



HAL
open science

Étude 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.

Lydie Giot

► **To cite this version:**

Lydie Giot. Étude 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.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2003. Français. NNT: . tel-00004091

HAL Id: tel-00004091

<https://theses.hal.science/tel-00004091>

Submitted on 5 Jan 2004

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.

UNIVERSITE DE CAEN/ BASSE-NORMANDIE
UFR de Sciences/ Ecole Doctorale SIMEM

THESE

présentée par

Lydie GIOT

et soutenue le 13/10/03
en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité: Constituants élémentaires
(Arrêté du 25 avril 2002)

**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.**

Membres du jury

M^{me} P. Roussel-Chomaz
M^r W. Gelletly
M^r W. Von Oertzen
M^{me} F. Auger
M^r S. Galès
M^r B. Tamain

Directrice de thèse
Rapporteur
Rapporteur

Remerciements

Je suis ravie d'écrire ces remerciements qui mettent un point final à ma thèse. Cette thèse a été cofinancée par le CEA et la région de Basse-Normandie.

Je tiens à remercier le GANIL de m'avoir accueillie en thèse. Les premiers remerciements vont tout d'abord, bien évidemment, à ma directrice de thèse Patricia. Tout d'abord, merci de m'avoir directement acceptée en thèse alors que tu ne me connaissais absolument pas. Tu as été une chef "en or" ayant toujours du temps à me consacrer, tout en me laissant très libre. J'ai énormément apprécié ta direction de thèse très souple et calme, alors que je suis stressée de nature.

Je remercie vivement Wolfram Von Oertzen et Bill Gelletly d'avoir accepté la difficile tâche d'être rapporteurs d'une thèse, écrite de plus en français. Merci également à Sydney Galès, Françoise Auger et Bernard Tamain d'avoir respectivement présidé et participé à mon jury de thèse. Merci à tous les membres de ce jury pour leurs remarques pertinentes et les discussions que nous avons pu avoir autour de ce manuscrit.

De nombreuses personnes ont participé de près ou de loin à ce travail. Tout d'abord, je tiens à citer tous ceux qui ont contribué au bon déroulement de l'expérience E347: Athéna, Alain, Cédric, Charled, Françoise, Hervé, Jean-François, Jean-Luc, José, Laurent, Lola, Lolly, Nicolas, Patrice, Roman, Serguei, Valérie, Wolfi. L'analyse de cette expérience n'a pas toujours été évidente en particulier celle de MUST. J'ai une pensée pour Franck qui a traversé la galère MUST et CATS (mais formatrice) en même temps que moi. Bon courage à Flore, Emilia et Emilie qui sont bientôt au bout du tunnel. Flore, je vais regretter nos mails de défoulement! Merci à Santiago pour ses conseils lors de ma première année de thèse qui m'ont permis de bien démarrer.

La partie "théorique" de ma thèse s'est déroulée en Angleterre et en Pologne. Merci à Ian Thompson et Natasha Timofeyuk de m'avoir aidé à maîtriser FRESCO. Je remercie également Krzysztof Rusek pour m'avoir expliqué avec patience ses calculs CDCC.

Cette thèse n'aurait jamais existé sans l'équipe acquisition-informatique du GANIL que j'ai très souvent sollicitée: Bruno, Luc, Daniel, Olivier, Jean-Louis, François, Nicolas, Monique, Bruno, Laurent, Frédéric. Merci également aux lecteurs de DLT de ne pas être trop souvent tombés en panne pendant les six derniers mois de ma thèse.

Je pense bien évidemment aux thésards et post-doc du labo. En particulier, à mes collègues de bureau Stéphane et Beatriz. Charled la fin est proche, profites bien du climat anglais!

Je voudrais également remercier mes directeurs de stage successifs: Jean-François, Sylvain, Benoît, les Thierry(s) sans lesquels je n'aurais pas eu envie de faire une thèse.

Lah dhouraki. Ingoura athnahdhoughe ikhchini Bélaïd. Ou dhaghante imi. Thfahmdhiyid atass atass. Ou thlidh dima ssamawe iwakene ravhagh. La thèse yinou thanmirth thamoukrante ayouliw.

Merci à tous.
Bonne lecture.

Lydie

Table des matières

Motivations.....	1
I Diffusion élastique et réactions de transfert, aspects théoriques	8
I.1 Diffusion élastique et modèle optique	8
I.1.1 Le modèle optique	8
I.1.2 Potentiels phénoménologiques	10
a) Potentiel d'interaction nucléon-noyau.....	12
b) Potentiel d'interaction noyau-noyau	13
I.1.3 Potentiels d'interaction nucléon-noyau microscopiques	14
I.2 Formalisme des réactions de transfert	16
I.2.1 Approximation de Born des ondes distordues	16
I.2.2 Voies de réactions couplées	19
I.2.3 Facteur de forme et facteur spectroscopique	22
I.3 Couplages au continuum	24
II Dispositif expérimental	27
II.1 Production du faisceau secondaire de ^6He	27
II.1.1 Le faisceau primaire de ^{13}C	27
II.1.2 Le faisceau secondaire composite	28
II.1.3 Le spectromètre α et le dégradeur	30
II.1.4 Faisceau ralenti et réglages du faisceau secondaire	31
II.2 Dispositif expérimental	32
II.3 Les détecteurs de faisceau	34
II.3.1 Les chambres à dérive	34
a) Description	34
b) Etalonnage angulaire	35
c) Etalonnage en position	36
II.3.2 Galtemps	37
II.4 SPEG	38
II.4.1 Le spectromètre à perte d'énergie	38
II.4.2 Les détecteurs du plan focal	39
a) Les chambres à dérive	40
b) La chambre à ionisation	40
c) Le scintillateur plastique	41
II.4.3 Etalonnage en moment de SPEG	41
II.4.4 Etalonnage angulaire	44
II.5 MUST	45
II.5.1 Les détecteurs silicium à pistes	45
II.5.2 Les détecteurs Si(Li)	46
II.5.3 Les détecteurs CsI	46
II.5.4 Etalonnage en énergie	47
II.5.5 Positionnement dans l'espace du détecteur MUST	48
II.6 Electronique	49

III Analyse des données expérimentales	52
III.1 Calcul de l'angle de diffusion	52
III.1.1 Le spectromètre SPEG	52
III.1.2 Le détecteur MUST	53
a) Méthode.....	53
b) Détermination du point C.....	56
III.2 Sections efficaces différentielles	57
III.2.1 Particules incidentes	58
III.2.2 Efficacité de détection	59
a) Efficacité de détection de SPEG	61
b) Efficacité de détection de MUST	61
c) Efficacité de détection en coïncidence de MUST	64
III.3 Les diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$	66
III.3.1 Distributions angulaires.....	66
III.3.2 Décalage en angle de diffusion	67
III.3.3 Normalisation absolue	68
III.3.4 Section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$	69
III.4 La réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$	70
III.4.1 Analyse de SPEG	70
a) Angles de diffusion avant	70
b) Angles de diffusion arrière	72
c) Section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$	72
III.4.2 Analyse des coïncidences MUST-MUST.....	73
IV Approches théoriques et interprétations	80
IV.1 Comparaison entre les différents ensembles de données obtenues à GANIL et à Dubna	81
IV.2 Diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$.....	84
IV.2.1 Potentiels phénoménologiques	84
IV.2.2 Potentiels microscopiques.....	86
a) Densités de ${}^6\text{He}$ et approche JLM	86
b) Potentiel non local de K. Amos et S. Karataglidis.....	89
IV.2.3 Cassure de l'${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}$ plus di-neutron.....	90
a) Approche CDCC.....	90
b) Potentiel d'interaction ${}^6\text{He}+p$ de R. Mackintosh	94
IV.3 Calcul DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.....	95
IV.3.1 Transfert du dineutron et d'un triton.....	97
IV.3.2 Potentiel de la voie d'entrée $U_{6\text{He-p}}$	99
IV.3.3 Potentiel de la voie de sortie $U_{4\text{He-t}}$	101
IV.3.4 Le potentiel rémanent $V_{4\text{He-p}}$.....	106
IV.3.5 Facteurs spectroscopiques	107
IV.4 Calcul en voies couplées de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.....	110
IV.5 Le transfert ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$.....	112

Conclusions et perspectives.....	115
Appendice I: Simulation d'efficacité.....	119
Appendice II: Calculs FRESCO.....	120
Références.....	123

Motivations

L'étude des noyaux légers riches en neutrons est actuellement l'un des thèmes majeurs de recherche en structure nucléaire car il est possible d'atteindre expérimentalement dans cette région les frontières de la stabilité. Le développement des techniques de production de ces noyaux instables et l'apparition de nouveaux dispositifs expérimentaux adaptés a considérablement élargi ces dernières années le champ d'investigation des physiciens. L'amélioration des qualités optiques des faisceaux radioactifs, l'augmentation des intensités disponibles permet d'étudier ces nouveaux noyaux, dits exotiques, très éloignés de la vallée de la stabilité. Dès lors, les modèles théoriques, établis auparavant à partir de nos seules connaissances sur les noyaux stables, peuvent être mis à l'épreuve dans de nouvelles régions de la charte nucléaire. Le domaine de validité et les fondements de ces modèles qui sont alors testés permettent d'approfondir notre compréhension de la structure des noyaux.

En effet, dès les premières expériences réalisées par Tanihata et al. en 1985 avec des faisceaux radioactifs, de nouveaux phénomènes de structure ont été mis en évidence [Tani85]. Les rayons d'interaction, déduits des mesures de sections efficaces d'interaction, montrent une brusque augmentation pour certains noyaux très riches en neutrons situés près de la drip-line. En 1987, Hansen et Jonson introduisent la notion de halo de neutrons pour expliquer cette augmentation importante du rayon d'interaction pour ces noyaux, par rapport aux noyaux stables [Hans87]. Le halo peut apparaître lorsqu'un noyau possède un état lié de faible moment angulaire proche du continuum. Le ou les nucléons formant le halo peuvent alors passer par effet tunnel en dehors de leur volume nucléaire normal grâce à leur faible énergie de liaison.

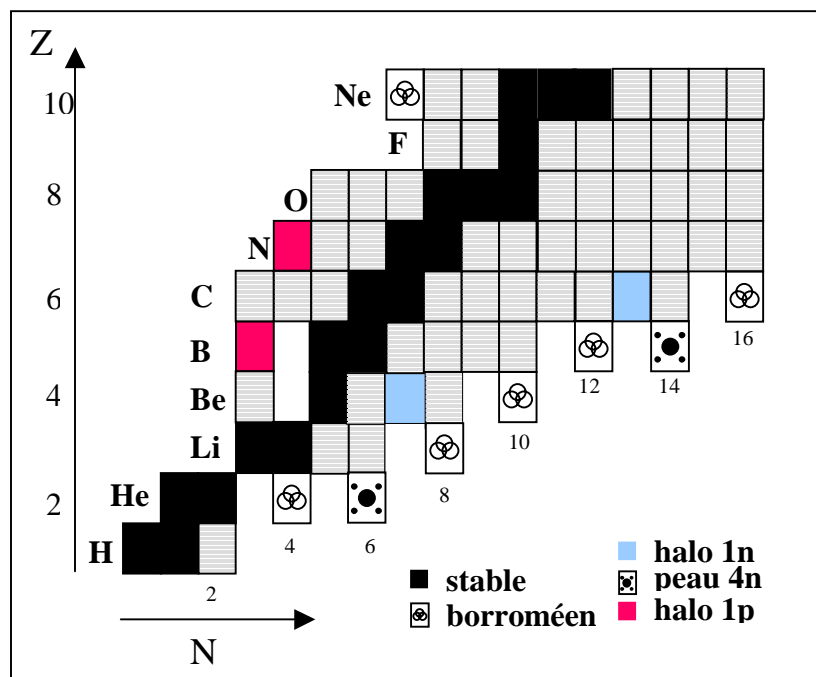


Figure 1: Charte des noyaux légers jusqu'à Z=10.

Ce phénomène quantique de seuil augmente l'extension spatiale de la fonction d'onde de ce nucléon et donc du noyau. La figure 1 présente les principaux noyaux à halo de neutrons et de protons déjà connus comme par exemple le ^8B , le ^{11}Li et le ^{19}C .

Certains noyaux à halo comme l' ^6He , le ^{11}Li et le ^{14}Be présentent un intérêt particulier. Ils sont constitués d'un cœur et de deux neutrons de valence formant une structure liée à 3 corps bien qu'aucun de leurs sous-systèmes binaires ne soit lié. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont déjà été menées sur ces noyaux dits borroméens [Bang96, Bert98, Kana02, Marq01, Myo02, Orr02, Tani99, Zhuk93]. Le noyau d' ^6He est un cas remarquable qui a très vite intéressé à la fois la communauté théorique et expérimentale. Ses constituants, le cœur d' ^4He et les deux neutrons peuvent être considérés comme étant inertes et sans structure interne. Zhukov et al. ont calculé la fonction d'onde à 3 corps de l'état fondamental de l' ^6He à partir des interactions $^4\text{He-n}$ et $n-n$ [Zhuk93]. Le calcul microscopique des corrélations spatiales entre le cœur et les neutrons du halo situés dans un état p prédit deux configurations spatiales principales pour les deux neutrons (Fig 2):

- une configuration "cigare" où les deux neutrons sont situés de part et d'autre du cœur d' ^4He .
- une configuration "di-neutron" où les deux neutrons sont proches l'un de l'autre.

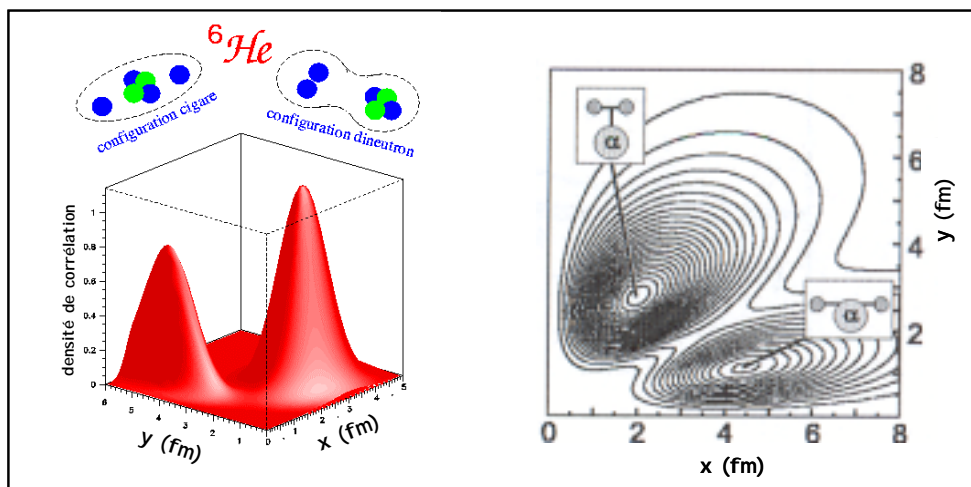


Figure 2: Densité de corrélation spatiale de l'état fondamental de l' ^6He : x est la distance entre les 2 neutrons de valence et y la distance entre le cœur α et le centre de masse des deux neutrons.

En 1998, une expérience de diffusion élastique $^6\text{He}(^4\text{He}, ^4\text{He})^6\text{He}$ a été effectuée afin d'établir expérimentalement ces deux configurations [Ter-98]. Ter-Akopian et al. ont observé un maximum aux angles arrière de la section efficace différentielle qui correspond à un transfert des deux neutrons (Fig 3). L'analyse DWBA des données de la réaction $^6\text{He}(^4\text{He}, ^4\text{He})^6\text{He}$ utilise une fonction d'onde de l' ^6He dérivée de celle proposée par Zhukov et al.. Les courbes 1 et 2 de la figure 3 supposent un transfert des deux neutrons tandis que la courbe 3 ne prend en compte que la diffusion élastique. La courbe 1 a été calculée avec les deux composantes di-neutron et cigare de la fonction d'onde de l' ^6He . La courbe 2 présente

quant à elle un calcul où la composante di-neutron de la fonction de ${}^6\text{He}$ a été supprimée. Sans cette composante di-neutron, la section efficace différentielle diminue de deux ordres de grandeur par rapport aux points expérimentaux. La configuration di-neutron semble donc contribuer de façon prépondérante à la section efficace de la réaction de transfert des deux neutrons d'après Ter Akopian et al.. A l'inverse d'après leur étude de la capture radiative de proton par ${}^6\text{He}$, Sauvan et al. suggèrent que la configuration dominante dans la fonction d'onde de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ serait la configuration cigare [Sauv1b].

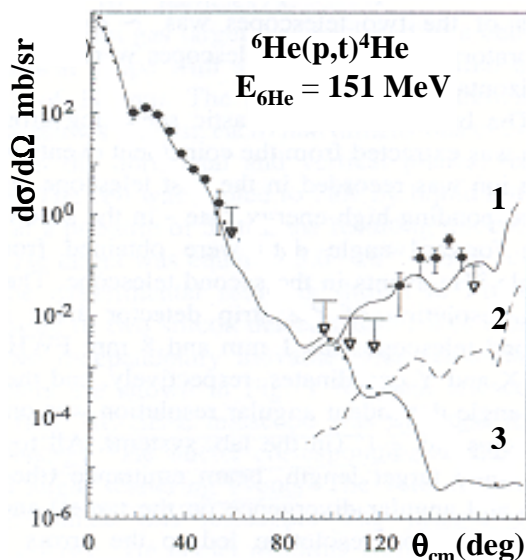


Figure 3: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^6\text{He}$ à 151 MeV.

Par ailleurs, des calculs antérieurs utilisant un calcul modèle en couches TISM (Translationally Invariant Shell Model), prédisent également une contribution non négligeable de la configuration triton-triton à la fonction d'onde de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ [Smir77, Neme88]. Plus récemment, les calculs microscopiques de A. Csoto et K. Arai reproduisent la valeur expérimentale de l'énergie de liaison de ${}^6\text{He}$ en ajoutant une configuration triton-triton au modèle $\alpha+n+n$ jusqu'alors utilisé [Arai99, Csot93]. D'un point de vue expérimental, une résonance ayant une structure di-triton a été mesurée dans ${}^6\text{He}$ par Akimune et al. [Akim03]. Dans cette expérience, les résonances au dessus du seuil de cassure t+t ont été étudiées avec la réaction ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be } t){}^3\text{H}$. La résonance observée à une énergie d'excitation E_x de 18 MeV possède une largeur de 7.7 MeV. Le rapport de branchement pour la décroissance en deux tritons à partir de cet état résonant à 18 MeV est de 90%, ce qui suggère une structure moléculaire à deux tritons pour cette résonance.

La détermination des différentes composantes de la fonction d'onde de ${}^6\text{He}$: $\alpha+2n$, t+t et plus particulièrement des facteurs spectroscopiques $S_{\alpha-2n}$ et S_{t-t} correspondant à chaque configuration a déjà fait l'objet de nombreuses publications. Le tableau 1 résume les valeurs des facteurs spectroscopiques proposés par différents calculs théoriques [Arai99, Smir77] ou déduits de façon indirecte des expériences lors d'analyses DWBA [Clar92, Wols99, Ruse01].

D'après le tableau ci-dessous, les calculs théoriques prédisent un facteur spectroscopique S_{t-t} de la configuration $t+t$ de ${}^6\text{He}$ allant de 0.49 à 1.77. Les premières réactions de transfert ($t, {}^6\text{He}$) visant à connaître l'importance de cette configuration ont été réalisées par N. M Clarke [Clar92] sur des cibles de ${}^7\text{Li}$ et ${}^{19}\text{F}$. Les sections efficaces différentielles de ces deux réactions ainsi que des réactions de transfert ${}^{12}\text{C}(t, {}^6\text{He}){}^9\text{B}$ et ${}^{13}\text{C}(t, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$, mesurées par Simmons et al. [Simm88], ont été comparées à des calculs DWBA de portée finie. Un facteur spectroscopique S_{t-t} de 1.77 a été extrait par N. Clarke de ces différents calculs DWBA. Cependant, la gamme angulaire mesurée de ces quatre distributions angulaires était limitée, en moyenne entre 10° et 50° dans le référentiel du centre de masse. Ceci a conduit à des ambiguïtés dans les potentiels utilisés. Ce travail souligne la sensibilité des calculs DWBA à ces différents potentiels, l'importance d'une meilleure connaissance des potentiels optiques impliquant ${}^6\text{He}$ et la nécessité de calculs microscopiques de la fonction d'onde de ${}^6\text{He}$.

$S_{\alpha-2n}$	S_{t-t}	Références
-	0.49	[Arai99]
1.12	1.77	[Smir77]
-	1.77	[Clar92]
1.12	0.42	[Wols99]
1.	0.25	[Ruse01]

Tab 1: Facteurs spectroscopiques des configurations $\alpha+2n$ et $t+t$ dans ${}^6\text{He}$.

Plus récemment, un programme expérimental a été entrepris en collaboration entre des physiciens du GANIL et du JINR Dubna afin de connaître précisément l'importance relative des contributions $\alpha+2n$ et $t-t$ dans l'état fondamental de ${}^6\text{He}$. La méthode choisie pour déterminer les facteurs spectroscopiques des différentes configurations est la mesure de la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ par analogie au cas du ${}^6\text{Li}$.

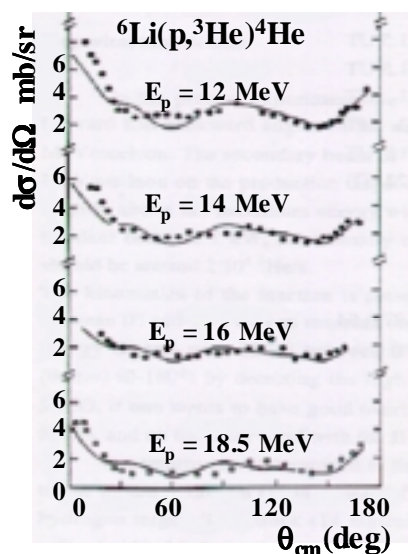


Figure 4: Section efficace différentielle de ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ à diverses énergies E_p du proton.

En effet, Werby et al. ont montré la présence de clusters $\alpha+d$ et ${}^3\text{He}+t$ dans le noyau de ${}^6\text{Li}$ [Werb73]. Les facteurs spectroscopiques de ces deux contributions ont été déterminés en étudiant la réaction de transfert ${}^6\text{Li}(p,{}^3\text{He}){}^4\text{He}$ pour différentes énergies du proton projectile (Fig 4). Le premier maximum à 0° est dû à la configuration $\alpha+d$ tandis que le maximum à 180° est une signature de la configuration ${}^3\text{He}+t$. Un calcul DWBA de portée finie reproduit les points expérimentaux et les maxima de la distribution angulaire avec des facteurs spectroscopiques moyens de 0.69 et 0.04 pour la configuration $\alpha+d$ dans un état 2s et 1d et un facteur spectroscopique moyen de 0.44 pour la configuration ${}^3\text{He}+t$.

De la même manière, les structures $\alpha+2n$ et $t+t$ de ${}^6\text{He}$ sont étudiées avec la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Dans le formalisme des réactions directes, cette réaction peut se produire de deux manières différentes:

- le transfert du di-neutron: les deux neutrons de ${}^6\text{He}$ sont transférés à des protons de la cible pour former un triton. ${}^4\text{He}$ restant est émis aux angles avant dans le repère du centre de masse.
- le transfert d'un triton: l'un des deux tritons de ${}^6\text{He}$ est capturé par l'un des protons de la cible et forme un ${}^4\text{He}$. Le triton restant part vers les angles avant dans le repère du centre de masse.

La courbe solide de la figure 5 présente un calcul DWBA en portée finie de la section efficace différentielle de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ où ces deux processus, transfert d'un di-neutron et transfert d'un triton, sont pris en compte. Les courbes en trait discontinu correspondent quant à elles aux contributions séparées du transfert d'un di-neutron et d'un triton. Ce calcul a été réalisé avec les facteurs spectroscopiques donnés par le modèle en couches de Yu. F. Smirnov (Tab 1).

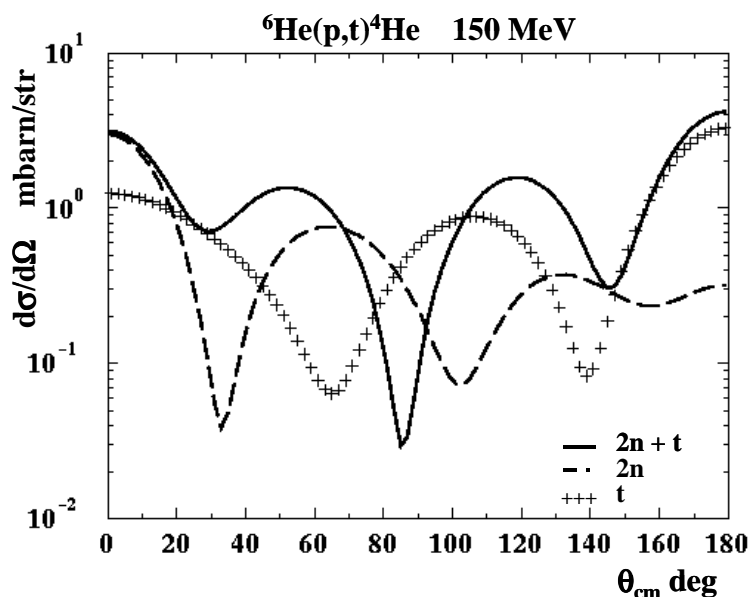


Figure 5: Section efficace différentielle calculée de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ à 151 MeV .

La distribution angulaire est dominée aux angles avant par le transfert d'un di-neutron et aux angles arrière par le transfert d'un triton. Il est donc nécessaire de mesurer les angles avant et arrière de la section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ de préférence aux angles intermédiaires où les interférences sont importantes. La valeur absolue de la section efficace différentielle aux angles avant et arrière de la distribution angulaire permet d'obtenir respectivement les facteurs spectroscopiques des composantes ${}^4\text{He}+2n$ et $t+t$ dans l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et ainsi d'avoir une description complète et détaillée de la fonction d'onde de ce noyau.

Une première expérience a déjà été réalisée à Dubna en 1999 auprès du séparateur ACCULINNA où seuls les angles intermédiaires de la distribution angulaire ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ à 25 A.MeV ont pu être mesurés [Wols99]. Deux analyses DWBA indépendantes faites sur ces données conduisent à des valeurs très différentes du facteur spectroscopique de la configuration triton-triton. R. Wolski et al. [Wols99] reproduisent au mieux leurs données en incluant à la fois un transfert du di-neutron et du triton avec une amplitude spectroscopique de la configuration triton-triton réduite de moitié par rapport aux calculs de Smirnov et al. (Fig 6 courbe 0.5). Pour comparaison, la courbe 1 de la figure 6 a une valeur de l'amplitude spectroscopique de la configuration triton-triton égale à celle calculée par Smirnov tandis que la courbe 0 ne prend pas en compte le transfert d'un triton. Oganessian et al. [Ogan99] obtiennent un résultat différent avec les mêmes données expérimentales. En effet, ces données sont reproduites uniquement avec le transfert du di-neutron (Fig 7). Les calculs de R. Wolski et Yu. Ts. Oganessian reproduisent donc tous deux les angles intermédiaires de la réaction $\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ à 25 A.MeV mesurés à Dubna. Cependant, ces deux calculs menant à des conclusions opposées diffèrent dans la région angulaire comprise entre 170° et 180° où il n'y a pas de points expérimentaux.

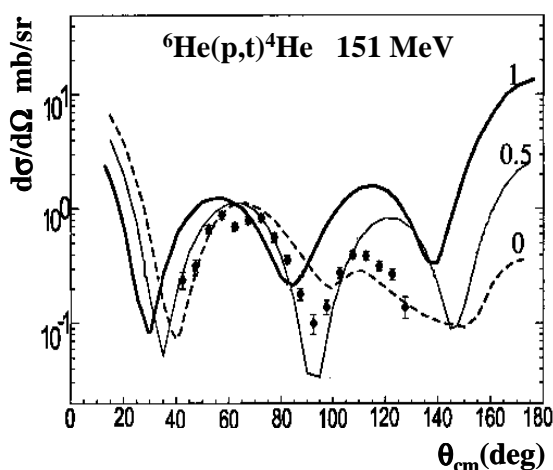


Figure 6: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec différentes amplitudes spectroscopiques de la configuration triton-triton [Wols99].

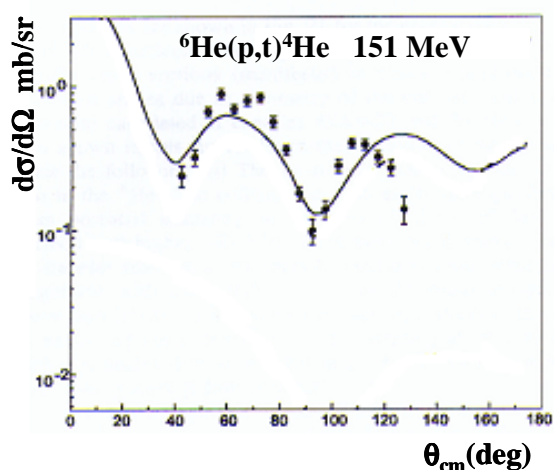


Figure 7: Section efficace différentielle du transfert $2n$ lors de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ [Ogan99].

Une détermination non ambiguë du facteur spectroscopique de la configuration triton-triton de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ nécessite donc de connaître les angles arrière de la distribution angulaire. Les angles avant de la distribution angulaire permettent de déterminer le facteur spectroscopique de la configuration ${}^4\text{He}+2n$ grâce à une analyse DWBA ou en voies couplées. Une mesure complète de la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ a donc été faite par la suite au GANIL afin de trancher entre les analyses déjà publiées par R. Wolski et Yu. Ts. Oganessian. Une très bonne connaissance des potentiels optiques mis en jeu est cruciale pour ce type d'analyse. L'expérience effectuée au GANIL et une étude détaillée des analyses DWBA ou en voies couplées réalisées sur les données expérimentales constituent l'objet de ce manuscrit.

Ce manuscrit s'articulera autour de quatre parties. Après avoir passé en revue les différents modèles théoriques que nous utiliserons, nous décrirons l'expérience et les détecteurs qui lui sont associés. Puis, nous présenterons les résultats expérimentaux, ensuite comparés à différents calculs afin d'extraire les facteurs spectroscopiques des configurations $\alpha+2n$ et $t+t$ dans l'état fondamental de ${}^6\text{He}$.

Chapitre 1

Diffusion élastique et réactions de transfert, aspects théoriques

Depuis le début des années 60, les réactions de transfert sont un outil important pour étudier la structure des noyaux. En comparant la section efficace différentielle expérimentale à la valeur théorique, calculée à partir d'un modèle DWBA ou de voies de réactions couplées, on peut connaître le moment angulaire transféré et donc la parité des états lors du transfert d'un nucléon. Le transfert d'un ou de plusieurs nucléons donne également accès aux facteurs spectroscopiques. Ces calculs DWBA et en voies couplées nécessitent une très bonne connaissance des potentiels optiques de la voie d'entrée et de la voie de sortie de la réaction considérée. Ces potentiels sont généralement déterminés à partir des données de diffusion élastique. Après une brève description du modèle optique, nous présenterons quelques approches phénoménologiques ou microscopiques avec lesquelles sont calculés les potentiels optiques. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée au formalisme des réactions de transfert.

I.1 Diffusion élastique et modèle optique

I.1.1 Le modèle optique

Pour un système composé d'un noyau projectile et d'un noyau cible comprenant au total N nucléons, la résolution de l'équation de Schrödinger:

$$\hat{H} \Psi = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{1}{2} \nabla_{r_i}^2 + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E \Psi \quad (1.1)$$

nécessite de prendre en compte toutes les interactions entre les différents nucléons. Malgré des progrès récents, il est encore impossible de résoudre numériquement cette équation pour des systèmes de N nucléons où N est supérieur à quelques unités [Barr02]. Il est donc nécessaire de trouver d'autres méthodes pour résoudre le problème à N corps.

Dans le cadre du modèle optique [Hodg71], toutes les interactions entre les nucléons sont remplacées par une interaction moyenne et centrale $V(r)$ entre le projectile et la cible. L'équation de Schrödinger devient:

$$\nabla^2 \Phi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \Phi = 0 \quad (1.2)$$

où m est la masse réduite du système projectile-cible possédant une énergie E dans le référentiel du centre de masse. La solution de cette équation dans la région asymptotique est la somme d'une

onde plane incidente et d'une onde sphérique diffusée. En choisissant l'axe z comme direction du faisceau incident, la forme asymptotique de la fonction d'onde Φ s'écrit:

$$\Phi \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (1.3)$$

avec le nombre d'onde $k = \frac{(2mE)^{1/2}}{\hbar}$ et $f(\theta)$: amplitude de diffusion

Si on suppose que le potentiel optique est de symétrie sphérique, Φ peut être développée sous la forme d'un produit de fonctions radiales et angulaires:

$$\Phi = \sum_l \frac{u_l(r)}{r} i^l P_l(\cos \theta) \quad (1.4)$$

où l est le moment angulaire orbital, $u_l(r)$ la fonction d'onde radiale et P_l des polynômes de Legendre.

En substituant cette expression de Φ dans l'équation (1.2), on obtient l'équation de l'onde radiale:

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) u_l(r) = 0 \quad (1.5)$$

La solution asymptotique de l'équation de Schrödinger radiale (1.5) est:

$$u_l(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} e^{i\delta_l} \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right) \quad (1.6)$$

où la constante de phase δ_l est appelée le déphasage. Prenons par exemple la fonction d'onde radiale $u_0(r)$, en l'absence d'un potentiel $V(r)$, le déphasage δ_0 est nul et la fonction d'onde est sinusoïdale (Fig 1.1a). En présence du potentiel $V(r)$, la forme de la fonction d'onde est modifiée et est déphasée de δ_0 à l'extérieur du potentiel (Fig 1.1b). Ce même raisonnement s'applique aux autres fonctions d'ondes partielles. Comme seules les formes asymptotiques des fonctions d'ondes déterminent la diffusion élastique, δ_l contient toute l'information physique de l'interaction entre le projectile et la cible.

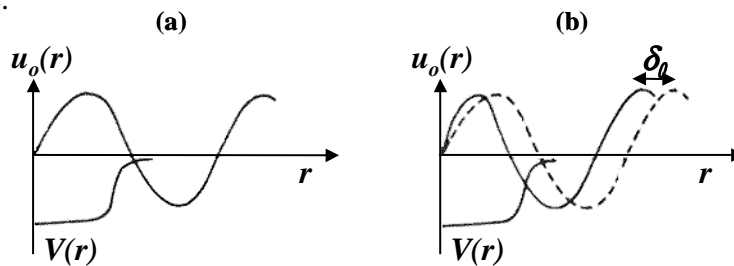


Fig 1.1: La fonction d'onde diffusée avant (a) et après (b) effet du potentiel $V(r)$.

L'expression de $f(\theta)$ est ensuite déduite en comparant les solutions asymptotiques de Φ , $u_l(r)$ et l'équation 1.4:

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2ik}\right) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_l - 1)P_l(\cos\theta) \quad (1.7)$$

Les éléments diagonaux S_l de la matrice de diffusion S sont reliés au déphasage δ_l par:

$$S_l = e^{2i\delta_l} \quad (1.8)$$

On peut montrer que la section efficace de diffusion élastique dépend directement de l'amplitude de diffusion:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.9)$$

1.1.2 Potentiels phénoménologiques

Si on prend en compte toutes les voies de réactions possibles entre la cible et le projectile, le potentiel d'interaction $V(r)$ est réel. En pratique, on considère uniquement les voies de réactions les plus importantes. Pour simuler l'absorption du flux dans les voies non prises en compte, une partie imaginaire est introduite. Le potentiel $V(r)$ devient alors complexe et la partie imaginaire du potentiel représente la perte de flux liée à ces voies de réactions qui n'ont pas été prises en compte explicitement:

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (1.10)$$

$U(r)$ et $W(r)$ sont les parties réelle et imaginaire du potentiel $V(r)$.

Les premières analyses de diffusion élastique utilisaient un potentiel en forme de puits carré qui a été ensuite remplacé par une forme physiquement plus réaliste:

$$V(r) = Uf(r) + iWg(r) \quad (1.11)$$

U et W sont les profondeurs de la partie réelle et de la partie imaginaire où la partie imaginaire représente la perte de flux liée aux collisions non élastiques. Les facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$ dépendent de la distance r entre les deux noyaux.

L'interaction nucléon-nucléon est à courte portée, le potentiel nucléaire $Uf(r)$ qui est approximativement une somme d'interactions nucléon-nucléon, possède le même comportement. Les nucléons dans le cœur du noyau ne subissent donc que l'interaction de leurs plus proches voisins. A cause de cette saturation des forces nucléaires, $Uf(r)$ est uniforme à l'intérieur du noyau puis décroît exponentiellement dans la région de la surface. Ces variations de la partie réelle du potentiel d'interaction sont simulées en utilisant une fonction de Wood-Saxon notée f (Fig 1.2):

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (1.12)$$

avec R représentant l'extension du potentiel qui doit être similaire au rayon du noyau. Le paramètre a simule la vitesse de décroissance de la fonction $f(r)$ et est par conséquent lié à la

diffusivité de la surface nucléaire. La forme du facteur de forme de la partie imaginaire dépend de l'énergie incidente. A basse énergie (inférieure à 10 A.MeV), on considère que l'absorption est localisée à la surface nucléaire. Dans ce cas, le facteur de forme $g(r)$ est représenté par une fonction dérivée de Woods-Saxon concentrée à la surface du noyau (Fig 1.2):

$$g(r) = 4a \frac{df(r)}{dr} \quad (1.13)$$

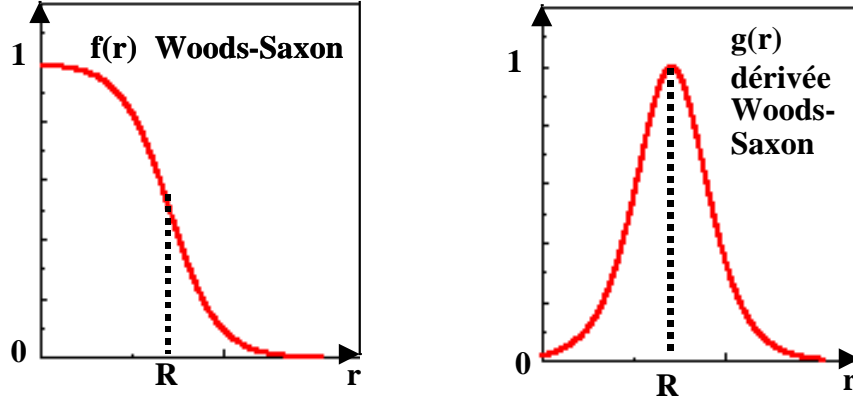


Fig 1.2: Facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$.

A plus haute énergie, la partie imaginaire est en général composée de deux termes: le terme de surface décrit ci-dessus et un terme de volume décrit par un potentiel de Woods-Saxon.

