm}^2$ . Contrairement aux modèles AMD et QRPA qui prédisent  $M_n/M_p > 1$ , le résultat expérimental indique que la contribution à l'excitation E2 des protons est plus grande que celle des neutrons, comme on l'attend du rapport  $Z/N$ .

Pour donner les densités de neutrons et de protons du  $^{10}\text{C}$ , le calcul AMD suppose directement que la symétrie miroir s'applique dans le doublet d'isospin  $T = 1$   $A = 10$  et les déduit respectivement des densités de protons et de neutrons du  $^{10}\text{Be}$ . La prédiction du B(E2) est plus proche de la valeur expérimentale que celle donnée par le modèle QRPA mais l'excitation neutron est clairement surestimée :  $M_n(\text{AMD}) = 7.42 \text{ fm}^2$ . Le rapport  $M_n/M_p(^{10}\text{C})$  peut être calculé simplement en supposant la symétrie miroir, telle que  $M_n(^{10}\text{C}) = M_p(^{10}\text{Be})$ , avec  $M_p(^{10}\text{Be}) = 7.245 \pm 0.345 \text{ fm}^2$ , déduite de la valeur expérimentale du B(E2) ( $52.5 \pm 5.0 \text{ e}^2.\text{fm}^4$ ), on obtient alors  $M_n/M_p(^{10}\text{C}) = M_p(^{10}\text{Be})/M_p(^{10}\text{C}) = 0.92$  avec une barre d'erreur de  $\pm 0.13$ . En comparant ce rapport à celui déduit du  $(p,p')$ , et la valeur  $M_n$  de la symétrie miroir, égale à  $7.245 \pm 0.345 \text{ fm}^2$ , à celle

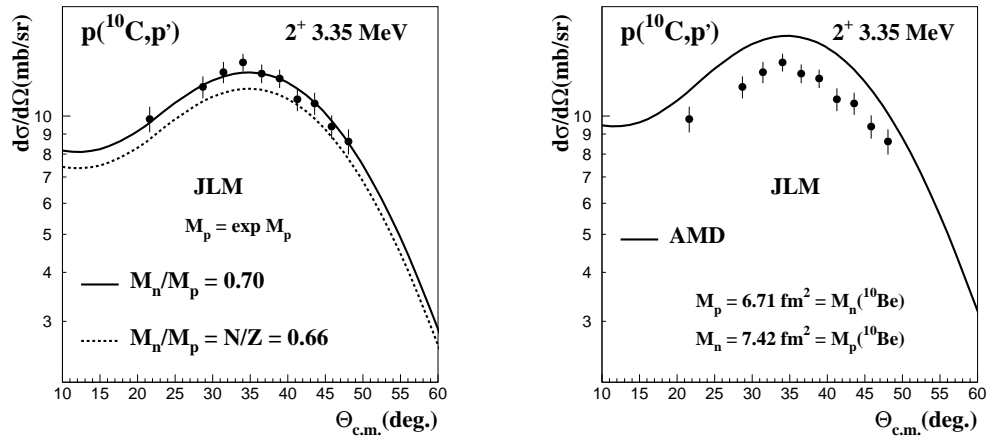


FIG. IV.21 – Les données de distributions inélastiques  $^{10}\text{C}(p,p')$  vers le premier  $2^+$  à 45.3 MeV/n sont comparées à des calculs JLM, avec les hypothèses suivantes sur les densités de transition du  $^{10}\text{C}$  :

Figure (à gauche)  $M_p$  est fixé à la valeur expérimentale, on teste  $M_n/M_p = N/Z$  d'une part (pointillés), et on cherche le meilleur ajustement sur les données, ce qui conduit à  $M_n/M_p = 0.70$  (trait plein). Les densités de l'état fondamental sont les densités 2pF déterminées par l'analyse de la diffusion élastique (table III de l'article [Joua05] donné en Annexe E).

Figure (droite) : on utilise les densités AMD construites pour le  $^{10}\text{C}$  avec l'hypothèse de la symétrie miroir avec le  $^{10}\text{Be}$ . Les densités de l'état fondamental sont les densités AMD.

mesurée  $|M_n| = 5.51 \pm 1.09 \text{ fm}^2$ , la symétrie miroir n'est pas vérifiée dans les noyaux  $^{10}\text{Be}$  et  $^{10}\text{C}$  de  $T = 1$   $A = 10$ , et la courbe qui prend l'hypothèse de la symétrie miroir (traits pointillés sur la figure IV.21) est en désaccord avec les données.

Pour les noyaux légers, déficients en neutrons comme le  $^{10}\text{C}$ , l'effet coulombien peut se révéler important pour ces discussions, il pourrait être responsable de la brisure de symétrie d'isospin. Des tests détaillés de symétrie miroir pour les excitations  $2_1^+$  du doublet d'isospin  $T = 1$   $^{10}\text{C}$ - $^{10}\text{Be}$  seront réalisés en 2006.

### IV.3.3 $^{30}\text{S}(\text{p},\text{p}')$ et $^{30}\text{Si}$

J'ai travaillé avec Elias Khan, Y. Blumenfeld et N. Alamanos pour donner des indications sur l'impureté d'isospin dans la transition de l'état fondamental  $0^+$  vers le premier  $2^+$  des noyaux miroirs  $^{30}\text{S}$  et  $^{30}\text{Si}$ , en utilisant les sondes électromagnétiques et de diffusion sur proton. Les détails sont dans l'article [Khan04]. Pour les tests, j'ai effectué les calculs  $^{30}\text{S}(\text{p},\text{p}')$  avec JLM en incluant des densités BCS et RPA fournies par E.Khan. Nous avons discuté l'accord des calculs sur d'anciennes données  $^{30}\text{S}(\text{p},\text{p}')$  recueillies par la collaboration MUST. Les éléments de matrice des transitions des neutrons et protons du  $^{30}\text{S}$  sont comparées aux quantités expérimentales "miroir" correspondantes dans le noyau  $^{30}\text{Si}$ , et une violation possible de l'indépendance de charge est indiquée. On constate que la densité expérimentale de transition des neutrons du  $^{30}\text{Si}$  déduite de données (p,p') de la littérature est plus grande que la densité de transition des protons dans le  $^{30}\text{S}$ . Les données électromagnétiques sur le  $^{30}\text{P}$  sont aussi incompatibles avec l'indépendance de charge dans le multiplet isobarique  $T = 1$  ( $^{30}\text{Si}, ^{30}\text{P}, ^{30}\text{S}$ ).

## IV.4 Bilan et prescriptions pour les futures analyses et expériences

Ces dernières années, la collaboration MUST a exploré la chaîne isotopique des isotopes d'Oxygène, de Soufre et d'Argon. Les analyses ont été effectuées dans le cadre de la DWBA. Comme on l'a vu, quand elles sont combinées aux mesures de  $B(E2)$  (i.e.  $M_p$ ) les mesures (p,p') peuvent fournir directement le comportement des excitations nucléaires ( $M_n$ ) le long de chaînes isotopiques depuis les déficients jusqu'aux riches en neutrons.

Cela permet de déceler des changements de structure loin de la vallée de stabilité, et d'apporter des informations directes de spectroscopie qui contraignent les ingrédients (termes dépendant de l'isospin, du spin-orbite dans les forces effectives, corrélations, appariement,...) des modèles nucléaires et les hypothèses et approximations techniques employées pour calculer les fonctions d'onde.

On a remarqué que le minimum en DWBA était systématiquement mal reproduit.

---

C'est le cas pour l'ensemble des noyaux exotiques étudiés dans ce chapitre. Même si un ajustement des facteurs  $\lambda_V$  et  $\lambda_W$  était suffisant pour mener l'analyse et extraire le facteur  $M_n$ , une analyse plus complète devra être entreprise. Comme on l'a mentionné (Sec III.4.1), des problèmes sur la reproduction du premier minimum des distributions angulaires de l'élastique peuvent signaler des effets liés au PCV. Or lorsqu'on applique les facteurs de forme JLM dans les calculs en formalisme CRC, avec le couplage au (p,d)<sup>1</sup>, par exemple pour l'élastique de l'<sup>22</sup>O, un effet spectaculaire est obtenu sur ce premier minimum.

A la lumière des observations récentes, il est donc important de réexaminer ces données, ainsi que celles qui existent dans la littérature, pour les noyaux radioactifs, et de mener la meilleure des analyses possibles actuellement, l'analyse CRC. En 2005-2006, je compte lancer un tel travail en collaboration avec Nick Keeley, nous utiliserons son expertise des calculs CRC avec le code FRESCO et les facteurs de forme JLM que je calculerai.

Dans certains cas, des évaluations de facteurs spectroscopiques existent. Elles peuvent servir de départ pour effectuer le calcul CRC en couplage (p,p), (p,p') et (p,d). Sinon, quand la mesure du (p,d) fait défaut, on évaluera l'influence du (p,d) grâce aux mesures précises de l'élastique, en employant les calculs CRC, avec différentes hypothèses pour le facteur spectroscopique du transfert (p,d). Cela permettra d'estimer l'erreur commise sur l'extraction de  $M_n$  par influence du (p,d).

L'analyse en CRC devrait donc améliorer l'ensemble des descriptions des sections efficaces élastiques et fournir une ré-estimation des valeurs des  $M_n$ . Pour les futures expériences (p,p'), dans les cas où le (p,d) n'a pas encore été mesuré, et est susceptible d'avoir une grande influence sur l'élastique (par exemple pour des réactions (p,p') menées à basse énergie, dans le cas d'un noyau où le facteur spectroscopique peut être élevé : pour une sous-couche neutron remplie) il faudra envisager des mesures complémentaires.

Les équipes de RIKEN ont effectué ces dernières années des mesures (p,p') avec des faisceaux très riches en neutrons (<sup>30</sup>Ne par exemple), mais leur extraction des excitations nucléaires est primaire. Nous reprendrons l'analyse de ce type de données.

Comme nous allons le voir au chapitre V, le programme expérimental des prochaines années, avec des faisceaux exotiques de basse énergie de type SPIRAL devra donc, non seulement se fixer la mesure des excitations nucléaires, par diffusion (p,p') le long des chaînes isotopiques en allant le plus loin possible dans les riches en neutrons, mais aussi mesurer simultanément la réaction (p,d) pour fixer les couplages.

---

<sup>1</sup>N. Keeley, communication privée

# Chapitre V

## Objectifs et perspectives

---

« *There are more things in heaven and earth, Horatio, than are dreamt of in your philosophy. (Hamlet, I.V, Shakespeare)* »<sup>1</sup>

---

### V.1 Court terme : programme expérimental de réactions directes

La spectroscopie des noyaux exotiques riches en neutrons aux drip-lines et la modification des propriétés de structure (taille du noyau, occupation des nucléons sur les couches) seront explorées par des réactions de transfert, avec les faisceaux produits par fragmentation au GANIL ou avec SPIRAL, et à partir de 2010 avec les faisceaux plus lourds (au-delà des noyaux de Krypton) qui seront délivrés à basse énergie par l'accélérateur SPIRAL2. J'ai préparé ces dernières années des propositions d'expériences utilisant les faisceaux actuels au GANIL. Je les évoque dans ce chapitre et j'expliquerai aussi les études qui sont envisagées avec les futures machines, ainsi que les projets d'expériences sur lesquels j'ai commencé à travailler.

La définition de ce programme expérimental s'appuie sur l'utilisation du nouveau détecteur MUST2 qui est présenté en ce début de chapitre. La nécessité de mesurer les réactions induites par les faisceaux de noyaux exotiques, de faible intensité, avec une efficacité accrue, une meilleure résolution et une grande granularité a conduit la collaboration MUST à concevoir ce détecteur encore plus performant. Le projet MUST2 a été développé en collaboration par les groupes de structure nucléaire du DAPNIA/SPhN (Saclay) de l'IPN-Orsay, et du GANIL, et par les services techniques de ces instituts.

---

<sup>1</sup>« *Il y a beaucoup plus de choses dans le ciel et sur la Terre, Oratio, que ne peut en rêver toute ta philosophie.* »



### V.1.1 Présentation du détecteur MUST2

MUST2 est un ensemble de télescopes conçus pour la mesure de l'énergie, des positions, du temps de vol des particules légères chargées ( $p, d, t, {}^3,4,6,8\text{He}$ ). Chaque télescope comporte trois étages : un 1<sup>er</sup> étage de Silicium à strips, de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$ , suivi d'un étage de SiLi divisé en 2 et d'un de CsI divisé en  $4 \times 4$ . Chaque étage de Si comporte 128 pistes horizontales (X) et verticales (Y) pour la mesure des positions. Chacune de ces voies fournit une mesure d'énergie et de temps. Une vue d'un télescope est donnée sur la figure V.1. Le détecteur a été testé en 2004 sous faisceau de  ${}^{58}\text{Ni}$ , il est opérationnel et ses performances sont conformes au cahier des charges. Le seuil de mesure des énergies est de 300 keV. Les résolutions en énergie sont de 35 keV pour l'étage Si) et de 130 keV pour la mesure par le SiLi. La résolution en temps par rapport à un détecteur de faisceau est de 750 ps. La résolution en temps intrinsèque avec des  $\alpha$  de 5.5 MeV est de 250 ps. Les résolutions en position sont de l'ordre de 0.8 mm en X et Y, ce qui donne une résolution angulaire de  $0.3^\circ_{lab}$  à 15 cm de la cible. Le groupe de structure nucléaire du SPhN a participé à la conception de ce détecteur sous la direction de E. Pollacco. Il a géré le projet du côté Saclay et défini l'électronique de la carte ASIC (Application Specific Integration Circuit) nécessaire, en collaboration avec M. Rouger du DAPNIA/SEDI, qui a développé l'ASIC avec son groupe. Le circuit "chip" d'ASIC qui comporte 16 voies d'électronique pour le traitement des signaux est appelé MATE, pour "MUST Asic Temps et Energie". Y.Blumenfeld et D. Beaumel, et P. Roussel-Chomaz étaient en en charge du projet respectivement pour l'IPN-Orsay et le GANIL. Le groupe d'électronique de l'IPN a travaillé sur les Si(Li) et leur électronique. Les cartes MUFEE (MUST Front End Electronics) et le VXI de MUST2 (MUVI : MUST2 VXI)) ont été conçus et réalisés par le groupe d'informatique-électronique du GANIL. On dispose ainsi pour nos expériences futures de deux ensembles de télescopes, MUST et MUST2, optimisés pour la détection de particules légères chargées émises en voie de sortie dans les réactions directes en cinématique inverse.

Les mesures de temps de vol entre un télescope et une chambre à fil, de l'énergie dans plusieurs étages, des positions x et y par des Silicium à strips, permettent d'identifier la particule légère en voie de sortie, et de reconstruire la cinématique de la réaction, grâce à une mesure en coïncidence avec l'éjectile lourd de la réaction, mesuré et identifié dans un mur de plastiques à l'avant ou dans un spectromètre, SPEG ou VAMOS.

MUST2 offrira par rapport à MUST une meilleure efficacité, d'une part par la taille accrue des Si à strips,  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , (photographie d'un module, Fig. V.2) à comparer aux  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  de MUST, et d'autre part grâce à la diminution des zones mortes, ce qui permet une optimisation de la couverture angulaire pour les trajectoires des particules de recul proches de l'axe faisceau, correspondant aux petits angles de diffusion c.m., par exemple pour les réactions (p,d), (p,t), (d,p). La photographie d'un module (Fig. V.2 à gauche) montre la large surface active

d'un télescope.

La vue V.3 présente un assemblage des six modules optimisant l'angle solide offert par la détection. Ces 6 modules de MUST2 constitueront dans une première étape la détection standard. Par la suite, il est prévu de disposer de 6 modules supplémentaires pour mesurer simultanément les réactions à l'avant et à l'arrière avec les deux ensembles.

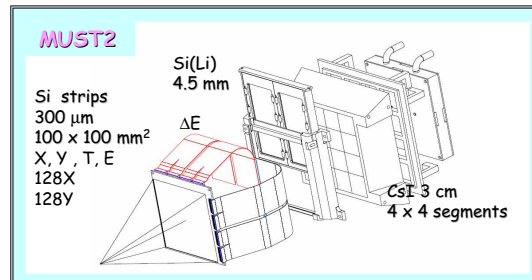


FIG. V.1 – Vue éclatée d'un télescope MUST2

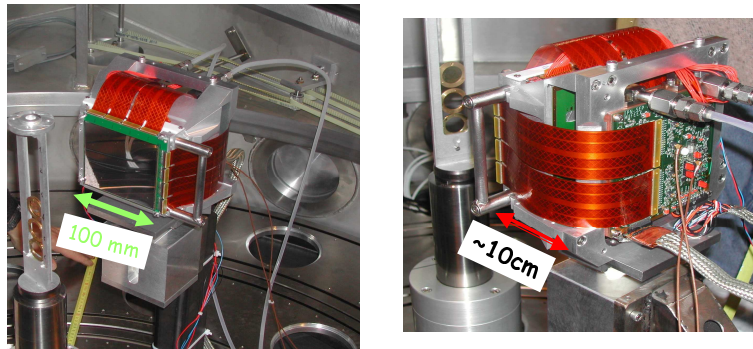


FIG. V.2 – Photographie d'un module de MUST2, en face avant (à gauche) et en face arrière (à droite), montrant la carte ASIC et les câblages (bande orange).

MUST2 sera un outil privilégié de nos futures expériences de réaction de transfert, couplé à d'autres dispositifs, comme un spectromètre et une détection gamma. En effet, le système d'électronique ASIC assure une plus grande compacité de l'ensemble de détection que le circuit de préamplificateurs et amplificateurs

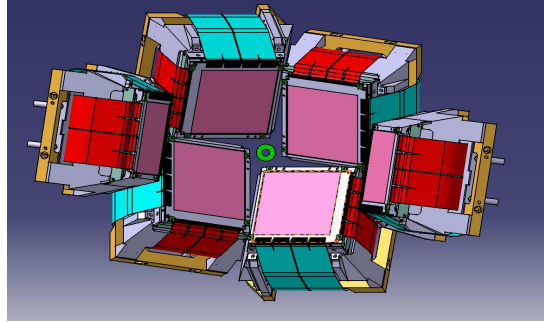


FIG. V.3 – Ensemble de 6 MUST2 situés derrière la cible, pour la couverture aux angles avant des produits de réactions de transfert de plusieurs nucléons, par exemple (p,d) (p,t).

utilisés pour MUST. On avait, à l'arrière de la détection d'un module MUST, une zone occupée par l'électronique embarquée et par le système de refroidissement, le tout correspondant à 30 cm d'encombrement. Pour MUST2 (Fig. V.2) les ASIC réduisent la profondeur de cette zone à 10 cm. Cette compacité sera un atout pour coupler efficacement MUST2 avec une détection gamma comme celle d'EXOAM, qui assure une bonne séparation des niveaux excités grâce à sa bonne résolution en énergie. C'est nécessaire lorsque la densité d'états devient importante, comme dans le cas de noyaux impair-pair loin de la vallée de stabilité. Pour étudier les états excités au-dessus des seuils d'émission neutron, le détecteur de particules chargées MUST2 permettra, en coïncidence avec VAMOS, la détermination du spectre en énergie d'excitation par la reconstruction de la cinématique de la réaction. .

### V.1.2 Etude des potentiels d'interaction de $^8\text{He}$ avec cible

A la suite des réactions menées sur cible de protons, nous voulons désormais obtenir le potentiel d'interaction sur des cibles plus lourdes ( $^{12}\text{C}$  et  $^{208}\text{Pb}$ ) à 4 et 15 A.MeV, dans le but de progresser dans notre connaissance des excitations sur cibles des densités de protons et de neutrons de  $^8\text{He}$  et d'évaluer le potentiel d'interaction total et les variations du PCV en fonction de la cible et de l'énergie.

$^8\text{He}$  ne possédant aucun état excité lié, la force de transition de sa densité de protons entre l'état fondamental  $0^+$  et son premier état excité  $2^+$  n'est pas accessible par les méthodes usuelles d'excitation coulombienne à très basse énergie. Ces méthodes consistent à faire réagir le noyau sur une cible de numéro atomique  $Z$  élevé, comme le plomb, et à mesurer par spectrométrie gamma la transition

associée à la désexcitation du  $2^+$  vers le  $0^+$ . Les deux types de cibles de  $^{12}\text{C}$  et de  $^{208}\text{Pb}$  permettent d'exciter virtuellement des modes distincts (E2/E1) dans l' $^8\text{He}$  auxquels on est sensible sur les observables de sections efficaces élastiques. L'influence cruciale du PCV sur le potentiel d'interaction élastique, conduisant à des modifications de la diffraction de Fresnel standard a été montrée dans l'analyse des données de diffusion élastique  $^{16}\text{O}+^{184}\text{W}$  mesurées à 90 MeV [Lov77]. Les données sont alors reproduites en prenant en compte un potentiel de polarisation (notre PCV) simulant l'influence de l'excitation coulombienne pendant la réaction.

Via le potentiel d'interaction global nécessaire pour reproduire les données, on déduit le PCV pour  $^8\text{He}+^{208}\text{Pb}$ , et indirectement cela donne accès comme dans [Lov77] à l'excitation coulombienne. Il faudra confronter l'analyse à celle de la diffusion sur  $^{12}\text{C}$  pour laquelle les excitations nucléaires virtuelles dominent. Les seules données existantes sur cible lourde sont des diffusions élastiques quasi-élastiques de l' $^8\text{He}$  sur carbone [Tos97].

Nos études précédentes sur les réactions de diffusions élastique et inélastique de l' $^8\text{He}$  sur proton ont montré que l'influence des réactions de transfert devait être prise en compte explicitement dans une analyse en voies couplées des réactions. Dans les calculs, pour évaluer le PCV, on prendra en compte, en voies couplées, non seulement la voie élastique et les excitations virtuelles, mais aussi les réactions de transfert d'un et deux neutrons sur cible, modélisées à partir de notre connaissance des facteurs spectroscopiques de l' $^8\text{He}$  obtenus par l'analyse des réactions  $^8\text{He}(p,p')$ ,  $(p,d)$ ,  $(p,t)$  à 15.7 A.MeV. Ces travaux seront menés en collaboration avec les théoriciens spécialistes du formalisme en voies couplées avec discrétisation du continuum (calculs CDCC), comme N. Keeley, et avec R. Mackintosh, pour extraire le potentiel d'interaction. L'évaluation sera complétée par la suite par la détermination du potentiel  $^8\text{He}$  sur deuton à 15.7 A.MeV et  $^8\text{He}$  sur proton à 4 MeV/nucléon.

En 2005 j'ai proposé le sujet de thèse sur ce thème : *Excitations du noyau exotique d' $^8\text{He}$  et évaluation des potentiels d'interaction avec cible par réactions directes  $^8\text{He}$  sur proton, deuton,  $^{12}\text{C}$  et  $^{208}\text{Pb}$  aux énergies SPIRAL*. Xavier Mougeot est l'étudiant qui commencera en octobre 2005 sa thèse sur ce sujet.

Les expériences seront effectuées au GANIL, avec le faisceau radioactif d' $^8\text{He}$  produit par SPIRAL.

Les prises de données  $^8\text{He}(p,p')$   $(p,d)$  et  $(p,t)$  à 4 MeV/nucléon sont programmées pour le premier semestre 2006 dans le cadre de l'expérience  $^8\text{He}(p,\alpha)$  de la collaboration MUST2 (porte-parole P. Roussel-Chomaz).

La détection du produit élastique d' $^8\text{He}$  sera réalisée aux angles avant par MUST (MUST2) monté en deux blocs de modules situés de part et d'autre de l'axe faisceau, et sera complétée par le spectromètre VAMOS pour la mesure aux petits angles de l' $^8\text{He}$  diffusé. Les détecteurs de faisceau CATS compléteront ce dispositif.

Cette thèse apportera une évaluation approfondie des potentiels d'interaction d'un noyau exotique sur cibles de proton, deuton,  $^{12}\text{C}$  et  $^{208}\text{Pb}$ . Cette évaluation fournira des critères (influence des couplages aux transferts, aux états excités, évolution du potentiel en fonction du numéro atomique de la cible) pour modéliser les potentiels d'interaction d'un noyau faiblement lié sur cible.

Si nous revenons au problème de la modélisation de la fusion, on a vu qu'à l'heure actuelle la fusion est souvent mal interprétée, parce que la voie d'entrée est mal traitée. Or la mesure de l'élastique conduit, quand elle est analysée en voies couplées avec les réactions inélastiques et de transfert, à la connaissance des couplages projectile-cible, et du potentiel d'interaction complet, incluant le PCV. Si nous voulons prédire par exemple la fusion  $^8\text{He}+^{238}\text{U}$ , nos évaluations de potentiel de l' $^8\text{He}$  sur cible de  $^{12}\text{C}$  et  $^{208}\text{Pb}$  seront précieuses.

Suivant la méthode expliquée dans III.4.4, on mixera l'ensemble des ingrédients suivants dans le cadre des réactions en voies couplées pour obtenir les sections efficaces de fusion :

- le potentiel  $^8\text{He}+^{238}\text{U}$  calculé par double convolution,
- les prescriptions obtenues auparavant pour reproduire l'élastique  $^{12}\text{C}$  et  $^{208}\text{Pb}$  en générant le PCV en voies couplées (comme les couplages aux transfert ou l'excitation de l' $^8\text{He}$ ),
- le couplage aux excitations de l' $^{238}\text{U}$ .

### V.1.3 Etude des états excités non liés de l' $^{24}\text{O}$

A court terme, avec les faisceaux disponibles au GANIL, dans le cadre de la collaboration MUST2, j'envisage une expérience de spectroscopie de l' $^{24}\text{O}$ . Il s'agit de produire l' $^{24}\text{O}$  et de mesurer son spectre en énergie d'excitation par la réaction de transfert  $^{23}\text{O}(d,p)^{24}\text{O}$  sur une cible de deutons. Le proton de recul est mesuré par un ensemble de détecteurs MUST2 en coïncidence avec le partenaire lourd détecté au plan focal du spectromètre SPEG. La Fig.V.4 présente le dispositif expérimental et les cinématiques du proton de recul dans MUST2 et des éjectiles lourds ( $^{24}\text{O}_{ef}$  ou  $^{23}\text{O}$  provenant de la décroissance de l' $^{24}\text{O}$  ( $2^+$ ) non lié) produit par réaction (d,p) avec un faisceau d' $^{23}\text{O}$  produit par fragmentation à 47 MeV/nucléon. L'énergie du premier état excité  $2^+$  de l' $^{24}\text{O}$  est inconnue actuellement, mais indiquée au-dessus du seuil  $S_n$  [Stan04]. Cette mesure apportera des contraintes sur les modèles de structure nucléaire loin de la vallée de stabilité, et permettra de mieux connaître la structure en couches dans cette région très riche en neutrons, où  $N=16$  est indiqué comme nouveau nombre magique (Sec.I.2.5). Cette énergie permettra de fixer le scénario des énergies de particules individuelles pour cette région de noyaux très riches en neutrons qui occupent les couches sd.

La difficulté de cette expérience tient au temps de mesure que le comité serait prêt à nous donner pour atteindre nos objectifs et donner la position du  $2^+$ . Un faible taux de comptage est attendu de l' $^{23}\text{O}$  : on peut l'estimer entre 300 part/s

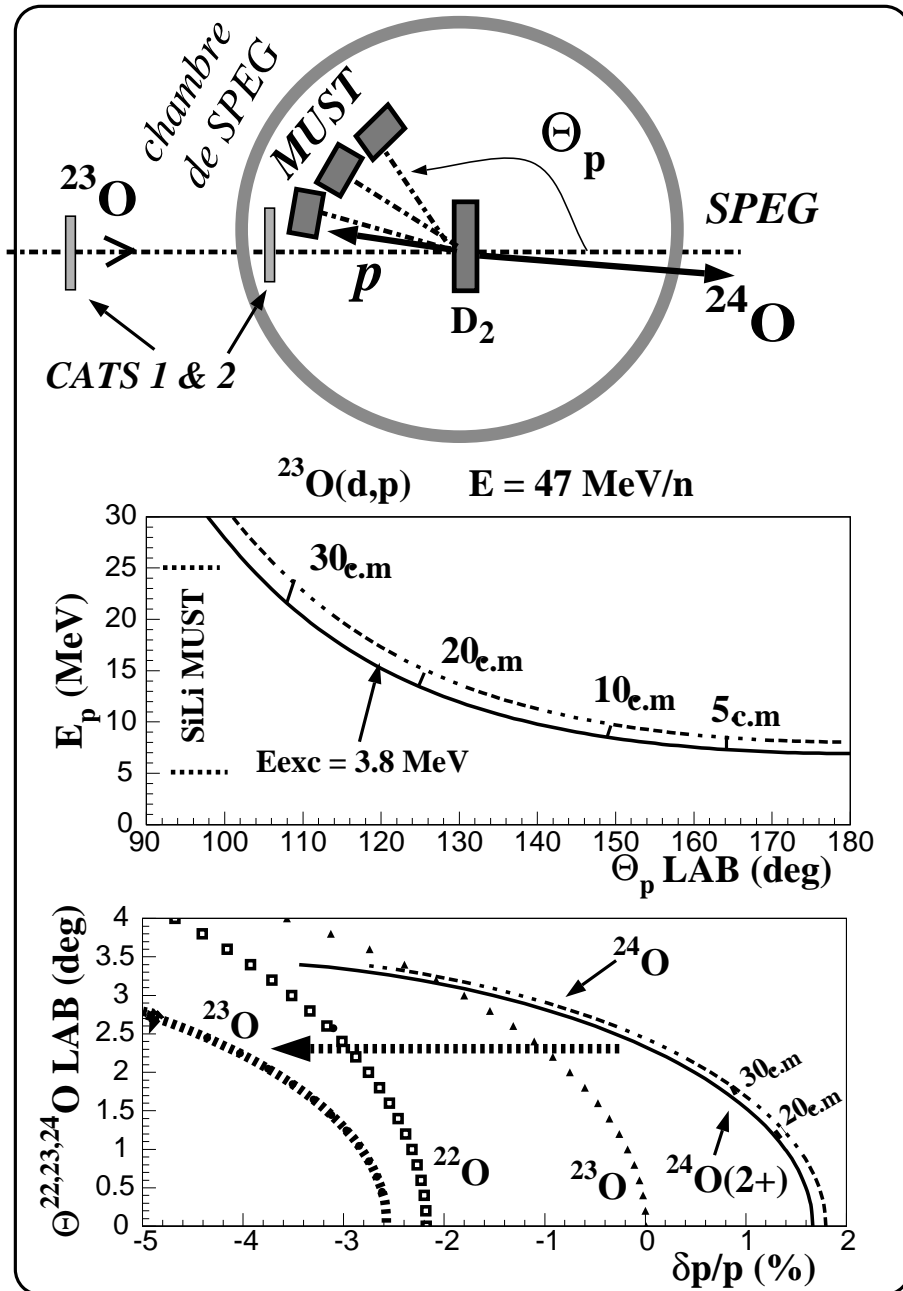


FIG. V.4 – Configuration expérimentale de l'expérience  $^{23}\text{O}(d,p)^{24}\text{O}$  dans la chambre à réaction de SPEG et cinématiques des produits de réaction.

(3 fois plus faible que le taux mesuré pour l' $^{22}\text{O}$ ) et 700 part/s, comme attendu avec le code LISE [TarLISE] de calculs des taux de production par fragmentation (avec ces calculs, il est optimisé à l'énergie de 47 MeV/nucléon, en production à partir du faisceau primaire de  $^{36}\text{S}$  envoyé à 77.5 A.MeV sur une cible de carbone épaisse de SISSI). En simulant l'expérience, et en prenant un taux de 500/s, il faudrait 34 UT pour réaliser la mesure d'un spectre en énergie d'excitation avec suffisamment de statistique dans le pic du  $2^+$ .

## V.2 Prospectives : les nouvelles générations de faisceaux

Rappelons que jusqu'à présent la limite de stabilité des noyaux riches en neutrons n'est connue que jusqu'à l'oxygène 24.

Avec les installations actuelles, les modes de production et les intensités actuellement disponibles ne permettent qu'une petite exploration des drip-lines, limitée aux noyaux légers. Il sera donc intéressant de disposer d'installations permettant d'étendre l'exploration des noyaux riches en neutrons et d'étudier les évolutions de leur structure en couches. Dans le monde entier, des accélérateurs sont en cours de développement ou prévus à long terme pour repousser les frontières des noyaux les plus riches en neutrons connus. Les projets utilisant la fragmentation sont les nouveaux GSI (Allemagne) [GSI] et Riken (Japon)[RIKEN]. Le projet européen EURISOL [EURISOL] (European Isotope Separation On-Line, Accélérateur européen d'ions radioactifs séparés en ligne) améliorera quant à lui la qualité des faisceaux produits par la méthode ISOL alors que le projet américain RIA (Rare Isotopes Accelerator) [RIA] prévoit de combiner les deux types de production, avec la méthode ISOL pour les basses énergies ( $E \leq 15$  MeV/n) et la fragmentation pour atteindre des énergies plus élevées ( $\geq 400$  MeV/n). Le projet-étape entre SPIRAL et EURISOL sera SPIRAL2, qui a reçu l'autorisation officielle de démarrage le 25 mai 2005.

### V.2.1 Au-delà des isotopes de Krypton : projet SPIRAL2

Nos derniers résultats proviennent majoritairement d'expériences qui ont été réalisées au GANIL (exploration approfondie de la structure et des résonances de basse énergie de l' $^{6,8}\text{He}$ , des isotopes d'oxygène,...).

Notre programme de travail sur ces sujets (halos, clusters, nombres magiques loin de la stabilité) ainsi que par exemple, deux des programmes de structure et spectroscopie au SPhN, la coexistence de forme (Krypton) ou les conditions de formation des noyaux superlourds, sont déjà axés sur les possibilités de faisceaux qu'offrira un nouveau projet, SPIRAL2.

Dans la communauté, le projet SPIRAL2 a été envisagé dès 2000 comme successeur de SPIRAL pour étendre vers les masses plus élevées les possibilités

de production de noyaux exotiques offertes par SPIRAL et ainsi explorer des noyaux instables riches en neutrons, au-delà des noyaux de Krypton. Le paysage qu'offrira SPIRAL2 par ce mode de production est présenté sur la figure V.5.

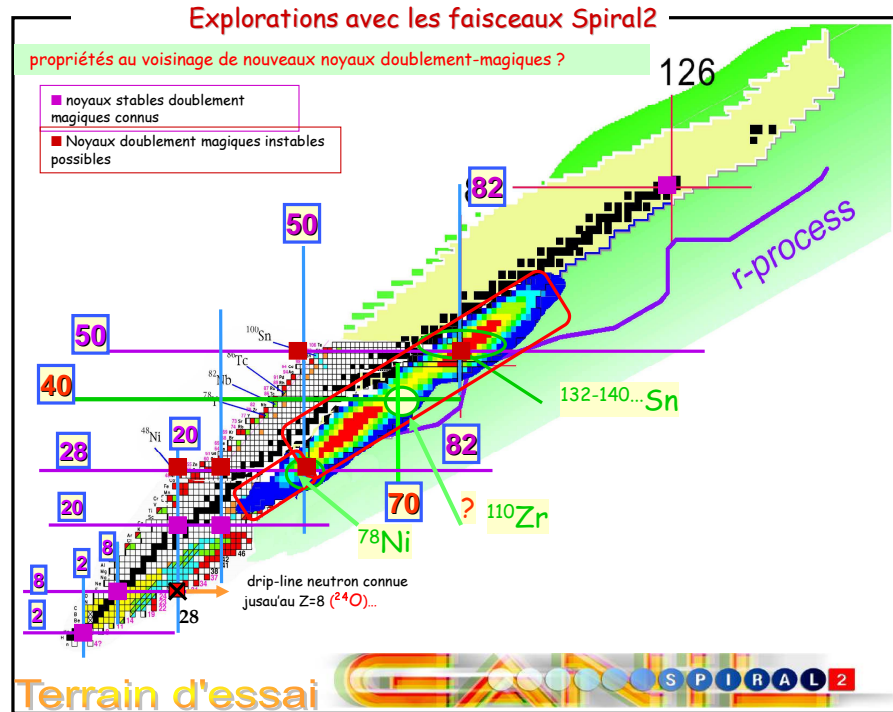


FIG. V.5 – Paysage nucléaire offert par les faisceaux produits de fission de SPIRAL2

Différentes options de production ont été envisagées pour la production des faisceaux de noyaux radioactifs riches en neutrons de SPIRAL2, de haute intensité (photofission de  $^{238}\text{U}$  induite par électrons [SP2e] ou par les neutrons d'un faisceau de deutons [SP2linag]). Finalement, ils seront produits par fission et par méthode ISOL [SP2ph2]. La fission d'une cible d'uranium sera induite par les neutrons obtenus à partir d'un faisceau de deutons envoyé sur un convertisseur en graphite. Dans les avant-projets, il était envisagé d'obtenir jusqu'à  $10^{14}$  fissions/s. Les fragments de fission de l'U donnent accès à la zone des noyaux riches en neutrons pour des masses comprises entre  $A \simeq 80$  et 160. La partie de production des faisceaux radioactifs du projet SPIRAL2 est conçue autour d'un driver multi-faisceaux pour avoir à la fois la technique ISOL et celle de production en vol à basse énergie. Un linac supraconducteur pour les ions légers/lourds avec un potentiel d'accélération d'environ 40 MV est prévu, pour accélérer des deutons de 5 mA jusqu'à 40 MeV et des ions lourds de 1 mA jusqu'à 14.5 MeV/n. Il sera utilisé pour bombarder aussi bien des cibles minces ou épaisses. Ces faisceaux pourront alors être utilisés pour la production de faisceaux radio-



actifs intenses par divers mécanismes de réaction (fusion, fission, transfert, etc.). Ainsi, les faisceaux de noyaux déficitaires en neutrons pourront être produits par des réactions de fusion-évaporation.

La post accélération de faisceaux radioactifs dans SPIRAL2 devrait être assurée par le cyclotron existant CIME, qui est bien adapté pour la séparation et l'accélération des ions dans la gamme d'énergie allant de 3 à 10 MeV/n pour des masses de  $A \simeq 100-150$ . Les faisceaux SPIRAL2, avant et après accélération, pourront être envoyés dans les aires expérimentales existantes du GANIL. Un aspect important du projet est la possibilité de délivrer jusqu'à 5 faisceaux en parallèle. Une description technique est donnée dans le rapport de l'avant-projet détaillé [APD].

## V.2.2 Contexte international des futurs accélérateurs de faisceaux

---

*« far far away ... to the drip-line »*

---

Nous avons SPIRAL pour les faisceaux radioactifs légers ( ${}^6,8\text{He}$ , Néons, Ar et Kr, essentiellement des éléments gazeux). Ces faisceaux sont de basse énergie (quelques MeV/n). Ils sont complétés par les faisceaux GANIL obtenus par la fragmentation, ce processus peut fournir des noyaux déficitaires ou riches en neutrons à des énergies de quelques dizaines de MeV/n.

Le projet GSI offrira des faisceaux radioactifs de haute intensité à haute énergie (centaines de MeV/n). Il sera complémentaire de SPIRAL2 en termes de domaines de physique abordés. De plus, le développement et la réalisation sont prévus dans le meilleur des cas pour 2012. L'accomplissement de SPIRAL2, si on démarre vite, arrivera donc plus tôt que le futur GSI. A partir de 2010, SPIRAL2 pourra délivrer les premiers faisceaux et offrir un nouveau domaine de physique. Aux Etats-Unis, le projet RIA qui se propose de développer des faisceaux radioactifs très loin de la vallée de stabilité, très riches en neutrons, prévoit le démarrage au-delà de 2016. Deux parties sont envisagées : une production de faisceaux type ISOL de basse énergie autour de 15 MeV/n et des faisceaux produits par fragmentation autour de 400 MeV/n.

Pour mener à bien les objectifs de physique nucléaire que se fixe la communauté pour les vingt ans à venir, on voit donc que les développements de faisceaux radioactifs nécessitent deux gammes en énergie de faisceaux très riches en neutrons. Schématiquement, cela correspond à deux types d'expériences, d'une part les transferts à basse énergie, et d'autre part les réactions de cassure à haute énergie et le knock-out. Au niveau européen, le futur se présente en deux volets avec les projets complémentaires SPIRAL2 (en 2010+x) et GSI (2012).

Actuellement les projets ont pour but de fournir des faisceaux de grande intensité à basse énergie ( $E < 20$  MeV/n) (ISOL+réaccélération SPIRAL, RIA de basse énergie ...) ou de très haute énergie (200-2000 MeV/n, comme à GSI -R3B ., ..). Mais qu'en est-il de la zone 50 à 150 MeV/n pour les noyaux de masse et Z inférieurs à ceux du  $^{86}\text{Kr}$ ? On souhaiterait mener aussi des mesures de réactions directes, élastiques, inélastiques, transferts, et d'autres groupes recherchent des données en sections efficaces de réaction  $\sigma_R$ , de cassure du noyau, suppression d'un neutron, échange de charge (p,n). Or, explorer aussi la zone 20-150 MeV/n à haute intensité avec de larges excursions en isospin est nécessaire. Des réflexions préliminaires sont donc également engagées dans la communauté pour concevoir le futur accélérateur européen de faisceaux radioactifs de haute intensité. Il s'agit du projet EURISOL, indispensable pour aller encore plus loin et atteindre les limites de stabilité des noyaux riches en neutrons. Il devrait délivrer ses premiers faisceaux vers 2016-2020.

L'avantage du développement intermédiaire de SPIRAL2 est que les moyens humains mis en jeu, les techniques et l'expertise développées pour ce projet serviront au développement d'EURISOL. Les équipes impliquées dans SPIRAL2 (cible, cryogénie, accélérateur, radioprotection) seront prêtes pour le démarrage d'EURISOL (2016+x). C'est un complément naturel pour une région de masses plus étendues que les faisceaux actuels de SPIRAL. Cela permettra de poursuivre le travail sur la recherche des nouveaux nombres magiques loin de la stabilité et d'explorer des formes inhabituelles dans les noyaux (peau de neutrons, agrégats de particules  $\alpha$ , ...). Ces noyaux sont déterminants pour augmenter nos connaissances des interactions effectives Nucléon-Nucléon et leur dépendance en fonction du degré de liberté de l'isospin. Cette physique nécessite SPIRAL2 qui peut être opérationnel bien avant le projet GSI en Allemagne et le projet RIA aux Etats-Unis. Non seulement le projet SPIRAL2 pourra arriver avant les autres projets sur la scène internationale mais de plus il pourrait constituer une bonne préparation pour développer *au GANIL* le projet de future génération EURISOL. Avec le développement de plusieurs techniques de production, les différentes machines européennes assureront des intensités suffisantes dans toutes les zones de la table, et avec des énergies assez variées pour autoriser les études évoquées en annexe B.2.

## V.3 Futur programme expérimental de réactions directes

### V.3.1 Programme avec les faisceaux SPIRAL2

Pour les noyaux de masse intermédiaire, situés loin de la vallée de stabilité il est prédit que les écarts en énergie soient affaiblis pour les régions autour de  $Z=28$ ,  $N$ ,  $Z=50$ , et  $N=82$ . De nouveaux sauts en énergie devraient apparaître

dans la région des noyaux proches de la drip-line neutrons autour des nombres correspondant à ceux de l'oscillateur harmonique :  $N, Z=40, 70$  (Sec.I.2.5). Les réactions de transfert permettent de sonder la structure en couches à une particule des noyaux. SPIRAL2 fournira des faisceaux riches en neutrons dans le voisinage du noyau doublement magique  $^{132}\text{Sn}$ . Un autre noyau doublement magique, avec les nombres magiques usuels est attendu également dans le domaine riche en neutrons : le  $^{78}\text{Ni}$  (Fig. V.6). SPIRAL2 pourra donner des indications sur le chemin qui y mène, en fournissant des isotopes de nickel riches en neutrons autour du  $^{68}\text{Ni}$ . Les réactions de transfert d'un ou deux nucléons sur ces noyaux seront possibles aux énergies de SPIRAL2. Les accélérateurs comme EURISOL compléteront cette chaîne vers la drip-line.

Les noyaux de krypton les plus riches en neutrons produits par SPIRAL sont les  $^{79,81}\text{Kr}$ . Avec SPIRAL2 on pourra atteindre les Kr riches en neutrons ( $^{96-106}\text{Kr}$ ) et ainsi explorer les variations de forme de ces isotopes et l'évolution des  $M_n$ . la valeur des  $M_p$  sera fournie par un programme conjoint en excitation coulombienne (Coulx) réalisé par exemple par nos collègues du groupe de spectroscopie gamma du SPhN. Comme on le voit sur la figure V.6, la position de la drip-line, – on l'a noté auparavant dans les cas des noyaux Sn – est très incertaine. De plus, la tendance des énergies  $S_{2n}$  et  $S_{1n}$  montre que l'on aura probablement, pour les isotopes les plus riches en neutrons, peu d'états excités liés. C'est un phénomène général : lorsqu'on approche la drip-line, les noyaux riches en neutrons sont plus faiblement liés et on s'attend à ce qu'ils ne possèdent plus que peu ou pas d'états excités liés : ainsi les noyaux connus à la drip-line,  $^8\text{He}$ , le  $^{24}\text{O}$ , qui ont respectivement des seuils  $S_n$  de 2.5 MeV et de 3.7 MeV n'ont aucun état excité lié. On devra recourir aux mêmes techniques que pour l'étude du  $2^+$  de  $^8\text{He}$  en employant obligatoirement la technique de spectroscopie de particules chargées pour signer les états.

J'ai examiné la faisabilité (cinématique, prévisions des sections efficaces, efficacité de détection) des expériences (d,p) avec des produits de fission très exotiques, Ni, Kr riches en neutrons et  $^{132-140}\text{Sn}$  de SPIRAL2, au voisinage du noyau attendu comme doublement magique :  $^{132}\text{Sn}$ . Les faisceaux délivrés par le cyclotron CIME auront une énergie de quelques MeV/n. L'intensité minimale requise est approximativement de  $10^{4-5}$  part/s d'un faisceau pur ( $\sim 90\%$ ).

Une expérience typique consistera à étudier les états de basse énergie des isotopes d'Étain riches en neutrons ( $^{132-136}\text{Sn}$ ) par réaction (d,p), en mesurant le proton dans MUST2. Dans le cas où le noyau produit est un impair, pour lequel la densité de niveaux est plus élevée, il sera nécessaire de séparer les états excités liés par la mesure en coïncidence des raies gamma avec un spectromètre de haute résolution comme EXOGAM. La figure V.7 montre un schéma du dispositif expérimental employé pour mesurer les réactions directes sur cible de deutons, et les cinématiques des particules légères détectées dans MUST2. Pour  $^{135}\text{Sn}$ , le seuil de séparation neutron est évalué à 2 MeV[AME03]. Son étude spectroscopique,

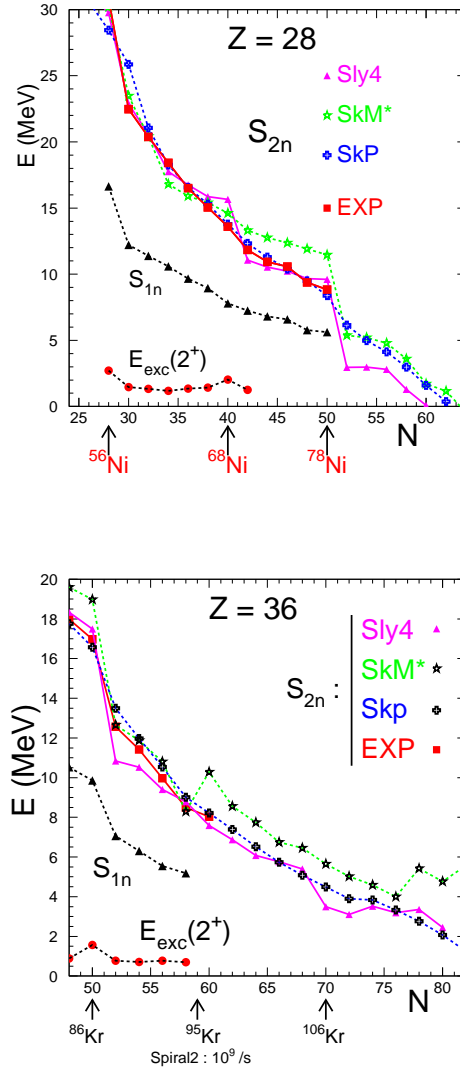


FIG. V.6 – Energies de séparation à deux-neutrons calculées en fonction du nombre de neutrons  $N$  pour les isotopes pairs de nickel ( $Z=28$ ) et de krypton ( $Z=36$ ). Les calculs ont été réalisés avec le modèle HFB en utilisant trois types d'interactions effectives  $NN$  (Sly4, SkM\*, SkP). Pour comparaison, dans le cas des Kr, les variations des énergies expérimentales de séparation d'un  $S_{1n}$  et deux neutrons  $S_{2n}$  et d'excitation du premier état  $2^+$  [ $E_{exc}(2^+)$ ] sont tracées. Selon l'interaction effective, la localisation de la drip-line peut varier de quelques unités en nombre de neutrons. Les prédictions théoriques sont détaillées dans [StoD03]. La tendance de la courbe des  $2^+$ , comparée aux valeurs de  $S_{2n}$  attendues, montre que les états excités des isotopes de Kr proches de la drip-line, seront probablement non liés.

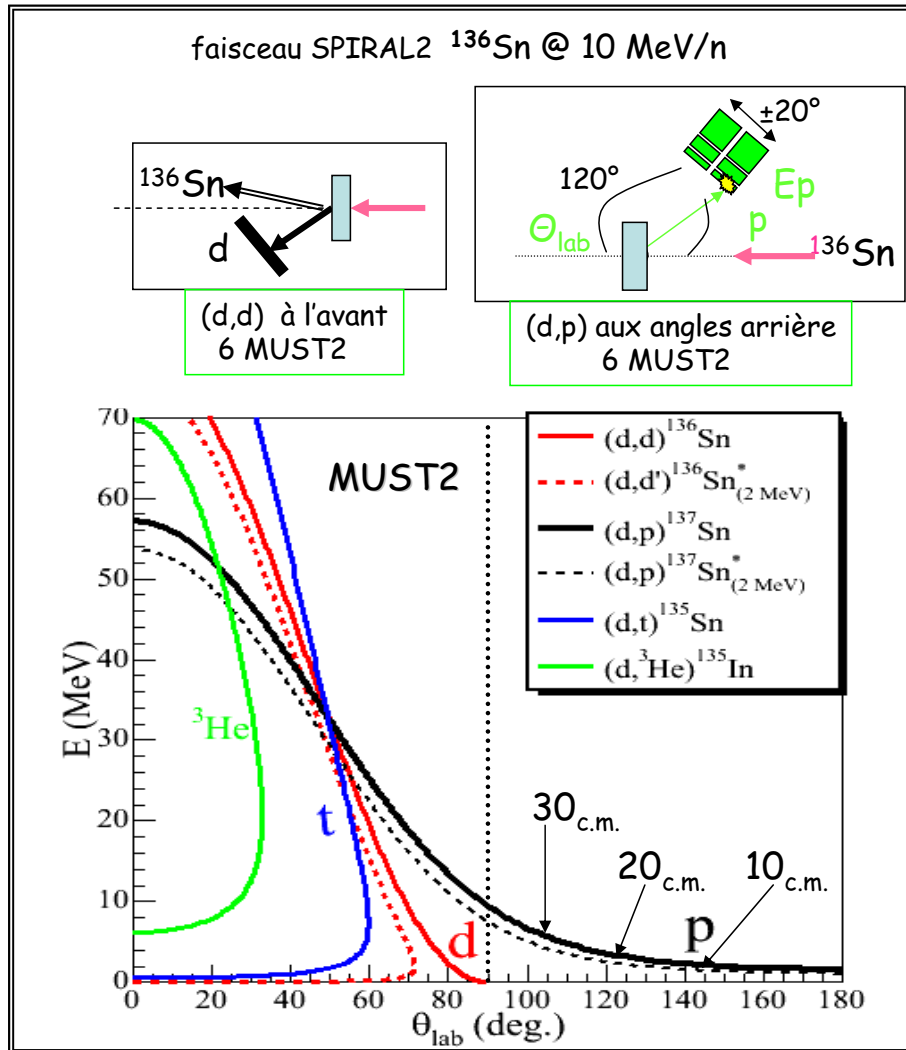


FIG. V.7 – Cinématique de la réaction  $^{136}\text{Sn}(d,p)^{137}\text{Sn}$  vers l'état fondamental du  $^{137}\text{Sn}$  (ligne noire pleine) et vers un état excité hypothétique à 2 MeV (ligne noire pointillée).

pour les niveaux situés au-dessus du seuil, ne pourra alors s'effectuer que par une réaction directe du type (p,p') ou  $^{134}(d,p)$  où le partenaire léger de recul sera détecté pour reconstruire le spectre en énergie d'excitation, par masse manquante.

Il faut souligner que, même si des faisceaux de Sn riches en neutrons sont ou seront disponibles auprès d'autres machines, comme le dispositif de faisceaux radioactifs HRIBF à Oak Ridge, les études spécifiques des états non liés ne seront possibles qu'avec les intensités prévues pour SPIRAL2, et avec un dispositif tel que MUST2.

Les énergies des faisceaux délivrés par CIME (par exemple. 4.9 MeV/n pour le  $^{132}\text{Sn}$  dans son état de charge le plus probable) ne seront suffisantes que pour un nombre limité de réactions de transfert (d,p) et (d,t). Elles autoriseront seulement une petite fenêtre en moment angulaire. Au prix d'une baisse d'intensité d'un facteur 10 environ, cette énergie devrait être approximativement doublée.

- $Q/A = 1/6$

La réalisation des réactions à moment angulaire transféré plus élevé nécessite le développement de faisceaux post-accélérés (avec des énergies autour de 15 MeV/n). Cela signifie que l'on souhaiterait que la machine puisse accélérer des noyaux lourds avec l'état de charge le plus élevé possible. Actuellement l'option retenue est celle de l'accélération des noyaux  $Q/A=1/3$ . Techniquement, la possibilité  $Q/A=1/6$  a été envisagée [voir l'APD de SPIRAL2], et le linac (linear accelerator), bien qu'optimisé également pour les  $1/3$ , peut également accélérer les  $Q/A=1/6$ . L'option est faisable, moyennant des cavités haute-fréquence adaptées à l'accélération des états de charge plus élevés et l'espace pour l'injection d'une ligne  $1/6$  entre la RFQ (radio frequency quadrupole) et le linac <sup>2</sup>.

### V.3.2 Etude systématique des excitations le long des chaînes isotopiques

Ma réflexion sur le programme expérimental se place aussi dans le cadre de faisceaux de plus haute énergie (centaines de MeV/n) délivrés par les futurs accélérateurs. Ces faisceaux permettront d'explorer par réactions (p,p') les facteurs de forme de noyaux très exotiques, en menant des études systématiques le long des chaînes isotopiques, d'une drip-line à l'autre. Avec les informations d'excitation coulombienne (Coulx) fournies par les faisceaux de basse énergie (SPIRAL2) on disposera de l'excitation des protons dans les noyaux exotiques. Il s'agira ensuite de déterminer l'évolution des excitations nucléaires à large isospin en réalisant des études systématiques de diffusions (p,p'). Les faisceaux EURISOL nous permettront d'atteindre les noyaux à la drip-line neutron pour des chaînes isotopiques qui sont au-delà du champ d'exploration des accélérateurs tels que

---

<sup>2</sup>...Discussions avec R. Duperrier, DAPNIA/SACM, sur le projet SPIRAL2. Selon ses études, une RFQ  $1/6$  aurait une transmission correcte pour les ions lourds (> 80 %), et produirait toujours une très bonne dynamique pour les deutons (~ 100 %), avec de bonnes émittances.

GANIL, SPIRAL1 et 2 et les machines mondiales actuelles. Par exemple, une série d'expériences-clés avec EURISOL consisterait à réaliser des mesures précises du  $(p,p')$  et de Coulex pour extraire les informations sur les densités de transition de protons et de neutrons de noyaux très riches en neutrons, comme le  $^{24}\text{O}$  à la drip-line, et les prochains noyaux proches ou à la la drip-line qui seront révélés dans les prochaines années. Toutes ces expériences ne peuvent être réalisées actuellement car les faisceaux de  $^{24}\text{O}$  ont des intensités de quelques coups par seconde, insuffisantes pour réaliser une spectroscopie par réaction directe en un temps raisonnable. Les noyaux de Ne ( $^{28-38}\text{Ne}$ ), Mg ( $^{32-40}\text{Mg}$ ), Ca ( $^{50-60}\text{Ca}$ ) sont susceptibles de présenter des extensions de leur densité de neutrons pouvant conduire à des halos (comme dans le  $^{38}\text{Ne}$  s'il est lié) ou des peaux. Avec des faisceaux intenses de ces noyaux, on pourrait mener des études similaires à celle effectuée sur le  $^{10}\text{C}$ , qui a conduit à la paramétrisation d'un profil des densités de l'état fondamental et de transition pour les protons et les neutrons, avec des caractéristiques extraites de l'analyse du  $(p,p')$  et de la valeur connue du  $B(E2)$  de la transition. On pourrait alors déterminer l'évolution des facteurs  $M_n$  et  $M_p$  le long de chaînes complètes et indiquer les changements de structure en approchant de la drip-line.

Avec la prochaine génération de faisceaux, nous pourrions poursuivre les études le long des chaînes isotopiques de Soufre et d'Argon, qui ont été évoquées au chapitre IV, et nous atteindrons les isotones  $N=28$   $^{44}\text{S}$  et  $^{46}\text{Ar}$ . On complètera autour de  $N=28$  l'exploration des excitations des neutrons, et on pourra ainsi indiquer si  $N=28$  est associé à un surcroît de stabilité en neutrons (augmentation de  $E_{exc}(2^+)$  à  $N=28$ , minimum de  $M_n$  à  $N=28$ ) et donc s'il agit ou non d'un nombre magique en neutrons.

Avec EURISOL, il sera aussi possible d'explorer la structure en couches et les sauts d'énergie du modèle en couches autour du  $^{78}\text{Ni}$ , attendu comme nouveau noyau doublement magique.

### V.3.3 Etude d'états excités non liés de noyaux faiblement liés

Avec la détection MUST2 qui permet l'identification des particules légères de basse énergie on peut reconstituer le spectre en énergie d'excitation de noyaux faiblement liés ou non liés. Les figures V.8-V.9 donnent l'exemple des cinématiques de la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')$  à 25 MeV/n : on détectera l'éjectile lourd,  $^{24}\text{O}$ , pour l'élastique  $(p,p)$ , ou bien dans le cas de la diffusion inélastique l' $^{23}\text{O}$  produit par la décroissance de l' $^{24}\text{O}$  excité. La mesure de l'énergie et de la position du proton en coïncidence conduira à la reconstitution de la cinématique de la réaction  $(p,p')$  ce qui déterminera la position des états non liés dans le spectre en énergie d'excitation.

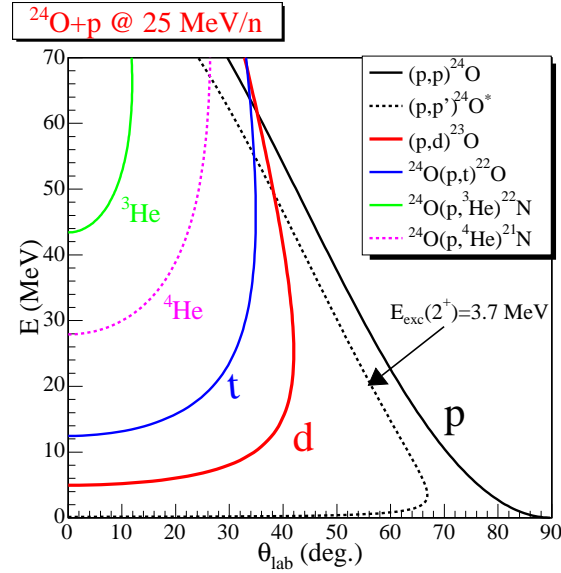


FIG. V.8 – Cinématique des particules légères produites dans les réactions  $^{24}\text{O} + \text{p}$  à 25 MeV/n.

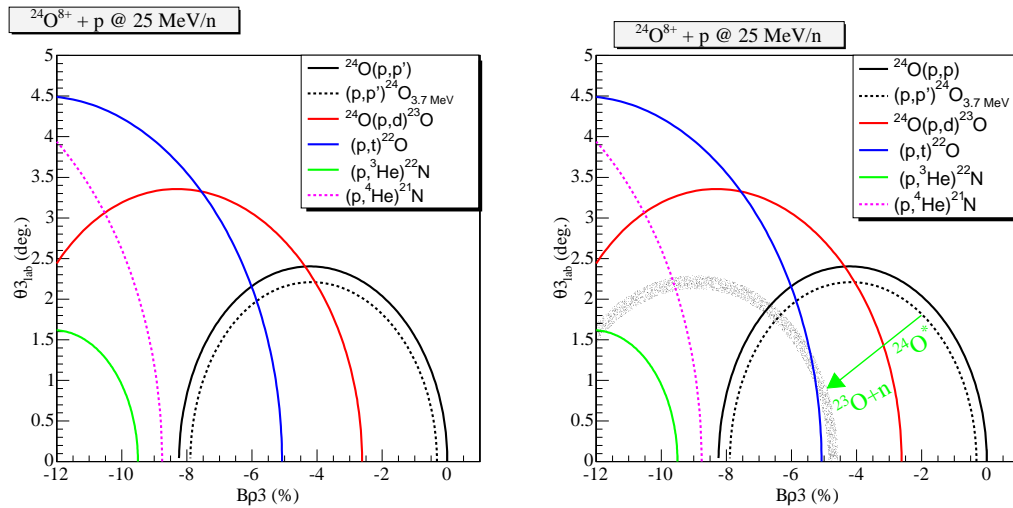


FIG. V.9 – Cinématique des éjectiles lourds émis dans les réactions  $^{24}\text{O} + \text{p}$  à 25 MeV/n. À gauche on donne la trace fictive de l' $^{24}\text{O}$  excité dans la réaction  $^{24}\text{O}(p,p')^{24}\text{O}(2^+)$ , à droite l' $^{23}\text{O}$  issu de la décroissance de l' $^{24}\text{O}(2^+)$  excité par la réaction  $(p,p')$ .



### V.3.4 Exploration de la matière non liée par réactions de transfert

La surface des étoiles à neutrons pourrait être assimilée à de la matière nucléaire neutronique de faible densité. Avec les noyaux à grand excès de neutrons, comme  ${}^8\text{He}$ ,  $N/Z = 3$  puis  ${}^{10}\text{He}$ , et par la suite avec l'exploration des gouttes de neutrons, nous disposons d'un laboratoire d'étude du comportement de portions de matière riche en neutrons, de faible densité. Avec ces noyaux, nous avons nos étoiles à neutrons!

#### Etude d'états résonants ${}^{5,7}\text{H}$

Des états non liés de la matière nucléaire dans les isotopes d'Hydrogène et d'Hélium très riches en neutrons, ainsi  ${}^5\text{H}$  ( $N/Z=4$ )  ${}^7\text{H}$  ( $N/Z=6$ ), et  ${}^{10}\text{He}$  ( $N/Z=4$ ), ou bien des clusters de plusieurs neutrons sont recherchés à partir de réactions de transfert spécifiques. Les caractéristiques des résonances ainsi produites renseignent sur les corrélations à plusieurs nucléons dans les systèmes nucléaires riches en neutrons. Ces études sur les isotopes non liés d'H et He font suite aux expériences sur  ${}^5\text{H}$  menées auprès de l'accélérateur de Dubna [Gol03, Gol04],  ${}^7\text{He}$  à Louvain-La-Neuve,  ${}^9\text{He}$  au GANIL auxquelles j'ai participé. Elles compléteront l'ensemble des données qui ont été collectées sur la spectroscopie des noyaux exotiques légers, faiblement liés ( ${}^{6,8}\text{He}$ ) ou non liés ( ${}^{5,7}\text{H}$ ,  ${}^{7,9}\text{He}$ ), à Riken (travaux de A. Korshennikov et collaborateurs), ou à Dubna au FLNR. La comparaison des positions et largeurs des résonances mesurées avec les valeurs prédites par les théories microscopiques permettent d'explorer les interactions dans la matière nucléaire très riche en neutrons, de tester la validité des termes dépendant de l'isospin, de contraindre les forces nucléaires et de confronter ces théories aux modèles à plusieurs corps. Les noyaux non liés très riches en neutrons représentent un terrain idéal pour mener ces tests. Le petit nombre de nucléons des isotopes d'H et d'He offre la possibilité de mener des calculs sophistiqués avec les interactions dites réalistes (Chapitre I.1.4) limitées actuellement pour leur zone d'application aux noyaux de nombre de masse  $A$  inférieur à 10. MUST1 et 2 sont de bons outils pour mener la spectroscopie des états non liés, en détectant dans le processus de production de l'état non lié, la particule légère. J'ai examiné la possibilité de produire et d'étudier le noyau non lié d' ${}^7\text{H}$  par des techniques similaires à celles employées pour  ${}^5\text{H}$  et  ${}^7\text{He}$ . La recherche d'états résonants dans  ${}^7\text{H}$  peut être menée par la réaction  ${}^7\text{Li}({}^8\text{He}, 2\alpha){}^7\text{H}$  en mesurant en coïncidence les deux  $\alpha$  produits avec le triton provenant de la désexcitation de  ${}^7\text{H}$ . A la suite de ce travail, j'ai déposé une lettre d'intention pour l'expérience sur  ${}^7\text{H}$  avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$  au nom de la collaboration MUST2, étendue aux physiciens du groupe de structure de Dubna. Une expérience de la collaboration MUST2, prévue en 2006, concerne la recherche de résonances d' ${}^5\text{H}$  par transfert  ${}^8\text{He}(p, \alpha){}^5\text{H}$ .

Nous pourrions aussi travailler sur une cible de tritium pour transférer deux neutrons et étudier par exemple des noyaux très riches en neutrons non liés comme avec  ${}^8\text{He}(t,p){}^{10}\text{He}$  ou à la drip-line  ${}^{22}\text{O}(t,p){}^{24}\text{O}$ .

### Goutte de neutrons

Une question en suspens en physique nucléaire, depuis de nombreuses années, est de savoir si plusieurs neutrons peuvent former un système lié. On sait que le dineutron est non lié, et la majeure partie des résultats et calculs suggèrent que les multineutrons sont non liés [Til92, Til02]. Récemment des indications expérimentales ont suggéré l'existence du quadrineutron. Lors d'une expérience de cassure du noyau de  ${}^{14}\text{Be}$ , des neutrons ont été détectés dans des détecteurs scintillateurs en coïncidence avec les fragments de  ${}^{10}\text{Be}$ . Les corrélations de l'énergie déposée par les neutrons en fonction de celle déduite par les mesures de temps de vol ont donné six événements dont les caractéristiques sont compatibles avec un état lié de quadrineutron [Marq04].

Théoriquement, que peut-on en penser? Pieper considère le quadrineutron comme très peu probable au regard des modifications que cela impliquerait sur notre connaissance actuelle des interactions [Pie03]. Il montre que la force AV18 + IL2 ne lie pas le 4n, et qu'avec les modèles actuels d'hamiltonien et des modifications raisonnables de termes de l'interaction (modifications du potentiel  $NN$   ${}^1S_0$ , ajouts de termes T=3/2 et T=2 dans le potentiel  $NNN$ ) on ne peut pas lier simultanément 4 neutrons et reproduire l'énergie de liaison de  ${}^{14}\text{He}$ . Dans l'article de Pieper et al. [Pie01], l'existence de gouttes de neutrons à 7 (heptaneutron  ${}^7n$ ) ou 8 (octoneutron  ${}^8n$ ) neutrons était jugée possible, en plongeant le multineutron dans un puits externe Woods-Saxon.

Cette discussion est valide... au regard de ce modèle d'interactions réalistes.

Qu'en est-il dans le cadre des autres approches? Les effets d'appariement observés vers la drip-line neutrons suggèrent que les systèmes  ${}^{4,6,8}n$  pourraient développer des états liés [Cie99] moyennant des modifications de la forme de l'interaction nucléaire usuelle. Ces modifications n'affectent pas la description des états fondamentaux des noyaux liés dans la région : ainsi la forme adoptée pour l'interaction peut subir des changements sans que cela affecte profondément la description des états fondamentaux des noyaux de  ${}^3\text{H}$  et  ${}^{3,4}\text{He}$  [Cie99].

En réalité, comme on l'a souligné au chapitre I.1.1, la marge de manœuvre sur l'interaction  $NN$  est encore assez large : d'une part, dans les interactions  $NN$ , l'interaction neutron-neutron n'est pas bien déterminée; d'autre part, les calculs *ab initio* cumulent ce problème de méconnaissance de l'interaction neutron-neutron,  $nn$ , à la complexité et aux incertitudes sur les interactions à plusieurs corps. Au niveau du  $nn$ , on sait que le dineutron est non lié, et la longueur de diffusion  $a_{nn}$  a été extraite de diverses mesures  $n + d$ ; récemment cette mesure a été discutée [Huh00].

Au niveau théorique, tout le problème est de parvenir à lier des multineutrons sans lier le dineutron. Il faut alors éviter de toucher aux ondes-S  $nn$ , et les théoriciens se tournent alors vers les ondes P  $nn$ . Les états de diffusion à 3 et 4 nucléons ont été explorés [Laz05, Cie98]. Les modèles d'interactions  $NN$  réalistes excluent la possibilité d'une signature expérimentale d'une résonance  ${}^3n$  [Laz05]. L'existence d'une résonance de quadrineutron est très peu supportée actuellement dans les modélisations actuelles, même si, comme le fait remarquer J. Carbonell, nous avons de grandes incertitudes sur la forme des ondes P  $NN$ .

Si l'observation du quadrineutron lié est confirmée, cela réclamera des changements importants sur notre conception des forces nucléaires.

L'intérêt de l'expérience [Marq04] réside aussi dans la méthode : on casse un noyau susceptible d'avoir une structure composée d'un cœur et d'un agrégat de plusieurs neutrons et on regarde les caractéristiques du corps formé, le "multineutrons", à partir des grandeurs cinématiques du fragment, le cœur, et des neutrons détectés en coïncidence. Le problème de l'existence d'éventuels multineutrons est donc réactualisé. On peut l'aborder en exploitant les faisceaux radioactifs exotiques qui présentent une structure en agrégats ("clusters" de multineutrons et cœur). Ainsi, on a vu que le noyau d' ${}^8\text{He}$  est souvent considéré comme une particule  $\alpha$  entourée de 4 neutrons. On peut déjà discuter le quadrineutron en connaissant la spectroscopie de l' ${}^8\text{He}$ . L' ${}^8\text{He}$  a un seuil  $S_{4n} = 3.1$  MeV et il ne décroît pas en  $\alpha + 4n$ . La stabilité en particule de  ${}^8\text{He}$  fournit donc la limite supérieure de 3.1 MeV sur l'énergie de liaison du possible quadrineutron. Si le  ${}^4n$  était lié par plus de 1 MeV, alors le seuil  $\alpha + 4n$  serait le premier seuil en particules de l' ${}^8\text{He}$ , ce qu'il n'est pas.

L'étape suivante est d'employer l' ${}^8\text{He}$  pour produire un éventuel quadrineutron, et de réaliser une mesure en masse manquante pour reconstituer le spectre en énergie d'excitation du système des 4 neutrons. Une expérience (porte-parole : IPN-Orsay) de la collaboration MUST a utilisé la réaction de transfert  ${}^8\text{He}(d, {}^6\text{Li})4n$ , en envoyant le faisceau d' ${}^8\text{He}$  à 15.4 MeV/nucléon sur une cible de  $\text{CD}_2$ . [Ric04]. Des structures à basse énergie d'excitation ont été observées, mais non confirmées lors d'une deuxième prise de données.

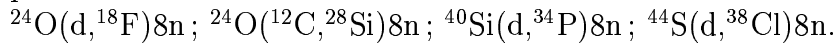
• **Exploration des réactions de production de l'octoneutron  $8n$ , ou exemple d'une brève lettre d'intention pour le projet EURISOL**

Actuellement, aucun événement d'octoneutron n'a été observé ; et aucune expérience mettant en jeu ces " $8n$ " n'a été proposée. Mais on a vu que son existence n'est pas exclue [Pie01]. Pour le produire, il faudrait effectuer une réaction de transfert de 8 neutrons, et donc aller chercher des noyaux riches en neutrons proches de la dripline. Nous utilisons ici un remplissage simplifié des couches dans le modèle en couches, qui *a priori* peut être mis en défaut loin de la vallée de stabilité. C'est une vision simpliste que l'on propose, pour discuter de façon qualitative les noyaux pouvant être utilisés pour la réaction de production du  $8n$ . Ces candidats sont les noyaux dont la sous-couche  $f_{7/2}$  est remplie (Fig. I.8).

Cette configuration semble adéquate pour le transfert car le gap entre les

couches  $f_{7/2}$  et  $d_{3/2}$  est assez élevé, ce qui favoriserait alors la perte des 8 neutrons de la couche  $f_{7/2}$ .

Voici quatre réactions (en cinématique inverse) qui seraient susceptibles de produire de l'octoneutron :



Le noyau qui signe la réaction en voie de sortie ( $^{18}\text{F}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{34}\text{P}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ) doit être identifié sans ambiguïté. Une réaction intéressante serait aussi  $^{44}\text{S}(^4\text{He}, ^{40}\text{Ar})8n$  qui permettrait d'ôter les  $8n$  d'un noyau  $^{44}\text{S}$  en le cassant sur une cible d' $\alpha$ , noyau très bien lié, et pour signer la production des  $8n$ , on détecterait en sortie le noyau d' $^{40}\text{Ar}$ .

## V.4 Evolution des techniques de détection

### V.4.1 Amélioration de la résolution en énergie : couplage avec la détection gamma

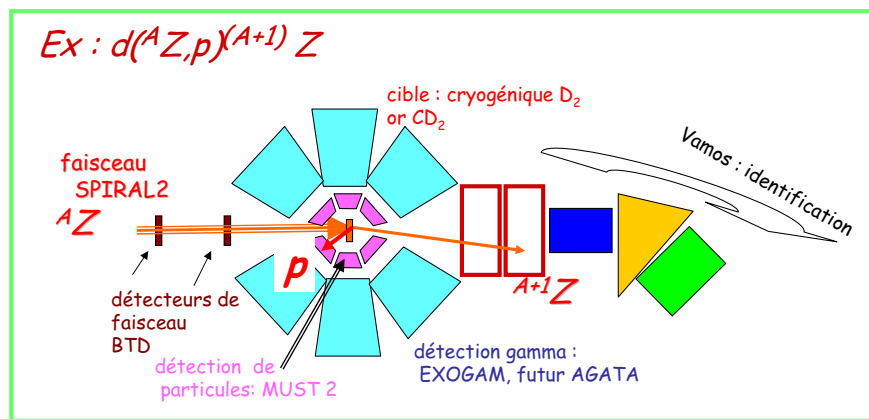


FIG. V.10 – DEXON : Ensemble complet de détection pour les réactions directes avec les noyaux exotiques. Il combine la détection de particules chargées légères et la spectroscopie de particules gamma, en coïncidence avec la détection dans un spectromètre, aux angles avant, de l'éjectile lourd.

Les aspects structurels et dynamiques de la matière nucléaire sont étroitement liés à mesure que l'on approche des drip-lines, avec des noyaux dont la densité d'états et les couplages au continuum imposent la recherche de concepts nouveaux de détection. En partie V.3.1, on a vu que dans le cas des expériences de réactions directes avec les faisceaux riches en neutrons, et par exemple pour une réaction (d,p), on devra réaliser une triple coïncidence, entre la particule légère chargée  $p$  détectée dans MUST2, le photon mesuré dans EXOGAM et le projectile lourd

$A+1Z$ . C'est illustré sur la figure V.10. Ce dispositif complet couplera les détections de MUST2, EXOGAM et VAMOS, ainsi que les futurs détecteurs de faisceau, adaptés aux noyaux lourds de SPIRAL2. On l'appelle DEXON (Detection for Exotic nuclei, détection pour les noyaux exotiques). Il sera testé avec SPIRAL et opérationnel pour les faisceaux de SPIRAL2.

## V.4.2 Réactions de transfert avec GRAPA

Le développement de DEXON n'est qu'une étape préliminaire, utilisant des modules de détection déjà existants. Le principal enjeu des travaux de la communauté de structure nucléaire en Europe dans les 10 prochaines années sera le développement de nouveaux détecteurs adaptés aux futurs faisceaux : les faisceaux exotiques lourds produits à basse énergie par SPIRAL2 (en 2010+x), et d'autre part à haute énergie par le projet GSI (FAIR 2010+x), et par la suite aux énergies de 100 MeV/n avec EURISOL.

Les premiers développements ont été lancés : ce seront des détecteurs prévus pour des faisceaux stables ou radioactifs de haute intensité. En spectroscopie gamma, il s'agit de l'ensemble AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array). Pour les noyaux aux drip-lines qui ont peu d'états excités sous le seuil de séparation et dont on veut étudier les états excités non liés, il sera important de détecter à la fois les photons et les particules chargées avec des efficacités et résolutions accrues. Le futur projet imaginé pour coupler les deux spectroscopies sera le dispositif GRAPA (Gamma-RAY and Particle Array, ensemble de détection de raies gamma et de particules). GRAPA devrait être très compact, et utilisé en coïncidence avec AGATA. Cette détection peut être considérée comme le futur de l'ensemble MUST2 + EXOGAM.

## V.4.3 GSI-FAIR

FAIR pourra délivrer des faisceaux réfractaires de courte durée de vie, comme le noyau très exotique de  $^{110}\text{Zr}$ , et des noyaux dans le voisinage  $Z=40$ ,  $N=70$ . Il s'agit d'un isotope qui pourrait se révéler comme un nouveau noyau doublement magique.

La recherche de nouveaux sauts de couches loin de la vallée de stabilité, menée avec les faisceaux de SPIRAL2, sera complétée par des expériences avec les faisceaux radioactifs de haute intensité délivrés par la future machine FAIR à GSI. Un dispositif expérimental similaire à celui développé par SPIRAL2 sera employé, avec une gamme dynamique adaptée aux énergies de faisceaux plus élevées (quelques centaines de A.MeV à FAIR, jusqu'à 100 A.MeV à EURISOL). A ces énergies, les réactions d'éjection de nucléons ("knock-out"), soit proton (p,2p) soit neutron (p,pn), constitueront des sondes appropriées pour les configurations des nucléons sur les couches. Les dispositifs de détection de particules chargées légères seront bien adaptés aux mesures de ces réactions. Des réactions plus spécifiques

comme le (p,n), (p,<sup>3</sup>He), (p,<sup>4</sup>He) [ou (d,<sup>3</sup>He) avec une cible de deuton] permettront d'accéder sélectivement à des transitions (Gamow-Teller, isobarique analogue) ou à des configurations spécifiques (agrégats de particules, corrélations proton-neutron). La mesure de toutes ces voies de réactions pourra être réalisée en utilisant un ensemble de télescopes de grande couverture angulaire, tel que MUST2.

#### V.4.4 Physique des facteurs de forme et profils en densité, futures diffusion d'électrons avec les noyaux radioactifs

Dans les années 60-70, les diffusions (e,e') sur noyaux stables fournissaient le profil en densité de charge, d'où l'on dérivait celui de la densité de protons dans le noyau, et elles étaient accompagnées par les diffusions hadroniques (p,n, alpha) pour obtenir le profil de densité des neutrons dans le noyau. La communauté de physique nucléaire disposait donc des données expérimentales qui ont permis de paramétrer les densités de l'état fondamental, et les densités de transition (principalement pour des transitions 0<sup>+</sup> vers 2<sup>+</sup> de basse énergie). Avec les noyaux radioactifs, nous avons juste entamé ce programme, et nous avons des données collectées avec la sonde hadronique.

A l'horizon des années 2016-2020, les premières expériences de collisions électrons-noyaux radioactifs devraient être réalisées. Deux projets sont envisagés : l'un à RIKEN, MUSES [muses], l'autre à GSI, le collisionneur ELISE [Pgsi]. MUSES (pour Multi USe Experimental Storage ring) est un accélérateur conçu pour explorer la physique des faisceaux radioactifs. Les faisceaux radioactifs seront produits par le procédé de fragmentation d'un faisceau primaire 100-400 MeV/u à partir de l'injecteur du cyclotron supraconducteur. Ce cyclotron pour ions lourds fait actuellement l'objet d'un projet de construction en 4 années à RIKEN. Les faisceaux radioactifs seront séparés en masse et en moment pour être injectés dans un Anneau de stockage (Accumulator Cooler Ring). Puis, ils seront transférés dans l'anneau du Booster Synchrotron et accélérés à l'énergie requise, typiquement 1 GeV/u. Ils seront ensuite stockés dans l'un des deux anneaux (Double Storage Rings). L'autre anneau du DSR sera rempli avec le faisceau d'électrons de 0.3-2.5 GeV, et les expériences de collision du faisceau radioactif avec les électrons seront réalisées. La programmation du projet prévoit la construction en série dès la fin de la réalisation du cyclotron supraconducteur.

Avec ces deux projets de collisionneurs électrons-ions radioactifs, les études menées sur les stables deviennent possibles sur les noyaux radioactifs et permettront de lever les ambiguïtés sur la structure des noyaux exotiques. Un programme d'exploration de la densité de charge dans les noyaux exotiques sera mené, et la combinaison des mesures en (e,e') (à GSI et à RIKEN) et des mesures (p,p') (avec EURISOL) fournira les facteurs de forme des protons et des neutrons.

Cela donnera aussi accès à l'évolution en fonction du nombre de neutrons des densités de protons. Dans le cas des noyaux borroméens ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ ,...), l'image actuelle du cœur entouré de deux neutrons sera testée par la diffusion d'électrons : on s'attend à ce que le facteur de forme élastique diffère d'au moins un ordre de grandeur selon que la charge est concentrée dans le cœur ou s'étend avec la distribution des neutrons du halo.

A long terme, on souhaite donc réaliser un programme d'extraction des densités en combinant les informations des diffusions  $(e,e')$  et  $(p,p')$  et réaliser le même type d'études que celles réalisées par les physiciens dans les années 60-70 sur les noyaux stables.

## V.5 Amélioration des approches théoriques

### V.5.1 Traitement explicite des corrélations, des états faiblement liés et des résonances

On veut travailler avec des modèles qui limitent leurs hypothèses sur les corrélations et décrivent le noyau le plus généralement possible. On aimerait que la clustérisation, le caractère à plusieurs corps, halo, peau de neutrons, la structure en couches découlent naturellement de la modélisation, avec un minimum de phénoménologie. Si je sais par l'expérience que mon noyau présente un halo, je ne veux pas que le modèle le pré-suppose. On ne veut pas non plus de l'hypothèse d'un cœur fermé et de particules de valence. Cette notion est susceptible d'évoluer en allant vers la drip-line : ainsi le cœur peut "s'ouvrir" c'est-à-dire que des excitations du cœur se combinent à celles des particules de valence ; ce qui rend la description de bases du modèle en couches inopérante<sup>3</sup>. Quel est alors l'intérêt de recourir à une formulation en termes de modèle en couches et de particules de valence, formulation qui doit être abandonnée dès que le nombre de neutrons s'accroît ? Idéalement, on veut savoir comment les prédictions se confrontent aux données, et non comment les modèles s'appliquent aux données. Il s'agit d'avoir un modèle pour les noyaux, et non un modèle par noyau. On voudrait décrire le noyau le plus généralement possible, avoir un modèle qui unifie tous les aspects du noyau : les symétries de l'hamiltonien, l'appariement proton-neutron, les corrélations, les aspects à plusieurs corps, capables de traiter aussi bien les excitations des noyaux légers que des noyaux lourds, les déformations et les corrélations à longue portée.

Un autre aspect important est celui de la convergence des modèles : on souhaiterait que les modèles de structure développent une vision unifiée des contraintes apportées par les noyaux à la limite de liaison. La confrontation expérience-théorie

---

<sup>3</sup>Ce phénomène a été évoqué par E. Caurier lors de l'Atelier de l'Espace de structure nucléaire théorique (Juin 2005, SPhN) au sujet des de ces chaînes de Ni ou de Sn riches en neutrons : pour décrire les excitations E2 dans les noyaux semi-magiques, il doit « ouvrir » le cœur.

est discutée mais les comparaisons entre les approches théoriques elles-mêmes sont souvent moins développées. Les divergences entre les prédictions des modèles dans les zones inconnues de la table (par exemple sur la position des drip-lines) montrent que les modèles s'appuient sur des postulats très différents (corrélations à plusieurs corps, influence des couplages). Le but des études n'est pas seulement d'améliorer l'accord avec l'expérience, dans les zones de la table des noyaux où l'on fournira des données avec les nouveaux accélérateurs. Il est aussi d'identifier les paramètres significatifs qui pourront améliorer la modélisation du noyau (degré de liberté de l'isospin, traitement précis des couplages aux états excités, et, qui sait, influence des degrés de liberté quarks-gluons, ...). Ces dernières années, il a été montré que les modifications induites par les corrélations au-delà du champ moyen (appariement, au continuum des états excités non liés,...) jouent un rôle crucial dans la compréhension des structures et de la spectroscopie observées dans les noyaux proches de la drip-line : on se souvient que, dans le cadre GSM, l'état fondamental de ces noyaux ( ${}^{6,8}\text{He}$ ,  ${}^{22,24}\text{O}$ ) est trouvé lié par les corrélations au continuum [Mic03].

Nous avons des noyaux dont l'énergie de liaison est faible, le niveau de Fermi est très bas, leurs états liés et de diffusion ne vivent plus dans des espaces séparés. Le traitement explicite du mélange entre les états liés et états de diffusion appelle un cadre théorique renouvelé, et actuellement des efforts importants sont réalisés par les théoriciens pour inclure les couplages au continuum dans leurs approches. Les effets du continuum sur les états excités sont peu visibles, en général, pour des noyaux stables; ils deviennent cruciaux pour les noyaux exotiques. Un autre phénomène se greffe : les niveaux excités sont non liés, ce qui implique de les traiter en résonance, et non de façon usuelle. Pour l'instant, le fait qu'on ne modélise pas correctement les résonances dans la plupart des modèles de réaction a conduit à des interprétations divergentes sur la spectroscopie de certains noyaux non liés (comme on l'a vu pour  ${}^7\text{He}$ , où c'est seulement dans un cadre complet qu'Halderson [Hal04] qui a réexaminé les données sur ce noyau, a pu souligner que les résultats n'étaient pas en contradiction). On voit donc que lorsqu'on s'intéresse à une réaction particulière, on ne peut remplacer la description du système par exemple,  ${}^{44,46}\text{Ar}(n,\gamma)$  par un autre censé être équivalent  ${}^{44,46}\text{Ar}(d,p)$ , car l'espace des états excités peuplés et les couplages mis en jeu sont différents. Si on progresse dans la connaissance de la structure des noyaux impliqués dans ces réactions ( ${}^{44-47}\text{Ar}$ ) et dans la modélisation de la réaction  $(n,\gamma)$ , alors on pourra être prédictif sur ce type de réactions d'intérêt astrophysique. Cela passe par un travail en profondeur d'interprétation des données nucléaires avec les noyaux riches en neutrons. Les nouveaux modèles de structure et de dynamique pour les noyaux exotiques devront permettre de reproduire aussi bien les noyaux exotiques que les stables, et fournir une extension de notre compréhension.

Il faut remarquer que les théoriciens gagnent de l'expertise par leurs études des noyaux exotiques, et améliorent leur compréhension des traitements du champ



nucléaire. Ainsi certains aspects des noyaux stables, qui résistaient aux descriptions microscopiques, lorsqu'ils sont explorés à nouveau avec des techniques améliorées sont finalement bien décrits dans le nouveau cadre général. C'est le cas pour la spectroscopie de basse énergie de l' $^{16}\text{O}$ , traitée en mélange de configurations dans le cadre GCM [Ben03]. Alors que le modèle en couches donnait des énergies de  $0^+$  trop élevées, les niveaux  $0^+$  sont très bien prédits par les calculs GCM comme le montre le tableau V.5.1.

état	$E_{exp}$ MeV	$E_{calc}$ MeV	$(r_{qm})_m$ fm
$0_1^+$	0	0	2.75
$0_2^+$	6.05	6.03	2.90
$2_1^+$	6.92	7.09	2.91

## V.5.2 Interactions effectives $NN$ au-delà du champ moyen

Les perspectives attendues dans le domaine du problème du champ nucléaire auto-cohérent sont :

- le développement d'approches établies sur des traitements exacts du problème à  $\mathcal{N}$  corps pour définir les forces effectives à deux et trois corps de manière plus microscopique que les forces actuelles effectives  $NN$ , de type Skyrme,
- la liaison entre les approches de forces effectives et de champ moyen relativiste,
- la construction de forces effectives incluant l'appariement proton-neutron. Des travaux récents les déduisent des corrélations estimées dans la matière nucléaire infinie à partir des interactions réalistes.

Des travaux ont été menés par T. Duguet et P. Bonche pour définir les fondations théoriques des forces effectives à deux corps [Dug03a], utilisées dans les approches au-delà du champ moyen, telles que GCM. Ils conduisent à la détermination des relations entre les interactions à deux corps dépendant de la densité, et les forces à plusieurs corps.

La force d'appariement a elle aussi fait l'objet de travaux poussés : une force "réaliste" complètement microscopique a ainsi été proposée récemment par T. Duguet [Dug04], elle est non-locale, de portée finie, dépend du moment total et de la densité et reproduit les propriétés d'appariement de la force réaliste AV18 très précisément. Au niveau technique la formulation de la force proposée est telle que les calculs HFB en coordonnées spatiales sont faisables avec un temps de calcul raisonnable. Un point important de [Dug04] est celui du pouvoir prédictif de cette force d'appariement, en ce qui concerne les extrapolations vers les drip-lines, grâce aux dépendances en densité isoscalaire et isovectorielle dérivées des calculs *ab initio*. La question de l'influence de l'appariement aux drip-lines est aussi explorée théoriquement par K. Bennaceur et al. [Benp99].

La détermination de nouvelles formes de l'interaction effective  $NN$  est aussi examinée.

L'existence de plusieurs formes de Skyrme SkM\*, Sly4 etc... tient à notre actuelle méconnaissance de l'interaction effective et au fait que les corrélations sont mal traitées pour les noyaux à la limite de stabilité. Le problème est donc non seulement la détermination de l'interaction effective appropriée pour la dripline mais aussi de disposer d'un traitement adéquat des corrélations pour les systèmes faiblement liés. Comme cette force est incorporée dans une modélisation (de champ moyen type HFB, ou autre), quand on veut la faire évoluer, par exemple pour un changement de paramétrisation, pour qu'elle soit apte à traiter les noyaux très riches en neutrons à la dripline, il est clair qu'il faut savoir comment le continuum des états non liés va jouer sur l'ingrédient de structure (rqm, saut en énergie, énergie de liaison) utilisé dans l'ajustement. On pourrait imaginer que l' $^{24}\text{O}$  soit utilisé pour l'ajustement d'une nouvelle force. Le problème pour les théoriciens est que : *« les noyaux connus à la drip-line sont trop légers et trop influencés par des corrélations au-delà du champ moyen pour être adéquats (au-delà même des couplages spécifiques au continuum)... Il nous faudrait faire des fits avec toute l'artillerie au-delà du champ moyen de type HFB+ProjectionNZ+GCM+ProjectionJ<sup>4</sup>, ce qui est impossible. Dans les noyaux plus lourds, les calculs HFB qui traitent exactement le couplage au continuum (à deux corps) dans le canal d'appariement (partie statique des corrélations d'appariement) constituent un meilleur point de départ. Mais malheureusement on ne connaît pas de noyau à la drip-line dans les plus lourds... »* (T.Duguet)  
...pour le moment.

« la nouvelle philosophie skyrmiste » (T.Duguet)

Désormais, pour travailler sur l'élaboration d'une nouvelle génération de forces de Skyrme les théoriciens (groupe de J. Meyer à Lyon, P. Bonche, T. Duguet à MSU) adoptent une nouvelle philosophie. La stratégie de l'ajustement de la force est de développer une paramétrisation qui ne reflète pas seulement des propriétés sur la table de masse obtenues en champ moyen. La méthode adoptée par ces théoriciens va alors consister à définir une force qui permette de travailler aussi en méthode GCM, en projection et qui n'inclut pas d'effets au-delà du champ moyen. Les propriétés et les noyaux utilisés pour l'ajustement sont également reconsidérés. Par exemple, aujourd'hui, les théoriciens commencent à réaliser des ajustements non plus sur des doublement magiques en HF, comme c'était le cas autrefois pour les forces de Skyrme (annexe A.3.1) mais sur des noyaux semi-magiques en milieu de couche à l'aide de calculs HFB, en incluant l'appariement au moyen de la force microscopique de T. Duguet [Dug04].

« De toute façon, il nous faut aujourd'hui mieux comprendre la structure en isospin de la force effective sur des bases plus fondamentales au moyen de méthodes microscopiques sous-jacentes (type théorie de perturbations à N corps en termes de l'interaction  $NN$  libre). » (T.Duguet).

---

<sup>4</sup>Projection NZ, J : projections sur le nombre de particules, le moment angulaire

### V.5.3 Correspondance entre QCD et les interactions nucléaires

Le fait que l'on ne sente pas la structure en quarks des noyaux ne signifie pas que l'on ne puisse pas améliorer le caractère prédictif des forces et des modèles nucléaires en incluant explicitement les quarks et les gluons des modèles de QCD. Si on a besoin de la relativité pour déterminer, avec une précision de l'ordre du mètre, les coordonnées terrestres avec le système GPS (Galileo en Europe)<sup>5</sup>, il se peut bien que les théoriciens ressentent la nécessité, un jour, d'inclure la notion de quarks et de mettre QCD dans leurs équations pour progresser dans la modélisation du noyau.

Le but devrait être d'avoir des modèles qui soit aux modèles classiques (modèle en couches pour la structure ou champ moyen et pour la dynamique, DWBA...) ce que la relativité a été à la mécanique classique. Chaque nouvelle théorie modifie notre vision de l'Univers. A terme, on peut souhaiter que l'isospin soit l'équivalent du  $v/c$  de la Relativité Générale dans les futurs modèles : améliorés, ils pourraient alors prédire la structure et les réactions de n'importe quel noyau, de la table avec la précision dont dispose le Système de Positionnement Global par satellite GPS pour reconstruire une position à la surface du globe. Le but n'est pas de pousser à leurs limites des modèles dont les hypothèses sont fausses pour les noyaux exotiques, mais de disposer d'un cadre général valable dans les cas extrêmes en isospin et qui, à la limite des isospins faibles, redonne dans la vallée de stabilité les variables "classiques", par exemple, le modèle en couches, les calculs sphériques.

Une première ébauche théorique, prometteuse, a été évoquée au chapitre I. Elle a formulé une correspondance entre le modèle de quark-méson et l'interaction effective de Skyrme. Un jour, les paramètres des forces de Skyrme "nues" (sans les corrélations introduites au-delà du champ moyen et de HFB) seront alors peut-être reliés directement aux constantes de couplages de la QCD. Dans le futur il se pourrait que la fiabilité des prédictions soit accrue en employant la théorie QCD. On pourrait comprendre alors l'origine des paramètres employés dans les théories semi-phénoménologiques, qui décrivent les processus statiques et dynamiques du noyau.

### V.5.4 Cadre théorique idéal

De quel cadre théorique peut-on rêver pour prédire les réactions nucléaires? Les approches existantes se bornent à extraire des données élastiques et discuter

---

<sup>5</sup>GPS :Global Positioning System des Etats-Unis, le futur système en Europe sera Galileo en 2008-09; le système est composé de satellites et de récepteurs au sol, ils mesurent des temps avec des horloges atomiques. Le temps mis par les signaux pour aller des satellites aux récepteurs est pris en compte, et le ralentissement gravitationnel doit être inclus dans les calculs des coordonnées, vitesses et temps pour obtenir la précision de l'ordre du mètre sur la position d'un véhicule repéré sur Terre.

le PCV. Or, que voudrait-on des théoriciens ? On aimerait qu'ils discutent l'origine physique des couplages (transition vers un état excité, transfert, clusters) et qu'ils découvrent l'origine microscopique du PCV, en incorporant dans un modèle complet les voies virtuelles.

Il faut s'imaginer toute réaction noyau sur cible comme le partage du gâteau du flux total  $\sigma_{TOT}$  entre toutes les voies de réaction suivant des probabilités déterminées par la mécanique quantique, la fonction d'onde du noyau et l'interaction noyau-cible.

Prenons l'exemple de l' $^8\text{He}$  sur la cible de proton pour examiner tout ce qui nous manque, et tout ce que l'on souhaite. Si tout se passait normalement, la voie élastique serait prédominante, ensuite un ordre de grandeur en dessous on aurait l'inélastique, puis le transfert à un nucléon, multi-nucléons... On calculerait l'élastique et il ne serait pas nécessaire d'avoir les processus d'ordre "supérieur" (processus virtuels inélastiques ou transfert). Mais comme l'énergie totale est faible et que les seuils de séparation de particules sont proches du fondamental (et les états excités sont proches du fondamental), on ne peut plus considérer les couplages aux autres processus comme négligeables. Quand l' $^8\text{He}$  interagit avec la cible, les possibilités offertes au système noyau +cible, de 8+1 nucléons, sont d'explorer tout l'espace des états disponibles. Ainsi, il y a partage du flux d'entrée  $^8\text{He}+p$  en termes de probabilité de réactions élastique, inélastique transfert, ... Ces interférences entre les réactions dépendent des facteurs dynamiques (énergie en voie d'entrée, cinématiques de réactions) et de la structure du noyau (ses énergies de séparation  $S_n, S_{2n}, \dots$ , ses modes d'excitation, les forces de transition vers les états excités, ses recouvrements de fonctions d'onde avec les noyaux produits par transfert,...) On voudrait donc passer du cadre initial DWBA au cadre général « à la Feshbach ». L'étape intermédiaire a été les calculs CRC, en couplant avec les voies qui apparaissaient expérimentalement comme significatives pour le partage du flux.

Des formalismes mêlant la structure et la dynamique sont en développement. Ainsi, des calculs récents en approche dépendante du temps (avec la méthode GCM) ont été réalisés pour décrire la dynamique de la fission à basse énergie de  $^{238}\text{U}$  [Gou05], avec des configurations déformées du noyau obtenues en HFB. Des approches prometteuses (mais complexes à mener en incluant tous les ingrédients microscopiques de structure) sont celles réalisées en méthode de dynamique TDHF (HF dépendant du temps, Time-Dependent Hartree-Fock)<sup>6</sup> par C. Simenel, M. Bender, T. Duguet et F. Nunes. Le but est d'avoir une théorie entièrement microscopique de réactions nucléaires, à trois dimensions, fondée sur une interaction effective  $NN$  de type Skyrme ou de Gogny pour la structure, incluant les corrélations dynamiques à longue portée, le mélange des trajectoires, et capable de gérer les interactions nucléaires et coulombiennes lors des processus à plusieurs étapes ainsi que l'effet tunnel pour la fusion.

---

<sup>6</sup>Discussions lors de l'atelier théorique SPhN, Juin 2005

---

Pour l'instant, elles n'ont pas été appliquées aux réactions directes (p,p') et (p,d) avec les faisceaux exotiques mais à un calcul d'excitations coulombiennes et de fusion sous-barrière d'un projectile déformé ( $^{24}\text{Mg}+^{208}\text{Pb}$  et  $^{154}\text{Sm} + ^{16}\text{O}$ ) [Sim03].

### Conclusions sur nos attentes

La modélisation de la structure du noyau fait appel à la connaissance de l'interaction forte au sein de la matière nucléaire. On a vu auparavant que cette connaissance reste à développer et que ce sont les noyaux exotiques qui le révèlent (Fig. I.1), ils nous servent aussi de terrain d'essai. Mais encore faut-il les modéliser correctement pour accéder aux caractéristiques de l'interaction nucléaire dans le milieu.

Les aspects de structure et de réactions sont entremêlés sous l'influence de la faible liaison des noyaux étudiés aux drip-lines. Notre étude a montré l'importance de démêler ces aspects avant de conclure sur la structure qui est validée par la comparaison expérience-théorie. Ce qui était rare ou faible pour les noyaux stables devient habituel et important pour les noyaux exotiques : les états résonants de basse énergie, peu ou pas d'états excités liés, l'influence des voies couplées notamment le fort couplage du transfert à la diffusion élastique. De nouvelles approches théoriques (SMEC, techniques CDCC) ont été développées pour traiter et contrôler certains de ces effets. On peut traiter le problème des couplages virtuels, soit en simulant les effets du PCV soit en les calculant explicitement avec le cadre CDCC. mais un renouveau est encore nécessaire pour développer une vision complètement microscopique de la réaction.

On aimerait s'affranchir des modèles de structure valides seulement pour des régions de la table des noyaux, et des modèles de réaction qui ne sont opérants que pour certaines gammes en énergie. On voudrait donner le noyau incident, c'est-à-dire des informations réduites à Z,N, et l'énergie incidente, on indiquerait la cible (noyau, épaisseur) et le physicien obtiendrait des prédictions fiables (à 10% près en distributions angulaires de sections efficaces) des réactions majoritaires en voie de sortie : réactions directes, fusion,...

*Aujourd'hui, le cadre idéal dont on souhaiterait disposer serait un modèle intégrant une description microscopique unifiée des processus nucléaires statiques (structure des noyaux projectile et cible) et dynamiques liés et non liés (potentiels d'interaction et couplages au continuum) traitant explicitement les couplages entre les états liés et les états de diffusion, ainsi que les résonances. Le PCV serait traité naturellement dans une telle approche.*

---

« Tout ce qui est possible se fera (Nadar, cité par son ami Jules Verne) »

---

# Conclusions et futures analyses

1999-2005 : 7 ans de réflexion

Nous examinons des noyaux exotiques, dont la faible énergie de liaison impose *a priori* la prise en compte des couplages entre structure et réaction -états liés et états excités- lors des réactions directes avec ces projectiles. L'analyse avec  $^8\text{He}$  a montré que les recherches sur les noyaux exotiques imposent de mesurer et d'analyser "en voies couplées" les réactions directes pour déterminer le partage du flux entre les diverses réactions. C'est seulement dans ce cadre que l'on peut extraire des informations de structure fiables et précises, et qu'on peut les comparer aux modèles de structure.

On a vu que le facteur  $M_n$  expérimental est délicat à extraire des réactions (p,p'), cela nécessite de bien contrôler le potentiel nucléaire utilisé et les effets de couplage qui vont régir le flux disponible pour le (p,p'). Désormais, les études (p,p') seront précises à condition qu'on ait pu déterminer la probabilité du transfert (p,d) et le facteur spectroscopique. Dans le cas d'un noyau très éloigné de la vallée de stabilité, en l'absence de données spectroscopiques, la prudence élémentaire impose de mesurer le (p,d) très soigneusement en même temps que le (p,p'). Il est fort possible aussi que les sections efficaces du transfert de deux nucléons soient significatives. Une analyse en voies couplées, avec discrétisation du continuum, aussi sophistiquée soit-elle, ne comporte que les voies que l'on a bien voulu inclure dans le schéma de couplage. De nombreux calculs CDCC considèrent les couplages aux excitations du projectile faiblement lié, mais omettent le couplage au (p,d). Les données d' $^8\text{He}$  sont une manifestation spectaculaire que le PCV comporte ces deux aspects.

L'analyse des données obtenues avec le faisceau SPIRAL d' $^8\text{He}$  a aussi permis de reconsidérer des données élastiques obtenues avec les faisceaux radioactifs, en particulier  $^6\text{He}$ . Les effets de couplage avaient bien été mis en évidence, et la diminution des sections efficaces entre 30 et 50 $^{\circ}_{c.m.}$ , attribuée à l'influence du PCV de partie réelle répulsive, mais l'augmentation de la section efficace aux petits angles c.m. (< 20 $^{\circ}_{c.m.}$ ) n'avait pas pu être expliquée et modélisée. Ce sont les mesures simultanées de  $^8\text{He}(p,p')$  et  $^8\text{He}(p,d)$  qui ont donné un éclairage nouveau sur les anciennes données et permis de comprendre que le "chapeau de clown" n'était pas un artefact mais une manifestation du couplage au transfert d'un nucléon. Il sera particulièrement intéressant de réexaminer les analyses antérieures en

---

(p,p') sur les noyaux radioactifs, en prenant en compte les réactions (p,d) sur ces noyaux. De façon générale, une synthèse des réactions de transfert et (p,p') existantes s'impose, d'une part, pour avoir une analyse cohérente aux différentes énergies incidentes - suivant le protocole défini pour l'<sup>8</sup>He - et, d'autre part, pour déterminer les réactions complémentaires qu'il convient de mesurer, comme les diffusions élastiques sur cible de proton et deuton nécessaires pour les analyses de (p,d).

Du côté expérimental, nous avons l'outil adapté : lorsque MUST2 a été conçu, l'objectif principal était d'augmenter la couverture angulaire de notre détection du partenaire léger dans les réactions directes, et de mesurer simultanément l'élastique et plusieurs réactions de transfert d'intérêt.

Du côté théorique, nous disposons, pour cette analyse des réactions directes, de modèles en voies couplées discrétisées qui incorporent les facteurs de forme dépendant des densités de l'état fondamental et de transition, et peuvent traiter explicitement les couplages entre l'élastique, les voies inélastiques et les transferts d'un et deux nucléons. Les tâtonnements des débuts (modèles *ad hoc*, à plusieurs corps, avec des corrélations mises à la main, qui permettent de traiter simplement les réactions avec les noyaux exotiques) étaient nécessaires. Ils ont permis de cerner les ingrédients des futurs modèles, et d'avoir une compréhension simplifiée de la structure et des réactions des noyaux très riches en neutrons. Mais très vite, il faut s'affranchir de cette phénoménologie et des lieux communs de la physique nucléaire (modèle en couches, noyaux miroirs, DWBA) et rechercher un cadre général de modélisation de structure et de réaction, un *modèle standard de physique nucléaire* qui ait l'ambition de traiter l'ensemble des noyaux de la table et non pas seulement des régions. On doit donc revisiter les modèles et reconsidérer les hypothèses et les approximations qui fonctionnaient pour l'étude des noyaux stables, comme celles des ondes distordues, des calculs perturbatifs négligeant les couplages au transfert. Elles ne sont en fait valides que dans des conditions très restreintes, pour des noyaux à grande énergie de liaison dont les probabilités d'excitation sont faibles. Elles ne représentaient qu'une simplification théorique pour mener des calculs trop complexes avec les premiers calculateurs et ont été utilisées, faute d'un meilleur modèle et de schémas de calculs plus développés. Désormais, non seulement certaines approximations se sont révélées fausses dans le cas des noyaux exotiques, comme on l'a vu dans les chapitres I et III, mais de plus, avec la puissance de calcul disponible, on peut, et on se doit, de formuler et résoudre le plus exactement possible nos équations de physique nucléaire. Lorsqu'on calcule des réactions à basse énergie pour un noyau exotique très faiblement lié, susceptible de présenter des couplages forts entre les voies de réactions, il est désormais possible de se débarrasser des modélisations inadaptées, et d'inclure plus d'ingrédients microscopiques dans les descriptions.

Les lacunes du meilleur modèle dont nous disposons actuellement ont été soulignées dans les chapitres III et IV. L'amélioration du cadre CRC, et des couplages

---

structure-réaction nécessite un développement important de la part de la communauté des théoriciens nucléaires. Les premières approches fructueuses pour analyser la diffusion résonante élastique dans le cadre du modèle en couches plongées dans le continuum (SMEC) devraient inspirer les théoriciens, pour construire un modèle de réactions couplées incorporant la discrétisation du continuum pour le système complet en interaction lors de la réaction. Par exemple, dans le cas de  $^8\text{He}$ , pour traiter la voie de sortie  $d+^7\text{He}$  de la réaction  $(p,d)$ , seul le deuton est actuellement traité dans le continuum, et non  $^7\text{He}$ . Le développement de modèles au-delà du champ moyen, la prise en compte de corrélations à plusieurs corps et l'inclusion explicite du couplage au continuum a présenté ces dernières années de grandes avancées et permis de comprendre la spectroscopie particulière des noyaux liés riches en neutrons et leur faible énergie de liaison. Ces approches sont prometteuses, pour décrire les états excités résonants, comme ceux des isotopes d' $^8\text{He}$  et de  $^{24}\text{O}$ . D'après nos analyses des réactions  $(p,p')$  vers les états excités  $2^+$  de  $^{6,8}\text{He}$ , les densités de transition sont diffuses, similaires à ce que la théorie GSM prévoit. Une meilleure connaissance de la modélisation des états excités résonants devrait permettre de prédire pour les noyaux exotiques proches des drip-lines une spectroscopie de meilleure qualité. Réciproquement, la connaissance de systèmes riches en neutrons, extrêmement peu liés ou non liés, nous fournira des informations précieuses sur les termes de l'interaction nucléaire qui nous font défaut, tous ceux qui sont reliés aux interactions entre neutrons.

Il faut noter que l'augmentation de puissance des processeurs constitue aussi un piège quand on croit qu'un calcul remplace une bonne idée, et qu'il suffit d'ajouter des termes dans les interactions ou d'étendre la dimension des matrices à diagonaliser pour résoudre le problème nucléaire à  $\mathcal{N}$  corps. C'est une course aux armements qui se trompe de cible. Les tourneurs de code imaginent que la puissance de feu des modèles donnera des calculs plus élaborés pour reproduire par exemple les noyaux riches en neutrons. Face aux nouvelles données, ils se contentent d'ajouter des paramètres, sans proposer une meilleure compréhension des phénomènes. Le but n'est pas d'avoir une description théorique pour rassurer l'expérimentateur sur ses résultats expérimentaux, ni pour le théoricien de conforter ses modèles par les expériences qui sont en accord avec sa description, les objectifs sont d'écouter ce que nous disent les noyaux exotiques (influence des corrélations au continuum sur la structure des états liés, couplages virtuels survenant lors des réactions), de rechercher des éléments pour progresser dans la compréhension du noyau, de connaître les limitations des modèles et d'augmenter le pouvoir prédictif des théories.