De plus, on inclut un terme potentiel de spin-orbite qui traduit le couplage du spin de la particule incidente avec le moment angulaire des fonctions d'ondes radiales:

$$V_{so}(r) = \left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{V_{so}}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{\sigma} \quad (1.14)$$

\vec{L} et $\vec{\sigma}$ sont les opérateurs de moment angulaire et de spin et $\left(\frac{\hbar}{m\pi c} \right)$: la longueur d'onde Compton du pion.

Enfin un potentiel Coulombien est ajouté au potentiel $V(r)$ si la particule incidente est chargée. Il s'agit du potentiel créé entre une charge ponctuelle Z_{A1} et une sphère uniformément chargée de charge Z_{A2} , de rayon R où R est la somme des rayons de charge du noyau projectile et du noyau cible:

$$V_c(r) = \frac{Z_{A1} Z_{A2} e^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad r \leq R \quad (1.15)$$

$$= \frac{Z_{A1} Z_{A2} e^2}{r} \quad r \geq R$$

Avec ces différentes contributions, le potentiel complexe $V(r)$ utilisé dans le cadre du modèle optique a la forme suivante:

$$V(r) = V_c(r) + Uf(r) + iW_v f(r) + iW_s g(r) + V_{so}(r) \quad (1.16)$$

a) Potentiel d'interaction nucléon-noyau

La diffusion élastique nucléon-noyau a été très largement étudiée afin de trouver une paramétrisation standard et générale du potentiel optique. De nombreux travaux ont été menés sur une grande variété de noyaux à différentes énergies. Les différents termes composant le potentiel optique dépendent de la masse A, de la charge Z du noyau considéré et de l'énergie de la réaction. Les paramétrisations les plus connues sont celles de Becchetti et Greenlees (16 paramètres) [Becc69] et la paramétrisation CH89 (20 paramètres) [Varn91] détaillée ci dessous. Cette paramétrisation CH89 sera utilisée dans le chapitre IV.

Paramètre	Valeur	Incertitude
V_0	52.9 MeV	± 0.2
V_t	13.1 MeV	± 0.8
V_c	-0.299	± 0.004
r_0	1.250 fm	± 0.002
$r_0^{(0)}$	-0.225 fm	± 0.009
a_0	0.690 fm	± 0.006
r_c	1.24 fm	-
$r_c^{(0)}$	0.12 fm	-
V_{so}	5.9 MeV fm ⁻²	± 0.1
r_{so}	1.34 fm	± 0.03
$r_{so}^{(0)}$	-1.2 fm	± 0.1
a_0	0.63 fm	± 0.02
W_{vo}	7.8 MeV	± 0.3
W_{ve0}	35 MeV	± 1
W_{vew}	16 MeV	± 1
W_{so}	10.0 MeV	± 0.2
W_{st}	18 MeV	± 2
W_{se0}	36 MeV	± 2
W_{sew}	37 MeV	± 1
r_w	1.33 fm	± 0.1
$r_w^{(0)}$	-0.42 fm	± 0.03
a_w	-0.69 fm	± 0.01

Potentiel central réel:	
$V_r = V_0 \pm \frac{N-Z}{A} + (E - E_c) V_c$	+: protons - : neutrons
$R_0 = r_0 A^{1/3} + r_0^{(0)}$	
$E_c = \begin{cases} \frac{6Ze^2}{5R_c} = \frac{1.73Z}{R_c} \text{ MeV} & \text{pour (p,p)} \\ 0 & \text{pour (n,n)} \end{cases}$	
Rayon du potentiel Coulombien:	
$R_c = r_0 A^{1/3} + r_c^{(0)} = 1.238 A^{1/3} + 0.116 \text{ fm}$	
Rayon du potentiel spin-orbite:	
$R_{so} = r_{so} A^{1/3} + r_{so}^{(0)}$	
Potentiel imaginaire central:	
$W_v = W_{vo} [1 + \exp(\frac{W_{ve0} - (E - E_c)}{W_{sew}})]^{-1}$	
$W_s = (W_{s0} \pm W_{st} \frac{N-Z}{A}) [1 + \exp(\frac{(E - E_c) - W_{se0}}{W_{sew}})]^{-1}$	
$R_w = r_w A^{1/3} + r_w^{(0)}$	

Potentiel CH89:	
$V(r) = -V_r f(r, R_0, a_0) - iW_v f(r, R_w, a_w) - iW_s (-4a_w) \frac{d}{dr} f(r, R_w, a_w) - 2(V_{so} + iW_{so}) (\frac{-1}{dr} \frac{d}{dr} f(r, R_{so}, a_{so}, l, \sigma))$	

Tab 1.1: Paramétrisation du potentiel optique CH89. Les valeurs a_0 , a_w , a_{so} et V_{so} sont indépendantes de A, Z et E où E est l'énergie dans le laboratoire du proton.

Varner et al. ont développé la paramétrisation CH89 (Tab 1.1) à partir de données sur des noyaux de masse entre 40 et 209, pour des énergies de protons allant de 16 à 65 MeV et de neutrons variant de 10 à 26 MeV. L'ajustement sur l'ensemble des données des 20 paramètres constituant CH89 est trois fois meilleur en terme de moindre carré que l'ajustement de la paramétrisation Becchetti et Greenlees utilisant quasiment le même nombre de paramètres et réalisée 20 ans auparavant.

Les principales caractéristiques de CH89 sont:

- Les rayons des potentiels nucléaires réel et imaginaire, Coulombien et spin-orbite sont décalés par rapport à la loi en $A^{1/3}$.
- Une variation lente de la profondeur des termes de volume et de surface du potentiel imaginaire avec l'énergie du proton incident.
- La partie isovectorielle du potentiel réel est diminuée d'un facteur 2 par rapport aux paramétrisations précédentes. Ce terme en N-Z joue un rôle important pour les noyaux riches en protons ou en neutrons loin de la vallée de stabilité.
- La profondeur du potentiel spin-orbite est fixe $V_{so} = 5.9 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^2$ dans toute la gamme en énergie considérée entre 10 et 65 MeV et pour tous les noyaux de masses comprises entre 40 et 209.

Des études récentes ont montré que cette paramétrisation reproduisait également avec succès les sections efficaces différentielles de la diffusion élastique de protons sur des noyaux plus légers instables tels ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Be}$ à condition de réduire la partie réelle ou d'augmenter la partie imaginaire [Cort96], [Lapo98]. Ces normalisations ont été attribuées aux couplages avec les états du continuum car ces noyaux possèdent une faible énergie de liaison. Cependant ces deux normalisations, soit de la partie réelle, soit de la partie imaginaire conduisent à des valeurs théoriques très différentes des sections efficaces différentielles pour des grands angles de diffusion dans le repère du centre de masse. Il serait nécessaire d'effectuer une étude systématique de la diffusion élastique de faisceaux secondaires sur une cible de protons jusqu'à ces grands angles pour une série de noyaux exotiques afin de trancher clairement entre les deux normalisations. Enfin, Lapoux et al. simulent ces effets de couplage avec les états du continuum dans le cas de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 38.3 A.MeV en ajoutant au potentiel CH89 un potentiel de polarisation de surface U_{pol} qui réduit la partie réelle du potentiel (Fig 1.3) [Lapo01].

b) Potentiel d'interaction noyau-noyau

Dans le cas de la diffusion élastique noyau-noyau, il n'existe pas de paramétrisation valide sur une large étendue de noyaux malgré de nombreux essais. Par exemple, Broglia et al. ont proposé une paramétrisation générale Woods-Saxon de la partie réelle du potentiel d'interaction noyau-noyau avec une partie imaginaire égale à la partie réelle [Bro81]. Généralement, les paramétrisations ont un domaine de validité limité: un noyau projectile sur un nombre réduit de

noyaux cibles. Ainsi, Daehnick et al. ont développé une paramétrisation de la diffusion élastique d'un deuteron entre 12 et 90 MeV sur des noyaux de masse comprise entre 27 et 238 [Daeh80]. Lorsque de telles paramétrisations ne sont pas disponibles, les paramètres du potentiel optique sont ajustés au cas par cas par la méthode de minimisation du χ^2 sur les données de la diffusion élastique correspondante (Chap IV).

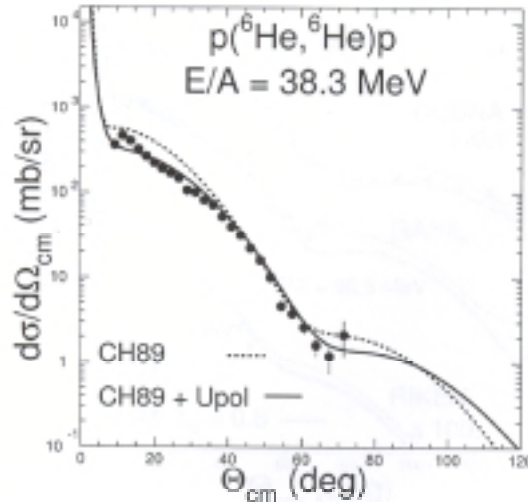


Fig 1.3: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 38.3 A.MeV comparée à des calculs utilisant le potentiel CH89 avec et sans le potentiel de polarisation U_{pol} [Lapo01].

1.1.3 Potentiels d'interaction nucléon-noyau microscopiques

Les potentiels tels que CH89, présentés ci-dessus sont des potentiels phénoménologiques. Le potentiel d'interaction nucléon-noyau peut également être déterminé microscopiquement à partir de la densité de la matière nucléaire et d'une interaction entre le nucléon libre et un des nucléons du noyau. C'est le cas du potentiel JLM. Ce potentiel sera utilisé par la suite pour l'analyse de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (IV.2.2).

Le potentiel JLM (Jeukenne, Lejeune et Mahaux) [Jeuk77], utilisé par la suite pour l'analyse de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ est un potentiel microscopique complexe basé sur l'interaction nucléon-nucléon à cœur dur de Reid [Reid68]. En partant de cette interaction nucléon-nucléon et de l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock [Jeuk77-2], Jeukenne et al. ont d'abord développé un potentiel optique dans la matière nucléaire infinie pour des énergies allant jusqu'à 160 MeV.

Ce potentiel complexe, dépendant uniquement de l'énergie et de la densité ρ du milieu infini, comprend trois termes:

- un terme isoscalaire sensible à la densité totale des nucléons qui correspond à la matière nucléaire infinie symétrique $N=Z$:

$$V_0(\rho, E) + i W_0(\rho, E) \quad (1.17)$$

• un terme isovectoriel provenant de la différence entre le nombre de neutrons et de protons dans le noyau :

$$\pm \alpha [V_1(\rho, E) + i W_1(\rho, E)] \quad (1.18)$$

le signe $-$ s'applique dans le cas d'une diffusion proton-noyau et le signe $+$ dans le cas d'une diffusion neutron-noyau. Le paramètre d'asymétrie α décrit l'excès de neutrons:

$$\alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (1.19)$$

avec ρ_n et ρ_p les densités de neutrons et de protons dans la matière nucléaire infinie.

• un terme de correction Coulombienne si le nucléon incident est un proton. En effet, le proton subit alors le potentiel Coulombien V_c créé par les protons du noyau. Puisque le potentiel optique calculé précédemment est non local et dépend de l'énergie, on remplace la variable E par $E - V_c$ dans les parties isoscalaire et isovectorielle. Le potentiel d'interaction nucléon-noyau microscopique dans une matière nucléaire infinie devient:

$$\begin{aligned} U(\rho, E) &= V_0(\rho, E - V_c) - \alpha V_1(\rho, E - V_c) + i W_0(\rho, E - V_c) - i \alpha W_1(\rho, E - V_c) \quad \text{pour un proton} \\ U(\rho, E) &= V_0(\rho, E) + \alpha V_1(\rho, E) + i W_0(\rho, E) + i \alpha W_1(\rho, E) \quad \text{pour un neutron} \end{aligned} \quad (1.20)$$

L'approximation de la densité locale (LDA) permet de déduire un potentiel optique pour un noyau fini à partir du potentiel $U(\rho, E)$ modélisé dans la matière nucléaire infinie. Dans le cadre de cette approximation, la densité ρ du milieu infini est remplacée par une densité qui n'est plus constante mais qui dépend de la distance \vec{r} entre le centre du noyau et le nucléon projectile:

$$U_{LDA}(\vec{r}, E) = V(\rho(\vec{r}), E) + i W(\rho(\vec{r}), E) \quad (1.21)$$

L'ensemble des nucléons du noyau crée un champ nucléaire de portée finie auquel est soumis le nucléon incident. Pour améliorer l'approximation LDA les effets de la portée finie de l'interaction nucléaire sont ajoutés (Improved LDA). Le potentiel est alors convolué par une distribution gaussienne:

$$U_{ILDA}(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int U_{LDA}(\vec{r}', E) \exp[-(\vec{r} - \vec{r}')^2/t^2] d\vec{r}' \quad (1.22)$$

La paramétrisation JLM donne une valeur du paramètre t , reflétant la portée finie de la force nucléaire de 1.2 fm. Des travaux expérimentaux ont fixé par la suite cette valeur de t à 1 fm [Mell83]. Bien que le potentiel JLM soit sans paramètre libre, Petrovich et collaborateurs [Petr93] ont montré que la partie imaginaire devait être renormalisée pour des noyaux légers par un facteur $\lambda_w = 0.8$ tandis que la partie réelle ne changeait pas ($\lambda_v = 1$). Cette normalisation ($\lambda_v = 1$ et $\lambda_w = 0.8$), appelée dans la suite de ce travail normalisation standard du potentiel JLM (Tab 1.2), permet de reproduire les données de diffusion élastique sur des noyaux stables légers.

λ_v	λ_w	λ_{iso}	Noyaux	Références
1	1	2-2.5	Noyaux lourds stables	[Pako01]
1	0.8	1	Noyaux légers stables	[Petr93]
0.8-0.9	0.8-0.9	1.4	Noyaux légers exotiques	[Vism01] [Lapo01]

Tab 1.2: Normalisations de JLM.

Dans le cas des noyaux exotiques légers tels ${}^6\text{He}$, une analyse complète avec le potentiel microscopique JLM des sections efficaces différentielles de la diffusion élastique sur proton ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$, de la réaction d'échange de charge ${}^6\text{He}(p,n){}^6\text{Li}$ et de la section efficace de réaction à des énergies faisceau comparables a été réalisée [Vism01]. Ce travail montre que la meilleure description des données est obtenue en diminuant d'environ 10 % la partie réelle et augmentant d'environ 10 % la partie imaginaire du potentiel par rapport à la normalisation standard. Ceci reste cependant très proche de la normalisation standard.

Récemment, Bauge et al. ont introduit quelques modifications par rapport à l'approche initiale [Baug98]. Ces modifications sont liées en particulier au traitement de la LDA et du spin-orbite. Elles ont permis d'étendre le domaine de validité en énergie jusqu'à 200 MeV. La validité de cette approche modifiée est en principe limitée à la gamme des masses comprises entre 40 et 209, car elle a été testée avec les densités de proton et neutron issues de calculs HFB [Dech80] avec la force de Gogny [Berg90]. Une différence importante par rapport à l'approche initiale est la normalisation du potentiel imaginaire isoscalaire et du potentiel isovecteur [Baug98].

I.2 Formalisme des réactions de transfert

Dans la théorie des réactions nucléaires directes et plus particulièrement celle des réactions de transfert, l'approximation de Born des ondes distordues est sans aucun doute la plus utilisée. Elle constitue une très bonne approximation si toutes les sections efficaces de réaction sont faibles par rapport à la diffusion élastique. Dans le cas de transitions fortes ou de plusieurs transitions, le formalisme des voies couplées est un cadre théorique puissant pour comprendre les résultats expérimentaux obtenus. Les approches DWBA et en voies couplées, rappelées ci dessous, sont détaillées dans les références [Jack70], [Satc83], [Wiel99].

1.2.1 Approximation de Born des ondes distordues

Lors d'une réaction à deux corps:



la section efficace différentielle s'écrit, si les particules ne sont pas polarisées, sous la forme:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi \hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{M_B, M_b, M_A, M_a} |T_{\alpha\beta}|^2 \quad (1.24)$$

avec $T_{\alpha\beta}$, l'élément de matrice associé à la réaction, I_A et I_a les spins du projectile A et de la cible a et M_A, M_a, M_B, M_b les nombres quantiques magnétiques des particules A, a, B et b.

Les indices α et β définissent respectivement la voie d'entrée et la voie de sortie de la réaction avec μ_i la masse réduite et k_i le nombre d'onde de la voie considérée. Le nombre d'onde k_i , décrivant le mouvement relatif des deux noyaux dans le repère du centre de masse est relié à leur énergie cinétique E_i par:

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu_i} \quad (1.25)$$

L'Hamiltonien total du système H s'écrit de façon équivalente:

$$\begin{aligned} H &= H_A + H_a + T_{Aa} + V_{Aa} \\ H &= H_B + H_b + T_{Bb} + V_{Bb} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Les fonctions d'onde propres de l'Hamiltonien H sont les fonctions d'onde Ψ_{Aa}^\pm et Ψ_{Bb}^\pm . Les opérateurs T_{Aa}, T_{Bb} sont les opérateurs d'énergie cinétique du mouvement relatif des noyaux dans chaque voie. Les derniers termes V_{Aa} et V_{Bb} décrivent les interactions entre les particules contenues dans chaque voie. Les Hamiltoniens H_A, H_a, H_B et H_b , Hamiltoniens internes de chaque particule, ont chacun pour état propre la fonction d'onde Φ_A, Φ_a, Φ_B et Φ_b .

L'élément de matrice $T_{\alpha\beta}$ se calcule de manière exacte et équivalente sous les formes post et prior:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{bB}^- \Phi_b \Phi_B | W_{bB} | \Psi_{aA}^+ \rangle \quad \text{forme post} \quad (1.27)$$

$$T_{\alpha\beta} = \langle \Psi_{bB}^- | W_{aA} | \chi_{aA}^+ \Phi_a \Phi_A \rangle \quad \text{forme prior} \quad (1.28)$$

Les appellations prior et post sont reliées à la voie d'entrée et à la voie de sortie de la réaction.

Dans la forme prior, l'interaction responsable de la transition appelée interaction résiduelle, est W_{Aa} :

$$W_{Aa} = V_{Aa} - U_{Aa} \quad (1.29)$$

tandis que dans la forme post, l'interaction W_{Bb} est utilisée:

$$W_{Bb} = V_{Bb} - U_{Bb} \quad (1.30)$$

Les potentiels optiques U_{Aa} ou U_{Bb} , décrivant la diffusion élastique des noyaux A et a ou B et b, ont été présentés dans le paragraphe I.1.

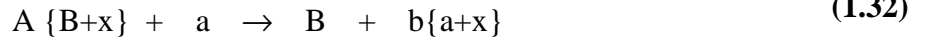
De plus, les équations de Schrödinger correspondant aux diffusions élastiques des noyaux A et a ou B et b:

$$(T_{Aa} + U_{Aa}) |\chi_{Aa}^\pm\rangle = E_{Aa} |\chi_{Aa}^\pm\rangle \quad (1.31)$$

$$(T_{Bb} + U_{Bb}) |\chi_{Bb}^\pm\rangle = E_{Bb} |\chi_{Bb}^\pm\rangle$$

ont pour états propres les fonctions d'ondes χ distordues par les diffusions élastiques et l'absorption qui les accompagne.

Lors d'une réaction de transfert où une particule x est transférée du projectile A vers la cible a , c'est à dire dans le cas d'une réaction de stripping:



les termes W_{Aa} et W_{Bb} sont décomposés en fonction de la particule x transférée:

$$W_{Aa} = V_{xa} + V_{Ba} - U_{Aa} \quad (1.33)$$

$$W_{Bb} = V_{Bx} + V_{Ba} - U_{Bb}$$

où le terme V_{Ba} commun aux deux interactions est appelé potentiel rémanent de la réaction.

Si une réaction de transfert est analysée dans le cadre de l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA), on suppose que:

- le transfert de la particule a lieu directement de l'état initial vers l'état final. Toutes les particules à l'exception de celle transférée restent dans leurs états initiaux. Le cœur B reste donc inerte.
- la fonction d'onde décrivant le mouvement relatif des partenaires dans la réaction est correctement décrite par un potentiel optique.
- la réaction de transfert est suffisamment faible pour être traitée comme une perturbation et aucune autre voie de réaction n'est forte.

Dans cette approximation, l'élément de matrice de la réaction $T_{\alpha\beta}$ est simplifié en simplifiant les fonctions d'onde Ψ_{Aa}^+ et Ψ_{Bb}^- . En effet, la fonction d'onde Ψ_{Aa}^+ peut s'exprimer en terme de χ_{Aa}^+ avec un développement en série de Born sur tous les états i des noyaux A et a :

$$\Psi_{Aa}^+ = [1 + G_{Aa}^+ W_{Aa} + G_{Aa}^+ W_{Aa} G_{Aa}^+ W_{Aa} + \dots] \chi_{Aa}^+ \Phi_{Aa} \quad (1.34)$$

avec G_{Aa}^+ qui est le propagateur de Green de l'onde distordue pour le potentiel U_{Aa} :

$$G_{Aa}^+ = \frac{1}{E - H - T_{Aa} - U_{Aa} + i\epsilon} \quad (1.35)$$

De la même façon, Ψ_{Bb}^- est développé en série de Born sur tous les états i des noyaux B et b .

Dans l'approximation DWBA, seul le premier terme de ces développements est conservé et l'élément de matrice $T_{\alpha\beta}$ d'une réaction de transfert devient:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{Bb}^- \Phi_B \Phi_b | V_{Ba} + V_{Bx} - U_{Bb} | \chi_{Aa}^+ \Phi_A \Phi_a \rangle \quad (1.36)$$

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{Bb}^- \Phi_B \Phi_b | V_{xa} + V_{Ba} - U_{Aa} | \chi_{Aa}^+ \Phi_A \Phi_a \rangle$$

Soulignons que ces deux expressions post et prior de l'élément de matrice doivent donner le même résultat avec les potentiels choisis.

L'un des éléments importants de la matrice (1.36) est la fonction de portée $D(\vec{r}_{ax})$. Cette fonction de portée définit l'interaction entre le nucléon transféré x et la particule a :

$$D(\vec{r}_{ax}) = \langle \Phi_b | V_{xa} | \Phi_a \rangle \quad (1.37)$$

où \vec{r}_{ax} est le vecteur position entre les particules a et x .

Une approximation, dite approximation de portée nulle, a très longtemps été employée pour simplifier la fonction de portée $D(\vec{r}_{ax})$ et ainsi limiter la puissance de calcul nécessaire. Lorsque les différentes particules de la réaction sont dans un état s , la fonction $D(\vec{r}_{ax})$ est remplacée par une fonction delta:

$$D(\vec{r}_{ax}) = D_0 \delta(\vec{r}_{ax}) \quad (1.38)$$

où D_0 est l'intégrale de la partie radiale de la fonction $D(\vec{r}_{ax})$ [Satch83].

1.2.2 Voies de réactions couplées

Dans le paragraphe précédent, nous avons développé l'approche DWBA. Cette approche est suffisante lorsque les réactions de transfert sont faibles par rapport à la diffusion élastique, bien que cela soit difficile à estimer quantitativement. Il est évident que dans le cas où le couplage avec les voies inélastiques est important ou dans le cas où plusieurs voies de réactions sont fortes, le calcul de la section efficace différentielle de transfert dans l'approche DWBA n'est plus adapté. Un calcul en voies de réactions couplées CRC (Coupled Reaction Channels) s'impose alors. Le développement en voies couplées dépend du problème que l'on veut traiter. En pratique, le calcul se limite à un petit nombre de voies de réactions que l'on juge fortement couplées. Toutes les autres voies sont prises en compte dans la partie imaginaire du potentiel optique.

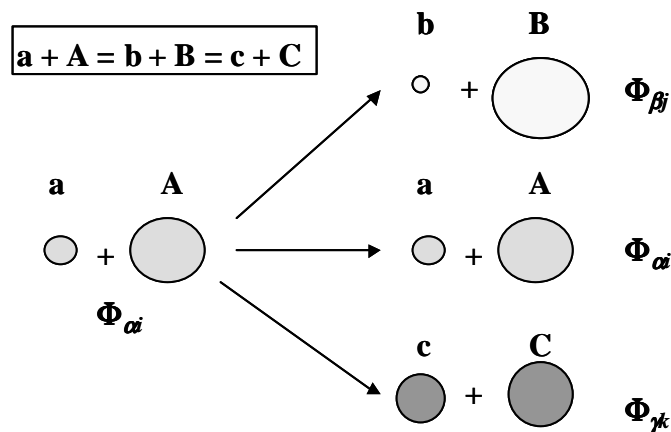


Fig 1.4: Définition des différentes partitions de masses.

La fonction d'onde du système Ψ_{CRC}^+ est développée sur les différentes partitions de masse (Fig 1.4): chaque partition de masse (α, β, γ) consistant en une voie de réaction possible des noyaux de départ A et a, par exemple la diffusion élastique A + a, le transfert d'un nucléon B + b, le transfert de plusieurs nucléons C + c:

$$\Psi_{\text{CRC}}^+ = \sum_i \Phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} + \sum_j \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j} + \sum_k \Phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \quad (1.39)$$

Dans cette expression, les indices i, j, k représentent les différents états de chaque partition de masse α, β et γ . Les fonctions χ décrivent le mouvement relatif entre les deux noyaux dans la voie considérée. Les fonctions Φ décrivent quant à elles la structure des noyaux A et a, B et b, C et c dans un état particulier i, j, k :

$$\Phi_{\alpha i} = \Phi_{A_i} \Phi_{a_i} \quad \Phi_{\beta j} = \Phi_{B_j} \Phi_{b_j} \quad \Phi_{\gamma k} = \Phi_{C_k} \Phi_{c_k} \quad (1.40)$$

Si on se limite à deux partitions, on retrouve les résultats obtenus dans un calcul DWBA.

L'équation de Schrödinger du système s'écrit:

$$(H-E)\Psi_{\text{CRC}}^+ = 0 \quad (1.41)$$

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe I.2.1, l'Hamiltonien total H du système se calcule sur chaque partition:

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta = H_\gamma + T_\gamma + V_\gamma \quad (1.42)$$

où les Hamiltoniens de structure $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ ont pour fonctions d'ondes respectives $\Phi_{\alpha i}, \Phi_{\beta j}$ et $\Phi_{\gamma k}$:

$$H_\alpha \Phi_{\alpha i} = \varepsilon_{\alpha i} \Phi_{\alpha i} \quad H_\beta \Phi_{\beta j} = \varepsilon_{\beta j} \Phi_{\beta j} \quad H_\gamma \Phi_{\gamma k} = \varepsilon_{\gamma k} \Phi_{\gamma k} \quad (1.43)$$

De plus, le potentiel d'interaction V se décompose en un potentiel optique U et un potentiel résiduel W :

$$V_\alpha = U_\alpha + W_\alpha \quad V_\beta = U_\beta + W_\beta \quad V_\gamma = U_\gamma + W_\gamma \quad (1.44)$$

Projetons maintenant sur un état m quelconque de la partition de masse α l'équation (1.41), ce qui revient à intégrer uniquement sur les coordonnées internes de cet état:

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{\alpha m} | H - E | \Phi_{\alpha m} \chi_{\alpha m} \rangle &= - \sum_{i \neq m} \langle \Phi_{\alpha m} | H - E | \Phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} \rangle \\ &\quad - \sum_j \langle \Phi_{\alpha m} | H - E | \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle \\ &\quad - \sum_k \langle \Phi_{\alpha m} | H - E | \Phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle \end{aligned} \quad (1.45)$$

si on choisit l'interaction W_α , l'équation précédente devient:

$$\begin{aligned}
 & (T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha m} - E) \chi_{\alpha m} \\
 = & - \sum_{i \neq m} \langle \Phi_{\alpha m} | W_\alpha | \Phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} \rangle \\
 & - \sum_j \langle \Phi_{\alpha m} | W_\alpha | \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle - \sum_k \langle \Phi_{\alpha m} | W_\alpha | \Phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle \\
 & - \sum_j (T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha m} - E) \langle \Phi_{\alpha m} | \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle - \sum_k (T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha m} - E) \langle \Phi_{\alpha m} | \Phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle
 \end{aligned} \tag{1.46}$$

Détaillons chaque terme du membre de droite de l'équation (1.46):

- $\sum_{i \neq m} \langle \Phi_{\alpha m} | W_\alpha | \Phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} \rangle$

couplent les différents états de la partition de masse α (également voie d'entrée de la réaction) représentant des diffusions inélastiques de l'état m .

- $\sum_j \langle \Phi_{\alpha m} | W_\alpha | \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle$ et $\sum_k \langle \Phi_{\alpha m} | W_\alpha | \Phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle$

couplent les différentes partitions de masses et décrivent donc le transfert d'une particule de l'état m de la partition α vers les différents états des partitions β et γ de la voie de sortie.

- Il est important de rappeler que les termes $\langle \Phi_{\alpha m} | \Phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle$ et $\langle \Phi_{\alpha m} | \Phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle$, projections de $\Phi_{\alpha m}$ sur les états β_j et γ_k des partitions β et γ , ne sont pas nuls car ces différentes partitions ne sont pas orthogonales. Tous les calculs en voies couplées présentés dans ce manuscrit ont été réalisés avec le code FRESCO qui prend en compte explicitement les termes de non-orthogonalité [Thom88].

Si on fait varier l'indice m sur tous les états associés à la partition de masse α , puis que l'on recommence pour tous les états associés à la partition β et à la partition γ , on obtient un système d'équations intégral-différentielles couplées dont la résolution fournit les fonctions d'onde χ .

Les amplitudes de transition $f_{\alpha_0 \rightarrow \alpha_i}$, $f_{\alpha_0 \rightarrow \beta_j}$ et $f_{\alpha_0 \rightarrow \gamma_k}$, correspondant aux transitions entre l'état initial α_0 des noyaux et les états β_j et γ_k des voies de sortie sont obtenues avec les conditions asymptotiques des fonctions d'onde χ . Dans le cas d'une transition $\alpha_0 \rightarrow \beta_j$, χ a la forme asymptotique suivante:

$$\chi_{\beta_j} \rightarrow e^{(i \vec{k}_{\alpha_0} \cdot \vec{r}_{\alpha_0})} \delta_{\alpha_0 \beta_j} + f_{\alpha_0 \rightarrow \beta_j}(\vec{r}_B, \vec{k}_{\alpha_0}) \frac{e^{(i \vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_B)}}{r_B} \tag{1.47}$$

Pour une diffusion élastique ($\alpha_0 \rightarrow \alpha_0$), la forme asymptotique correspond donc à la somme de l'onde plane incidente plus une onde sphérique et dans les autres cas à une onde sphérique. Si les

potentiels d'interaction contiennent un terme Coulombien, une fonction d'onde Coulombienne doit être ajoutée et le terme $\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta$ dans l'équation (1.47) devient:

$$\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta + \eta_\beta \ln (\|\vec{k}_\beta\| \|\vec{r}_\beta\| - \vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta) \quad (1.48)$$

où η_β est le paramètre de Sommerfeld avec v_B la vitesse du noyau B:

$$\eta_\beta = \frac{Z_B Z_b e^2}{\hbar v_B} \quad (1.49)$$

Les sections efficaces différentielles de chaque réaction sont proportionnelles aux carrés des amplitudes des fonctions calculées ci dessus.

1.2.3 Facteur de forme et facteur spectroscopique

La fonction d'onde Φ_A , déterminée par les nombres quantiques $\{J_A M_A T_A T_{zA}\}$ avec J_A le moment angulaire total, M_A sa projection, T_A l'isospin et T_{zA} la projection de l'isospin, se développe sur une base des états propres $\Phi_B \{J_B M_B T_B T_{zB}\}$ du cœur contenant B nucléons:

$$\Phi_A (\xi_B, \sigma_x, \vec{r}_{xB}) = \frac{1}{N} \sum_{j m J_B} \Phi_B (\xi_B) \phi_{lmj} (\vec{r}_{xB}, \sigma_x) \langle J_B M_B j m | J_A M_A \rangle \langle T_B T_{zB} t_x t_x | T_A T_{zA} \rangle \quad (1.50)$$

Dans l'expression (1.50), Φ_A dépend des coordonnées suivantes:

- ξ_B : coordonnées intrinsèques du noyau résiduel B
- σ_x : coordonnées intrinsèques du groupe de nucléons ou du cluster x transféré (ces coordonnées intrinsèques incluent le spin)
- \vec{r}_{xB} : distance relative entre cluster x et le cœur de B nucléons

et du coefficient de normalisation N :

$$N = \sqrt{\frac{N_B!}{(N_B - n_x!) n_x!}} \quad (1.51)$$

où N_B est le nombre de nucléons du noyau B et n_x le nombre de nucléons de la particule x transférée.

La fonction $\phi_{lmj} (\vec{r}_{xB}, \sigma_x)$ décrit le comportement du groupe de nucléons x de nombres quantiques l, m, j .

Enfin les coefficients présents dans le développement de la fonction d'onde Φ_A sont les coefficients de Clebsch-Gordan de couplage de spin C_{spin} et d'isospin C_{iso} correspondant à la réaction $A \rightarrow B + x$:

$$C_{spin} = \langle J_B M_B j m | J_A M_A \rangle \quad (1.52)$$

$$C_{iso} = \langle T_B T_{zB} t_x t_x | T_A T_{zA} \rangle \quad (1.53)$$

où t_x et t_{zx} sont l'isospin du nucléon transféré et sa projection sur l'axe z.

La fonction d'onde de recouvrement $\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle$ entre les fonctions d'onde Φ_A et Φ_B s'écrit en utilisant l'équation 1.50:

$$\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j m} \phi_{lmj}(\vec{r}_{xB}, \sigma_x) C_{spin} C_{iso} \quad (1.54)$$

Le facteur spectroscopique correspondant à la contribution de la composante $\{lj\}$ dans l'amplitude de transition est défini par:

$$S_{ljx} = \int |\phi_{lmj}(\vec{r}_{xB}, \sigma_x)|^2 dr_{xB} d\sigma_x dt_x \quad (1.55)$$

et l'amplitude spectroscopique A_{ij} est reliée au facteur spectroscopique:

$$S_{ljx} = |A_{ij}|^2 \quad (1.56)$$

La fonction $\phi_{lmj}(\vec{r}_{xB}, \sigma_x)$ est décomposée en partie radiale, angulaire, de spin et d'isospin:

$$\phi_{lmj}(\vec{r}_{xB}, \sigma_x) = \sum_{\mu} R_{lj}(\vec{r}_{xB}) (\hat{r}_{xB})^{\mu} Y_1^{m-\mu} \chi_{s\mu}(\sigma_x) T_{lm}(\hat{t}_x) \langle lsm - \mu \mu | jm \rangle \quad (1.57)$$

Lorsque le spin du nucléon transféré est $s=1/2$ l'expression (1.55) du facteur spectroscopique devient:

$$S_{ljx} = \int |R_{lj}(\vec{r}_{xB})|^2 r_{xB}^2 dr_{xB} \quad (1.58)$$

et dépend uniquement de l'amplitude de la partie radiale $R_{lj}(\vec{r}_{xB})$ de la fonction $\phi_{lmj}(\vec{r}_{xB}, \sigma_x)$. Cette partie radiale est appelée facteur de forme de la transition.

Dans le cas de noyaux sphériques et pour des énergies d'excitation inférieures à 10 MeV, le facteur de forme est calculé en résolvant l'équation de Schrödinger dans un puits de Woods-Saxon de profondeur V avec un terme de spin-orbite V_{so} . La profondeur V est ajustée de manière à reproduire la valeur expérimentale de l'énergie de séparation E_x de la particule x dans l'état lj . La forme asymptotique de ce facteur de forme est déterminée par la valeur expérimentale de l'énergie de séparation E_x de la particule transférée:

$$R_{lj}(r) \rightarrow \frac{e^{-\alpha r}}{r} \quad \text{avec} \quad \alpha^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} |E_x| \quad (1.59)$$

Enfin, les facteurs spectroscopiques sont déduits en ajustant la valeur absolue de la section efficace différentielle de la réaction calculée dans une approche DWBA ou en voies couplées sur les données expérimentales. Dans le cas d'une réaction de transfert d'un nucléon, la précision sur le facteur spectroscopique est typiquement de l'ordre de 20 à 30 pour cent. Rappelons que ces facteurs spectroscopiques expérimentaux dépendent d'un modèle: des voies de réactions prises en compte et des potentiels utilisés. Les effets de différents potentiels et voies de réactions seront étudiés dans le chapitre IV sur la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

I.3 Couplages au continuum

Les noyaux à halo possèdent un ou plusieurs nucléons faiblement liés et ont par conséquent un seuil de cassure bas. Il est important lors de l'analyse des réactions impliquant de tels noyaux de prendre en compte les effets de breakup, c'est à dire les excitations possibles vers le continuum et ses états résonants. Ces effets sont simulés de façon phénoménologique en réduisant la partie réelle du potentiel en la renormalisant ou en ajoutant un potentiel de polarisation (I.1.2).

Ces réactions, où des noyaux à halo participent, peuvent être également analysées avec une approche CDCC (Coupled Discretised Continuum Channels) où sont inclus explicitement:

- le breakup Coulombien et nucléaire
- les couplages continuum-continuum, c'est à dire des réactions possibles entre les voies de breakup
- des interactions après la cassure entre les nucléons du halo et le cœur ou entre les fragments et la cible.

La méthode CDCC a été utilisée pour l'une des premières fois lors de l'analyse de la cassure du deuteron par Austern et al [Aust87] en 1987 et elle a également permis d'étudier l'influence de la cassure en deux corps de noyaux légers tels: ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + d$ [Saku97], ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ [Ruse01], ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [Moro02] dans le cas des diffusions élastiques sur des cibles de protons, ${}^{12}\text{C}$ ou ${}^{208}\text{Pb}$, des réactions de transfert et des réactions de fusion [Keel01].

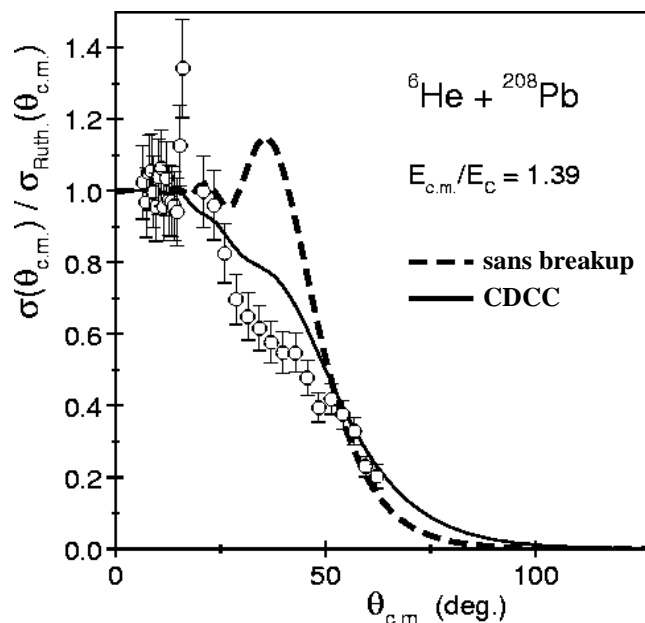


Fig 1.5: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}({}^{208}\text{Pb}, {}^{208}\text{Pb}){}^6\text{He}$ calculée avec (CDCC) et sans tenir compte des effets de breakup [Ruse03].