Un cadre approprié pour traiter la structure et les réactions des noyaux exotiques dont les états excités sont non liés, devra donc traiter explicitement :

- les couplages au continuum et les résonances pour calculer une spectroscopie réaliste,
- les couplages entre l'élastique, l'inélastique les réactions de transfert et le continuum des états excités,



- 
- les potentiels microscopiques en voie d’entrée et sortie du processus.

A court terme, nous étendrons les études en voies couplées des réactions de  ${}^8\text{He}$  sur proton, avec le faisceau SPIRAL à basse énergie (V.1.2), déterminerons le potentiel d’interaction de  ${}^8\text{He}$  sur les cibles de carbone et de plomb, poursuivrons l’étude des modifications des couches au voisinage de  $N=16$  et les évolutions des excitations nucléaires des chaînes isotopiques au-delà des noyaux de Néon. Les réactions directes seront mesurées par triple coïncidence, en couplant la spectroscopie de particules MUST2 avec celle des raies gamma dans EXOGAM et la détection dans un spectromètre comme VAMOS.

Dans les prochaines années nos axes de recherche seront les suivants :

- l’évolution de la structure (densités, spectroscopie) et des excitations des protons et neutrons en fonction du degré de liberté de l’isospin, en allant aussi loin que possible de la vallée de stabilité, le long des chaînes isotopiques, par réactions directes couplées ( $p,p'$ ) ( $p,d$ ), transfert ( $d,p$ ) combiné au ( $d,d'$ );
- comparaison des données de spectroscopie et d’excitation de protons et de neutrons (facteurs  $M_{p,n}$ ) aux théories, recherche de nouveaux nombres magiques;
- recherche de résonances des noyaux non liés, offrant une vue unique sur le comportement de la matière très riche en neutrons;
- étude approfondie des réactions directes en voies couplées qui permettront aux théoriciens d’élaborer les futurs modèles de structure et de réaction.

Nous explorons des noyaux pour lesquels les effets liés aux termes dépendant en isospin dans les interactions effectives sont amplifiés. Voici quelques exemples d’expériences à long terme évoquées dans le chapitre V, qui pourront apporter des informations cruciales sur les interactions nucléaires :

- les transferts de multi-nucléons pour explorer les résonances très riches en neutrons (comme  ${}^{10}\text{He}$ ) ou encore de la goutte nucléaire à 8 neutrons (l’octoneutron);
- les diffusions sur cible polarisée de protons, de deutons pour apporter l’observable supplémentaire d’asymétrie et lever les ambiguïtés sur la forme du potentiel d’interaction, et les spins et parité des états excités des noyaux produits par transfert;
- l’étude des facteurs de forme par ( $p,p'$ ) et ( $e,e'$ ) des noyaux aux drip-lines ( ${}^{24}\text{O}$  sondé avec EURISOL et MUSES).

L’extension des chaînes vers les très riches en neutrons sera assurée par le développement des futurs accélérateurs de faisceaux radioactifs, SPIRAL2, FAIR, et au-delà de 2016, EURISOL. A mesure que l’on approche des drip-lines, la densité des états et les couplages au continuum des noyaux s’accroissent, ce qui impose de détecter des niveaux excités très rapprochés en énergie et de mesurer les réactions directes en voies couplées. Les spectroscopies de particules et de photons avec une haute résolution et une grande efficacité doivent être associées, conduisant à de nouveaux concepts de détection. A moyen et long termes, des projets

---

sont déjà lancés pour paver de bonnes détections les programmes expérimentaux envisagés avec ces faisceaux radioactifs. Comme on l'a vu, la réalisation de ces expériences appartient au futur lointain. Mais elles montrent tous les domaines que nous devons explorer et les travaux que la communauté doit réaliser en termes de développement de faisceaux plus puissants et de détection plus performantes conjugués à une meilleure compréhension des processus de réaction.

Les noyaux exotiques nous ont déjà conduits à abandonner des schémas de pensée anciens : on pensait arriver aux Indes et on a découvert l'Amérique ; là où l'on pensait n'explorer que des extensions de densité de matière et des corrélations de neutrons, on redécouvre l'influence des transferts sur l'élastique et l'importance des couplages au continuum. Des effets qui sont négligeables dans les noyaux stables bien liés (couplages des états discrets liés aux états situés au-dessus des seuils d'émission de particules) deviennent cruciaux pour expliquer la structure des noyaux faiblement liés, et des phénomènes qui n'étaient observés que pour les noyaux stables faiblement liés ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ) deviennent usuels quand on s'intéresse aux noyaux exotiques. Ces noyaux nous obligent à comprendre ces effets observés dans le cas des noyaux stables, mais qui étaient traités phénoménologiquement. Lors du traitement en CRC de la diffusion de  ${}^8\text{He}$  sur proton, on a remarqué que 80 % de la partie imaginaire est générée grâce aux couplages, on tient là le moyen de réinterpréter microscopiquement la partie imaginaire de toutes les diffusions noyau+proton. On a donc progressé, puisque l'on est en mesure de réduire la phénoménologie liée aux pertes de flux des modèles, et de donner des prescriptions sur le calcul des voies couplées. Les noyaux exotiques ont conduit les théories de structure à traiter explicitement les couplages aux états faiblement liés ou du continuum. Ils devraient nous apporter encore bien des surprises, et être bénéfiques pour notre compréhension des termes dépendant des corrélations neutron-neutron dans l'interaction nucléaire. Au niveau théorique, j'attends avec impatience les derniers développements qui permettront de modéliser les réactions en incorporant la description microscopique de la structure et des couplages au continuum, les corrélations à plusieurs corps et de disposer d'un modèle HFB fondé sur des interactions microscopiques avec des corrélations réalistes.

On pourra alors réinvestir de vieux problèmes avec des *pensées nouvelles*, et tel l'Ulysse de Du Bellay, redécouvrir le pays des stables après avoir exploré des contrées lointaines.

---

# Epilogue 2005

Les travaux sur l'étude de la structure des noyaux de  $^{10,11}\text{C}$  et d' $^8\text{He}$ , présentés dans ce manuscrit, ont été menés sur les données recueillies lors d'expériences de la collaboration MUST.

Ces expériences et l'analyse des données ont constitué le sujet de deux thèses dans le groupe de structure du SPhN, celle de Cédric Jouanne [JouTH01], entre 1998 et 2001 et celle de Flore Skaza (2001-04) [SkaTH04]. Tous deux ont fait preuve de dynamisme et d'enthousiasme pour analyser les données (p,p') et il a été très agréable de travailler avec eux pour réaliser les expériences, les analyses de données (p,p') et leur interprétation. Je tiens à souligner (pour éviter tout procès à ce sujet !) qu'aussi bien le premier chapitre que les perspectives sur les modèles en chapitre V, et l'annexe A sur les modèles restent des documents écrits avec le point de vue de l'expérimentatrice ; ils ne prétendent donc pas à une description exhaustive des techniques employées. J'ai tenu compte des remarques, précisions et corrections que J.-F. Berger m'a signalées dans le premier chapitre, au sujet des théories nucléaires. Mon propos était de fournir un survol des théories pour donner les grandes lignes des modèles, leurs ingrédients et leurs limites, leur aptitude à expliquer les faits expérimentaux. Je relève les failles des modèles examinés, mais il est clair que ces travaux théoriques sont difficiles, et que les améliorations réclamées au chapitre V restent complexes à mettre en œuvre ; ce que j'ai pu écrire visait avant tout à dresser un état des lieux, en 2005, et à indiquer les atouts ou défauts des modèles, avant de comparer leurs prédictions à nos données.

Je remercie ceux qui ont bien voulu lire mon manuscrit et participer au jury de mon habilitation à diriger des recherches :

Nicolas Alamanos, Yorick Blumenfeld, Nimet Frascaria, et les rapporteurs de ce document, Jean-François Berger, Kirby W. Kemper, Wolfram von Oertzen. Je suis particulièrement reconnaissante à W. Von Oertzen d'avoir pris soin de lire le manuscrit et de rédiger son rapport alors qu'il traversait une période difficile en août. Que la force soit avec lui, pour toutes les belles expériences qu'il a en tête, sur la recherche de bandes moléculaires et d'agrégats de particules alpha dans les noyaux exotiques très riches en neutrons.

J'ai apprécié les discussions que j'ai pu avoir avec chacun des membres du

---

jury, à l'occasion de l'habilitation ou tout au long de ces années de recherches. Aussi bien leurs travaux que leurs conseils sont des guides précieux sur le chemin des noyaux exotiques. Je remercie Nicolas Alamanos d'avoir dirigé mes premières recherches sur les noyaux faiblement liés. Je lui dois aussi mes premières « bonnes » lectures : notamment les articles de R. Satchler et de Y. Sakuragi qui m'ont fait découvrir les aspects fascinants des effets du potentiel de couplages virtuels. Je citerai deux propos de Nicolas qui s'appliquent très bien à notre discipline : « Avec tous ces modèles en développement et en progrès, nous vivons une époque formidable », et « Il faut écouter ce que nous disent les données », ... conseil qui s'est toujours avéré fructueux dans toutes nos analyses menées sur les noyaux exotiques, comme cela a été illustré dans ce manuscrit.

Je tiens à remercier plus particulièrement, pour leurs contributions aux expériences et analyses, les équipes suivantes, classées en partant des plus proches géographiquement :

- ◇ **dans le groupe de structure nucléaire exotique** du CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN,  
Nicolas Alamanos, Françoise Auger, Antoine Drouart, Alain Gillibert, Cédric Jouanne (CEA-DEN SERMA), Laurent Nalpas, Lolly Pollacco, Jean-Luc Sida (aujourd'hui à Bruyères-le-Châtel, au CEA-DAM/SPN), Flore Skaza (qui a soutenu sa thèse le 30 septembre 2004),  
Claude Mazur et Marc Riallot, pour leur aide sur les détecteurs CATS ;
  - ◇ **à l'IPN-Orsay**, Yorick Blumenfeld, Didier Beaumel, Emilie Becheva (qui a soutenu sa thèse le 26 novembre 2004), Franck Delaunay (post-doc à MSU), Elias Khan ;  
avec l'aide pour MUST de Luc Petizon, et Matthieu Vilmay ;
  - ◇ **au GANIL**,  
Lydie Giot (post-doc à GSI), Wolfi Mittig, Patricia Roussel-Chomaz, Hervé Savajols,  
Patrice Gangnant et Jean-François Libin pour leur aide sur l'aire SPEG ;
  - ◇ **à l'IKS, Université de Leuven**, Riccardo Raabe ;
  - ◇ **à Dubna, au JINR/FLNR** Serguey Stepantsov, Gurgen Ter-Akopian, Roman Wolski ;
  - ◇ **à l'université de Ioannina** chez les champions grecs<sup>7</sup>,  
Tassos Lagoyannis et Athéna Pakou.
- les analyses ont bénéficié de l'apport des théoriciens suivants :
    - ◇ **à Saclay**, en post-doc dans notre groupe, Nick Keeley,
    - ◇ **à Cracovie**, à l'institut de physique nucléaire Henryk Niewodniczański, Krzysztof Rusek,

---

<sup>7</sup>Coupe d'Europe de football, en 2004

- 
- ◇ **au Département de Physique et d'astronomie** (The Open University, Milton Keynes) Ray S. Mackintosh,
  - ◇ **au VAEC** (le CEA vietnamien) Dao T. Khoa ;
  - ◇ **à Livermore Californie** au Laboratoire LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory) Petr Navrátil.

Et à l'avenir, quelles seront les évolutions de nos groupes de physique nucléaire ? Le CEA et le CNRS ont formulé des recommandations à l'égard des laboratoires du DAPNIA et de l'IN<sub>2</sub>P<sub>3</sub>. Si j'en crois la lettre de cadrage (2004) entre ces organismes :

les physiciens de notre communauté "...recenseront les prospectives scientifiques de chaque thème, les outils (accélérateurs, détecteurs) nécessaires pour les réaliser. Ces sous-groupes devraient s'appuyer fortement sur les nombreux exercices de prospective réalisés récemment dans la discipline [*Commission 03, CSD, NuPECC, EURISOL, SPIRAL2,...*]." Mais les besoins ne sont pas seulement en terme de machines et de détecteurs. Les développements scientifiques et techniques, par exemple les couplages de plusieurs systèmes de multi-détecteurs, vont conduire à des analyses plus longues et plus complexes, et à des expériences de plus grande envergure que celles que nous menons actuellement en petites équipes (au maximum, en comptant la collaboration et le support technique sur les aires expérimentales, une vingtaine de physiciens et techniciens). L'effort de R&D sur les détecteurs nécessaires pour les faisceaux EURISOL sera également mené par des groupes qui devront avoir les forces suffisantes, pour mener à bien non seulement les programmes expérimentaux en cours, mais aussi les réflexions et travaux sur les prospectives. Il serait dommage que ces développements importants ne soient pas accompagnés d'un renforcement régulier des groupes de physiciens, techniciens et ingénieurs qui travaillent sur les projets d'accélérateurs et de détecteurs, les systèmes cryogéniques et la micro-électronique. Il s'agit de travaux qui réclament une expertise et un support continu sur le long terme, pour accompagner les extractions de données et les analyses avec les faisceaux SPIRAL, la préparation de SPIRAL2 et les prospectives avec les futurs faisceaux de GSI/FAIR et d'EURISOL.

L'interaction expérimentateurs-théoriciens doit aussi être accrue, pour progresser dans la compréhension microscopique de la structure et des réactions nucléaires avec les noyaux exotiques. L'impact des résultats que nous obtiendrons dépendra également de notre capacité à mener rapidement les expériences avec SPIRAL2 et l'analyse des données. L'interprétation complète que nous pourrons fournir (changement de structure, conséquence sur les interactions effectives...), avec un support théorique conséquent, sera aussi un point-clé du retentissement de ces données dans la communauté, ainsi que de l'attrait de nos disciplines sur les étudiants qui seront nos futurs doctorants.

Au CEA, l'INSTN propose des contrats de thèse intitulés "contrats de for-

---

mation par la recherche”, CFR. Cette formation est *par et pour la recherche*. Cela signifie qu’à l’issue de la thèse, quand il recherche un emploi, l’étudiant est déjà formé par la recherche, et qu’il peut utiliser cette formation en valorisant son travail de thèse auprès de l’industrie ou d’entreprises privées, ou bien des organismes de recherche. On aimerait donc bien que ceux qui ont été formés dans notre groupe et notamment tous les étudiants qui ont travaillé sur les analyses des expériences avec MUST, ne soient pas mis systématiquement sur orbite en post-doc puis envoyés dans d’autres secteurs d’activité. Chaque thèse, chaque expérience, et les résultats qui en découlent sont des pierres supplémentaires apportées à l’édifice nucléaire. Renforcer la communauté des physiciens de structure et de réaction nucléaires nous permettra d’avancer plus vite et plus efficacement. Pour cela, il faut pouvoir offrir plus de bourses de thèse et des perspectives d’avenir en terme de postes de recherche dans notre domaine. Cette navigation sur l’océan de la faible liaison, à la recherche de phénomènes nouveaux et exotiques, est une aventure passionnante et nous tous, chercheurs de physique nucléaire, aimerions bien emmener dans notre bateau les jeunes générations.

# Liste des acronymes et références aux sites ouèbe

*Le dernier accès aux pages indiquées est d'octobre 2005.*

- AGATA : Advanced GAMMA Tracking Array
- AMD : Antisymmetrized Molecular Dynamics, Dynamique Moléculaire Antisymétrisée
- ASIC : Application Specific Integrated Circuit, Application Spécifique de circuits intégrés
- CATS : Chambre à Trajectoires de Saclay
- CCBA : Coupled-Channels Born approximation, calculs en voies couplées en approximation de Born
- CDCC : Continuum-Discretized Coupled-Channels, méthode de calculs des voies couplées avec discrétisation du continuum
- CIME : Cyclotron d'Ions à Moyenne Energie (dispositif SPIRAL, au GANIL)
- GCM : Generator Coordinate Model ; Modèle de Coordonnées Génératrices
- CRC : Coupled Channel Reactions ; réactions en voies couplées
- DAPNIA : Département d'Astrophysique, physique des Particules, physique Nucléaire et Instrumentation Associée, CEA-Saclay, DSM
- DEXON : Detection for EXOTic Nuclei, détection pour les noyaux exotiques
- DWBA : Distorted Wave Born Approximation, approximation de Born des ondes distordues
- ECIS : Equations Couplées en Itérations Séquentielles
- EURISOL European Isotope Separation On-Line, Accélérateur européen d'ions radioactifs séparés en ligne Radioactive Ion Beam Facility :  
<http://www.ganil.fr/eurisol/>
- EXOGAM : ensemble de détection de particules GAMMA
- FAIR : Facility for Antiproton and Ion Research :  
[http://www-new.gsi.de/fair/experiments/superfrs/index\\_e.html](http://www-new.gsi.de/fair/experiments/superfrs/index_e.html)
- FRDM : Finite-Range Droplet Model ; modèle de la goutte liquide
- GANIL : Grand Accélérateur National d'Ions Lourds :  
<http://www.ganil.fr/>



- 
- GRAPA : Gamma RAY and Particle Array, détecteur de photons et de particules légères chargées
  - GSI : Gesellschaft für Schwerionenforschung : <http://www.gsi.de/> ;  
FRS Ring Storage actuel : <http://www-wnt.gsi.de/frs/index.asp> ;  
projet GSI : voir FAIR (conceptual design report).
  - GFMC : Green Function Monte-Carlo, méthode Monte-Carlo avec fonctions de Green
  - GSM : Gamow Shell Model, modèle en couches Gamow
  - HF : Hartree Fock ; HFB : HF Bogolyubov
  - ISOL : Isotope Separation On Line, technique de séparation d'isotopes en ligne
  - KMT : théorie de diffusion de Kerman, McManus et Thaler
  - JLM : Jeukenne-Lejeune Mahaux chapitre I, II
  - LDA : Local Density Approximation, approximation de densité locale
  - MCSM : Monte Carlo Shell-Model, modèle en couches Monte-Carlo
  - MST : multiple scattering theory, théorie de diffusions multiples
  - MUST : MURs à STRips; MATE : MUST Asic Temps et Energie; cartes MUFEE : MUST Front End Electronics et MUVI : MUST2 VXI.
  - NCSM : No-core Shell Model, modèle en couches sans cœur
  - PCV : Potentiel de couplages virtuels
  - QMC : Quantum Monte-Carlo method, méthode Monte-Carlo Quantique
  - R3B : Reactions with Relativistic Radioactive Beams, EU-project <http://www-land.gsi.de/R3B/>
  - RCCSM : the recoil corrected continuum SM) modèle en couches avec continuum (et correction du recul)
  - RGM : Resonating Group Method, méthode du groupe résonant
  - RIA : Rare Isotopes Accelerator, sur le site de l'ANL, Yellow Book (1995) : <http://www.phy.anl.gov/div/origins/yellow-book/> ; Projet RIA sur le site de l'accélérateur MSU/NSCL : <http://www.nscl.msu.edu/tech/ria/> projet RIA sur le site d'Argonne : <http://www.phy.anl.gov/ria/w.html> .
  - RIKEN actuel : RIKEN Accelerator Research Facility (RARF), <http://www.rarf.riken.go.jp/rarf/rarf.html> projet de Riken : MUSES Multi-Storage for Electron Scattering
  - RMF : Relativistic Mean-Field, champ moyen relativiste
  - RPA : Random Phase Approximation
  - SISSI : Superconducting Intense Source for Secondary Ions, solénoïdes supraconducteurs pour la production intense d'ions secondaires
  - SMEC : Shell Model Embedded in the Continuum, modèle en couches plongé dans le continuum
  - SPEG : Spectromètre à Perte d'Energie du Ganil
  - SPIRAL : Source de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne
  - SPIRAL APD : Avant-projet détaillé (APD); Rapport SPIRAL 2 dispo-
-

---

nible sur sur le site :

<http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2/whatisspiral2.html>

- TDHF : Time-Dependent Hartree-Fock, méthode HF dépendant du temps
- VAMOS : VAriable MOde spectrometer, Spectromètre multi-modes,  
<http://www.ganil.fr/diraces/vamos.html>

---

# Liste des publications principales 1998-2005

- *Experimental evidence for sub-shell closure in  $^8\text{He}$  and indication of a resonant state in  $^7\text{He}$  below 1 MeV,*  
F. Skaza, V. Lapoux, N. Keeley, N. Alamanos, F. Auger, D. Beaumel, E. Becheva, Y. Blumenfeld, F. Delaunay, A. Drouart, A. Gillibert, L. Giot, K.W. Kemper, R.S. Mackintosh, L. Nalpas, A. Pakou, E.C. Pollacco, R. Raabe, P. Roussel-Chomaz, J.-A. Scarpaci, J-L. Sida, S. Stepantsov, R. Wolski, soumis à Phys. Rev. C Rapid co. (2005).
- *Structure of low-lying states of  $^{10,11}\text{C}$  from proton elastic and inelastic scattering,* C. Jouanne, V. Lapoux, F. Auger, N. Alamanos, A. Drouart, A. Gillibert, G. Lobo, A. Musumarra, L. Nalpas, E. Pollacco, J-L. Sida, M. Trotta, Y. Blumenfeld, E. Khan, T. Suomijärvi, T. Zerguerras, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, A. Lagoyannis, A. Pakou, Phys. Rev. C. **72**, 014308 (2005).
- *Important pickup coupling effect on  $^8\text{He}(p,p)$  elastic scattering,*  
F. Skaza, N. Keeley, V. Lapoux, N. Alamanos, F. Auger, D. Beaumel, E. Becheva, Y. Blumenfeld, F. Delaunay, A. Drouart, A. Gillibert, L. Giot, K.W. Kemper, R.S. Mackintosh, L. Nalpas, A. Pakou, E.C. Pollacco, R. Raabe, P. Roussel-Chomaz, J.-A. Scarpaci, J-L. Sida, S. Stepantsov, R. Wolski, Phys. Lett. B **619**, 82 (2005).
- *Investigation of the  $^6\text{He}$  cluster structures,*  
L. Giot, P. Roussel-Chomaz, C.E. Demonchy, W. Mittig, H. Savajols, N. Alamanos, F. Auger, A. Gillibert, C. Jouanne, V. Lapoux, L. Nalpas, E.C. Pollacco, J. L. Sida, F. Skaza, M.D. Cortina-Gil, J. Fernandez-Vasquez, R.S. Mackintosh, A. Pakou, S. Pita, A. Rodin, S. Stepantsov, G. M. Ter-Akopian, K. Rusek, I. J. Thompson, R. Wolski, Phys. Rev. C **71**, 064311 (2005).

- *Study of  $^{19}\text{Na}$  at SPIRAL*,  
F. de Oliveira Santos, P. Himpe, M. Lewitowicz, I. Stefan, N. Smirnova, N.L. Achouri, J.C. Angélique, C. Angulo, L. Axelsson, D. Baiborodin, F. Becker, M. Belleguic, E. Berthoumieux, B. Blank, C. Borcea, A. Cassimi, J.M. Daugas, G. de France, F. Dembinski, C.E. Demonchy, Z. Dlouhy, P. Dolégiéviez, C. Donzaud, G. Georgiev, L. Giot, S. Grévy, D. Guillemaud Mueller, V. Lapoux, E. Liénard, M.J. Lopez Jimenez, K. Markenroth, I. Matea, W. Mittig, F. Negoita, G. Neyens, N. Orr, F. Pougheon, P. Roussel Chomaz, M.G. Saint Laurent, F. Sarazin, H. Savajols, M. Sawicka, O. Sorlin, M. Stanoiu, C. Stodel, G. Thiamova, D. Verney, et A.C.C. Villari, Eur. Phys. J. A **24**, 237 (2005).
- *Observation of Excited States in  $^5\text{H}$* ,  
M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, A. S. Fomichev, S. A. Krupko, Yu. Ts. Oganessian, A. M. Rodin, S. I. Sidorchuk, R. S. Slepnev, S. V. Stepanov, G. M. Ter-Akopian, R. Wolski, M. G. Itkis, A. A. Bogatchev, N. A. Kondratiev, E. M. Kozulin, A. A. Korshennikov, E. Yu. Nikolskii, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, R. Palit, V. Bouchat, V. Kinnard, T. Materna, F. Hanappe, O. Dorvaux, L. Stuttge, C. Angulo, V. Lapoux, R. Raabe, L. Nalpas, A. A. Yukhimchuk, V. V. Perevozchikov, Yu. I. Vinogradov, S. K. Grishechkin, et S. V. Zlatoustovskiy, Phys. Rev. Lett. **93**, 262501 (2004).
- *Comprehensive analysis method for  $(d,p)$  stripping reactions*,  
N. Keeley, N. Alamanos, et V. Lapoux, Phys. Rev. C **69**, 064604 (2004).
- *No enhancement of fusion probability by the neutron halo of  $^6\text{He}$* ,  
R. Raabe, J-L. Sida, J-L. Charvet, N. Alamanos, C. Angulo, J-M Casandjian, S. Courtin, A.Drouart, D.J.C. Durand, P. Figuera, A. Gillibert, S. Heinrich, C. Jouanne, V. Lapoux, A. Lépine-Szily, A. Musumarra L. Nalpas, D. Pierroutsakou, M. Romoli, M. Trotta, K. Rusek, Nature Vol **431** No 7010 p.823-826, Oct. 2004.
- *Indications for isospin impurities in the  $2_1^+$  excitations of the  $A = 30, T = 1$  isobaric multiplet*, E.Khan, V. Lapoux, N.Alamanos, Y.Blumenfeld, Phys. Rev. C **69**, 031303 (2004).
- *Breakup and fusion of  $^6\text{Li}$  and  $^6\text{He}$  with  $^{208}\text{Pb}$* ,  
K. Rusek, N. Alamanos, N. Keeley, V. Lapoux, et A. Pakou, Phys. Rev. C **70**, 014603 (2004).
- *Study of light proton-rich nuclei by complete kinematics measurements*,

- T. Zerguerras, B. Blank, Y. Blumenfeld, T. Suomijärvi, D. Beaumel, B.A. Brown, M.Chartier, M. Fallot, J.Giovinazzo, C.Jouanne, V. Lapoux, I. Lhenry-Yvon, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, J.A.Scarpaci, A. Shrivastava, M. Thoennessen, EPJA 20, 389-296 (2004).
- *Evidences for resonance states in  $^5H$* ,  
M.S. Golovkov, Yu.Ts. Oganessian, D.D. Bogdanov, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.I. Sidorchuk, R.S. Slepnev, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, V.A. Gorshkov, M.L. Chelnokov, M.G. Itkis, E.M.Kozulin, A.A. Bogatchev, N.A. Kondratiev, I.V. Korzyukov, A.A. Yukhimchuk, V.V. Pervezchikov, Yu.I. Vinogradov, S.K. Grishechkin, A.M. Demin, S.V. Zlatoustovsky, A.V. Kuryakin, S.V. Fil'chagin, R.I. Il'kayev, F. Hanappe, T. Matera, L. Stuttge, A.H. Ninane, A.A. Korshennikov, E.Yu. Nikolskii, I. Tanihata, P. Roussel-Chomaz, W. Mittig, N. Alamanos, V. Lapoux, E.C. Pollacco, L. Nalpas, Phys.Lett. B 566, 70 (2003).
  - *Structure of light exotic nuclei  $^6,8He$  and  $^{10,11}C$  from  $(p,p')$  reactions*,  
V.Lapoux, N. Alamanos, F. Auger, A. Drouart, A. Gillibert, C. Jouanne, G. Lobo, L. Nalpas, A. Obertelli, E. Pollacco, R. Raabe, F. Skaza, J-L. Sida, D. Beaumel, E. Becheva, Y. Blumenfeld, F. Delaunay, L. Giot, E. Khan, A. Lagoyannis A. Musumarra, P. Navrátil A. Pakou, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, J-A. Scarpaci, S. Stepantsov, R. Wolski et T. Zerguerras, compte-rendu de la conférence ISPUN02, Halong Bay, Nov. 2002, publié dans Nucl Phys. **A722** (2003) 49c-54c.
  - *Structure Studies of Exotic Nuclei Using  $(p,p')$  Reactions*,  
V. Lapoux, N. Alamanos et E. Khan,  
Yadernaya Fizika "Physics of Atomic Nuclei" manuscrit des compte-rendus de la conférence de Dubna (HIPH'02) Juin 2002.
  - *Interaction of  $^8He$  Nuclei with Alpha Particles and Protons at a Beam Energy of 26 MeV/n*,  
R. Wolski, A.S. Fomichev, A.M. Rodin, S.I.Sidorchuk, S.V. Stepantsov, G.M. Ter-Akopian, Yu.Ts.Oganessian, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, N. Alamanos, V. Lapoux, R. Raabe, Nucl.Phys. **A701**, 29c (2002).
  - *24.5 A MeV  $^6He + p$  Elastic and Inelastic Scattering*, S.V.Stepantsov, D.D.Bogdanov, A.S.Fomichev, A.M.Rodin, S.I.Sidorchuk, R.S.Slepnev, G.M. Ter-Akopian, R. Wolski, M.L.Chelnokov, V.A.Gorshkov, Yu.Ts.Oganessian, N.Alamanos, F. Auger, V. Lapoux, G.Lobo, K.Amos, P.K.Deb, S.Karataglidis, M.S.Golovkov, A.A. Korshennikov, I.Tahihata, E.A.Kuzmin, E.Yu. Nikolskii, R.L.Kavalov, Phys. Lett. B **542**, 35 (2002).

- *Coupling Effects in the Elastic Scattering of  ${}^6\text{He}$  on  ${}^{12}\text{C}$ ,*  
V.Lapoux, N.Alamanos, F. Auger, V. Fékou-Youmbi, A. Gillibert, F. Marie, S. Ottini-Hustache, J.-L.Sida, D.T. Khoa, Y. Blumenfeld, F. Maréchal, J.-A. Scarpaci, T. Suomijärvi, J.H. Kelley, J.-M. Casandjian, M. Chartier, M.D. Cortina-Gil, M. Mac Cormick, W. Mittig, F. de Oliveira Santos, A.N. Ostrowski, P.Roussel-Chomaz, K.W. Kemper, N. Orr, J.S. Winfield, Phys. Rev. C **66**, 034608 (2002).
  
- *Sub-barrier and Near-barrier Fusion Study of Halo Nuclei,*  
N. Alamanos, A. Pakou, V. Lapoux, J.L. Sida, M. Trotta, Phys. Rev. C **65**, 054606 (2002).
  
- *Probing the  ${}^6\text{He}$  Halo Structure with Elastic and Inelastic Proton Scattering,*  
A. Lagoyannis, F. Auger, A. Musumarra, N. Alamanos, E.C. Pollacco, A. Pakou, Y. Blumenfeld, F. Braga, M. La Commara, A. Drouart, G. Fioni, A. Gillibert, E.Khan, V. Lapoux, W. Mittig, S. Ottini-Hustache, D. Pierrotsakou, M. Romoli, P. Roussel-Chomaz, M. Sandoli, D. Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, T. Suomijärvi, S. Karataglidis, K. Amos, Phys. Lett. B **518**, 27 (2001).
  
- *Coupling Effects in the Elastic Scattering of the Exotic Nucleus  ${}^6\text{He}$  on Protons,* V. Lapoux, N. Alamanos, F. Auger, Y. Blumenfeld, J.-M. Casandjian, M. Chartier, M.D. Cortina-Gil, V. Fékou-Youmbi, A. Gillibert, J.H. Kelley, K.W. Kemper, M. Mac Cormick, F. Maréchal, F. Marie, W. Mittig, F. de Oliveira Santos, N.A. Orr, A. Ostrowski, S. Ottini-Hustache, P. Roussel-Chomaz, J.-A. Scarpaci, J.-L. Sida, T. Suomijärvi, J.S. Winfield, Phys.Lett. B **517**, 18 (2001).
  
- *Proton Scattering from the Unstable Nuclei  ${}^{30}\text{S}$  and  ${}^{34}\text{Ar}$  : Structural evolution along the sulfur and argon isotopic chains,*  
E. Khan, T. Suomijärvi, Y. Blumenfeld, V.G. Nguyen, N. Alamanos, F. Auger, E. Bauge, D. Beaumel, J.P.Delaroche, P. Delbourgo-Salvador, A. Drouart, S. Fortier, N. Frascaria, A. Gillibert, M. Girod, C. Jouanne, K.W. Kemper, A. Lagoyannis, V.Lapoux, A. Lépine-Szily, I. Lhenry, J. Libert, F. Maréchal, J.M. Maison, A. Musumarra, S. Ottini-Hustache, P. Piattelli, S. Pita, E.C.Pollacco, P.Roussel-Chomaz, D. Santonocito, J.E. Sauvestre, J.A. Scarpaci, T. Zerguerras, Nucl. Phys. **A694**, 103 (2001).
  
- *A Determination of the  ${}^6\text{He} + p$  Interaction Potential,*  
A. de Vismes, P.Roussel-Chomaz, W. Mittig, A. Pakou, N. Alamanos, F. Auger, J.-C. Angélique, J. Barrette, A.V. Belozyorov, C.Borcea, W.N. Catford, M.D. Cortina-Gil, Z. Dlouhy, A. Gillibert, V. Lapoux, A. Lépine-Szily,

- S.M. Lukyanov, F. Marie, A. Musumarra, F. de Oliveira, N.A. Orr, S. Ottini-Hustache, Y.E. Penionzhkevich, F. Sarazin, H. Savajols, N. Skobelev, *Phys. Lett. B* **505**, 15 (2001).
- *Electric and Nuclear Transition Strength in  $^{30,32}\text{Mg}$ ,*  
V. Chiste, A. Gillibert, A. Lépine-Szily, N. Alamanos, F. Auger, J. Barrette, F. Braga, M.D. Cortina-Gil, Z.Dlouhy, V. Lapoux, M. Lewitowicz, R. Lichtenthaler, R.Liguori Neto, S.M.Lukyanov, M.MacCormick, F.Marie, W. Mittig, F.de Oliveira Santos, N.A. Orr, A.N. Ostrowski, S. Ottini, A. Pakou, Yu.E. Penionzhkevich, P. Roussel-Chomaz, J.L. Sida, *Phys. Lett. B* **514**, 233 (2001).
  - *Low-Lying Collective States in Neutron-Rich Oxygen Isotopes via Proton Scattering,*  
E. Khan, Y. Blumenfeld, V.G. Nguyen, T. Suomijärvi, N. Alamanos, F. Auger, G. Colo, N. Frascaria, A.Gillibert, T. Glasmacher, M. Godwin, K.W. Kemper, V. Lapoux, I. Lhenry, F. Maréchal, D.J. Morrissey, A.Musumarra, N.A.Orr, S. Ottini-Hustache, P. Piattelli, E.C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, J.C. Roynette, D. Santonocito, J.E. Sauvestre, J.A. Scarpaci, C. Volpe, *Phys. Lett. B* **490**, 45 (2000).
  - *Large Enhancement of the Sub-Barrier Fusion Probability for a Halo Nucleus,* M. Trotta, J.L. Sida, N. Alamanos, A. Andreyev, F. Auger, D.L. Balabanski, C. Borcea, N. Coulier, A.Drouart, D.J.C.Durand, G.Georgiev, A. Gillibert, J.D. Hinnefeld, M. Huyse, C. Jouanne, V. Lapoux, A. Lépine, A. Lumbroso, F. Marie, A. Musumarra, G. Neyens, S. Ottini, R. Raabe, S. Ternier, P. Van Duppen, K. Vyvey, C. Volant, R. Wolski, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2342 (2000).
  - *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*  
Y .Blumenfeld, F. Auger, J.E. Sauvestre, F. Maréchal, S. Ottini, N. Alamanos, A. Barbier, D. Beaumel, B. Bonnereau, D. Charlet, J.F. Clavelin, P. Courtat, P. Delbourgo-Salvador, R. Douet, M. Engrand, T. Ethvignot, A. Gillibert, E. Khan, A. Lagoyannis, V.Lapoux, L. Lavergne, S. Lebon, P. Lelong, A. Lesage, V. Le Ven, I. Lhenry, J.M. Martin, A. Musumarra, L. Petizon, S. Pita, E. Pollacco, J. Pouthas, A. Richard, D. Rougier, D. Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, C. Soulet, J. S. Stutzmann, T. Suomijärvi, M. Szmigielski, P. Volkov, G. Voltolini, *NIM A* **421**, 471 (1999).
  - *Anomalous E1 and E2 Strengths in  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{48}\text{Ca}$  at Low Excitation Energy : A comparative study,*  
S. Ottini-Hustache, N. Alamanos, F. Auger, B. Castel, Y .Blumenfeld, V. Chiste, N. Frascaria, A. Gillibert, C. Jouanne, V.Lapoux, F. Marie, W.



Mittig, J.C. Roynette, J.A. Scarpaci, Phys.Rev. C **59**, 3429 (1999).

- *Spectroscopy of the Unbound Nucleus  $^{11}\text{N}$  by the  $^{12}\text{C}$  ( $^{14}\text{N}, ^{15}\text{C}$ ) $^{11}\text{N}$  Transfer Reaction*, A.Lépine-Szily, J.M.Oliveira, Jr., A.N. Ostrowski, H.G. Bohlen, R. Lichtenthaler, A. Blazevic, C. Borcea, V. Guimaraes, R. Kalpakchieva, V. Lapoux, M. MacCormick, F. Oliveira, W. von Oertzen, N.A. Orr, P. Roussel-Chomaz, Th. Stolla, J.S. Winfield, Phys. Rev. Lett. **80**, 1601 (1998).

# Annexes



# Annexe A

## Modèles de structure nucléaire

### A.1 Modèle en couches

Les premières informations sur la structure du noyau ont été fournies par le modèle de la goutte liquide où les noyaux sont décrits comme des gouttes liquides, chargées de matière nucléaire incompressible. La formule de Bethe-Weizacker exprime leur énergie de liaison comme la somme de termes de volume et de surface et d'un terme coulombien.

Néanmoins certaines propriétés restaient inexpliquées comme l'existence de noyaux magiques ayant une stabilité accrue. Pour des nombres de nucléons : 2, 8, 20, 50 il était observé que les noyaux correspondants ne présentaient pas ou peu de déformations, que leur forme était généralement sphérique, et leur énergie de liaison importante.

Dans le cadre du modèle en couches, avec l'introduction d'un potentiel de spin-orbite phénoménologique, les nombres de nucléons : 2, 8, 20, 50 ont été interprétés comme correspondant à des couches fermées.

Le modèle en couches suppose que les nucléons dans un noyau occupent des couches d'énergie qui sont les états propres d'un potentiel moyen ressenti par chacun d'eux et créé par les nucléons environnants [Goe]. Ce modèle traite donc les nucléons comme des particules quasiment indépendantes plongées dans un potentiel moyen. Le potentiel utilisé est de la forme suivante :

$$V_{mc}(r) = V_{o.h} - D.L^2 - f(r)L.S \quad (\text{A.1})$$

- le premier terme est un potentiel de type oscillateur harmonique ;
- le deuxième est un terme dit de bord qui va avoir pour effet de lever la dégénérescence en  $l$  des niveaux de l'oscillateur harmonique ;
- le troisième est le couplage spin-orbite qui lève la dégénérescence en  $l + \frac{1}{2}$  et abaisse l'orbitale  $j = l_{max} + \frac{1}{2}$ . Le terme de spin-orbite fut introduit de manière phénoménologique, pour retrouver les nombres magiques observés : 2, 8, 20, 28, 50... quand on calcule les états propres du potentiel  $V_{mc}$ .

Avec ce modèle, les propriétés des noyaux stables sont relativement bien comprises. On peut rendre compte par construction des nombres magiques, et calculer les sauts en énergie entre les couches de nucléons. Le modèle rend compte de la diminution des énergies de séparation d'un nucléon au voisinage d'un noyau dont le nombre  $N$  ou  $Z$  est magique, et de l'évolution des forces de transition  $B(E2)$   $0^+ \rightarrow 2^+$  (maximum de la distribution au passage par un nombre magique, le long d'une chaîne isotopique par exemple).

L'explication des propriétés des noyaux doublement magiques ou des noyaux dont le nombre de neutrons ou de protons est magique, constitua le principal succès du modèle en couches.

De nos jours, si l'on considère les hypothèses de base du modèle en couches telles que l'approximation des particules indépendantes, le puits de potentiel modélisé par une fonction d'oscillateur harmonique, on s'aperçoit qu'elles ne sont *a priori* valides que dans quelques cas : pour les noyaux magiques, et au voisinage de ces noyaux. A l'intérieur du noyau, les particules interagissent fortement et ne peuvent pas être considérées comme indépendantes. Les effets "au-delà du modèle en couches" vont donc être notables pour des noyaux de la table  $(Z,N)$  éloignés des noyaux à couche fermée en protons ou neutrons. Ces effets sont discutés dans le chapitre I.2.5. Notre connaissance des noyaux éloignés de la vallée de stabilité est encore très réduite : on n'a atteint la drip-line que pour les isotopes d'oxygène, et les découvertes sur les nouveaux noyaux radioactifs plus lourds se limitent pour l'instant à indiquer l'existence ou non des espèces les plus exotiques. Parmi les quelques 2000 noyaux radioactifs mis en évidence, environ .. masses ont été mesurées mais on est encore loin de pouvoir donner ne serait-ce que des éléments de la spectroscopie à basse énergie de ces noyaux. On dispose ainsi d'un terrain très riche et encore inexploré où l'on pourra caractériser de nouvelles modifications des couches.

À grand nombre de neutrons, la séquence des orbitales données par le modèle en couches classique est susceptible d'être remise en cause. Par exemple, le noyau peut minimiser son énergie en adoptant une configuration qui présente une grande déformation. Ces configurations sont stabilisées à une énergie inférieure à celle de la configuration qui serait occupée à déformation nulle. On qualifie alors ces états d'états intrus. Les orbites intruses ont tendance à faire décroître l'énergie d'excitation en fonction de la déformation  $\beta$ . Des techniques ont été développées pour calculer la forme du noyau dans son état fondamental (ou dans un état métastable) en minimisant l'énergie potentielle nucléaire par rapport à un jeu de coordonnées reliées à la déformation de la surface nucléaire étudiée. Quand le noyau est considéré comme un ellipsoïde auquel une perturbation est appliquée le diagramme de Nilsson peut fournir une image de l'évolution de la séquence des couches en fonction de la déformation du noyau. Pour avoir une approche quantitative et prédictive des déformations du noyau et de ses configurations possibles, les calculs au-delà du champ moyen réclament des techniques sophistiquées (mélange de configurations, projection en moment angulaire,...) évoquées

dans le chapitre Sec. V.5.2.

## A.2 Fonctionnelle en densité

L'article de M. Beiner et R. Lombard [BeiL74] fournit une description complète de la fonctionnelle en densité. Les principales caractéristiques sont les suivantes : l'énergie totale est exprimée comme une fonctionnelle de la densité à une particule. Le terme de volume est paramétrisé selon les calculs de matière nucléaire comme fonction des densités totales (de neutrons et de protons) et de l'asymétrie proton-neutron. Les effets de taille finie sont pris en compte avec les contributions du gradient de densité. La densité est développée sur une base à une particule en supprimant la symétrie sphérique. L'énergie coulombienne est incluse et les corrélations d'appariement sont calculées à partir de la matrice de gap déduite d'une interaction  $NN$  réaliste. La contribution du spin-orbite est phénoménologique. Le principe variationnel est appliqué par rapport aux orbitales à une particule et aux nombres d'occupation, ce qui conduit dans la pratique à des calculs du type Hartree-Fock-BCS. La version de la force utilisée ici pour les exemples est la dernière construite F1S [Lom90].

Il est intéressant de noter que, à un niveau qualitatif, la position de la drip-line neutron dépend crucialement de l'excès de particule et des contributions de spin-orbite (l'excès de particule donne naissance à des termes dépendant de la différence entre les densités des protons et des neutrons). C'était illustré dans un calcul schématique des isotopes d'He dans [Lom71].

Pour décréter qu'un nombre de particules est magique, il ne suffit pas de considérer les gaps en énergie dans les spectres à une particule. Un critère plus objectif repose sur la stabilité des nombres d'occupation de couches par rapport aux corrélations d'appariement. La quantité pertinente à étudier est alors le nombre de dispersion  $\sigma_N$ , qui est défini comme la déviation quadratique de la valeur moyenne de l'opérateur du nombre de particules  $\hat{N} : \langle \hat{N} \rangle$ . Le carré de  $\sigma_N$  est simplement exprimé comme une fonction des probabilités d'occupation  $v_j$  de la couche de moment  $j$  :

$$\sigma_N^2 = 2 \sum_{\nu} (2j_{\nu} + 1) v_{\nu}^2 (1 - v_{\nu}^2) \quad (\text{A.2})$$

Comme une fermeture de couche au nombre  $N$  correspond à un remplissage des couches ( $v_j \in \{0, 1\}$ ), en Hartree-Fock, cette quantité devient zéro au point  $N$ . Elle atteint son maximum en milieu de sous-couches de valence, dans une région où les déformations sont susceptibles de se produire. Dans [Bei75b], il était montré que  $\sigma_N$  est une bonne quantité pour contrôler la magie.

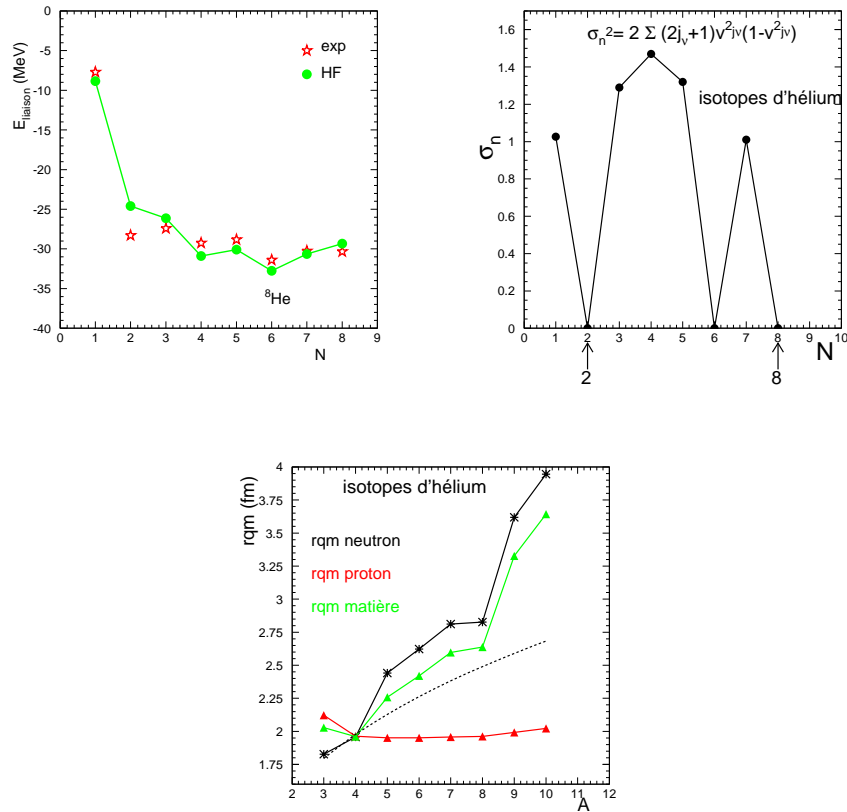


FIG. A.1 – Calculs, avec la fonctionnelle F1S, des énergies de liaison (comparées à l'expérience), des probabilités d'occupation et des rayons quadratiques moyens (rqm) de protons et neutrons et de matière des noyaux d'hélium .

### A.2.1 Application aux hélium

Sur la figure Fig. A.1,  $\sigma_N$  est représenté en fonction du nombre de neutrons. Puisque la méthode de densité en énergie fournit les propriétés des états fondamentaux, et en particulier l'énergie de liaison, il est possible de corrélérer les zéros de  $\sigma_N$  et les énergies de séparation. Une autre observable est également importante pour déceler des changements de structure, à savoir les rqm de matière.

On l'illustre sur la Fig. A.2 b) pour les isotopes d'hélium.

### A.2.2 N=16

Comme on l'a évoqué (Sec.I.2.5) Beiner, Mas et Lombard [Bei75b, Lom90] avaient prédit la modification des effets de couches dans les isotopes de C,N,O à grand nombre de neutrons, et l'augmentation, par rapport à la situation de la vallée de stabilité, du saut en énergie entre les couches  $1s_{1/2}$  ( $N=16$ ) et  $0d_{3/2}$  conduisant à l'apparition du nombre magique  $N=16$  dans cette région. Cette conclusion est tirée du comportement de la fonction  $\sigma_N$  (Eq. A.2) en fonction de  $N$ . Elle présente un minimum à  $N = 16$  indiquant le passage par un nombre magique. Sur la Fig. A.2 a) on voit par exemple  $\sigma_N$  pour la chaîne des isotopes d'oxygène.

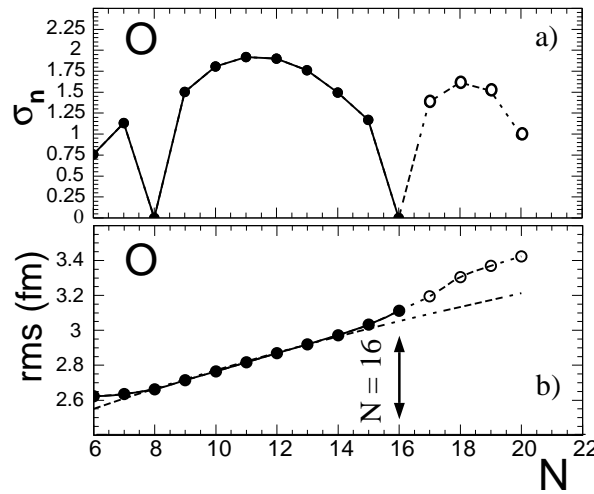


FIG. A.2 – Evolution calculée du rqm des densités de p,n, et matière et de la dispersion neutron pour les isotopes d'oxygène en fonction du nombre de neutrons.

Avec Roland Lombard de l'IPN Orsay, nous avons calculé l'évolution de  $\sigma_N$  le long des chaînes isotopiques de F, Ne, Na et Mg pour contrôler l'évolution de la magie autour de  $N = 8, 16$  or  $20$ . Sur la Fig. A.3,  $\sigma_N$  est présenté en fonction du nombre de neutrons. Dans tous les cas,  $N = 8$  demeure un bon nombre magique.  $N = 16$  est magique seulement pour les F, et devient semi-magique pour les



noyaux de Ne, Na et Mg, comme l'indique le minimum local de la distribution  $\sigma_N$ .  $N = 20$  est seulement un nombre semi-magique pour ces isotopes. Dans les noyaux très riches en neutrons de Ne, Na et Mg, l'apparition d'un nouveau nombre magique est signalé à  $N = 34$  ( $N = 32$  magique serait possible dans les noyaux de Ne). Bien que cela survienne pour des noyaux non liés (indiqués par les cercles vides), c'est une bonne indication pour les chaînes isotopiques suivantes : dans les noyaux plus lourds, riches en neutrons, ce nouveau nombre magique pourra probablement être déduit expérimentalement des systématiques de  $S_n$ ,  $\sigma_I$  et  $B(E2)$ .

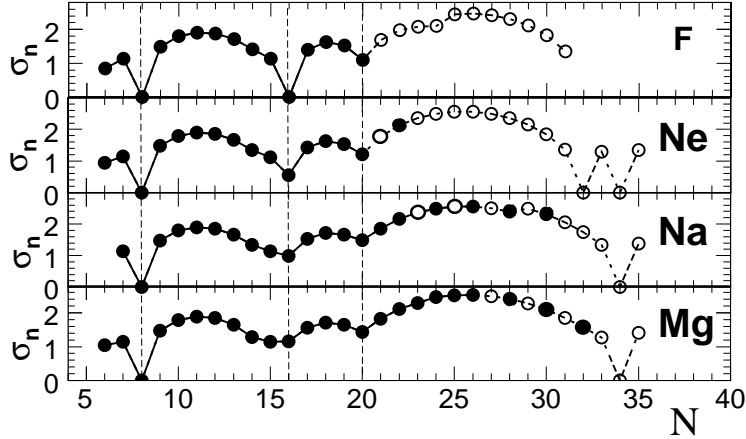


FIG. A.3 – Evolution de la dispersion en neutron des chaînes de F, Ne, Na et Mg en fonction du nombre de neutrons. Les cercles pleins (vides) correspondent aux noyaux prédits liés (non liés).

De nombreux paramètres libres dépendant du degré de liberté de l'isospin sont présents dans les interactions effectives utilisées pour les calculs de structure. Notre fonctionnelle est directement reliée à l'équation d'état de la matière asymétrique et elle contient une dépendance explicite en isospin. Le terme de spin-isospin est intrinsèquement présent, et comme l'ont montré les discussions sur les nouveaux nombres magiques et la séquence des isotopes liés et non liés des noyaux de F à ceux de Mg, ce terme est suffisamment bon pour fournir une première approche des propriétés des noyaux très riches en neutrons.

Si plusieurs quantités servant à bâtir les fonctionnelles en densité peuvent être ajustées sur les propriétés de la matière nucléaire, le choix du jeu de paramètres d'une fonctionnelle requiert la connaissance des énergies de liaison réalistes. Les mesures de masses loin de la stabilité sont alors très importantes. Par exemple, la différence entre les deux fonctionnelles F1 et F1S est justement fondée sur des données concernant la liaison de noyaux légers riches en neutrons [Lom90]. Avec F1S, on constate qu'un meilleur contrôle du terme dépendant de la différence des densités des neutrons et des protons  $\rho_n$  et  $\rho_p$  ( $\eta_1[\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2$ ), est suffisant

pour rendre compte des tendances générales observées sur les données, alors que dans le cas de F1, on constate une tendance à surlier les noyaux à mesure que  $N$  augmente.

### A.2.3 Prédiction de la drip-line neutron

Avec F1S on trouve que le  $^{31}\text{Ne}$  est non lié, comparé au noyau de  $^{30}\text{Ne}$ . On échoue pour la prédiction du  $^{31}\text{Ne}$ , (trouvé non lié alors qu'il l'est) et on obtient le  $^{32}\text{Ne}$  comme le dernier isotope de néon lié.

On prédit correctement l'instabilité des noyaux de  $^{33}\text{Ne}$ ,  $^{36}\text{Na}$  et  $^{39}\text{Mg}$  (comme obtenu expérimentalement dans [Not02]), ainsi que la liaison de  $^{32}\text{Ne}$ ,  $^{37}\text{Na}$ , et  $^{38}\text{Mg}$ . Avec F1S on trouve que  $^{35,37}\text{Mg}$  sont très faiblement liés, par seulement 500 keV et 1 MeV, respectivement, comparés aux isotopes  $^{34,36}\text{Mg}$ . On trouve également  $^{39,41}\text{Na}$ ,  $^{40,42}\text{Mg}$  liés et on prédit  $^{41}\text{Na}$ ,  $^{44}\text{Mg}$  comme les derniers liés. L'échec concernant les isotopes de Ne peut être attribué, comme pour les noyaux de fluor, au manque de corrélations du calcul : il est seulement supposé ici que les noyaux sont sphériques, alors qu'il est connu que le noyau peut gagner de l'énergie de liaison supplémentaire en se déformant.