Par exemple, K. Rusek et K. W. Kemper ont montré que la cassure de l' ${}^6\text{He}$ (noyau peu lié $S_{2n} = 0.975$ MeV) en clusters $\alpha + 2n$, les excitations vers les états du continuum et le transfert du dineutron à partir de ces états affectent de façon importante la diffusion élastique ${}^6\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^6\text{He}$ [Ruse00]. De plus, ces calculs CDCC et l'approche à deux corps de l' ${}^6\text{He}$ ($\alpha + 2n$) ont également décrit avec succès les réactions de fusion ${}^6\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ (Fig 1.5).

Enfin ces travaux ont également été appliqués aux réactions de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ [Ruse01]: le continuum au dessus du seuil de cassure ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ est discrétisé en une série de bins en moment d'égale largeur $\Delta k = 0.2$ fm $^{-1}$ et de moment angulaire $L = 0, 1, 2, 3$ (Fig 1.6). $\hbar k$ et L représentent le moment et le moment angulaire du mouvement relatif des deux clusters α et $2n$. De plus, le continuum est doublement tronqué en moment angulaire et en énergie pour diminuer la complexité numérique du calcul. L'espace du modèle a été limité au seuil de cassure ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$ ($S_{t-t} = 12.3$ MeV) car plus le moment $\hbar k$ est élevé, moins les contributions de ces états du continuum sont importantes. De plus, le seuil de cassure de l' ${}^6\text{He}$ en deux tritons est beaucoup plus important que le seuil de cassure de l' ${}^6\text{He}$ en α et $2n$. La taille de bins en moment a été choisie identique à celle des travaux de Sakuragi sur la cassure du ${}^6\text{Li}$ en α et d [Saku97]. L'état résonant 2^+ de ${}^6\text{He}$ à 1.8 MeV a été inclus dans le modèle. Plus la multipolarité du moment angulaire augmente, moins les contributions de ces bins sont significatives si il n'y a pas d'état résonant.

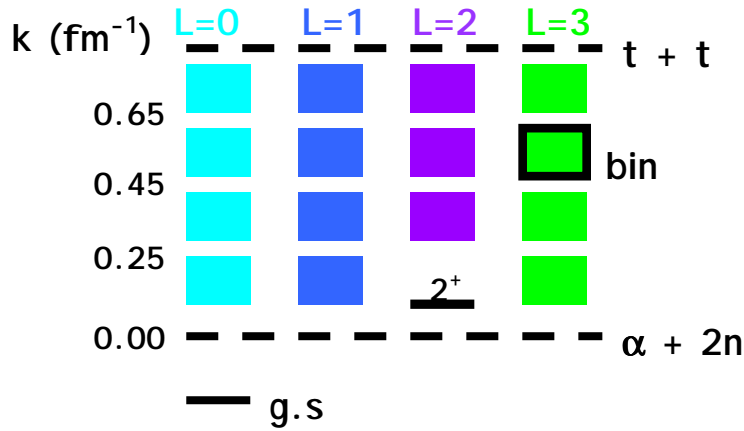


Fig 1.6: Discrétisation du continuum ${}^6\text{He} + p$.

Pour chaque bin, considéré comme un état excité de l' ${}^6\text{He}$, placé à une énergie d'excitation correspondant à l'énergie moyenne du bin, une fonction d'onde $\Psi(r)$ est construite comme la moyenne des fonctions d'ondes $\phi(r,k)$ superposées à l'intérieur du bin:

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{N \Delta k}} \int_{\Delta k} \phi(r,k) dk \quad (1.60)$$

avec N facteur de normalisation et r la distance α - $2n$.

Les fonctions d'onde Ψ_0 et Ψ_{2^+} décrivant le mouvement relatif des deux clusters dans l'état fondamental et l'état résonant 2^+ ont été calculées en résolvant l'équation de Schrödinger dans des puits de potentiel V_0 et V_{2^+} . Les profondeurs des potentiels V_0 et V_{2^+} ont été variées afin de reproduire l'énergie de liaison de l' ${}^6\text{He}$ dans le cas de l'état fondamental, et l'énergie de la résonance de l'état 2^+ à 1.8 MeV. Le potentiel V_0 a également été choisi dans le calcul des fonctions d'onde situées à l'intérieur des bins correspondant à un moment angulaire $L=0,1$ et 3. Dans le cas des bins où le moment angulaire L est égal à 2, nous utiliserons le potentiel V_{2^+} .

Les calculs en voies couplées des réactions de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec les fonctions d'ondes $\Psi(r)$ et les différents potentiels utilisés: V_0 , V_{2^+} , potentiels de couplages entre les différents états du continuum ou avec la voie d'entrée ${}^6\text{He}-p$ seront décrits dans le chapitre IV.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, réalisée au GANIL (Grand accélérateur National d'Ions Lourds) utilise un faisceau secondaire de ${}^6\text{He}$ à 25 A.MeV. Après une présentation du mode de production du faisceau secondaire de ${}^6\text{He}$ et de son réglage jusqu'à la salle d'expérience SPEG, nous décrivons le dispositif expérimental et les différents détecteurs utilisés. Les procédures de calibration angulaire et en énergie propres à chaque détecteur sont également détaillées dans ce chapitre. Nous terminerons par une présentation de l'électronique associée à l'expérience.

II.1 Production du faisceau secondaire de ${}^6\text{He}$

Une grande variété de noyaux stables allant du carbone à l'uranium sont accélérés au GANIL à des énergies comprises entre 25 et 95 A.MeV à la sortie du cyclotron CSS2. Ces faisceaux primaires stables peuvent à leur tour être utilisés pour produire par fragmentation des faisceaux radioactifs. Par exemple, le faisceau secondaire de ${}^6\text{He}$ de cette expérience a été produit lors de la fragmentation d'un faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$ de 60 A.MeV sur une cible de production de carbone.

II.1.1 Le faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$

Des ions faiblement chargés, extraits d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance), sont préaccélérés jusqu'à quelques centaines de keV dans le cyclotron compact C01 ou C02. Puis le cyclotron CSS1 accélère ces ions jusqu'à une dizaine de MeV (Fig 2.1).

Un épilucheur, feuille mince de carbone placée entre les deux cyclotrons CSS1 et CSS2, arrache des électrons aux ions. Ces ions acquièrent un état de charge plus grand et peuvent être ainsi à nouveau accélérés dans le cyclotron CSS2 qui est identique à CSS1. A la sortie du cyclotron CSS2, l'énergie du faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$ utilisé pour notre expérience est de 60 A.MeV avec une intensité maximale d'environ $5 \mu\text{Ae}$ soit $5.2 \cdot 10^{12}$ pps. Ce faisceau primaire est ensuite envoyé sur la cible de production placée entre les solénoïdes de SISSI afin de produire par fragmentation un faisceau secondaire composite.

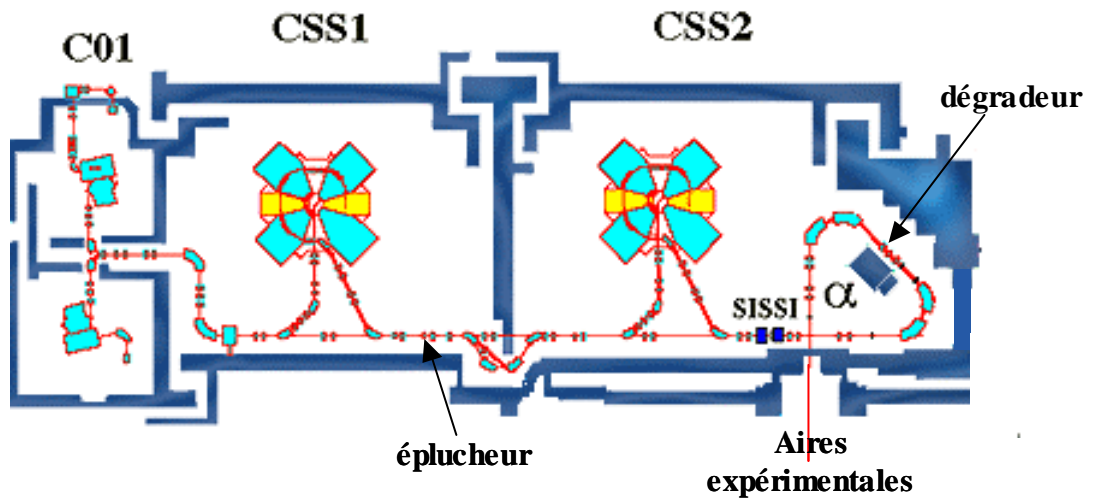


Fig 2.1 : Plan de l'accélérateur GANIL.

II.1.2 Le faisceau secondaire composite

La fragmentation décrite par le modèle d'abrasion-ablation [Hüfn75] est un mécanisme de réaction dominant à quelques centaines de MeV par nucléon. Cette description de la fragmentation est également utilisée pour des énergies plus basses [Borr83] entre 50 et 100 A.MeV qui correspondent aux énergies des faisceaux stables produits au GANIL. Lors de la fragmentation du faisceau primaire stable de ^{13}C de 60 A.MeV sur une cible épaisse de carbone de 1040 mg/cm^2 , les noyaux de la cible et du projectile vont interagir dans leur zone de recouvrement et le projectile va perdre des nucléons, c'est la phase d'abrasion. Le quasi-projectile restant après abrasion a une vitesse proche de celle du faisceau et possède à ce moment une énergie d'excitation qui sera libérée par l'évaporation de nucléons, c'est la phase d'ablation. Ces processus successifs d'abrasion et d'ablation de la fragmentation du faisceau primaire de ^{13}C sur la cible de carbone permettent d'obtenir une grande variété de noyaux. Ces noyaux stables ou très éloignés de la vallée de la stabilité, de masse et de charge inférieures à celles du faisceau primaire, vont former un faisceau composite dit secondaire.

Cependant la fragmentation dégrade les qualités optiques du faisceau secondaire qui possède une grande ouverture angulaire alors que l'acceptance angulaire à l'entrée du spectromètre α est réduite (5-10 mrad). Dans ce cas, la transmission des particules produites sera faible. Le dispositif SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) a été conçu afin d'améliorer la transmission des faisceaux secondaires [Ann97].

D'après le théorème de Liouville, l'émittance $\Delta x \cdot \Delta \theta$ du faisceau est conservée dans un système sans accélération. Les lignes de transport du GANIL ont une acceptance standard de $17 \pi \text{ mm.mrad}$. Si on désire obtenir une acceptance angulaire de 100 mrad, le diamètre de la tache du faisceau primaire doit être de l'ordre de 0.17 mm. Le premier solénoïde (Fig 2.2) supraconducteur

de SISSI focalise le faisceau primaire sur la cible de fragmentation et permet d'obtenir une tache de faisceau Δx sur la cible de production de diamètre 0.17 mm. Les noyaux produits par fragmentation sur la cible sont refocalisés sur la ligne par le second solénoïde de SISSI augmentant ainsi l'acceptance angulaire jusqu'à 100 mrad. La transmission et donc l'intensité du faisceau secondaire sont ainsi multipliés par un facteur qui dépend du faisceau secondaire considéré, mais qui peut atteindre un ou deux ordres de grandeur.

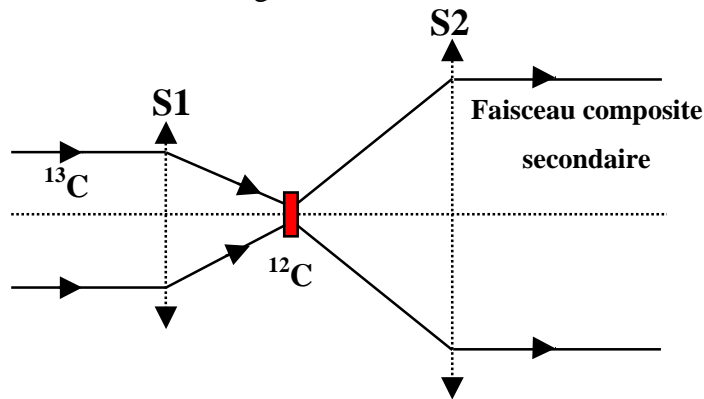


Fig 2.2: Principe du fonctionnement de SISSI.

Nous avons utilisé le code LISE [Bazi02] pour optimiser l'épaisseur de la cible de carbone en fonction du taux de production de ^6He (Fig 2.3). Le code LISE est un programme de simulation calculant à partir des sections efficaces de production expérimentales ou extrapolées et de la matrice de transport d'un spectromètre les taux de production et de transmission des fragments composant le faisceau secondaire. L'épaisseur optimale de la cible de carbone calculée avec le code LISE est de 1148 mg/cm^2 , en bon accord avec le résultat expérimental. En effet, l'optimisation de la production de ^6He a été réalisée en inclinant la cible de production d'épaisseur 1004 mg/cm^2 . Le maximum de production a été obtenu pour une inclinaison de 15.1 degrés, correspondant à une épaisseur effective de carbone de 1040 mg/cm^2 .

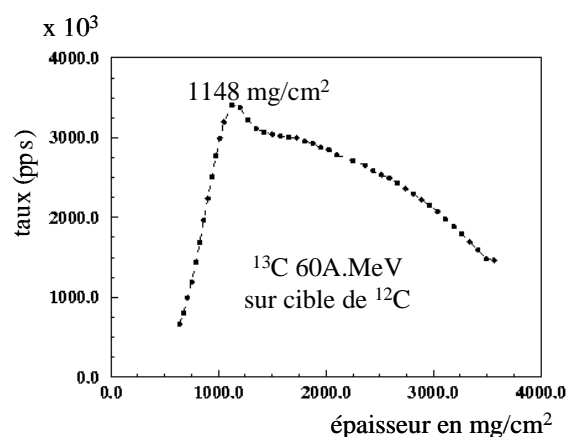


Fig 2.3: Taux de production de l' ^6He en fonction de l'épaisseur de la cible.

II.1.3 Le spectromètre α et le dégradeur

Afin de sélectionner l' ${}^6\text{He}$ parmi les nombreux noyaux issus de la fragmentation, le faisceau secondaire est injecté dans le spectromètre α qui comporte deux dipôles semblables. Un premier tri des noyaux secondaires est effectué avec la sélection magnétique du premier dipôle. Sous l'effet du champ magnétique B_1 du premier dipôle, seules seront transmises les particules satisfaisant la relation :

$$B_1 \rho_1 = \frac{P}{Q} \quad (2.1)$$

avec ρ_1 rayon de courbure du premier dipôle, P et Q , impulsion et état de charge de la particule. Les noyaux légers ($Z \leq 6$) produits lors de la fragmentation sont complètement épluchés. On a par conséquent un premier tri des noyaux en A/Z , masse et charge des noyaux.

Cependant cette sélection est insuffisante car, avec une même sélection en $B\rho$ sur toute la ligne du faisceau, on peut détecter dans le plan focal de SPEG plusieurs dizaines de noyaux ayant la même rigidité magnétique. Un dégradeur, dans notre cas une feuille mince d'aluminium de 406 mg/cm^2 , est placé entre les deux dipôles du spectromètre α afin d'améliorer la sélection des noyaux [Ann87].

En effet, d'après la formule de Bethe et Bloch [Leo87], la perte d'énergie des noyaux dans le dégradeur dépend de la vitesse et de la charge du noyau :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (2.2)$$

De plus, après le passage dans le premier dipôle de rigidité magnétique fixée $B_1\rho_1$, le rapport P/Q est constant, on déduit alors de la relation (2.1) que la vitesse v des particules est proportionnelle à Z/A et l'énergie à Z^2/A . La perte d'énergie relative des noyaux dans le dégradeur peut ainsi s'écrire:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2} \quad (2.3)$$

La diminution du champ magnétique dans le second dipôle d'une valeur :

$$\frac{dB}{B} = \frac{1}{2} \frac{dE}{E} \quad (2.4)$$

permet alors une sélection en A^3/Z^2 .

La combinaison des sélections en A/Z et A^3/Z^2 réalisées avec les deux dipôles du spectromètre α réduit le nombre de contaminants du faisceau. Dans notre cas, après ces sélections, le seul contaminant restant était du ${}^9\text{Be}$ à hauteur de 1.2 %.

L'intensité maximale du faisceau de ${}^6\text{He}$ de 25 A.MeV produit après optimisation du dispositif SISSI est d'environ $1.1 \cdot 10^5$ pps pour une intensité de $5 \mu\text{Ae}$ du faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$. Ce chiffre est plus faible que les intensités obtenues dans d'autres expériences, par exemple $5 \cdot 10^5$ pps pour un faisceau de ${}^6\text{He}$ à 41.5 A.MeV avec un faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$ de $5 \mu\text{Ae}$ [Sauv01]. La différence d'intensité dans notre cas est due à la perte liée au ralentissement jusqu'à l'énergie souhaitée pour cette expérience de 25 A.MeV. En effet, nous avons utilisé une cible épaisse de carbone de 1040 mg/cm^2 qui servait à la fois de cible de production et de ralentisseur.

II.1.4 Faisceau ralenti et réglages du faisceau secondaire

Les réglages de la ligne de faisceau s'effectuent avec un faisceau stable ralenti dont l'intensité beaucoup plus importante que celle du faisceau de ${}^6\text{He}$ facilite sa mesure sur les profileurs tout le long de la ligne optique. Dans notre cas, ces tests ont été effectués avec le faisceau auxiliaire de ${}^{36}\text{Ar}$ à 95 A.MeV ralenti de telle sorte que la rigidité magnétique soit égale à celle du faisceau secondaire de ${}^6\text{He}$. Les tests des différents détecteurs installés dans la salle d'expérience: détecteurs de faisceau, MUST, détecteurs du plan focal de SPEG, ont également été faits avec ce faisceau ralenti. Pour obtenir un taux de comptage acceptable pour les détecteurs et des conditions identiques au faisceau secondaire en termes de dispersion angulaire et en moment, nous avons inséré une cible de tantale de 1mm au point objet de SPEG. Le faisceau secondaire composite ainsi produit est ensuite envoyé dans les détecteurs du plan focal de SPEG, avec un taux de comptage de quelques centaines de particules par seconde que l'on peut ajuster à l'aide de jeux de fentes situées en amont de l'aimant d'analyse.

Ensuite le réglage du faisceau secondaire de ${}^6\text{He}$ s'effectue en deux étapes avec le faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$. Tout d'abord, les valeurs de l'épaisseur de la cible de SISSI, des rigidités magnétiques des deux dipôles du spectromètre α notées $B\rho_1$ et $B\rho_2$ sont fixées sur les valeurs théoriques obtenues en optimisant le taux de production de l' ${}^6\text{He}$ avec le code LISE. Dans cette première étape $B\rho_1=B\rho_2$, la rigidité magnétique $B\rho_2$ est déterminée par l'énergie du faisceau de ${}^6\text{He}$ de 25 A.MeV souhaitée pour l'expérience.

Par ailleurs, les rigidités magnétiques $B\rho_{an}$ et $B\rho_{spectro}$ de l'analyseur et du spectromètre de SPEG sont mises aux mêmes valeurs que celles du spectromètre α . Les noyaux produits vont ainsi directement jusqu'au plan focal du spectromètre où ils sont identifiés par la méthode de perte d'énergie-temps de vol. Le temps de vol des noyaux est mesuré entre un système à galette de microcanaux placé à la sortie du spectromètre α et le plastique du plan focal de SPEG, la perte d'énergie dans la chambre à ionisation (II.4.2). Pendant toute cette mesure, l'intensité du faisceau primaire est réduite aux moyens de réducteurs d'intensité placés à différents endroits de la ligne, de manière à obtenir un taux de comptage de l'ordre de quelques centaines de particules par seconde sur les détecteurs.

Après identification des noyaux et estimation de leur taux de production, on ajoute au niveau du spectromètre α le dégradeur en aluminium de 406 mg/cm^2 afin de réduire le nombre de contaminants du faisceau. La rigidité magnétique $B\rho_1$ de la première moitié du spectromètre α est alors augmentée afin de compenser la perte d'énergie dans le dégradeur. Le taux de comptage de l' ${}^6\text{He}$ est ensuite optimisé en variant légèrement la rigidité magnétique $B\rho_1$ autour de sa valeur théorique. On ajuste également l'inclinaison de la cible de fragmentation placée dans SISSI et le courant dans les bobines des solénoïdes de SISSI. La rigidité magnétique finale de $B\rho_1$ est de 2.30024 T.m et celle de $B\rho_2=B\rho_{AN}$ est de 2.1730 T.m .

II.2 Dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif expérimental utilisé dans l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est présenté schématiquement sur la figure 2.4. La cible de polypropylène C_3H_6 que nous avons utilisée pendant toute l'expérience avait une épaisseur de 18 mg/cm^2 .

Le spectromètre SPEG permettait d'identifier et reconstruire l'angle de diffusion des noyaux de ${}^6\text{He}$ dans le cas de la diffusion élastique sur les noyaux de proton ou de carbone de la cible d'une part, et d'autre part les α et les tritons issus de la voie de transfert considérée. L'acceptance angulaire de SPEG étant réduite à 4 degrés, le spectromètre a été utilisé à différents angles pour couvrir les angles avant centre de masse de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ jusqu'à 60 degrés. De la même façon, les angles avant centre de masse (7.8° à 27°) et les angles arrière centre de masse (155.6° à 172.8°) de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ont été déterminés avec le spectromètre SPEG en mesurant la distribution angulaire des α de haute énergie dans le cas des angles avant et la distribution angulaire des tritons de haute énergie dans le cas des angles arrière (Fig 2.5).

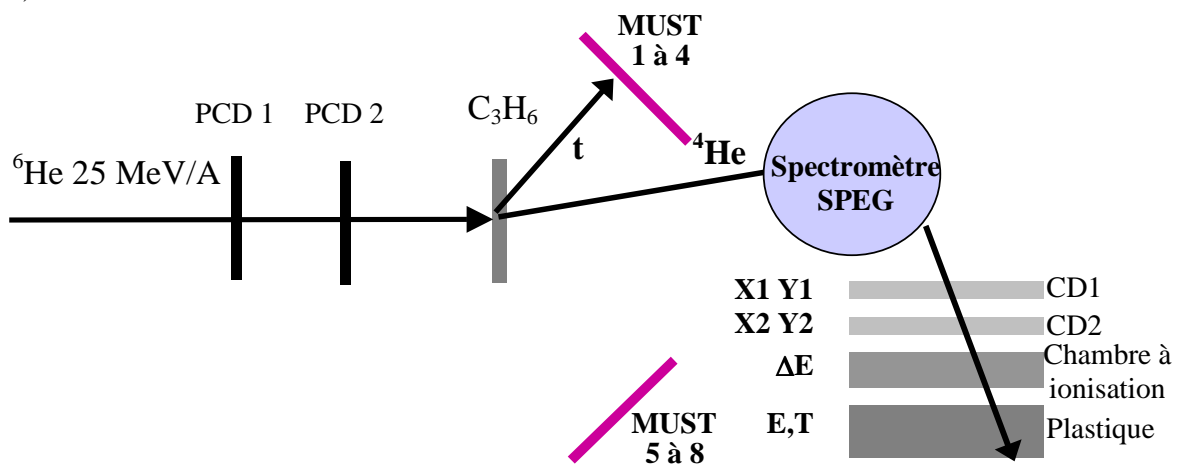


Fig 2.4: Dispositif expérimental.

La figure 2.6 présente le dispositif expérimental dans la chambre à réaction de SPEG. La détection en coïncidence des alpha et des tritons dans l'ensemble de détection MUST, séparé en deux blocs de quatre modules, donne les angles intermédiaires centre de masse (19° à 112.5°) de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Le bloc des modules MUST 1 à 4, situé à gauche par rapport à l'axe et au sens du faisceau, couvrait les angles du laboratoire entre 6° et 24° tandis que le bloc de droite (MUST 5 à 8) couvrait les angles entre 20° et 38° .

L'ensemble des modules MUST 1 à 4 a été monté sur la couronne C_1 placée à -15° par rapport à l'axe du faisceau. Le sens des angles est déterminé par le sens de rotation du spectromètre, c'est à dire l'inverse du sens trigonométrique lorsqu'on se place dans le sens du faisceau. Le bloc des modules MUST 5 à 8 a été quant à lui été monté sur la couronne C_2 placée à 29° , puis à 24° en fin d'expérience pour couvrir les angles laboratoires entre 15° et 33° . La figure 2.5 présente la couverture angulaire de MUST durant l'expérience: la particule α de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est détectée dans le bloc de MUST 1 à 4 et le triton dans le bloc de MUST 5 à 8. En principe, la détection du triton dans le bloc 1 à 4 et de la particule alpha dans le bloc 5 à 8 était également possible. Toutefois dans la première mesure (C_2 à 29°), cette configuration correspondait à la limite d'acceptance pour le bloc 5 à 8. La statistique obtenue dans la deuxième mesure (C_2 à 24°) s'est révélée trop faible pour en tirer des données fiables.

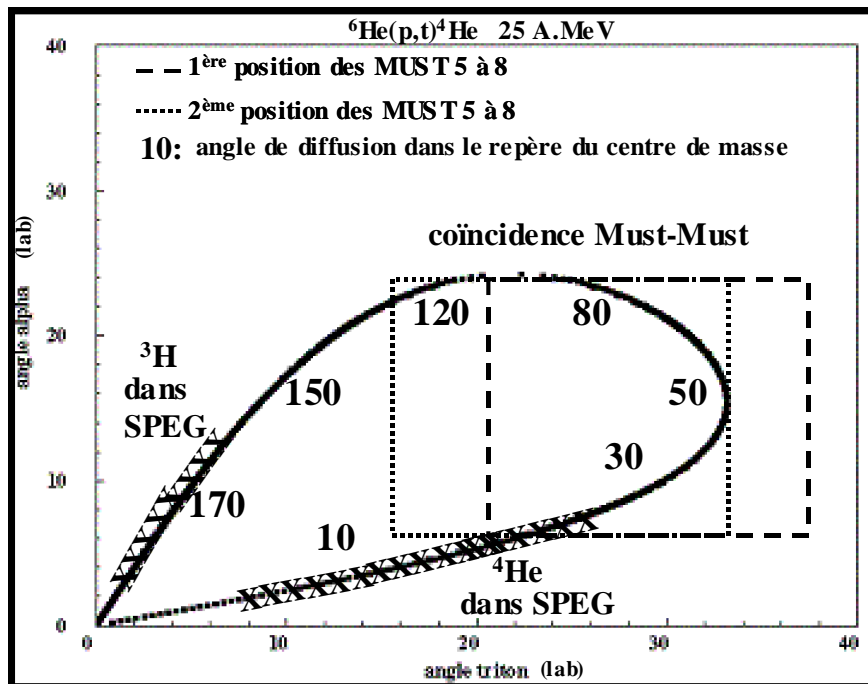


Fig 2.5: Cinématique de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Les détecteurs de faisceau PCD1 et PCD2, espacés de 50 cm et placés à 40 cm en amont de la cible dans la chambre à réaction de SPEG, déterminent événement par événement l'angle d'incidence du faisceau et son point d'impact sur la cible.

En plus de ce dispositif, un système à galette de microcanaux GALTEMPS (II.3.2) a été disposé à la sortie du spectromètre α . Le signal temps de ce détecteur est utilisé comme un des déclenchements indépendants de l'acquisition et fournit également, après avoir été retardé, le signal stop de la mesure de temps de vol des noyaux entre la sortie du spectromètre α et le plan focal de SPEG.

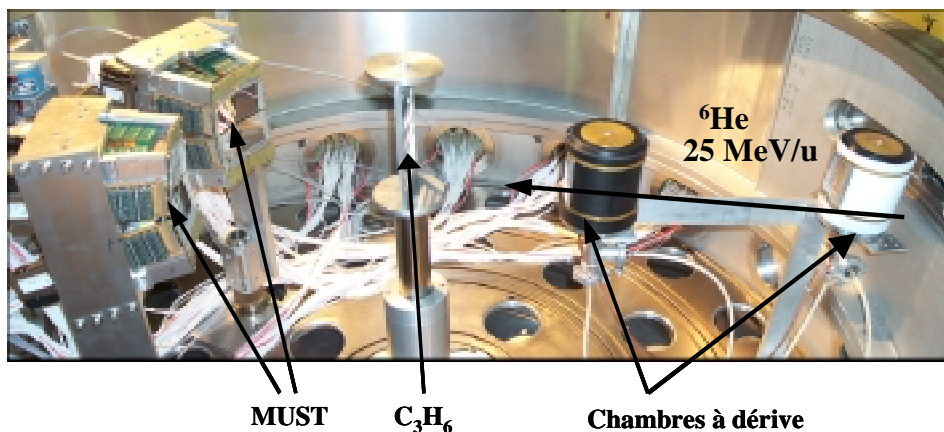


Fig 2.6: Vue de la chambre à réaction de SPEG.

II.3 Les détecteurs de faisceau

Les faisceaux secondaires produits par SISSI ont une grande émittance ($17 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$) qui ne peut être réduite sans une importante perte d'intensité du faisceau. Ainsi, la dispersion de l'angle d'incidence des noyaux sur la cible est grande et peut aller jusqu'à plusieurs degrés. Il faut alors tenir compte de l'angle d'incidence des projectiles et de leur point d'impact sur la cible pour mesurer de façon satisfaisante une distribution angulaire. C'est dans ce but que les détecteurs de faisceau PCD (Petites Chambres à Dérive), détaillés ci dessous, ont été développés au GANIL. Nous terminerons par une description du détecteur GALTEMPS comportant un système de galettes à microcanaux et dont le signal temps permet de conditionner le profil du faisceau calculé à partir des petites chambres à dérivation.

II.3.1 Les chambres à dérivation

a) Description

Chaque détecteur de faisceau qui peut supporter des taux de comptage allant jusqu'à 10^6 particules par seconde est composé de quatre modules de chambres à dérivation remplies d'isobutane à une pression de 20 mbar (Fig 2.7) [Mac98].

Les particules du faisceau incident traversant chaque chambre ionisent le gaz. Les électrons ainsi créés dérivent à la vitesse de $5\text{cm}/\mu\text{s}$ sous l'effet du champ électrique jusqu'au fil proportionnel où ils sont multipliés par avalanche. Le champ électrique appliqué dans chaque chambre est perpendiculaire au faisceau incident mais a une direction différente dans chaque module. Les électrons dérivent donc dans une direction différente dans chaque module, donnant deux mesures indépendantes en X (X_{droit} et X_{gauche}) et en Y (Y_{bas} et Y_{haut}) permettant d'éliminer les coïncidences accidentelles. Les signaux des fils des compteurs proportionnels sont ensuite envoyés dans un codeur de temps TDC multi-hit. La différence de temps entre un signal référence, par exemple le signal temps plastique de SPEG qui déclenche le TDC, et ce signal correspond au temps de dérive des électrons, et par conséquent à la position de la particule qui a traversé le gaz.

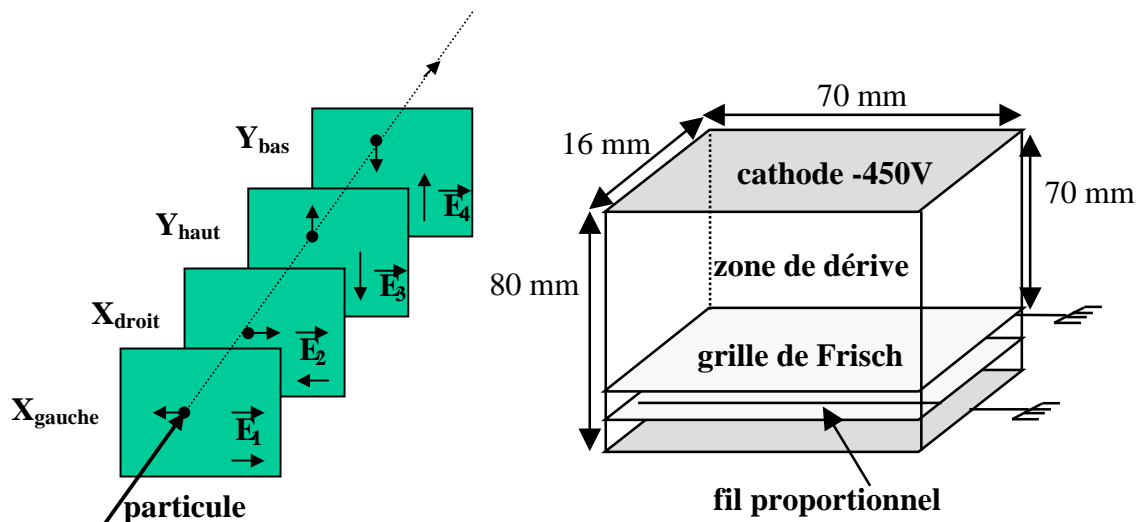


Fig 2.7: Structure des détecteurs de faisceau.

b) Etalonnage angulaire

Les deux détecteurs de faisceau sont utilisés pour mesurer l'inclinaison du faisceau par rapport à l'axe optique. Il est donc nécessaire de calibrer en angle ces détecteurs, c'est à dire de relier les mesures de positions des petites chambres aux angles d'incidence θ_{pcd} et φ_{pcd} du faisceau sur la cible. Dans ce but, un faisceau secondaire de ${}^7\text{Li}$ est envoyé sur les détecteurs de faisceau placés à 0 degré. Ensuite les petites chambres montées sur une couronne dans la chambre à réaction sont inclinées de plus à moins deux degrés par pas de un degré. Or, incliner les détecteurs de faisceau revient à incliner la position du faisceau par rapport à l'axe optique du même angle. Pour chaque inclinaison, la position du faisceau $x_{PCD1,2}$ dans chaque chambre à dérive est relevée, donnant ainsi une relation directe entre $\Delta x = x_{PCD2} - x_{PCD1}$ et θ_{pcd} (Fig 2.8). Le temps de dérive des électrons étant identique dans chaque module, les mêmes valeurs d'étalonnages ont été utilisées pour Δy et φ_{pcd} . La résolution intrinsèque en X et en Y de chaque chambre a été estimée d'après la largeur de la

ligne de corrélation entre $X_{\text{droit}}-X_{\text{gauche}}$ et $Y_{\text{haut}}-Y_{\text{bas}}$. A partir de cette résolution intrinsèque qui vaut 1.32 mm, on calcule la résolution angulaire des détecteurs de faisceau. On obtient une résolution angulaire de 0.15 degrés, ce qui correspond à une résolution en position sur la cible de 2.4 mm.

De plus, le profil du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ a été obtenu en déclenchant uniquement l'acquisition avec la galette GALTEMPS. En effet, si l'acquisition est déclenchée lorsque l'on a un événement correspondant à une particule diffusée qui arrive au niveau du plan focal de SPEG ou au niveau d'un module de MUST, la distribution angulaire du faisceau est biaisée. Il s'agit alors de la distribution angulaire du faisceau convoluée aux distributions angulaires des particules détectées par le spectromètre SPEG ou le détecteur MUST. Les largeurs à mi-hauteur en angle θ_{pcd} et φ_{pcd} , obtenues en conditionnant le profil du faisceau par le déclenchement de la galette, sont de 0.7° et 1.05° .

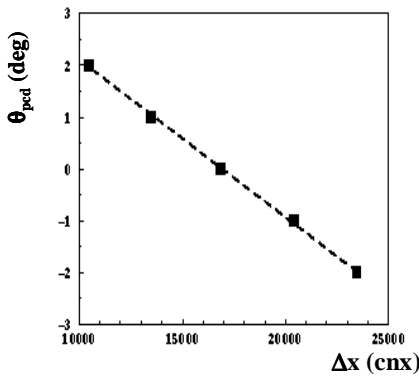


Fig 2.8: Calibration des petites chambres à dérive.

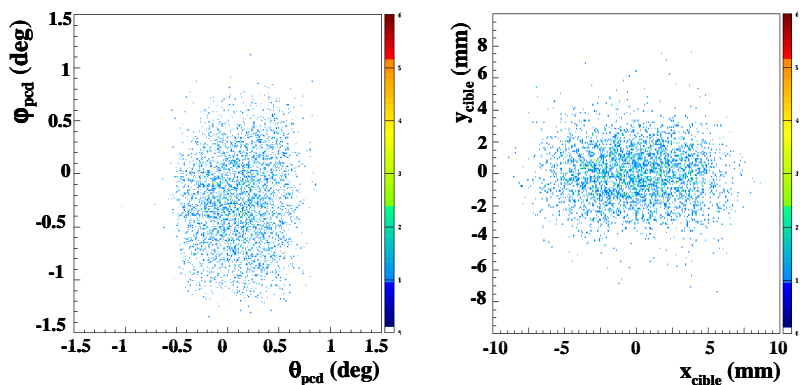


Fig 2.9: Profil du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ en angle et sur la cible.

c) Etalonnage en position

Dans le cas d'une particule détectée par le spectromètre SPEG, les étalonnages angulaires des détecteurs de faisceau et du spectromètre permettent de reconstruire l'angle de diffusion de la particule. La reconstruction de l'angle de diffusion sera détaillée dans le chapitre III. Lorsque la particule est détectée par l'ensemble MUST, seule la position de la particule dans le détecteur MUST est connue. Les deux chambres à dérive sont alors utilisées non seulement pour mesurer l'angle du faisceau incident mais aussi le point d'impact du faisceau sur la cible, événement par événement. Nous pouvons ainsi reconstruire entre ce point et le point d'impact sur MUST l'angle de diffusion de la particule. Les détecteurs de faisceau doivent donc être calibrés en position de façon absolue. Deux calibrations indépendantes en position des chambres à dérive ont été réalisées.

Tout d'abord, le codeur TDC 15 bits utilisé possède une gamme en temps de 2048 ns. La vitesse de dérive des électrons dans le gaz étant de 200 ns/cm, on obtient un étalonnage en position pour les deux chambres de $3.125 \cdot 10^{-4}$ cm/cnx.

Dans la seconde calibration, on utilise la dispersion de l'analyseur. Dans le cas d'une optique achromatique sur cible, la dispersion pour la première chambre à dérive est de $\left(\frac{x}{\delta}\right)_{PCD1} = 2.8$ cm/% et de $\left(\frac{x}{\delta}\right)_{PCD2} = 2.2$ cm/% pour la seconde. Pour deux valeurs en $B\rho$ de l'analyseur ($B\rho=0.7251$ T.m et $B\rho=0.72722$ T.m), les positions horizontales X_{PCD1} et X_{PCD2} en canaux du faisceau secondaire de ${}^7\text{Li}$ dans chaque chambre sont relevées.

En modifiant l'analyseur de $\Delta B\rho = 0.2923$ %, la position du faisceau dans chaque chambre à dérive est déplacée de ΔX_{PCDi} :

$$\Delta X_{PCDi} = \Delta B\rho \times \left(\frac{x}{\delta}\right)_{PCDi} \quad (2.5)$$

L'étalonnage en position est alors de $3.061 \cdot 10^{-4}$ cm/cnx pour la première chambre à dérive PCD1 et de $3.250 \cdot 10^{-4}$ cm/cnx pour la seconde.

Le tableau 2.1 résume les valeurs obtenues pour les deux calibrations en position horizontale. Les valeurs obtenues dans ces deux méthodes sont très proches. En effet, les valeurs obtenues en utilisant la variation de la position en fonction du champ de l'analyseur diffèrent de celles attendues à partir des caractéristiques du TDC de 2% pour PCD₁ et de 4% pour PCD₂. Dans l'analyse de l'expérience, nous avons choisi comme valeurs de calibration en position horizontale celles obtenues par la méthode de la dispersion de l'analyseur et pris les mêmes valeurs de calibration en position verticale.

Méthode	PCD ₁ en cm/cnx	PCD ₂ en cm/cnx
TDC	$3.125 \cdot 10^{-4}$	$3.125 \cdot 10^{-4}$
Dispersion de l'analyseur	$3.061 \cdot 10^{-4}$	$3.250 \cdot 10^{-4}$

Tab 2.1: Coefficients de calibration en position horizontale des détecteurs de faisceau.

II.3.2 GALTEMPS

Le GANIL a développé depuis 1996 une série de détecteurs basés sur un système de galette à microcanaux, tels GALTEMPS, donnant uniquement une mesure de temps, GALOTTE et GALERE possédant de plus un système de localisation [Odl96]. Ces détecteurs ont été à l'origine développés pour des expériences de mesure de masses où de grandes précisions en position et en

temps sont nécessaires [Char96]. Une coupe schématique du détecteur GALTEMPS dans le plan contenant l'axe du faisceau est représentée sur la figure 2.10.

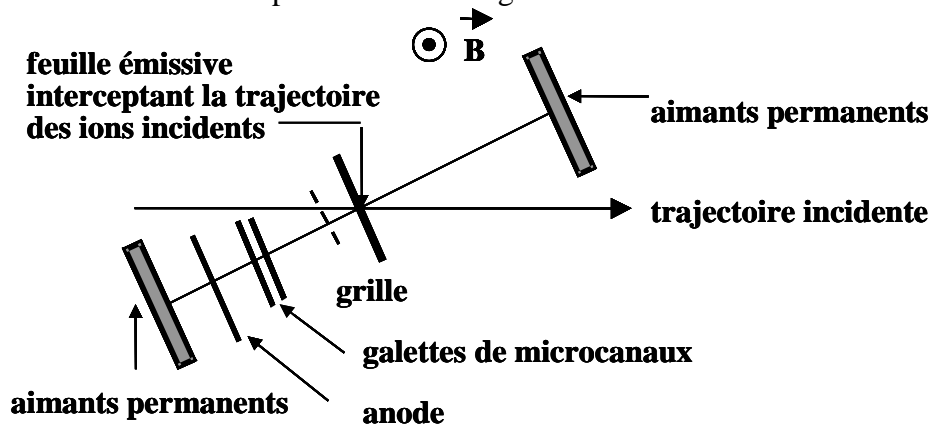


Fig 2.10: Schéma du détecteur à galettes de microcanaux GALTEMPS.

Les ions incidents frappent une feuille mince de mylar ($0.5 \mu\text{m}$) qui émet alors des électrons. Un champ magnétique \vec{B} est appliqué afin de focaliser les électrons secondaires vers deux galettes à microcanaux montées en chevron qui multiplient le nombre d'électrons incidents par un facteur de l'ordre de 10^6 . Les électrons ainsi multipliés vont ensuite être collectés au niveau de l'anode. La résolution en temps d'un tel détecteur est de l'ordre de 200 à 300 ps.

II.4 SPEG

Le spectromètre SPEG est présenté ci dessous avec ses détecteurs du plan focal [Bian89]. Il est utilisé dans l'expérience présente pour mesurer les particules diffusées élastiquement ou ayant subi un transfert de nucléons lors de la réaction avec les protons de la cible. Le spectromètre et les détecteurs du plan focal sont d'abord décrits. Puis les procédures d'étalonnage du spectromètre sont détaillées. Un premier étalonnage en position des chambres à dérive de ce spectromètre permet de déterminer le moment des particules au niveau du plan focal. Un deuxième étalonnage en angle permet à partir de ces positions de reconstruire la trajectoire après la cible des particules diffusées.

II.4.1 *Le spectromètre à perte d'énergie*

L'acceptance angulaire horizontale et verticale de 4 degrés et la large acceptance en moment de 7% du spectromètre à perte d'énergie SPEG s'adaptent parfaitement à des mesures de distribution angulaire. SPEG est composé de deux ensembles magnétiques: l'analyseur et le spectromètre (Fig 2.11). L'analyseur transporte le faisceau jusqu'à la cible en mode achromatique ou dispersif. La

partie spectromètre proprement dite située après la cible comprend deux dipôles magnétiques séparés qui sélectionne les produits de la réaction suivant leur rigidité magnétique:

$$B\rho = \frac{P}{Q} \quad \text{avec } P \text{ impulsion de la particule et } Q \text{ sa charge} \quad (2.6)$$

SPEG est généralement utilisé avec son optique nominale: dispersive sur cible, achromatique au niveau du plan focal, c'est à dire que l'analyseur disperse le faisceau sur la cible et est réglé de façon à ce que toutes les particules ayant subi la même réaction dans la cible soient au même point de la focale du spectromètre. Dans ce cas, la position d'une particule diffusée sur la focale de SPEG ne dépend que de sa perte d'énergie dans la cible et non de son énergie incidente [Mitt94]. Un tel dispositif appelé spectromètre à perte d'énergie permet de s'affranchir de la dispersion en énergie du faisceau incident. La résolution est alors de l'ordre de $(\Delta p/p)_{FWHM} = 10^{-4}$ [Bian89] pour des faisceaux stables et de $(\Delta p/p)_{FWHM} = 4.5 \cdot 10^{-4}$ pour des faisceaux secondaires [Cort96].

La grande émittance du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ couplée à l'utilisation de MUST ne permet pas d'utiliser l'optique nominale de SPEG. En effet l'angle solide couvert par MUST nécessite un faisceau bien localisé sur la cible et donc une optique achromatique sur la cible et dispersive au niveau du plan focal. La position sur le plan focal des particules diffusées dépend alors de leur énergie incidente et de leur perte d'énergie dans la cible.

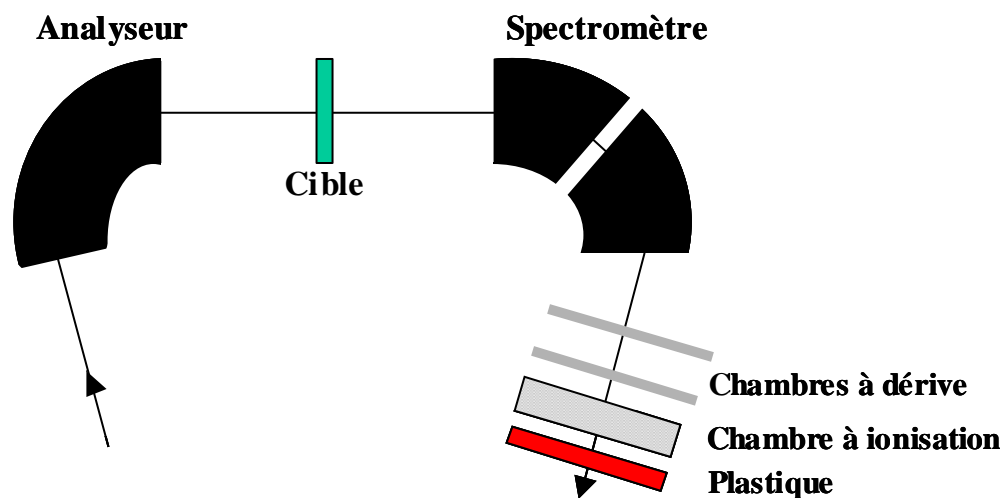


Fig 2.11: Schéma de principe de SPEG.

II.4.2 Les détecteurs du plan focal

Deux chambres à dérivation (CD1 et CD2), une chambre à ionisation (CI) et un scintillateur plastique (PI) détectent les particules au niveau du plan focal de SPEG situé entre CD1 et CD2 (Fig 2.11). A partir de la mesure des positions horizontale et verticale dans les deux chambres à

dérive, la trajectoire de la particule diffusée et sa position au niveau du plan focal sont reconstruites. On connaît alors l'angle de diffusion du noyau à la sortie de la cible et son impulsion. L'identification s'effectue grâce à la mesure de la perte d'énergie ΔE dans la chambre à ionisation et grâce au scintillateur plastique donnant l'énergie résiduelle du noyau et son temps de vol.

a) les chambres à dérive

Les deux chambres à dérive (80 cm de largeur, 12 cm de hauteur et 10 cm d'épaisseur) sont remplies d'isobutane à une pression de 20 mbar. Elles possèdent chacune une cathode constituée de deux plans de pistes. Les électrons, collectés et amplifiés sur les fils proportionnels de l'anode induisent un signal sur les pistes de la cathode (Fig 2.12).

Les deux plans de pistes symétriques décalés d'une demi-strip évitent l'apparition de non-linéarité dans la collecte des charges lorsque le nuage électronique se situe entre deux strips. La charge induite sur chaque piste est lue par une électronique VXI de 512 voies. La position en X est obtenue par reconstruction du centre de gravité à partir des pistes touchées par la méthode de la sécante hyperbolique SECHS [Lau95]. La position en Y est obtenue par le temps de dérive des électrons suivant le principe décrit au paragraphe (II.3.1.a).

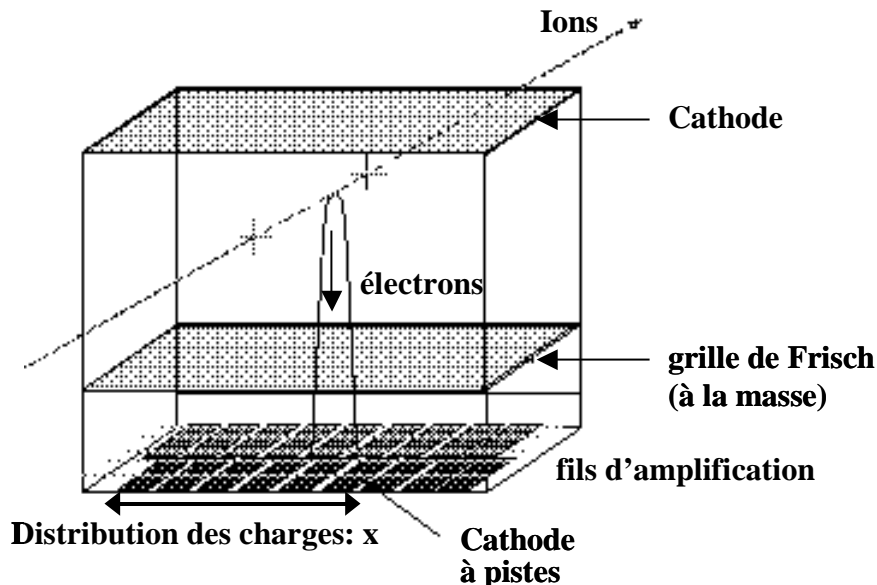


Fig 2.12: Chambre à dérive multivoies de SPEG.

b) la chambre d'ionisation

La chambre à ionisation (70 cm de largeur et de profondeur), contenant de l'isobutane à une pression d'environ 500 mbar, est constituée de 17 feuilles de mylar métallisées placées

perpendiculairement au faisceau (Fig 2.13). Chaque compartiment, défini par un couple de feuilles, est relié à un préamplificateur. Le signal collecté dans chaque compartiment lors du passage d'un noyau est proportionnel à la perte d'énergie de ce noyau dans la chambre, et donc à son numéro atomique.

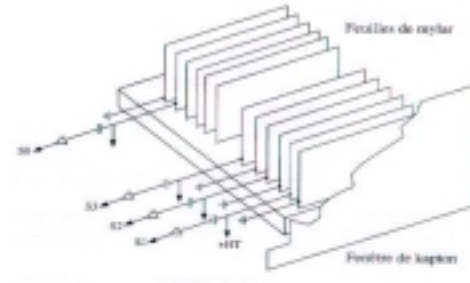


Fig 2.13: Chambre à ionisation.

La perte d'énergie des noyaux d'intérêt dans notre expérience étant faible dans la chambre à ionisation, les signaux de tous les compartiments étaient sommés pour donner une perte d'énergie globale dans toute la chambre à ionisation.

c) le scintillateur plastique

La lumière produite par les particules stoppées dans le détecteur plastique de 2 cm d'épaisseur est collectée par deux photomultiplicateurs droit et gauche situés à chaque extrémité du scintillateur plastique. Ces photomultiplicateurs enregistrent chacun un signal temporel T_{plg} , T_{pld} et un signal énergie E_{plg} , E_{pld} . L'énergie des noyaux est obtenue à partir de l'expression $E=(E_{plg} \times E_{pld})^{1/2}$ et leur temps de vol par la différence de temps entre T_{plg} ou T_{pld} et la HF du faisceau.

II.4.3 Etalonnage en moment de SPEG

Les positions horizontale X_{foc} et verticale Y_{foc} de la particule dans le plan focal et les angles θ_{foc} , Φ_{foc} avec l'axe optique du spectromètre sont déduits des coordonnées (X_1, Y_1) et (X_2, Y_2) de la particule lorsqu'elle traverse les deux chambres à dérive calibrées en début d'expérience.

Afin de calibrer les deux chambres à dérive du spectromètre, le faisceau primaire de ^{13}C est envoyé durant l'expérience jusqu'au spectromètre sans cible après réduction de son intensité. Nous faisons varier la rigidité magnétique du spectromètre $B\rho$ de moins 3 % à plus 2 % par pas de 1% autour de la valeur centrale $B\rho_0 = 2.8656 \text{ T.m}$ du faisceau incident et mesurons la position X_i du faisceau sur les chambres à dérive. La calibration du plan focal en cm/canal est obtenue en introduisant la dispersion du spectromètre de 8 cm par %. Nous avons utilisé dans l'analyse finale

une calibration en moment du plan focal de SPEG réalisée lors de l'expérience P542 qui a eu lieu peu après notre expérience avec un faisceau de ^{208}Pb à 25 A.MeV, comprenant plusieurs états de charge [P542]. Chaque état de charge du ^{208}Pb , compris entre 56^+ et 60^+ correspond à un $B\rho$ différent et donc à une position différente X_i sur les chambres à dérive (Fig 2.14).

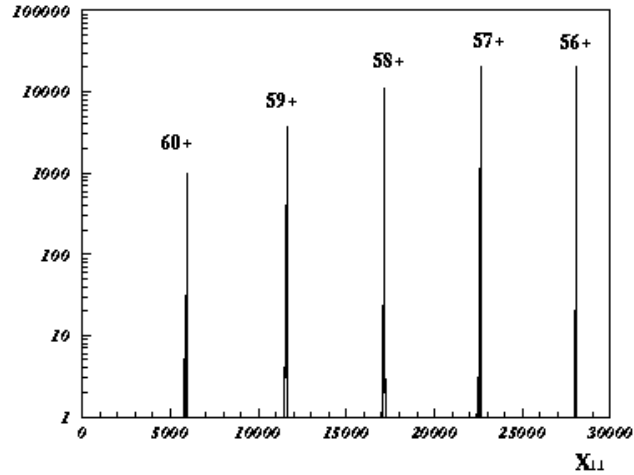


Fig 2.14: Spectre des états de charge de 56^+ à 60^+ du ^{208}Pb .

La relation linéaire (Fig 2.15) entre la position du faisceau incident dans les chambres à dérive et le $B\rho$ s'écrit alors:

$$X_i(\text{cm}) = a_i \frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} + b_i \quad (2.7)$$

avec $B\rho_0$ correspondant à l'état de charge 58^+ sur la trajectoire centrale.

La position X_i des autres états de charge par rapport à l'état de charge 58^+ dépend de la dispersion D du plan focal de SPEG, c'est à dire:

$$X_i(\text{cm}) = D \frac{\Delta B\rho}{B\rho_0} \quad (2.8)$$

Nous en déduisons donc l'étalonnage horizontal pour chaque plan de piste de chaque chambre à dérive.

L'étalonnage en Y est quant à lui directement déduit de la vitesse de dérive des électrons de 5 cm par μs . La gamme de temps des codeurs associés aux mesures verticales est de 2 μsec sur 4096 canaux, soit $488.3 \cdot 10^{-3}$ ns par canal. Par conséquent, l'étalonnage en position verticale pour les deux chambres à dérive est de $2.441 \cdot 10^{-3}$ cm par canal.

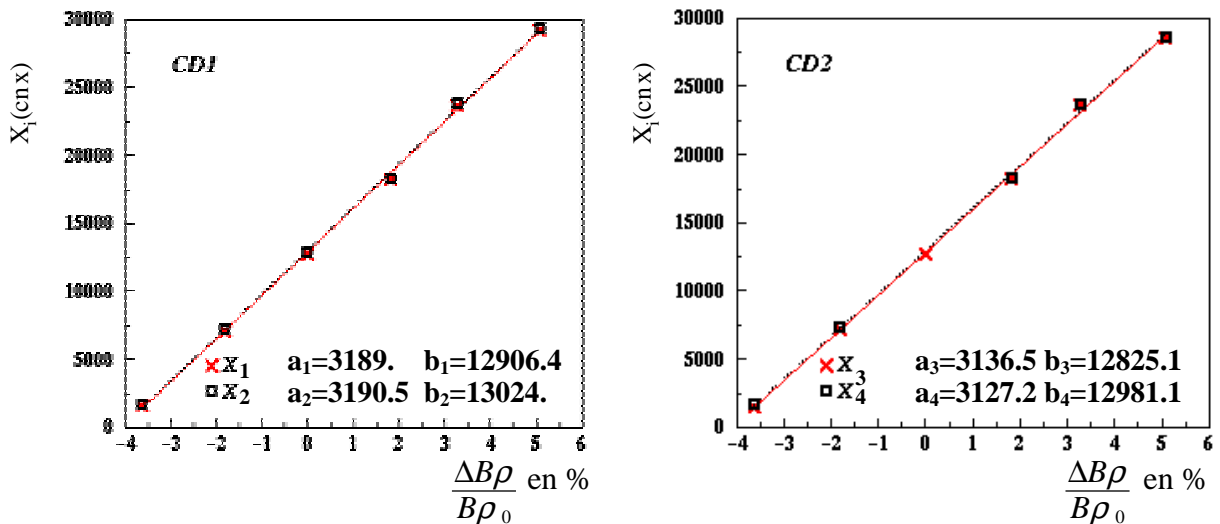


Fig 2.15: Droites de calibration en X des 2 chambres à dérive de SPEG.

Une fois ces étalonnages effectués, on calcule X_{foc} , intersection du plan focal de SPEG avec la trajectoire de la particule d'équation (Fig 2.16):

$$x = az + b \tag{2.9}$$

L'équation du plan focal s'écrit :

$$x = (z - z_0)A \tag{2.10}$$

avec $A = \tan \beta$ où β est l'angle du plan focal avec l'axe optique Oz.

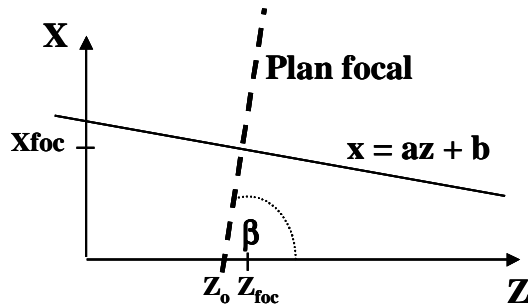


Fig 2.16: Détermination des coordonnées de la particule dans le plan focal.

En utilisant les équations (2.9) et (2.10), les coordonnées x et z de la particule dans le plan focal X_{foc} et Z_{foc} s'expriment de la façon suivante:

$$X_{foc} = \frac{a (Az_0 + b)}{(A - a)} + b \tag{2.11}$$

$$Z_{foc} = \frac{(Az_0 + b)}{A - a} \tag{2.12}$$

Il reste maintenant à déterminer a et b , les coefficients de la trajectoire du noyau en utilisant une minimisation du χ^2 à partir des positions mesurées dans chaque détecteur CD1 et CD2. Une fois a et b extraits de la minimisation du χ^2 , X_{foc} , Z_{foc} sont calculés. θ_{foc} , l'angle de la particule dans le plan (x-z) est déduit des positions X_{foc} et Z_{foc} . Un raisonnement analogue permet d'obtenir Y_{foc} et Φ_{foc} dans le plan (y-z).

De plus, la rigidité magnétique de la particule est reliée à X_{foc} par :

$$B\rho = B\rho_0 \left(1 + \frac{X_{foc}}{D} \right) \quad (2.13)$$

ce qui donne l'impulsion et l'énergie de la particule.

II.4.4 Etalonnage angulaire

La calibration angulaire des angles θ_{foc} et Φ_{foc} est réalisée à l'aide d'une grille placée à 650 mm de la cible. Cette calibration a été obtenue à partir de la diffusion élastique du faisceau auxiliaire de ^{36}Ar à 95 A.MeV sur une cible d'or de 0.525 mg/cm^2 , qui permet de couvrir l'ensemble de la grille constituée de fentes espacées horizontalement de 5 mm et verticalement de 10 mm, soit $\Delta\theta = 0.44^\circ$ et $\Delta\Phi = 0.88^\circ$. L'espacement des fentes reconstruites est comparé aux écarts réels des fentes de la grille, donnant ainsi l'étalonnage angulaire au niveau du plan focal.

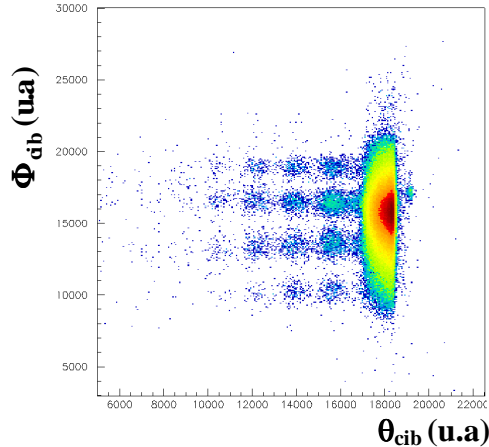


Fig 2.17: Image de la grille reconstruite en utilisant ABER.

Les angles θ_{cib} et Φ_{cib} de la particule à l'entrée du spectromètre, c'est à dire les angles de la particule diffusée après la cible, sont ensuite reconstruits grâce à la subroutine ABER [Casj94] à partir des angles θ_{foc} et Φ_{foc} de la particule dans le plan focal de SPEG (Fig 2.17).

En tenant compte des différents éléments optiques placés entre la cible et le plan focal et en utilisant des calculs de transport de faisceau de type ZGOUBI, la subroutine ABER donne à partir

des angles θ_{foc} , φ_{foc} et de la position X_{foc} , les angles θ_{cib} , φ_{cib} et le moment Δp_{cib} de la particule lorsque le spectromètre est à zéro degré. La résolution (FWHM) obtenue pour θ_{cib} et φ_{cib} est de 0.2 degrés. Elle a été estimée en envoyant un faisceau de ${}^7\text{Li}$ directement dans SPEG et en regardant le sigma entre 10 et 90% du nombre de coups maximum des spectres θ_{cib} et φ_{cib} .

Finalement, pour connaître l'angle θ_{cib} de la particule diffusée après la cible dans le plan (x-z), il faut ajouter l'angle de rotation du spectromètre θ_{speg} :

$$\theta_{cib} = \theta_{cib} + \theta_{speg} \quad (2.14)$$

II.5 MUST

Le détecteur MUST (Mur à Strips), fruit d'une collaboration entre l'IPN d'Orsay, le CEA Saclay et le CEA de Bruyères-le-Châtel a été spécialement conçu pour mesurer avec précision l'angle et l'énergie des particules légères de recul (p, d, t) émises lors de réactions nucléaires induites par des faisceaux radioactifs en cinématique inverse. Ce détecteur est composé de huit télescopes comportant chacun trois étages: le premier étage est un détecteur silicium à pistes double face de 300 μm d'épaisseur, suivi d'un détecteur silicium dopé au lithium de 3.2 mm d'épaisseur et pour finir d'un détecteur à iodure de césium de 1.5 cm d'épaisseur (Fig 2.18 et 2.19). Le détecteur MUST et son électronique VXI d'environ 1000 voies ont été largement décrits dans de nombreuses références [Blum99], [Maré98], [Otti98]. Nous ne décrivons donc ici que brièvement les détecteurs composant chaque étage du télescope et leur calibration en énergie.

II.5.1 Les détecteurs silicium à pistes

Les détecteurs à pistes, ayant un seuil de détection de l'ordre de 300 keV pour des protons, donnent la position, l'énergie déposée et l'instant de passage de la particule qui les traversent. Les protons d'énergie inférieure à 6 MeV s'arrêtent dans ce premier étage. Le détecteur silicium mesure alors l'énergie totale de la particule et dans ce cas, l'identification s'effectue par la mesure du temps de vol.

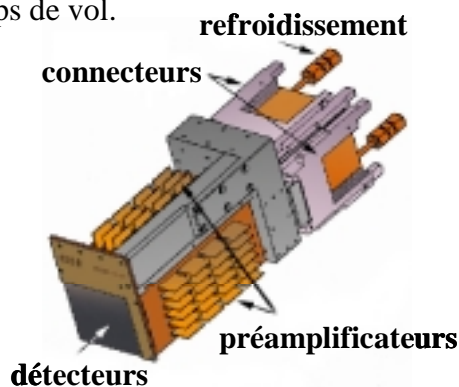


Fig 2.18: Vue schématique d'un module de MUST.

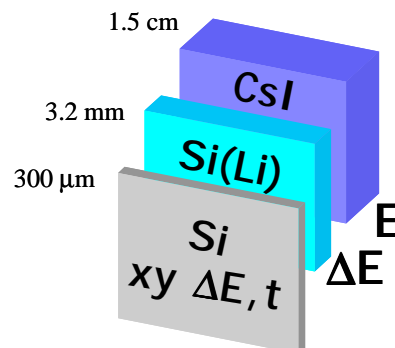


Fig 2.19: Vue de côté des différents étages de MUST.

Les détecteurs silicium à pistes double face sont fabriqués par la société CANBERRA Semi-Conductors et possèdent une surface utile de $60 \times 60 \text{ mm}^2$. Chaque face de ce détecteur est divisée en 60 pistes de 1mm de largeur, fonctionnant chacune comme une jonction p^+n . Les pistes de la face d'entrée (dite face jonction) sont orientées verticalement et celles de la face de sortie (dite face ohmique) horizontalement afin d'obtenir la position X-Y et donc l'angle de diffusion de la particule détectée.

Les préamplificateurs associés à chaque piste sont de deux types. Les pistes de la face ohmique ont été équipées de préamplificateurs de courant ayant pour élément d'entrée un transistor bipolaire de grande rapidité optimisant les mesures de temps. Sur la face jonction, les mesures d'énergie ont été privilégiées. Les pistes ont donc été équipées de préamplificateurs de charge ayant pour élément d'entrée un transistor à effet de champ minimisant le rapport bruit sur signal.

II.5.2 Les détecteurs Si(Li)

Les détecteurs siliciums dopés au lithium, conçus par le service détecteur de l'IPN Orsay mesurent l'énergie totale des protons jusqu'à 25 MeV et une perte d'énergie ΔE au-delà. Ils sont dans ce dernier cas complétés par des détecteurs CsI, décrits au paragraphe suivant, et qui permettent une mesure d'énergie totale des protons jusqu'à 70 MeV.

Leur surface active est de $58 \times 58 \text{ mm}^2$ et leur résolution en énergie de 40 keV à 22°C, cette résolution se dégrade rapidement à température plus élevée [Blum99]. Les détecteurs Si(Li), comme les détecteurs à pistes, sont refroidis avec un système à circulation d'eau froide, afin d'améliorer leurs performances.

II.5.3 Les détecteurs CsI

Les CsI utilisés durant cette expérience sont des CsI "single" ou "quattro". Entièrement développés par la société SCIONIX, les détecteurs CsI "single" de surface utile $60 \times 60 \text{ mm}^2$ sont constitués d'un cristal de iodure de césium de forme conique qui guide la lumière de scintillation produite par les particules vers une photodiode de type Hamamatsu S3204 associée à un préamplificateur de charge. La photodiode accompagnée de son préamplificateur est fixée sur le détecteur CsI par une colle optique. Les CsI "quattro" sont quant à eux composés de 4 cristaux de iodure de césium carré de dimensions $29.5 \times 29.5 \times 30 \text{ mm}^2$ entourés de mylar aluminisé et de téflon. La séparation en quatre secteurs de ces CsI "quattro" leur confère une meilleure granularité de détection.

II.5.4 Etalonnage en énergie

Une source α à 3 corps (^{233}U , ^{239}Pu et ^{241}Am), dont les énergies des pics respectifs sont 4.824 MeV, 5.156 MeV et 5.486 MeV, permet de calibrer avant l'expérience le premier étage de MUST. Pour chacune des 960 pistes (60 pistes X et Y par détecteur), la position du piedestal et de chacun des trois pics sont relevées. Nous obtenons ensuite par une régression linéaire la correspondance énergie-canaux. Les coefficients sont stockés piste par piste pour chaque détecteur dans des fichiers, qui lus en cours d'expérience par les DSP (Digital Signal Processors) des modules VXI permettent d'afficher des spectres calibrés en énergie pour les pistes de MUST (Fig 2.20). La résolution moyenne pour les pistes X est de 59 keV et de 68 keV pour les pistes Y. Le tableau 2.2 donne les valeurs des résolutions obtenues pour chaque module de MUST utilisé dans notre expérience.

N° de série du module MUST	FWHM en X (keV)	FWHM en Y (keV)
1: 28526	57	99
2: 33935	59	55
3: 39174	58	55
4: 14340	58	97
5: 39173	58	52
6: 35649	60	64
7: 30406	57	66
8: 39176	60	57
Moyenne	59	68

Tab 2.2: Résolution des détecteurs à strips.

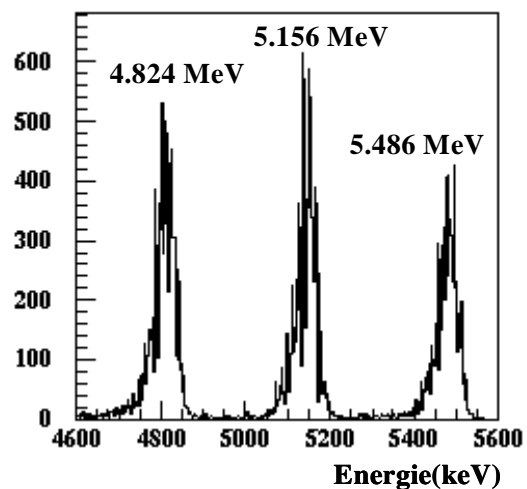


Fig 2.20: Spectre en énergie d'un détecteur en superposant les 60 pistes de la face ohmique.

Les particules alpha de la source radioactive, inférieures à 25 MeV, s'arrêtent dans le premier étage de MUST. La calibration des Si(Li) dépend donc directement de la calibration des détecteurs à pistes et elle s'effectue sur les matrices ΔE_{strip} (MeV) et $E_{\text{Si(Li)}}(\text{canaux})$ de l'expérience. Les calculs de perte d'énergie [Zieg85], fournissent pour une énergie déposée par une particule dans 300 μm de silicium, premier étage de MUST, la perte d'énergie $E_{\text{Si(Li)}}$ dans les Si(Li). Les pertes d'énergie $E_{\text{Si(Li)}}(\text{MeV})$ données par ces calculs, sont alors associées aux énergies lues en canaux dans nos matrices. Le gain des Si(Li) est ensuite obtenu par un ajustement aux moindres carrés. Nous avons utilisé pour la calibration des Si(Li) les particules alpha et les tritons qui traversent le premier étage.

Il suffit, pour la calibration des CsI, d'effectuer la même démarche entre les Si(Li) et les CsI de MUST, mais tenant compte en plus, de la fenêtre morte en silicium située à l'arrière des Si(Li). L'épaisseur de cette zone morte varie de 600 μm à 1500 μm selon le détecteur. La réponse des CsI

dépend de la particule détectée, par conséquent la calibration dépend de la particule: nous avons calibré les CsI en utilisant les tritons. Cette dernière calibration est délicate car elle ne repose que sur la calibration indirecte des détecteurs Si(Li). Nous pouvons constater une divergence de la calibration pour des petites énergies CsI due à une mauvaise connaissance de la zone morte située entre les Si(Li) et les CsI. La cinématique des réactions permet ensuite de vérifier l'étalonnage en énergie. Nous verrons dans le paragraphe III.4.2 que la calibration en énergie des différents étages du telescope MUST n'a pas été cruciale dans l'analyse de cette expérience.

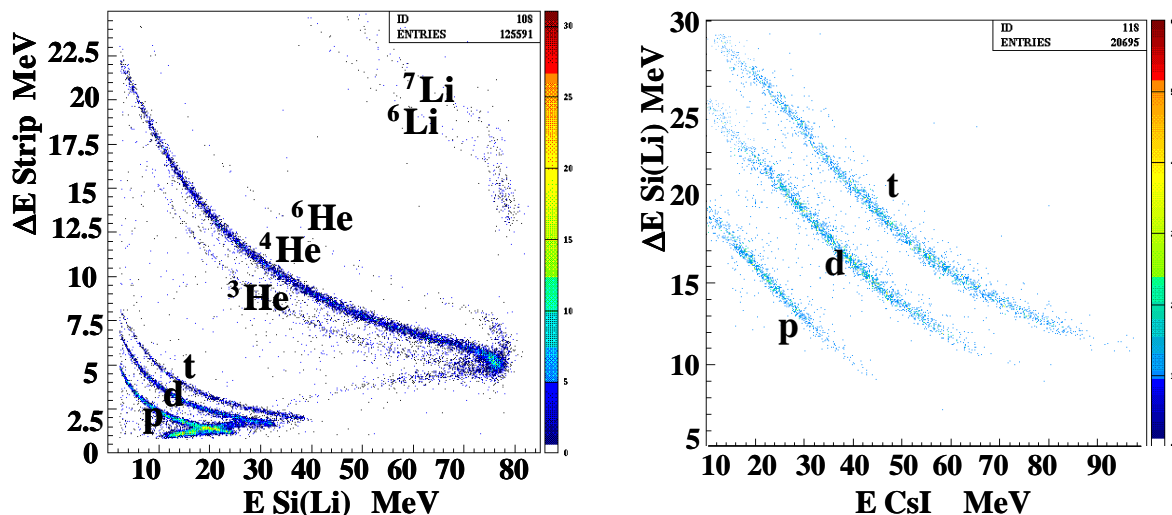


Fig 2.21: Matrice d'identification énergie -perte d'énergie des particules traversant les différents étages d'un module de MUST.

Les différentes particules (p, d, t, ^3He , α , ^6He , ^6Li , ^7Li) traversant le premier étage du détecteur MUST sont identifiées par leur perte d'énergie dans le détecteur à pistes et leur énergie dans le détecteur Si(Li). Les points de rebroussement des grandes valeurs $E_{\text{Si(Li)}}$ sur la figure 2.21 de gauche correspondent aux particules p, d, t de grande énergie parvenant jusqu'aux détecteurs CsI. Elles sont identifiées en mesurant leur perte d'énergie dans le détecteur Si(Li) et l'énergie résiduelle dans le détecteur CsI (Fig 2.21 droite). Une saturation des préamplificateurs de MUST a été observée pour la première fois dans cette expérience non standard pour MUST où des particules de grande énergie étaient détectées.

II.5.5 Positionnement dans l'espace du détecteur MUST

L'ensemble de détection MUST a été séparé en deux blocs gauche (Must 1 à 4) et droit (Must 5 à 8) de quatre modules placés sur deux couronnes C_1 et C_2 (II.2). La position des modules est mesurée pour chaque bloc dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau par le géomètre lorsque les couronnes sont à zéro degré. Les centres I_{gauche} et I_{droit} de chaque bloc sont situés à une distance $R=375$ mm du centre de la cible lorsque les couronnes sont à zéro degré. Le

géomètre fournit par rapport à ces points centres I_{gauche} et I_{droit} les coordonnées x et y d'un point A_i correspondant pour chaque module i à l'intersection des deux bords libres du détecteur (Fig 2.22).

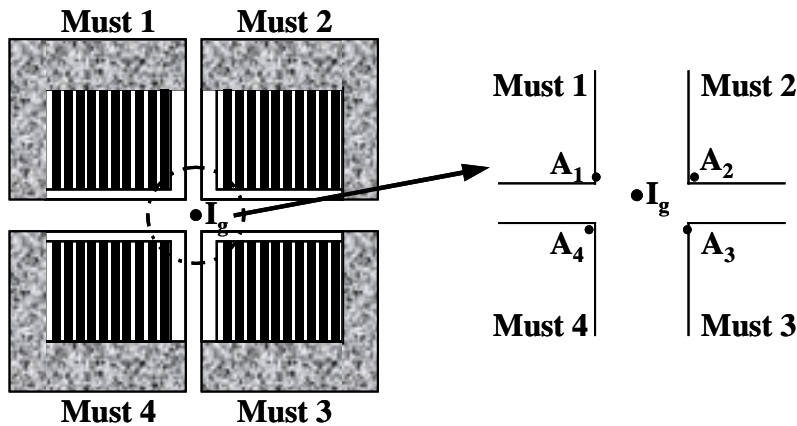


Fig 2.22: Vue du bloc gauche dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau et points mesurés par le géomètre.

La mécanique de la structure sur laquelle est fixé le détecteur donne la troisième coordonnée. A partir de ces points et en connaissant de plus la rotation θ des couronnes C_1 et C_2 dans le plan yz et l'inclinaison ϕ de chaque module dans le plan xz , la position dans l'espace de chaque particule touchant un détecteur est calculée. Cette méthode sera détaillée dans le chapitre 3.

II.6 Electronique

Le schéma de l'électronique VXI des chambres à dérive de SPEG est présenté sur la figure 2.23. Le signal des fils de chaque chambre à dérive déclenche les cartes VXI. Ces cartes, gérées par une carte Slot 0, codent les deux plans de pistes de chaque chambre à dérive.

Le schéma d'électronique présenté sur la figure 2.24 ne détaille que la partie CAMAC de l'électronique de l'expérience E347, la partie VXI de MUST étant la même dans toutes les expériences utilisant MUST [Zerg01]. Des problèmes de codage des Si(Li) en standard VXI ayant été constatés dans des expériences précédentes, les Si(Li) ont également été codés en standard CAMAC. Le module de coïncidences rapides MCR déclenchait l'acquisition en présence d'un des signaux suivants: SPEG, MUST, coïncidence SPEG-MUST, galette divisée par 1000. Le signal OK délivré par le module MCR lorsqu'un événement est accepté permet de générer les portes des codeurs CAMAC.