## A.3 Interactions effectives $NN$ – Traitement en champ moyen et au-delà

### A.3.1 Interactions locales de Skyrme

Elles sont générées à partir d'études complètes de la matière nucléaire infinie, symétrique et asymétrique, jusqu'à la matière composée uniquement de neutrons et obtenues par des paramétrisations sur certaines des caractéristiques d'un petit nombre de noyaux stables (rayons quadratiques moyens du Plomb, de l'Oxygène). La forme d'origine a été proposée par T. Skyrme [Sky59], comme somme d'une partie à deux corps et d'une partie à trois corps :

$$V + \sum_{i < j} v_{ij}^{(2)} + \sum_{i < j < k} v_{ijk}^{(3)} .$$

Pour simplifier les calculs, T. Skyrme a utilisé une expansion de courte portée de l'interaction à deux corps, et il a fixé ses paramètres, en ajustant l'énergie et le moment de Fermi de matière nucléaire sur les valeurs à la saturation  $E/A = -17,04$  MeV,  $k_F = 1,37 \text{ fm}^{-1}$ , et également en imposant que soient reproduites les énergies de liaison et les différences de masse de quelques noyaux légers, calculées avec les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Les effets liés à une dépendance en densité de l'interaction ont été étudiés par D. Vautherin et M. Brink [VaBr72] qui ont modifié l'expression de l'interaction. Ils ont montré que cette forme, même aussi simple et à portée nulle, était apte à décrire avec succès

les états fondamentaux des noyaux sphériques, et à reproduire les énergies de liaison et les rayons à travers la table des noyaux [VaBr72]. Ils ont prouvé que la force à trois corps prise par T. Skyrme sous forme d'une interaction de portée nulle :  $v_{123}^{(3)} = t_3 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_2 - \vec{r}_3)$  était équivalente à l'interaction à deux corps dépendant de la densité :

$$v_{12} = \frac{1}{6} t_3 (1 + P^\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho\left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}\right) .$$

Ils ont analysé les relations entre les paramètres de l'interaction et les propriétés générales de la matière nucléaire et des noyaux. Récemment, de nouvelles forces de Skyrme ont été élaborées [ChaTH95, Cha97, Cha98] pour prendre en compte le degré de liberté de l'isospin et travailler sur des noyaux situés loin de la vallée de stabilité. Elles doivent donner une description fiable des propriétés statiques (état fondamental, énergie de liaison,...) et dynamiques (déformation, moment quadrupolaire,...) de ces noyaux. La forme générale de l'interaction entre deux nucléons 1 et 2 est :

$$\begin{aligned} V(1, 2) &= t_o (1 + x_o P^\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ &+ \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P^\sigma) [\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}^2 + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}'^2] \\ &+ t_2 (1 + x_2 P^\sigma) \vec{k} \cdot \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}' \\ &+ t_3 (1 + x_3 P^\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^{\sigma_d} \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}\right) \\ &+ i W_o (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{k} \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}' \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$P^\sigma = (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)/2$  est l'opérateur d'échange de spin,  $\vec{\sigma}_1$  et  $\vec{\sigma}_2$  sont les matrices de spin de Pauli,  $\vec{k} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)$  est un opérateur d'impulsion qui agit à droite, et  $\vec{k}'$  est son complexe conjugué. Le premier terme en  $t_o$  est le terme central local de l'interaction qui inclut un terme d'échange de spin fixé par  $x_o$ . Les deuxième et troisième termes simulent la partie de portée finie de l'interaction, le quatrième dépend de la densité du noyau  $\rho$ . Le dernier est la partie de spin-orbite.

Les 10 paramètres de l'interaction sont les 6 issus de la théorie initiale de Skyrme,  $t_o, x_o, t_1, t_2, t_3$  et  $W_o$ , auxquels s'ajoutent  $x_1, x_2, x_3, \sigma$ . Ils sont ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire infinie (densité  $\rho_o$  et énergie de liaison moyenne par nucléon), sur les propriétés de quelques noyaux magiques (énergies de liaison, rayons moyens, différences d'énergie entre les niveaux à une particule 1p1/2 et 1p3/2 dans le  $^{208}\text{Pb}$  et l' $^{16}\text{O}$ ). Quand le facteur  $\sigma_d$  est pris légèrement inférieur à un, il donne une équation d'état de la matière nucléaire adoucie et permet une bonne reproduction des données sur les résonances géantes.

### A.3.2 Interaction de portée finie de Gogny

Le processus initial de formation de l'interaction  $D1$  de Gogny (D1S dans sa forme récente [DeGo80]), est identique à celui de Skyrme, et il inclut en plus des termes de portée finie, qui figurent en première ligne de l'expression :

$$\begin{aligned}
 V(1, 2) = & \sum_{i=1}^2 e^{-(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)^2 / \mu_i^2} (W_i + B_i P^\sigma - H_i P^\tau - M_i P^\sigma P^\tau) \\
 & + iW_o(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{k} \times \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} \\
 & + t_3(1 + P^\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho^{1/3} \left( \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Les notations  $\vec{k}$  et  $P^\sigma$  sont similaires à celles employées pour l'interaction de Skyrme.  $P^\tau$  désigne l'opérateur d'échange d'isospin. Le premier terme est non local, et représente une meilleure approximation des effets de portée finie qu'une simple dépendance en densité, le deuxième terme est le terme de spin-orbite, et le dernier dépend de la densité au centre de masse des deux nucléons.

Les 12 paramètres de l'interaction  $\mu_1 = 0,7$  fm,  $\mu_2 = 1,2$  fm,  $W_i$ ,  $B_i$ ,  $H_i$  et  $M_i$ ,  $i = 1, 2$ ,  $W_o$ ,  $t_3$ , sont ajustés sur les propriétés de la matière nucléaire infinie, de la matière semi-infinie pour le coefficient de surface, sur un nombre restreint de données, notamment concernant les noyaux  $^{16}\text{O}$  et  $^{90}\text{Zr}$ , et les différences de masse pair-impair dans quelques isotopes de l'étain, qui sont sensibles aux propriétés d'appariement de l'interaction nucléaire.

## A.4 Nucléons plongés dans un champ moyen : calcul du potentiel par la méthode Hartree-Fock

Le système étudié est un ensemble de  $A$  nucléons, supposés identiques et de masse  $M_N$ . La méthode de Hartree-Fock est employée pour déduire, de l'interaction effective  $NN$  à deux corps, le champ moyen  $U_{HF}^{(i)}$  produit par les interactions binaires entre les particules, et senti par un nucléon  $i$  à l'intérieur d'un noyau de taille finie, de nombre de masse  $A$ . L'approximation Hartree-Fock consiste à supposer que l'état fondamental du système est celui de l'ensemble des  $A$  particules indépendantes, dans le champ moyen  $U_{HF}$ . Cela permet d'écrire la fonction d'onde du système étudié  $\Psi_A$ , comme vecteur propre avec la valeur propre  $E$  (énergie totale du système) de l'hamiltonien, associé aux  $A$  particules, qui prend en compte l'énergie cinétique du système  $\sum_i T_i$  et les termes de l'interaction nucléaire  $\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij}$  au sein du milieu considéré :  $H\Psi_A = E\Psi_A$  où  $H$  a pour forme :

$H = \sum_i T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij}$ . L'état fondamental est donc un produit de  $A$  orbitales

$\psi_{\alpha i}$  à une particule, que l'on antisymétrise pour préserver l'indiscernabilité de l'ensemble des  $A$  fermions, ce qui donne un déterminant de Slater des fonctions d'onde propres à une particule. La matrice de densité  $\rho$  est le projecteur sur les états à une particule de l'hamiltonien. L'énergie est alors prise comme fonctionnelle de la matrice densité à un corps et elle est égale à la valeur moyenne de l'opérateur hamiltonien  $\hat{H}$  sur l'état  $\Psi_A$ .

Pour  $i = 1, \dots, A$ , en omettant les sommations sur les coordonnées du spin et de l'isospin, l'écriture du principe variationnel de minimisation de  $E$  fournit l'ensemble des équations de Schrödinger, non linéaires, couplées, équations dites de Hartree-Fock :

$$-\frac{\hbar^2}{2M_N} \Delta \psi_{\alpha i}(\vec{r}) + U_{HF}^{(dir)}(\vec{r}) \psi_{\alpha i}(\vec{r}) + \int U_{HF}^{(éch)}(\vec{r}, \vec{r}') \psi_{\alpha i}(\vec{r}') d\vec{r}' = \epsilon_{\alpha i} \psi_{\alpha i}(\vec{r}) \quad (\text{A.5})$$

Dans ces équations, le champ moyen se compose de deux parties qui dépendent des orbitales occupées et de l'interaction  $V_{NN}$ , le champ moyen direct, qui est le potentiel local :

$$U_{HF}^{(dir)}(r) = \sum_{i=1}^A \int \psi_{\alpha i}^*(r') V_{NN}(r - r') \psi_{\alpha i}(r') dr' \quad (\text{A.6})$$

et le champ moyen d'échange :

$$U_{HF}^{(éch)}(r, r') = - \sum_{i=1}^A \psi_{\alpha i}^*(r') V_{NN}(r - r') \psi_{\alpha i}(r) \quad (\text{A.7})$$

Ce terme d'échange n'a pas d'équivalent classique, il est purement quantique, non local.

## A.5 Champ d'appariement et méthode HFB

Les forces de Skyrme, locales, ne rendent pas compte, contrairement aux forces de Gogny, de l'appariement ; elles incluent alors les effets d'appariement en ajoutant à l'hamiltonien une interaction résiduelle. Des programmes issus de la méthode Hartree-Fock prennent en compte l'appariement en introduisant des corrélations au niveau des fonctions d'onde, et respectent la conservation de la symétrie du système. Cette approche permet de maîtriser les changements que l'on introduit au niveau de la théorie en champ moyen. Des calculs de densité pour les noyaux  $^{10,11,12}\text{Be}$  ont été menés récemment [LiHe96]. Pour le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{12}\text{Be}$  ont été utilisées, respectivement, les interactions de Skyrme Skm\* (qui reproduit bien les résonances géantes d'une large gamme de noyaux), et SLy4,

développée récemment à Lyon par J. Meyer et E. Chabanat [ChaTH95]. Pour traiter le noyau de façon complète au niveau de l'appariement, et pour décrire de façon satisfaisante la structure et les excitations des noyaux, il est nécessaire d'aller au-delà du champ moyen, et de considérer la tendance à l'appariement entre 2 neutrons ou 2 protons dont les projections de spin sur un axe sont opposées. Cette tendance est à l'origine de corrélations à courte portée, d'où la généralisation de la méthode HF en paires indépendantes qui se traduit par l'introduction d'une composante supplémentaire dite « champ d'appariement », cela conduit à la méthode dite HFB (**Hartree-Fock-Bogolyubov**), dont nous allons décrire les procédures de calculs des densités.

### A.5.1 Calculs des densités

Lorsqu'on étudie des noyaux au voisinage de la drip line neutron (respectivement proton), par définition, le niveau de Fermi en neutron (proton) se rapproche de zéro, et l'espace de paires s'étend vers le continuum à mesure que l'énergie de Fermi diminue. La description de corrélations de paires puis le calcul des propriétés nucléaires est par conséquent difficile. Les méthodes telles que HF + BCS ne sont donc pas valables, puisqu'elles prévoient que des nucléons occupent des états du continuum. La méthode HFB autorise le couplage aux états résonnants d'énergie positive, en maintenant le confinement de la matière nucléaire. Elle permet la détermination des déformations de noyaux riches en neutrons, grâce à des méthodes théoriques établies par P. Bonche, H. Flocard, P.H. Heenen, et à l'aide d'un programme *HeenenFlocardBonche* qu'ils ont mis au point. Il s'agit de méthodes microscopiques de type champ moyen fondées sur la technique Hartree-Fock (H.F) qui découle de l'approximation de particules indépendantes. Le programme fondé sur la méthode de résolution HFB permet d'appliquer la méthode du champ moyen sur réseau et de calculer les densités de noyaux et le minimum de l'énergie relatif à tous les degrés de liberté non contraints du système. Il n'est pas nécessaire d'introduire explicitement la forme du noyau. Les équations de HF sont résolues dans le référentiel intrinsèque lié au noyau.

Un exemple de ces calculs appliqué à des noyaux exotiques (séries isotopiques du Magnésium et du Soufre) sera trouvé dans la référence [THFB96]. Nous allons évoquer les aspects principaux de cette méthode. Le réseau est figuré par une boîte parallélépipédique; chaque direction est subdivisée [en  $x$  par exemple on prend  $N_x$  points séparés d'un pas  $\Delta x$ ] et on impose l'annulation des fonctions d'onde aux bords de la boîte.

On voudrait calculer un nombre limité de fonctions d'onde, sans avoir à diagonaliser l'ensemble de la matrice. C'est possible en déterminant une solution itérative par la méthode du temps complexe. Dans le cas d'un noyau faiblement lié, on a la diffusion des paires nucléoniques à partir des états liés vers les particules à énergie positive. L'interaction de paires joue alors un rôle important qu'il faut savoir évaluer. Dans l'approximation BCS, le noyau est entouré par un gaz

de particules qui résulte de la diffusion virtuelle de paires de nucléons à partir d'états liés vers des états d'énergie positive. On peut le montrer en décomposant la fonction d'onde BCS en contributions provenant des états liés ( $\epsilon_i < 0$ ) et des états quasi-liés ( $\epsilon_j > 0$ ) :

$$\psi_{BCS} = \prod_{i, \epsilon_i < 0} (u_i + v_i a_i^+ a_i^+) \prod_{j, \epsilon_j > 0} (u_j + v_j a_j^+ a_j^+) | 0 \rangle .$$

La composante liée représente la fonction d'onde localisée, c'est-à-dire qu'elle va décroître asymptotiquement. Le deuxième produit sur des états quasi-liés va produire des densités non localisées dont le comportement asymptotique n'est pas correct. Par construction d'une base de taille finie, avec la boîte du réseau dans lequel on mène les calculs, les densités doivent disparaître à l'infini. Mais les fonctions d'onde d'énergie positive ne décroissent pas à l'extérieur du volume nucléaire qui est fixé. Ce problème est résolu dans la méthode HFB, qui inclut, dans le cadre de la méthode à 2 bases, une interaction de paires réaliste pour laquelle le couplage aux états liés est correctement traité. L'approximation BCS est abandonnée et on ne néglige plus les termes non diagonaux de l'interaction d'appariement. On a de bonnes propriétés asymptotiques si  $\epsilon_F < 0$ , et même si on a des états liés couplés au continuum (on n'a pas de gaz spurieux en dehors du noyau).

### Méthode à 2 bases

Une interaction Skyrme est employée pour la voie particule-trou (p-h), et une interaction  $V_P$  dépendant de la densité de portée nulle agit dans la voie p-p. Avec  $P_\sigma$  l'opérateur d'échange de spin, et  $\rho(\vec{r})$  la densité dans l'espace des coordonnées, l'interaction  $V_P$  a pour expression :

$$V_P(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V_o(1 - P_\sigma) \left(1 - \frac{\rho(\vec{r}_1)}{\rho_c}\right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

$V_o$  et  $\rho_c$  sont deux paramètres qui contrôlent respectivement la force d'appariement et la dépendance en  $\vec{r}$  du champ d'appariement. La base HF présente l'avantage d'être plus facilement interprétée que la base de quasi-particules, qui se relie plus difficilement aux modèles phénoménologiques.

## A.6 Au-delà du champ moyen

Pour traiter les corrélations à longue portée une méthode variationnelle est réalisée sur des états HFB contraints, selon différentes coordonnées collectives. Cette méthode [RiSc80] est dite des coordonnées génératrices (GCM : Generator Coordinate Method). Elle assure une description microscopique du noyau représenté en clusters et inclut la possibilité de mouvements collectifs de grande

amplitude. Elle représente la fonction d'onde totale du noyau comme une superposition de configurations. Ces états sont projetés exactement sur le moment angulaire et le bon nombre de nucléons. L'intérêt de GCM par rapport à la RPA est que le modèle est totalement variationnel. On est alors certain de ne pas avoir de divergence, c'est considéré comme mieux adapté pour le fondamental, et non limité aux petites amplitudes. La coupure en énergie est effectuée à quelques MeV au-dessus de l'énergie de Fermi. De façon microscopique, le modèle peut traiter à la fois les rotations et de vibrations. La méthode GCM s'impose comme la bonne méthode, par rapport à la QRPA, pour traiter le domaine autour des points selles, elle est applicable aux noyaux, quelle que soit leurs déformations. *A priori*, la GCM est considérée comme adaptée pour les déformations et les mouvements de grande amplitude et la QRPA pour les petites amplitudes. L'intérêt du traitement GCM est de pouvoir traiter les résonances géantes et les excitations collectives de basse énergie dans le même calcul. Pour calculer la densité de matière d'un noyau exotique léger comme, par exemple,  ${}^6\text{He}$ , des méthodes sophistiquées comme celle de HFB sont en défaut. En effet, les calculs HFB ne prennent pas en compte les corrélations collectives à longue portée qui peuvent se révéler importantes dans le cas des noyaux à halo, puisque les nucléons faiblement liés peuvent occuper des orbites qui ont une extension radiale grande. Pour aller au-delà du champ moyen, et traiter les noyaux à petit nombre de nucléons, ainsi les exotiques légers comme les isotopes du Be, il est nécessaire de rétablir des corrélations angulaires et donc de travailler avec un mélange de fonctions d'onde qui tient compte de ces corrélations.

Ce modèle GCM présente l'avantage de prendre en compte les effets des grandes extensions spatiales des fonctions d'onde des neutrons pour calculer, par exemple, les densités de noyaux très riches en neutrons.

- **Cranking, la méthode du champ moyen en repère tournant**

Une bande rotationnelle est générée par la rotation d'un état intrinsèque déformé. Ce modèle dit de "cranking" [Bon87] est largement utilisé pour décrire les états de haut spin et il permet de décrire des bandes rotationnelles superdéformées dans plusieurs régions de la table des noyaux, e.g pour les isotopes de Hg et Pb [Che92]. Comme les états de cranking ne sont pas les valeurs propres du moment angulaire des problèmes surviennent dans la détermination des taux de transition dans les noyaux qui ne sont très déformés ou pour ceux qui sont "mous" par rapport à la variation d'une variable collective. Dans ce cas, on peut s'attendre à l'interférence du mode vibrationnel au point zéro avec le mouvement rotationnel, ce qui conduira à des variations de structure nucléaire le long de la ligne yrast. Pour surmonter la difficulté, une méthode a été proposée [Hee83], elle restaure la symétrie du nombre de particules en théorie HF + BCS. Il est alors possible de réaliser un mélange de configurations des fonctions d'onde projetées dans la direction des variables collective sélectionnées. Cette méthode est ensuite généralisée avec la restauration de la symétrie rotationnelle. Elle permet finale-



ment de décrire le spectre collectif et calculer les taux de transition, et de rendre compte des propriétés de la ligne yrast de noyaux légers ( $^{24}\text{Mg}$  [Val00]).

Les méthodes au-delà du champ moyen avec des interactions effectives  $NN$  de Skyrme ont été appliquées à l'étude microscopique de noyaux lourds très déformés et à l'évaluation de leur barrière de fission. L'influence des techniques de calcul, mélange de configuration et projection exacte en moment angulaire sur les propriétés du noyau ont été discutées dans le cas du  $^{240}\text{Pu}$  [BenH04].

## A.7 Formes exotiques et déformations de noyaux exotiques en HFB

### A.7.1 N=16

Des calculs dans la région  $N=16$  ont été réalisés dans le cadre HFB avec la force de Gogny D1S [Obe05]. Une étude systématique des effets de couches et des gaps en énergies des isotones pairs-pairs  $N=16$  de la stabilité vers la drip-line neutrons montre qu'un gap de sous-couche d'environ 4 MeV devrait s'ouvrir à  $N=16$ . Avec des calculs de mélange de configurations et de RPA standard employant D1S, l'accord est satisfaisant, entre les valeurs prédites pour les énergies des niveaux  $2_1^+$  et les  $B(E2, 0_{ef}^+ \rightarrow 2_1^+)$  et les données, disponibles pour les noyaux de  $Z=10$  à 18, ainsi qu'avec les propriétés attendues pour l' $^{24}\text{O}$  (le  $2^+$  au-dessus du seuil neutron). Ces résultats sont également en accord avec les prédictions du champ moyen, qui donnent  $N=16$  comme nombre magique sphérique à la drip-line neutron en oxygène.

### A.7.2 Déformations autour de N=20

Dans la région  $N=20$  des riches en neutrons, l'un des cas les plus étudiés théoriquement est celui de la déformation de l'état fondamental du  $^{32}\text{Mg}$  : on s'attend à ce que son nombre de neutrons,  $N=20$  magique, favorise une solution sphérique. Au niveau du champ moyen, il est prédit sphérique avec la plupart des interactions mais est toujours donné déformé quadrupolaire quand les calculs incluent l'énergie de corrélation associée à la restauration de la symétrie de rotation brisée [Ter97, Per00]. L'étude des corrélations au-delà du champ moyen dans les isotopes de Mg est nécessaire pour calculer les déformations quadrupolaires des noyaux proches de la limite d'instabilité dans la région des magnésiums [Ter97]. Les auteurs ont résolu les équations de HFB pour les états fondamentaux des isotopes pairs du magnésium, de la drip-line proton à celle en neutron. Ils utilisent une force de Skyrme en voie p-h, une force de portée nulle dépendant de la densité dans la voie d'appariement. Ils trouvent que les noyaux  $^{40}\text{Mg}$  et  $^{20}\text{Mg}$  sont respectivement à la drip-line 2-neutrons et 2-protons, que  $^{36,38,40}\text{Mg}$  sont fortement

déformés avec des déformations significativement différentes pour les neutrons et les protons. Comme le  $^{40}\text{Mg}$  a 28 neutrons on peut imaginer que la fermeture de la sous-couche  $f_{7/2}$  (nombre magique 28) favorise une solution sphérique plus liée. Or il est très déformé, et avec des déformations neutrons et protons différentes, phénomène qui n'est pas observé le long de la vallée de stabilité, mais devient possible à grand excès de neutrons. Deux effets se combinent : l'atténuation de la magie à  $N=28$  et le découplage des déformations neutron-proton. Les conclusions de l'étude sont en faveur d'une disparition du saut de couches  $N=28$  chez les isotopes de Mg et Si. Dans cette région, les calculs auto-cohérents [Per00] menés avec la force D1S montrent que la fermeture de couche  $N=28$  n'est pas préservée dans le noyau de  $^{40}\text{Mg}$  obtenu avec une déformation prolata. Avec l'introduction du mélange de configurations, le  $^{32}\text{Mg}$  est dynamiquement déformé, et l'état fondamental  $^{44}\text{S}$  ( $N=28$ ) est trouvé déformé triaxial. Les fermetures de couches déformées subsistent et conduisent à la coexistence de forme du  $^{44}\text{S}$ .

### A.7.3 Peau de neutrons en HFB

Des noyaux avec un excès de neutrons pourraient présenter des caractéristiques nouvelles de déformation et adopter des formes inhabituelles, exotiques. Cela peut être associé par exemple à une peau de neutrons : Par exemple les densités d'un noyau déficient en neutrons ( $Z=N=50$ ) l' $^{100}\text{Sn}$ , et d'un noyau riche en neutrons ( $Z=30, N=70$ )  $^{100}\text{Zn}$  ont été calculées [Dob96] en approche auto-cohérente HFB. La comparaison des densités en neutrons montre que celle du  $^{100}\text{Zn}$  s'étend à des distances très grandes devant celles présentées par le  $^{100}\text{Sn}$ . Les noyaux à peau de neutrons peuvent se déformer plus facilement et développer une forme différente de celle du cœur, par exemple une forme allongée ou aplatie alors que le cœur reste lui sphérique. On s'attend alors à observer des augmentations significatives des composantes isovectorielles dans les déformations nucléaires.



# Annexe B

## Sondes et observables

### B.1 Sonder le noyau

Les noyaux stables peuvent former des cibles. L'énergie de la particule incidente détermine les rayons qui peuvent être sondés dans le noyau. Avec les électrons, on exploite l'interaction électromagnétique bien connue pour sonder la distribution de charges dans le noyau [BarJ77], et ainsi obtenir la répartition des protons. Pour cela on fait interagir le noyau avec des électrons d'énergies autour de 100 MeV. Par réactions élastiques et inélastiques de faisceaux d'électrons sur ces cibles, les densités de charge de l'état fondamental et des transitions des noyaux stables ont été mesurées. On obtient les informations sur la distribution des protons dans le noyau en déconvoluant la distribution de charge du noyau de celle du proton ( $\langle r_p^2 \rangle_{ch} \approx 0.76 \text{ fm}^2$ ). De façon simplifiée, pour les noyaux légers, le rayon de la densité de protons est donné par la formule [Sat79] :

$$\langle r^2 \rangle_p \approx \langle r^2 \rangle_{ch} - 0.76 + 0.11 \frac{N}{Z} ,$$

en prenant en compte le rayon de charge du proton. Ces informations sont complétées en employant la sonde hadronique : une expérience fameuse est celle de Rutherford qui avait envoyé des particules  $\alpha$  (avec une énergie cinétique de 5 MeV) sur une feuille d'or, réalisant ainsi la première mesure de diffusion de particules  $\alpha$  sur des noyaux, en 1911. La mesure a conduit à une estimation de la taille des noyaux d'or, trouvée inférieure à  $5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ .

Depuis, les expériences de diffusions avec électrons et sondes hadroniques comme les protons,  $\alpha$ , ont conduit à déterminer les formes des noyaux stables [BarJ77]. Les densités de charge des noyaux à durée de vie longue sont bien connues (les distributions radiales sont fournies sous forme de paramétrisation globale ou de développement en série dans les tables [Vries87]).

Quand on emploie des sondes hadroniques (pions, proton, neutrons, alpha,..), l'interaction forte mise en jeu permet d'être sensible aux protons et aux neutrons

du noyau et on peut extraire, connaissant la densité de proton par la diffusion d'électrons, la densité de neutrons.

Diverses sondes peuvent être utilisées [Hodg71] :

- les pions. Ils interagissent fortement avec la matière nucléaire, et ceux qui pénètrent dans le noyau sont absorbés.
- les particules  $\alpha$ . L'avantage est que l' $\alpha$  est une particule sans spin mais il faut tenir compte de sa structure pour l'analyse des diffusions.
- les protons. A l'énergie de réaction habituelle pour ces études (quelques dizaines de MeV par nucléon), le proton n'a pas de structure.

Pendant des années la structure nucléaire a été ainsi explorée.

Les données fondamentales qui permettent de fournir la fiche signalétique du noyau, et les mesures associées, sont les suivantes :

- temps de vie (décalage Doppler, mesure du temps de vol et de décroissance, etc.);
- l'énergie de liaison, et par comparaison aux noyaux du voisinage, les énergies de séparation  $S_n$ ,  $S_{2n}$  par évaluation des masses obtenues par des mesures de temps de vol auprès de cyclotrons, spectromètres;
- configuration de nucléons sur les couches par réactions d'éjection de nucléons  $\text{Be}(^AZ, X) ^{A-1}Z^*$ ;
- structure nucléaire par diffusion élastique et inélastique sur proton estimation des facteurs de forme, des densités de protons et de neutrons de l'état fondamental et de transition vers les états excités par des diffusions élastiques et inélastiques réalisées sur des cibles de protons à des énergies de 10 à 1000 MeV/n pour tester l'évolution en fonction de l'énergie des excitations de nucléons;
- recouvrement de fonctions d'onde (facteurs spectroscopiques), déduction de spin et parité par réactions de transfert d'un ou multi-nucléons.

## B.2 Sonder les noyaux radioactifs

Les premières données sur les noyaux radioactifs de courte durée de vie ont été obtenues par des réactions de transfert réalisées avec des faisceaux stables. Les noyaux instables étaient produits et une première évaluation de leur masse et de leur spectroscopie était fournie. Par exemple, l'excès de masse atomique de  $^8\text{He}$  a pu être déduit de la valeur du Q de réaction du transfert  $^{26}\text{Mg}(\alpha, ^8\text{He})^{22}\text{Mg}$  :  $31.65 \pm 0.12$  MeV [Cer66]. Il s'agit d'un article de 1966, plusieurs études dans les années 60 ont cherché à produire  $^8\text{He}$  et à en mesurer la masse <sup>1</sup>. Depuis plus de vingt ans, les accélérateurs d'ions lourds délivrent des faisceaux

---

<sup>1</sup>Suivant une blague polonaise, toute découverte en physique a un article précurseur publié dans une revue soviétique...sur l'observation possible de  $^8\text{He}$ , il existe deux "Soviet Physics", l'un de 1960 [Gol60](avec estimation de l'excès de masse de  $^8\text{He}$  à partir de celui calculé pour  $^7\text{He}$ , et des systématiques d'énergies de liaison de neutron) et l'autre de 61 [Loz61].

radioactifs. Ceux-ci ont permis de mener des explorations dans des zones de la table de masse éloignées de la vallée de stabilité, et d'étudier de larges gammes en isospin le long des chaînes isotopiques, depuis les noyaux déficitaires en neutrons vers les très riches. L'extension des machines répond au besoin d'augmenter les intensités de faisceaux et les gammes d'ions disponibles en allant le plus loin possible de la vallée de stabilité. Ainsi, le dispositif SPIRAL est opérationnel depuis septembre 2001, et produit et accélère des faisceaux radioactifs depuis les ions légers jusqu'aux isotopes de Krypton. Il complète la gamme des faisceaux produits par fragmentation et collectés à l'aide du dispositif SISSI (ensemble de solénoïdes supraconducteurs).

Pour les noyaux instables à courte durée de vie, il est impossible d'en faire des cibles et donc de les étudier par diffusion d'électrons. On ne peut employer que les sondes hadroniques pour sonder le noyau. On utilise la sonde la plus simple, les protons, ils constituent les noyaux cibles dans les expériences en cinématique inverse. Le potentiel d'interaction peut être relié aux densités de l'état fondamental, la diffusion sur proton permet donc de les sonder. Pour déterminer les excitations des densités de protons, il faut employer l'interaction électromagnétique, on réalise ainsi des expériences sur cibles de  $Z$  élevé pour renforcer l'interaction coulombienne. Ces réactions d'excitation coulombienne (Coulx) sont favorisées à basse énergie (quelques MeV/n).

Avec nos faisceaux radioactifs, il n'est pas toujours possible de travailler à l'énergie appropriée. On effectue alors la réaction d'excitation coulombienne sur cible de plomb par exemple, et on mesure également les excitations sur cible de  $^{12}\text{C}$  pour comparer les effets et "démêler" les effets nucléaires et coulombiens. C'est ainsi que le groupe du SPhN a mené une expérience  $^{32}\text{Mg}$  sur plomb et carbone au GANIL (collaboration São Paulo, GANIL, IPN) [Chi01].

Il faut noter que l'on ne dispose pas avec les noyaux radioactifs de l'information directe sur la densité de proton dans l'état fondamental. De plus, pour ces noyaux, l'interprétation des données est complexe, car nous traitons des noyaux dont les seuils en énergie sont bas. Ils peuvent facilement se coupler aux états excités ou du continuum, lors de leur interaction avec une cible, et la difficulté, théoriquement, est de calculer précisément ces couplages, pour extraire sans ambiguïté l'information sur la structure. Cela signifie que l'on doit être capable de disposer d'une information, par exemple une densité de transition, ou un facteur spectroscopique, qui nous permettra, si nous travaillons à une autre énergie, et sur une autre cible dont la structure est bien connue, de prédire exactement les réactions possibles.

Lorsqu'on dispose d'une statistique élevée, et que l'on couvre une large gamme en moment transféré, alors il est possible d'être sensible aux détails de structure sur une plage étendue radialement, ainsi on peut réellement sonder et extraire précisément les facteurs de forme du noyau à partir de données (p,p'). Un bon exemple de ce type d'études est fourni dans le cas du noyau  $^{18}\text{O}$  étudié à 135 MeV

(énergie du proton) [Kel90]. Expérimentalement, la principale difficulté réside dans les faibles intensités des faisceaux radioactifs avec lesquels nous travaillons. Ces intensités sont de plus en plus faibles à mesure que nous nous dirigeons vers la drip-line neutron. On n'est alors pas en mesure de fournir précisément les profils des densités pour l'état fondamental et des transitions en fonction de la coordonnée radiale. Néanmoins, avec les données (p,p') on dispose d'un bon outil pour tester et contraindre les modèles de structure proposés pour les noyaux exotiques, en calculant les sections efficaces avec différentes hypothèses de structure, et en comparant ces calculs aux données.

Avec les faisceaux radioactifs, l'exploration directe de la densité de charge n'était plus possible. Durant les quinze dernières années, des réactions directes, comme les diffusions élastiques et inélastiques (p,p'), et l'excitation coulombienne ont été réalisées avec les faisceaux radioactifs pour sonder les densités de transition des protons et des neutrons et les hypothèses des modèles. Par exemple, dans le cas des noyaux légers riches en neutrons nous pouvons tester les densités présentant des formes dites "exotiques", par comparaison aux densités des noyaux stables : ainsi les peaux de neutrons, les densités à halo, ou encore des déformations liées à des modifications de la structure en couches.

Une étude pionnière de transfert avec un faisceau radioactif a été effectuée en 1999 par Korshennikov : il s'agissait d'étudier le noyau instable  ${}^7\text{He}$  par le transfert d'un nucléon, une réaction (p,d) réalisée avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$  produit à RIKEN à 50 MeV/n. Les études de réactions directes induites par des faisceaux radioactifs sont devenues usuelles au GANIL, et sont un outil d'études de ces noyaux. Le développement des techniques de détection permet parfois de mesurer avec une précision plus grande ces noyaux rares que leurs isotopes stables ne l'ont été dans le passé. Les domaines de physique sont identifiés, ensuite on peut classer les techniques expérimentales qui permettent d'accéder aux observables pertinentes et de là se fixer une réaction appropriée avec le faisceau souhaité. On détermine donc les caractéristiques du faisceau nécessaire (énergie, intensité) et de la détection requise. Les contraintes de physique peuvent ainsi conduire à la conception de nouvelles machines et ensuite, dans un monde idéal, le projet sera financé et développé. Le tableau Tab B.1 établit des correspondances formelles entre observables et sondes, et fixe le cadre privilégié (type de réaction et gamme en énergie) pour les études que l'on veut mener sur les noyaux exotiques.

En diffusion résonante en cinématique inverse à basse énergie ( $\leq 10$  MeV/n) il est possible de réaliser la spectroscopie de noyaux non liés (déficients en neutrons) et de déduire les énergies d'excitation, spins et parité des états. Avec les réactions directes (inélastique, transfert) de 10 à 30 MeV/n on peut atteindre les états excités non liés des noyaux proches des drip-lines, qui ne sont pas observables par spectroscopie gamma.

Pour accéder à une information de structure on s'appuie sur une gamme de réactions privilégiées qui ont fait leur preuve comme sonde, à des énergies adoptées comme les plus favorables pour amplifier la réaction d'intérêt. Pour

information modélisation	grandeur	observable	sonde réaction	Energie A·MeV	Imin (part/s)
spectroscopie excitation des protons	$E_{exc}, J^\pi$ $M_p$	raies $\gamma$ B(E2)	Coulex	$E < B_c$ SPIRAL	$10^3$
spectroscopie excitation des neutrons	$E_{exc}, J^\pi$ $M_n$	spectre $E_{exc}$ $d\sigma/d\Omega(\Theta)$	(p,p')	10 à 200	$10^4$ $10^4$
TEST des densités nucléaires		$d\sigma/d\Omega$ large gamme angulaire	(p,p') large gamme en $k_{transf}$		$10^5$
énergie des états gaps en énergie occupation des couches	$E_{exc}, J^\pi$ facteurs spectro.	$d\sigma/d\Omega$	(p,d), (d,p) (d, $^3\text{He}$ )	$E \leq 30$ $E \geq 30$	$10^4$ $10^4$

TAB. B.1 – Tableau récapitulatif des observables

les noyaux radioactifs, l'énergie n'est pas un paramètre que l'on peut facilement adapter, et dans le cas des faisceaux produits par fragmentation, réduire l'énergie va correspondre à dégrader très fortement l'intensité. Pour les faisceaux produits par méthode ISOL on prend, comme cela a été le cas pour l' $^8\text{He}$ , l'énergie la plus élevée possible pour réaliser le (p,p'). Il faut ensuite s'appuyer sur l'expérience acquise sur les noyaux stables pour adopter le meilleur formalisme possible, et examiner soigneusement toutes les hypothèses, qui peuvent ne plus opérer pour un noyau radioactif faiblement lié. Notamment, on examine les potentiels nucléaires employés pour l'analyse, les facteurs de forme et on teste les densités théoriques. L'avant-dernière colonne du tableau est indicative du taux de comptage que l'on souhaite pour mener les réactions d'intérêt avec des durées raisonnables (ordre de grandeur de quelques semaines de temps de faisceau).

L'un des objectifs, à court (SPIRAL/GANIL) moyen (SPIRAL2) et long (EURISOL) termes, est d'obtenir des systématiques de l'excitation des protons et des neutrons le long de chaînes isotopiques étendues, en réalisant les réactions (p,p') et Coulex pour des noyaux de plus en plus riches en neutrons.

### B.3 Variété des approches expérimentales ; contraintes

Notre programme expérimental n'est pas la réalisation d'une grande expérience planifiée sur dix ans à très haute énergie comme dans les services de physique des Particules, pour déterminer les limites du modèle standard. Le programme



de structure nucléaire se décline en plusieurs expériences, qui permettent de déterminer la structure d'un noyau par des techniques complémentaires.

Le lien entre observables et sondes présenté dans le tableau B.1 doit être complété par la mention de la gamme d'énergie favorable pour la mesure. Il s'agit d'une part d'une gamme où la sensibilité de notre sonde à l'observable voulue est maximale mais aussi de la gamme où les modèles qui nous servent à extraire les informations de structure sont fiables. Si l'on examine le cas des réactions  $(p,p')$  il est clair que, à basse énergie (sous  $\simeq 15$  MeV/n), se pose la question de la validité des potentiels optiques employés pour décrire les facteurs de forme de la réaction. Dès lors, disposer d'une réaction de référence avec un noyau connu permet d'examiner les hypothèses employées pour la modélisation.

Les futurs accélérateurs (que l'on évoquera dans les perspectives au chapitre V) fourniront des faisceaux d'intensités assez élevées pour réaliser les expériences avec les noyaux très exotiques qui, actuellement, ont des taux de comptage trop faibles pour être étudiés avec des expériences de quelques semaines. Les progrès expérimentaux sont reliés, d'une part, aux avancées technologiques, en matière de production de faisceaux plus variés, plus intenses, dans des gammes en énergie adaptées aux réactions nécessaires; et d'autre part, en termes de détection plus efficace, de meilleure résolution en énergie et angulaire (détection de particules, de photons), avec un pouvoir d'identification et de séparation de meilleure qualité (spectromètres).

On voit que le taux de comptage instantané n'est pas le paramètre réellement pertinent. Il dépend de toute façon de la patience de l'expérimentateur et du comité d'expérience qui lui donne son temps de faisceau, et il pourra être amélioré avec les futures machines. Dans le tableau B.1, la grandeur intéressante qui est omise est celle de la précision souhaitée sur les observables. Une réaction  $(p,p')$ , réalisée avec une statistique médiocre, sans l'information combinée de l'excitation des protons (mesure de  $B(E2)$ ) ne permettra pas de donner plus que la nature de la multipolarité de la transition et l'énergie d'excitation.

# Annexe C

## Analyse des spectres en énergie d'excitation des $^{7,8}\text{He}$

### C.1 L' $^8\text{He}$

L'analyse des spectres en énergie d'excitation et l'extraction des positions et largeurs des résonances à basse énergie de  $^8\text{He}$  réclament la prise en compte du fond lié à l'espace des phases.

Lorsqu'on considère le spectre en énergie d'excitation de  $^8\text{He}$  on observe seulement un pic à 3.6 MeV, et un fond physique important.

Aucune autre résonance n'est indiquée au-delà de 3.6 MeV. On veut donc fixer la contribution du fond physique pour déterminer les éventuelles résonances possibles. Le premier état excité à 3.6 MeV a déjà observé dans l'expérience (p,p') précédente de Korshennikov et al. [Kor93] et donné comme un  $2^+$  à partir de l'analyse des distributions angulaires. Ici, on va pouvoir confirmer la position, déterminer plus précisément la largeur et les distributions angulaires (p,p'). Pour déterminer les paramètres des résonances, il faut prouver que l'on reproduit au mieux les spectres en énergie d'excitation, par tranches en angle c.m. en ajustant sur les données une courbe qui prend en compte les résonances, le fond lié au carbone de la cible et le fond physique généré par les cinématiques à plusieurs corps générées en voie de sortie par les différents processus de réactions et décroissances possibles (espace des phases). Les positions et largeurs d'une résonance, obtenues pour chaque tranche angulaire en c.m. doivent être compatibles, ce qui permet d'éliminer les artefacts liés à l'acceptance angulaire de la détection, et est donc en faveur d'un état nucléaire.

Les trois composantes de la courbe calculée de distribution en énergie d'excitation sont donc :

- aucun, un ou plusieurs états supposés gaussiens dont tous les paramètres (normalisation, position et largeur) sont libres ;
- le fond dû au carbone de la cible de polypropylène ; il est estimé à partir des

mesures réalisées en  $^8\text{He}$  sur cible de carbone (de  $1 \text{ mg/cm}^2$  pendant 10h ce qui correspondait à  $1.8 \cdot 10^8$   $^8\text{He}$  incidents sur la cible); ces données ont été normalisées avec un facteur prenant en compte le nombre de particules incidentes relatives aux deux mesures (sur ( $\text{CH}_2$ ) et sur carbone) et de centres diffuseurs de carbone dans les deux cibles;

- le fond lié à l'espace des phases; il est calculé en examinant les différents processus de la voie de sortie, susceptibles de produire des fragments qui décroissent par émission de neutrons. Ces réactions, et les décroissances sont reconstruites avec le filtre expérimental de notre détection. La forme de la distribution en énergie de chaque contribution est ainsi fixée, mais la normalisation dépend de la probabilité de réalisation du processus considéré (transfert multi-nucléons cassure). Cette normalisation est libre, on peut l'évaluer à partir de calculs en voies couplées (on peut ainsi estimer si l'on favorise des processus séquentielles des cassures  $\alpha + 4n$ , etc...).

Pour reproduire le fond observé, voici l'ensemble des réactions et des interactions possibles dans l'état final (provenant des décroissances d'états non liés) que nous pouvons considérer :

- à 3 corps :
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^7\text{He} + \text{n}$  (1)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^6\text{He} + ^2\text{n}$  (2)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^6\text{He}_{2+}^* + ^2\text{n}$  (3)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^5\text{He} + ^3\text{n}$  (4)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^4\text{He} + ^4\text{n}$  (5)
- à 4 corps :
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^6\text{He} + \text{n} + \text{n}$  (6)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^6\text{He}_{2+}^* + \text{n} + \text{n}$  (7)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^5\text{He} + ^2\text{n} + \text{n}$  (8)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^4\text{He} + ^2\text{n} + ^2\text{n}$  (9)
  - $^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{p} + ^4\text{He} + ^3\text{n} + \text{n}$  (10)
- à 5 corps :
  - $\text{p} + ^5\text{He} + \text{n} + \text{n} + \text{n}$  (11)
  - $\text{p} + ^4\text{He} + ^2\text{n} + \text{n} + \text{n}$  (12)
- à 6 corps :  $\text{p} + ^4\text{He} + \text{n} + \text{n} + \text{n} + \text{n}$  (13)
- cassure du deuton :  $\underbrace{d^*}_{\text{p+n}} + ^7\text{He}$  (14)

Les distributions en énergie d'excitation de l' $^8\text{He}$  générées par l'ensemble de ces processus permettent de simuler le fond physique que l'on observe dans le spectre II.6.

## C.2 L'<sup>7</sup>He

Les figures C.1a. et C.1b donnent les spectres en énergie d'excitation obtenus pour l'<sup>7</sup>He avec la condition d'un fragment d'<sup>6</sup>He ou d'<sup>4</sup>He.

La référence des énergies est l'état fondamental de l'<sup>7</sup>He (<sup>7</sup>He<sub>e,f</sub>), que nous avons trouvé à 0.44 MeV au-dessus du seuil <sup>6</sup>He+n [Kor99]. Sous le seuil <sup>6</sup>He(2<sup>+</sup>)+n (à E\* = 1.36 MeV comparé à l'état fondamental de l'<sup>7</sup>He), un pic correspondant principalement à <sup>7</sup>He<sub>e,f</sub> est obtenu. Au-dessus du seuil <sup>4</sup>He + 3n (à 0.535 MeV), une résonance large est observée (Fig. C.1b) à E\* = 2.9(1) MeV, avec une largeur  $\Gamma = 2.1(8)$  MeV. Ces paramètres sont en accord avec les valeurs trouvées précédemment [Kor99, Bohl01]. Le rapport entre le nombre de coups d'<sup>4</sup>He sur le total égal à  $0.6 \pm 0.3$ , est aussi compatible avec le rapport d'embranchement de  $\Gamma_{\alpha+3n}/\Gamma_{tot} = 0.7 \pm 0.2$  donné par [Kor99]. En suivant les indications théoriques des auteurs de [Wur97], les résonances observées principalement en coïncidence avec les fragments <sup>6</sup>He et <sup>4</sup>He devraient être attribuées respectivement à l'état fondamental 3/2<sup>-</sup> et à l'état excité 5/2<sup>-</sup>.

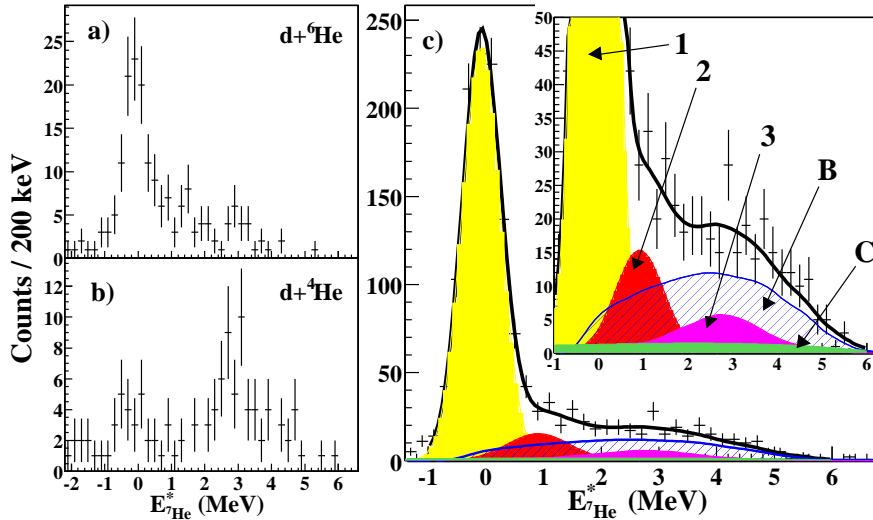


FIG. C.1 – Spectre en énergie d'excitation pour l'<sup>7</sup>He avec les conditions suivantes (voir le texte) : a) coïncidence avec le fragment d'<sup>4</sup>He ou d'<sup>6</sup>He dans le mur de plastiques ; b) coïncidence avec l'<sup>4</sup>He ; c) les zones 1 et 2, 3, B and C correspondent aux résonances pour l'état fondamental et 2 états excités, au fond physique et à celui du carbone. La courbe en trait plein est l'ajustement total incluant toutes les contributions. Les barres d'erreur sur les points sont statistiques. La figure insérée montre une vue agrandie des pics [SkaPRC05].

En 2<sup>ème</sup> étape, pour extraire les caractéristiques des résonances possibles, nous avons sélectionné le spectre en énergie d'excitation pour une tranche fine en

angle c.m. de façon à observer les coups associés à la réaction  ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$  sur une gamme cinématique réduite et ainsi minimiser les effets d'élargissement des pics dû au straggling en énergie convolué avec la variation  $E-\theta$  de la cinématique. Notre séparation des isotopes d'hélium n'est pas suffisante : on ne voit pas, sur les spectre  $E-T_{\text{plast-cat}}$ s des plastiques des taches distinctes pour les événements correspondants aux trois isotopes.

Néanmoins, pour avoir au moins une idée du fragment qui arrive en coïncidence avec les pics observés dans le spectre total de l' ${}^7\text{He}$ , on a pris un contour très resserré au centre des taches pour avoir une condition stricte sur l'observation soit de l' ${}^4\text{He}$ , soit de l' ${}^6\text{He}$ , et on a construit le spectre en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$  pour les angles entre  $50$  et  $60^\circ_{\text{c.m.}}$ , où la résolution à mi-hauteur de l'énergie d'excitation est  $\delta E^* = 590$  (14) keV. Le spectre correspondant est présenté par les points sur la Fig. C.1.c. La forme de la contribution du fond dans ce spectre est donnée par la zone B. Elle est déterminée par une simulation Monte-Carlo du fond physique produit par les cinématiques à plusieurs corps avec plusieurs voies de décroissance et en considérant la réponse expérimentale pour la détection des particules dans la voie de sortie. Les ingrédients de la simulation sont les calculs de cinématiques à plusieurs corps et les décroissances de particules (dans les calculs d'espace de phase des différentes voies de réaction), l'efficacité de détection et la couverture angulaire des télescopes et du mur de plastiques, les résolutions expérimentales, angulaires et en énergie.

Les différentes voies de réaction incluses dans la simulation du fond physique sont énumérées ci-dessous et les spectres en énergie d'excitation correspondant sont tracés sur la Fig. C.2. Les composantes à plusieurs corps proviennent des espaces des phases :

- à 3-corps, avec les voies :
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+n+{}^6\text{He}(0^+)$  (courbe 1) ;
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+{}^6\text{He}(2^+)+n$  (courbe 2) ;
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+{}^5\text{He}+{}^2n$ , avec interaction dans l'état final entre  ${}^4\text{He}$  et un neutron et entre les deux neutrons restants (courbe 3) ;
- à 4-corps,,
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+{}^4\text{He}+{}^2n+n$  interaction dans l'état final entre 2 parmi les 3 neutrons (courbe 4) ;
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+{}^5\text{He}+n+n$  interaction entre  ${}^4\text{He}$  et un neutron (courbe 5) ;
- à 5-corps ;
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+{}^4\text{He}+n+n+n$  (courbe 6) ;
- à 3 corps, avec l'interaction dans l'état final entre les trois neutrons,
  - ${}^8\text{He}+p \rightarrow d+{}^4\text{He}+{}^3n$  (courbe 7).

La notation  ${}^i n$  signifie que dans le calcul les  $i$  neutrons sont considérés comme corrélés spatialement. Les voies qui produisent des fonds de forme similaires sont ajustées par une même distribution. La contribution relative de chaque voie est arbitraire, et dans les calculs de test chacune d'entre elles fut considérée alternativement comme la principale pour produire le fond. On a pu ainsi vérifier la

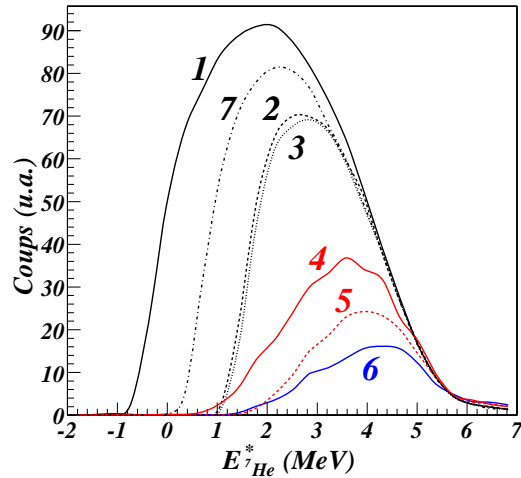


FIG. C.2 – Contributions du fond physique exprimées en fonction de l'énergie d'excitation pour l' ${}^7\text{He}$ . Chaque courbe est obtenue par simulation des différentes voies de réaction détaillée dans le texte.

région en énergie d'excitation où chacune est susceptible de contribuer majoritairement. Notre connaissance de la structure microscopique de l' ${}^8\text{He}$  ne nous permet pas de fixer sans ambiguïté les composantes du fond physique produit par l'espace des phases. Mais différentes contraintes peuvent être appliquées à la courbe totale modélisant le fond : notamment, on doit pouvoir superposer la courbe simulée en énergie d'excitation avec la courbe mesurée, la normalisation globale étant laissée libre. La forme simulée totale que l'on obtient présente des pics, minima locaux, coupures en énergie d'excitation qui sont en accord avec les données, et, pour la région en énergies supérieures à 5 MeV, nous observons un accord très bon qui montre que nous prenons bien en compte tous les effets expérimentaux (acceptance angulaires, coupures, straggling), et que leurs ordres de grandeur sont bien contrôlés. Le fond dû au carbone dans la cible (aire C), a été estimé en mesurant les réactions de  ${}^8\text{He}$  sur une cible de carbone. Nous ajustons les données du spectre de  ${}^7\text{He}$  avec la contribution du fond physique (aire B), la composante due au carbone de la cible, et soit une (l'état fondamental), deux (l'état fondamental et une résonance à 2.9 MeV) ou trois résonances. Le but était de vérifier si nos données pouvaient confirmer l'état résonant obtenu par Meister et al. [Mei02] sous 1 MeV. Dans la gamme angulaire entre  $50_{c.m.}$  et  $60_{c.m.}$ , la valeur du  $\chi^2/N$  pour l'ajustement avec 2 pics est de 1.5, avec 3 pics on obtient 0.96. Pour chaque tranche angulaire considérée on a obtenu les mêmes caractéristiques pour les résonances, et à chaque fois un meilleur  $\chi^2/N$  quand on inclut 3 résonances plutôt qu'un ajustement avec 2 pics. Le résultat du meilleur ajustement obtenu avec 5 composantes incluant 3 résonances est présenté sur la figure C.1.c. Durant l'ajustement, des fonctions de Breit-Wigner (BW) ont été

convoluées avec la résolution expérimentale et elles décrivent l'état fondamental (aire 1) et les résonances (aires 2 et 3). Le 2<sup>ème</sup> état excité, plongé dans le fond, a été décrit avec la position et la largeur de la fonction BW ajustées sur les valeurs obtenues précédemment : 2.9 MeV et  $\Gamma = 2.1$  MeV. Les paramètres de l'état fondamental et du 1<sup>er</sup> état excité sont laissés libres avec la normalisation du fond du continuum. Les composantes et la courbe totale correspondant au meilleur ajustement sont présentées en Figure. C.1.c. On trouve que la position des résonances est indépendante de l'angle, pour les différentes tranches angulaires considérées, ce qui confirme que nous observons bien des états nucléaires.