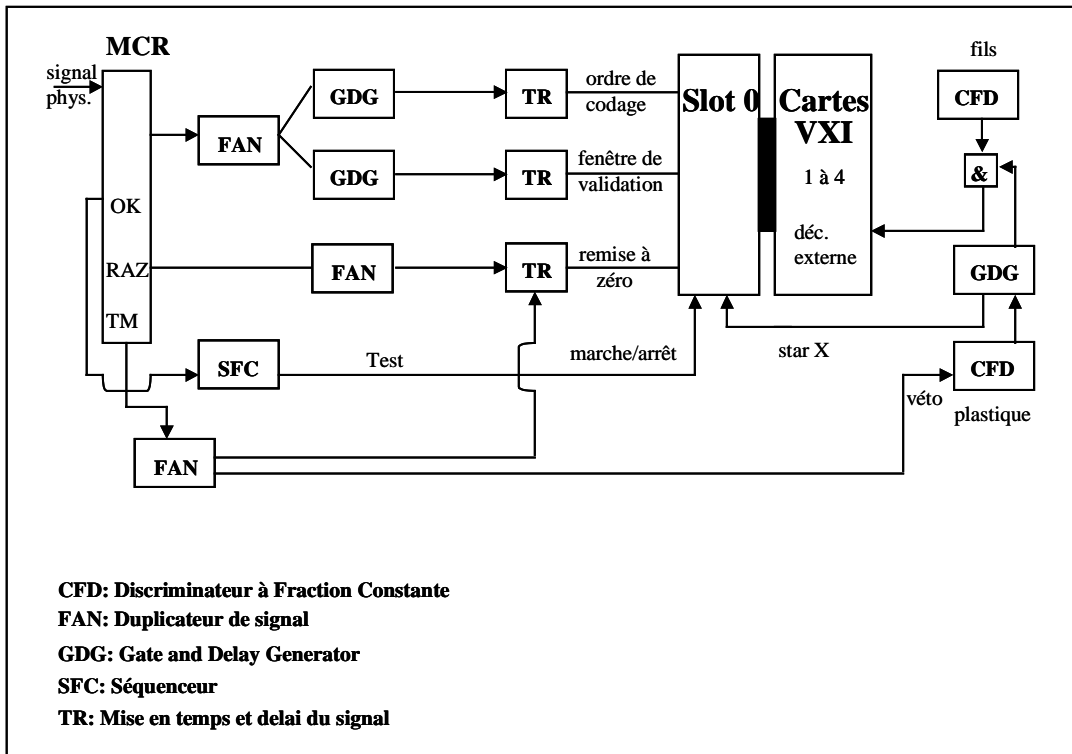


Fig 2.23: Schéma de l'électronique VXI des chambres à dérive du spectromètre SPEG.

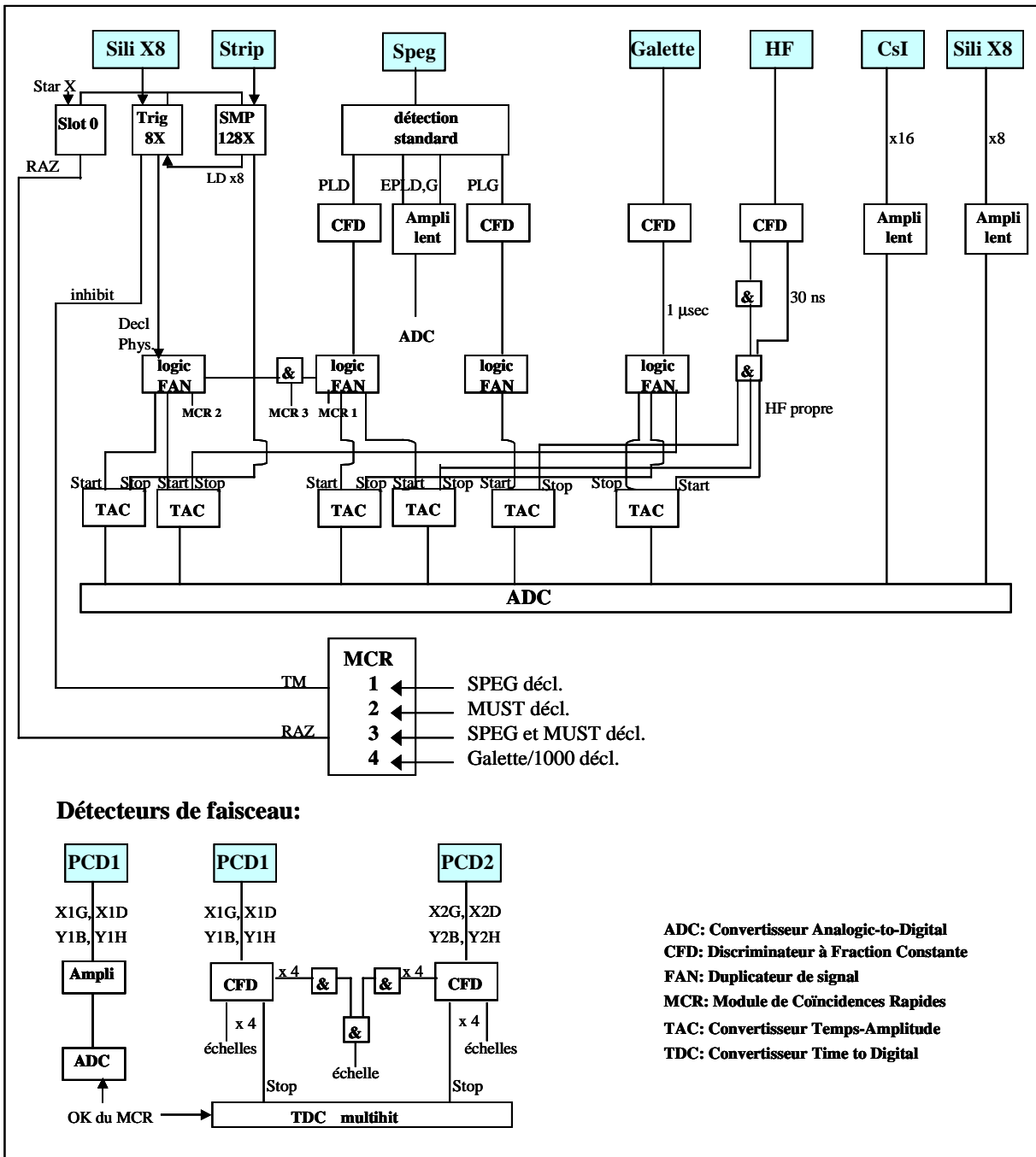


Fig 2.24: Schéma de l'électronique CAMAC de l'expérience.

Chapitre 3

Analyse des données expérimentales

Dans ce chapitre, les différentes étapes de l'analyse de l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ seront discutées. Dans un premier temps, nous présenterons le calcul de l'angle de diffusion des particules détectées dans le spectromètre SPEG ou dans le détecteur MUST. Nous détaillerons ensuite la méthode utilisée afin d'obtenir les sections efficaces différentielles $d\sigma/d\Omega$ de ces différentes réactions.

III.1 Calcul de l'angle de diffusion

L'angle des particules diffusées dans chaque réaction s'obtient de manière différente si la particule diffusée a été détectée dans le spectromètre SPEG ou dans le détecteur MUST. En effet, dans le cas du spectromètre, nous connaissons directement l'angle de la particule diffusée entre la cible et SPEG grâce à l'étalonnage angulaire du spectromètre réalisé avec une grille durant l'expérience (II.4.4). Puis cet angle doit être corrigé de l'angle d'incidence de la particule sur la cible. La démarche est différente pour le détecteur MUST car nous n'avons accès qu'à un seul point dans l'espace: le point d'impact de la particule sur le module de MUST touché. A partir de ce point d'impact, de la position et de l'angle d'incidence de la particule sur la cible, l'angle de diffusion est reconstruit.

III.1.1 *Le spectromètre SPEG*

Lors des mesures effectuées avec SPEG, θ_{cib} et φ_{cib} , les composantes horizontale et verticale de l'angle des particules à partir de la cible sont déduites des mesures des positions dans les chambres à dérive (II.4.3 et II.4.4). Le faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ étant produit par fragmentation avec le dispositif SSI, les particules incidentes peuvent avoir un angle important à leur arrivée sur la cible. Lors de cette expérience, le faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ avait une dispersion horizontale (FWHM) de 0.77° et une dispersion verticale (FWHM) de 1° (Fig 3.1). Afin de calculer correctement l'angle de diffusion des particules détectées par le spectromètre, les angles θ_{cib} et φ_{cib} sont donc corrigés pour chaque événement des angles θ_{pcd} et φ_{pcd} de la particule incidente:

$$\theta_{diff} = \theta_{cib} - \theta_{pcd} \quad (3.1)$$

$$\varphi_{diff} = \varphi_{cib} - \varphi_{pcd}$$

La figure 3.2 illustre le calcul de la composante horizontale, c'est à dire dans le plan (x-z), de l'angle de diffusion.

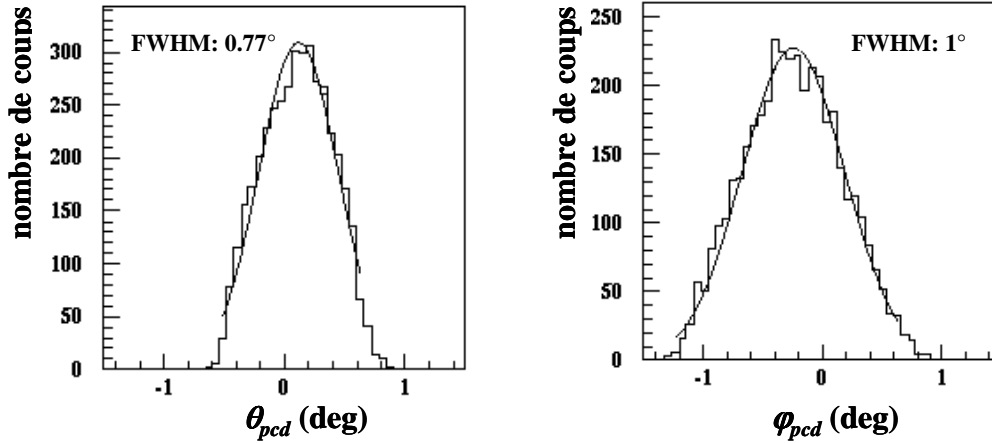


Figure 3.1: Distributions en angle θ_{pcd} et φ_{pcd} du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$.

L'angle de diffusion Θ_{diff} dans le laboratoire des particules dans le plan de la réaction s'exprime ensuite à partir des composantes horizontale θ_{diff} et verticale φ_{diff} :

$$\Theta_{diff} = \left(\sqrt{\tan^2(\theta_{diff}) + \tan^2(\varphi_{diff})} \right) \quad (3.2)$$

Nous vérifierons plus tard dans ce chapitre (III.3.2) la reconstruction de l'angle de diffusion en utilisant l'analyse des diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$.

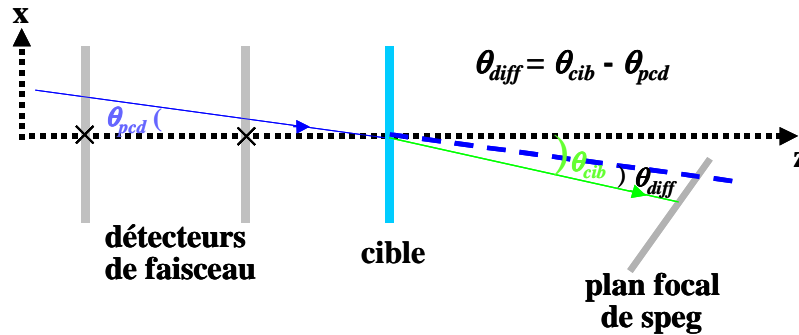


Figure 3.2: Composante horizontale de l'angle de diffusion d'une particule dans le cas d'un "événement SPEG".

III.1.2 Le détecteur MUST

a) Méthode

L'angle de diffusion Θ_{diff} d'une particule détectée par MUST est l'angle entre le vecteur incident \vec{I} et le vecteur diffusé \vec{D} (Fig 3.3). Le vecteur \vec{I} représente la trajectoire de la particule incidente d'un noyau d' ${}^6\text{He}$ et le vecteur \vec{D} la trajectoire de la particule produite. L'angle Θ_{diff} est calculé à partir du produit scalaire des vecteurs \vec{I} et \vec{D} :

$$\Theta_{diff} = \arccos \frac{\vec{I} \cdot \vec{D}}{\|\vec{I}\| \cdot \|\vec{D}\|} \quad (3.3)$$

La trajectoire d'une particule du faisceau incident d⁶He frappant la cible est représentée sur la figure 3.3. Le noyau d⁶He interagit avec les noyaux d'hydrogène ou de carbone de la cible pour former entre autre des alpha, tritons et deutons qui seront ensuite détectés par un module de l'ensemble MUST.

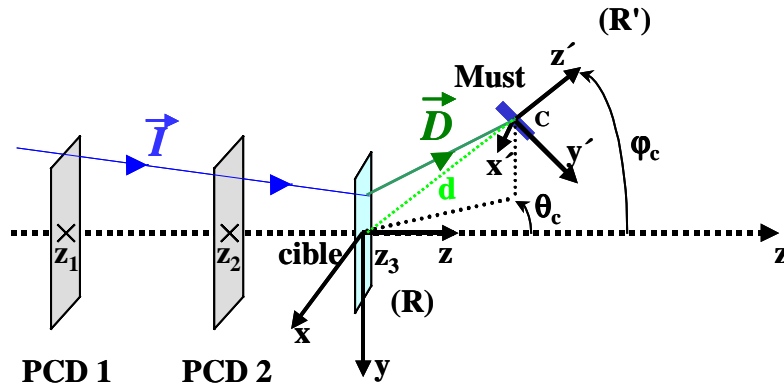


Figure 3.3: Reconstruction de la trajectoire d'une particule touchant un module de MUST.

La trajectoire du noyau incident est mesurée en deux points de l'espace par les détecteurs de faisceau PCD1 et PCD2. Ces deux points ont pour coordonnées $(x_{pcd1}, y_{pcd1}, z_{pcd1})$ et $(x_{pcd2}, y_{pcd2}, z_{pcd2})$ dans le repère orthonormé $R(x, y, z)$ du laboratoire. Le repère R a pour origine l'intersection de l'axe z du faisceau avec la cible.

Le vecteur \vec{I} , caractérisant la trajectoire de la particule incidente a pour coordonnées dans le repère R :

$$\vec{I} = \begin{pmatrix} x_{cib} - x_{pcd1} \\ y_{cib} - y_{pcd1} \\ z_{cib} - z_{pcd1} \end{pmatrix}_{lab(R)} \quad (3.4)$$

où $(x_{cib}, y_{cib}, z_{cib})$ sont les coordonnées du point d'impact du noyau d⁶He sur la cible. Les distributions en position horizontale et verticale du faisceau sur la cible sont présentées sur la figure 3.4.

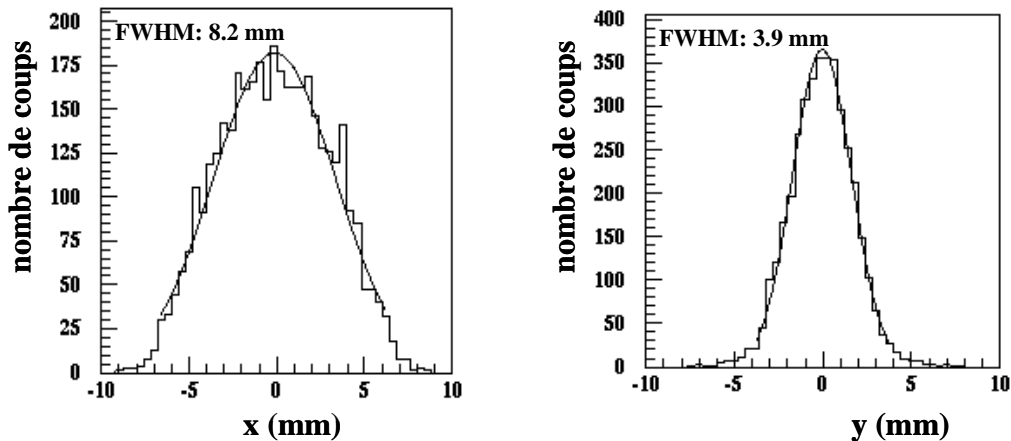


Figure 3.4: Distributions en position horizontale et verticale du faisceau secondaire d⁶He sur la cible.

Les coordonnées du point d'impact sur la cible sont données par l'intersection de la trajectoire incidente, déterminée à partir des points $(x_{pcd1}, y_{pcd1}, z_{pcd1})$ et $(x_{pcd2}, y_{pcd2}, z_{pcd2})$, avec le plan de la cible:

$$\begin{cases} x_{cib} \\ y_{cib} \\ z_{cib} \end{cases} \Big|_{\text{lab (R)}} = \begin{cases} \frac{z_{cib} - z_{pcd1}}{z_{pcd2} - z_{pcd1}} |x_{pcd2} - x_{pcd1}| + x_{pcd1} \\ \frac{z_{cib} - z_{pcd1}}{z_{pcd2} - z_{pcd1}} |y_{pcd2} - y_{pcd1}| + y_{pcd1} \\ 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

Le vecteur \vec{I} est maintenant complètement connu et nous devons déterminer les coordonnées dans le repère R du vecteur \vec{D} , caractérisant la trajectoire de la particule détectée:

$$\vec{D} = \begin{cases} x_{mu} - x_{cib} \\ y_{mu} - y_{cib} \\ z_{mu} - z_{cib} \end{cases} \Big|_{\text{lab (R)}} \quad (3.6)$$

Les coordonnées (x_{mu}, y_{mu}, z_{mu}) sont les coordonnées dans le repère R du point d'impact de la particule sur un module de MUST. Pendant l'expérience, nous connaissons uniquement les numéros des pistes horizontale et verticale touchées, c'est à dire le point (x'_{mu}, y'_{mu}) d'impact sur un module de MUST dans le repère R' orthonormé (x', y', z') . Les axes horizontal et vertical du repère R' suivent la direction des pistes de MUST et sont orientés suivant leur sens positif. L'origine du référentiel R' est le centre C de chaque module. La précision sur la position du point d'impact correspond à la largeur d'une piste. La largeur d'une piste est de 1mm, ce qui équivaut pour cette expérience à une précision de 0.15° dans le repère du laboratoire.

Dans le repère R', la coordonnée z'_{mu} est la même pour un module et correspond à la distance d, (Fig 3.3). Le point d'impact d'une particule sur un détecteur $(x'_{mu}, y'_{mu}, z'_{mu})$ est donc directement connu dans le référentiel propre du détecteur. Il suffit alors d'exprimer les coordonnées du point d'impact (x_{mu}, y_{mu}, z_{mu}) dans le repère R du laboratoire à partir des coordonnées $(x'_{mu}, y'_{mu}, z'_{mu})$ dans le référentiel R' du détecteur. Le référentiel R' est obtenu à partir du repère R en faisant une rotation d'angle θ_c dans le plan horizontal et une rotation d'angle φ_c dans le plan vertical où les angles θ_c et φ_c définissent la position du point C centre d'un module. La matrice de changement de base du référentiel R' propre au module de MUST vers le référentiel du laboratoire R s'écrit:

$$\begin{cases} x_{mu} \\ y_{mu} \\ z_{mu} \end{cases} \Big|_{\text{lab (R)}} = \begin{cases} x'_{mu} \cos \theta_c + y'_{mu} \sin \theta_c \sin \varphi_c + d \sin \theta_c \cos \varphi_c \\ y'_{mu} \cos \varphi_c - d \sin \varphi_c \\ -x'_{mu} \sin \theta_c + y'_{mu} \cos \theta_c \sin \varphi_c + d \cos \theta_c \cos \varphi_c \end{cases} \quad (3.7)$$

Les figures 3.5a et 3.5b présentent une image des deux blocs de détecteurs MUST 1 à 4 et 5 à 8 dans le plan (x-y) du laboratoire. Pour chaque événement où une particule touche le détecteur MUST, les positions x et y dans le laboratoire sont reconstruites d'après le numéro des pistes horizontale et verticale touchées et en utilisant la matrice de changement de repère définie ci-dessus. Les lignes blanches correspondent aux pistes défectueuses pour lesquelles aucun événement a été enregistré. L'effet de l'inclinaison des détecteurs vers la cible est également visible.

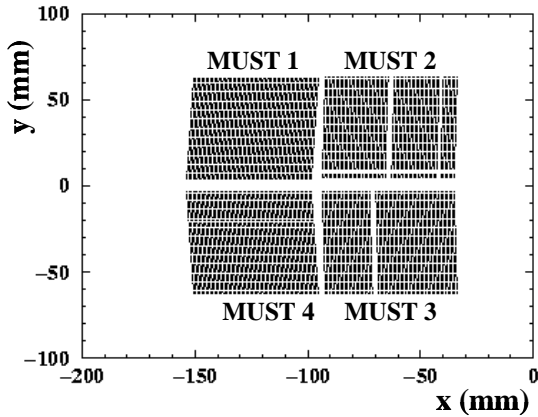


Fig 3.5a: Position dans le plan (x-y) du laboratoire des détecteurs Must 1 à 4.

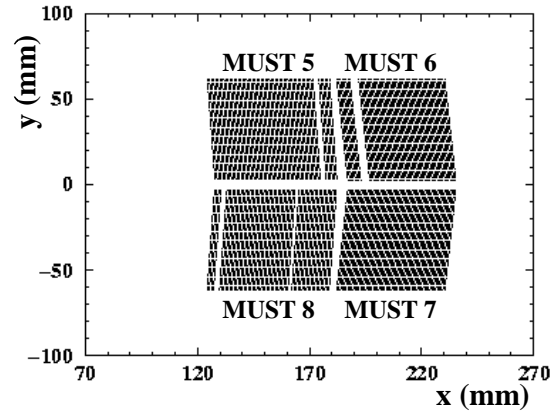


Fig 3.5b: Position dans le plan (x-y) du laboratoire des détecteurs Must 5 à 8.

b) Détermination du point C

Chaque détecteur de l'ensemble de MUST, séparé en deux blocs de quatre modules a été incliné vers la cible (Fig 3.6), l'angle d'inclinaison étant connu d'après la mécanique. Le point C, centre de chaque module a été placé sur une sphère de rayon $d = 375$ mm qui a pour centre l'intersection de l'axe z du faisceau avec la cible (Fig 3.7). Le point C est le centre du module et non le centre des pistes: il s'agit de la piste horizontale numéro 22 et de la piste verticale numéro 9. Les angles θ_c et φ_c définissent la position du point C. Ces angles θ_c et φ_c sont calculés à partir des informations fournies par le géomètre et celles données par la mécanique supportant les différents modules.

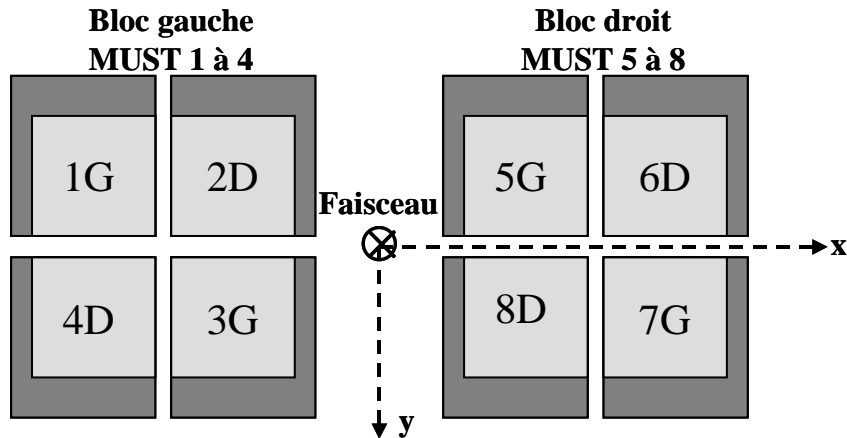


Fig 3.6: Dispositions des modules de MUST en deux blocs gauche et droit.

Par exemple, pour le bloc de MUST 1 à 4, l'angle θ_c est obtenu en ajoutant dans le cas des modules 1 et 4, et en retranchant dans le cas des modules 2 et 3, à l'angle θ , l'angle correspondant à la distance dx . L'angle θ est l'angle de rotation du centre I_g des 4 détecteurs fixés sur la couronne C1 (Fig 3.7), c'est à dire l'angle de rotation de la couronne. La distance dx est estimée à partir de l'écart entre le point I_g et le point C et elle tient compte de l'inclinaison du détecteur. L'angle φ_c est calculé de la même façon d'après la distance dy entre le point C et le point I_g .

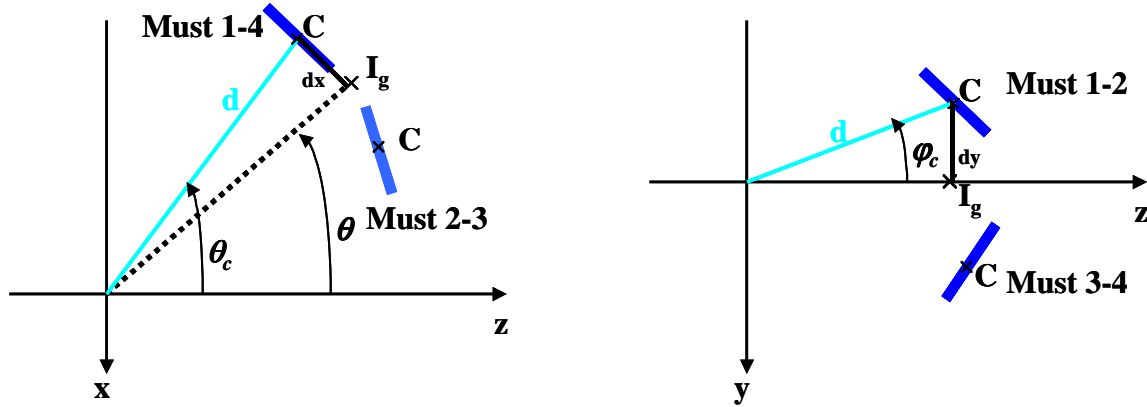


Figure 3.7: Détermination du point C: centre d'un module MUST.

Les causes d'incertitudes sur les angles θ_c et φ_c sont multiples. L'incertitude sur l'angle des couronnes est d'environ 0.2° [Libi02], soit une incertitude d'un peu plus d'un mm sur la position d'un module. De plus, la chambre à réaction dans laquelle se trouve les détecteurs de faisceau, la cible et le détecteur MUST se déforme sous l'effet du vide. Cette déformation n'est pas uniforme, le centre de la cible où est placée la cible s'abaissant plus que les côtés. De même, il faut également tenir compte des incertitudes liées à la mécanique utilisée comme support des MUST, la position du point C de chaque module pouvant être décalée de 2 à 3 mm [Gagn02]. Enfin, la distance entre le bord extérieur de chaque module et la première piste n'a pas été mesurée par le géomètre. En effet, le géomètre a relevé uniquement la distance entre le point I_g et le bord du détecteur. Nous avons donc pris une valeur moyenne, estimée d'après les relevés du géomètre lors d'une expérience utilisant le détecteur MUST et réalisée au GANIL en octobre 2001 [Skaz01]. La détermination de la position du point C est donc délicate compte tenu des informations à notre disposition. Il est important de rappeler qu'un décalage de 1mm sur la position de ce point C correspond à un décalage angulaire de 0.15° dans cette expérience. Nous verrons dans le paragraphe III.4.2 comment vérifier cette position du point C en utilisant les corrélations angulaires entre les particules α et t de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

III.2 Sections efficaces différentielles

La section efficace différentielle à un angle de diffusion θ_{cm} dans le centre de masse est définie de la façon suivante:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \frac{N_{cps}(\theta_{cm})}{N_{inc} N_{cib} \Delta\Omega_{cm} \text{eff}(\theta_{cm})} \quad (3.8)$$

avec

- N_{cps} : le nombre de particules détectées dans la tranche angulaire centrée sur l'angle de diffusion dans le centre de masse θ_{cm} . Lors de l'analyse, nous avons considéré des tranches en angle de diffusion Θ_{diff} dans le laboratoire de 0.5° et 1° .

- $\Delta\Omega_{cm}$: l'angle solide de la tranche angulaire dans le repère du centre de masse. Il se calcule en intégrant l'élément différentiel de l'angle solide entre les bornes θ_{cm-min} et θ_{cm-max} de la tranche choisie de la distribution angulaire:

$$\Delta\Omega_{cm} = 2\pi \int_{\theta_{cm-min}}^{\theta_{cm-max}} \sin\theta \, d\theta \quad (3.9)$$

- N_{inc} : le nombre de particules incidentes d' ^6He sur la cible.

- N_{cib} : le nombre de noyaux cibles d'hydrogène ou de carbone par unité de surface

$$N_{cib} = \frac{\rho_s N_{AV}}{M} n_i \quad (3.10)$$

où ρ_s est l'épaisseur de la cible en mg/cm^2 , N_{AV} le nombre d'Avogadro, M la masse molaire du matériau et n_i l'abondance en hydrogène ou en carbone de la cible de $(\text{CH}_2)_3$.

- eff : l'efficacité géométrique de détection du spectromètre SPEG ou du détecteur MUST pour une tranche angulaire donnée centrée sur l'angle de diffusion Θ_{diff} . L'efficacité de détection, comme le nombre N_{cps} de particules détectées par tranche angulaire dépend de l'angle de diffusion mais pas du repère considéré: centre de masse ou laboratoire. Les efficacités de détection seront calculées dans le repère du laboratoire grâce à la simulation d'efficacité décrite dans le paragraphe III.2.2.

La formule (3.8) définissant la section efficace différentielle pour un angle de diffusion θ_{cm} dans le repère du centre de masse devient:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \frac{N_{cps}(\Theta_{diff})}{N_{inc} N_{cib} \Delta\Omega_{cm} \text{eff}(\Theta_{diff})} \quad (3.11)$$

où le nombre de particules N_{cps} est mesuré et l'efficacité eff est calculée pour la tranche angulaire centré sur l'angle de diffusion dans le repère du laboratoire Θ_{diff} . L'angle Θ_{diff} correspond à l'angle θ_{cm} dans le repère du centre de masse.

III.2.1 Particules incidentes

Lors de l'expérience, le nombre de particules incidentes N_{inc} est obtenu à partir du nombre d'événements N_{inc}^{8PCD} qui déclenchaient les quatre modules de chaque petite chambre à dérive:

$$N_{inc} = \frac{N_{inc}^{8PCD}}{\text{eff}^{8PCD}} \quad (3.12)$$

où eff^{8PCD} est l'efficacité de détection des 8 modules des chambres à dérive en coïncidence. Une coïncidence a été réalisée au niveau de l'électronique entre les différents signaux des deux chambres à dérive puis mise dans une échelle. Cette échelle donnait le nombre de particules incidentes N_{inc}^{8PCD} qui déclenchaient tous les modules de chaque chambre à dérive. L'efficacité de détection eff^{8PCD} des 8 modules en coïncidence a été déterminée en début d'expérience en envoyant le faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ directement dans le scintillateur plastique du spectromètre SPEG. Le nombre de particules détectées en coïncidence par les chambres à dérive a été comparé au nombre de particules détectées par le scintillateur plastique ayant une efficacité de 100%. L'efficacité de détection des 8 modules des détecteurs de faisceau en coïncidence est de 66%.

Dans toute l'analyse, le nombre N_{cps}^{8PCD} d'événements par tranche angulaire dans SPEG ou dans MUST a été conditionné par le déclenchement de tous les modules des détecteurs de faisceau. De plus, seuls seront pris en compte les événements où l'angle d'incidence et la position du faisceau sur la cible ont été bien reconstruits. Cette efficacité de reconstruction des détecteurs de faisceau eff_{PCD} est de 91%. Elle est calculée d'après le nombre d'événements détectés dans chaque chambre à dérive et en éliminant les coïncidences accidentelles. Seuls seront pris en compte les événements où:

$$\begin{aligned} X_{\text{droit}} + X_{\text{gauche}} &= \text{constante} \\ Y_{\text{haut}} + Y_{\text{bas}} &= \text{constante} \end{aligned} \quad (3.13)$$

avec X_{droit} , X_{gauche} et Y_{haut} , Y_{bas} les deux mesures indépendantes en X et Y de chaque chambre à dérive. Le nombre d'événements N_{cps}^{8PCD} dépend donc de l'efficacité de détection en coïncidence des 8 modules des détecteurs de faisceau eff^{8PCD} et de leur efficacité de reconstruction eff_{PCD} :

$$N_{cps}^{8PCD} = N_{cps} \cdot \text{eff}^{8PCD} \cdot \text{eff}_{PCD} \quad (3.14)$$

En tenant compte des efficacités de détection eff^{8PCD} et de reconstruction eff_{PCD} , le rapport $\frac{N_{cps}}{N_{inc}}$ nécessaire au calcul de la section efficace différentielle devient:

$$\frac{N_{cps}}{N_{inc}} = \frac{N_{cps}^{8PCD} \cdot \text{eff}^{8PCD}}{N_{inc}^{8PCD} \cdot \text{eff}^{8PCD} \cdot \text{eff}_{PCD}} = \frac{N_{cps}^{8PCD}}{N_{inc}^{8PCD} \cdot \text{eff}_{PCD}} \quad (3.15)$$

III.2.2 Efficacité de détection

Pour calculer l'efficacité des systèmes de détection, nous avons utilisé un programme de simulation de type Monte-Carlo réalisé initialement par S. Pita [Pita00]. Ce programme tient compte de la distribution en énergie et en angle du faisceau, de la distribution en position du faisceau sur la cible et des effets des résolutions angulaires des détecteurs de faisceau, du

spectromètre SPEG et du détecteur MUST. Nous avons développé la simulation de l'efficacité de MUST en différenciant les événements touchant une piste de ceux touchant une interpiste. Les pistes défectueuses pendant l'expérience sont également prises en compte. Enfin le calcul de l'efficacité de détection en coïncidence dans deux modules de MUST des 2 particules de la voie de sortie a été inclus. Le tableau 3.1 résume les différents cas d'efficacité de SPEG ou de MUST que j'ai simulés. Les configurations 1 et 2 correspondent à deux positions différentes de la couronne sur laquelle est fixée les détecteurs 5 à 8. Dans chaque cas, la réaction étudiée, la ou les particules détectées, la position de SPEG et/ou de MUST varient. Dans tous les cas où le spectromètre est utilisé, les fentes horizontales et verticales étaient complètement ouvertes à $\pm 2^\circ$. Dans le cas des diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$, une mesure a également été effectuée avec le spectromètre tourné à 3° et les fentes verticales du spectromètre fermées à $\pm 0.5^\circ$. L'organigramme de l'appendice A1 présente le principe général du programme de simulation.

Prenons comme exemple la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ à 25 A.MeV. Tout d'abord l'angle de diffusion θ_{cm} de la réaction dans le centre de masse est tiré aléatoirement dans une distribution plate, c'est à dire avec une section efficace différentielle constante. A partir de l'angle de diffusion θ_{cm} , les angles de diffusion dans le repère du laboratoire de la particule α , $\Theta_{\text{diff-}4\text{He}}$, et du triton, $\Theta_{\text{diff-t}}$, sont calculés. Puis l'angle d'incidence et la position sur la cible du noyau d' ${}^6\text{He}$ incident sont tirés aléatoirement d'après la distribution en angle et en position du faisceau sur la cible (Fig 3.1 et Fig 3.4). Les trajectoires des particules α et t sont ensuite reconstruites en considérant l'angle d'incidence et la position du faisceau sur la cible. Puis on vérifie si les détecteurs SPEG ou MUST ont été touchés. La résolution angulaire des détecteurs est prise en compte dans la reconstruction de l'angle de diffusion. En effet pendant l'expérience si le spectromètre ou MUST est touché, l'angle de diffusion est reconstruit à partir des angles fournis par SPEG, MUST et les petites chambres à dérive. Ces valeurs sont connues à la résolution près du détecteur et la précision de la reconstruction de l'angle de diffusion dépend de ces résolutions.

Réaction	Particules	Détecteur	Position
${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$	${}^6\text{He}$	SPEG	$3^\circ, 4^\circ$ et 5.5°
${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$	${}^6\text{He}$	SPEG	$3^\circ, 4^\circ$ et 5.5°
${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$	${}^4\text{He}$ haute énergie	SPEG	3° et 6°
${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$	t haute énergie	SPEG	$1^\circ, 3^\circ$ et 6°
${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$	${}^4\text{He}$ et t	${}^4\text{He}$ dans must 1 à 4 t dans must 5 à 8	Configuration 1
${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$	${}^4\text{He}$ et t	${}^4\text{He}$ dans must 1 à 4 t dans must 5 à 8	Configuration 2

Tab 3.1: Différents cas d'efficacité simulés.

a) Efficacité de détection de SPEG

Dans le cas du spectromètre SPEG, on vérifie que la trajectoire de la particule α ou t est compatible avec l'acceptance angulaire et en brho du spectromètre. L'acceptance angulaire a été définie au préalable par la position du spectromètre, c'est à dire son angle de rotation et l'ouverture des fentes horizontales et verticales. L'efficacité de détection des α de haute énergie (entre 139.8 MeV et 146 MeV) par le spectromètre SPEG placé à 3° avec des fentes horizontales et verticales ouvertes à $\pm 2^\circ$ est représentée sur la figure 3.8. Pour déterminer cette efficacité, nous faisons des pas en angle de diffusion $\Theta_{\text{diff-4He}}$ dans le laboratoire de 0.5° et nous comptons pour chaque tranche angulaire le nombre d'événements n_{tot} simulés au départ, le nombre d'événements détectés par le spectromètre n_{mes} et le nombre n_{sim} d'événements détectés en tenant compte des résolutions angulaires des détecteurs de faisceau et du spectromètre. Les efficacités de détection avec et sans l'effet des résolutions angulaires des détecteurs pour chaque tranche angulaire sont les rapports $n_{\text{sim}}/n_{\text{tot}}$ et $n_{\text{mes}}/n_{\text{tot}}$. Dans le cas présent, ces deux efficacités sont très proches (Fig 3.8). De plus, le maximum d'efficacité n'est pas situé à 3° comme l'angle de rotation du spectromètre mais plutôt vers 2.2° , à cause de la contribution de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible.

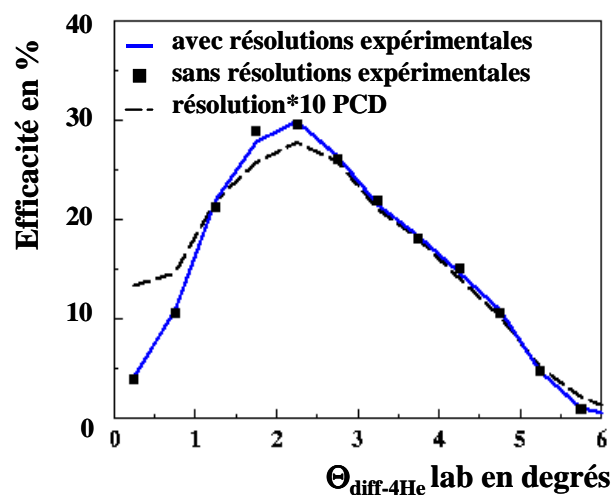


Fig 3.8: Efficacité de détection des α de haute énergie de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans SPEG à 3° .

Si la résolution des détecteurs de faisceau passe de 0.15° comme dans notre expérience à 1.5° , l'effet de la résolution angulaire sur la courbe d'efficacité devient beaucoup plus important: l'efficacité augmente sur les premières tranches et diminue au centre. Nous avons testé de plus la sensibilité de la simulation en faisant varier les différents paramètres d'un sigma: résolutions angulaires, distribution du faisceau en angle et en position. La variation sur l'efficacité est au maximum de 5%.

b) Efficacité de détection de MUST

Pour chaque module de MUST, on regarde si la trajectoire de la particule α ou t intercepte la

zone strippée. La zone strippée de chaque module a été modélisée par un plan dans l'espace défini par les extrémités A_1 , A_2 , A_3 de cette zone (Fig 3.9). Les positions dans l'espace des points A_1 , A_2 , A_3 correspondant respectivement aux pistes horizontales et verticales (60,60), (1,60) et (60,1) ont été calculées à partir de la matrice (3.5). Cette matrice donne les coordonnées d'un point A dans le repère du laboratoire. Ce point A est défini par une piste horizontale et verticale et par la position du point C centre du module.

Prenons comme exemple de simulation, le calcul de l'efficacité de détection d'une particule α produit lors de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans le bloc gauche de MUST qui a couvert pendant toute l'expérience les angles dans le repère du laboratoire entre 6° et 24° (Fig 2.5). Selon le même principe que celui décrit précédemment dans la simulation d'efficacité du spectromètre, nous comptons par tranche angulaire de 1° en angle de diffusion $\Theta_{\text{diff-}{}^4\text{He}}$, le nombre d'événements simulés au départ, le nombre d'événements où un ${}^4\text{He}$ a été détecté par un des modules 1 à 4 de MUST avec et sans tenir compte des effets des résolutions angulaires des détecteurs. Nous calculons alors l'efficacité de détection d'une particule α dans le bloc 1 à 4 de MUST. L'effet des résolutions angulaires dans ce cas est négligeable. L'efficacité de détection d'une particule α est non nulle entre 5° et 25° , ce qui concorde tout à fait avec la couverture angulaire des détecteurs (entre 6° et 24°) en tenant compte de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. Les contributions des détecteurs 1 et 4 les plus éloignés de la cible et des détecteurs 2 et 3 les plus proches, pour lesquels l'efficacité de détection est la plus importante, sont présentées sur la figure 3.10.

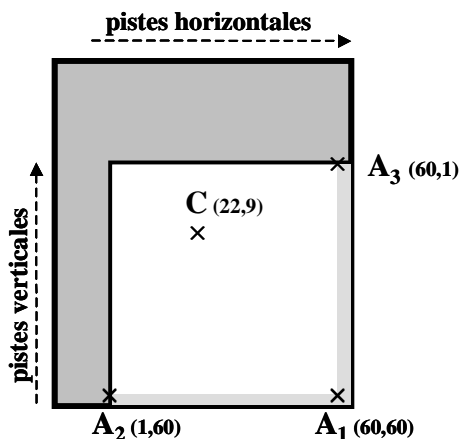


Fig 3.9: Modélisation de la zone strippée d'un module de MUST.

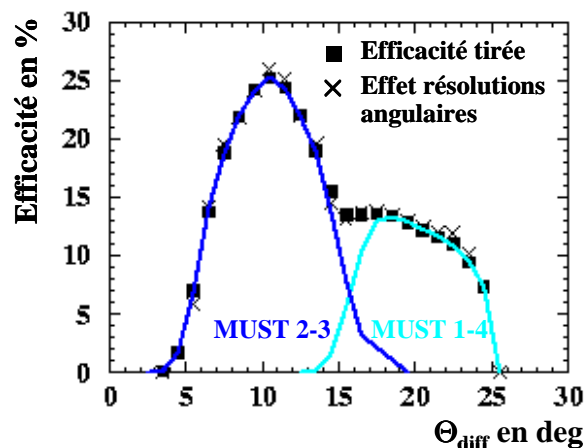


Fig 3.10: Efficacité de détection d'un ${}^4\text{He}$ de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans le bloc MUST 1 à 4.

De plus, nous avons distingué dans la simulation les événements touchant une piste horizontale et verticale d'un module de ceux touchant une interpiste horizontale ou une interpiste verticale (Fig 3.11).

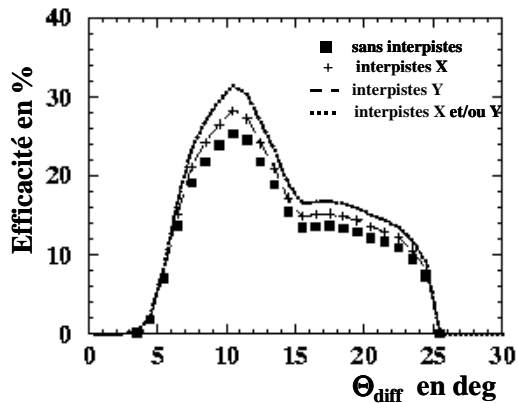


Fig 3.11: Effets des “événements interpistes” sur le calcul de l’efficacité de détection d’un α de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans le bloc MUST 1 à 4.

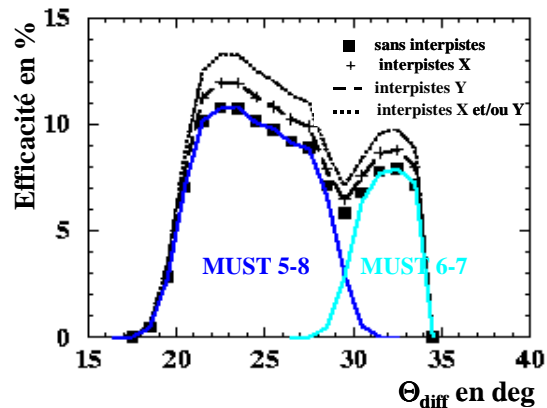


Fig 3.12: Efficacité de détection d’un triton de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans le bloc MUST 5 à 8.

Les événements nommés "interpistes X et/ou Y" sur la figure 3.12 correspondent aux événements ayant déclenché une interpiste horizontale ou une interpiste verticale ou les deux à la fois. En effet, lors de l'analyse de l'expérience, seuls sont pris en compte les événements ayant déclenché à la fois une piste horizontale et verticale d'un module de MUST. La différence entre une efficacité avec ou sans les événements interpistes est d'environ 2% et peut atteindre jusqu'à 6% au niveau du maximum d'efficacité.

Détecteur	Numéro	Pistes défectueuses	
1	28526	X: -	Y: -
2	33935	X: 8, 30, 31	Y: 56, 57
3	39174	X: 37, 38	Y: -
4	14340	X: -	Y: 43
5	39173	X: 53, 54	Y: 56, 57
6	35649	X: 49 à 52	Y: -
7	30406	X: -	Y: -
8	39176	X: 5, 6, 41	Y: -

Tab 3.2: Ensemble des pistes défectueuses.

Nous avons également simulé l'efficacité de détection d'un triton de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans le bloc 5 à 8 couvrant les angles dans le repère du laboratoire entre 20° et 38° avec et sans les événements interpistes. L'efficacité des détecteurs 6 et 7 les plus éloignés de la cible et des détecteurs 5 et 8 est présentée sur la figure 3.12. L'efficacité de détection d'un triton est nulle après 35° alors que les détecteurs 6 et 7 couvrent les angles entre 29° et 38° , ce qui provient de la cinématique de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. En effet, d'après les calculs cinématiques (Fig 2.5), l'angle de diffusion d'un triton est au maximum de 33° . La chute d'efficacité vers 29° correspond à l'écart géométrique entre les détecteurs 6-7 et 5-8.

Dans tous les cas simulés pour l'expérience, la variation de l'efficacité en changeant les résolutions des détecteurs et la distribution du faisceau d'un sigma est de 5% au maximum.

c) Efficacité de détection en coïncidence de MUST

En pratique dans l'analyse de l'expérience, nous avons besoin de l'efficacité de détection d'un ^4He dans le bloc 1 à 4 couvrant les angles dans le repère du laboratoire entre 6° et 24° en coïncidence avec un triton dans le bloc 5 à 8 couvrant les angles entre 20° et 38° . Quatre types de coïncidence sont possibles correspondant aux différentes combinaisons des détecteurs 1-4, 2-3, 5-8 et 6-7. La courbe cinématique des angles de diffusion dans le laboratoire des particules α et t de la réaction de transfert $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$ (Fig. 3.13) illustre ces quatre cas possibles de coïncidences:

- Cas1: Particule α détectée dans Must 2 ou 3 et triton détecté dans Must 5 ou 8.
- Cas2: Particule α détectée dans Must 2 ou 3 et triton détecté dans Must 6 ou 7.
- Cas3: Particule α détectée dans Must 1 ou 4 et triton détecté dans Must 6 ou 7.
- Cas4: Particule α détectée dans Must 1 ou 4 et triton détecté dans Must 5 ou 8.

De plus, nous avons tenu compte des pistes défectueuses pendant l'expérience représentant 2% du nombre total de pistes. Le numéro des pistes défectueuses est répertorié dans le tableau 3.2. La diminution d'efficacité liée aux pistes défectueuses est de l'ordre de 5 % (Fig 3.14).

Lors de l'analyse des cas 1 et 4, nous considérons des tranches de 1° en angle de diffusion du triton dans le repère du laboratoire. En effet, d'après la courbe cinématique de la réaction de transfert $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$, l'angle de diffusion du triton dans le repère du laboratoire varie plus rapidement que celui de la particule α pour les cas 1 et 4. Il est donc plus judicieux pour un même angle de diffusion dans le repère du centre de masse de compter le nombre d'événements par tranche en angle de diffusion du triton $\theta_{\text{diff-t}}$ dans le repère du laboratoire.

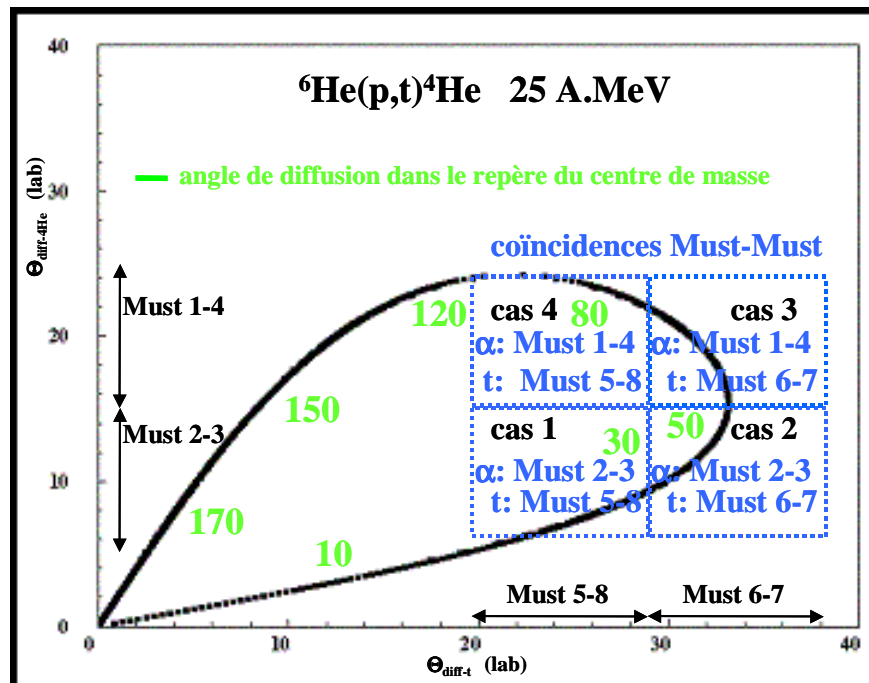


Fig 3.13: Différents cas de coïncidences en détectant une particule α dans le bloc Must 1 à 4 et un triton dans le bloc Must 5 à 8.

A l'inverse dans les cas 2 et 3 et pour la même raison, nous considérerons des tranches en angle de diffusion $\theta_{\text{diff}_4\text{He}}$ de la particule α . Les efficacités de détection en coïncidence de la particule α dans les cas 1 et 4 et celle du triton dans les cas 2 et 3 sont présentées sur la figure 3.14 avec et sans prendre en compte les pistes défectueuses de chaque module.

Dans le cas 4, il est important de remarquer que pour les angles de diffusion centre de masse entre 100° et 115° , la détection de la particule α est faite sur des pistes situées près du bord des détecteurs. Si le détecteur 4 est décalé d'un ou plusieurs millimètres, la différence d'efficacité de détection devient alors significative. Nous avons donc pris en compte dans l'erreur sur le calcul de l'efficacité, l'erreur faite sur le positionnement des détecteurs influant directement sur ce calcul. D'après les erreurs faites sur la position du point C (III.1.2b) définissant à lui tout seul la position d'un module, nous avons estimé à 3 mm l'erreur possible sur la position d'un module.

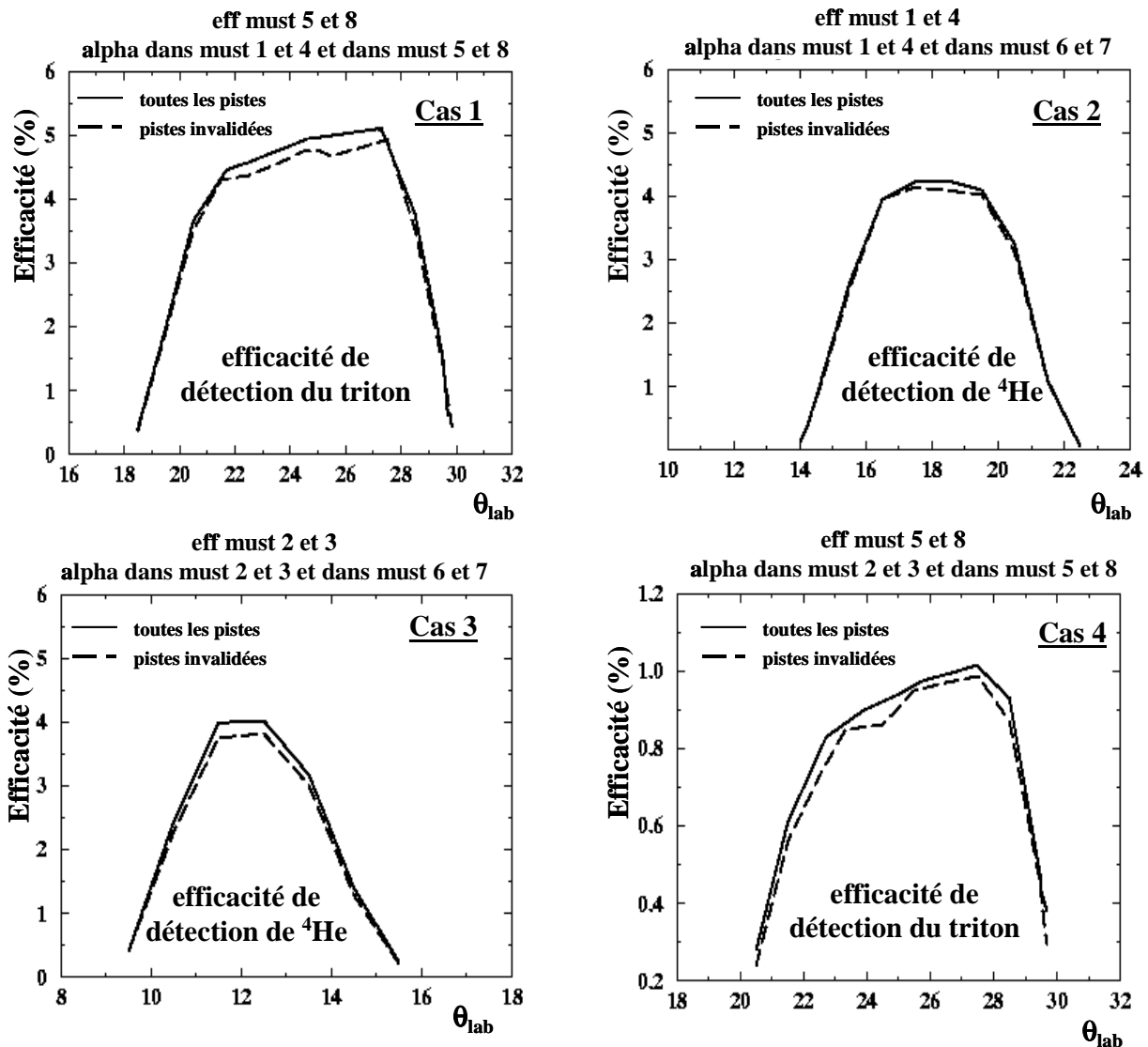


Fig 3.14: Efficacité de détection en coïncidence de ^4He dans le bloc 1 à 4 et de t dans le bloc 5 à 8 lors de la réaction $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$.

III.3 Les diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$

La diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ permet de déterminer le potentiel de la voie d'entrée $U_{6\text{He-p}}$ utilisé lors des calculs de la section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Nous avons donc mesuré avec le spectromètre SPEG lors de la première partie de l'expérience la diffusion élastique du faisceau incident d' ${}^6\text{He}$ sur la cible de $(\text{CH}_2)_3$. Ces données servent également à estimer d'éventuels décalages dans la reconstruction de l'angle de diffusion de la particule détectée avec le spectromètre. Enfin, la normalisation absolue des sections efficaces différentielles est obtenue avec la diffusion élastique ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$.

III.3.1 Distributions angulaires

Deux mesures de la diffusion élastique du faisceau d' ${}^6\text{He}$ sur la cible de polypropylène ont été effectuées avec le spectromètre SPEG positionné à 4° et 5.5° . Les fentes en énergie situées au niveau du spectromètre α étaient ouvertes à $\Delta p/p=10^{-2}$. Les diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$ obtenues avec le spectromètre SPEG à 4° et les fentes en énergie ouvertes sont présentées sur la figure 3.15a. Lorsque les fentes en énergie de l' α sont ouvertes, l'image de la diffusion élastique est très large. On retrouve toute la dispersion en énergie du faisceau au niveau du plan focal à cause d'une optique achromatique sur la cible. Une mesure de la diffusion élastique du faisceau d' ${}^6\text{He}$ a donc été ensuite réalisée avec le spectromètre tourné à 3° et les fentes en énergie fermées à $\Delta p/p=2.5 \cdot 10^{-4}$ (Fig 3.15b). Cette sélection en énergie améliore la qualité du spectre en angle de diffusion obtenu.

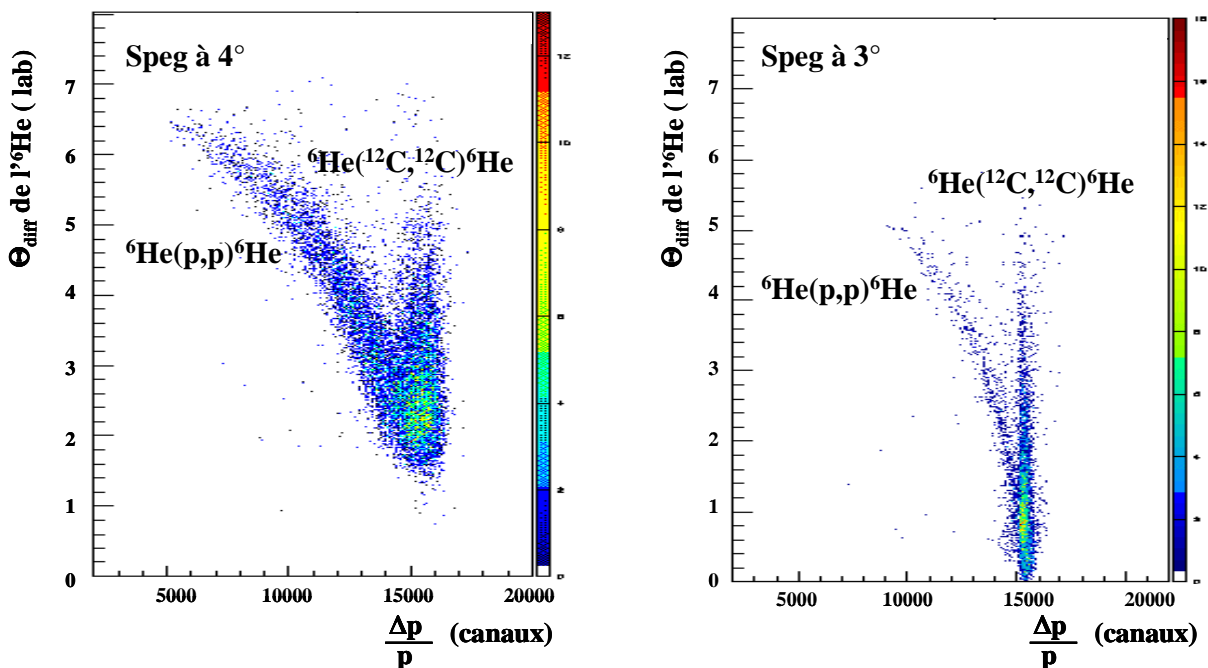


Fig 3.15: Effet de la sélection en énergie du faisceau d' ${}^6\text{He}$ sur les diffusions élastiques:
a) fentes en énergie à $\Delta p/p= 10^{-2}$ et b) fentes en énergie à $\Delta p/p= 2.5 \cdot 10^{-4}$.

De plus, les mesures présentées sur la figure 3.15 ont été effectuées avec les fentes verticales du spectromètre SPEG, c'est à dire les fentes définissant l'angle φ , complètement ouvertes à $\pm 2^\circ$. En fait, il y a toujours une coupure dans le plan vertical avant 2° . L'efficacité de détection des noyaux d' ${}^6\text{He}$ dans le plan focal est donc en réalité plus faible que celle prévue avec des fentes en φ à $\pm 2^\circ$. Par conséquent pour s'affranchir de ce problème de coupure classique avec le spectromètre SPEG, nous avons effectué une dernière mesure à 3° avec les fentes en φ fermées à $\pm 0.5^\circ$. Les mesures de diffusion élastique avec le spectromètre à 3° , 4° et 5.5° avec des fentes en φ à $\pm 2^\circ$ seront normalisées sur cette mesure avec les fentes en φ à $\pm 0.5^\circ$ (III.3.4).

La même procédure d'analyse a été appliquée pour chaque mesure. La sélection en rigidité magnétique du spectromètre ($B\rho=2.1394 \text{ T.m}$ à 3° et 4° , $B\rho=2.07528 \text{ T.m}$ à 5.5°) a permis de garder uniquement au niveau du plan focal les noyaux d' ${}^6\text{He}$ ayant diffusé sur l'hydrogène ou le ${}^{12}\text{C}$ de la cible. Une sélection est également imposée sur les temps de dérive des électrons dans les détecteurs de faisceau afin d'enlever les signaux non physiques et les pré-déclenchements. Dans chaque cas, le bruit de fond présent au niveau du plan focal en l'absence de cible a été soustrait aux spectres de diffusions élastiques. Ce bruit de fond provient principalement de la diffusion du faisceau incident sur les détecteurs de faisceau. Enfin, pour chaque mesure, nous avons effectué des tranches en angle de diffusion $\theta_{\text{diff-}{}^6\text{He}}$ de 0.5° sur les matrices $\theta_{\text{diff-}{}^6\text{He}} - \Delta p/p$ (Fig3.15). Pour chaque angle de diffusion, ces tranches angulaires sont projetées sur l'axe en moment $\Delta p/p$ afin de connaître le nombre d'événements provenant des diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$.

III.3.2 Décalage en angle de diffusion

Les diffusions élastiques de l' ${}^6\text{He}$ sur les noyaux de protons et de ${}^{12}\text{C}$ de la cible sont de plus utilisées pour vérifier la valeur calculée de l'angle de diffusion Θ_{diff} de l' ${}^6\text{He}$ dans le laboratoire et de possibles décalages par rapport aux cinématiques (Fig 3.15). Pour chaque tranche angulaire de 1° dans le repère du laboratoire centrée sur l'angle de diffusion Θ_{diff} de l' ${}^6\text{He}$, le spectre des diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$ est projeté sur l'axe $\Delta p/p$. La différence $\Delta p_{\text{exp}}/p$ entre les centroïdes des pics correspondants à la diffusion du noyau d' ${}^6\text{He}$ sur les protons et le ${}^{12}\text{C}$ de la cible est relevée.

Connaissant $\Delta p_{\text{exp}}/p$ et E_{mes} , l'énergie du faisceau incident, on obtient une mesure de la différence d'énergie $\Delta E(\Theta_{\text{diff}})$ entre les deux diffusions élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$ pour une tranche angulaire donnée:

$$\Delta E(\Theta_{\text{diff}}) = 2 \frac{\Delta p_{\text{exp}}}{p} \times E_{\text{mes}} \quad (3.16)$$

Il suffit alors en utilisant les cinématiques de voir à quel angle de diffusion Θ'_{diff} correspondrait cette mesure $\Delta E(\Theta_{\text{diff}})$. D'après les calculs de cinématique, la différence d'énergie $\Delta E(\Theta_{\text{diff}})$ entre

les deux diffusions élastiques s'écrit:

$$\Delta E(\Theta_{\text{diff}}) = E_{12\text{C}}(\Theta'_{\text{diff}}) - E_{\text{p}}(\Theta'_{\text{diff}}) \quad (3.17)$$

avec $E_{12\text{C}}(\Theta'_{\text{diff}})$ et $E_{\text{p}}(\Theta'_{\text{diff}})$, les énergies du noyau d' ${}^6\text{He}$ après la diffusion élastique sur un noyau d'hydrogène et de ${}^{12}\text{C}$ pour l'angle de diffusion Θ'_{diff} .

Le décalage $\Delta\Theta_{\text{diff}}$ de l'angle de diffusion entre la valeur Θ'_{diff} prédite d'après l'écart en énergie entre les deux diffusions élastiques et la valeur reconstruite Θ_{diff} est:

$$\Delta\Theta_{\text{diff}} = \Theta'_{\text{diff}} - \Theta_{\text{diff}} \quad (3.18)$$

Cette procédure a été appliquée lors des mesures de la diffusion élastique de l' ${}^6\text{He}$ sur la cible de $(\text{CH}_2)_3$ avec le spectromètre SPEG placé à 3° , 4° et 5.5° . Nous avons obtenu un décalage constant de 0.23° . Par conséquent, à chaque événement où une particule est détectée dans le spectromètre, l'angle de diffusion reconstruit Θ_{diff} est décalé de 0.23° . Ce décalage est expliqué par le fait que les détecteurs de faisceau n'ont pas été calibrés avec le faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ mais avec un faisceau de ${}^7\text{Li}$. En effet, le centrage du faisceau a probablement évolué entre le réglage du faisceau de ${}^7\text{Li}$ et celui d' ${}^6\text{He}$.

III.3.3 Normalisation absolue

La diffusion élastique des noyaux d' ${}^6\text{He}$ sur le ${}^{12}\text{C}$ présent dans la cible donne la normalisation des distributions angulaires expérimentales. La distribution angulaire de la diffusion élastique ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$ obtenue lors de l'analyse des données de SPEG à 3° avec des fentes en φ fermées à $\pm 0.5^\circ$ est comparée à trois calculs de section efficace différentielle effectués avec le code FRESCO [Thom88]. Trois différents potentiels de modèle optique ont été choisis comme potentiel d'interaction noyau-noyau entre le ${}^{12}\text{C}$ et l' ${}^6\text{He}$:

1. Le potentiel obtenu pour le système ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ à 94 A.MeV représenté en ligne continue [Rous86].
2. Le potentiel déduit de la paramétrisation globale à basse énergie de A. Winther et R. Broglia [Brogl81] pour la partie réelle et une partie imaginaire identique représenté en ligne tiret-point.
3. Le même potentiel que le précédent de Winther et Broglia mais en diminuant la partie imaginaire de moitié représenté en ligne pointillée.

Nous constatons que le début de la première oscillation ne dépend pas du potentiel nucléaire choisi et permet donc de normaliser les données (Fig 3.16). Le facteur de normalisation entre les points expérimentaux et les courbes calculées est de 0.67. Ce facteur de renormalisation important peut s'expliquer par une méconnaissance de l'épaisseur de la cible de polypropylène qui n'a pas été mesurée pendant l'expérience. Ce même facteur sera appliqué par la suite à toutes les sections efficaces différentielles que nous avons calculées.

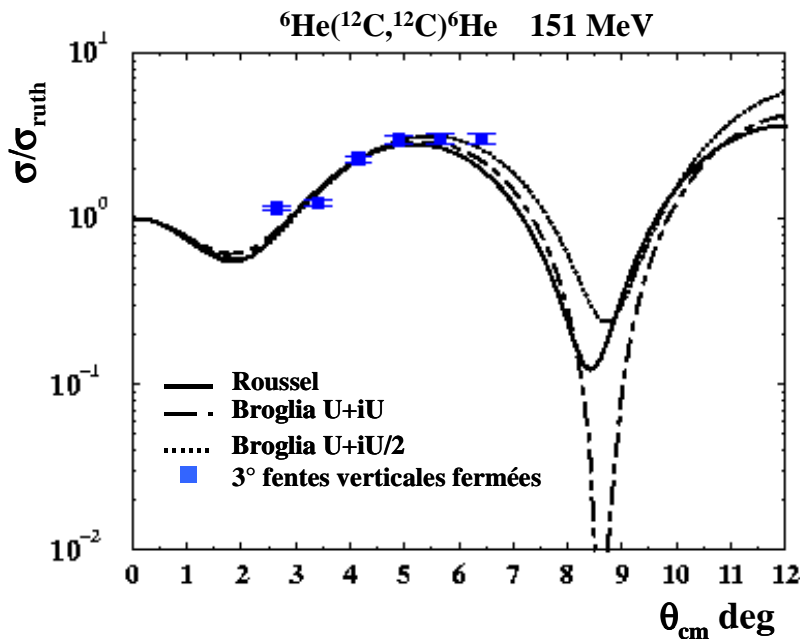


Fig 3.16: Section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^6\text{He}$.

III.3.4 Section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$

La section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ est obtenue à partir du nombre d'événements correspondant à cette réaction pour chaque angle de diffusion $\theta_{\text{diff-}6\text{He}}$ (III.3.1 et III.3.2). La normalisation de la section efficace est décrite dans les paragraphes III.2 et III.3.3. Les mesures avec les fentes en φ à $\pm 2^\circ$ ont été normalisées sur la mesure avec les fentes en φ fermées à $\pm 0.5^\circ$ pour laquelle il n'y a pas de coupure dans la détection (Fig 3.17). Lorsqu'on a plusieurs mesures pour un même angle de diffusion, la moyenne pondérée des sections efficaces différentielles a été effectuée en fonction du nombre de particules incidentes de chaque mesure.

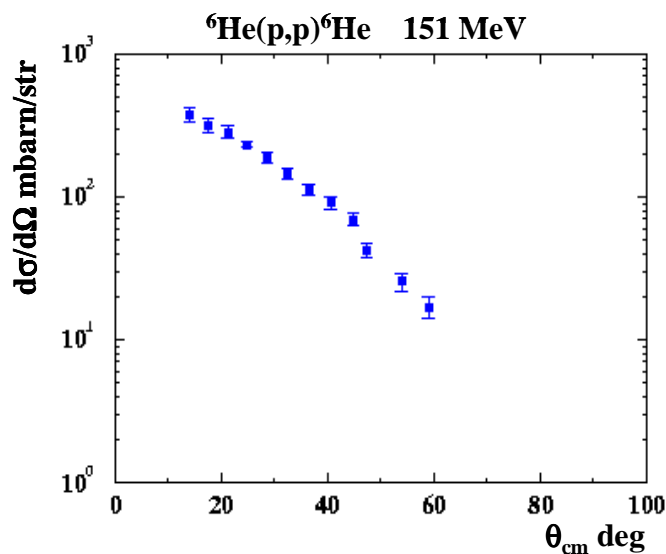


Fig 3.17: Section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$.

Les barres d'erreurs incluent l'erreur statistique sur le nombre d'événements par tranche angulaire. L'erreur sur la normalisation absolue a été estimée à 14% et provient de l'erreur sur l'efficacité de détection déduite de la simulation (5%) et de l'erreur faite en normalisant les données de la diffusion élastique sur le ^{12}C .

III.4 La réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$

L'analyse de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est constituée de trois parties distinctes. Ces trois parties correspondent chacune à des angles de diffusion dans le repère du centre de masse de la réaction de transfert différents. La détection des particules α de haute énergie entre 139.8 MeV et 146 MeV avec le spectromètre SPEG donne les angles avant centre de masse entre 7.8° et 27° de la section efficace différentielle de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Les angles arrière centre de masse entre 155.6° et 172.8° sont quant à eux obtenus en détectant les tritons de haute énergie entre 127 MeV et 132 MeV dans le spectromètre SPEG. Enfin la détection en coïncidence dans MUST des particules α et t couvre les angles intermédiaires entre 19° et 112.5° .

III.4.1 Analyse de SPEG

a) Angles de diffusion avant

Les particules α de haute énergie de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ont été détectées avec le spectromètre SPEG positionné à 3° et à 6° . Dans ce cas, la sélection en rigidité magnétique ($B\rho=1.768$ T.m pour SPEG à 3° et $B\rho=1.734$ T.m pour SPEG à 6°) n'est pas suffisante pour avoir uniquement au niveau du plan focal les particules α provenant de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Tout d'abord, des noyaux provenant d'autres réactions et ayant la même rigidité magnétique tels que ${}^6\text{He}$ et le ${}^7\text{Li}$ arrivent au niveau du plan focal. Une identification des différentes particules diffusées est donc nécessaire.

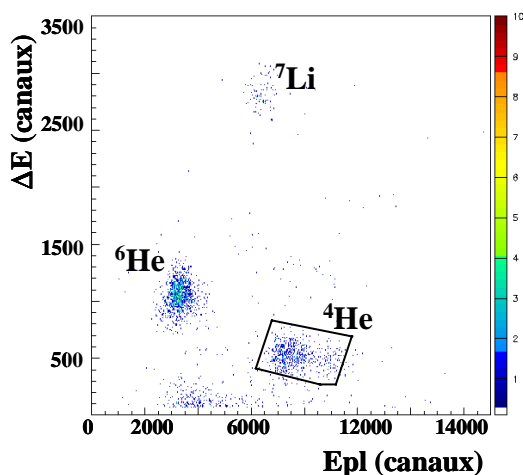


Fig 3.18: Identification des alpha dans SPEG à 3 degrés.

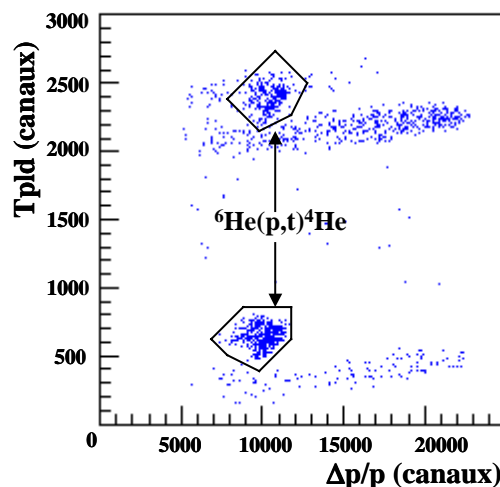


Fig 3.19: Identification des alpha de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Nous utilisons les détecteurs du plan focal, à savoir la chambre à ionisation et le scintillateur plastique décrits dans le chapitre précédent (II.4.2), afin d'identifier sans aucune ambiguïté toutes les particules arrivant sur le plan focal. Le signal collecté à la sortie de la chambre à ionisation fournit une mesure de la perte d'énergie ΔE des différentes particules dans le détecteur. Le scintillateur plastique placé après la chambre à ionisation donne accès à l'énergie résiduelle E_{pl} des noyaux. La matrice d'identification ΔE - E_{pl} obtenue est présentée sur la figure 3.18. L'identification est réalisée en comparant cette matrice à un calcul de perte d'énergie pour chaque noyau A , Z arrivant au niveau du plan focal. Les pertes d'énergie dans la chambre à ionisation et dans le scintillateur plastique sont calculées d'après la formule de Bethe [Leo87].

Les particules α provenant de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ doivent être séparées de celles provenant de la désintégration du ${}^9\text{Be}$ en ${}^8\text{Be}$, se cassant ensuite en deux particules α . Le ${}^9\text{Be}$ était un contaminant (1.2%) du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ produit avec SISSI. Une matrice de corrélation entre le signal temps T_{pld} du photomultiplicateur de droite du scintillateur plastique et le moment relatif $\Delta p/p$ des particules α permet de les différencier (Fig 3.19). Les particules α provenant de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ont une énergie précise et une valeur déterminée en moment $\Delta p/p$ au contraire des particules α provenant de la cassure du ${}^9\text{Be}$. La figure 3.19 montre que la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ correspond à des temps de vol T_{pld} de 900 canaux et 2700 canaux. La matrice d'identification énergie-temps de vol utilisant les signaux E_{pld} et T_{pld} du photomultiplicateur de droite du scintillateur plastique permet ensuite de sélectionner les particules α provenant de la réaction de transfert (Fig 3.20).

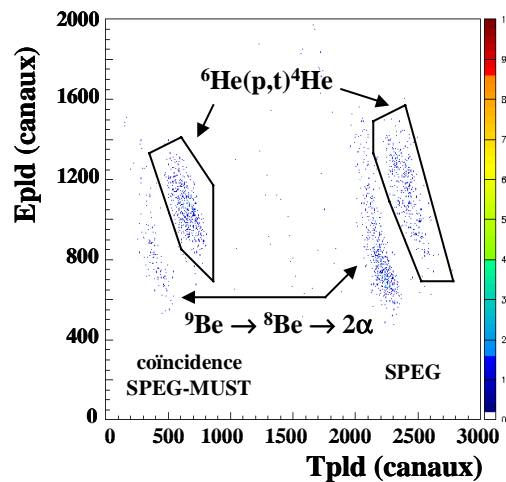


Fig 3.20: Sélection des alpha de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Dans la première sélection sur la figure 3.20, la particule α est détectée en coïncidence dans le spectromètre avec un triton dans le bloc de MUST 5 à 8. Dans la seconde sélection, la particule α est détectée dans le spectromètre SPEG sans coïncidence dans le détecteur MUST. L'acquisition peut être déclenchée soit par un événement SPEG soit par un événement SPEG-MUST en coïncidence, donnant deux temps de vol T_{pld} différents. Ceci explique les deux îlots en temps de

vol T_{pld} . Avec ces trois sélections: sélection en $B\rho$, identification des particules α grâce à la matrice ΔE - E des détecteurs du plan focal et sélection en temps de vol, nous obtenons la distribution angulaire des α de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ (Fig 3.21). Toute l'analyse et les figures présentées ci dessus concernent la mesure des particules alpha de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec le spectromètre SPEG positionné à 3° . La même analyse a été effectuée lors de la mesure des particules alpha avec le spectromètre SPEG positionné à 6° .

b) Angles de diffusion arrière

L'angle de diffusion des tritons de haute énergie correspondant aux angles arrière dans le repère du centre de masse de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ a été mesuré avec le spectromètre SPEG tourné à 1° , 3° et 6° . Seule une sélection en rigidité magnétique est nécessaire ($B\rho=2.9$ T.m avec SPEG à 1° , 3° et $B\rho=2.89$ T.m pour SPEG à 6°) pour avoir uniquement au niveau du plan focal les tritons de haute énergie de la réaction de transfert. La distribution angulaire des tritons obtenue avec le spectromètre tourné à 3° est présentée sur la figure 3.22. Comme nous pouvons le constater, la statistique est beaucoup plus faible que celles pour les angles avant centre de masse. Les barres d'erreurs seront dès lors beaucoup plus importantes.