Les courbes des résonances sont déconvoluées de la résolution expérimentale, représentée par une fonction gaussienne, et elles sont données comme des fonctions de BW. L'état fondamental est localisé à 0.36(5) MeV au-dessus du seuil  ${}^6\text{He} + n$ , avec une largeur  $\Gamma = 0.17(5)$  MeV. Le but de cette analyse est de montrer que, même si la résonance ne peut pas être extraite avec suffisamment de statistique, elle n'est pas exclue de nos données. Cet état est indiqué à  $E^* = 0.9(5)$  MeV (1.3 MeV au-dessus du seuil) avec une largeur de  $\Gamma = 1.0(9)$  MeV, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus dans [Mei02]. Les conclusions tirées par [Rog04] à partir de l'observation de l'état isobarique analogue de l' ${}^7\text{He}$  dans le  ${}^7\text{Li}$  contredisent l'existence de cet état. Même si le fond observé est considérable, il faut souligner qu'aucun mode de décroissance n'est susceptible de produire directement une contribution significative dans la région autour de 1 MeV. On a aussi vérifié que, lorsque la contribution d'une voie spécifique de réaction était augmentée artificiellement pour générer une accumulation de coups autour de 1 MeV, l'accord de la courbe totale avec les données à plus haute énergie était dégradé. Clea indique encore que l'excès de points que nous observons autour de 1 MeV est plutôt dû à une résonance qu'à un effet généré par le fond.

### C.3 Analyse des sections efficaces du transfert ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$

Pour obtenir le facteur spectroscopique  ${}^8\text{He}$  vers  ${}^7\text{He}_{gs}$  à partir des données  $p({}^8\text{He},d)$ , des calculs en voies couplées en approximation de Born (CCBA) ont été menés en utilisant le code FRESKO [Tho88]. Cette analyse nécessite un potentiel  $p$ +noyau en entrée et un potentiel  $d$ +noyau en voie de sortie. Le potentiel  $nu$   $d$ +noyau adopté est du type Watanabe [Wat58], généré par des potentiels de convolution proton, neutron + noyau. Les couplages aux voies de cassure du deuton sont inclus dans la voie de sortie en utilisant le formalisme CDCC décrit dans [Kee04] et l'étape du transfert est traitée sous la forme usuelle "prior" en DWBA. Les distributions calculées de  $p({}^8\text{He},d)$  pour les angles inférieurs à  $\simeq 30^\circ_{c.m.}$ , qui sont utilisées pour définir le facteur spectroscopique, sont globalement indépendantes du choix du potentiel d'entrée. Ce potentiel est pris sous la

forme du potentiel paramétrisé CH89 [Var91], modifié pour reproduire les données de la diffusion élastique  ${}^8\text{He}(p,p)$ . Pour tester la sensibilité de nos résultats

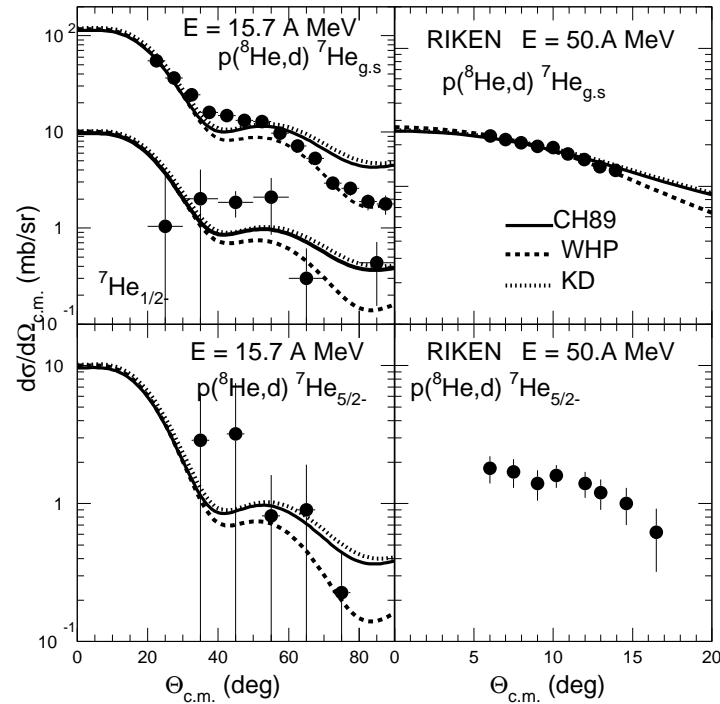


FIG. C.3 – Ensemble des données de transfert  ${}^8\text{He}(p,d)$  vers  ${}^7\text{He}_{e,f}$  et  ${}^7\text{He}_{1/2-}$  mesurées à 15.7 A.MeV et  ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}_{e,f}$  mesurées à 50 A.MeV à RIKEN [Kor99], comparées aux calculs menés dans le cadre CRC [SkaPRC05], avec le schéma de couplages indiqué en Fig. III.14, sans le  $2^+$ .

au choix des potentiels  $n,p+{}^7\text{He}$ , des calculs employant plusieurs systématiques de potentiels optiques noyau-nucléon globaux ont été réalisés. On présente les résultats pour trois ensembles : CH89 à la fois en neutron et proton, Koning et Delaroche (KD) [Kon03] neutron et proton, Wilmore et Hodgson [Wil64] pour le neutron et Perey [Per63] pour les protons (WHP). Le potentiel de liaison en neutron pour le recouvrement  $p/d$  est donné par l'interaction en cœur doux de Reid [Reid68], incluant la petite composante de l'état- $D$  de l'état fondamental du deuteron. Pour le recouvrement  ${}^8\text{He}/{}^7\text{He}$  on a utilisé les valeurs standard  $R_0 = ro \times A^{1/3}$  fm avec  $ro = 1.25$  fm et  $a = 0.65$  fm. Les données de transfert  ${}^8\text{He}(p,d)$  à 15.7 A.MeV sont présentées en Fig.C.3 avec les données obtenues à



50A.MeV à RIKEN [Kor99]. Les courbes de sections efficaces, en tirets, pointillés et trait plein, sont obtenues respectivement avec les potentiels WHP, KD, CH89. A 15.7 A.MeV, le meilleur ajustement, pour chaque ensemble de potentiels, est obtenu avec la valeur  $C^2S$  égale à 4.4; à 50 A.MeV la valeur  $C^2S$  varie de 4.0 (KD), à 4.4 (CH89) et 4.6 (WHP). Pour un choix du potentiel de sortie, la variation du rayon du potentiel de liaison  $n+{}^7\text{He}$  entre  $ro = 1.0$  et  $1.5$  fm conduit à des variations jusqu'à 20 % du facteur spectroscopique extrait. Par conséquent, la valeur que nous obtenons est  $C^2S = 4.4 \pm 1.3$ , en prenant en compte toutes les sources d'incertitudes.

La section efficace du transfert vers la résonance de 0.9 MeV est compatible avec un calcul de  $L=1$  (spin  $1/2^-$  or  $3/2^-$ ) et une valeur supérieure de 0.2 pour le facteur spectroscopique. Combinée à l'observation du fragment d' ${}^6\text{He}$ , l'assignation de spin de la résonance trouvée à basse énergie à 0.9(5) MeV est cohérente avec un  $1/2^-$ .

Dans le chapitre II, les caractéristiques des résonances de  ${}^7\text{He}$  obtenues dans des expériences antérieures sont résumées et comparées aux calculs microscopiques sur la Fig. II.8.

# Annexe D

## Exemples d'analyse de diffusions élastiques sur proton, avec le potentiel microscopique JLM

On va illustrer la validité de JLM sur les noyaux stables, pour une grande variété de masses, en employant dans les calculs les densités expérimentales.

### D.1 Diffusion élastique noyau stable + proton : ${}^7\text{Li}$ , ${}^{12}\text{C}$ , ${}^{16}\text{O}$ , ${}^{208}\text{Pb}$

On va donner l'exemple de la diffusion élastique avec deux noyaux de petite taille, l'un de densité gaussienne ( ${}^7\text{Li}$ ), l'autre avec une densité 2pF ( ${}^{12}\text{C}$ ) puis avec deux noyaux doublement magiques, l' ${}^{16}\text{O}$  et le  ${}^{208}\text{Pb}$ . Les densités de matière sont construites suivant une procédure standard détaillée par Satchler et Love (expliquée en III.1.3). Les densités ainsi générées se sont révélées appropriées et précises pour les mener à bien les études de diffusion noyau-noyau [Sat79].

Les caractéristiques des distributions de densités, le rayon quadratique moyen (rqm) des densités de charge neutron, proton, et matière sont données dans le tableau D.1. La densité de proton est construite pour correspondre à la densité expérimentale de charge, dont le rqm est fourni par les tables dans [Vries87]. La paramétrisation de la distribution de densité de l'état fondamental en fonction de Fermi à 2-paramètres (2pF) s'écrit :

$$\rho = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp\{(r - R_0)/a\}} \quad (\text{D.1})$$

#### D.1.1 Noyaux légers : ${}^7\text{Li}$ et ${}^{12}\text{C}$

La Fig. D.1 présente notre analyse [Lap01] de la diffusion élastique  ${}^7\text{Li}(p,p)$  mesurée à 24.4 MeV [Pet93] et  $p({}^7\text{Li},{}^7\text{Li})$  à 65 MeV [Moo92] (et ref. incluses).

Le potentiel JLM est calculé avec une simple forme gaussienne pour les densités de protons et de neutrons du  ${}^7\text{Li}$ . Leur rayons  $r_{\text{qm}}$  sont respectivement 2.28 et 2.44 fm ( $r_{\text{qm}}$  de matière 2.37 fm) comme dans [Sat79]. Les données à ces deux énergies sont bien reproduites avec le potentiel JLM standard. La densité

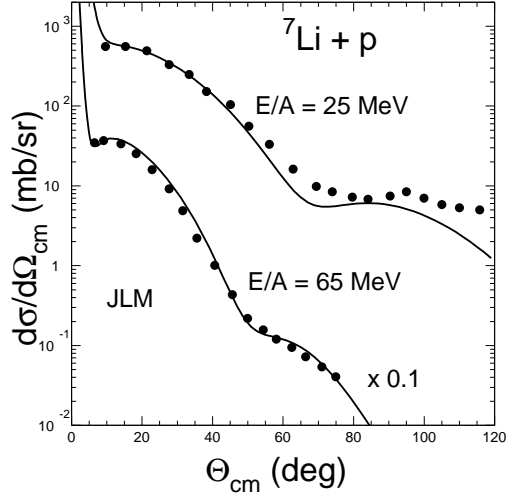


FIG. D.1 – Comparaisons des distributions angulaires de diffusion élastique  ${}^7\text{Li}+p$  calculées en modèle optique microscopique JLM avec les données, à différentes énergies.

proton de l'état fondamental du  ${}^{12}\text{C}$  est paramétrisée en  $2pF$  (Eq. D.1), avec le rayon  $R_o = 2.1545$  fm,  $a = 0.425$  fm et  $\rho_o = 0.207$  fm $^{-3}$ . Ces paramètres ont été ajustés dans la Ref. [SatFa85] pour reproduire le rayon  $r_{\text{qm}}$  de charge [Vries87] déduit des mesures de diffusion élastique d'électrons, et la diffusivité de la distribution de densité de matière obtenue à partir des calculs du modèle en couches [SatFa85]. Le rayon  $r_{\text{qm}}$  est de 2.3 fm, proche de la valeur empirique de la distribution de proton ( $2.33 \pm 0.01$  fm) obtenue à partir de la distribution de densité de charge déconvoluée de la distribution de charge du proton. La même densité est prise pour les neutrons. Le potentiel JLM est calculé pour différentes énergies en utilisant cette densité  $2pF$  et les mêmes facteurs de normalisation  $\lambda_V = 1$  et  $\lambda_W = 0.8$ . Les résultats des calculs de diffusion élastique sont présentés sur la Fig. D.2 et comparés aux données obtenues en cinématique directe à 31 MeV [Dick63], 35 MeV [DLeo83] et 40 MeV [Blu66]. Le calcul JLM est aussi comparé aux données élastiques que nous avons obtenues en cinématique inverse à 36.3 MeV/nucléon [Joua05] sur la Figure III.1.

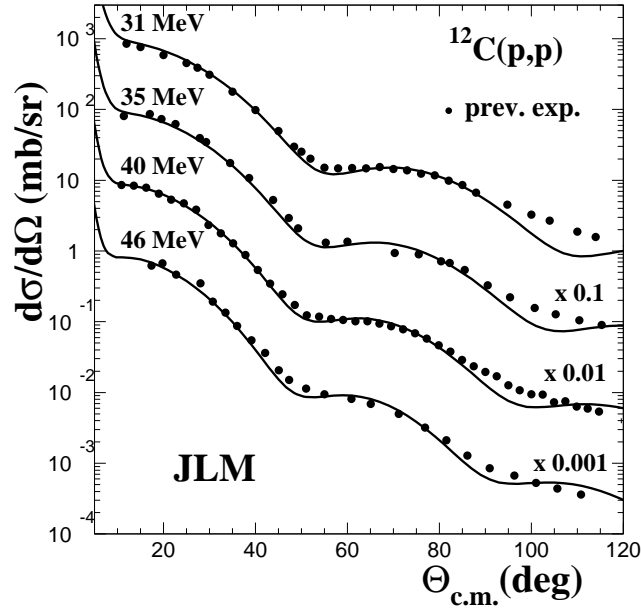


FIG. D.2 – Comparaisons des distributions angulaires de diffusion élastique  $^{12}\text{C}+p$  calculées en modèle optique microscopique JLM avec les données, à différentes énergies. La densité expérimentale utilisée pour le  $^{12}\text{C}$  est décrite dans le texte.

Noyau	Forme	$\rho_{p,n}$ $\text{fm}^{-3}$	$R_0$ fm	$a$ fm	$(r_{qm})_{ch}$ fm	$(r_{qm})_p$ fm	$(r_{qm})_n$ fm	$(r_{qm})_m$ fm
$^{12}\text{C}$	(2pF) <sub>p,n</sub>	0.207	2.1545	0.425	2.45	2.314	2.314	2.298
$^{16}\text{O}$	(2pF) <sub>p,n</sub>				2.730 (25)	2.57	2.57	2.57
$^{208}\text{Pb}$	(2pF) <sub>p</sub>	0.0646	6.586	0.515	5.503(2)	5.45	5.62	5.55
	(2pF) <sub>n</sub>	0.0897	6.82	0.515				

TAB. D.1 – Caractéristiques des densités 2pF des protons et neutrons de l'état fondamental utilisées pour les calculs de diffusion noyau-nucléon :  $r_{qm}$  des distributions de protons, neutrons et matière pour les noyaux  $^{12}\text{C}$  [SatFa85],  $^{16}\text{O}$  [SatFa85],  $^{208}\text{Pb}$  ("faite maison").

### D.1.2 Noyaux doublement magiques $^{16}\text{O}$ et $^{208}\text{Pb}$

- Un noyau stable léger symétrique,  $^{16}\text{O}$

La figure D.3 montre la bonne reproduction des données de diffusion élastique des protons sur  $^{16}\text{O}$  à 39.7 MeV [OeC69], avec les calculs réalisés avec le potentiel JLM. Le potentiel est calculé en utilisant des densités protons et neutrons identiques pour  $^{16}\text{O}$ ; elles sont paramétrisées avec des fonctions 2pF (Eq. D.1). Les paramètres de cette fonction 2pF, le rayon à mi-hauteur  $R_o = 2.525$  fm et la diffusivité  $a = 0.45$  fm, ont été ajustés [SatFa85] pour être cohérents avec la densité des protons obtenue par des calculs de modèle en couches [Sat79], et avec la densité expérimentale de proton obtenue en déconvoluant la densité de charge du noyau, obtenue par diffusion d'électrons [Sick70], de la densité du proton. La densité de protons résultante a un rayon  $r_{qm}$  de 2.574 fm, qui est bien compatible avec le  $r_{qm}$  de la densité de charge extraite des données de diffusion (e,e) [Vries87]. Au

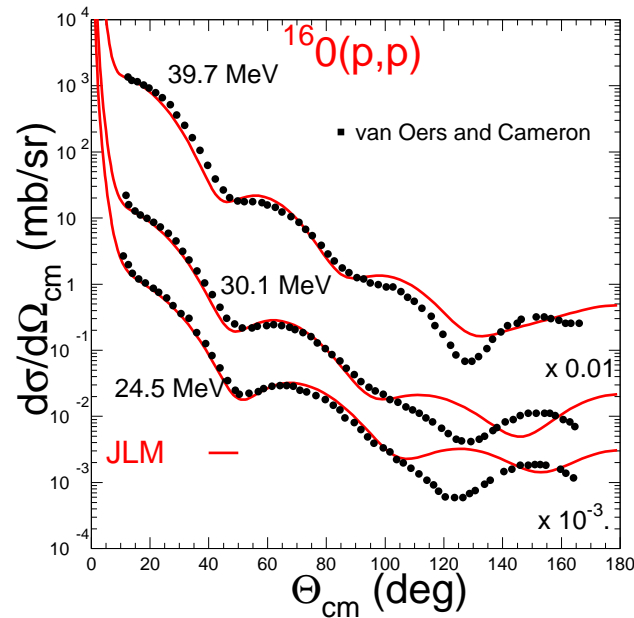


FIG. D.3 – Comparaison des données de diffusion élastique sur proton de  $^{16}\text{O}$  [OeC69] aux calculs effectués en utilisant le potentiel JLM et décrits dans le texte.

premier ordre, la reproduction avec un modèle microscopique pour le potentiel optique donne un accord satisfaisant pour les angles jusqu'à  $120^\circ_{c.m.}$ . Au-delà, on note que les courbes et les données sont en opposition de phase, et c'est le cas

pour la plupart des données nucléon + noyau stable à ces énergies. Ces effets aux grands angles dépassent le cadre du modèle fixé initialement et échappent à la description par le modèle optique. Leur origine physique fut attribuée par D. Lukaszek et G. Rawitscher [Luk94, Raw04] à la manifestation de la dépendance en parité du potentiel optique.

- L'exemple du noyau magique  $^{208}\text{Pb}$

Les distributions des densités des neutrons et protons du Pb sont construites en utilisant les indications obtenues à partir des diffusions élastiques (e,e) et d'ions lourds. En Ref. [SatFa85] la forme adoptée pour la densité de matière du  $^{208}\text{Pb}$  est une distribution 2pF, de paramètres  $R_o = 6.80$  fm ,  $a = 0.515$  fm, et le rayon  $r_{qm}$  des tables, 5.604 fm donne alors  $\rho_o = 0.1494$  fm $^{-3}$ . J'utilise ces paramètres comme départ pour générer les densités des protons et neutrons du  $^{208}\text{Pb}$ . Je modifie légèrement les paramètres  $R_{0p,0n}$  pour obtenir des densités telles que :  $(r_{qm})_p = 5.45$  fm, en accord avec la densité déduite de la diffusion d'électrons, et  $(r_{qm})_n = 5.62$  fm, compatible avec les conclusions de [Kar02], suggérant, à partir des analyses de sections efficaces différentielles de diffusion élastique de proton sur  $^{208}\text{Pb}$  à 200 MeV, une peau de neutrons telle que  $[(r_{qm})_n - (r_{ms})_p] = 0.17$  fm. Ces

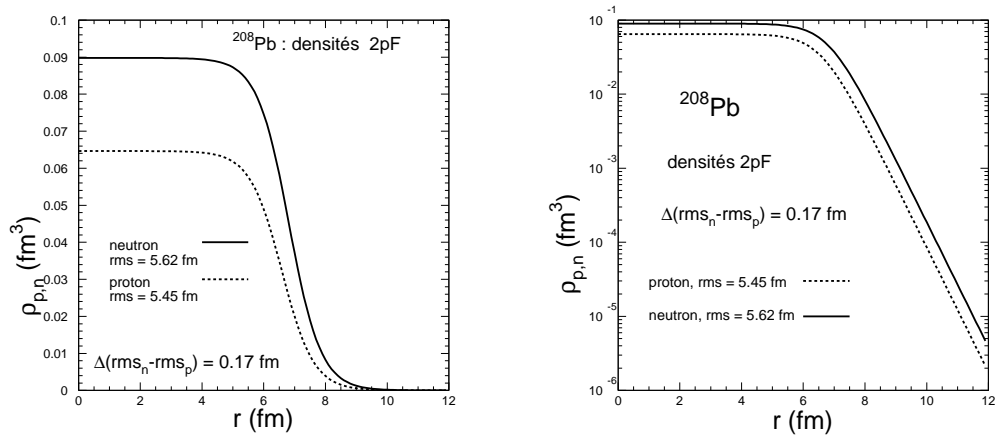


FIG. D.4 – Densités p,n  $^{208}\text{Pb}$  paramétrisées en fonctions 2pF (échelles linéaire et logarithmique).

prescriptions fournissent une distribution modélisée simplement, dont la forme est proche de celle obtenue [Kar02] par les calculs de champ moyen utilisant la force de Skyrme SkM\*. En Fig. D.5, on compare les calculs JLM réalisés avec cette densité 2pF réaliste, avec les données sur proton et neutron :  $^{208}\text{Pb}+p$  à 65 MeV [Saka82],  $^{208}\text{Pb}+n$  à 65 MeV [Hjo94], et à 96 MeV [Klu03].

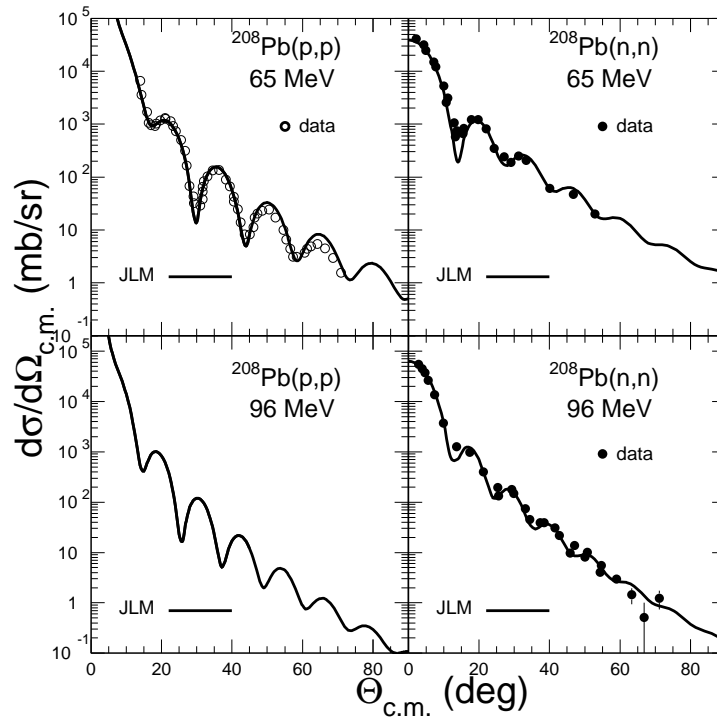


FIG. D.5 – Comparaisons des distributions angulaires de diffusion élastique  $^{208}\text{Pb}+p, +n$  calculées en modèle optique microscopique JLM avec les données, à 65 et 96 MeV. Les données sur p,n à 65 MeV sont respectivement dans [Saka82], et [Hjo94], sur neutron à 96 MeV dans [Klu03].

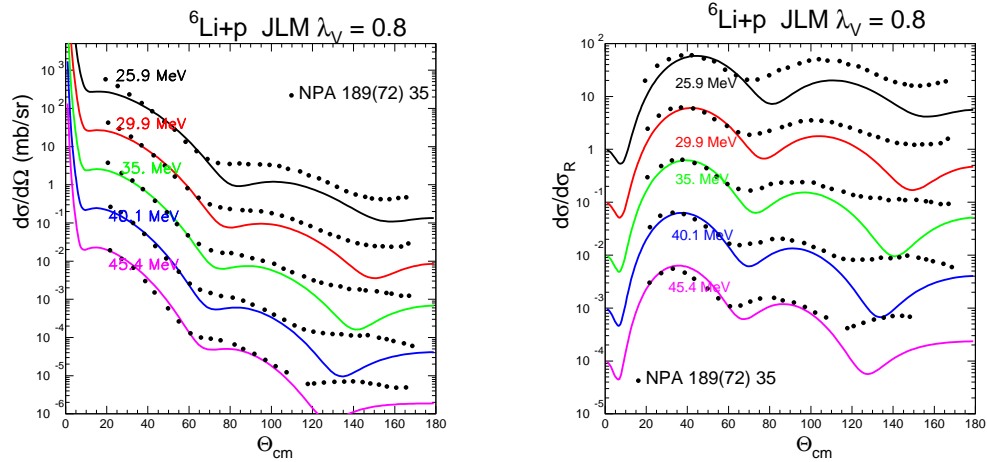


FIG. D.6 – Distributions angulaires de diffusion élastique  ${}^6\text{Li}(p,p)$  mesurées à des énergies allant de 25.9 à 49.5 MeV (à droite, divisées par Rutherford) comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM avec la densité expérimentale pour le  ${}^6\text{Li}$  décrite dans le texte. La partie réelle est normalisée avec le facteur  $\lambda_V=0.8$ . Les références des données sont fournies dans [Man71, Bra72].

### D.1.3 Le ${}^6\text{Li}$ : stable mais faiblement lié

On utilise pour calculer la diffusion élastique du  ${}^6\text{Li}$  sur proton les densités expérimentales obtenues par diffusion d'électrons [LiS71] qui donnent un rqm de charge de 2.55 fm. La densité est construite en supposant identiques les distributions de protons et de neutrons. Le rms de la densité de matière correspondante est de 2.42 fm. Les données à 49.5 MeV sont tirées de la référence [Man71], les autres de [Bra72]. Pour les reproduire dans la zone angulaire des angles avant, il est nécessaire de réduire la partie réelle de JLM avec le facteur  $\lambda_V = 0.8$ . Le  ${}^6\text{Li}$  est stable, mais sa faible liaison entraîne des phénomènes significatifs de couplages aux états virtuels. L'effet que nous constatons ici correspond à l'influence du PCV que Sakuragi avait discutée dans le cas de la diffusion du  ${}^6\text{Li}$  sur les cibles de  ${}^{12}\text{C}$  et  ${}^{28}\text{Si}$ . La mauvaise reproduction avec JLM des sections efficaces mesurées à 49.5 MeV peut être expliquée par le problème de normalisation des données évoqué dans les références [Bra72, Pet93]

## D.2 Exemples choisis : ${}^{10,11}\text{Be}$ , ${}^{9,11}\text{Li}+p$

L'intérêt de ce type de réactions de diffusion élastique sur protons avec les noyaux exotiques est donc d'extraire des informations sur la structure de ces noyaux et de tester la validité de l'interaction JLM qui donne des résultats excel-



Noyau	(rms)p (fm)	(rms)n (fm)	(rms)m (fm)
$^{10}\text{Be}$	2.26	2.56	2.44
$^{11}\text{Be}$	2.27	3.24	2.92
$^9\text{Li}$	2.14	2.63	2.48
$^{11}\text{Li}$	2.21	3.39	3.11

TAB. D.2 – Rayons r<sub>qm</sub> des distributions de densités proton, neutron et matière de l'état fondamental des noyaux  $^{10,11}\text{Be}$  et  $^{9,11}\text{Li}$ , calculées en modèle HF+corrélations [Sag92], utilisées pour les calculs de diffusion sur proton.

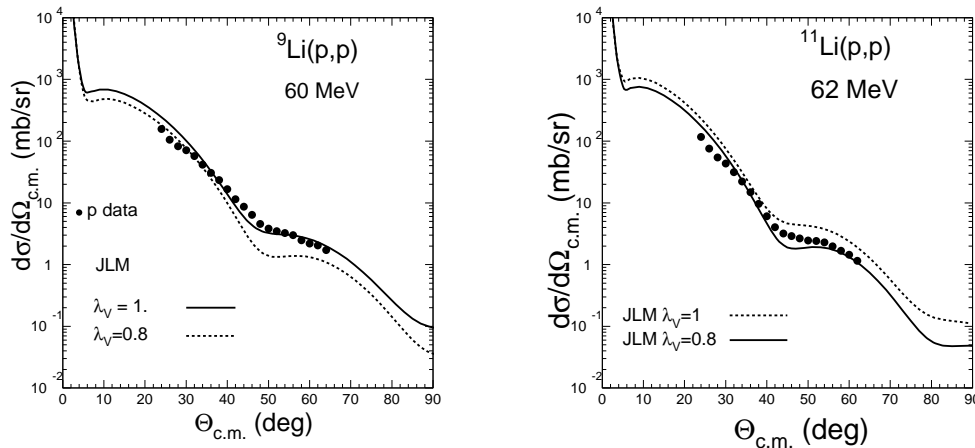


FIG. D.7 – Distributions angulaires  $^9\text{Li}(p,p)$  mesurées à 60 MeV (à gauche) et  $^{11}\text{Li}(p,p)$  mesurées à 62 MeV (à droite) comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM avec des densités microscopiques décrites dans le texte.

lents avec les noyaux stables. Les densités p,n, et de matière de l'état fondamental des noyaux de  $^{9,11}\text{Li}$  et  $^{10,11}\text{Be}$  sont calculées avec un modèle Hartree-Fock incluant des corrélations, qui est expliqué dans [Sag92]. Les valeurs des r<sub>qm</sub> des densités sont données dans le tableau D.2.

Sur les figures D.7 et D.8 les calculs DWBA avec le potentiel JLM sont comparés aux données, la meilleure reproduction dans la région angulaire de 20° à 40° est obtenue à condition de réduire la partie réelle du potentiel JLM d'environ 20% : pour le  $^9\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Li}$  et le  $^{10}\text{Be}$  le facteur de normalisation est de  $\lambda_v = 0.8$ , il est de 0.75 pour le  $^{11}\text{Be}$  (avec le facteur imaginaire  $\lambda_W$  à sa valeur "standard" pour les noyaux légers, 0.8).

Cet effet a été discuté pour l'analyse JLM des données  $^6\text{He}+p$  dans [Lap01] et en section I.3.5. On voit qu'il est observé de façon générale dans le cas des

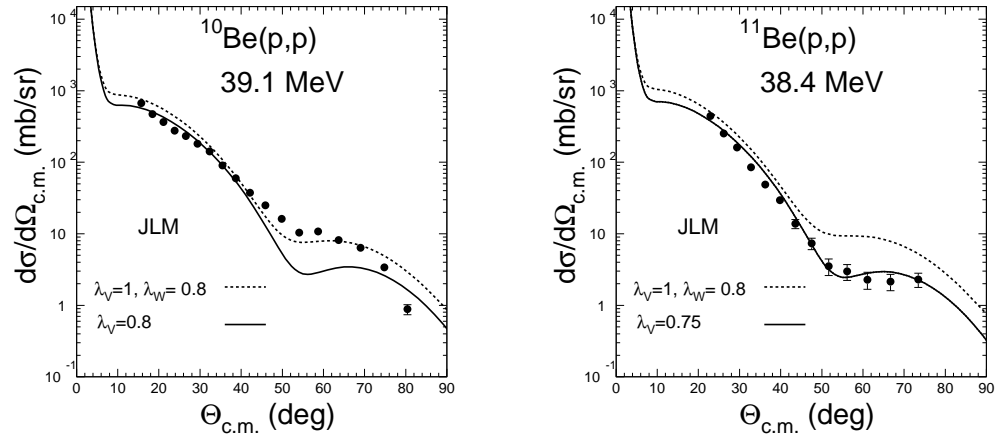


FIG. D.8 – Distributions angulaires  $^{10}\text{Be}(p,p)$  mesurées à 39.1 (à gauche) et  $^{11}\text{Be}(p,p)$  à 38.4 A.MeV (figure à droite) comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM avec des densités microscopiques décrites dans le texte. Les données ont été mesurées au GANIL [LapTH98]. Les pas angulaires sur les figures correspondent à la résolution angulaire de l'ordre de  $0.5^\circ_{lab.}$ .

noyaux faiblement liés et on peut l'attribuer aux forts couplages au continuum induit par ces noyaux durant leur interaction avec une cible.



## **Annexe E**

### **Analyse des diffusions**

**$^{10,11}\text{C}(p,p')$ , article [Joua05]**

Structure of low-lying states of  $^{10,11}\text{C}$  from proton elastic and inelastic scattering

C. Jouanne, V. Lapoux,\* F. Auger, N. Alamanos, A. Drouart, A. Gillibert, G. Lobo,† A. Musumarra,‡ L. Nalpas, E. Pollacco, J.-L. Sida, and M. Trotta§

*CEA-SACLAY DSM/DAPNIA/SPHN F-91191 Gif-sur-Yvette, France*Y. Blumenfeld, E. Khan, T. Suomijärvi, and T. Zerguerras  
*Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, F-91406 Orsay, France*P. Roussel-Chomaz and H. Savajols  
*GANIL, Bld Henri Becquerel, BP 5027, F-14021 Caen Cedex, France*A. Lagoyannis and A. Pakou  
*Department of Physics, University of Ioannina, GR-45110 Ioannina, Greece Chmpn*  
(Received 15 March 2005; published 20 July 2005)

To probe the ground state and transition densities, elastic and inelastic scattering on a proton target were measured in inverse kinematics for the unstable  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  nuclei at 45.3 and 40.6 MeV/nucleon, respectively. The detection of the recoil proton was performed by the MUST telescope array, in coincidence with a wall of scintillators for the quasiprojectile. The differential cross sections for elastic and inelastic scattering to the first excited states are compared to the optical model calculations performed within the framework of the microscopic nucleon-nucleus Jeukenne-Lejeune-Mahaux potential. Elastic scattering is sensitive to the matter-root-mean square radius found to be  $2.42 \pm 0.1$  and  $2.33 \pm 0.1$  fm, for  $^{10,11}\text{C}$ , respectively. The transition densities from cluster and mean-field models are tested, and the cluster model predicts the correct order of magnitude of cross sections for the transitions of both isotopes. Using the Bohr-Mottelson prescription, a profile for the  $^{10}\text{C}$  transition density from the  $0^+$  ground to the  $2_1^+$  state is deduced from the data. The corresponding neutron transition matrix element is extracted:  $M_n = 5.51 \pm 1.09 \text{ fm}^2$ .

DOI: [10.1103/PhysRevC.72.014308](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.014308)

PACS number(s): 23.20.Js, 25.40.Ep, 25.60.-t, 27.20.+n

## I. INTRODUCTION

For stable nuclei, proton and neutron ground state density distributions usually display similar behaviors. In a first approach, the neutron density can be considered as proportional to the proton density in the ratio  $N/Z$ . The proton density can be obtained from the charge distribution measured experimentally through electron scattering [1]. Nevertheless, it has been suggested that provided there is a high enough excitation energy, clustering effects could be found in the light stable nuclei. In 1968, K. Ikeda [2] built a diagram based on the mass excess of the nuclei. He suggested that clusters could be formed in a nucleus for excitation energies in the vicinity of the fragment emission thresholds. These cluster fragments were constituted by  $\alpha$  particles, like in the three  $\alpha$  cluster in  $^{12}\text{C}$  which was located at an excitation energy close to 7.27 MeV.

A renewed interest in clustering in light nuclei has been prompted by the availability of radioactive beams far from

stability. Recently a new scheme was proposed (Von Oertzen-Ikeda's rule) [3], and predictions were given for stable and radioactive nuclei. It was assumed that bound covalent molecular structures might appear in neutron-rich nuclei for an excitation energy close to the fragmentation thresholds for  $\alpha$  neutrons, or other clusters. The predictions for stable nuclei are in agreement with the available experimental observations, like the formation of an  $\alpha$  chain in  $^{12}\text{C}$  at high excitation energy [4] and the structure of  $^8\text{Be}$  in two  $\alpha$  particles.

In weakly bound nuclei, with low energy particle emission thresholds,  $\alpha$  clustering is expected to be found at lower excitation energies than for stable isotopes. The important role that  $\alpha$  clustering should play for the beryllium, boron, and carbon chains is underlined in Ref. [3], based upon the results obtained within the antisymmetrized molecular dynamics (AMD) [5] framework. This model was applied to neutron-rich nuclei, from lithium to carbon, and it suggests important  $\alpha$ -clusterization phenomena for light neutron-rich nuclei. For instance, for the carbon chain in the framework of AMD, the shape of the neutron distribution is found to be strongly dependent on the neutron number and to vary rapidly from prolate to spherical or oblate. The nuclei  $^{10,11}\text{C}$ , like all the other carbon isotopes described in AMD theory [5], are expected to have a proton density for the ground state with an oblate deformation and a different shape for the neutron density: prolate for  $^{10}\text{C}$  and triaxial for  $^{11}\text{C}$ . This is in contrast with the usual picture for stable nuclei of homothetic shapes for proton and neutron densities.

\*E-mail: [vlapoux@cea.fr](mailto:vlapoux@cea.fr); URL: <http://www-dapnia.cea.fr/SPHN/Exotiques>.

†Permanent address: EC-DG Joint Research Centre, Retieseweg 111, BE-2440 Geel, Belgium.

‡Permanent address: INFN-Laboratori Nazionali del Sud, Via S. Sofia 44, I-95123 Catania, Italy.

§Permanent address: INFN-Sezione di Napoli, Via Cintia, I-80126 Napoli, Italy.

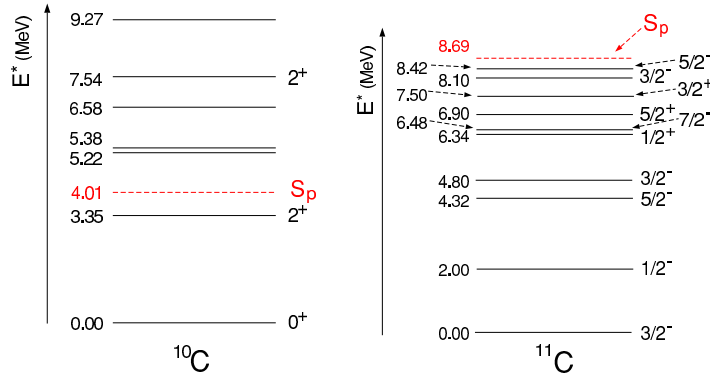


FIG. 1. (Color online) Spectroscopy of  $^{10,11}\text{C}$  obtained from tables given in Ref. [6].

The neutron-deficient  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  are short-lived nuclei, with half-lives of 19 s and 20 min. Their low-lying spectroscopy is relatively well known [6], as shown in Fig. 1, where the excited states below the proton separation threshold,  $S_p = 4.01$  MeV for  $^{10}\text{C}$  and 8.69 MeV for  $^{11}\text{C}$ , are shown. From interaction cross section experiments, and via Glauber-model calculations, proton and neutron rms radii were indicated for  $^{10}\text{C}$  [7] as  $r_p = 2.31 \pm 0.03$  fm and  $r_n = 2.22 \pm 0.03$  fm, and for  $^{11}\text{C}$  [8] as  $r_p = 2.13 \pm 0.06$  fm and  $r_n = 2.10 \pm 0.06$  fm.

The transition strength  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  for  $^{10}\text{C}$  is known from Doppler shift measurements, with an adopted value of  $61.5 \pm 10 e^2 \text{ fm}^4$  [9]. For  $^{11}\text{C}$ , the low-lying excited states are also known, but the transition strengths from the ground to the first excited states have not been measured. In this article, the structure of  $^{10,11}\text{C}$  is investigated through  $(p, p')$  measurements. As shown for the  $^6\text{He}(p, p')$  reaction performed at 40 MeV/nucleon [10], when the measured angular range is limited to  $75^\circ$  in the center of mass (c.m.) frame ( $75^\circ_{\text{c.m.}}$ ), the elastic scattering is rather insensitive to details of the ground state density like the presence of a halo. These features are better investigated through proton inelastic scattering which is sensitive to the shape of the density [11, 12]. Knowing the proton transition strength, it is possible to deduce the neutron transition strength from  $(p, p')$  measurements. Using this probe, with  $^{10,11}\text{C}$  radioactive beams, we can obtain direct structure information for the  $^{10,11}\text{C}$  nuclei (matter root-mean-square radius, low-lying spectroscopy).

The analysis of the inelastic scattering to the first excited states is performed within the framework of a microscopic interaction potential including theoretical neutron and proton ground state (gs) and transition densities. It allows us to test the description of these nuclei, in terms of the mean-field approach and the AMD cluster structure model and to deduce interesting features of the density profiles. In the case of the  $^{10}\text{C}$ , the  $E2$  electromagnetic (EM) transition rate  $B(E2)$  for  $0^+ \rightarrow 2^+$  is known, and the corresponding  $B(E2)$  value (related to the square of the proton transition matrix element  $M_p$ ) for the mirror transition in  $^{10}\text{Be}$  is also known. Usually, following the prescription from Bernstein, Brown, and Madsen [11], charge symmetry and charge independence are assumed, and the mirror symmetry is applied to obtain the neutron transition matrix element  $M_n$  from the EM decay rate of the mirror

transition. In Ref. [11], this method was checked for several mirror nuclei, of masses ranging from  $A = 17$  ( $^{17}\text{O}$ , F) to  $A = 42$  ( $^{42}\text{Ca}$ , Ti). They showed that the  $M_n$  value for a given transition in a nucleus (obtained via a hadronic probe) could be evaluated from the proton transition matrix  $M_p$  value, obtained for the corresponding transition in the mirror nucleus. This transition rate is measured using an EM probe.

Using radioactive beams, it is possible to check the mirror symmetry method for a wider range of isospin values, by investigating the transitions for mirror nuclei far from stability, for neutron-rich or neutron-deficient species. Recently, it was done in [13], where the mirror method was successfully checked for the  $A = 32$ ,  $T = 2$  multiplet. In contrast, the isospin symmetry breaking was suggested for the  $A = 38$  nuclei in [14] and the  $A = 30$ ,  $T = 1$  multiplet [15]. Furthermore, in the case of light exotic nuclei, for a mirror pair composed of a neutron-deficient and a neutron-rich nucleus, like  $^{10}\text{C}$  and  $^{10}\text{Be}$ , this symmetry may be questioned. These nuclei have a large difference between neutron and proton numbers, and compared to their stable isotopes, the particle threshold energies are low, inducing stronger coupling to excited states in the continuum, and the large Coulomb effect in the case of  $^{10}\text{C}$  ( $Z/N = 1.5$ ) may contribute to a significant violation of the mirror symmetry. In the present work, the  $M_n$  factor for  $^{10}\text{C}$  will be deduced directly from the  $(p, p')$  measurement, and compared to the  $M_n$  value given by the mirror symmetry. This will allow us to check the validity of the mirror assumption.

In the following, we present the experiment carried out at the GANIL facility to study the elastic and inelastic scattering to the first excited states, below the proton separation threshold, for the nuclei  $^{10,11}\text{C}$ . To test the analysis procedure, elastic and inelastic scattering of  $^{12}\text{C}$  on proton was also measured.

In Sec. II, the production of the beams and the experimental setup are detailed.

In Sec. III, the microscopic nucleus-nucleon interaction used to analyze the elastic scattering on protons is described. It is calculated using the microscopic, complex, and parameter-free Jeukenne-Lejeune-Mahaux (JLM) potential [16]. This potential is used to perform the distorted wave Born approximation (DWBA) calculations leading to the inelastic  $(p, p')$  cross sections. The JLM calculations are first applied

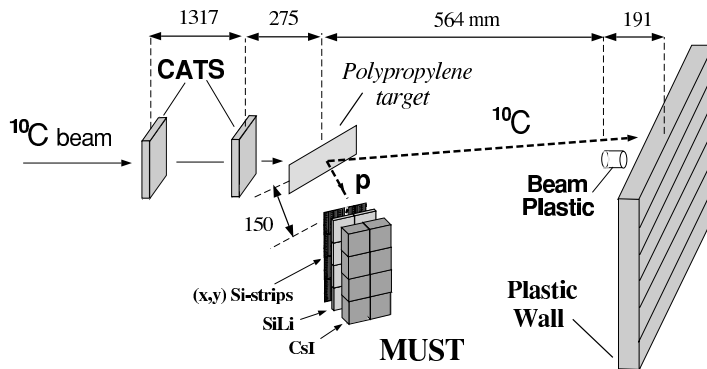


FIG. 2. Experimental setup in the reaction chamber.

to our reference case, the  $^{12}\text{C}(p, p')$  cross sections. The theoretical ground state and transition densities of  $^{10,11}\text{C}$  provided by the AMD model [17] and by the Hartree-Fock with BCS correlations (HF+BCS) and quasiparticle random phase approximation (QRPA) formalism are examined in Sec. IV. They are used to generate the microscopic JLM potential included in the  $(p, p')$  calculations.

Conclusions on the structure of the neutron-deficient radioactive carbon isotopes are given in Sec. V.

## II. EXPERIMENTAL SETUP

The elastic and inelastic differential cross sections of  $^{10,11}\text{C}$  on a proton target were measured with the MUST [18] telescopes. MUST (“mur à strips” or wall of strips) is an array devoted to the inverse kinematics measurements of direct reactions induced by heavy-ion beams on light targets (proton, deuteron targets).

We detail below the beam production, the detection, system including the MUST array, the plastic wall for fragment detection, and two “CATS” beam tracking detectors. A sketch of the experimental device in the reaction chamber can be found in Fig. 2.

### A. Beam production and identification

The  $^{10,11}\text{C}$  secondary beams were produced successively by fragmentation of a 95A. MeV  $^{12}\text{C}$  beam delivered by the two GANIL cyclotrons, on a 1710 mg/cm<sup>2</sup> (1930 mg/cm<sup>2</sup> for  $^{11}\text{C}$ ) thick carbon production target located between the two superconducting solenoids of the SISSI device (superconducting intense source for secondary ions) [19,20].

This device is located at the exit of the second cyclotron and at the entrance of the beam analyzing  $\alpha$  spectrometer. It allows for an improved collection and transmission of the secondary beams to the different experimental areas. A 0.2 mm thick Mylar degrader was put in the  $\alpha$  spectrometer in order to purify the secondary beam. The beam purity was checked by a 300  $\mu\text{m}$  thick Si detector located inside the chamber, using the  $\Delta E$  energy loss vs time-of-flight (TOF) method. The TOF was taken between a microchannel plate (mcp) detector, located at the exit of the  $\alpha$  spectrometer, and the time given by the particle

detected in the Faraday plastic (Fig. 2) at a distance of 64 m from the mcp.

After purification, the  $^{10}\text{C}$  beam had no contaminant, whereas the  $^{11}\text{C}$  represented around 75% of the total secondary beam, with  $^{12}\text{C}$  as the main contaminant. The intensities of the  $^{10,11}\text{C}$  secondary beams on the reaction target were of the order of  $5 \times 10^5$  and  $5 \times 10^6$  particles per second (pps), respectively, at an energy of 45.3 and 40.6 MeV/nucleon.

### B. Beam profile

As the emittance of a radioactive beam produced by fragmentation is large, that is, the beam spot usually covers 1 cm<sup>2</sup> on the target with a maximum angular divergence of 1°, two position-sensitive detectors—the low pressure multiwire trajectory chambers CATS [21] (“chambres à trajectoires de Saclay”, Trajectory Chambers of Saclay)—were used to improve the definition of the position of the incoming ion on the target. They provided the beam position and time tracking, particle by particle. CATS1 and CATS2 were located at 159.2 cm and 27.5 cm upstream of the target (distances between detectors and target are given in Fig. 2). These detectors measured event by event the horizontal (H) and vertical (V) positions perpendicular to the beam axis, providing the impact point and the incident angle of the particles on the target with a full width at half maximum (FWHM) resolution of 1.1 mm (H), 1.2 mm (V), and 0.1°. Figure 3 presents the profiles of the  $^{11}\text{C}$  beam at 40.6 MeV/n on the two CATS detectors and the resulting beam profile reconstructed on the proton target. The counting rate was reduced to  $3 \times 10^5$  pps for both  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  beams in order to use these beam tracking detectors under standard conditions. These detectors were required to obtain a good angular resolution for the scattering angle and enough excitation energy resolution to separate the excited states of  $^{11}\text{C}$ . We will show in Sec. IIE that their use is necessary to separate these states.

### C. Proton detection

The experimental apparatus MUST [18], an array of eight three-stage telescopes,  $6 \times 6$  cm<sup>2</sup> each, specifically designed to detect light charged particles, was used to measure angular

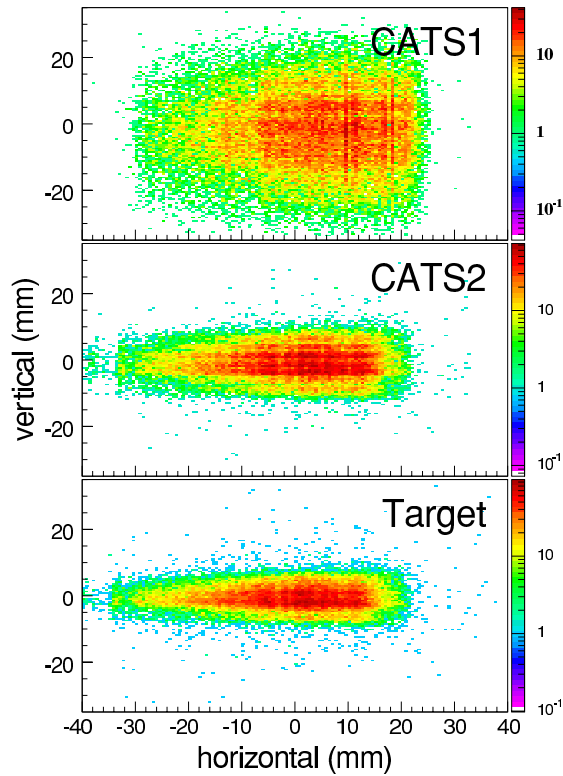


FIG. 3. (Color online) From top to bottom: beam profiles on detectors CATS1 and CATS2, reconstructed beam profile on the target.

distributions for elastic and inelastic scattering of  $^{10,11}\text{C}$  radioactive beams on proton. Using the MUST array, similar measurements were done for oxygen isotopes [22] and  $^6\text{He}$  nucleus [10]. The first stage is a  $300\ \mu\text{m}$  thick, double-sided Si-

strip detector, (DSSD) which provides horizontal and vertical positions, time-of-flight with respect to a beam detector, and energy loss of the recoil proton; the second 3 mm thick Si(Li) stage gives the proton energies up to 25.4 MeV; and the third stage of 1.5 cm thick CsI detects protons up to 75 MeV. The MUST detectors were assembled in a wall configuration located 15 cm from the target, and the vertical axis of the wall was rotated by  $63^\circ$ . ( $63^\circ_{\text{lab}}$ ) with respect to the beam axis, in the laboratory (lab) frame. This position allowed us to cover the angular range between  $45^\circ_{\text{lab}}$  and  $90^\circ_{\text{lab}}$ . At this distance, the 1 mm wide strips result in an angular resolution of  $0.4^\circ$  for the detection of the scattered particle, in the laboratory frame.

For the less energetic recoil particles which are stopped in the first Si stage, such as protons with energies below 6 MeV, the separation between  $p$ ,  $d$ , triton, and  $^3\text{He}$  is performed with the energy  $E$  vs TOF technique. The particles are identified in the correlation plot constructed between their energy loss  $\Delta E$  in the Si-strip detector and their TOF. This TOF is measured between the Si stage and the start given by the passage of the incident particle in the second CATS. The overall time resolution was 1.4 ns. In Fig. 4, the left panel presents the  $E$ - $\Delta E$  plot, where the events for  $p$ ,  $d$  and  $t$  are shown by the lines, and the right one shows the  $E$ -TOF correlation spectrum; the selection of the events for protons is shown by the contour.

For energies higher than 6 MeV, the protons punch through to the second stage, and the identification is performed by the  $E$ - $\Delta E$  method between the energy deposited in the SiLi stage and the  $\Delta E$  energy loss in the Si stage. A typical plot is shown in Fig. 4. At 25.4 MeV, the proton punches through the 3 mm thick SiLi and is detected in the CsI. In this experiment, the energy threshold for the measurement in the first Si stage was 1 MeV. For the different sets of data, the angular range in the c.m. frame is from  $10^\circ_{\text{c.m.}}$  to  $50^\circ_{\text{c.m.}}$ , determined by the detection of the protons from 1 up to 25.4 MeV (the data presented here correspond to events for which the protons are stopped in the first two telescope stages) and for angles between  $45^\circ$  and  $90^\circ$  in the laboratory.

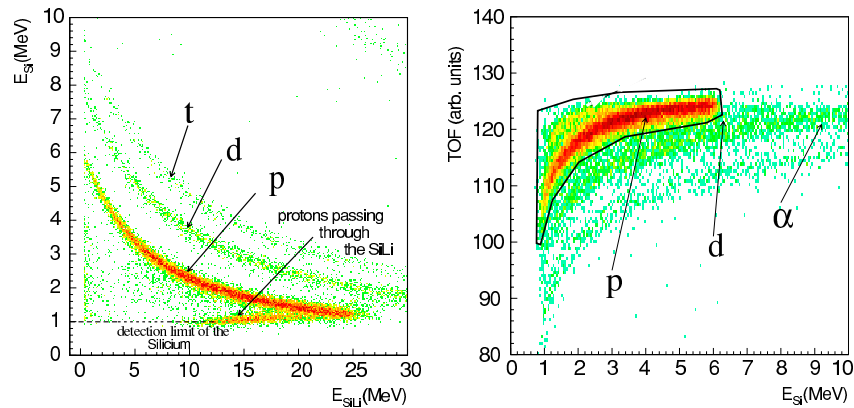


FIG. 4. (Color online) Identification spectrum of the light charged particles in the MUST array, by  $E$ - $\Delta E$  (left) and by  $E$ -TOF techniques (right panel).



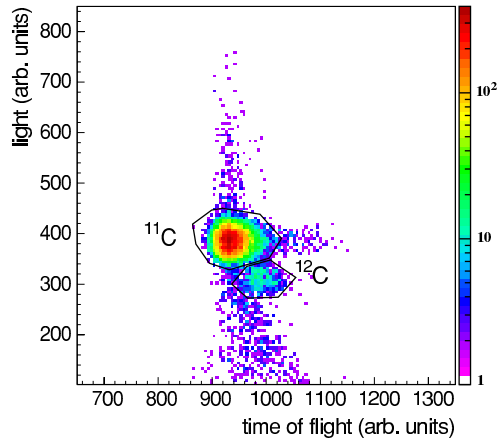


FIG. 5. (Color online) Identification spectrum of  $^{11}\text{C}$  particles from the correlation matrix between the light deposited in the Faraday plastic vs the TOF measured between the plastic and the CATS2 beam detector.

#### D. Detection of the ejectile

To select the reaction channel and eliminate the background, the recoiling proton was detected in coincidence with the ejectile in the forward direction. The ejectile was detected in a plastic wall, located 75 cm behind the target and made of six horizontal bars of BC408,  $8 \times 50 \text{ cm}^2$  and 3 cm thick. Each bar was readout by a photomultiplier on both sides. For the most forward angles where the counting rates are very high, a small 2.8 cm diameter plastic scintillator (referred to as the beam plastic in Fig. 2) was centered at zero degrees to collect, identify, and count the beam particles. The identification of the heavy projectile in the Faraday plastic is presented in Fig. 5 in the case of the  $^{11}\text{C}$  incident beam: two spots can be seen corresponding to  $^{11}\text{C}$  and the  $^{12}\text{C}$  contaminant.

The coincidence with the ejectile allows one to suppress the protons coming from reactions induced by the beam contaminants on the target and the protons emitted from excited nuclei produced in central collisions of the beam

on the carbon contained in the target. Moreover, to check the background due to the carbon content in the target, a measurement on a carbon target is also carried out during the experiment, as will be explained in Sec. IIF.

Elastic and inelastic angular cross sections of  $^{10,11}\text{C}(p, p')$  were measured on a  $1.48 \text{ mg/cm}^2$  and a  $8.25 \text{ mg/cm}^2$  thick polypropylene target  $(\text{CH}_2\text{CHCH}_3)_n$  (density of  $0.896 \text{ g/cm}^3$ ).

#### E. Kinematics and excitation energy spectra

To measure angular distributions down to  $10^\circ_{\text{c.m.}}$ , where the energy of the recoiling protons decreases to 1 MeV, the  $1.48 \text{ mg/cm}^2$  thick polypropylene target was used. Good statistics at larger angles were obtained by using the  $8.25 \text{ mg/cm}^2$  thick target. The events considered to build the kinematic spectra, and afterward to extract the  $(p, p')$  cross sections, are those for which there is a proton in coincidence with the heavy ejectile and a particle detected in both CATS providing the incident trajectory and the beam profile shown in Fig. 3. The excitation energy spectra are calculated from the kinematic properties of the scattered protons. In Fig. 6, the left spectrum presents the kinematic plot of the scattered proton obtained in the case of the reaction  $p(^{11}\text{C}, p')$  at  $40.6 \text{ MeV/nucleon}$  on the  $1.48 \text{ mg/cm}^2$  polypropylene target: it is the correlation matrix of the proton energy  $E_{\text{lab}}^p$  vs its scattering angle  $\theta_{\text{lab}}^p$ . The right panel shows its projection as the  $^{11}\text{C}$  excitation energy  $E^*$  spectrum. This spectrum is constructed from the scattering angle given by the MUST array, without taking into account the incident angle given by the CATS detectors. The  $^{11}\text{C}$  beam impact is considered to be pointlike and perpendicular to the target. The curve drawn in the matrix corresponds to the kinematic loci of the elastic scattering. Only one peak structure at zero excitation energy appears; the other expected peaks, corresponding to the excited states of  $^{11}\text{C}$ , are not resolved.

Now, in the reconstruction of the proton scattering angle, we take into account event by event the impact point and the incident angle of the beam on the target. We present in Fig. 7 the results obtained for  $^{12,11,10}\text{C}(p, p')$  by applying this reconstruction method; the left column shows the scattering plots, and the right one the projected excitation energy spectra. The spectra obtained for  $^{11}\text{C}$  are presented in the second line,

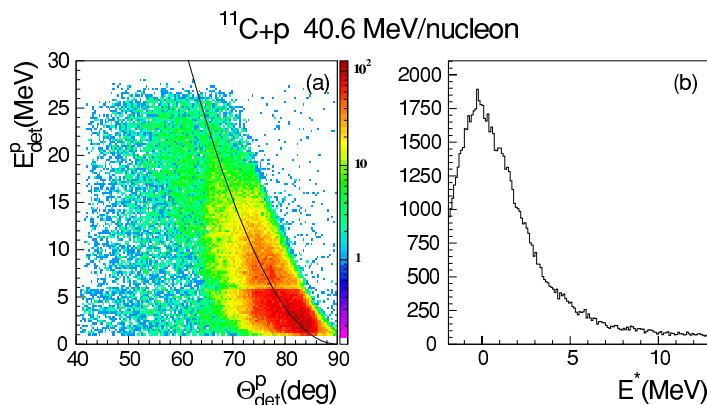


FIG. 6. (Color online) Uncorrected scattering matrix  $(\theta_{\text{lab}}^p, E_{\text{lab}}^p)$  for the reaction  $^{11}\text{C}+p$  at  $40.6 \text{ MeV/n}$  and  $^{11}\text{C}$  excitation energy spectrum. The incident angle and beam impact on the target given by the CATS are not taken into account.

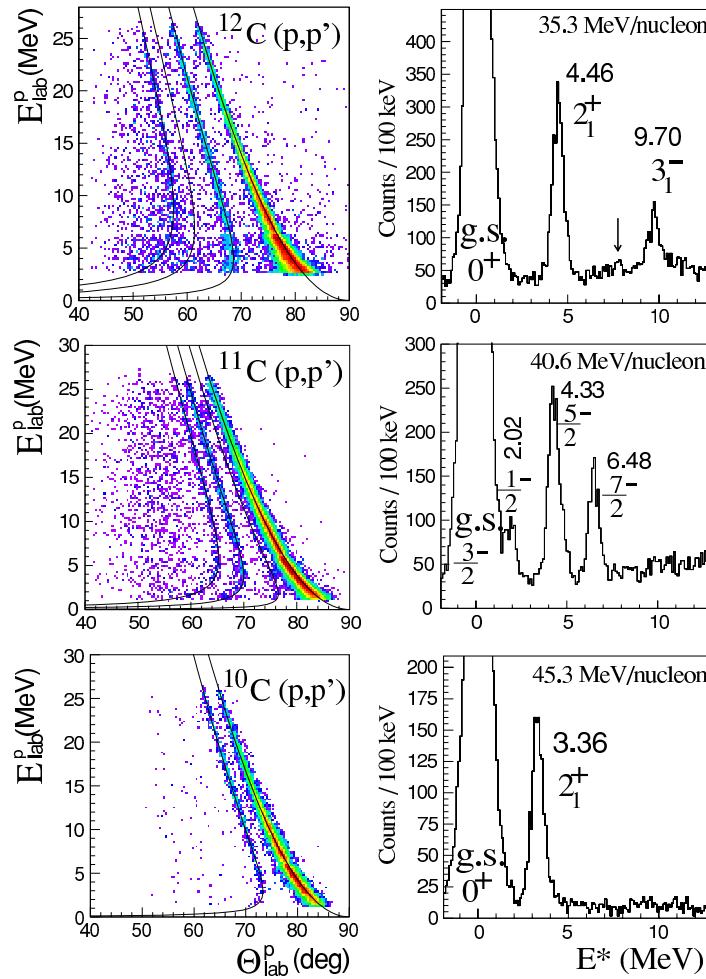


FIG. 7. (Color online) From top to bottom, elastic and inelastic scattering data for  $^{12,11,10}\text{C}$  on proton at 35.3, 40.6, and 45.3 MeV/nucleon, respectively. The 8.25 mg/cm<sup>2</sup> thick target was used for the  $^{12}\text{C}(p, p')$  events, and the 1.48 mg/cm<sup>2</sup> thick one for  $^{10,11}\text{C}(p, p')$  shown here. Left column is for the correlation matrices of the proton energy deposited in the Si-strip and SiLi stages vs the angle measured in the laboratory frame,  $\theta_{\text{lab}}$ . The thick superimposed lines are the kinematic loci of the  $(p, p')$  reaction to the  $^{11}\text{C}$  states. Right-side column gives the corresponding excitation energy spectrum in the energy range up to 13 MeV. For  $^{12}\text{C}$  (top row), the position of the  $0_2^+$  state, weakly excited by the  $(p, p')$  is only indicated by a vertical arrow. For  $^{11}\text{C}$  ( $^{10}\text{C}$ ), no structure over the one-proton separation energy can be seen because of the imposed coincidence with  $^{11}\text{C}$  ( $^{10}\text{C}$ ) in the plastics.

they correspond to the same events as those considered to construct the spectra shown in Fig. 6.

Taking into account the beam profile, it is now possible to separate clearly the different excited states in the  $(\theta_{\text{lab}}^p; E_{\text{lab}}^p)$  matrix and in the excitation energy  $E^*$  spectrum in Fig. 7. The FWHM of the peak corresponding to the elastic scattering events has decreased from about 3.4 MeV (Fig. 6) to 700 keV for  $^{11}\text{C}$  (Fig. 7).

The upper plots of Fig. 7, for the slowed down primary beam  $^{12}\text{C}$  at 36.3 MeV/nucleon and a 8.25 mg/cm<sup>2</sup> thick target, show that the ground and first excited states  $2^+$  and  $3^-$  are clearly identified. Their centroids are located at 20 keV, 4.46 MeV, and 9.70 MeV, respectively, in excellent agreement with the values tabulated in [6]: 0, 4.44, and 9.64 MeV. The  $0^+$  state located at 7.65 MeV is weakly excited. The FWHM of the ground state peak is 940 keV.

In the middle plots of Fig. 7, for  $^{11}\text{C}(p, p')$  events on the 1.48 mg/cm<sup>2</sup> thick target, the calculated kinematic curves are drawn for the elastic and inelastic scattering from ground to

the  $1/2^-$ ,  $5/2^-$  and  $7/2^-$  states (curves from right to left). We observe the ground state  $3/2^-$ , the excited states  $1/2^-$ ,  $5/2^-$ , and  $7/2^-$  at the respective energies of 13 keV, 2.02 MeV, 4.33 MeV, and 6.50 MeV. The tables (Fig. 1) give the excited states at 2.00, 4.32, and 6.48 MeV, respectively. Here, the  $^{11}\text{C}$  ground state width is 680 keV (FWHM). The resolution depends on the target thickness, especially for low-energy protons emitted at small c.m. angles. When the 8.25 mg/cm<sup>2</sup> thick target is used, the resolution is degraded to 970 keV.

The lower plots in Fig. 7 are obtained for  $^{10}\text{C}(p, p')$  events on the 1.48 mg/cm<sup>2</sup> target, with selection of the  $^{10}\text{C}$  in the plastic wall and protons in MUST. The ground state for  $^{10}\text{C}$  is observed at 23 keV, and the first state  $2^+$  at 3.36 MeV (adopted value 3.35 MeV). The energy resolutions of the ground state peaks are 720 and 990 keV for the 1.48 and 8.25 mg/cm<sup>2</sup> targets, respectively. No structure above the one-proton separation energy (8.7 MeV for  $^{11}\text{C}$ , 4 MeV for  $^{10}\text{C}$ ) can be seen due to the imposed coincidence with  $^{11}\text{C}$  ( $^{10}\text{C}$ ) in the plastics.

These results demonstrate the importance of measuring event by event the impact point and the incident angle of the beam particles, in order to reconstruct with enough precision the scattering angle of the proton, when using beams of poor optical qualities. This reconstruction method provides the centroids of the peaks with a precision, around 20 keV, which is excellent for a charged particle measurement.

### F. Cross sections

The number of incident particles for the  $^{10}\text{C} + p$  scattering measurements on the 1.48 and 8.25 mg/cm<sup>2</sup> polypropylene targets were  $7.14 \times 10^9$  ( $^{11}\text{C}$ :  $1.02 \times 10^{10}$ ) and  $2.1 \times 10^9$  ( $^{11}\text{C}$ :  $6.66 \times 10^9$ ) pps, respectively. In Fig. 7, for  $^{10}\text{C}$  (bottom right panel), the background is small; we show below that a good separation between the ground and the  $2^+$  states can be achieved.

To determine the background induced in the energy excitation spectra by the carbon content in the polypropylene target, we performed a measurement with a 6  $\mu\text{m}$ -thick carbon target. Due to the good selection of the ejectile and of the proton in coincidence, this background contributes for less than  $\pm 0.5\%$  to the global systematic error bar on the background subtraction. To evaluate the whole background subtraction in the energy excitation spectrum, we evaluated the angular distribution of the background and of the elastic scattering for a similar range of excitation energy. From the comparison of the cross sections for various angular slices, we evaluated the global error bar on the background subtraction to  $\pm 1\%$ .

For all the experimental angular distributions, which will be presented in the next section, the error bars given are statistical. We estimated the overall values for the systematic error bars in the angular distributions. They come from the detection efficiency and reconstruction process, which gives  $\pm 3\%$  total uncertainty (including the effect of the subtraction of the background,  $\pm 1\%$ ); the target thickness,  $\pm 5\%$ ; and the number of incident particles,  $\pm 2\%$ . This results in a total systematic error of  $\pm 6\%$ , which is the main error on the normalization of the extracted elastic and inelastic differential cross sections.

The angular distributions for the proton elastic and inelastic to the  $2^+$  state (4.44 MeV) of  $^{12}\text{C}$  can be seen in Fig. 8. No data point is given between  $24^\circ_{\text{c.m.}}$  and  $30^\circ_{\text{c.m.}}$  for the elastic scattering because of the energy threshold effect of 1 MeV produced by the SiLi detectors of the second stage of MUST, which results in a bad estimation of the proton energy. Consequently, we do not give the cross sections corresponding to the protons in this specific region. For the scattering of  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$ , the same effect will be found.

## III. NUCLEON-NUCLEUS INTERACTION POTENTIAL

### A. JLM potential

The nucleon-nucleus potential used in this study is the microscopic, complex, and parameter-free JLM (Jeukenne-Lejeune-Mahaux) potential [16], parametrized for incident energies up to 160 MeV. This potential is based upon infinite

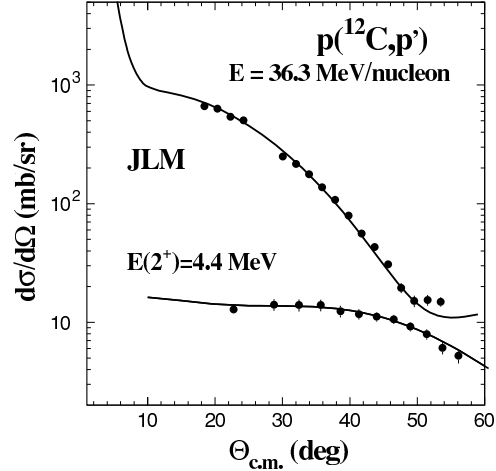


FIG. 8. Elastic and inelastic scattering data for  $^{12}\text{C}$  on proton target at 36.3 MeV/nucleon compared with the results given by the JLM microscopic potential calculated using densities described in the text.

matter calculations, and it is built on the Reid hard-core nucleon-nucleon interaction, using the Brueckner-Hartree-Fock approximation.

The local complex potential  $U_{\text{JLM}}(\rho, E)(r) = V(\rho, E)(r) + iW(\rho, E)(r)$  is derived in the case of a finite-size nucleus of density  $\rho(r)$ ; (neutron and proton densities  $\rho_n$  and  $\rho_p$ ) by applying the local density approximation (LDA). This LDA is improved by folding the potential by a Gaussian function  $\exp[-\vec{r}^2/t^2]$  to take into account the short range of the nuclear interaction, and with  $t$  fixed to 1 fm (see [23] for details).

The potential depends on the incident energy  $E$  and on the neutron and proton densities of the nucleus. This potential allows a good reproduction of large sets of nucleon-nucleus data [23–26]. To fit the nucleus-nucleon data, the JLM potential  $U_{\text{JLM}}$  may need to be slightly modified by varying the normalization factors  $\lambda_V$  and  $\lambda_W$  for the real  $V$  and  $W$  imaginary parts such that

$$U_{\text{JLM}}(\rho, E)(r) = \lambda_V V(\rho, E)(r) + i\lambda_W W(\rho, E)(r). \quad (1)$$

For  $A \geq 20$ , the variations of  $\lambda_V$  and  $\lambda_W$  are usually less than 10%; these factors are close to 1 for all  $A \leq 20$  stable nuclei. In the case of light nuclei ( $A \leq 20$ ), it was shown that usually  $\lambda_W = 0.8$  [24]. We adopt this renormalization as the standard normalization of JLM for light nuclei.

### B. ( $p, p'$ ) inelastic scattering

The inelastic ( $p, p'$ ) angular cross sections are obtained through DWBA calculations including the JLM potential. They are performed with the TAMURA code [27].

The entrance, transition, and exit channel potentials are defined with the ground state and transition densities. The normalization of the real and imaginary parts is fixed with the

values obtained in the analysis of the elastic scattering. For a  $J_i$  to  $J_f$  transition, the density is written  $\rho^{\text{tr}} = \langle \Psi_f | \delta(\vec{r} - \vec{r}') | \Psi_i \rangle$ . The calculated inelastic ( $p, p'$ ) cross sections are sensitive to the  $M_n$  and  $M_p$  factors, which are the radial moments of the transition densities, defined as

$$M_{p,n} = \int r^{l+2} \rho_{p,n}^{\text{tr}} dr, \quad (2)$$

where  $l$  is the multipolarity of the transition. The  $M_p$  factor for a  $J_i$  to  $J_f$  transition is directly related to the corresponding  $B(EI)$  transition strength value obtained by an electromagnetic experiment (Coulomb excitation, electron scattering, or lifetime measurements). We adopt here the following convention for the relationship between  $|M_p|$  and  $B(E2)$ :

$$B(E2, J_i \rightarrow J_f) = e^2 \frac{1}{(2J_i + 1)} |M_p|^2. \quad (3)$$

The models of elastic and inelastic scattering on proton including the JLM potential were proven to be reliable to extract the fundamental quantities such as  $M_n/M_p$  without ambiguity for the stable nuclei [23] as well as for the exotic nuclei [22,25]. A careful analysis of the elastic scattering is required in the case of weakly bound nuclei in order to have a correct treatment of the coupling effects, as will be explained in Sec. III D.

A simple analysis of the ( $p, p'$ ) can be performed using the Bohr-Mottelson prescription (also described as the phenomenological Tassie form in Ref. [12]) for the densities. The proton  $p$  or neutron  $n$  transition density is then obtained by deriving the ground state density

$$\rho_{p(n)}^{\text{tr},l}(r) = -\alpha_{p(n)}^l r^{l-1} \frac{d\rho_{p(n)}}{dr}. \quad (4)$$

The proton density is normalized with the  $\alpha_p^l$  by requiring that its moment  $|M_p|$  should satisfy Eq. (3) with  $B(E2)$  obtained by electromagnetic measurements.  $|M_n|$  is then deduced by adjusting the calculated ( $p, p'$ ) cross sections on the data.

### C. $^{12}\text{C}(p, p')$ as a test reaction

During the same experiment, the proton elastic and inelastic scattering from  $^{12}\text{C}$  were measured in inverse kinematics, using a  $^{12}\text{C}$  degraded beam produced at 36.3 MeV/nucleon. The experimental conditions (beam line, settings of the telescope array) were the same as for  $^{10,11}\text{C}$  data taking. Since other  $^{12}\text{C}(p, p')$  measurements at various energies are available in the literature, this measurement provides a reference to cross check the experimental setup, the efficiency of our detection system, the reconstruction procedure, and the background subtraction. It can be compared to the previous data, measured from 31 to 46 MeV/nucleon in direct kinematics. Moreover, since  $^{12}\text{C}$  is a stable  $N = Z$  nucleus for which the densities were measured, a JLM calculation can be done using these densities and compared to the set of  $^{12}\text{C}$  data.

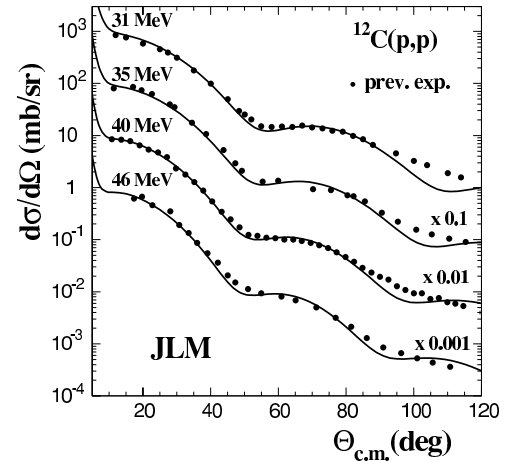


FIG. 9. Elastic scattering data for  $^{12}\text{C}$  on proton target at various energies (references can be found in the text) in comparison with the results given by the JLM microscopic potential calculated using the  $^{12}\text{C}$  2pF density. The standard normalization of the JLM imaginary potential ( $\lambda_w = 0.8$ ) for light nuclei is applied.

The ground state proton density of  $^{12}\text{C}$  is parametrized as a two-parameter Fermi (2pF) function

$$\rho = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp\{(r - R_0)/a\}}, \quad (5)$$

with the radius  $R_0 = 2.1545$  fm, diffuseness  $a = 0.425$  fm, and  $\rho_0 = 0.207$  fm $^{-3}$ . These parameters were adjusted in Ref. [28] to reproduce closely the charge rms radius [29] deduced from elastic electron scattering measurements, and the diffuseness of the matter density distributions obtained from shell model calculations [28]. The rms radius is 2.3 fm, close to the empirical rms radius of the proton distribution ( $2.33 \pm 0.01$  fm) obtained from the charge density distribution unfolded from the charge distribution of the proton. The same density is assumed for neutrons.

The JLM potential is calculated for the various energies using this 2pF density and the same set of normalization factors  $\lambda_v = 1$  and  $\lambda_w = 0.8$ , which are standard for the light stable nuclei [24]. The resulting calculations for the elastic scattering are presented in Fig. 9 and compared to the data obtained in direct kinematics at 31 [30], 35 [31], and 40 MeV [32]. The JLM calculation is compared to the elastic data we obtained in inverse kinematics at 36.3 MeV/nucleon in Fig. 8. The whole set of data displays good agreement with the microscopic calculations done at various energies. This means that our reconstruction method is correct, and the efficiency is well estimated.

We measured also the inelastic scattering to the first  $2^+$  excited state at 4.44 MeV. We calculate the inelastic scattering using the Bohr-Mottelson prescription to build the transition density for  $^{12}\text{C}$ . The proton transition density is a derivative of 2pF function, as given by Eq. (4). With the adopted  $B(E2)$  value equal to  $41 \pm 5$  e $^2$  fm $^4$  [33], the  $|M_p|$  moment of the proton density deduced from Eq. (3) is equal to

$6.40 \pm 0.4 \text{ fm}^2$ . From  $|M_p| = 6.40 \text{ fm}^2$ , we can fix the normalization of the proton transition density via the integral calculated from Eq. (2). Like the ground state densities, the neutron and proton transition densities are assumed to be identical.

In Fig. 8, with the assumption  $|M_n| = |M_p| = 6.40 \pm 0.4 \text{ fm}^2$ , the inelastic angular distribution is reproduced with the JLM DWBA calculation, within the error bars. This result shows that the subtraction of the background is well done and that the systematic errors on the inelastic cross sections in Sec. II F are correctly estimated.

#### D. Coupling effects in the case of weakly bound nuclei

It has been shown [34] that the angular distributions of  $^6\text{He}$  on proton at energies ranging from 25 to 75 MeV/nucleon are well reproduced using the JLM optical potential provided the real part of the potential is renormalized by a factor of 0.8. The origin of this effect was discussed in Ref. [35]: to calculate the interaction potential for elastic scattering, one should include all possible virtual couplings between the ground and excited states. These processes remove flux from the elastic channel. This effect is negligible for stable nuclei, but increases for weakly bound nuclei. In particular, for exotic isotopes with low particle emission thresholds, the coupling between the ground state and the continuum is expected to play an important role. The interaction term arising from couplings to inelastic channels is called the dynamical polarization potential (DPP). It is complex, nonlocal, and energy-dependent [36]. Its exact calculation requires the precise knowledge of the spectroscopy of the nucleus and of the transition strengths to bound and continuum excited states. It is thus difficult to evaluate and is not taken into account in the usual optical model approaches as discussed in Ref. [35]. For that reason, we prefer to approximate its effect in a simpler way with a reduction of the real volume potential  $V$ , that is,  $\lambda_V$  smaller than 1. Indeed, it was explained in Ref. [37] that a complex surface potential, with a repulsive real part, is expected to simulate the surface effects generated by the DPP. This was found appropriate to understand the elastic scattering data for the  $^6\text{Li}$  projectile on various targets. The effects induced by the DPP were shown to correspond roughly to the reduction of the real part [37]. Recently, the need for a DPP to analyze the elastic scattering data of the weakly bound  $^6\text{He}$  on the  $^{12}\text{C}$  target at 38.3 MeV/nucleon was also shown [38].

### IV. PROTON ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING FOR CARBON ISOTOPES

#### A. Structure models

We consider two models to generate the densities: AMD [5,17] and Hartree-Fock formalism with BCS correlations. For this latter model, three types of Skyrme effective interactions were used for the particle-hole (p-h) channel: SIII [39], SGII [40], and Sly4 [41]. A constant gap pairing interaction was used. The transition densities are then calculated with the QRPA, which allows us to take into account the pairing effects

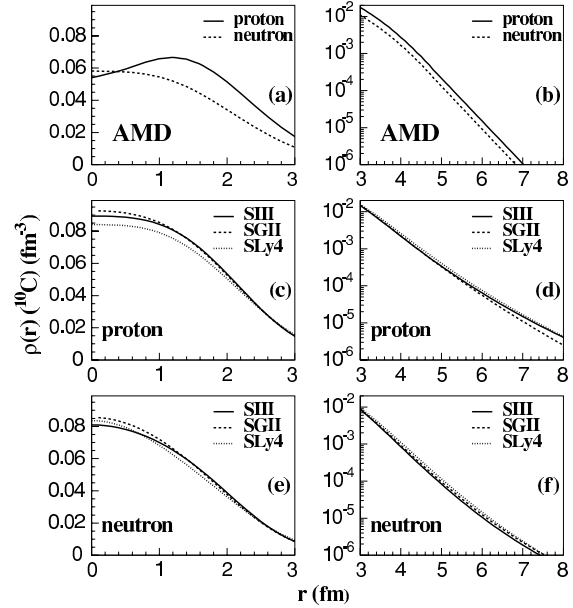


FIG. 10. Neutron and proton ground state densities for  $^{10}\text{C}$  obtained with the AMD model in (a) and (b) and with the HF+BCS calculations done with three Skyrme interactions in (c) to (f). Densities in the left (right) column are displayed in linear (logarithmic) scale.

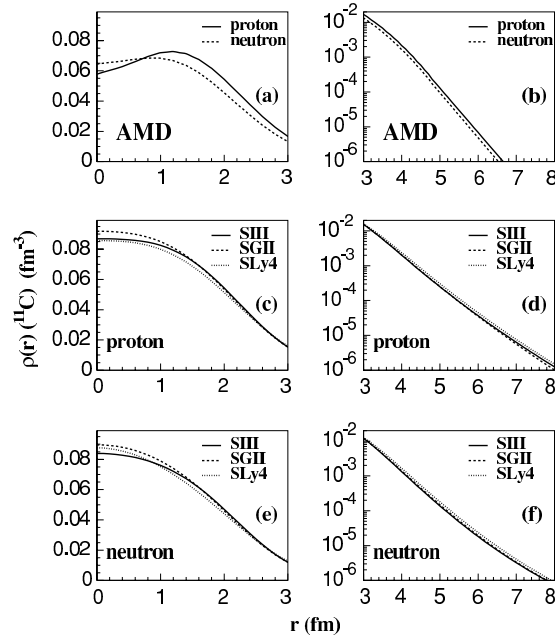
in excited states. The detailed description of these calculations can be found in Ref. [22].

#### B. Ground state densities

The neutron and proton ground state density distributions calculated within AMD [17] or HF+BCS models are presented in Fig. 10 in linear (left column) and logarithmic (right) scales to view the variations at small and large radii, respectively. Plots (a) and (b) present the comparison between proton and neutron densities for the AMD model. The HF+BCS densities with SIII, SGII, and SLy4 are presented in Figs. 10(c), and 10(d) for the proton, and in Figs. 10(e) and 10(f) for the neutrons. We can compare the neutron and proton ground state densities for the AMD and HF+BCS calculations of  $^{10}\text{C}$ . The AMD predicts a proton density with a maximum not located at the origin, which is consistent with the clustering of  $^{10}\text{C}$  in two  $\alpha$  particles and two protons found in this model. In Fig. 11, the same representation is adopted for the  $^{11}\text{C}$  ground state densities. The parameters of the densities (rms for neutron, proton, and matter densities) are displayed in Tables I and II, for  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$ , respectively.

#### C. $^{10}\text{C}$ elastic scattering

In Fig. 12, the elastic scattering data for  $^{10}\text{C}$  are compared to the calculations using the JLM potential and densities given

FIG. 11. Same as Fig. 10, but for  $^{11}\text{C}$  ground state densities.

within the AMD model and the HF+BCS framework. All calculations with the standard normalization  $\lambda_V = 1.0$ ,  $\lambda_W = 0.8$  (dotted line) overestimate the data at small c.m. angles. This is due to the couplings between the ground state and the continuum which remove flux from the elastic channel, as seen in Sec. III D. We simulate that effect by reducing the real part of the potential. The best agreement with experimental data was obtained with a renormalization of the real part of JLM by a factor  $\lambda_V = 0.92$ , as shown in Fig. 12 with the thick solid lines. Taking into account the normalization error on the data, the  $\lambda_V$  range is  $\lambda_V = 0.92 \pm 0.03$ . We adopt the central value for the analysis. In this case, a good description is obtained with the HF densities, using the SIII and SGII effective interactions.

The angular distribution is correctly reproduced except for the large c.m. angles, which are underestimated in the AMD model and HF+BCS with the SLy4 effective interaction. Since these two calculations are associated with the largest rms matter radius, it means that a slightly smaller rms radius is needed. The HF+BCS densities (SIII and SGII) allowing the

TABLE I. Rms radii for neutron  $r_n$ , proton  $r_p$ , and matter  $r_m$  calculated for the  $^{10}\text{C}$  densities presented in Fig. 10. They are compared to the values deduced from experiments in Ref. [7].

	AMD	HF+BCS			Exp. [7]
		SIII	SGII	SLy4	
$r_n$ (fm)	2.50	2.29	2.31	2.37	$2.22 \pm 0.03$
$r_p$ (fm)	2.57	2.53	2.52	2.61	$2.31 \pm 0.03$
$r_m$ (fm)	2.55	2.44	2.44	2.51	$2.27 \pm 0.03$

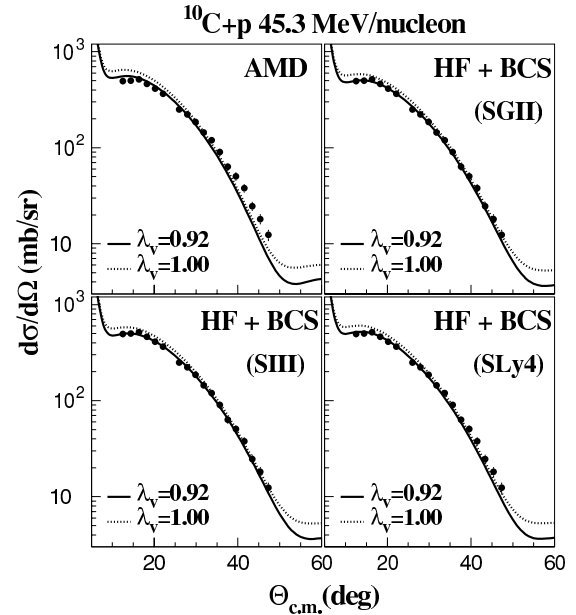
TABLE II. Rms radii for neutron  $r_n$ , proton  $r_p$ , and matter  $r_m$  calculated for the  $^{11}\text{C}$  densities presented in Fig. 11. They are compared to the previous experimental values from [8].

	AMD	HF+BCS			Exp. [8]
		SIII	SGII	SLy4	
$r_n$ (fm)	2.43	2.39	2.39	2.45	$2.10 \pm 0.06$
$r_p$ (fm)	2.48	2.48	2.48	2.54	$2.13 \pm 0.06$
$r_m$ (fm)	2.46	2.44	2.44	2.50	$2.12 \pm 0.06$

best reproduction of the elastic angular distributions gave a neutron rms radius of  $2.3 \pm 0.01$  fm and a larger proton rms radius of  $2.5 \pm 0.03$  fm. In the following subsection, we will discuss the sensitivity of the elastic scattering to the matter rms radius.

#### D. Sensitivity of the method and extraction of the rms radius for $^{10}\text{C}$

Since the angular range in our measurement does not exceed  $50^\circ_{\text{c.m.}}$ , the elastic cross sections are mainly sensitive to the matter rms radius. This is illustrated in Fig. 13(a) by a calculation done using, for simplicity, Gaussian-function densities for  $^{10}\text{C}$  with two different values  $r_m = 2.3$  or

FIG. 12. Elastic scattering data for  $^{10}\text{C}$  on proton target at 45.3 MeV/nucleon in comparison with results given by the JLM microscopic potential calculated with the AMD and HF densities. Three Skyrme forces (SGII, SIII, SLy4) were considered for the HF calculations. The solid and dotted lines are obtained with a normalization factor for the real part equal to 0.92 and 1, respectively.

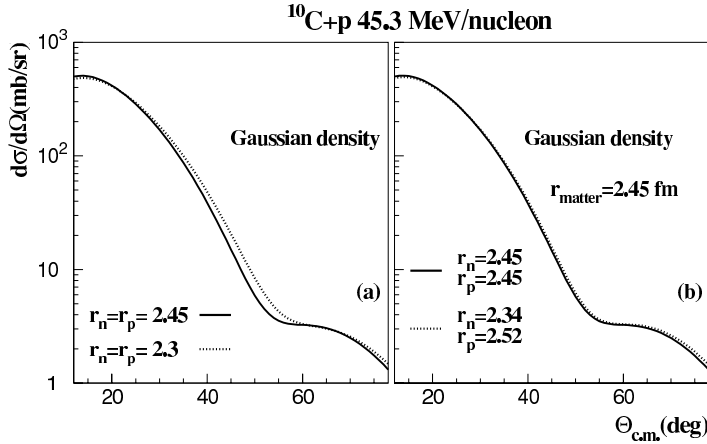


FIG. 13. JLM calculation for  $^{10}\text{C}+p$  elastic scattering at 45.3 MeV/nucleon using Gaussian-function densities: (a) with equal proton and neutron densities, one having a rms radius equal to 2.45 fm (solid line), other with 2.3 fm (dotted line), and (b) two matter densities with same rms radius (2.45 fm) but different  $r_n$  and  $r_p$ . The normalization factor for the real part is fixed to 0.92.

2.45 fm. Figure 13(b) presents calculations using two densities of the same  $r_m = 2.45$  fm, having the same (thick line) or different (dashed line) values for the neutron and proton radii. Obviously, elastic scattering data are not sensitive to these small differences in the neutron-proton densities. For  $^{10}\text{C}$ , the HF+BCS (SGII) densities give a satisfactory agreement. They can easily be fitted by a 2pF function. Consequently, to deduce the rms of the  $^{10}\text{C}$  from the data, we use the 2pF parametrization from Eq. (5) for the proton and neutron density distributions, and the parameters of the radius  $R_0$ , diffuseness  $a$  and  $\rho_0$  are obtained applying the following prescriptions:  $\rho_0$  is calculated to normalize the proton and neutron densities to the values of the neutron  $N$  and proton  $Z$  numbers of  $^{10}\text{C}$ ;  $R_0$  and  $a$  are fixed initially to the value of the experimental  $^{12}\text{C}$  proton density (Sec. III C), then they are varied to provide a profile for the proton and neutron distributions close to the HF+BCS (SGII) densities, and the same proton and neutron rms radii as the ones of SGII densities (given in Table I).

The final parameters of the fitted 2pF densities are given in Table III. The rms radii of these functions are close to those of the initial densities, which are 2.31 fm for neutrons and 2.50 fm for protons. The rms radius of the resulting matter density is  $r_m = 2.42$  fm. From calculations with 2pF functions which correctly reproduce the angular distribution, we deduce the central value and error bar on the rms value:  $r_m = \sqrt{\langle r^2 \rangle_m} = 2.42 \pm 0.10$  fm. The error bar takes into account the statistical error on the data, the uncertainty on  $\lambda_V$ , and the different values obtained in calculations which reproduce equally well the data. This extracted value is within the same range as the  $^{12}\text{C}$  one, showing that the  $^{10}\text{C}$  nucleus has a similar matter extension, even with fewer neutrons than  $^{12}\text{C}$ .

The AMD ground state densities do not give a good description of the elastic scattering at large angles, but this can be due to the underestimation of the correlations between  $\alpha$  clusters, resulting in an overestimation of the neutron extension and then of the matter rms radius. The HF+BCS calculation, validated by the elastic data, predicts for  $r_p$  significantly larger values than for  $r_n$  in Table I.

### E. $^{11}\text{C}$ elastic scattering

In the same way as for  $^{10}\text{C}$ , we need a reduction of the real potential, here with  $\lambda_V = 0.90 \pm 0.03$ , to reproduce the  $^{11}\text{C}+p$  elastic scattering distribution at small c.m. angles, whatever the adopted densities, either from AMD or HF+BCS models. The comparison between the data and these calculations is shown in Fig. 14.

However, the data at larger angles are not reproduced in any calculation, suggesting a rms matter radius smaller than

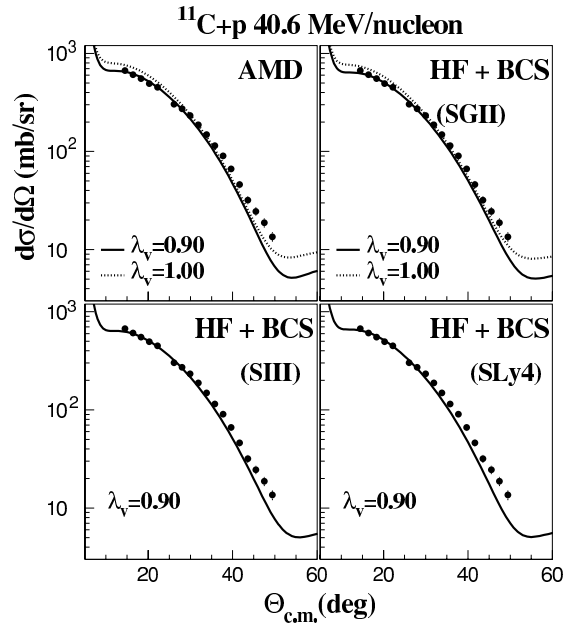


FIG. 14. Same as Fig. 12, but for  $^{11}\text{C}$ . The solid and dotted lines are obtained with a normalization factor for the real part equal to 0.9 and 1, respectively.

TABLE III. Parameters of the 2pF ground state proton and neutron densities for  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$  that allow one to reproduce the elastic scattering data.

	$^{10}\text{C}$				$^{11}\text{C}$			
	$\rho_0$ ( $\text{fm}^{-3}$ )	$R_0$	$a$ (fm)	rms	$\rho_0$ ( $\text{fm}^{-3}$ )	$R_0$	$a$ (fm)	rms
Proton	0,0929	2,16	0,499	2,50	1,104	2,06	0,455	2,33
Neutron	0,0808	1,96	0,469	2,31	0,092	2,06	0,455	2,33
$r_m$ (fm)	2,42 $\pm$ 0,1				2,33 $\pm$ 0,1			

expected. Since the elastic scattering in the angular range we measured is not sensitive to the difference of shape between neutron and proton as shown in Sec. IV D, the ground state density is parametrized with a 2pF function with the same geometry for the neutron and proton densities. We adopt the same procedure as used for  $^{10}\text{C}$  density and deduce the 2pF parameters for proton and neutron densities providing the best agreement with the elastic data. These parameters are displayed in Table III.

This also allows us to obtain the matter rms radius for  $^{11}\text{C}$ :  $r_m = 2.33 \pm 0.1$  fm, which is very close to the value for the neighbor  $^{12}\text{C}$  and slightly larger than the values deduced from interaction cross sections [8].

For  $^{10}\text{C}$ , as well as for  $^{11}\text{C}$ , the best agreement with the data is obtained using densities having a smaller rms radius than the one predicted by the AMD calculations. A 2pF profile with parameters adjusted to reproduce the data was found to provide a satisfactory agreement.

#### F. $^{10}\text{C}$ inelastic scattering to the first $2^+$ states

The elastic cross sections provide the entrance channel potential used throughout the analysis of the inelastic cross sections. For the whole inelastic scattering analysis, and to calculate the elastic and transition form factors, the  $\lambda_V$  factor deduced from the elastic data will be fixed to 0.92 for  $^{10}\text{C}$  and to 0.90 for  $^{11}\text{C}$ .

Different densities are considered here to calculate the JLM potentials: the AMD predictions and the QRPA densities plotted in Fig. 15. The corresponding  $|M_n|$ ,  $|M_p|$ ,  $B(E2)$ , and  $M_n/M_p$  values are given in Table IV. The transition density from the first  $0^+$  state to the first  $2^+$  state in  $^{10}\text{Be}$  has already been calculated in the AMD framework [42]. In these calculations,  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 55 e^2 \text{fm}^4$  in  $^{10}\text{Be}$ , close to the experimental value  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 52.5 \pm 5 e^2 \text{fm}^4$  [9]. The authors assume mirror symmetry between  $^{10}\text{C}$  and  $^{10}\text{Be}$  to calculate the  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  of  $^{10}\text{C}$ , found in their model to be equal to  $45 e^2 \text{fm}^4$ . By analyzing the intrinsic state of the wave function of the main component, they found that the deformations of proton and neutron are different, larger for the proton density than for the neutron one, and deformed as triaxial. This AMD  $B(E2)$  is at  $1.6\sigma$  from the experimental value, higher than the predicted QRPA  $B(E2)$  values. All these calculations underestimate the known  $B(E2)$  value, even though the error bars on  $B(E2)$  are large. In Fig. 16, using AMD and QRPA, the JLM calculations for the

inelastic scattering to the first  $2^+$  excited state at 3.35 MeV are compared to our data. Neither the AMD transition densities [5] nor the QRPA incorporated in our JLM calculations allow us to reproduce the inelastic ( $p, p'$ ) data.

The experimental adopted  $B(E2)$  value is known,  $B(E2) = 61.5 \pm 10 e^2 \text{fm}^4$  [9], and the proton integral can be deduced from Eq. (3):  $M_p = 7.84 \pm 0.64 \text{fm}^2$ . A possible approach could be to use the AMD or the QRPA densities and to renormalize the calculated proton transition density to the

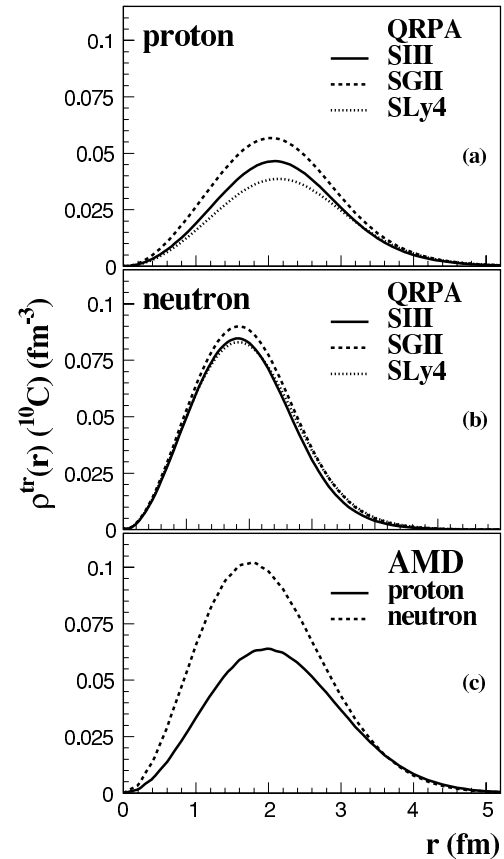


FIG. 15. Neutron and proton AMD and QRPA transition densities from the  $0_{\text{gs}}^+$  to the  $2_1^+$  excited state of  $^{10}\text{C}$ .



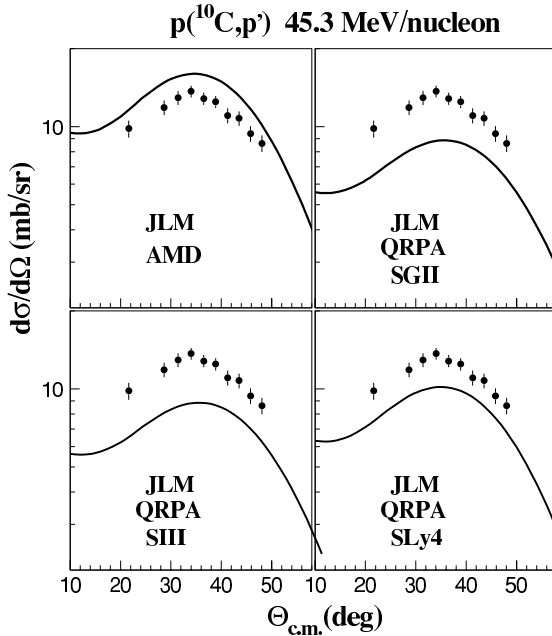


FIG. 16. Inelastic scattering  $p(^{10}\text{C}, p')$  to the first excited state of  $^{10}\text{C}$  ( $E^* = 3.35$  MeV). Experimental angular distribution is compared to the calculations done with the JLM potential using the AMD or QRPA densities (with the three effective Skyrme interactions).

experimental value of  $M_p$  [Eq. (2)]. The normalization of the neutron transition density could then be adjusted in order to fit the  $(p, p')$  data.

The proton and neutron excitations in AMD are rather close to the experimental values (see Table IV), but since the elastic data analyzed using the AMD ground state densities were not reproduced at larger angles (Sec. IV C) we choose to deduce the  $M_n$  value using a parametrization for the neutron and proton transition densities.

We proceed to determine the  $M_n$  value using the Bohr-Mottelson prescription, formulated in Ref. [12]: the ground state densities are derived according to the Tassie formula [Eq. (4)] in order to obtain the transition densities. These ground state densities are chosen according to the results explained in Sec. IV D. Since the HF+BCS densities with SGII interaction were validated by the elastic scattering data (with

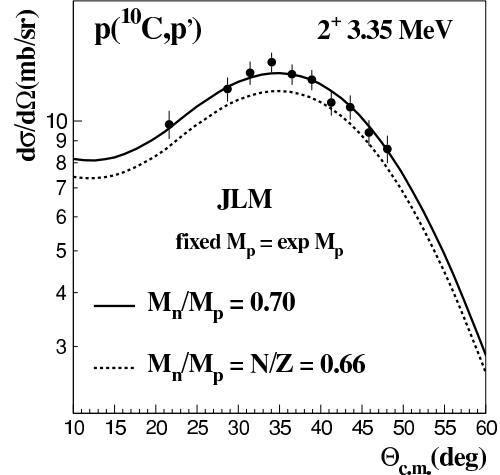


FIG. 17. Inelastic scattering to the first excited state of  $^{10}\text{C}$ . Experimental angular distribution is compared to the calculations done with the JLM potential using densities corresponding to the test of different  $M_n$  values, as explained in the text.

$\lambda_V = 0.92$ ), and the 2pF functions adjusted on these densities were found to be consistent with the data, for simplicity we can use this parametrization of the proton and neutron ground state densities to generate the transition densities. The normalization of the proton transition density is fixed on the  $M_p$  central value,  $M_p = 7.84$  fm $^2$ , and the neutron normalization can be adjusted on the  $(p, p')$  data or fixed on a given value, to test different assumptions.

In Fig. 17, we show calculations with the same renormalized proton transition density ( $M_p = 7.84$  fm $^2$ ), and two different  $|M_n|$  values. A reasonable agreement is obtained with the ratio  $|M_n|/|M_p| = N/Z$  (short dashed line), while the best agreement corresponds to  $|M_n|/|M_p| = 0.70 \pm 0.08$  (solid line). Taking into account the error bar on the  $|M_p|$  value and on the extraction of the  $M_n/M_p$  value from the data, we deduce  $|M_n| = 5.51 \pm 1.09$  fm $^2$ . This is in contrast with the AMD and QRPA models which both predict a ratio  $M_n/M_p$  greater than 1. The experimental result indicates that the contribution to the excitation from the protons is larger than from neutrons, as can be expected from the  $Z/N$  ratio.

The AMD calculation directly assumes mirror symmetry in the  $T = 1, A = 10$  isospin doublet to deduce the neutron

TABLE IV. Transition matrix elements  $M_n, M_p$  and reduced transition strength for the  $E2$  transition from  $0^+$  ground to first  $2^+$  excited state of  $^{10}\text{C}$ . The transition densities are presented in Fig. 15.

	Exp [9]	AMD	QRPA			This work
			SIII	SGII	SLy4	
$M_n$ (fm $^2$ )		7.42	5.15	6.01	5.96	$5.51 \pm 1.09$
$M_p$ (fm $^2$ )	$7.84 \pm 0.64$	6.71	4.65	5.50	4.70	
$B(E2)$ ( $e^2$ fm $^4$ )	$61.5 \pm 10$	45	21.62	30.27	22.07	
$M_n/M_p$		1.11	1.11	1.09	1.27	$0.70 \pm 0.08$

TABLE V. Transition matrix elements  $M_n$ ,  $M_p$  and reduced transition strength for the  $E2$  transitions from the  $3/2^-$  ground to  $5/2^-$  ( $E^* = 4.32$  MeV) excited state and for the ground state to  $7/2^-$  ( $E^* = 6.48$  MeV) of  $^{11}\text{C}$ . The experimental values  $M_n + M_p$  extracted from the present ( $p, p'$ ) data are given in the last column.

	AMD			Exp., this work $ M_n + M_p $ (fm $^2$ )
	$M_n$ (fm $^2$ )	$M_p$ (fm $^2$ )	$B(E2)$ ( $e^2$ fm $^4$ )	
gs to $5/2^-$	7.84	6.60	10.88	$16.2 \pm 1.7$
gs to $7/2^-$	2.99	7.87	15.48	$13.3 \pm 2.5$

densities of  $^{10}\text{C}$  from the proton density of  $^{10}\text{Be}$ . The prediction of the  $B(E2)$  is closer to the experimental value than the ones from the QRPA model, but the neutron excitation is clearly overestimated:  $M_n(\text{AMD}) = 7.42$  fm $^2$ . The  $M_n/M_p(^{10}\text{C})$  ratio can be calculated by merely assuming the mirror symmetry: we consider  $M_n(^{10}\text{C}) = M_p(^{10}\text{Be})$ , with  $M_p(^{10}\text{Be}) = 7.245 \pm 0.345$  fm $^2$ , deduced from the experimental  $B(E2)$  value ( $52.5 \pm 5 e^2$  fm $^4$ ), and we obtain  $M_n/M_p(^{10}\text{C}) = M_p(^{10}\text{Be})/M_p(^{10}\text{C}) = 0.92$  with an error bar of  $\pm 0.13$ . Comparing this ratio to the one deduced from ( $p, p'$ ) and the  $M_n$  value from mirror symmetry, equal to  $7.245 \pm 0.345$  fm $^2$ , to the measured  $|M_n| = 5.51 \pm 1.09$  fm $^2$ , the mirror symmetry is not fulfilled in the  $T = 1, A = 10$  nuclei  $^{10}\text{Be}$  and  $^{10}\text{C}$ .

The full discussion of the symmetry breaking effects between  $^{10}\text{Be}$  and  $^{10}\text{C}$  will be the subject of a forthcoming article devoted to the quantitative tests on proton and neutron transition matrix elements of  $^{10}\text{C}$  and  $^{10}\text{Be}$ .

### G. $^{11}\text{C}$ inelastic scattering to the $5/2^-$ and $7/2^-$ states

If we consider the spectroscopy of  $^{11}\text{C}$  in Fig. 1, we can see that around 4.5 MeV, two excited states can be found, a  $5/2^-$  at 4.3 and a  $3/2^-$  at 4.8 MeV. In the energy range from 6 to 7 MeV, we have also several states as shown in Fig. 1:  $1/2^+$ ,  $7/2^-$ ,  $5/2^+$ . In Fig. 7, the comparison of the peaks observed for  $^{11}\text{C}(p, p')$  with the  $2^+$  peak obtained for  $^{10}\text{C}$  shows similar widths. Moreover, considering the experimental resolution measured on the elastic peak (700 keV), we can assume that one state of the doublet is mainly contributing to the ( $p, p'$ ) excitation between 4 and 5 MeV, that is, the  $5/2^-$ ; between 6 and 7 MeV, we attribute the peak to the  $7/2^-$  state. In the following, to discuss the  $^{11}\text{C}$  cross sections, we assume that the ( $p, p'$ ) reaction at 40 MeV/nucleon mainly selects the transitions from ground to  $5/2^-$  (4.3 MeV) and to  $7/2^-$  (6.48 MeV) states.

These transitions are expected to be electric quadrupolar  $E2$  transitions in the AMD model. The values of the moments  $|M_n|$  and  $|M_p|$  and  $B(E2)$  obtained with these densities can be found in Table V. The proton and neutron transition densities from AMD are presented in Fig. 18. Note that, clearly, it cannot be expected that the simple QRPA model could provide a good treatment of the excited states of such a light odd-even nucleus as  $^{11}\text{C}$ . The time-reversal symmetry is broken, and the blocking approximation should be carefully

treated. The theoretical cross sections have been calculated with the JLM potential including AMD densities. Using these predicted  $E2$  transitions, the calculated ( $p, p'$ ) angular distributions are found to be consistent with the shape of the experimental angular distribution presented in Fig. 19. The AMD densities allow one to give the correct order of magnitude for the cross sections. The reproduction of the experimental cross sections is satisfactory.

However, in contrast with the analysis done for  $^{10}\text{C}$ , since the experimental  $B(E2)$  values are not known, the inelastic scattering data cannot give access to the  $|M_n|$  factor, it only allows one to check the theoretical transition densities. It should be noted that within usual mean-field models (for instance, the present QRPA), with no specific treatment of the light odd-even nuclei, the predicted  $|M_n|$ ,  $|M_p|$ , and  $B(E2)$  values are very small. Then, the resulting JLM calculations using these mean-field transition densities underestimate strongly the inelastic cross sections. For both transitions, the AMD model was found to give a rather good agreement with the data, which would validate the AMD model, in spite of some disagreement with the elastic scattering data due to a too large rms matter radius. The Coulomb excitation represents a complementary measurement, which would allow one to fix the contribution of the proton to the  $^{11}\text{C}$  excitation and the proton integral  $|M_p|$  for the ground to  $5/2^-$  (4.32 MeV) and  $7/2^-$  (6.48 MeV) states and to progress in the extraction of the neutron excitation from the ( $p, p'$ ) analysis. Nevertheless, the

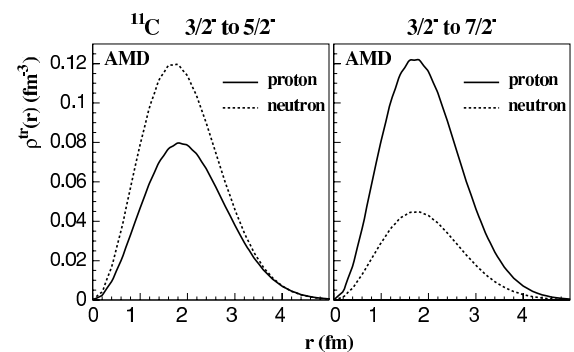


FIG. 18. Neutron and proton AMD transition densities from the  $3/2^-$  ground state to the  $5/2^-$  ( $E^* = 4.32$  MeV) (right) and from the  $3/2^-$  ground state to  $7/2^-$  ( $E^* = 6.48$  MeV) (left) state of  $^{11}\text{C}$ .

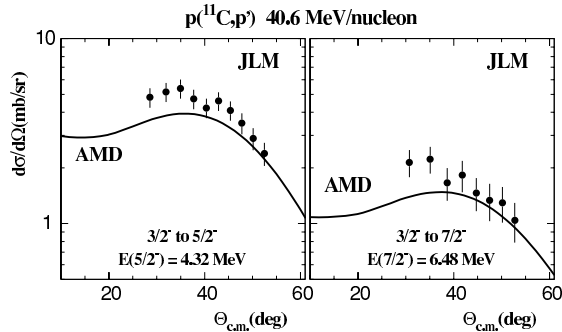


FIG. 19. Inelastic scattering of  $^{11}\text{C}$  from the  $3/2^-$  ground to the  $5/2^-$  state at 4.32 MeV (right panel) and from ground state to the  $7/2^-$  state at 6.48 MeV (left) using the AMD densities within the JLM potential.

experimental value for the global isoscalar  $M_n + M_p$  value can be obtained from this  $(p, p')$  analysis. It is indicated in Table V.