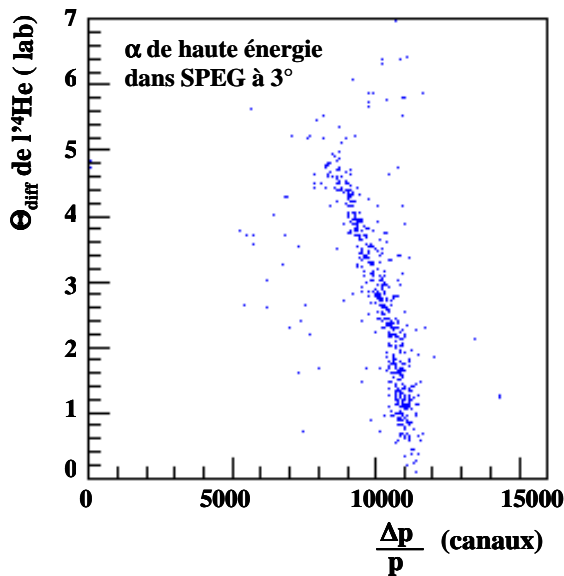


Fig 3.21: Distribution angulaire de l' α de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec SPEG à 3° .

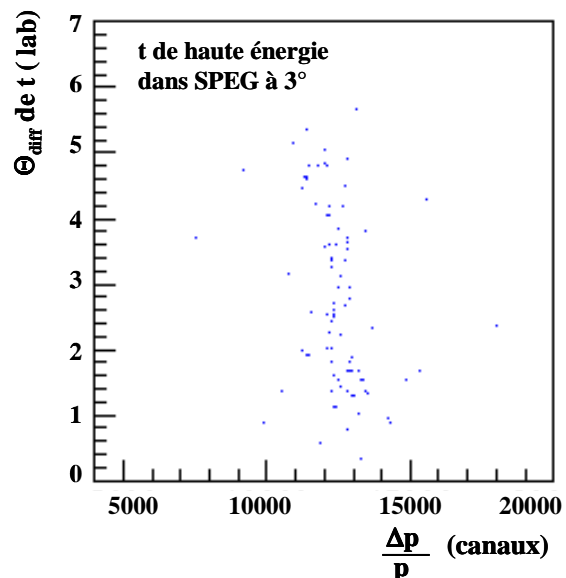


Fig 3.22: Distribution angulaire de t de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec SPEG à 3° .

c) Section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$

Lors de l'analyse des distributions angulaires des particules α et des tritons de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, une condition a été également mise sur le temps de dérive des électrons dans

les détecteurs de faisceau afin de ne garder que les événements physiques. Pour chaque distribution angulaire, nous avons effectué sur les matrices $\theta_{\text{diff}}-\Delta p/p$ des tranches en angle de diffusion θ_{diff} de 0.5° dans le cas des particules α et de 1° dans le cas des tritons. Ces tranches angulaires sont ensuite projetées sur l'axe $\Delta p/p$ afin de connaître le nombre d'événements provenant de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ pour chaque angle de diffusion. La même procédure de normalisation que celle utilisée pour la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ a été appliquée. La section efficace différentielle a été normalisée par les deux mêmes facteurs que ceux employés dans le cas de la diffusion élastique (Fig 3.29). Le premier facteur provient de la diffusion élastique du faisceau d' ${}^6\text{He}$ sur le ${}^{12}\text{C}$ de la cible et le second de la coupure dans le plan vertical de l'acceptance du spectromètre. Les différentes mesures de la section efficace différentielle de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ effectuées avec les différentes positions du spectromètre SPEG ont été moyennées en fonction du nombre de particules incidentes de la mesure. De la même manière que pour la section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (III.3.4), les barres d'erreur incluent les erreurs statistiques et l'erreur sur la normalisation absolue.

III.4.2 Analyse des coïncidences MUST-MUST

Dans le cas des angles intermédiaires dans le centre de masse de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, nous détectons en coïncidence les deux particules α et t de la voie de sortie dans l'ensemble MUST. La particule α est détectée dans le bloc gauche des détecteurs MUST 1 à 4 et le triton dans le bloc droit des détecteurs MUST 5 à 8. Nous avons effectué deux mesures. Lors de la première mesure, le bloc MUST 1 à 4 couvrait les angles laboratoires entre 6° et 24° et le bloc MUST 5 à 8 les angles laboratoires entre 20° et 38° . Lors de la deuxième mesure pour laquelle la statistique est environ dix fois plus faible, le bloc MUST 5 à 8 couvrait les angles laboratoires entre 15° et 33° . En principe, au cours de ces deux mesures, nous pouvions aussi détecter la particule α dans le bloc MUST 5 à 8 et le triton dans le bloc MUST 1 à 4. Mais dans ce cas nous étions à la limite de l'acceptance angulaire de MUST pour détecter les tritons dans le bloc 1 à 4. La statistique de la deuxième mesure n'a pas permis d'extraire des données fiables. Une identification de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ n'a donc pas été possible dans cette configuration inverse.

L'identification des particules s'effectue par la méthode ΔE -E. Lorsqu'un ion de nombre atomique Z, de masse A et d'énergie E traverse un matériau, il perd une certaine quantité d'énergie ΔE donnée en première approximation par la loi de Bethe [Leo87]:

$$\Delta E \propto \frac{A Z^2}{E} \quad (3.19)$$

Par conséquent, on peut identifier différentes particules en représentant la perte d'énergie ΔE d'une particule en fonction de son énergie E, chaque particule se situant alors sur une parabole. Cette méthode s'applique de même lorsque la particule traverse plusieurs matériaux successifs. Dans ce

cas, les différentes particules sont nettement séparées sur une matrice de corrélation entre les deux pertes d'énergie ΔE_1 et ΔE_2 des deux matériaux traversés.

Un module de MUST est, comme nous l'avons décrit au paragraphe II.5, constitué de 3 étages: un détecteur à strips de 300 μm , un détecteur Si(Li) de 3,2 mm et d'un détecteur CsI de 1.5 cm. Les particules α s'arrêtent dans le deuxième étage du module MUST, c'est à dire dans le détecteur Si(Li). La figure 3.23 présente la matrice d'identification $\Delta E_{\text{strip}}-\Delta E_{\text{Si(Li)}}$ des particules dans le bloc de MUST 1 à 4.

Les particules α ont été sélectionnées sur cette matrice d'identification où l'on voit la saturation des préamplificateurs dans le cas des particules α . Par conséquent, la seule information disponible sera l'angle de diffusion. En effet, à cause de cette saturation, l'énergie totale déposée par les particules α n'est pas connue.

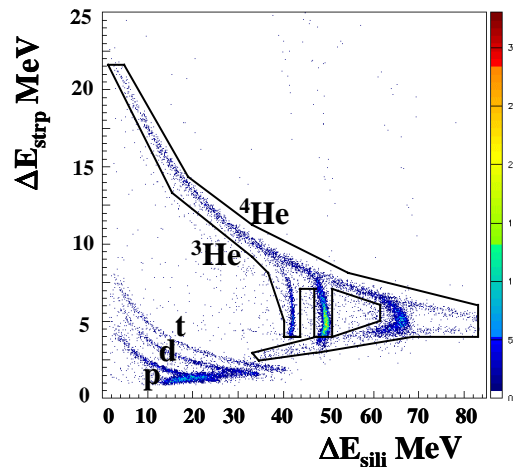


Fig 3.23: Sélection des particules α dans MUST 1 à 4.

Les tritons détectés dans le bloc de MUST 5 à 8 quant à eux peuvent traverser le deuxième étage et s'arrêter dans le détecteur CsI. Ils sont sélectionnés sur la matrice d'identification $\Delta E_{\text{strip}}-\Delta E_{\text{Si(Li)}}$ pour les tritons s'arrêtant dans le détecteur Si(Li) (Fig 3.24a).

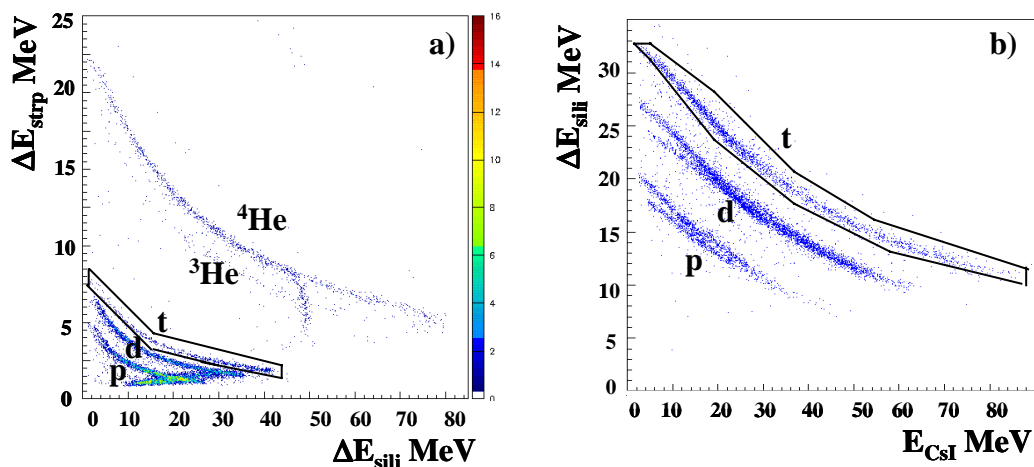


Fig 3.24: Sélection des tritons dans MUST 5 à 8.

Les tritons de plus haute énergie traversant le second étage sont sélectionnés sur la matrice d'identification $\Delta E_{\text{Si(Li)}} - \Delta E_{\text{CsI}}$ (Fig 3.24b). Les détecteurs CsI ont été calibrés en utilisant les tritons et en connaissant leur perte d'énergie dans les détecteurs Si(Li) (II.5.4). Mais le temps de montée du signal dans un détecteur CsI est différent selon la particule. La calibration des particules p et d est donc nettement moins bonne comme nous le constatons sur la figure 3.24b. De plus, cette calibration des détecteurs CsI repose uniquement sur la calibration avec une source α des détecteurs à strips.

De la même façon que dans l'analyse des données obtenues avec le spectromètre, une condition est appliquée sur le temps de dérive des électrons dans les détecteurs de faisceau afin de ne sélectionner que les événements physiques.

Enfin une dernière sélection est faite en ne gardant que les événements où l'énergie et l'angle de diffusion dans le repère du laboratoire du triton correspond à la cinématique de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ (Fig 3.25a). Lorsque le triton a une énergie supérieure à 50 MeV, la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ne suit pas bien la ligne cinématique. Ce mauvais accord avec la ligne cinématique de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ provient de la calibration très délicate à effectuer des détecteurs CsI (II.5.4). Cette mauvaise calibration des CsI se remarque de la même façon sur la figure 3.25b où les tritons de haute énergie se séparent sur deux lignes correspondant à deux détecteurs différents.

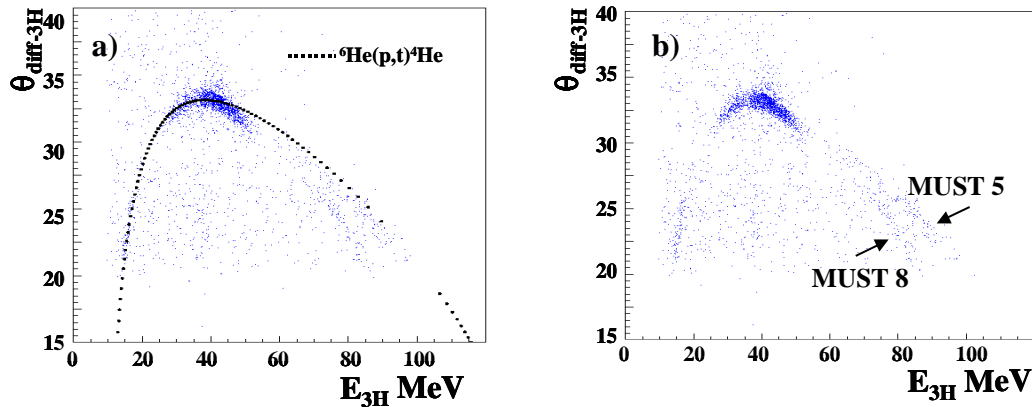


Fig 3.25: Sélection des tritons de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dans MUST 5 à 8: avec a) et sans b) la cinématique correspondante.

Cependant, une mesure très précise de l'énergie n'a pas été cruciale pour cette expérience. Les pertes d'énergie des particules dans les différents étages de MUST servent uniquement à identifier les noyaux et cette sélection aurait pu être réalisée sans aucune calibration en énergie des différents étages de MUST. De plus, la distribution angulaire de la réaction de transfert est facilement repérable grâce à la cinématique sur la matrice énergie-angle de diffusion du triton dans le repère du laboratoire (Fig 3.25a).

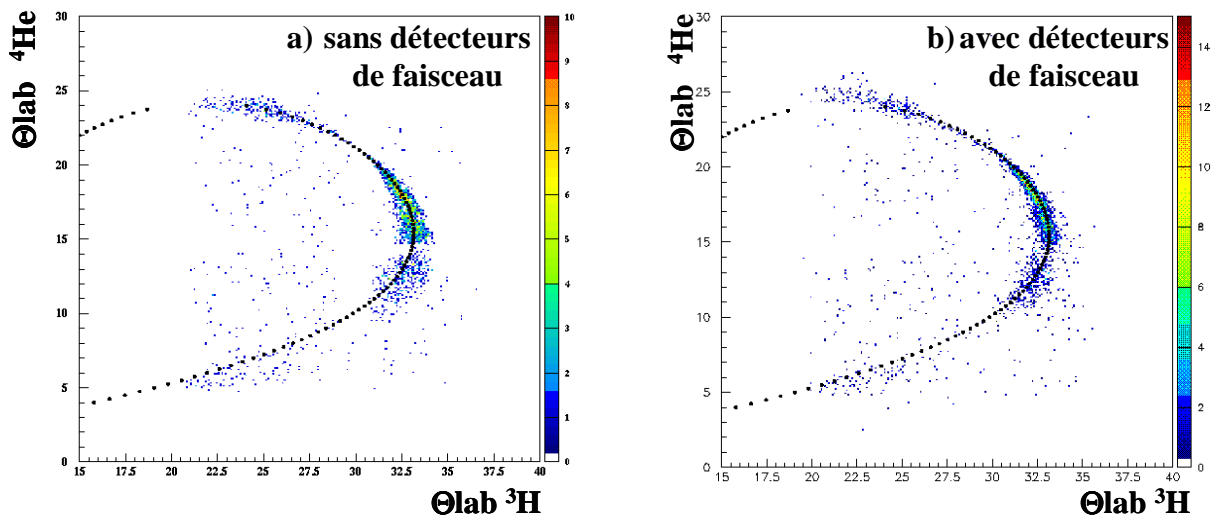


Fig 3.26: Effet des détecteurs de faisceau sur la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Avec ces différentes conditions pour la première mesure, nous obtenons la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ présentée sur la figure 3.26 en fonction de l'angle de diffusion de la particule α et de l'angle de diffusion du triton dans le repère du laboratoire. Sur la figure 3.26a, l'angle de diffusion a été reconstruit sans tenir compte de l'angle d'incidence et de la position du faisceau sur la cible donné par les petites chambres à dérive. La présence des détecteurs de faisceau (Fig 3.26b) améliore sensiblement la qualité de la distribution angulaire obtenue. La courbe cinématique des angles de diffusion de la particule α et t de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est présentée en trait pointillé sur ces figures. L'incertitude angulaire de cette distribution est de 0.5° .

La courbe cinématique de corrélations angulaires entre l'angle de diffusion de la particule α (détectée dans le bloc MUST 1 à 4) et l'angle du triton (détecté dans le bloc MUST 5 à 8) a été utilisée pour vérifier d'éventuels décalages en angle de diffusion. L'angle de diffusion des deux particules était décalé de 0.47° pour la particule α et de 0.5° pour le triton. Les décalages angulaires correspondent à des décalages en position des différents modules de MUST de 3.2 mm et 3.3 mm. Ces décalages en position s'expliquent facilement lorsque l'on regarde la précision avec laquelle le point C centre d'un détecteur est déterminé. Ce point C définit à lui tout seul la position d'un module. Nous avons vu au paragraphe III.1.2.c que l'incertitude sur la position du point C pouvait atteindre jusqu'à 4mm à cause de la mécanique utilisée et de la déformation sous l'effet du vide de la chambre à réaction de SPEG.

Nous avons également étudié les corrélations angulaires entre la particule α détectée dans le spectromètre SPEG et le triton détecté dans le bloc MUST 1 à 4 pour vérifier la position des détecteurs MUST 1 à 4. Cependant, la faible statistique enregistrée pour chaque module et aussi le fait que la courbe cinématique varie lentement dans cette région n'a pas permis de connaître précisément le décalage en angle de diffusion.

Chaque zone de la distribution angulaire de la réaction de transfert (Fig 3.27) correspond à des coïncidences des particules α et t entre différents modules de MUST, comme illustré sur la courbe cinématique de la figure 3.13. Pour chaque zone, nous avons effectué des tranches en angle de diffusion de 1° en utilisant la particule dont l'angle de diffusion varie le plus rapidement. Par conséquent, dans les zones 1 et 4 de la distribution angulaire correspondant aux angles centre de masse entre 18° à 35° et 82° à 121° , nous avons utilisé des tranches en angle de diffusion de la particule t. Dans les zones 2 et 3 correspondant aux angles centre de masse entre 39° et 77° , des tranches en angle de diffusion de la particule α ont été choisies.

Cette première mesure de la distribution angulaire compte environ dix fois plus de statistique que la seconde mesure (Fig 3.28) réalisée avec le bloc MUST 5 à 8 couvrant les angles laboratoires de 15° à 33° au lieu de 20° à 38° . Cette seconde mesure devait permettre d'atteindre des angles centre de masse jusqu'à 135° . Cependant, la couverture angulaire du bloc MUST 1 à 4 a limité la détection en coïncidence de la particule α pour les angles centre de masse entre 120° et 135° . La particule α était dans ce cas en partie détectée sur les pistes situées à l'extrémité des détecteurs MUST 1 et 4 et en partie à l'extérieur du détecteur (Fig 3.13). De plus, le manque de statistique n'a pas permis de détecter uniquement le triton. La distribution angulaire pour ces grands angles centre de masse a donc été coupée. La zone angulaire utile dans le repère du centre de masse est par conséquent la même que pour la première mesure.

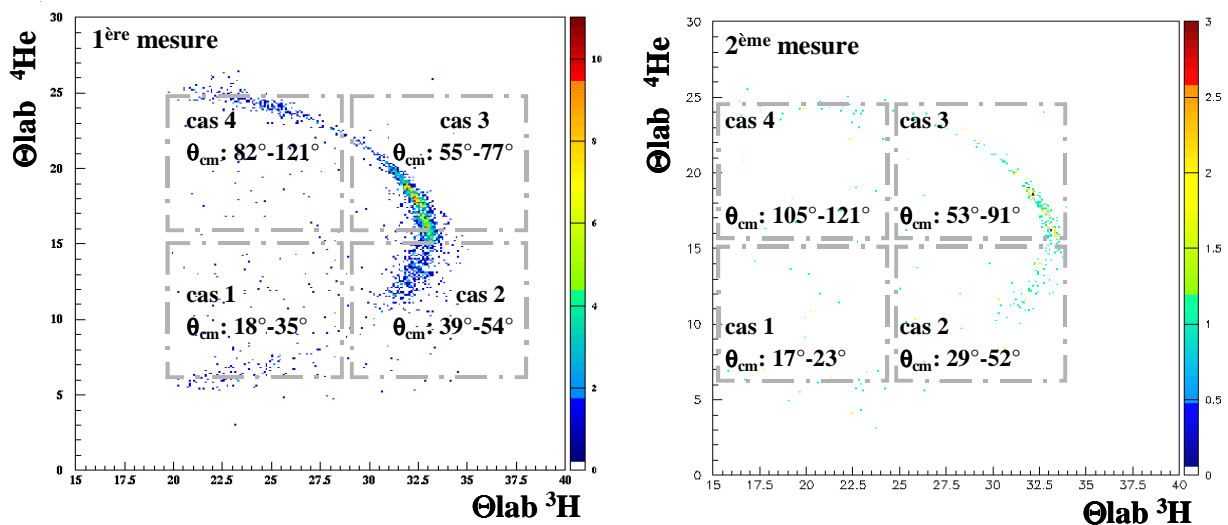


Fig 3.27 et 3.28: Distributions angulaires de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

La section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est déterminée à partir du nombre d'événements correspondant à la réaction de transfert pour chaque tranche en angle de diffusion pour chacune des deux mesures. Le calcul de l'efficacité de détection en coïncidence dans MUST des particules α et t a été décrit au paragraphe III.2.2c. La normalisation absolue prend en compte le facteur de normalisation de 0.67 établi à partir de la diffusion élastique des noyaux d' ${}^6\text{He}$ sur le ${}^{12}\text{C}$ de la cible. La section efficace différentielle finale est obtenue en réalisant une moyenne pondérée entre

les deux mesures en fonction du nombre de particules incidentes (Fig 3.29).

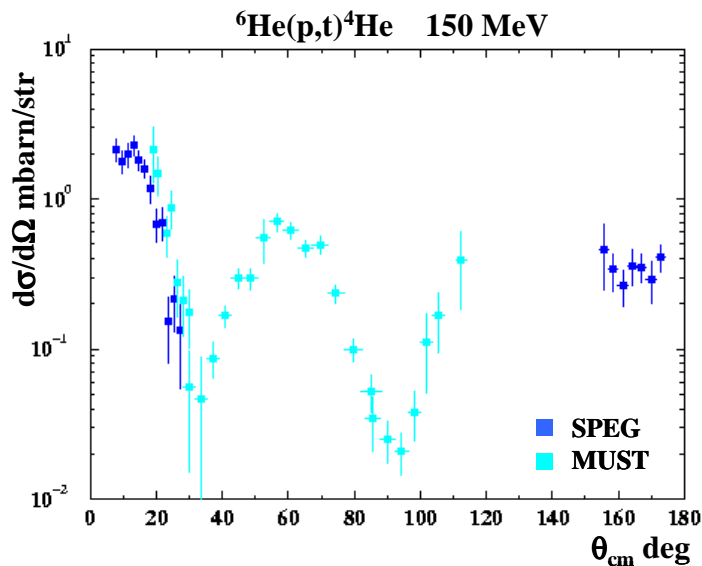


Fig 3.29: Comparaison de la section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ obtenue avec les détecteurs SPEG et MUST.

Les mesures de la section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ont été effectuées de façon indépendante avec le spectromètre SPEG et l'ensemble MUST. La figure 3.29 montre un bon accord de ces deux mesures entre 19° et 27° . Cependant, les données obtenues avec MUST sont systématiquement supérieures aux mesures réalisées avec le spectromètre avec un facteur d'environ 15%. Ce facteur, relativement faible, peut s'expliquer par les incertitudes géométriques liées à la position du détecteur MUST. La distribution angulaire obtenue avec le détecteur MUST a donc été renormalisée sur les données de SPEG avec un facteur de 15% (Fig 3.30).

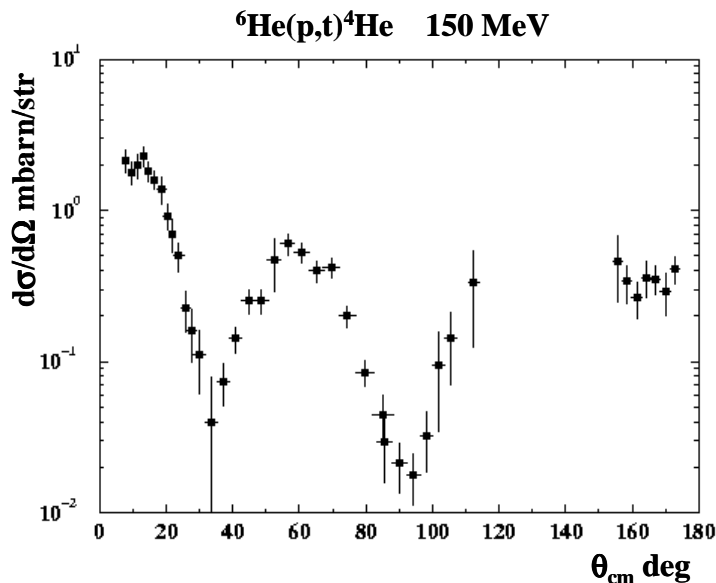


Fig 3.30: Section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

La section efficace différentielle finale de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est une moyenne pondérée entre les données obtenues avec le spectromètre SPEG et le détecteur MUST en fonction des barres d'erreurs de chaque mesure (Fig 3.30). La position des deux blocs des détecteurs MUST n'a pas permis de mesurer la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ entre 120° et 160° . Nous verrons dans le chapitre IV, une comparaison avec des données obtenues à Dubna.

Lors de cette expérience de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, l'ensemble de détection MUST a été pour la première fois utilisé pour détecter des particules de haute énergie. La saturation des particules α dans les préamplificateurs n'a pas permis de mesurer leur énergie. Ces préamplificateurs ont depuis été changés et leur gain diminué d'un facteur deux. L'une des principales difficultés expérimentales rencontrées a été la calibration en énergie des détecteurs CsI. En effet, la calibration en énergie des détecteurs CsI est une calibration indirecte reposant uniquement sur les calibrations en énergie successives des détecteurs Si(Li) et des détecteurs à strips avec une source α . Les corrélations angulaires entre les particules α et t ont donc été utilisées à la place des valeurs des énergies des particules pour extraire la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Cette méthode exige de connaître précisément la position spatiale des différents modules de MUST. La position de chaque détecteur était connue ici à 3 mm près environ. Une nouvelle technique de repérage dans l'espace des modules MUST, utilisant un bras télescopique, a été testée avec succès lors des dernières expériences avec le détecteur MUST [Beau02, Fort01].

Chapitre 4

Approches théoriques et interprétations

Dans ce dernier chapitre, nous présenterons les analyses DWBA et en voies couplées de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ donnant accès aux facteurs spectroscopiques des configurations ${}^4\text{He}-2n$ et triton-triton de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$. La section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, calculée à la fois dans une approche DWBA et une approche en voies couplées, sera comparée aux données expérimentales présentées dans le chapitre III. Dans chaque cas, nous ferons varier les facteurs spectroscopiques des différentes configurations de l' ${}^6\text{He}$ afin de reproduire au mieux la section efficace différentielle de la réaction de transfert obtenue expérimentalement. Les facteurs spectroscopiques seront ainsi déduits de l'ajustement de la section efficace différentielle calculée sur les données expérimentales.

Toute la complexité et la difficulté des analyses présentées ci dessous provient de la façon dont la section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est calculée. Plus particulièrement, la manière dont les différentes voies de réactions sont prises en compte est cruciale. La figure 4.1 présente les voies de réactions les plus importantes pouvant contribuer à la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$: le transfert du di-neutron, le transfert d'un triton, le transfert séquentiel des deux neutrons, la cassure de l' ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}$ plus deux neutrons et un transfert possible des deux neutrons à partir des états du continuum.

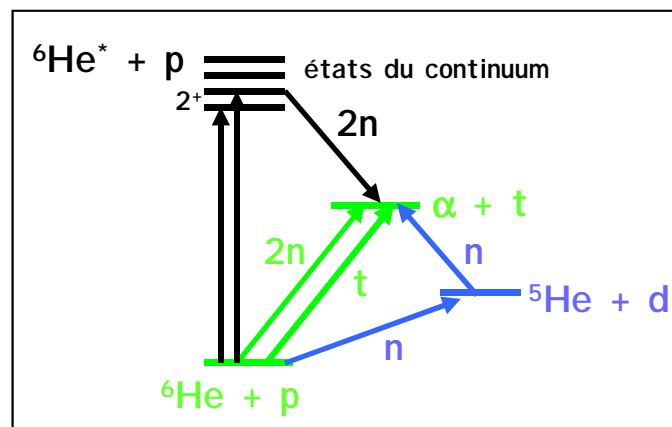


Fig 4.1: Voies de réactions de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Tout d'abord, seuls les transferts du di-neutron, du triton et la cassure de l' ${}^6\text{He}$ seront pris en compte dans un calcul DWBA (IV.3). Puis dans une approche en voies couplées, la section efficace de la réaction de transfert sera calculée en ajoutant le transfert des deux neutrons à partir des états du continuum (IV.4). Le continuum ${}^6\text{He}^*+p$ sera alors discrétisé comme nous l'avons

décrit dans le paragraphe I.3. Enfin, l'influence du transfert séquentiel des deux neutrons via l'état résonant ^5He sera étudiée (IV.5). Le formalisme de l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA) et celui des réactions en voies couplées a été décrit dans le chapitre I. Les potentiels choisis lors de ces différents calculs seront à chaque fois explicités. Le potentiel de la voie d'entrée $^6\text{He}+p$ des calculs DWBA ou en voies couplées a fait l'objet d'une étude particulière grâce aux données de la diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ (IV.2).

Avant de présenter ces différentes études, les sections efficaces différentielles de la diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ et de la réaction de transfert $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$ obtenues au GANIL vont être comparées aux mesures antérieures réalisées à Dubna.

IV.1 Comparaison entre les différents ensembles de données obtenues à Ganil et à Dubna

La diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ et les réactions de transfert $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$ et $^6\text{He}(p,d)^5\text{He}$ ont été mesurées à deux reprises à Dubna en 1999 et 2002 [Wols99,Step02]. Le faisceau secondaire d' ^6He , produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{13}C de 43 A.MeV sur une cible de béryllium, est sélectionné par le séparateur doublement achromatique ACCULINA.

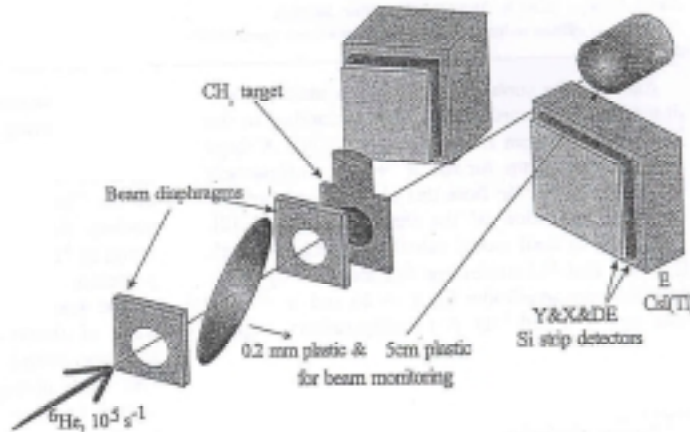


Fig 4.2:Dispositif expérimental des expériences $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ et $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$ réalisées à Dubna par R. Wolski et al. [Wols99].

Dans la première expérience, l'énergie du faisceau secondaire est de 25 A.MeV et de 24.5 MeV lors de la seconde. Les dispositifs expérimentaux diffèrent quelque peu (Fig 4.2 et 4.3). Notamment, l'expérience de S. Stepantsov et al. utilise des chambres proportionnelles à fils afin de connaître la trajectoire incidente de chaque noyau d' ^6He et ainsi améliorer la résolution sur l'angle de la particule diffusée. Dans chaque expérience, les particules $^6\text{He}+p$, $^4\text{He}+t$ et $^4\text{He}+d$ correspondant à des événements de diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$, de transfert $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$ et

${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ sont détectées en coïncidence. Dans le cas de l'expérience réalisée par S. Stepantsov et al., la distribution angulaire de la diffusion inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ a également été mesurée entre 40° et 90° dans le repère du centre de masse.

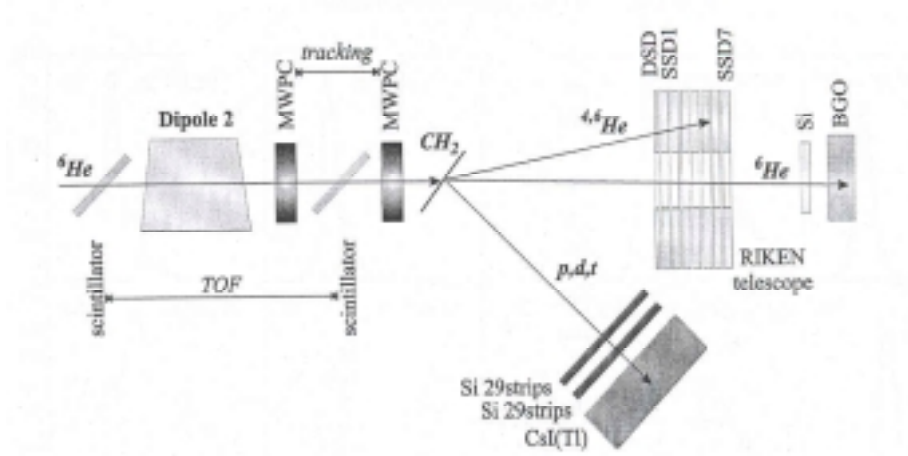


Fig 4. 3: Dispositif expérimental des expériences ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ réalisées à Dubna par S. Stepantsov et al. [Step02].

La figure 4.4 présente une comparaison entre les différentes mesures de la section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ réalisées à Dubna et au GANIL avec un faisceau d' ${}^6\text{He}$ de 25 A.MeV. Les angles avant dans le référentiel du centre de masse de la diffusion élastique, entre 14° et 59° , correspondent aux données GANIL et proviennent de la détection avec le spectromètre SPEG des noyaux d' ${}^6\text{He}$ ayant diffusé sur les protons de la cible (III.3). Nous observons un bon accord entre les trois ensembles de données expérimentales entre les angles 40° et 80° .

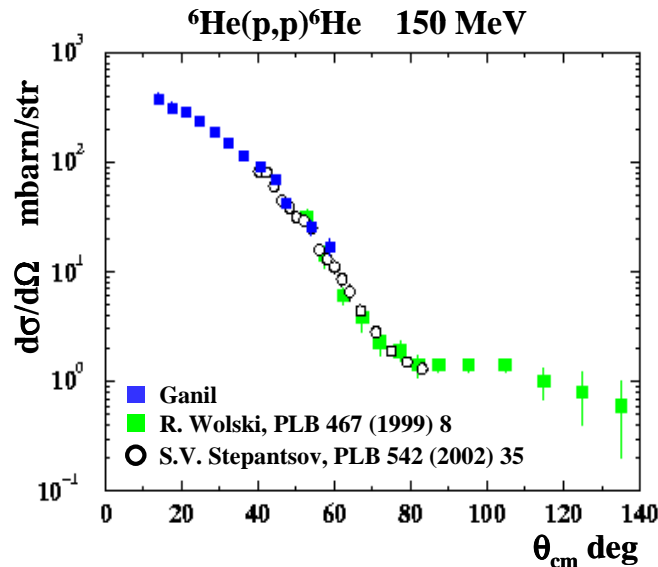


Fig 4.4: Comparaison des données de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ obtenues à Dubna et au Ganil.

La section efficace différentielle des angles intermédiaires de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, obtenue au GANIL en détectant en coïncidence les particules α et t dans les télescopes de MUST (III.4.2), est compatible du point de vue de la normalisation avec les données de R. Wolski et al. (Fig 4.5). Le début de l'oscillation située autour de 60° est très semblable entre ces deux ensembles de données mais les données du GANIL présentent une largeur plus étroite que celle des données publiées par R. Wolski. Cette différence peut s'expliquer en partie par le fait que la première expérience russe ne prenait pas en compte dans le calcul de l'angle de diffusion de ${}^4\text{He}$ ou du triton, l'angle d'incidence de ${}^6\text{He}$ frappant la cible.

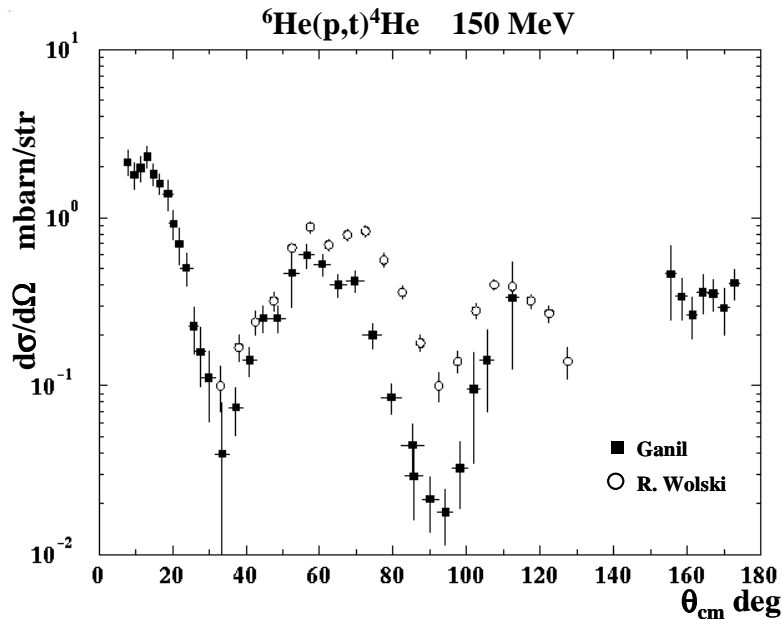


Fig 4.5: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ obtenue au GANIL et par R. Wolski.