In the mass region of the  $p$ -shell nuclei, the microscopic models usually underestimate the nucleon excitations. The resulting predicted values of the  $E2$  transition or quadrupole moments are usually too small, compared to the experimental ones. For instance, the authors of Ref. [43] underlined that the values predicted by their shell model calculations were underestimated, and they had to change the effective charges to improve the agreement. The fact that the AMD calculations give the order of magnitude for the  $(p, p')$  scattering for the odd-even  $^{11}\text{C}$  and predict a rather high value for the  $B(E2)$  of  $^{10}\text{C}$  favors this model for further microscopic studies of these nuclei.

## V. CONCLUSIONS

We have presented the analysis of the  $^{10,11}\text{C}(p, p')$  scattering data, measured in inverse kinematics with radioactive beams. From the energy, time of flight, and position of the light charged particle, allowing for an identification of the light particles, in coincidence with the ejectile in the plastic wall, a full reconstruction of the  $(p, p')$  kinematics was possible in the angular range from  $10^\circ_{\text{c.m.}}$  to  $50^\circ_{\text{c.m.}}$ . Using beam detectors, we achieved an energy resolution of 700 keV, enough to separate elastic from inelastic contributions.

The  $^{12}\text{C}(p, p')$  cross sections were measured at an energy of 36.3 MeV/nucleon, in the same conditions as the  $^{10,11}\text{C}$  ones. This allowed us to cross check the reconstruction, the background suppression, and the normalization. We extracted the experimental distributions for the proton elastic scattering of  $^{11}\text{C}$  at 40.6 MeV/nucleon and for inelastic scattering to the  $5/2^-$  (4.32 MeV) and  $7/2^-$  (6.48 MeV)  $^{11}\text{C}$  states, for elastic scattering data of  $^{10}\text{C}+p$  at 45.3 MeV/nucleon and inelastic scattering to the  $2^+$  state of  $^{10}\text{C}$ .

The  $(p, p')$  analysis was performed within the microscopic nucleus-nucleon potential approach, using the JLM

microscopic potential. The coupling effects induced by the weak binding of the unstable nuclei on the interaction potential were taken into account by reducing the real part of the potential. The potential in the entrance channel of  $(p, p')$  reactions was tuned on the elastic scattering. Direct structure information (matter rms radii, neutron moment for  $^{10}\text{C}$ ) was extracted. The elastic data were found consistent with an extended matter rms radius of  $2.42 \pm 0.1$  fm for  $^{10}\text{C}$ , comparable with the rms of the heavier  $^{12}\text{C}$  ( $2.3 \pm 0.1$  fm). It is found to be  $2.33 \pm 0.1$  fm for  $^{11}\text{C}$ . We have proposed 2pF profiles for the densities of  $^{10}\text{C}$  and  $^{11}\text{C}$ , consistent with the elastic data; the parameters are given in Table III.

The validity of the models was discussed: we tested the ground and transition densities predicted by HF+BCS and QRPA and by cluster-model calculations. The matter rms radius for  $^{10}\text{C}$  was overestimated by AMD, and both models overestimated the rms matter radius for  $^{11}\text{C}$ . HF+BCS (for the SIII and SGII interactions) provided a good agreement with the  $^{10}\text{C}$  elastic data. Both AMD and QRPA fail in reproducing correctly the  $^{10,11}\text{C}(p, p')$  data. This means that an appropriate framework beyond the QRPA mean field should be developed to describe the excitations of light odd-even nuclei like  $^{11}\text{C}$ . In the AMD model, an improvement of the theoretical description of the proton-neutron correlations could be required.

In the case of the  $^{11}\text{C}(p, p')$ , prior to our measurement, the transition multipolarities for  $^{11}\text{C}$  from ground state to  $5/2^-$  at 4.32 MeV and  $7/2^-$  at 6.48 MeV were unknown. The shape of the experimental angular distributions are very similar to those calculated by considering an electric quadrupolar  $E2$  transition.

The proton inelastic scattering probe is a powerful tool for investigating the profile of the density and extracting the moment of the neutron transition density. Within the covered angular range, the proposed 2pF density and the derived transition density were validated on the analysis of the elastic and inelastic scattering, and the  $M_n$  factor for  $^{10}\text{C}$  was deduced. The  $M_n/M_p$  ratio is  $0.70 \pm 0.08$ , indicating a stronger contribution from the protons in the  $E2$  excitation, this effect is not predicted by the models considered in this article. This value is not in agreement with the value expected when assuming the mirror symmetry. But, for such a light neutron-deficient system as  $^{10}\text{C}$ , the Coulomb effect is expected to be important and could be mainly responsible of the isospin symmetry breaking. Detailed tests of mirror symmetry for the  $2^{+1}$  excitations of the  $T = 1$   $^{10}\text{C}$ - $^{10}\text{Be}$  isospin doublet will be done on the  $^{10}\text{C}(p, p')$  data and reported in a later publication.

## ACKNOWLEDGMENTS

We thank Dr Y. Kanada-En'yo for providing us with her  $^{10,11}\text{C}$  density distributions. We also gratefully acknowledge the help of P. Gangnant and J.F. Libin (GANIL) during the preparation of the experiment, C. Mazur and M. Riallot (Dapnia/SEDI) for the CATS detectors, and L. Petizon (IPN-Orsay) for the mounting of the MUST detectors.

- [1] R. C. Barrett and D. F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure* (Clarendon, Oxford, 1977).
- [2] K. Ikeda, N. Tagikawa, and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys. Suppl. (Jpn.)*, Extra Number, 464 (1968).
- [3] W. von Oertzen, *Z. Phys. A* **357**, 355 (1997); *Phys. Scr.* **T88**, 83 (2000).
- [4] M. Freer *et al.*, *Phys. Rev. C* **49**, R1751 (1994).
- [5] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi, *Phys. Rev. C* **55**, 2860 (1997) and ref. therein.
- [6] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A490**, 1 (1988); **A506**, 1 (1990).
- [7] A. Ozawa, I. Tanihata, T. Kobayashi, Y. Sugahara, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, D. Olson, W. Christie, and H. Wieman, *Nucl. Phys.* **A608**, 63 (1996).
- [8] A. Ozawa *et al.*, *Nucl. Phys.* **A583**, 807 (1995).
- [9] P. Raghavan, *At. Data Nucl. Data Tables* **42**, 189 (1989).
- [10] A. Lagoyannis *et al.*, *Phys. Lett.* **B518**, 27 (2001).
- [11] A. M. Bernstein, V. R. Brown, and V. A. Madsen, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 425 (1979).
- [12] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions* (Clarendon, Oxford, 1983).
- [13] P. D. Cottle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 172502 (2002).
- [14] P. D. Cottle, M. Fauerbach, T. Glasmacher, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, and B. Pritychenko, *Phys. Rev. C* **60**, 031301(R) (1999).
- [15] E. Khan, V. Lapoux, N. Alamanos, and Y. Blumenfeld, *Phys. Rev. C* **69**, 031303(R) (2004).
- [16] J. P. Jeukenne, A. Lejeune, and C. Mahaux, *Phys. Rev. C* **16**, 80 (1977).
- [17] Y. Kanada-En'yo, private communication.
- [18] Y. Blumenfeld *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **421**, 471 (1999).
- [19] A. Joubert *et al.*, in *1991 Particle Accelerator Conference, San Francisco* (IEEE, New York, 1991) Vol. 1, p. 594 1991.
- [20] J. L. Baelde *et al.*, *Nouvelles du GANIL*, no. 44, Feb. 1993.
- [21] S. Ottini *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **431**, 476 (1999).
- [22] E. Khan *et al.*, *Phys. Lett.* **B490**, 45 (2000).
- [23] S. Mellema, R. W. Finlay, F. S. Dietrich, and F. Petrovich, *Phys. Rev. C* **28**, 2267 (1983).
- [24] J. S. Petler, M. S. Islam, R. W. Finlay, and F. S. Dietrich, *Phys. Rev. C* **32**, 673 (1985).
- [25] N. Alamanos, F. Auger, B. A. Brown, and A. Pakou, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24**, 1541 (1998).
- [26] N. Alamanos and A. Gillibert, *Lect. Notes Phys.* **651**, 295 (2004).
- [27] T. Tamura, W. R. Coker, and F. Rybicki, *Comput. Phys. Commun.* **2**, 94 (1971).
- [28] M. El-Azab Farid and G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A438**, 525 (1985).
- [29] H. De Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **36**, 495 (1987).
- [30] J. Kirk Dickens *et al.*, *Phys. Rev.* **129**, 743 (1963).
- [31] R. De Leo, G. D'Erasmio, A. Pantaleo, M. N. Harakeh, E. Cereda, S. Micheletti, and M. Pignaneli, *Phys. Rev. C* **28**, 1443 (1983).
- [32] L. N. Blumberg *et al.*, *Phys. Rev.* **147**, 812 (1966).
- [33] S. Raman *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* **36**, 1 (1987).
- [34] V. Lapoux *et al.*, *Phys. Lett.* **B517**, 18 (2001).
- [35] M. E. Brandan and G. R. Satchler, *Phys. Rep.* **285**, 143 (1997).
- [36] H. Feshbach, *Ann. Phys. (NY)* **5**, 357 (1958).
- [37] Y. Sakuragi, *Phys. Rev. C* **35**, 2161 (1987).
- [38] V. Lapoux *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 034608 (2002).
- [39] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai, and P. Quentin, *Nucl. Phys.* **A238**, 29 (1975).
- [40] Nguyen Van Giai and H. Sagawa, *Nucl. Phys.* **A371**, 1 (1981).
- [41] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and F. Schaeffer, *Nucl. Phys.* **A635**, 231 (1998); **A643**, 441(E) (1998).
- [42] Y. Kanada-En'yo, H. Horiuchi, and A. Dote, *Phys. Rev. C* **60**, 064304 (1999).
- [43] P. Navrátil and B. R. Barrett, *Phys. Rev. C* **57**, 3119 (1998).



# Annexe F

## Réaction de fusion

### F.1 Fusion et voies couplées avec les noyaux exotiques

Lors d'une réaction nucléaire, deux noyaux qui collisionnent sont soumis à leurs interactions nucléaire et coulombienne mutuelles. Les deux noyaux ont ainsi une probabilité de fusionner qui dépend de l'énergie de la réaction, et de leur structure.

La fusion sous la barrière coulombienne de deux noyaux est interdite classiquement. Elle s'effectue par effet Tunnel, c'est un phénomène purement quantique, qui va dépendre de façon cruciale des interférences avec tous les processus possibles subis par le système projectile+cible au cours de l'interaction, notamment les transferts et les cassures.

Si l'on s'en tient au formalisme général de Feshbach, c'est la fonction d'onde du système total, avec la structure des deux noyaux, qui entraîne le partage du flux d'entrée entre les divers processus possibles : élastique, inélastique, fusion, transfert, cassures. L'énergie du système, disponible en voie d'entrée, modifie également ces probabilités.

La structure des noyaux, leurs densités, leur probabilités de s'exciter, d'échanger un, deux,... nucléons vont donc être des ingrédients cruciaux pour la compréhension de la fusion. On ne peut pas prétendre comprendre la fusion si l'on n'a pas correctement quantifié et interprété tous les processus concurrents qui interviennent à basse énergie.

Notamment, certains processus, comme par exemple le transfert d'un ou de deux neutrons, peuvent devenir prépondérants à basse énergie, sous la barrière coulombienne. Ils engendreront alors une modification de flux notable sur la section totale de réaction. Si les calculs de fusion omettent ou sous-estiment l'influence des couplages aux excitations et aux transferts, les conclusions sur la probabilité de fusion sont fausses. Finalement, on voit que les interférences entre les différentes réactions possibles résultent d'une imbrication structure-réaction

et que le calcul d'une réaction donnée nécessite de travailler en voies couplées, en incluant le maximum d'ingrédients sur les couplages aux états excités, au continuum, aux réactions de transfert. Les mesures de la diffusion élastique, des transferts et de la cassure sont alors décisives : leur analyse permet de fixer les couplages qui interviennent dans le calcul des réactions et d'aboutir à une compréhension quantitative de la fusion.

## F.2 Formalisme de la fusion en voies couplées

Dans le formalisme général des réactions nucléaires directes [Sat83], la section efficace de réaction, qui mesure la perte de flux de la voie élastique quand le potentiel a une partie imaginaire, s'écrit :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L+1)(1 - \eta_L^2) = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L+1)T_L \quad (\text{F.1})$$

avec  $k$  le moment relatif des deux noyaux en collision en voie d'entrée, et  $S_L$  les éléments de matrice de la diffusion élastique ( $\eta_L = |S_L|$ ) et  $T_L$  les coefficients de transmission  $T_L = 1 - |S_L|^2$ , définis à partir du théorème optique. Quand on n'a pas de champ coulombien, on définit la section efficace totale

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_R$$

Dans un cadre de réaction en voies couplées à une dimension [Rho84], la section efficace pour la fusion dite totale est obtenue comme :

$$\sigma_{Rfus} = \sigma_{inel} + \sigma_{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L+1)(1 - |S_L|^2) \quad (\text{F.2})$$

Cette méthode permet d'étudier les effets de cassure du projectile sur la fusion puisque les éléments de matrice  $S$  de la diffusion élastique et la section efficace inélastique  $\sigma_{inel}$ , sont directement fournis par les calculs en voies couplées (coupled channel, CC).

Pour comprendre le phénomène de fusion, la première approche générale consiste donc à se placer dans le cadre des calculs CC. Cela a été appliqué notamment à la fusion avec des noyaux stables. Avec l'emploi de potentiels phénoménologiques noyau-noyau, de nombreux ensembles de données ont pu être reproduits avec succès [Ste86]. On a montré qu'avec ce cadre on pouvait reproduire la fusion du système  ${}^4\text{He} + {}^{238}\text{U}$  [Ala02]. On procède ainsi : le potentiel de la voie d'entrée est un potentiel de convolution microscopique, obtenu par double convolution sur les densités du projectile et de la cible, et l'interaction effective  $NN$ . Ce potentiel est réel et on ajoute une partie imaginaire phénoménologique, paramétrisée par une fonction Woods-Saxon. On inclut également le couplage aux excitations de la cible dans le calcul des sections efficaces de réaction en voies couplées. Le code employé pour réaliser tous les calculs est ECIS [Ray81].

L'influence des différentes structures et la comparaison de systèmes variés peuvent donc être évaluées avec cette technique.

Nous avons appliqué cette approche à l'analyse de la fusion avec les noyaux faiblement liés et les noyaux exotiques.

### F.3 La fusion avec un projectile faiblement lié dans le cadre CC

Prenons l'exemple de la fusion avec un projectile faiblement lié, comme le  $^{11}\text{Be}$ , ou  $^6\text{He}$ , qui présentent respectivement un halo d'un et deux neutrons. Ces dernières années, la situation sur la fusion était confuse et les conclusions apparaissaient contradictoires, entre les prédictions théoriques de forte augmentation des sections de fusion sous la barrière coulombienne [Taki91, Hus92, Taki93, Hag00] (entraînée par la diminution du potentiel de barrière et le couplage à des modes de vibration doux, conséquences du halo), ou de perte de flux liée aux cassures engendrées par la faible liaison, des noyaux à halo [Hus92, Taki93, Dass94]. Expérimentalement, une suppression importante de sections efficaces de fusion était observée au-dessus de la barrière [Kol98, Tro00, Dasg02] et une augmentation en-dessous [Tro00].

La problématique de la fusion avec les projectiles faiblement liés a été compliquée par des expérimentateurs qui n'ont pas démêlé les informations de fusion complète ou de fusion incomplète, et par des théoriciens qui n'ont pas tous adopté un cadre unifié en voies couplées pour interpréter les réactions incluant la fusion. Au niveau expérimental, la source des erreurs est que l'on ne mesure pas directement la fusion mais la fission, qui inclut la fusion, ou bien la fusion incomplète... Théoriquement, un effet était inclus ou mis en valeur dans les calculs : extension de matière, halo conduisant à un potentiel d'interaction diffus ou bien cassure du projectile. Mais ces analyses, en général, ne se souciaient pas de comprendre simultanément l'élastique, les transferts et le processus de fusion.

Bien souvent les données d'élastique ont été négligées dans les analyses alors qu'elles représentent une information précieuse, comme on l'a vu au chapitre III.

Les partisans de l'augmentation de la fusion liée au halo de neutrons s'en tiennent à une vision classique où la large extension du noyau conduit à une augmentation du recouvrement avec un autre noyau, et donc intuitivement à une probabilité accrue de fusionner avec la cible. Pour un système régi par la mécanique quantique, où l'approximation classique n'a pas sa place, l'intuition est mauvaise conseillère. En cas de doute, il est toujours préférable de revenir aux fondamentaux, à savoir la théorie de la réaction de Feshbach, et de considérer qu'*a priori* des effets de couplage peuvent intervenir lors de la réaction, et modifier les flux de l'élastique, des transferts, de la fusion.

Pour comprendre les sections efficaces de fusion des systèmes dont le projectile



est faiblement lié, comme pour le cas de  ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$ , nous avons montré la nécessité d'inclure les effets du couplage du spectre des états discrets de basse énergie du projectile et de la cible avec le continuum.

Dans un premier temps, cela peut être réalisé dans le cadre CC, avec le code ECIS : on prend un potentiel de convolution pour la voie d'entrée, on couple explicitement aux excitations possibles du projectile et de la cible et on simule au mieux les effets induits par le couplage dans la voie élastique.

L'analyse de la voie élastique apporte des prescriptions sur l'importance des couplages au continuum induits par le projectile faiblement lié ; elle fournit la forme du potentiel d'entrée qui permet de reproduire correctement les données élastiques. Lorsque nous avons analysé la fusion avec les noyaux exotiques, les données d'élastique n'étaient pas disponibles à plusieurs énergies incidentes et nous avons donc travaillé par analogie avec les cas connus de diffusion élastique impliquant des projectiles faiblement liés. Le  ${}^6\text{Li}$  est un noyau faiblement lié ( $S_{\alpha+d} = 1.47$  MeV). La diffusion du  ${}^6\text{Li}$  sur diverses cibles à plusieurs énergies incidentes peut être reproduite par une réduction du potentiel d'entrée [BrS97], un PCV simulant les couplages [Lap02] ou en prenant explicitement en compte les couplages et les effets de cassure du projectile [Sak87]. Ces effets sont discutés dans le cas de  ${}^6\text{He}$  sur cible de  ${}^{12}\text{C}$  [Lap02] en utilisant le modèle de convolution et un PCV phénoménologique. D'une façon générale, on peut se contenter en première approche d'une réduction globale par un facteur de renormalisation  $N_r$  du potentiel d'entrée.

On a étudié le cas du projectile de  ${}^9\text{Be}$ , noyau stable mais faiblement lié ( $S_n = 1.67$  MeV). On a adopté une réduction de 40 % ( $N_r = 0.6$ ) ce qui donnait une bonne reproduction des données d'élastique et de fusion, au-dessus de la barrière, pour le système  ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$  [Ala02].

La réduction des sections efficaces de fusion au-dessus de la barrière, observée en général pour les projectiles faiblement liés, peut donc être attribuée à une réduction du potentiel nucléaire.

Par la suite une analyse des données de fusion existantes, avec des projectiles faiblement liés,  ${}^{11}\text{Be}$ ,  ${}^6\text{He}$  a montré que c'était bien le cas : au-dessus de la barrière coulombienne nous avons pu reproduire les sections efficaces en simulant le PCV par une diminution du potentiel de la voie d'entrée. L'effet de cette diminution du potentiel conduisait à une augmentation de la barrière coulombienne. La figure donnée dans l'article [Ala02] comparait les calculs de la figure F.1 avec l'inclusion des effets du PCV (potentiel réduit  $N_r=0.6$ ) et les données pour les systèmes  ${}^6\text{He} + \text{U}$  [Tro00],  ${}^6\text{He} + \text{Bi}$  [Kol98] et  ${}^{11}\text{Be} + \text{Pb}$  [Sig98]. Cette figure est reprise ici avec les données récentes [Sig04] pour la fusion de  ${}^{11}\text{Be} + \text{U}$  (figure F.1). On constate que nos données d'élastique collectées avec  ${}^6\text{He}$  ont permis de développer une compréhension des mécanismes de fusion avec les noyaux faiblement liés. Nous avons certes une compréhension globale, la réduction des sections efficaces calculées était notable, mais l'accord avec les données n'était pas excellent. Notre réduction de 40 % du potentiel ne semblait pas suffisante pour

reproduire les données  ${}^6\text{He}+\text{U}$  (figure F.1), et une réduction de 60 % semblait préférable pour un meilleur accord avec les données.

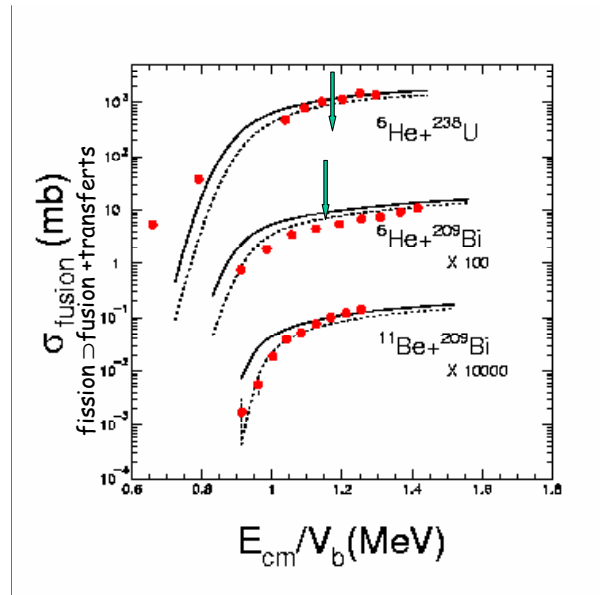


FIG. F.1 – Mesures de sections de fission (incluant la fusion) pour des systèmes à halo, comparées à des calculs CC. Les courbes en trait plein présentent le calcul avec le potentiel optique d'entrée non modifié ( $N_r = 1$ ), et celles en tirets sont pour les calculs avec le potentiel réduit, normalisé par un facteur  $N_r = 0.6$ . Données et calculs sont représentés en fonction du rapport entre l'énergie dans le c.m. du système divisée par la barrière coulombienne de chaque système. Les calculs sont extraits de l'article [Ala02] et les données  ${}^6\text{He}+\text{U}$  [Tro00] sont présentées, comme dans [Ala02], avec leur ancienne normalisation (de 2002). Les données  ${}^{11}\text{Be}+\text{Bi}$  sont de [Sig04].

Or l'interprétation était correcte et ce calcul, bâti sur un modèle simplifié, représentait une méthode adéquate pour prédire les sections efficaces de fusion. Dans cette figure, les normalisations des données présentées pour  ${}^6\text{He}+\text{U}$ , ont été réexaminées après leur publication.

Désormais, les données  ${}^6\text{He}+\text{U}$  de la référence [Tro00] doivent être renormalisées par un facteur 0.54. Cette correction a été déduite d'une réévaluation de l'efficacité du dispositif. Le calcul de l'efficacité reposait sur une calibration avec une source de Californium dont l'activité avait été surestimée (une contamination dans la source de Cf n'avait pas été prise en compte). Cette mésaventure est arrivée aussi à Signorini et à ses collaborateurs; ils ont oublié d'appliquer le

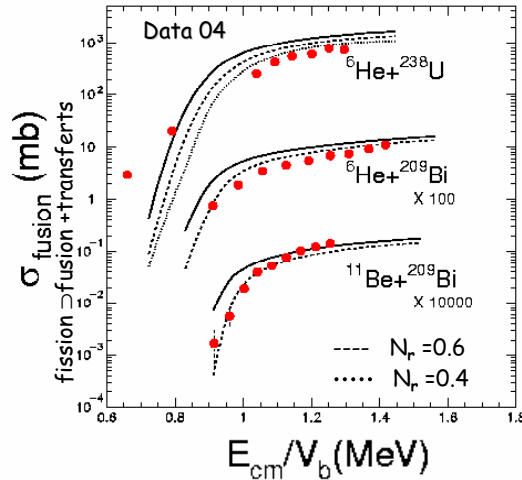


FIG. F.2 – Comme sur la figure F.1, avec la courbe (en pointillés) pour le calcul CC prenant le potentiel d’entrée normalisé avec  $N_r = 0.6$  [Ala04]. Sur cette figure, la normalisation des données de  ${}^6\text{He}+\text{U}$  et  ${}^6\text{He}+\text{Bi}$  prend en compte la nouvelle normalisation (2004) indiquée dans le texte.

facteur  $1/\sqrt{2}$ ) de normalisation à leurs sections efficaces  ${}^{11}\text{Be}+\text{Bi}$ <sup>1</sup>.

Si nous comparons les données renormalisées avec les calculs présentés sur la figure F.1 nous obtenons la figure F.2 (de l’article [Ala04]). Nous donnons aussi la courbe (pointillés) pour le calcul prenant  $N_r = 0.4$  pour le système  ${}^6\text{He}+\text{U}$ .

On voit qu’au-dessus de la barrière coulombienne  $V_b$  la réduction du potentiel permet bien de décrire les données. On doit même appliquer un facteur de 60 % de réduction du potentiel dans le cas du système  ${}^6\text{He}+\text{U}$  (ligne pointillée,  $N_r = 0.4$ ).

Dans l’article [Ala02] nous comparions nos calculs pour la fusion de  ${}^6\text{He}+\text{U}$  et  ${}^{11}\text{Be}+\text{Bi}$  à deux ensembles de données dont les sections efficaces étaient en fait surestimées. Nos calculs de l’article publié en 2002 [Ala02] étaient en fait prédictifs pour les systèmes  ${}^{11}\text{Be}+\text{U}$  et  ${}^6\text{He}+\text{U}$ . Notre technique de simulation du PCV, par la réduction du potentiel, était adéquate. Elle a permis de dégager une image cohérente de la fusion pour  $E > V_b$ .

Des données complètes de diffusion élastique et de transfert à plusieurs énergies, pour des systèmes comme  ${}^6\text{He}+{}^{238}\text{U}$ , seront bientôt disponibles, on l’évoquera en F.5. Cela permettra de disposer d’une meilleure détermination de la voie d’entrée pour l’analyse de la fusion.

Nous avons aussi souligné à l’époque que l’on pouvait aller plus loin que la

<sup>1</sup>La rotation de la cible, tournée de  $45^\circ$  par rapport à l’axe faisceau, avait été oubliée. L’épaisseur de cible  $\rho e$  à prendre en compte au lieu de  $\rho e_o$  était en fait :  $\rho e = \rho e_o/(1/\sqrt{2})$  d’où une multiplication à effectuer sur les anciennes données d’un facteur  $(1/\sqrt{2})$

simulation globale du PCV, et le calculer explicitement en recourant aux calculs CDCC avec le code FRESCO.

Ce fut réalisé en 2004 avec K. Rusek dans le cas du  ${}^6\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$  [Rus04].

### • Approche théorique de la fusion dans le cadre CDCC

Avec un projectile tel que le  ${}^6\text{Li}$  qui est modélisé facilement avec une fonction d'onde à deux corps  $\alpha+d$ , les calculs avec discrétisation du continuum peuvent être menés. On emploie un potentiel de convolution pour décrire la voie d'entrée. Pour analyser les données élastiques avec le  ${}^6\text{Li}$ , Sakuragi a établi et expliqué la correspondance entre la réduction du potentiel optique et les effets de couplage dans le cadre CDCC [Sak87].

Dans l'article [Rus04] on a étudié la correspondance dans le cas du processus de fusion pour le système  ${}^6\text{Li}+{}^{208}\text{Pb}$ . On a montré que lorsque les couplages ne sont pas implicites (dans la réduction du potentiel) mais introduits dans le modèle de réaction, par exemple en CDCC, on peut reproduire correctement les données  ${}^6\text{Li}+\text{Pb}$  sans modification du potentiel d'entrée [Rus04].

## F.4 L'influence du transfert sur la fusion

L'augmentation de la section totale mesurée avec l' ${}^6\text{He}$  sous la barrière a souvent été attribuée à une augmentation de la fusion, aussi bien par les expérimentateurs [Tro00] que par les théoriciens. Or des calculs complets montrent que la réaction de transfert d'un nucléon est responsable d'une partie considérable du flux. Du fait de sa faible énergie de liaison, l' ${}^6\text{He}$  se casse avant la fusion, et les deux neutrons sont transférés sur l'uranium. Comme le prouve l'interprétation des données de fusion de l' ${}^6\text{He}$  sur cible d'uranium, dans le cadre des calculs en voies couplées discrétisées (R. Raabe et al. dans l'article [Raa04]), l'augmentation observée est en fait celle des probabilités de transfert de nucléons, et des couplages induits par ces voies de réaction.

En combinant cette analyse avec nos résultats sur le transfert (p,d) de l' ${}^8\text{He}$ , on peut en déduire que, sous la barrière coulombienne, l'interaction de l' ${}^8\text{He}$  avec une cible sera susceptible de présenter une augmentation de section efficace liée au transfert et aux couplages.

Avec les noyaux riches en neutrons, on possède des projectiles dont l'extension spatiale est plus importante que leur isotope stable, mais étant moins liés leur interaction avec une cible est moins efficace pour fusionner. En général, les noyaux riches en neutrons, à peau ou halo de neutrons sont trop faiblement liés pour être de bons candidats pour la fusion.

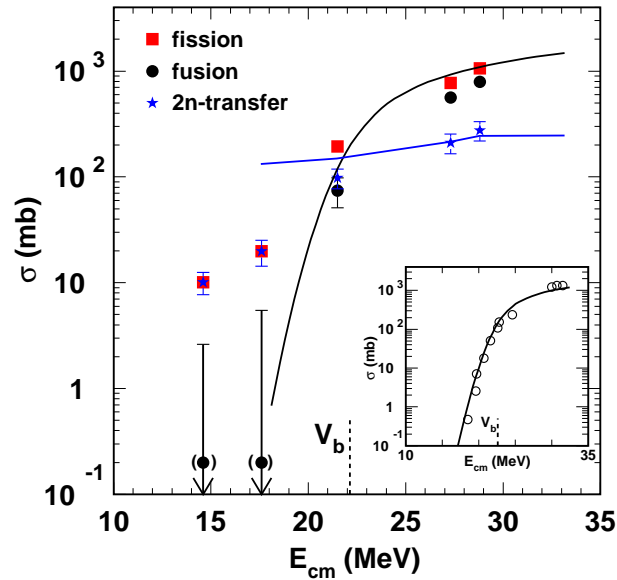


FIG. F.3 – Sections efficaces expérimentales de fission-fusion d' ${}^6\text{He}+{}^{238}\text{U}$  et de transfert-2n comparées aux calculs [Raa04] de fusion estimant les voies de transfert. Pour les énergies inférieures à la barrière coulombienne, ces voies contribuent majoritairement à la section efficace de fusion. Les barres d'erreur indiquées correspondent à une déviation standard. Les courbes donnent les résultats de calculs avec un potentiel optique effectif qui prend en compte la cassure de  ${}^6\text{He}$ . La courbe en tirets inclut le transfert-2n de  ${}^6\text{He}$  vers les états excités de  ${}^{240}\text{U}$ . La courbe en trait plein est un calcul de fusion simplifié employant un potentiel imaginaire de courte portée. Le cadre en insert présente les données  ${}^4\text{He}+{}^{238}\text{U}$  avec le calcul de fusion qui emploie également un potentiel imaginaire de courte portée.

## F.5 Perspectives

Jean-Luc Sida a lancé au GANIL un programme de fusion sous-coulombienne EFFE [Fek99] (étude de la fusion avec des faisceaux exotiques) qui a d'abord porté sur la mesure de la fusion du noyau à halo de  $^{11}\text{Be}$  sur cible de plomb. L'analyse de cette expérience a fait l'objet de la thèse de Valentin Fékou-Youmbi [Fek96]. J-L. Sida (JLS) a prolongé le programme de fusion à Louvain avec le faisceau d' $^6\text{He}$ , pour recueillir les données de fusion-fission sur  $^{238}\text{U}$  [Tro00] que nous avons examinées plus haut. Le prolongement naturel est l'étude de la fusion-fission de  $^8\text{He}$  sur  $^{238}\text{U}$  avec le faisceau SPIRAL. Cette proposition d'expérience avait été soumise par JLS en 2001 au comité GANIL. Les objectifs sont désormais de mesurer, lors d'une telle expérience si elle est proposée à nouveau au GANIL) non seulement la fusion, mais aussi les autres voies de réaction, puisqu'on a vu qu'elles étaient cruciales pour la compréhension, en voies couplées, du processus de fusion. Pour réaliser l'expérience avec  $^8\text{He}$ , il faudra effectuer des mesures à plusieurs énergies incidentes. Chaque changement en énergie nécessite au minimum 1 unité de temps (= 8 h). Au total la mesure était estimée par JLS à 50 UT, ce qui implique que le comité d'expérience prenne la décision de consacrer à ces mesures une grande partie de la programmation de faisceau d' $^8\text{He}$  au GANIL.

On pourrait imaginer un programme intitulé EFFEMUST3, qui unirait le service du SPN de BIII avec le SPhN de Saclay, et qui utiliserait des détecteurs Si à pistes. Le principe et l'électronique ASIC de ces détecteurs pourraient s'inspirer des développements opérés pour MUST2... En 2010, avec SPIRAL2, il est prévu d'accélérer non seulement des deutons mais aussi des faisceaux intenses d'ions lourds légers comme par exemple le  $^{12}\text{C}$ , le  $^{13}\text{C}$ . Il sera alors possible de produire de  $^8\text{He}$  à des intensités de deux à trois ordres de grandeur supérieures à celles de SPIRAL, en employant des réactions de transfert multi-nucléons telle que  $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^8\text{He}$ . Ce faisceau plus intense d' $^8\text{He}$  pourrait permettre de réaliser des études plus complètes de la fusion et des réactions couplées.

---

# Table des figures

I.1	Pour les isotopes pairs des Etain, en fonction du nombre de neutrons, différence entre l'énergie de séparation $S_{2n}$ expérimentale et celle calculée par le modèle de la goutte liquide (FRDM), ainsi qu'entre les prédictions $S_{2n}$ données par le modèle HFB et la valeur FRDM. . . . .	33
I.2	Table ( $N, Z$ ) des noyaux légers . . . . .	36
I.3	Comparaison des énergies de liaison expérimentales et calculées (GFMC) pour les hélium. . . . .	40
I.4	Comparaison des énergies de liaison expérimentales et calculées (NCSM, HH) pour les hélium. . . . .	40
I.5	Comparaison des densités de matière des isotopes $^{4,6,8}\text{He}$ . . . . .	43
I.6	Energies des états excités $2^+$ des isotopes d'oxygène et énergies calculées de séparation à une particule. . . . .	47
I.7	Spectroscopie de l' $^{24}\text{O}$ : théorie et expérience . . . . .	48
I.8	Occupation simplifiée des couches dans le cas de deux noyaux $N=16$ , le $^{30}\text{Si}$ stable et l'exotique $^{24}\text{O}$ . . . . .	49
I.9	Modification des effets de couches pour des noyaux riches en neutrons éloignés de la vallée de stabilité . . . . .	51
I.10	Image du potentiel induit par les couplages virtuels (PCV) durant une diffusion élastique. . . . .	66
II.1	Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales au GANIL . . . . .	76
II.2	Montage expérimental MUST, CATS et plastiques pour les mesures (p,p') . . . . .	81
II.3	Photographie du montage expérimental dans SPEG pour la mesure des réactions (p,p') avec le mur de MUST, CATS et le mur de plastiques. . . . .	85
II.4	Cinématiques expérimentales des particules p,d,t détectées dans MUST et produites dans les réactions $^8\text{He}(p,p')$ (p,d) (p,t) à 15.6 MeV/n. . . . .	85
II.5	Matrice cinématique des événements pour les réactions élastique, inélastiques de l' $^8\text{He}$ sur protons et le transfert (p,d) . . . . .	87
II.6	Spectre en énergie d'excitation de l' $^8\text{He}$ mesuré par (p,p') . . . . .	89



---

II.7	Spectroscopie de l' $^8\text{He}$ obtenue par la réaction (p,p') et comparée à la littérature . . . . .	89
II.8	Spectroscopie de l' $^7\text{He}$ , comparaison entre l'expérience et la théorie.	90
II.9	Spectroscopie des isotopes $^4,6,7,8\text{He}$ en théorie GSM. . . . .	93
II.10	Ensemble des sections efficaces $^8\text{He}(p,p')$ , (p,d) et (p,t) à 15.7 A.MeV	94
III.1	Distributions angulaires $^{12}\text{C}(p,p')$ mesurées à 36.3 MeV/n reproduites par un calcul JLM . . . . .	104
III.2	Comparaison des données mondiales en $^6\text{He}+p$ aux calculs menés avec le potentiel JLM. Les données sont reproduites avec la partie réelle réduite de 20% . . . . .	106
III.3	Diffusion élastique $^6\text{He}+p$ : reproduction des données avec le calcul incluant les effets du PCV sous forme d'un potentiel de surface . .	108
III.4	Diffusion élastique $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ à 38.3 A.MeV : reproduction des données avec le calcul incluant les effets du PCV . . . . .	109
III.5	Densités $p, n$ et de matière de l' $^8\text{He}$ avec la version 4hw $V_{3eff}$ 13 MeV des calculs NCSM . . . . .	111
III.6	Densités $p$ et $n$ $^8\text{He}$ données des modèles de Sagawa, Cosma et NCSM (4hw $V_{3eff}$ 13 MeV) . . . . .	112
III.7	Calculs JLM et données $^8\text{He}(p,p)$ à 72 A.MeV . . . . .	113
III.8	Ajustements des calculs JLM avec trois densités sur les données $^8\text{He}(p,p)$ à 15.7 A.MeV . . . . .	114
III.9	Calculs de sections efficaces de diffusion élastique avec le potentiel JLM incluant la densité $V_{3eff}$ , et comparés aux données $^8\text{He}(p,p)$ à 15.7 A.MeV . . . . .	115
III.10	Distributions angulaires $^8\text{He}(p,p')$ mesurées à 72 A.MeV reproduites par les calculs en modèle optique avec un potentiel optique phénoménologique déformé . . . . .	116
III.11	Densités de transition NCSM $V_{3eff}$ 4hw 3MeV . . . . .	117
III.12	Distributions angulaires $^8\text{He}(p,p')$ mesurées à 72 A.MeV comparées aux calculs en modèle optique avec le potentiel JLM et la densité $V_{3eff}$ . . . . .	117
III.13	Calculs de diffusion $^8\text{He}(p,p')$ à 15.7 A.MeV avec JLM et la densité $V_{3eff}$ comparés aux données . . . . .	118
III.14	Schémas des couplages CRC employés pour calculer $^8\text{He}(p,p)$ et (p,d) à 15.7 A.MeV , avec ou sans le $2^+$ de l' $^8\text{He}$ . . . . .	121
III.15	Calcul CRC incluant le potentiel JLM reproduisant les données $^8\text{He}(p,p)$ et (p,d) à 15.7 A.MeV . . . . .	122
III.16	Distributions angulaires de l'élastique $^8\text{He}(p,p)$ à 15.7 A.MeV calculées en CRC reproduisant les données. Elles sont comparées aux calculs du modèle optique avec la même partie imaginaire JLM . .	123
III.17	Potentiel PCV de l' $^8\text{He}+p$ à 15.7 A.MeV déduit de l'analyse CRC de la réaction élastique couplée à la voie de transfert (p,d) . . . . .	124

---

---

III.18	Calculs CDCC à 4 corps des distributions angulaires de diffusion élastique ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ à 229.8 MeV, avec ou sans les cassures de l' ${}^6\text{He}$ , comparés aux données . . . . .	134
IV.1	Données de ${}^6\text{He}(p,p')$ à 24.5 et à 40.9 MeV/n comparées aux calculs JLM avec densités du modèle NCSM. . . . .	141
IV.2	Distributions des densités de protons et de neutrons de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ , déduites du modèle en couches sans cœur .	142
IV.3	Comparaison des données $(p,p')$ à 24.5 et à 40.9 A.MeV/n aux calculs JLM . . . . .	144
IV.4	Distributions des densités de transition de l' ${}^6\text{He}$ de l'ef $0^+$ vers le $2^+$ obtenues avec la méthode de Tassie . . . . .	144
IV.5	Calculs ${}^6\text{He}(p,p')$ à 40.9 MeV/n avec le potentiel JLM et les densités de Tassie, comparaison aux données . . . . .	145
IV.6	${}^8\text{He}(p,p')$ à 15.7 A.MeV : les calculs CRC+JLM sont comparés aux données . . . . .	147
IV.7	${}^8\text{He}(p,p')$ à 72 A.MeV : les calculs avec JLM utilisant deux formes de densité de transition sont comparés aux données . . . . .	149
IV.8	Densités de transition des protons et des neutrons de l' ${}^8\text{He}$ , phénoménologiques, ajustées sur les données de RIKEN et de SPIRAL, et comparées aux densités NCSM . . . . .	149
IV.9	${}^8\text{He}(p,p')$ à 15.7 A.MeV : les calculs CRC + JLM incluant des densités Tassie sont comparés aux données . . . . .	150
IV.10	${}^8\text{He}(p,p')$ à 15.7 A.MeV calculées avec différentes densités de transition Tassie . . . . .	151
IV.11	${}^8\text{He}(p,p)$ à 15.7 A.MeV calculs CRC avec couplages au $(p,p')$ pour des densités de transition Tassie . . . . .	152
IV.12	Comparaison des données ${}^{22}\text{O}(p,p')$ à 46.6 A.MeV avec les calculs JLM incluant des densités CC . . . . .	154
IV.13	Ajustement des calculs JLM par modification des densités de transition de neutron sur les données ${}^{22}\text{O}(p,p')$ à 46.6 A.MeV, les densités proton sont fixées. . . . .	155
IV.14	Ajustement des calculs JLM par modification des densités de transition sur les données ${}^{22}\text{O}(p,p')$ à 46.6 A.MeV . . . . .	156
IV.15	Spectroscopie des isotopes de Soufre : valeurs expérimentales des énergies $E_{exc}(2^+)$ et $S_{2n}$ , et des $B(E2)$ , en fonction de $N$ . . . . .	158
IV.16	Les distributions angulaires expérimentales ${}^{32}\text{S}(p,p')$ mesurées à 53 MeV/n sont comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM, incluant des densités expérimentales décrites dans le texte .	159
IV.17	Comparaison entre les calculs JLM et les distributions expérimentales élastique et inélastique ${}^{38}\text{S}(p,p')$ mesurées à 39.0 MeV/n vers l'état $2_1^+$ . . . . .	159

---

---

IV.18	Comparaison pour les isotopes de soufre des valeurs expérimentales et calculées de $B(E2)$ ; présentation des valeurs de $M_n$ et $M_p$ calculées en fonction du nombre de neutrons . . . . .	160
IV.19	Comparaison des distributions angulaires calculées et expérimentales de $^{34}\text{Ar}(p,p')$ à 47 MeV/n. . . . .	161
IV.20	Comme sur la figure IV.18, pour les isotopes d'Argon . . . . .	162
IV.21	Distributions angulaires $^{10}\text{C}(p,p')$ vers le premier $2^+$ mesurées à 45.3 MeV/n comparées aux calculs JLM, pour déterminer la valeur $M_n$ , et tester l'hypothèse de symétrie miroir . . . . .	164
V.1	Vue éclatée d'un télescope MUST2 . . . . .	169
V.2	Photographie d'un module de MUST2, en faces avant et arrière .	169
V.3	Ensemble de 6 MUST2 situés derrière la cible, pour la couverture aux angles avant des produits de réactions de transfert de plusieurs nucléons . . . . .	170
V.4	Expérience $^{23}\text{O}(d,p)^{24}\text{O}$ : détection et cinématiques . . . . .	173
V.5	Paysage nucléaire avec SPIRAL2 . . . . .	175
V.6	Energies de séparation à deux-neutrons calculées (HFB + Skyrme) et expérimentales en fonction de $N$ pour les isotopes pairs de nickel ( $Z=28$ ) et de krypton ( $Z=36$ ) . . . . .	179
V.7	Cinématique de la réaction $^{136}\text{Sn}(d,p)^{137}\text{Sn}$ . . . . .	180
V.8	Cinématique des particules légères produites dans les réactions $^{24}\text{O}+p$ à 25 MeV/n . . . . .	183
V.9	Cinématique des éjectiles lourds émis dans les réactions $^{24}\text{O}+p$ à 25 MeV/n . . . . .	183
V.10	DEXON : ensemble complet de détection pour les réactions directes avec les noyaux exotiques . . . . .	187
A.1	Energie de liaison, probabilité d'occupation et rayons quadratiques moyens (rqm) de protons et neutrons et de matière chez les hélium, calculs (fonctionnelle F1S) comparés à l'expérience . . . . .	222
A.2	Evolution en fonction de $N$ du rqm des densités de p,n, et matière et de la dispersion en neutron des isotopes d'oxygène . . . . .	223
A.3	Evolution en fonction de $N$ de la dispersion en neutron des chaînes de F, Ne, Na et Mg en fonction du nombre de neutrons . . . . .	224
C.1	Spectre en énergie d'excitation de $^{7}\text{He}$ obtenu par la réaction $^8\text{He}(p,d)$ . . . . .	243
C.2	Fond d'espace des phases du spectre en énergie d'excitation de $^{7}\text{He}$ par $(p,d)$ . . . . .	245
C.3	Ensemble des données de transfert $^8\text{He}(p,d)$ mesurées à 15.7 A.MeV et à 50 A.MeV à RIKEN, comparées aux calculs menés dans le cadre CRC. . . . .	247

---

---

D.1	Diffusion élastique ${}^7\text{Li}+p$ : comparaison des calculs JLM avec les données . . . . .	250
D.2	Diffusion élastique ${}^{12}\text{C}+p$ : comparaison des calculs JLM avec les données . . . . .	251
D.3	Comparaison des données de diffusion élastique sur proton de ${}^{16}\text{O}$ aux calculs effectués en utilisant le potentiel JLM . . . . .	252
D.4	Densités p,n du ${}^{208}\text{Pb}$ paramétrisées en fonctions 2pF . . . . .	253
D.5	Diffusion élastique ${}^{208}\text{Pb}+p,n$ : comparaison des calculs JLM avec les données . . . . .	254
D.6	Distributions angulaires de ${}^6\text{Li}(p,p)$ à plusieurs énergies, reproduction des données avec les calculs JLM . . . . .	255
D.7	Distributions angulaires ${}^9\text{Li}(p,p)$ mesurées à 60 MeV et ${}^{11}\text{Li}(p,p)$ à 62 MeV, comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM avec des densités microscopiques . . . . .	256
D.8	Distributions angulaires ${}^{10}\text{Be}(p,p)$ et ${}^{11}\text{Be}(p,p)$ mesurées à 39.1 et à 38.4 A.MeV comparées aux calculs réalisés avec le potentiel JLM avec des densités microscopiques. . . . .	257
F.1	Sections de fission-fusion des noyaux exotiques ${}^6\text{He}$ , ${}^{11}\text{Be}$ avec cibles d'U, de Bi, comparaison des données aux calculs CC . . . .	281
F.2	Sections de fission-fusion des noyaux exotiques ${}^6\text{He}$ , ${}^{11}\text{Be}$ avec cible d'U, de Bi, comparaison des données (avec la normalisation de 2004) aux calculs CC . . . . .	282
F.3	Sections efficaces expérimentales de fission-fusion d' ${}^6\text{He}+{}^{238}\text{U}$ et de transfert-2n comparées aux calculs de fusion estimant les voies de transfert . . . . .	284

---

# Liste des tableaux

I.1	Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales de $E_{exc}(2_1^+)$ et $B(E2)$ du $^{132}\text{Sn}$ . . . . .	53
II.1	Rapport des intensités d'interaction neutron et proton suivant le champ d'interaction . . . . .	74
III.1	Tableau des rqm des densités de l'état fondamental de l' $^8\text{He}$ . . . . .	112
III.2	Normalisations du potentiel JLM sur les données SPIRAL, pour trois densités d' $^8\text{He}$ . . . . .	113
IV.1	Caractéristiques des densités NCSM de l' $^6\text{He}$ . . . . .	140
IV.2	Tableau des moments $M_{n,p}$ de l' $^6\text{He}$ testés sur le (p,p') . . . . .	143
IV.3	Caractéristiques des densités NCSM de l' $^8\text{He}$ . . . . .	146
B.1	Tableau récapitulatif des observables . . . . .	239
D.1	Caractéristiques des densités 2pF des protons et neutrons de l'état fondamental de $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ et $^{208}\text{Pb}$ . . . . .	251
D.2	Rayons rqm des distributions de densités proton, neutron et matière de l'état fondamental des noyaux $^{10,11}\text{Be}$ et $^{9,11}\text{Li}$ . . . . .	256

---

# Références

- [AjS88] F. Ajzenberg-Selove, *Energy levels of light nuclei A=5-10*, Nucl. Phys. **A490**, 1 (1988), *ibid.* **A506**, 1 (1990).
- [Ala96] N. Alamanos et P. Roussel-Chomaz, *Recent results on elastic and inelastic scattering*, Ann. Phys. Fr. **21** (1996) 601.
- [Ala98] N. Alamanos, F. Auger, B.A. Brown et A. Pakou, *Inelastic proton scattering and nuclear structure towards the drip lines*, J. Phys. G **24**, 1541 (1998).
- [Ala02] N. Alamanos, A. Pakou, V. Lapoux, J-L Sida et M. Trotta, *Sub-barrier and near-barrier fusion study of halo nuclei*, Phys. Rev. C **65**, 054606 (2002).
- [Ala04] N. Alamanos, F. Auger, N. Keeley, V. Lapoux, K. Rusek, A. Pakou, *Sub-barrier fusion with exotic nuclei*, compte-rendu de la conférence EXON04, Juillet 2004, Saint-Pétersbourg.
- [Alh82] Y. Alhassid, M. Gai et G.F. Bertch, Phys. Rev. Lett. **49**, 1482 (1982).
- [AlK96] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin et I.J. Thompson, *Radii of halo nuclei from cross section measurements*, Phys. Rev. C **54**, 1843 (1996).
- [AlKh96b] J.S. Al-Khalili et J.A. Tostevin, *Matter radii of light halo nuclei*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3903 (1996).
- [AlKh96c] J.S. Al-Khalili *et al.*, Nucl. Phys. A581, 331 (1995); Phys. Lett. B **378**, 45 (1996).
- [AlK98] J.S. Al-Khalili et J.A. Tostevin, *Few-body calculations of proton-<sup>6,8</sup>He scattering*, Phys. Rev. C **57**, 1846 (1998).
- [AlK03] J.S. Al-Khalili et F.M. Nunes, *Reaction models to probe the structure of light exotic nuclei*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **29**, R89 (2003).
- [Alk78] G. D. Alkhazov, S. L. Belostotsky, et A. A. Vorobyov, Phys. Rep. **42**, 89 (1978).
- [Alk97] G.D. Alkhazov *et al.*, *Nuclear Matter Distributions in <sup>6</sup>He and <sup>8</sup>He from small angle p-He scattering in inverse kinematics at intermediate energy*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2313 (1997).
- [Alk02] G.D. Alkhazov *et al.*, *Nuclear Matter Distributions in <sup>6</sup>He and <sup>8</sup>He nuclei form differential cross sections for small angle proton elastic scattering at intermediate energy*, Nucl. Phys. **A712**, 269 (2002).



- [AME03] Evaluation de données expérimentales : The Ame2003 atomic mass evaluation (II) par G.Audi, A.H.Wapstra et C.Thibault Nucl. Phys. **A729**, 337 (2003).
- [Amos89] K. Amos *et al.*, *Electromagnetic and hadronic interaction form factors for the ground,  $(\frac{3}{2} - \frac{1}{2})_1$  and  $(\frac{3}{2} - \frac{3}{2})$  states in  $^{13}\text{C}$  and  $^{13}\text{N}$* , Phys. Rev. C **40**, 1491 (1989).
- [Amos00] K. Amos, P. J. Dortmans, H. V. von Geramb, S. Karataglidis, et J. Raynal. Adv. in Nucl. Phys. **25**, 275 (2000).
- [Ara99] K. Arai, Y. Suzuki, et R. G. Lovas, Phys. Rev. C **59**, 1432 (1999).
- [Aum99] T. Aumann *et al.*, Phys. Rev C **59**, 1252 (1999).
- [Aum00] T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 35 (2000).
- [Aus87] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Rawitscher, M. Yahiro, *Continuum-discretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions*, Phys. Rep. **154**, 125 (1987).
- [Bae93] J. L. Baelde *et al.*, Nouvelles du GANIL,  $n^0$  44, fév. 1993.
- [BarJ77] R. C. Barrett et D. F. Jackson, *Nuclear sizes and structure*, Clarendon Press. Oxford 1977.
- [Bau98] E. Bauge, J. P. Delaroche, et M. Girod, *Semimicroscopic nucleon-nucleus spherical optical model for nuclei with  $A \geq 40$  at energies up to 200 MeV*, Phys. Rev. C **58**, 1118 (1998).
- [Bau01] E. Bauge, J. P. Delaroche, et M. Girod, *Lane-consistent, semimicroscopic nucleon-nucleus optical model*, Phys. Rev. C **63**, 024607 (2001).
- [Bea98] S.R.Beane *et al.*, *The potential of effective field theory in NN scattering*, Nucl. Phys. **A632** 445-469 (1998).
- [Becb04] E. Becheva *et al.*, Compte-rendu de la conférence “ XLII Int. Wint. Meeting on Nucl. Phys”, Bormio, Italie, Janv. 2004, p. 322.
- [BechTH04] E. Becheva *Etude de la réaction  $^{22}\text{O}(p,p')$  avec le détecteur MUST & Développement de l'étage CsI(Tl) de l'ensemble MUST II*, Thèse de doctorat 2004, Université Orsay Paris XI.
- [BeiL74] M. Beiner et R. J. Lombard, Ann. of Physics **86**, 262 (1974).
- [Bei75a] M. Beiner *et al.*, Nucl. Phys. **A238**, 29 (1975).
- [Bei75b] M. Beiner, R. J. Lombard et D. Mas, Nucl. Phys. **A249**, 1 (1975).
- [Bel91] M. Belleguic *et al.*, Nucl. Phys. **A682**,136c (2001).
- [Ben03] M. Bender et P. -H. Heenen, *Beyond mean-field description of the low-lying spectrum of  $^{16}\text{O}$* , Nucl. Phys. **A713**, 390 (2003).
- [Ben04] M. Bender, P. Bonche, T. Duguet et P-H Heenen, *Configuration mixing of angular momentum projected self-consistent mean-field states for neutron-deficient Pb isotopes*, Phys. Rev. C. **69**, 064303 (2004).

- 
- [BenH04] M. Bender et P.-H. Heenen, *Microscopic study of  $^{240}\text{Pu}$  : Mean field and beyond*, Phys. Rev. C. **70**, 054304 (2004).
- [Benn99] K. Bennaceur, F. Nowacki, J. Okolowicz, et M. Ploszajczak, *Study of the  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  and  $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$  capture reactions using the shell model embedded in the continuum*, Nucl. Phys. **A651**, 289 (1999).
- [Benp99] K. Bennaceur, J. Dobaczewski, M. Ploszajczak, *Continuum effects for the mean-field and pairing properties of weakly bound nuclei*, Phys. Rev. C **60**, 034308 (1999).
- [Benn00] K. Bennaceur, F. Nowacki, J. Okolowicz, et M. Ploszajczak, *Analysis of the  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  capture reaction using the shell model embedded in the continuum*, Nucl. Phys. **A671**, 203 (2000) ;  
K. Bennaceur, N. Michel, F. Nowacki, J. Okolowicz, et M. Ploszajczak, *Shell model description of  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$  and  $^{16}\text{O}(p,p)^{16}\text{O}$  reactions*, Phys. Lett. B **488**, 75 (2000).
- [Berg79] J.F. Berger, M. Girod et D. Gogny, Nucl. Phys. **A502**, 85c (1989).
- [Bern79] A.M. Bernstein, V.R. Brown et V.A. Madsen, *Isospin decomposition of nuclear multipole matrix elements from  $\gamma$  decay rates of mirror transitions : test of values obtained with hadronic probes*, Phys. Rev. Lett. **42**, 425 (1979).
- [Bern81] A.M. Bernstein, V.R. Brown et V.A. Madsen, *Neutron and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering*, Phys. Lett. B **103**, 255 (1981).
- [Bern83] A. M. Bernstein *et al.*, *Neutron and proton matrix elements for low-lying  $2^+$  transitions and the probe dependance of the nuclear deformation parameter*, Comments Nucl. Part. Phys. **11** (1983) 203.
- [Blu66] L. N. Blumberg *et al.*, Phys. Rev. **147**, 812 (1966).
- [Boh95] H.G. Bohlen *et al.*, Z. Phys. **A351**, 7 (1995).
- [Bohl99] H.G. Bohlen *et al.*, *Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 17.
- [Bohl01] H.G. Bohlen *et al.*, *Spectroscopy of  $^7\text{He}$  states using the  $(^{15}\text{N},^{17}\text{F})$  reaction on  $^9\text{Be}$* , Phys. Rev. C **64**, 024312 (2001).
- [Bon87] P. Bonche, H. Flocard, et P.-H. Heenen, Nucl. Phys. **A467**, 115 (1987).
- [Bon90] P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen, et J. Meyer, *Analysis of the generator coordinate method in a study of shape isomerism in  $^{194}\text{Hg}$* , Nucl. Phys. **A510**, 466 (1990).
- [Bra72] K. H. Bray *et al.*, *Elastic and inelastic scattering of protons from  $^6\text{Li}$  between 25 and 45 MeV*, Nucl. Phys. **A189**, 35 (1972).
- [Bri72] F.A. Brieva et J.R. Rook, Nucl. Phys. **A281**, 317 (1972).
- [Bro83] J.A. Brown *et al.*, *Electric quadrupole and hexadecupole nuclear excitations from the perspectives of electron scattering and model shell-model theory*, Phys. Rep. **101c** (1983) 313.
-

- [Bro01] B. A. Brown, *The Nuclear Shell Model Towards the Drip Lines*, Progress in Particle and Nuclear Physics **47**, 517 (2001).
- [BrS97] M. E. Brandan et G. R. Satchler, Phys. Rep. **285**, 143 (1997).
- [BrW88] B.A. Brown et B.H. Widenthal, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 29 (1988).
- [Car96] F. Carstoiu et M. Lassaut, *Microscopic description of elastic scattering and reaction cross sections of  $^6\text{Li}$  and  $^{11}\text{Li}$* , Nucl. Phys. A **597**, 269 (1996).
- [CATS] S. Ottini-Hustache *et al.*, *CATS a low pressure multiwire proportional chamber for secondary beam tracking at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. A **431**, 476 (1999).
- [Cau89] E. Caurier, code ANTOINE, Strasbourg (1989).  
E. Caurier et F. Nowacki, code NATHAN, Strasbourg (1995).
- [Cau95] E. Caurier, J. L. Egido, G. Martinez-Pinedo, A. Poves, J. Retamosa, L. M. Robledo, et A. P. Zuker, *Intrinsic vs Laboratory Frame Description of the Deformed Nucleus  $^{48}\text{Cr}$* , Phys. Rev. Lett. **75**, 2466 (1995).
- [Cau01] E. Caurier, P. Navrátil, W. E. Ormand, et J. P. Vary, Phys. Rev. C **64**, 051301 (2001).
- [Cau02] E. Caurier, P. Navrátil, W.E. Ormand, J.P. Vary, *Ab initio shell model for  $A = 10$  nuclei*, Phys. Rev. C **66**, 024314 (2002).
- [Cer66] J.Cerny, S.W.Cosper, G.W.Butler, R.H.Pehl, F.S.Goulding, D.A.Landis, C.Detraz *Mass of  $^8\text{He}$  from the Four-Neutron Transfer Reaction  $^{26}\text{Mg}(\alpha, ^8\text{He})^{22}\text{Mg}$* , Phys.Rev.Letters **16**, 469 (1966).
- [ChaTH95] Thèse de E. Chabanat, *Interactions effectives Nucléon-Nucléon dans des conditions extrêmes d'isospin*, Janvier 1995, numéro d'ordre 1695, **LYCEN T 9501**.
- [Cha97] E. Chabanat *et al.*, *A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities*, Nucl. Phys. **A627**, 710 (1997).
- [Cha98] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, et R. Schaeffer, *A skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. Part II. Nuclei far from stabilities*, Nucl. Phys. **A635**, 231 (1998) ; *ibid.* **A643**, 441(E) (1998).
- [Che92] B.Q. Chen, P.H. Heenen, P. Bonche, M.S. Weiss et H. Flocard, *Observation of identical of identical bands in superdeformed nuclei with the cranked Hartree-Fock method*, Phys. Rev. C **46**, 1582 (1992).
- [Chi01] V. Chiste, A. Gillibert, A. Lépine-Szily, N. Alamanos, F. Auger, J. Barrette, F. Braga, M. D. Cortina-Gill, Z. Dlouhy, V. Lapoux, M. Lewitowicz, R. Lichtenthaler, R. Liguori-Neto, M. MacCormick, F. Marie, W. Mittig, F. de Oliveira Santos, N.A. Orr, A.N. Ostrowski, S. Ottini, A. Pakou, P. Roussel-Chomaz, J. L. Sida, *Electric and Nuclear Transition Strength in  $^{30,32}\text{Mg}$* , Phys. Lett. B **514**, 233 (2001).

- [Chr97] J. A. Christley *et al.*, Nucl. Phys. **A624**, 275 (1997).
- [Chu95] L.V. Chulkov, C.A. Bertulani et A.A. Korshennikov, *Proton scattering by  $^8\text{He}$  and neutron halo effects*, Nucl. Phys. **A587**, 291 (1995).
- [Cie98] F. Ciesielski et J. Carbonell, *Solutions of the Faddeev-Yakubovsky equations for the four nucleon scattering states*, Phys. Rev. C **58**, 58 (1998).
- [Cie99] F. Ciesielski, J. Carbonell, et C. Cignoux, Phys. Lett. B **447**, 199 (1999).  
F. Ciesielski, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 1997
- [Cob98] A. Cobis, D.V. Fedorov et A.S. Jensen, Phys. Rev. C **58**, 1403 (1998).
- [Col01] G. Colò, T. Suzuki et H. Sagawa, Nucl. Phys. **A695**, 167 (2001).
- [Coo90] S.G. Cooper et R.S. Mackintosh, Nucl. Phys. **A513**, 373 (1990).
- [Cor97] M.D. Cortina-Gil *et al.*, *Proton elastic scattering on light neutron-rich nuclei*, Phys. Lett. B **401**, 9 (1997).
- [Cot99] P. D. Cottle *et al.*,  $0_{g.s}^+ \rightarrow 2_1^+$  Excitations in  $^{38}\text{Ca}$  and isospin symmetry in  $A=38$  nuclei, Phys. Rev. C **60**, 031301 (1999).
- [Cot01] P. D. Cottle *et al.*,  $B(E2; 0_{g.s}^+ \rightarrow 2_1^+)$  in  $^{26}\text{Si}$  and mirror symmetry in the  $A=26$  system, Phys. Rev. C **64**, 057304 (2001).
- [Cot02] P. D. Cottle *et al.*,  $0_{g.s}^+ \rightarrow 2_1^+$  Excitations in the Mirror Nuclei  $^{32}\text{Ar}$  and  $^{32}\text{Si}$ , Phys. Rev. Lett. **88**, 172502 (2002).
- [Crehe] R. Crespo, J.A. Tostevin et R.C. Johnson, Phys. Rev. C **51**, 3283 (1995).
- [CreJT1] R. Crespo, R.C. Johnson et J.A. Tostevin, Phys. Rev. C **44**, 1735 (1991), *ibid.* Phys. Rev. C **46**, 279 (1992).
- [Creli] R. Crespo, J.A. Tostevin et I.J. Thompson, Phys. Rev. C **54**, 1867 (1996).
- [CreMST] R. Crespo et R.C. Johnson, Phys. Rev. C **60** 034007 (1999).
- [Dan97] S. N. Ershov *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 1483 (1997).
- [Dasg02] M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 041602 (2002).
- [Dass94] C.H. Dasso et A. Vitturi, *Does the presence of  $^{11}\text{Li}$  breakup channels reduce the cross section for fusion processes ?*, Phys. Rev. C **50**, R12 (1994).
- [Deb00] P. K. Deb et K. Amos, *Microscopic model analyses of elastic proton- $^{12}\text{C}$  scattering with energies 40 to 800 MeV*, Phys. Rev. C **62**, 024605 (2000);  
P. K. Deb, K. Amos, et S. Karataglidis, *First order optical potentials and 25 to 40 MeV proton elastic scattering*, Phys. Rev. C **62**, 037601 (2000).
- [Deb01] P. K. Deb, K. Amos, S. Karataglidis, M. B. Chadwick, et D. G. Madland, *Predicting Total Reaction Cross Sections for Nucleon-Nucleus Scattering*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3248 (2001).
- [DeGo80] J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).
- [Dick63] J. Kirk Dickens *et al.*, Phys. Rev. **129**, 743 (1963).
- [DLeo83] R. De Leo *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 1443 (1983).

- [Dobw05] site de J. Dobaczewski, fichiers des masses nucléaires en calculs HFB (interaction de Skyrme) avec traitement des déformations <http://www.fuw.edu.pl/~dobaczew/thodri/thodri.html> (dernier accès juin 05).
- [Dob96] J. Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 2809 (1996).
- [Dor94] P.J. Dortmans et K. Amos, *Density-dependent effective interactions*, Phys. Rev. C **49**, 1309 (1994).
- [Dor98] P.J. Dortmans, K. Amos, S. Karataglidis, et J. Raynal, *Microscopic model analyses of the elastic scattering of 65 MeV protons from targets of diverse mass*, Phys. Rev. C **58**, 2249 (1998).
- [Dug03a] T. Duguet et P. Bonche, *Density dependence of two-body interactions for beyond mean-field calculations*, Phys. Rev. C **67**, 054308 (2003).
- [Dug03b] T. Duguet, M. Bender, P. Bonche, et P.-H. Heenen, *Shape coexistence in  $^{186}\text{Pb}$  : beyond-mean-field description by configuration mixing of symmetry restored wave functions*, Phys. Lett. B **559**, 201 (2003).
- [Dug04] T. Duguet, *Bare vs effective pairing forces : A microscopic finite-range interaction for Hartree-Fock-Bogolyubov calculations in coordinate space*, Phys. Rev. C **69**, 054317 (2004).
- [Ers97] S.N. Ershov, T.Rodge, B.V. Danilin, J.S. Vaagen, I.J. Thompson et F.A. Gareev, Phys. Rev **56**, 1483 (1997).
- [Ers99] S.N. Ershov, B.V. Danilin, T.Rodge et J.S. Vaagen, Phys. Rev. Lett **82**, 908 (1999).
- [Far76] J. P. Farrell, C. M. Vincent et N. Austern, Ann. Phys.(N.Y.) **96**, 333 (1976).
- [Fed94] D.V. Fedorov, A.S. Jensen et K. Riisager, *Three-body halos : Gross properties*, Phys. Rev. C **49**, 201 (1994); *Three-body halos. II. From two- to three-body asymptotics*, Phys. Rev. C **50**, 2372 (1994).
- [Fek96] V. Fékou-Youmbi, *Etude de l'effet du halo du  $^{11}\text{Be}$  sur la fusion sous-coulombienne*, Thèse de l'université de Paris XI, soutenance le 11/12/1996, rapport interne sphn-96-03-T
- [Fek99] V. Fékou-Youmbi, JL Sida , N.Alamanos et al., *First experiments with the FUSION detector*, NIM **A 437**, 490 (1999).
- [Fes58] H. Feshbach, Ann. Phys. **5**, 357 (1958).
- [Fes92] H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New York 1992)*.
- [For99] S. Fortier *et al.*, Phys. Lett. B **461**, 22 (1999).
- [FRDM95] Compilations de propriétés pour l'état fondamental à partir du modèle en goutte liquide à portée finie FRDM (fournie par S. Goriely Oct. 5, 2000); le fichier mass-frdm95.dat est sur le site : <http://www-nds.indcentre.org.in/RIPL-2/masses/mass-frdm95.readme> (accès juin 2005); les masses théoriques, valeurs de Q de réaction, etc. sont tirées de [Mol95].

- 
- [GioTH03] L. Giot, *Etude de la fonction d'onde de  $l^6\text{He}$  par la réaction de transfert  ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$  : contribution de la configuration à deux tritons*, Thèse de doctorat 2003, Université de Caen.
- [Gio05] L. Giot *et al.*, *Investigation of the  ${}^6\text{He}$  cluster structures*, Phys. Rev. C **71**, 064311 (2005).
- [Goe] M. Goeppert Mayer, J.H.D. Jensen, *Elementary theory of nuclear shell structure*, John Wiley & Sons, Inc, London, 1960, and references therein.
- [Gol60] V.I. Goldansky, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **38** (1960) 1637; JETP (Sov. Phys.) **11** (1960) 1179.
- [Gol01] M.S. Golovkov *et al.*, Phys. At. Nuc. **64** (2001) 1244.
- [Gol03] M.S. Golovkov *et al.*, *Evidences for resonance states in  ${}^5\text{H}$* , Phys. Lett. B **566**, 70 (2003).
- [Gol04] M.S. Golovkov *et al.*, *Observation of Excited States in  ${}^5\text{H}$* , Phys. Rev. Lett. **93**, 262501 (2004).
- [Gor81] M.G. Gornov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4325 (1998).
- [Gou05] H. Goutte, J. F. Berger, P. Casoli, et D. Gogny, *Microscopic approach of fission dynamics applied to fragment kinetic energy and mass distributions in  ${}^{238}\text{U}$* , Phys. Rev. C **71**, 024316 (2005).
- [Guic04] P.A. M. Guichon et A. W. Thomas, *Quark Structure and Nuclear Effective Forces*, Phys. Rev. Lett **93**, 132502 (2004).
- [Gui89] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, Z. Phys. A **332**, 189 (1989).
- [Hag00] K. Hagino *et al.*, *Role of breakup processes in fusion enhancement of drip-line nuclei at energies below the Coulomb barrier*, Phys. Rev. C **61**, 037602 (2000).
- [Hal04] D. Halderson, Phys. Rev. C **70**, 041603 (2004).
- [Han87] P.G. Hansen et B. Jonson, *The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei*, Europhys. Lett. **4**, 409 (1987).
- [Han88] P.G. Hansen *Nature* **333**, 194 (1988); *ibid* **361**, 501 (1993).
- [Har71] J.D. Harvey et R.C. Johnson, *Influence of breakup channels on the analysis of deuteron stripping reactions*, Phys. Rev. C **3**, 636 (1971).
- [Hau86] P.E. Haustein, 1986-1987 Atomic Mass Predictions, At. Data Nucl. Data Tables **39**, 185 (1988).
- [Hee83] P.-H. Heenen, P. Bonche, J. Dobaczewski, et H. Flocard, Nucl. Phys. A **561**, 367 (1993).
- [Hjo94] E.L. Hjort, F.P. Brady, J.L. Romero, J.R. Drummond, D.S. Sorenson, J.H. Osborne, B. McEachern, et L.F. Hansen, Phys. Rev. C **50**, 275 (1994).
- [Hodg71] P. E. Hodgson, *Nuclear reactions and nuclear structure*, Clarendon Press. Oxford 1971.
-

- [Hon02] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown et T. Mizusaki, *Effective Interaction for  $pf$ -shell nuclei*, Phys. Rev. C **65**, 061301 (2002).
- [Horiu97] H. Horiuchi *et al.*, *Structure of light exotic nuclei studied with AMD model*, Nucl. Phys. **A616** (1997) 394c.
- [Huh00] V. Huhn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1190 (2000).
- [Hus92] M. Hussein *et al.*, Phys. Rev. C **46**, 377 (1992).
- [HuSa94] M. Hussein et G. R. Satchler, Nucl. Phys. **A567**, 165 (1994).
- [Ikeda68] K. Ikeda, *The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate  $4n$  nuclei*, Prog. Theor. Phys. (Jap), Suppl. (1968) 464.
- [Ise83] Y. Iseri, M. Yahiro et M. Nakano, *Investigation of adiabatic approximation of deuteron-breakup effect on  $(d,p)$  reactions*, Prog. Theor. Phys. **69** (1983) 1038.
- [Ise87] Yasunori Iseri, Masanobu Yahiro et Mitsuji Kawai, Prog. Theo. Phys. Suppl. **89**, 84 (1987).
- [Iwa00] Y. Iwata *et al.*, *Dissociation of  $^8\text{He}$* , Phys. Rev. C **62**, 064311 (2000).
- [Iwas00] H. Iwasaki *et al.*, Phys. Lett. B **491**, 8 (2000).
- [Jen00] A.S. Jensen et K. Riisager, *Towards necessary and sufficient conditions for halo occurrence*, Phys. Lett. **B480** (2000) 39.
- [JLM74] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, *Optical-model potential in nuclear matter from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. C **10**, 1391 (1974).
- [JLM76] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, Phys. Rep. **25**, 83 (1976).
- [JLM77] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, *Microscopic calculation of the symmetry and Coulomb components of the complex optical-model potential*, Phys. Rev. C **15**, 10 (1977).  
*Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*, *ibid.* **16**, 80 (1977).
- [Joh97] R.C.Johnson, J.Al-Khalili et J.A.Tostevin, Phys. Rev. Lett. **79**, 2771 (1997).
- [Jou91] A. Joubert *et al.*, Particle Accelerator Conference IEEE Vol 1 (1991) 594.
- [Joua05] C. Jouanne, V. Lapoux, F. Auger, N. Alamanos, A. Drouart, A. Gilbert, G. Lobo, A. Musumarra, L. Nalpas, E. Pollacco, J-L. Sida, M.Trotta, Y. Blumenfeld, E. Khan, T. Suomijärvi, T. Zerguerras, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, A. Lagoyannis, A. Pakou, *Structure of low-lying states of  $^{10,11}\text{C}$  from proton elastic and inelastic scattering*, Phys. Rev. C. **72**, 014308 (2005).
- [JouTH01] C. Jouanne, *Etude de la structure des isotopes de carbone déficients en neutrons :  $^{10}\text{C}$  et  $^{11}\text{C}$ . Diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons*, Thèse de doctorat 2001, Université Paris VI, soutenance le 24/09/2001, rapport interne sphn-01-01-T.

- 
- [Kam86] M. Kamimura *et al.*, Prog. Theo. Phys. Suppl. 89, 1 (1986).  
Hirofumi Kameyama, Masayasu Kamimura et Mitsuji Kawai, Prog. Theo. Phys. Suppl. **89**, 32 (1987).
- [Kan95b] Y. Kanada-En'yo *et al.*, *Neutron-rich B isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. C **52** 647 (1995) .
- [Kan95be] Y. Kanada-En'yo *et al.*, *Structure of Li and Be isotopes studies with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. C **52**, 628 (1995).
- [Kan96] Y. Kanada-En'yo *et al.*, *Magnetic moments of C isotopes studied with antisymmetrized molecular dynamics*, Phys. Rev. C **54** (1996) R468.
- [Kana97] Y. Kanada-En'yo *et al.*, *Opposite deformations between protons and neutrons in proton-rich C isotopes*, Phys. Rev. C **55**, 2860 (1997).
- [Kar97] S. Karataglidis, P.G. Hansen, B.A. Brown, K. Amos et P.J. Dortmans, Phys. Rev. Lett. **79**, 1447 (1997).
- [Kar00] S. Karataglidis, P.J. Dortmans, K. Amos et C. Bennhold, *Alternative evaluations of halos in nuclei*, Phys. Rev. C **61**, 024319 (2000).
- [Kar02] S. Karataglidis, K. Amos, B. A. Brown, et P. K. Deb, *Discerning the Neutron Density Distribution of  $^{208}\text{Pb}$  from Nucleon Elastic Scattering*, Phys. Rev C **65**, 044306 (2002).
- [Kee02] N. Keeley, K.W. Kemper, K. Rusek, *Fusion calculations for the  $^{6,7}\text{Li}+^{16}\text{O}$  systems*, Phys. Rev. C **65**, 014601 (2002).
- [Kee04] N. Keeley, N. Alamanos et V. Lapoux, *Comprehensive analysis method for  $(d,p)$  stripping reactions*, Phys. Rev. C **69**, 064604 (2004).
- [Kel86] J. Kelly *et al.*, *Neutron transition density for the lowest  $2^+$  state of  $^{18}\text{O}$* , Phys. Lett. **B 169** (1986) 157.
- [Kel90] J. Kelly *et al.*, Phys. Rev. C **41** (1990) 41.
- [Kel01] G.R. Kelley *et al.*, Phys. Rev. C **63**, 024601 (2001).
- [Ker59] A.K. Kerman, H. McManus et R.M. Thaler, Ann. Phys. (N.Y.) **8**, 551 (1959).
- [Khan00] E.Khan *et al.*, *Low-Lying Collective States in Neutron-Rich Oxygen Isotopes via Proton Scattering*, Phys. Lett. B **490**, 45 (2000).
- [Khan01] E.Khan *et al.*, *Proton scattering from the unstable nuclei  $^{30}\text{S}$  and  $^{34}\text{Ar}$  : structural evolution along the sulfur and argon isotopic chains*, Nucl. Phys.**A694**, 103 (2001).
- [Khan02] E. Khan, N. Sandulescu, M. Grasso, et Nguyen Van Giai, *Continuum quasiparticle random phase approximation and the time-dependent Hartree-Fock Bogoliubov approach*, Phys. ReV. C **66**, 024309 (2002).
- [Khan04] E.Khan, V.Lapoux, N.Alamanos et Y.Blumenfeld, *Indications for isospin impurities in the  $2_1^+$  excitations of the  $A = 30T = 1$  isobaric multiplet*, Phys. Rev. C **69**, 031303 (2004).
-



- [KhO95b] D. T. Khoa, W. von Oertzen *et al.*, Phys. Lett. **B 358**, 14 (1995).
- [KHO95d] D. T. Khoa, G. R. Satchler et W. von Oertzen, Phys. Rev. C **51**, 2069 (1995).
- [Kho02] D. T. Khoa, Elias Khan, Gianluca Colò et N. Van Giai, *Folding model analysis of elastic and inelastic proton scattering on sulfur isotopes*, Nucl. Phys. **A706**,61 (2002).
- [Kim04] M. Kimura et H. Horiuchi, Prog. Theo. Phys. **107**, 33 (2002); *Many-Particle and Many-Hole States in Neutron-Rich Ne Isotopes Related to Broken  $N=20$  Shell Closure*, Phys. Rev. C **69**, 051304 (2004).
- [Klu03] J. Klug *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 031601 (R) (2003).
- [Kob92] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Phys. **A538**, 343c (1992).
- [Kob89] T. Kobayashi, S. Shimoura, I. Tanihata *et al.*, *Electromagnetic dissociation and soft giant dipole resonance of the neutron-drip-line nucleus  $^{11}\text{Li}$* , Phys. Lett. B **232**, 51 (1989).
- [Kol98] J.J. Kolata *et al.*, *Sub-barrier Fusion of  $^6\text{He}$  with  $^{209}\text{Bi}$* , Phys. Rev. Lett. **81**, 4580 (1998).
- [Kon03] A.J. Koning et J.P. Delaroche, *Local and global nucleon optical model from 1 keV to 200 MeV*, Nucl. Phys. **A713** (2003) 231.
- [Koo97] S.E. Koonin, D.J. Dean, et K. Langanke, Phys. Rep. 278, 1 (1997).
- [Kor93] A.A. Korshennikov *et al.*, *Experimental study of  $^8\text{He}+p$  elastic and inelastic scattering*, Phys. Lett. B **316** (1993) 38.
- [Kor95] A.A. Korshennikov *et al.*, *Spectroscopy of  $^{12}\text{Be}$  and  $^{13}\text{Be}$  using a  $^{12}\text{Be}$  radioactive beam*, Phys. Lett. B **343** (1995) 53.
- [Kor96] A.A. Korshennikov *et al.*, *Spectroscopy of the halo nucleus  $^{11}\text{Li}$  by an experimental study of  $^{11}\text{Li}+p$  collisions*, Phys. Rev. C **53**, 537 (1996).
- [Kor97] A.A. Korshennikov *et al.*, *Scattering of radioactive nuclei  $^6\text{He}$  and  $^3\text{H}$  by protons : Effect of neutron skin and halo in  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ , and  $^{11}\text{Li}$* , Nucl. Phys. **A617** (1997) 45.
- [Kor97b] A.A. Korshennikov *et al.*,  *$L = 1$  Excitation in the Halo Nucleus  $^{11}\text{Li}$* , Phys. Rev. Lett. **78**, 2317 (1997).
- [Kor99] A.A. Korshennikov *et al.*, *Observation of an Excited State in  $^7\text{He}$  with Unusual Structure*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3581 (1999).
- [Kor03] A.A. Korshennikov *et al.*, *Experimental evidence for the existence of  $^7\text{H}$  and for a specific structure of  $^8\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **90**, 082501 (2003).
- [Kru97] A. T. Kruppa, P.-H. Heenen, H. Flocard, R. J. Liotta, Phys. Rev. Lett. **79**, 2217 (1997).
- [Kuk04] V.I. Kukulín et R.S. Mackintosh, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) R1.

- [Lab00] M. Labiche, F.M. Marques, O. Sorlin et N. Vinh Mau, Phys. Rev. C **60**, 027303 (2000).
- [Lag01] A. Lagoyannis *et al.*, *Probing the  ${}^6\text{He}$  halo structure with elastic and inelastic proton scattering*, Phys. Lett. B **518**, 27 (2001).
- [Lal97] G. A. Lalazissis, J. König et P. Ring, Phys. Rev. C **55**, 540 (1997).
- [Lap98ri] V. Lapoux *et al.*, *Proceedings of International Symposium on Quasiparticle and Phonon Excitations in Nuclei*, RIKEN Japan, Dec. 4-7, 1999, World Scientific, Singapore, 2000).
- [LapTH98] V. Lapoux, *Etude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de  ${}^{10,11}\text{Be}$  et  ${}^6\text{He}$  sur des cibles de protons et carbone aux énergies du GANIL*, Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI, soutenance le 28/09/1998, rapport interne sphn-98-05-T.
- [Lap01] V. Lapoux *et al.*, *Coupling effects in the elastic scattering of the exotic nucleus  ${}^6\text{He}$  on protons*, Phys. Lett. B **517**, 18 (2001).
- [Lap02] V. Lapoux *et al.*, *Coupling effects in the elastic scattering of  ${}^6\text{He}$  on  ${}^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. C **66**, 034608 (2002).
- [Lap03] V. Lapoux *et al.*, *Structure of light exotic nuclei  ${}^{6,8}\text{He}$  and  ${}^{10,11}\text{C}$  from  $(p,p')$  reactions*, Nucl. Phys. **A722**, 49c (2003).
- [Laz05] R. Lazauskas et J. Carbonell, *Three-neutron resonance trajectories for realistic interaction models*, Phys. Rev. C **71**, 044004 (2005).
- [Lej80] A. Lejeune, *Low-energy optical model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. C **21**, 1107 (1980).
- [LiHe96] X. Li et P.H. Heenen, *Self consistent Calculations of Be isotopes*, Phys. Rev. C **54** (1996) 1617.
- [LiS71] G.C. Li, R.R. Whitney et M.R. Yeorian, Nucl. Phys. **A162**, 583 (1971).
- [Lom71] R. J. Lombard, Phys. Lett. B **35**, 493 (1971).
- [Lom90] R. J. Lombard, J. Phys. G. **16**, 1311 (1990).
- [Lov75] W.G. Love et L. W. Owen, Nucl. Phys. **A 239** (1975) 74.
- [Lov77] W. G. Love, T. Terasawa, G. R. Satchler, *Dynamic Polarization Potential for Coulomb Excitation Effects on Heavy-Ion Scattering*, Phys. Rev. Lett. **39**, 6 (1977).
- [Loz61] O.V. Lozhkin, A.A. Rimskii-Korsakov, *Possible Observation of He8 Nuclei* Zhur.Eksptl.i Teoret.Fiz. 40, 1519 (1961); Soviet Phys.JETP 13, 1064 (1961).
- [Luk94] D. Lukaszek et C.H. Rawitscher, *Does exchange produce L dependence in the optical model potential?* Phys. Rev. C **50**, 958 (1994).
- [Luk02] S. M. Lukyanov *et al.*, J. Phys. G. : Nucl. Part. Phys. **28** L41 (2002).
- [Mack73] R.S. Mackintosh, Nucl. Phys. **A209**, 91 (1973); *ibid*, **A230**, 195 (1974); R.S. Mackintosh, A.A. Ioannides, et I.J. Thompson, Phys. Lett. B **178**, 1 (1986).

- [Mack03] R.S. Mackintosh et K. Rusek, Phys. Rev. C **67**, 034607 (2003).
- [Man71] G. S. Mani *et al.*, Nucl. Phys. **A 165** (1971); **A 172** (1971) 166.
- [Mar99] F. Maréchal *et al.*, *Proton scattering by short lived sulfur isotopes*, Phys. Rev. C **60**, 034615 (1999).
- [Marq04] F. M. Marques *et al.*, *Detection of neutron clusters*, Phys. Rev. C **65**, 044006 (2002).
- [Mark01] K. Markenroth, M. Meister *et al.*,  $^8\text{He}-^6\text{He}$  : a comparative study of nuclear fragmentation reactions, Nucl. Phys. **A679**, 462 (2001).
- [Mat03] T. Matsumoto, *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 064607 (2003).
- [Mat04] T. Matsumoto, E. Hiyama, K. Ogata Y. Iseri, M. Kamimura, S. Chiba et M. Yahiro, *Continuum-discretized coupled-channels method for four-body nuclear breakup in  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$  scattering*, Phys. Rev. C **70**, 061601 (R) (2004).
- [Mei02] M. Meister *et al.*, *Evidence for a New Low-Lying Resonance State in  $^7\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **88**, 102501 (2002).
- [Meis02] M. Meister *et al.*,  $^8\text{He}-^6\text{He}$  : a comparative study of electromagnetic fragmentation reactions, Nucl. Phys. **A700**, 3 (2002).
- [Mel83] S. Mellema, R.W. Finlay, F.S. Dietrich et F. Petrovich, *Microscopic and conventional optical model analysis of fast neutron scattering from  $^{54,56}\text{Fe}$* , Phys. Rev. C **28**, 2267 (1983).
- [Mel84] S. Mellema, R.W. Finlay, F.S. Dietrich et F. Petrovich, *Isovector effects in nucleon inelastic scattering in a density-dependent folding model*, Phys. Rev. C **29**, 2385 (1984).
- [Melz99] V.S. Melzhik et D. Baye, Phys. Rev. C **59**, 3232 (1999).
- [Mic02] N. Michel, W. Nazarewicz, M. Ploszajczak et K. Bennaceur, *Gamow Shell Model Description of Neutron-Rich Nuclei*, Phys. Rev. Lett. **89**, 042502 (2002).
- [Mic03] N. Michel, W. Nazarewicz, M. Ploszajczak, et J. Okolowicz, *Gamow shell model description of weakly bound nuclei and unbound nuclear states*, Phys. Rev. C **67**, 054311 (2003).
- [Mil83] D.J Millener, J.W Oness, E.K Warburton, et S.S Hanna, Phys. Rev. C **28** (1983) 497.
- [Mol95] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers et W.J. Swiatecki, *Nuclear Ground-State Masses and Deformations*, At. Data Nucl. Data Tables **59**, 185 (1995).
- [Moo92] C. B. Moon *et al.*, Phys. Lett. B **297**, 39 (1992).
- [Mor02] A.M. Moro, R. Crespo, F. Nunes, I.J. Thompson,  $^8\text{B}$  breakup in inelastic and transfer reactions, Phys. Rev. C **66**, 024612 (2002).
- [Mor02b] A. M. Moro, *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 011602 (2002).

- 
- [MUST] Y. Blumenfeld *et al.*, *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. et Meth. A**421**, 471 (1999).
- [Nak00] S. Nakayama *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 262 (2000).
- [Nav98] P. Navrátil et B.R. Barrett, *Large basis shell model calculations for p-shell nuclei*, Phys. Rev. C **57**, 3119 (1998).
- [Nav02] P. Navrátil et W. E. Ormand, *Ab Initio shell model calculations with three-body effective interactions for p-shell nuclei*, Phys. Rev. Lett. **88**, 152502 (2002).
- [Nav03] Petr Navrátil *et al.*, *Ab initio shell model with a genuine three-nucleon force for the p-shell nuclei*, Phys. Rev. C **68**, 034305 (2003).
- [Nav03] P. Navrátil, communication privée.
- [Navi00] A. Navin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 266 (2000).
- [Nor82] B.E. Norum *et al.*, Phys. Rev. C **25**, 1778 (1982).
- [Not02] M. Notani *et al.*, Phys. Lett. B **542**, 49 (2002).
- [Nyb68] P. Nyborg et O. Skjeggstad, *Notes on Phase Space, Kinematics and Multiparticle systems*, M. Nikolić, Gordon et Breach (1968) p33.
- [Obe05] A. Obertelli, S. Péru, J.-P. Delaroche, A. Gillibert, M. Girod, et H. Goutte,  *$N = 16$  subshell closure from stability to the neutron drip line*, Phys. Rev. C **71**, 024304 (2005).
- [OeC69] T.H. van Oers and J.M. Cameron, Phys. Rev. **184**, 1061 (1969).
- [Oer95] W. von Oertzen *et al.*, *Nuclear structure studies of very neutron-rich isotopes of  ${}^7\text{-}^{10}\text{He}$ ,  ${}^9\text{-}^{11}\text{Li}$  and  ${}^{12}\text{-}^{14}\text{Be}$  via two-body reactions*, Nucl. Phys. A**588** (1995) 129.
- [Oer00] W. von Oertzen, *Nuclear spectroscopy, nuclear clustering and exotic shapes*, Physica Scripta **T88** (2000) 83.
- [Ots01] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. A. Brown, M. Honma et T. Mizusaki, *Magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction*, Phys. Rev. Lett. **87**, 082502 (2001).
- [Ots01n] T. Otsuka *et al.*, NPA **685**, 100c (2001).
- [Oza95] A. Ozawa *et al.*, *Interaction cross-sections and radii of  ${}^{11}\text{C}$  et  ${}^{12}\text{N}$  and effective deformation parameters in light mirror nuclei*, Nucl. Phys. A**583** (1995) 807.
- [Oza00] A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki, K. Yoshida et I. Tanihata, Phys. Rev. Lett **84**, 5493 (2000).
- [Pet69] F. Petrovich, H. Mc Manus, V. A. Madsen et J. Atkinson, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 895.
-

- [Pet85] J.S. Petler, M.S. Islam, et R.W. Finlay, *Microscopic optical model analysis of nucleon scattering from light nuclei*, Phys. Rev. C **32**, 673 (1985).
- [Pet93] F. Petrovich, S.K. Yoon, M.J. Threapleton, R.J. Philpott, J.A. Carr, F.S. Dietrich et L.F. Hansen, *Consistent folding model description of nucleon elastic, inelastic, and charge-exchange scattering from  ${}^{6,7}\text{Li}$  at 25-50 MeV*, Nucl. Phys. A**563**, 387 (1993).
- [Per63] F.G. Perey, *Optical model analysis of proton elastic scattering in the range of 9 to 22 MeV*, Phys. Rev. **131**, 745 (1963).
- [Per00] S. Péru, M. Girod, et J.-F. Berger, *Evolution of the  $N = 20$  and  $N = 28$  shell closures in neutron-rich nuclei*, Eur. Phys. J. A **9**, 35 (2000).
- [Pie01] S.C. Pieper, V.R. Pandharipande, R.B. Wiringa et J. Carlson, *Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions*, Phys. Rev. C **64**, 014001 (2001).
- [Pie03] S.C. Pieper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 252501 (2003).
- [Pov94] A. Poves et J. Retamosa, Nucl. Phys. A**571**, 221 (1994).
- [Pri02] B.V. Pritychenko, T. Glasmacher, P.D. Cottle, R.W. Ibbotson, K.W. Kemper, K.L. Miller, L.A. Riley, et H. Scheit, *Transition to the "Island of Inversion" : Fast-Beam  $\gamma$ -ray Spectroscopy of  ${}^{28,30}\text{Na}$* , Phys. Rev. C **66**, 024325 (2002).
- [Pud97] B. S. Pudliner *et al.*, *Quantum Monte-Carlo calculations of nuclei with  $A \leq 7$* , Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997).
- [Raa04] R. Raabe *et al.*, *No enhancement of fusion probability by the neutron halo of  ${}^6\text{He}$* , Nature Vol. **431** No 7010 pp823-826 (14 oct. 2004).
- [Rama97] S. Raman *et al.*, *Transition probability,  $B(E2)$ , from the ground to the first excited  $2^+$  state of even-even nuclides*, Atomic Data and Nuclear data tables **36**, 1 (1987).
- [Raw74] G.H. Rawitscher, *Effect of deuteron breakup on elastic deuteron-nucleus scattering*, Phys. Rev. C **9**, 2210 (1974).
- [Raw75] G.H. Rawitscher, *Johnson and Soper's method of including deuteron break-up for the calculation of stripping cross sections*, Nucl. Phys. A**241**, 365 (1975).
- [Raw04] G. H. Rawitscher et D. Lukaszek, *Existence of a nonlocality in the nucleon- ${}^{16}\text{O}$  optical potential and its physical origin*, Phys. Rev. C **69**, 044608 (2004).
- [Ray81] J. Raynal, *Recurrence relations for distorted-wave Born approximation Coulomb excitation integrals and their use in coupled channel calculations*, Phys. Rev. C **23**, 2571 (1981).
- [Ray98] J. Raynal, programme DWBA98, NEA 1209/05, 1998.

- [Reid68] Roderick. V. Reid, Jr. *Local phenomenological nucleon-nucleon potentials (Reid's hard core)*, Ann. Phys. **50** (1968) 411.
- [Rein89] P.-G. Reinhard, Rep. Prog. Phys **52**, 439 (1989).
- [Ren95] Z. Ren, W. Mittig, B. Chen and Z. Ma, Phys Rev C **52** (1995) R20.
- [Rho84] M.J. Rhoades-Brown et P. Braun-Munzinger, Phys. Lett. B **136**, 19 (1984).
- [Ric04] E. Rich et al., (collaboration MUST), Compte-rendu de la conférence EXON 04, St-Pétersbourg, Juillet 2004.
- [Rii94] K. Riisager, *Nuclear halo states*, Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 1105.
- [Rii00] K. Riisager, D.V. Fedorov et A.S. Jensen, *Quantum halos*, Europhys. Lett. **49** (2000) 547.
- [Ril99] L.A. Riley, J.K. Jewell, P.D. Cottle, T. Glasmacher, K.W. Kemper, N. Alamanos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4196 (1999).
- [RiSc80] P.Ring, P.Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag (1991, 1980). Chapitre 10 : Méthode des Coordonnées Génératrices.
- [Rog04] G.V. Rogachev *et al.*, *Analog states of  ${}^7\text{He}$  observed via the  ${}^6\text{He}(p,n)$  reaction*, Phys. Rev. Lett. **92**, 232502 (2004).
- [Rus01] K. Rusek, K.W. Kemper, R. Wolski,  *${}^6\text{He}$  interaction with protons*, Phys. Rev. C **64** (2001) 044602.
- [Rus04] K. Rusek, N.Alamanos, N.Keeley, V.Lapoux, A.Pakou *Breakup and fusion of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^6\text{He}$  with  ${}^{208}\text{Pb}$* , Phys. Rev. C **70**, 014603 (2004).
- [Sag92] H. Sagawa, *Density distributions of halo nuclei*, Phys. Lett. B **286** (1992) 7.
- [Sak83] Y. Sakuragi, M. Yahiro et M. Kamimura, Prog. Theor. Phys. **70** 4 (1983) 1047.
- [Sak87] Y. Sakuragi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **89** 136 (1986) ; *Energy and target dependence of projectile breakup effect in inelastic scattering of  ${}^6\text{Li}$* , Phys. Rev. C **35**, 2161 (1987).
- [Sak88] Y. Sakuragi, M. Yahiro, M. Kamimura et M. Tanifuji, *Effects of projectile breakup and target excitation in scattering of polarized  ${}^7\text{Li}$* , Nucl. Phys. *A480*, 361 (1988).
- [Saka82] H. Sakaguchi, M. Nakamura, K. Hatanaka, A. Goto, T. Noro, F. Ohtani, H. Sakamoto, H. Ogawa, et S. Kobayashi, Phys. Rev. C **26**, 944 (1982).
- [Sakur96] H. Sakurai *et al.*, Phys. Rev. C **54**, R2802 (1996).
- [Sakur97] H. Sakurai *et al.*, Nucl. Phys. **A616**, 311c (1997).
- [Sakur99] H. Sakurai *et al.*, Phys. Lett. B. **448**, 180 (1999).
- [Sat79] G.R. Satchler et W.G. Love, Phys. Rep. **55**, 183 (1979).

- [Sat80] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan Press LTD (1980).
- [Sat83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Clarendon press, Oxford University Press 1983.
- [SatFa85] M. El-Azab Farid et G. R. Satchler, Nucl. Phys. **A438**, 525 (1985).
- [Sch01] H. Scheit, F. Maréchal, T. Glasmacher, E. Bauge, Y. Blumenfeld, J. P. Delaroche, M. Girod, R. W. Ibbotson, K. W. Kemper, J. Libert, B. Pritychenko, et T. Suomijärvi *Proton scattering by the unstable neutron-rich isotopes  $^{42,44}\text{Ar}$* , Phys. Rev. C **63**, 014604 (2001).
- [She00] R. Sherr et H.T. Fortune, Phys. Rev. C **60**, 064323 (2000).
- [Shen96] Y .S. Shen et Z. Ren, Z Phys. A **356**, 133 (1996).
- [Sick70] I. Sick et J. S. McCarthy, Nucl. Phys. **A150**, 631 (1970).
- [Sig98] C. Signorini *et al.*, Eur. Phys. J. **A 227**, 157 (1998).
- [Sig04] C. Signorini *et al.*, Nucl. Phys. **A735**, 329 (2004).
- [Sim03] C. Simenel, Ph. Chomaz, et G. de France, *Quantum Calculations of Coulomb Reorientation for Sub-Barrier Fusion*, Phys. Rev. Lett. **93**, 102701 (2004).
- [SkaPLB05] F. Skaza *et al.*, *Important pickup coupling effect on  $^8\text{He}(p,p)$  elastic scattering*, Phys. Lett. B **619**, 82 (2005).
- [SkaPRC05] F. Skaza *et al.*, *Experimental evidence for sub-shell closure in  $^8\text{He}$  and indication of a resonant state in  $^7\text{He}$  below 1 MeV*, soumis à Phys. Rev. C.
- [SkaTH04] F. Skaza, *Etude de la structure du noyau exotique  $^8\text{He}$  par les réactions directes  $^8\text{He}(p,p')$  et  $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ ,  $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$*  Thèse de doctorat 2004, Université d'Orsay Paris XI.
- [Sky59] T.H.R. Skyrme, *The effective nuclear potential*, Nucl. Phys. **A9**, 615 (1959); *The spin-orbit interaction in nuclei*, *ibid.* **A9**, 635 (1959); *Some distortion effects in the nuclear p-shell*, *ibid.* **A9**, 649 (1959).
- [SP2e] SPIRAL II : Electron option preliminary design study (GANIL R 02 03).
- [SP2linag] High intensity beams at GANIL and future opportunities : LINAG (GANIL R 01 02).
- [SP2ph2] SPIRAL PHASE-II, European RTT, Final Report (GANIL R 01 03).
- [Stan04] M. Stanoiu *et al.*,  *$N = 14$  and  $16$  shell gaps in neutron-rich oxygen isotopes*, Phys. Rev. C **69**, 034312 (2004).
- [Ste86] S. G. Steadman et M. J. Rhoades-Brown, Ann. Rev. Part. Sc. **36**, 649 (1986).
- [Ste02] S.V. Stepantsov *et al.*,  *$24.5\text{ A.MeV } ^6\text{He}+p$  elastic et inelastic scattering*, Phys. Lett. B **542** (2002) 35.

- 
- [Sto67] R.H. Stokes et P.G. Young, *New isotope of Helium :  ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **18**, 611 (1967).
- [StoD03] M.V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, S. Pittel, et D.J. Dean, *Systematic study of deformed nuclei at the drip lines and beyond*, Phys. Rev. C **68**, 054312 (2003).
- [Suz00] T. Suzuki, H. Sagawa et P.F. Bortignon, Nucl. Phys. **A662**, 282 (2000) et références incluses.
- [Taka03] M. Takashina, S. Takagi, Y. Sakuragi, Y. Iseri, *Continuum-discretized coupled-channels study of the  ${}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be}+n$  breakup on  ${}^{11}\text{Be}$  elastic scattering*, Phys. Rev. C **67**, 037601 (1997).
- [Taki91] N. Takigawa and H. Sagawa, *Interaction potential and fusion of a halo nucleus*, Phys. Lett. B **265**, 23 (1991).
- [Taki93] N. Takigawa, M. Kuratani et H. Sagawa, *Effect of breakup reactions on the fusion of a halo nucleus*, Phys. Rev. C **47**, 2470 (1993).
- [Tam71] T. Tamura, W.R. Coker et F. Rybicki, *Distorted wave Born approximation for nuclear reactions*, Comp. Phys. Comm. **2**, 94 (1971).
- [Tan85] I. Tanihata *et al.*, *Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes*, Phys. Lett. B **160**, 380 (1985).
- [Tani85] I. Tanihata *et al.*, *Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
- [Tani88] Phys. Lett. B **206** (1988) 592.
- [Tar97] O. Tarasov *et al.*, Phys. Lett. B. **409**, 64 (1997).
- [TarLISE] O. Tarasov et O. Sorlin, code LISE, disponible sur les sites :  
<http://www.ganil.fr/lise/prog.html> ,  
<http://dnr080.jinr.ru/lise/doc/lisedos.html>.
- [Ter95] J. Terasaki, P.-H. Heenen, P. Bonche, J. Dobaczewski et H. Flocard, Nucl. Phys. **A593**, 1 (1995).
- [Ter97] J. Terasaki, H. Flocard, P.-H. Heenen, et P. Bonche, *Deformation of nuclei close to the two-neutron drip line in the Mg region*, Nucl. Phys. **A621**, 706 (1997).
- [Tera02] J.Terasaki, J. Engel, W. Nazarewicz et M. Stoitsov, *Anomalous behavior of  $2^+$  excitations around  ${}^{132}\text{Sn}$* , Phys. Rev. C **66**, 054313 (2002).
- [THFB96] J. Terasaki, P.-H. Heenen, H. Flocard, et P. Bonche, Nucl. Phys. **A 600**, 371 (1996).
- [Thi00] P. Thirolf *et al.*, Phys. Lett. B **485**, 16 (2000).
- [Tho88] I.J. Thompson, *Coupled channels methods for nuclear physics*, Comput. Phys. Rep. **7** (1988) 167.
- [Tho89] I.J. Thompson, Nucl. Phys. **A505**, 84 (1989).
-



- [Tho94] I.J. Thompson et M.V. Zhukov, Phys. Rev. C **49**, 1904 (1994).
- [Tho96] I.J. Thompson et M.V. Zhukov, Phys. Rev. C **53**, 708 (1996).
- [Tho98] I.J. Thompson *et al.*, J. Phys. G. **24**, 1505 (1998).
- [Til92] D.R. Tilley, H. R. Weller, et G. M. Hale, Nucl. Phys. **A541**, 1 (1992).
- [Til02] D.R. Tilley *et al.*, *Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$* , Nucl. Phys. **A708**, 3 (2002).
- [Tim02] N.K. Timofeyuk, *Shell model approach to construction of a hyperspherical basis for  $A$  identical particles : Application to hydrogen and helium isotopes*, Phys. Rev. C **65**, 064306 (2002).
- [Tos97] J.A. Tostevin *et al.*, *Elastic and quasielastic scattering of  $^8\text{He}$  from  $^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. C **56**, 2929 (1997).
- [Tos01] J.A. Tostevin, F.M. Nunes et I.J. Thompson, Phys. Rev. C **63**, 024617 (2001).
- [Tro00] M.Trotta *et al.*, *Large Enhancement of the Sub-Barrier Fusion Probability for a Halo Nucleus*, Phys. Rev. Lett **84**, 2342 (2000).
- [Try02] E. Tryggestad, T. Aumann, T. Baumann, D. Bazin, J.R. Beene, Y. Blumenfeld, B.A. Brown, M. Chartier, M.L. Halbert, P. Heckman, J.F. Liang, D.C. Radford, D. Shapira, M. Thoennessen, et R.L. Varner, *Low-Lying Dipole Strength in  $^{20}\text{O}$* , Phys. Lett. B **541**, 52 (2002).
- [Uts99] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Misuzaki et M. Honma, *Varying shell gap and deformation in  $N \simeq 20$  unstable nuclei studied by the Monte Carlo shell model*, Phys. Rev. C **60**, 054315 (1999).
- [Uts01] Y. Utsuno, T. Otsuka, T. Mizusaki et M. Honma, Phys. Rev. C **64**, 011301(R) (2001).
- [VaBr72] D. Vautherin et D. M. Brink, *Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei*, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
- [Val00] A. Valor, P.-H. Heenen, et P. Bonche, *Configuration mixing of mean-field wave functions projected on angular momentum and particle number : Application to  $^{24}\text{Mg}$* , Nucl. Phys. **A671**, 145 (2000).
- [Var91] R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McAbee, E.J. Ludwing et T.B. Clegg, *A global nucleon optical model potential*, Phys. Rep. **201**, 57 (1991).
- [Vil01] A.C.C. Villari, *The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project*, Nucl. Phys. **A693**, 465 (2001).
- [VolZ05] A. Volya et V. Zelevinsky, *Discrete and continuum spectra in the unified shell model approach*, Phys. Rev. Lett. **94**, 052501 (2005).
- [Vries87] H. De Vries, C. W. De Jager, et C. De Vries, *Nuclear Charge-Density-Distribution Parameters from Elastic Electron Scattering*, At. Data Nucl. Data Tables **36**, 495 (1987).

- 
- [War92] Effective Interactions for the 0p0d1s Nuclear Shell-Model Space, E. K. Warburton et B. A. Brown, *Phys. Rev. C* **46**, 923 (1992).
- [Wat58] S. Watanabe, *High energy scattering of deuterons by complex nuclei*, *Nucl. Phys.* **8** (1958) 484.
- [Wer73] M.F. Werby, M.B. Greenfield, K.W. Kemper, D.L. McShan, et S. Edwards, *Phys. Rev. C* **8**, 106 (1973).
- [Wie05] M. Wiedeking, S. L. Tabor, J. Pavan, A. Volya, A. L. Aguilar, I. J. Calderin, D. B. Campbell, W. T. Cluff, E. Diffenderfer, J. Fridmann, C. R. Hoffman, K. W. Kemper, S. Lee, M. A. Riley, B. T. Roeder, C. Teal, V. Tripathi, et I. Wiedenhever, *p-sd Shell Gap Reduction in Neutron-Rich Systems and Cross-Shell Excitations in  $^{20}\text{O}$* , *Phys. Rev. Lett.* **94**, 132501 (2005)
- [Wil64] D.Wilmore et P.E.Hodgson, *Nucl. Phys.* **55**, 673 (1964).
- [Wir00] R.B Wiringa, S.C. Pieper, J. Carlson, V.R. Pandharipande, *Quantum Monte Carlo of  $A=8$  nuclei*, *Phys. Rev. C* **62**, 014001 (2000).
- [Wir02] R.B Wiringa et S.C. Pieper, *Evolution of nuclear spectra with nuclear forces*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 182501 (2002).
- [Wol99] R. Wolski *et al.*, *Cluster structure of  $^6\text{He}$  studied by means of  $^6\text{He}+p$  reaction at 25 MeV/n energy*, *Phys. Lett. B* **467** (1999) 8.
- [Wol01] R. Wolski *et al.*, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics at Border Lines*, Lipari, Italy, 2001 (World Scientific, Singapore, 2001), p. 368.
- [Wol02] R. Wolski *et al.*, *Interaction of  $^8\text{He}$  nuclei with  $\alpha$  particles and protons at a beam energy of 26 MeV/n*, *Nucl. Phys. A* **701**, 29c (2002).
- [Wur97] J. Wurzer et H.M. Hofmann, *Structure of the helium isotopes  $^4\text{He}$ - $^8\text{He}$* , *Phys. Rev. C* **55**, 688 (1997).
- [Yab92] K. Yabana, Y.Ogawa et Y. Suzuki, *Break-up effect on the elastic scattering and the optical potential of  $^{11}\text{Li}$* , *Phys. Rev. C* **45**, 2909 (1992).
- [Yab92a] K. Yabana *et al.*, *Nucl. Phys.* **539**, 295 (1992).
- [Yah82] M. Yahiro, M. Nakano, Y. Iseri et M. Kamimura, *Coupled Discretized Continuum Channels method for deuteron breakup reactions based on three-body model*, *Prog. Theo. Phys.* **67** (1982) 1467.
- [Zer04] T.Zerguerras, B.Blank, Y.Blumenfeld, T.Suomijärvi, D.Beaumel, B.A.Brown, M.Chartier, M.Fallot, J.Giovinazzo, C.Jouanne, V.Lapoux, I.Lhenry-Yvon, W.Mittig, P.Roussel-Chomaz, H.Savajols, J.A.Scarpaci, A.Shrivastava et M.Thoennessen, *Study of light proton-rich nuclei by complete kinematics measurements*, *EPJA* **20**, 389-296 (2004).
- [Zhu93a] M.V. Zhukov *et al.*, *Bound state properties of Borromean halo nuclei :  $^6\text{He}$  and  $^{11}\text{Li}$* , *Phys. Rep.* **231**, 151 (1993).
- [Zhu94] M.V. Zhukov, A.A. Korshennikov et M.H. Smedberg., *Simplified  $\alpha+4n$  model for the  $^8\text{He}$  nucleus*, *Phys. Rev. C* **50**, 1 (1994).
-