La deuxième expérience de Dubna a utilisé quant à elle, des détecteurs de faisceau permettant de corriger, événement par événement, l'angle de diffusion des particules de l'angle d'incidence du faisceau d' ${}^6\text{He}$ (Fig 4.2). Les résultats préliminaires de cette expérience de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ réalisée par S. Stepantsov [Step03] sont comparés aux données du GANIL (Fig 4.6). La largeur des oscillations de ces deux ensembles de données est comparable. Cependant, la normalisation des données de S. Stepantsov semble pour l'instant très différente de celle obtenue par R. Wolski et de celles des données du GANIL. Il est important de souligner que ces données sont préliminaires et que S. Stepantsov travaille actuellement à la normalisation de ces données de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

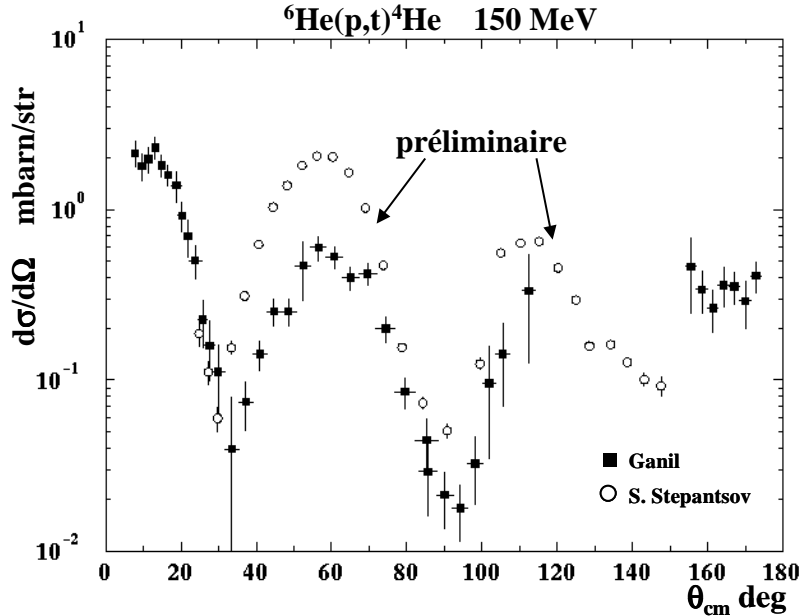


Fig 4.6: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ obtenue au GANIL et par S. Stepantsov.

IV.2 Diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$

Le calcul de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ nécessite une très bonne connaissance des potentiels de la voie d'entrée ${}^6\text{He}+p$ et de la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$. La diffusion élastique du faisceau incident d' ${}^6\text{He}$ sur les protons de la cible permet de contraindre le potentiel $U_{{}^6\text{He}-p}$ de la voie d'entrée. Différents potentiels phénoménologiques et microscopiques sont testés dans cette section afin de reproduire l'ensemble des données de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ du GANIL et de Dubna. L'effet de la cassure de l' ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}$ et di-neutron sur la diffusion élastique est également étudié à l'aide d'un calcul CDCC (IV.2.3).

IV.2.1 Potentiels phénoménologiques

La paramétrisation standard CH89 des potentiels d'interaction proton-noyau présentée dans le paragraphe I.1.2a est tout d'abord testée afin de reproduire les données de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (Fig 4.7). Le tableau 4.1 donne les différentes valeurs des paramètres du potentiel optique utilisé dans le cas de la paramétrisation CH89. La courbe ($\lambda_v=0.9$) de la figure 4.7 montre qu'il est nécessaire de réduire de 10% la profondeur V_0 de la partie réelle du potentiel afin de mieux reproduire les angles avant de la diffusion élastique. D'après V. Lapoux et al. [Lapo01], la contribution d'un potentiel de polarisation dynamique explique la réduction de la partie réelle du potentiel. Ce potentiel de polarisation dynamique provient des couplages vers les voies de breakup qui sont très importants dans le cas des noyaux légers à halo.

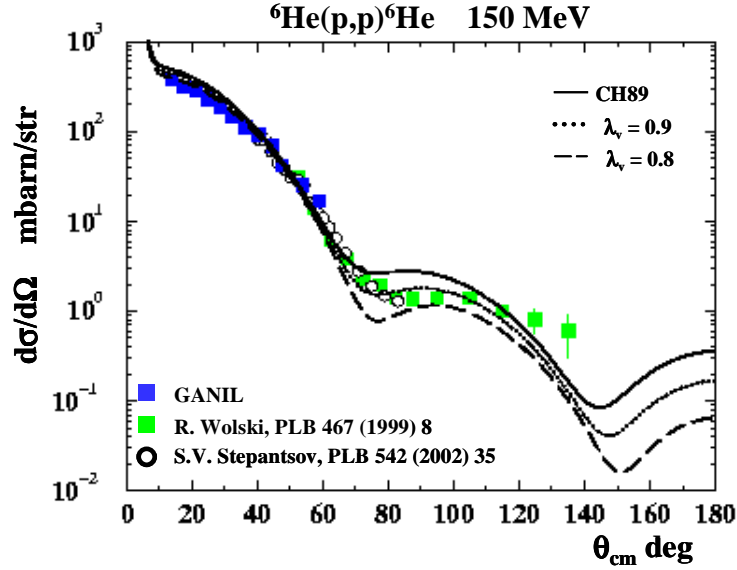


Fig 4.7: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculée avec le potentiel CH89 et différentes normalisations de la partie réelle.

Oganessian et al. [Ogan99] ont quant à eux ajusté deux potentiels optiques O1 et O2 sur les premières données publiées par R. Wolski en partant respectivement d'un potentiel optique reproduisant la diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p,p){}^6\text{Li}$ à la même énergie, et du potentiel optique CH89. Les différents paramètres des potentiels O1 et O2 sont également présentés dans le tableau 4.1.

	V_0 MeV	R_0 fm	a_0 fm	W_v Me V	R_v fm	a_v fm	W_s MeV	R_s fm	a_s fm	V_{so} Me V	R_{so} fm	a_{so} fm
CH89	50.22	2.045	0.69	2.56	1.995	0.69	9.334	1.995	0.69	5.9	1.23	0.63
O1	40.7	2.11	0.573	-	-	-	3.81	2.8	0.931	-	-	-
O2	45.4	1.8	0.612	2.6	2.	0.69	3.47	3.2	0.772	5.9	1.23	0.63
O3	46.23	1.8	0.612	5.	2.	0.69	2.82	3.2	0.772	5.9	1.23	0.63

Tab 4.1: Paramètres des différents potentiels optiques ${}^6\text{He}+p$.

Ces potentiels reproduisent parfaitement les premières données de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ sur lesquelles ils ont été ajustés mais surestiment légèrement la section efficace différentielles aux angles avant (Fig 4.8). Il est donc important de mesurer les angles avant afin de bien fixer les paramètres du potentiel optique. A partir du potentiel O2 de Oganessian et al., nous avons ajusté par la méthode du χ^2 un autre potentiel optique O3 sur l'ensemble des données (Tab 4.1). Les potentiels O2 et O3 reproduisent de façon quasi-similaire la distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (Fig 4.8 et 4.9). L'influence des potentiels d'interaction O2 et O3 sur le calcul DWBA de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ sera étudiée dans le paragraphe IV.2.3.

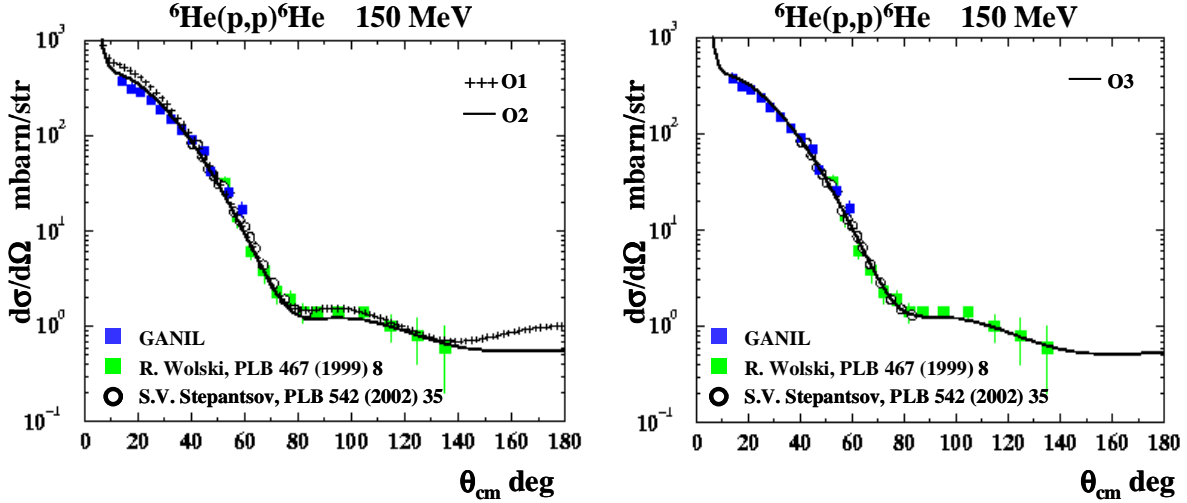


Fig 4.8 et 4.9: Section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculée avec les potentiels macroscopiques O1 et O2 de Yu. Ts. Oganessian [Ogan99] et le potentiel O3.

IV.2.2 Potentiels microscopiques

A l'approche phénoménologique du paragraphe précédent, nous préférons une approche microscopique du calcul du potentiel $U_{6\text{He-p}}$ où la diffusion élastique est décrite par un potentiel construit à partir des interactions entre les nucléons des noyaux. Ces potentiels microscopiques contiennent plus d'informations sur la structure nucléaire que les approches phénoménologiques. Deux potentiels microscopiques, le potentiel JLM et le potentiel de K. Amos et S. Karataglidis [Amos00] sont comparés aux données expérimentales de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV. Le potentiel JLM a déjà été décrit en détail dans le paragraphe I.I.3. Nous nous intéresserons ci-dessous à la sensibilité de la diffusion élastique aux différentes densités disponibles de ${}^6\text{He}$ ainsi qu'à l'influence de la diminution de la partie réelle du potentiel JLM.

a) Densités de ${}^6\text{He}$ et approche JLM

Dans le cas de noyaux stables, la densité de protons ρ_p est obtenue en déconvoluant la distribution en charge des protons de la densité en charge, mesurée lors d'expériences de diffusion d'électrons. La densité de neutrons ρ_n est ensuite déduite de la densité de protons ρ_p d'après:

$$\rho_n = \frac{N}{Z} \rho_p \quad (4.1)$$

où N et Z sont le nombre de protons et de neutrons du noyau considéré.

Ces expériences de diffusion d'électrons ne sont évidemment pas possible pour des noyaux instables. De plus, la formule 4.1 n'est pas applicable pour des noyaux exotiques légers comme ${}^6\text{He}$ possédant un halo. Les densités de protons et de neutrons de ${}^6\text{He}$ sont alors calculées avec différentes approches. Ces différentes densités notées respectivement S , $fc6$ et K , selon le modèle, sont détaillées ci dessous:

- densité *S*: H. Sagawa utilise le modèle Hartree-Fock et inclut des corrélations à longue portée [Saga92]. Ces corrélations à longue portée s'expliquent par la présence dans les noyaux à halo de nucléons faiblement liés pouvant se situer sur de grandes orbites.
- densité *fc6*: I. Thompson et al. a développé une approche à 3 corps : $\alpha + n + n$ pour traiter les corrélations à longue portée [Thom00]. Ce calcul tient également compte du fait que les deux neutrons du halo de ${}^6\text{He}$ ne voient pas le même champ moyen que les neutrons du coeur α .
- densité *K*: S. Karataglidis calcule les densités avec un modèle en couches sur une base très étendue [Kara00]. Ce modèle théorique est détaillé au paragraphe IV.2.2b.

Le tableau 4.2 résume les différentes valeurs de rayons quadratique moyen de matière (r_{qm}), de protons (r_{qm_p}), de neutrons (r_{qm_n}) obtenues avec ces différentes densités. Notons que les rayons de matière obtenus avec les densités *fc6* et *K* sont très proches des valeurs de 2.48 fm et 2.69 fm, obtenues à partir de mesures de sections efficaces d'interaction [Tani88] ou de diffusion élastique à haute énergie [Alkh97, Khal96]. La densité de H. Sagawa, quant à elle, a tendance à sous-estimer la valeur expérimentale du rayon quadratique moyen de matière de ${}^6\text{He}$.

densité	r_{qm} (fm)	r_{qm_p} (fm)	r_{qm_n} (fm)
S	2.22	1.91	2.34
fc6	2.53	1.94	2.78
K	2.58	2.03	2.73

Tab 4.2: Rayons quadratiques moyens des distributions de matière, protons et neutrons calculées selon H. Sagawa [Saga92], I.Thompson [Khal96] et S. Karataglidis [Kara00].

Les densités *S*, *fc6* et *K* sont utilisées dans un calcul microscopique JLM du potentiel d'interaction $U_{6\text{He-p}}$. Les différents potentiels $U_{6\text{He-p}}$ obtenus à partir de ces trois densités nous permettent de calculer la section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (Fig 4.10). Les courbes notées *fc6*, *S* et *K* en référence aux densités diffèrent à partir de 80° dans le référentiel du centre de masse. Cependant, les calculs utilisant les densités *fc6* et *K* semblent légèrement mieux reproduire les données expérimentales que la densité *S*. En effet, si on excepte le dernier point expérimental situé à 135° , ces deux calculs encadrent les points expérimentaux. De plus, les densités *fc6* de Thompson et *K* de Karataglidis ont des rayons quadratiques moyens (Tab 4.2) très proches de la valeur expérimentale. La densité *fc6* sera utilisée par la suite dans tous les calculs JLM présentés dans ce manuscrit.

V. Lapoux et al. ont analysé des sections efficaces différentielles de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ mesurées à différentes énergies: 25 A.MeV à Dubna, 38.3 A.MeV au GANIL et 71 A.MeV à Riken [Lapo01]. Ce travail montre qu'un calcul JLM avec les valeurs standards des facteurs de normalisation ($\lambda_v=1$, $\lambda_w=0.8$) ne permet pas de bien reproduire les sections efficaces différentielles de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et qu'il est nécessaire de normaliser par $\lambda_v=0.8$ la

partie réelle du potentiel JLM.

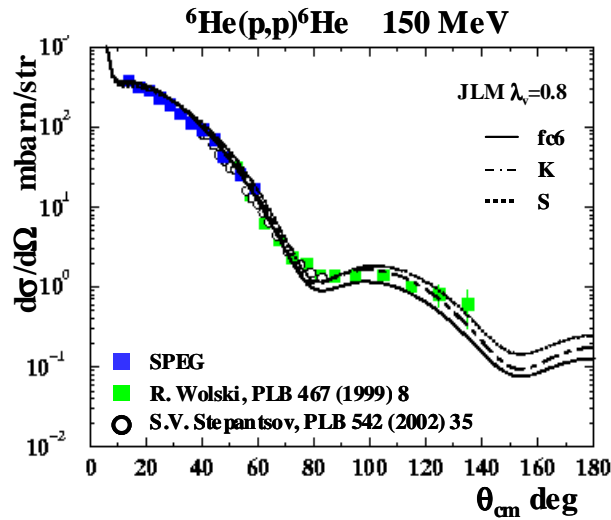


Fig 4.10: Section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculée dans l'approche JLM avec différentes densités.

Cette réduction de la partie réelle peut s'expliquer, comme dans le cas du potentiel CH89, par les effets de couplage vers les voies de breakup, liés à la faible énergie de liaison de l' ${}^6\text{He}$. La figure 4.11 présente pour ces données de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à différentes énergies un calcul JLM standard et un calcul avec la partie réelle réduite ($\lambda_v=0.8$, $\lambda_w=0.8$) en prenant la densité $fc6$ de l' ${}^6\text{He}$.

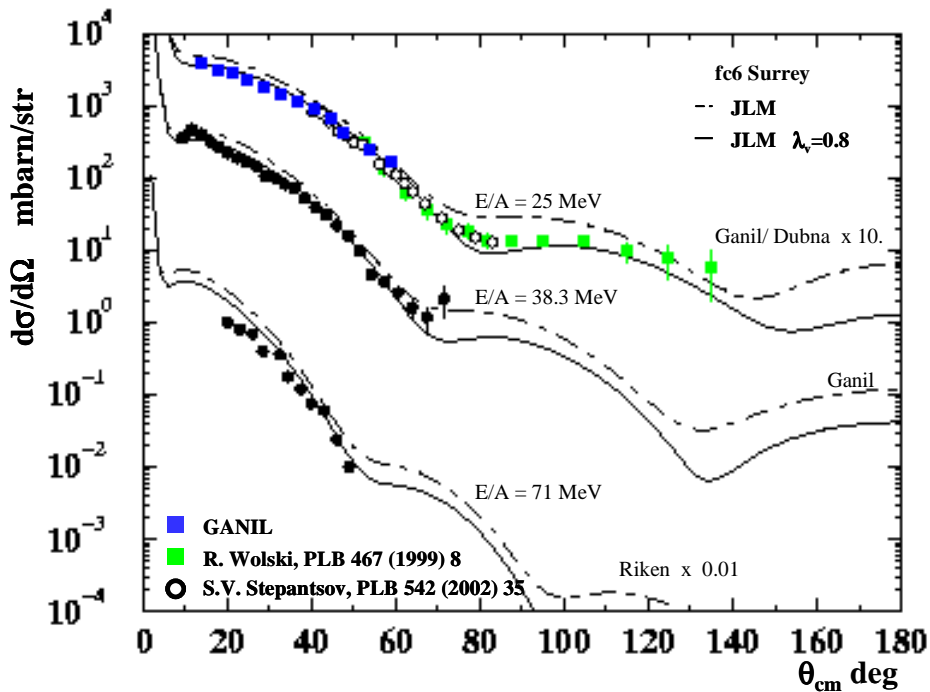


Fig 4.11: Calculs JLM de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et comparaison avec les données expérimentales à 25 A.MeV [Wols99], à 38.3 A.MeV [Lapo01] et à 71 A.MeV [Kors97].

Les angles avant de la section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV mesurés au GANIL et présentés dans ce manuscrit (III.3.4) sont également reproduits avec un calcul JLM où la partie réelle est réduite par $\lambda_v=0.8$.

b) Potentiel non local de K. Amos et S. Karataglidis

K. Amos et S. Karataglidis ont développé un potentiel microscopique non local $U_{\text{He-p}}$ [Amos00, Lago01]. Ce potentiel provient de la convolution de l'interaction effective nucléon-nucléon (NN) avec les éléments de la matrice densité à un corps et les fonctions d'ondes des états liés de l' ${}^6\text{He}$. Le potentiel n'est pas local car cette approche tient compte des termes d'échange dans la diffusion des nucléons. Ce potentiel ne peut donc pas s'exprimer en fonction du rayon r d'interaction entre les centres du nucléon p et du noyau d' ${}^6\text{He}$. Les interactions NN entre chaque nucléon de l' ${}^6\text{He}$ et le proton de la cible dépendent de la densité et de l'énergie du noyau incident d' ${}^6\text{He}$. Elles sont calculées à partir des matrices g -NN, solutions des équations de Brueckner-Bethe et Goldstone [Mach87] dans une matière nucléaire infinie. Ces interactions tiennent également compte du principe de Pauli et d'un champ moyen créé par les autres nucléons présents. Les fonctions d'ondes des états liés à une particule de l' ${}^6\text{He}$ sont calculées dans un modèle en couches avec une base étendue $(0+ 2+ 4)\hbar\omega$. La distribution spatiale étendue de la fonction d'onde des neutrons du halo est reproduite en ajustant les énergies de liaison de la couche $0p$ à 2 MeV, ce qui est proche de la valeur de l'énergie de séparation d'un neutron. Les fonctions d'ondes des couches plus élevées sd sont calculées avec des énergies de liaison de 0.5 MeV.

Les données de diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 40.9 A.MeV publiées par A. Lagoyannis et al. [Lago01] sont bien reproduites avec ce potentiel. Le même modèle théorique a été utilisé pour calculer la section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV (Fig 4.12).

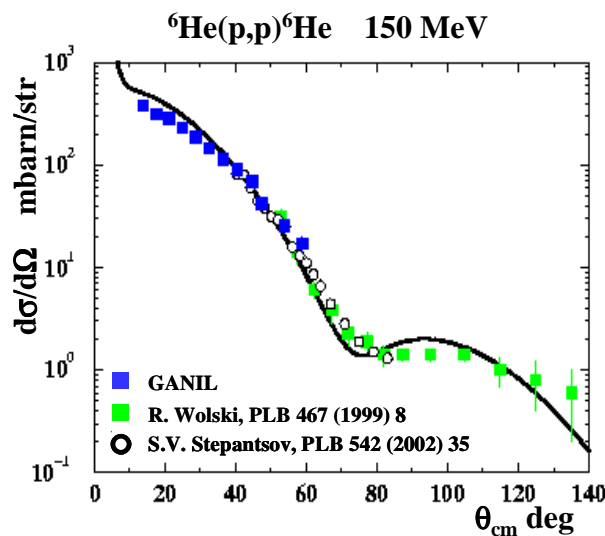


Fig 4.12: Section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculée avec le potentiel microscopique de K. Amos et S. Karataglidis [Amos00].

Dans ce cas, le calcul surestime les angles avant de la section efficace différentielle. En effet, les processus non élastiques sont approximés par un champ moyen. Cette approximation de champ moyen perd de sa validité lorsque l'énergie diminue. Moins de voies de réactions sont ouvertes, leur poids devient plus important. Ces voies, comme la diffusion inélastique, nécessitent donc d'être prises explicitement en compte dans le calcul.

IV.2.3 Cassure de $l^6\text{He}$ en ^4He plus di-neutron

Nous avons vu dans les deux paragraphes précédents que la partie réelle du potentiel CH89 ou du potentiel JLM devait être réduite afin de reproduire la distribution angulaire de la diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$. De possibles excitations vers le continuum peuvent expliquer la diminution de la partie réelle des potentiels JLM et CH89. En effet, l'énergie de liaison de $l^6\text{He}$ est faible ($S_{2n} = 0.975$ MeV). $l^6\text{He}$ se casse donc facilement en une particule ^4He et deux neutrons qui sont à leur tour excités vers le continuum. K. Rusek et K. Kemper ont effectué un calcul CDCC de la diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ en incluant la cassure de $l^6\text{He}$ en $\alpha+2n$ et des couplages vers les états du continuum [Ruse01]. Puis, R. S. Mackintosh a déduit, avec la même approche et par une méthode d'inversion itérative [Coop00], un potentiel local d'interaction $U_{6\text{He-p}}$ où les effets de cassure de $l^6\text{He}$ sont inclus directement dans le potentiel [Mack03].

a) Approche CDCC

Dans le modèle CDCC déjà présenté au paragraphe (I.3), le continuum au-dessus du seuil de cassure $\alpha+2n$ est discrétisé en une série de bins en moment $\hbar k$ et en moment angulaire L jusqu'au seuil de cassure triton+triton. La fonction d'onde $\Psi(r)$ de chaque bin est une moyenne de l'ensemble des fonctions d'ondes $\phi(r,k)$ présentes à l'intérieur du bin. La distance r est la distance entre le coeur d' ^4He et les deux neutrons. Les fonctions $\phi(r,k)$ des clusters ^4He et $2n$ sont calculées en résolvant l'équation de Schrödinger dans des puits de potentiel V_0 et V_{2+} , correspondant respectivement à des bins de moment angulaire $L=0,1,3$ et $L=2$. La profondeur du potentiel de liaison V_0 a été ajustée afin de reproduire l'énergie de liaison S_{2n} de l'état fondamental de $l^6\text{He}$. La profondeur du potentiel de liaison V_{2+} a, quant à elle été ajustée, afin de reproduire l'énergie de la résonance 2^+ à 1.8 MeV.

Trois géométries différentes des potentiels de liaison V_0 et V_{2+} vont être testés grâce au calcul CDCC de la diffusion élastique $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ et de la diffusion inélastique $^6\text{He}(p,p')^6\text{He}$. Le tableau 4.3 résume les valeurs des paramètres des potentiels Woods-Saxon V_0 et V_{2+} utilisés dans chaque cas. L'ensemble I des potentiels V_0 et V_{2+} provient de l'analyse en voies couplées de la diffusion élastique $^6\text{He}(^4\text{He},^4\text{He})^6\text{He}$ réalisée par K. Rusek et K. Kemper [Ruse00]. La probabilité de transition réduite $B(E2)$ entre l'état fondamental et l'état résonant 2^+ de $l^6\text{He}$, calculée à partir de

ces potentiels, est de $7.08 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$. La géométrie de l'ensemble II a été choisie de façon à ce que la valeur de $B(E2)$ calculée avec ces potentiels soit égale à la mesure de $3.2 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ faite par T. Aumann et al. [Auma99]. La géométrie de l'ensemble III donne quant à elle une distance de séparation entre les clusters α -2n de ${}^6\text{He}$ égale à la distance de séparation des clusters α -d dans le ${}^6\text{Li}$ [Ruse97] et une valeur de $B(E2)$ de $2.06 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$.

	V_0 MeV	R_0 fm	a_0 fm	W_V MeV	W_S MeV	R_i fm	a_i fm
Set I $V_0: {}^6\text{He}_{g.s}$	69.393	1.9	0.65	-	-	-	-
Set I $V_{2+}: {}^6\text{He}_{2+}$	80.427	1.9	0.65	-	-	-	-
Set II $V_0: {}^6\text{He}_{g.s}$	84.52	1.9	0.39	-	-	-	-
Set II $V_{2+}: {}^6\text{He}_{2+}$	90.796	1.9	0.39	-	-	-	-
Set III $V_0: {}^6\text{He}_{g.s}$	93.512	1.9	0.25	-	-	-	-
Set III $V_{2+}: {}^6\text{He}_{2+}$	91.517	1.9	0.25	-	-	-	-
U_{d-p}	65.8	1.25	0.501	-	10	1.2	0.517
V_{pp}	65	1.25	0.65	-	-	-	-
V_{pn}	65	1.25	0.65	-	-	-	-
$U_{4\text{He-p}}$	48.949	1.75	0.477	0.557	-	1.75	0.35

Tab 4.3: Paramètres des potentiels utilisés dans le calcul CDCC de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et le calcul DWBA de la réaction $d(p,p)d$.

Le potentiel d'interaction $U_{6\text{He-p}}$ de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et les potentiels de couplages $U_{i \rightarrow f}$ entre les différents états liés ou du continuum de ${}^6\text{He}$ sont calculés en convoluant les fonctions d'onde $\Psi_{i,f}(r)$ de ces états avec les potentiels optiques U_{d-p} et $U_{4\text{He-p}}$:

$$U_{i \rightarrow f}(R) = \langle \Psi_f(r) | U_{d-p}(|\vec{R} + \frac{2}{3} \vec{r}|) + U_{4\text{He-p}}(|\vec{R} - \frac{1}{3} \vec{r}|) | \Psi_i(r) \rangle \quad (4.2)$$

R est la distance entre ${}^6\text{He}$ et le proton et r la distance entre ${}^4\text{He}$ et les deux neutrons de ${}^6\text{He}$. Les indices i et f réfèrent aux états entre lesquels le potentiel de couplage est calculé ainsi qu'à leur fonction d'onde. Dans le cas de la diffusion élastique, les fonctions d'onde $\Psi_i(r)$ et $\Psi_f(r)$ sont les mêmes et correspondent à la fonction d'onde Ψ_0 de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ (I.3).

Les potentiels optiques U_{d-p} et $U_{4\text{He-p}}$ sont déduits de l'analyse des données de diffusion élastique $d(p,p)d$ et ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$. Dans le cas de la diffusion élastique $d(p,p)d$, nous avons besoin de données où l'énergie du deuton E_d est égale à $2/6$ de l'énergie du faisceau incident d' ${}^6\text{He}$, c'est à dire à 50 MeV. Hinterberger et al. ont mesuré la distribution angulaire de la diffusion élastique de deutons de 52 MeV sur des protons entre 25° et 165° [Hinte68]. La section efficace différentielle de la réaction $d(p,p)d$ à 26 A.MeV est présentée sur la figure 4.13. La remontée aux angles arrière de la section efficace différentielle est due au transfert du neutron composant le deuton vers le proton de la cible. Un calcul DWBA de la réaction $d(p,p)d$ a été réalisé en prenant en compte la diffusion élastique et le transfert du neutron (Fig 4.13 courbe solide). Les courbes en trait discontinu de la figure 4.13 illustrent des calculs avec uniquement la diffusion élastique et le transfert du neutron.

Les paramètres des différents potentiels U_{d-p} , V_{pp} et V_{pn} utilisés dans le calcul DWBA de la réaction $d(p,p)d$ sont présentés dans le tableau 4.3. Le potentiel U_{d-p} , correspondant à la diffusion élastique $d(p,p)d$ sans la contribution du transfert du neutron, est utilisé dans le calcul du potentiel d'interaction $U_{6\text{He-p}}$.

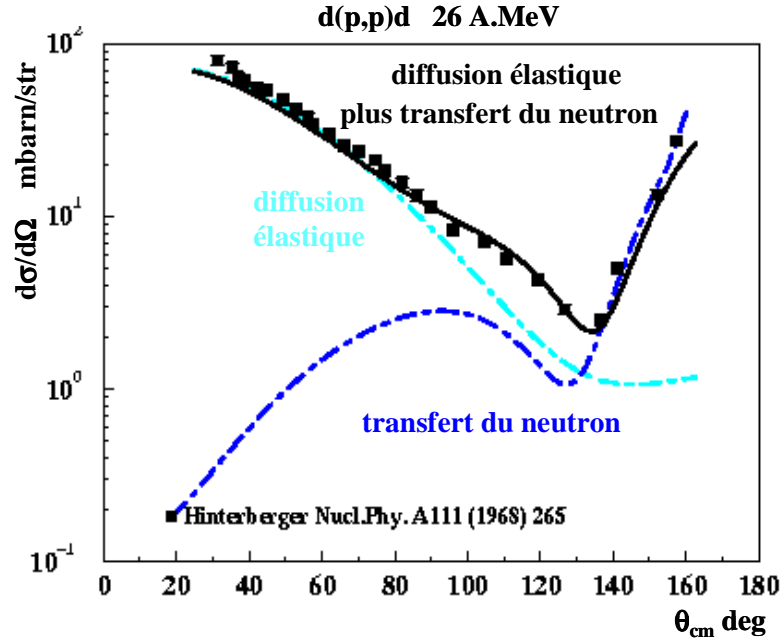


Fig 4.13: Calcul DWBA de la réaction $d(p,p)d$ avec et sans le transfert d'un neutron.

Dans le cas du potentiel $U_{4\text{He-p}}$, nous utilisons les données de la distribution angulaire de la diffusion élastique ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$ où l'énergie de la particule ${}^4\text{He}$, $E_{4\text{He}}$, est égale à 4/6 de l'énergie du faisceau incident d' ${}^6\text{He}$, soit à 100 MeV. Les données les plus proches de l'énergie requise de 25 A.MeV ont été publiées par Bacher et al [Bach72]. La distribution angulaire ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$ a été mesurée à une énergie incidente de 25.8 A.MeV. Comme dans le cas de la réaction $d(p,p)d$ évoquée ci-dessus, on constate une remontée aux angles arrières de la distribution angulaire. Cette remontée correspond au transfert d'un triton de l' ${}^4\text{He}$ vers le proton de la cible. Afin d'obtenir un potentiel $U_{4\text{He-p}}$ qui correspond uniquement à la diffusion élastique ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$ sans la contribution du transfert d'un triton, le potentiel $U_{4\text{He-p}}$ a été ajusté jusqu'à 80° sur les angles avant de la distribution angulaire (Tab 4.3). Ce potentiel $U_{4\text{He-p}}$ est utilisé dans le calcul du potentiel d'interaction $U_{6\text{He-p}}$ décrit ci-dessus.

Un calcul CDCC de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ avec les effets de la cassure de l' ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+2n$ et les excitations vers les états du continuum a été réalisé avec le code FRESKO [Thom88] (Fig 4.14). Dans ce modèle développé par K.Rusek et al., les amplitudes spectroscopiques des différents états du continuum de l' ${}^6\text{He}$ sont égales à 1 comme celles de l'état fondamental et de l'état résonant 2^+ [Smir77]. Un seul paramètre a été ajusté pour reproduire les données de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 150 MeV. Il s'agit de la profondeur W_S de la partie imaginaire du

potentiel optique U_{d-p} qui a été multipliée par un facteur de 2.5 (Fig 4.14). Ce résultat suggère que d'autres processus qui ne sont pas décrits dans le calcul actuel peuvent contribuer et influencer sur la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$. La profondeur W_s de la partie imaginaire du potentiel U_{d-p} sera fixée à 25 MeV au lieu de 10 MeV dans tous les calculs CDCC réalisés dans la suite de ce manuscrit.

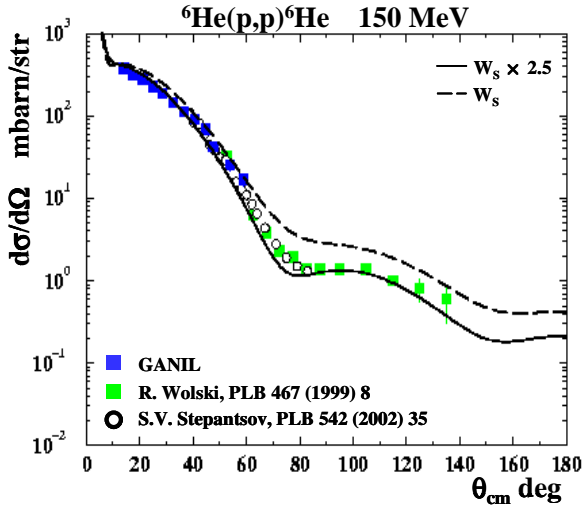


Fig 4.14: Calcul CDCC de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$.

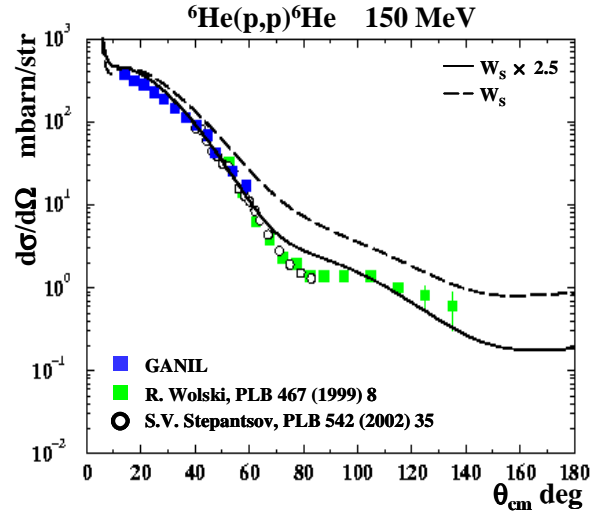


Fig 4.15: Calcul de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ sans les excitations vers les états du continuum.

Le calcul de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ a également été effectué dans cette approche sans les excitations vers les états du continuum (Fig 4.15). La comparaison des figures 4.14 et 4.15 montre la contribution essentielle des excitations vers les états du continuum dans le cas d'un noyau léger faiblement lié comme l' ${}^6\text{He}$.

Les diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ sont calculées avec les trois ensembles de potentiels de liaison α -2n de l'état fondamental et de l'état résonant 2^+ de l' ${}^6\text{He}$ décrits précédemment (Fig 4.16 et 4.17). Ces différents potentiels notés I, II et III donnent respectivement des probabilités de transition réduite entre l'état fondamental et l'état excité à 1.8 MeV de l' ${}^6\text{He}$ de $7.08 e^2 \text{ fm}^4$, $3.21 e^2 \text{ fm}^4$ et de $2.06 e^2 \text{ fm}^4$. Les données expérimentales de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ ne permettent pas de trancher entre les potentiels correspondant à des valeurs de $B(E2)$ de $7.08 e^2 \text{ fm}^4$ et $3.21 e^2 \text{ fm}^4$. En effet, les calculs CDCC utilisant ces deux ensembles I et II de potentiels encadrent la distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique entre 70° et 140° . En revanche, l'influence des potentiels de liaison α -2n est beaucoup plus importante sur la diffusion inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (Fig 4.17). Les données de la diffusion inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV obtenues à Dubna par S. Stepanov et al. [Step02] sont reproduites avec les potentiels de liaison V_0 et V_{2^+} de l'ensemble I. La valeur de $B(E2)$ obtenue dans cette analyse de la diffusion inélastique est alors de $7.08 e^2 \text{ fm}^4$, ce qui nettement supérieur à la valeur mesurée de $3.2 e^2 \text{ fm}^4$ mesurée par Aumann et al [Auma99]. Les potentiels V_0 et V_{2^+} de l'ensemble I seront utilisés dans la suite de ce manuscrit comme potentiel de liaison de l'état

fondamental et de l'état résonant de l' ${}^6\text{He}$.

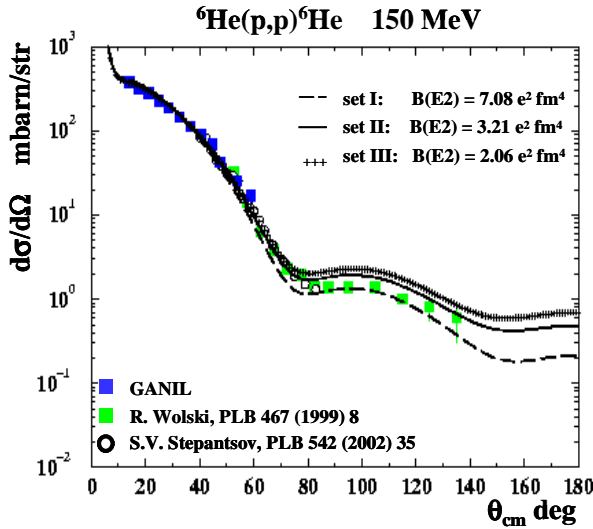


Fig 4.16: Effet des potentiels de liaison V_0 et V_{2+} sur le calcul CDCC de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$

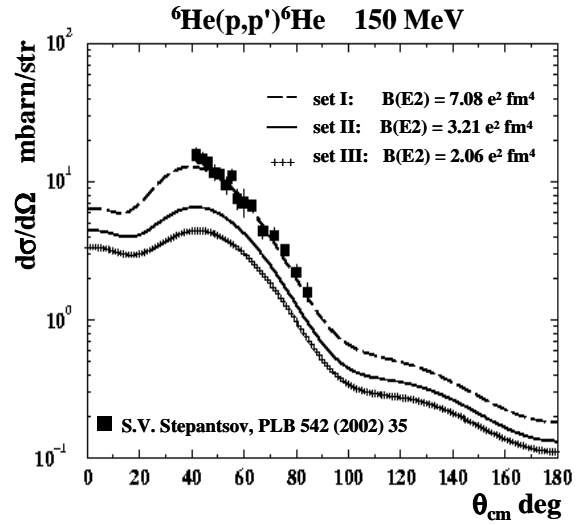


Fig 4.17: Effet des potentiels de liaison V_0 et V_{2+} sur le calcul CDCC de ${}^6\text{He}(p,p'){}^6\text{He}$

b) Potentiel d'interaction ${}^6\text{He}+p$ de R. Mackintosh

R. Mackintosh et al. [Mack03] ont développé un potentiel d'interaction $U_{6\text{He}-p}$ où les effets de la cassure de ${}^6\text{He}$ et des excitations vers les états du continuum sur la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ sont directement inclus dans le potentiel. Tout d'abord, la matrice S de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ est calculée dans une approche CDCC en incluant la cassure de ${}^6\text{He}$ en une particule α et deux neutrons. Ce modèle CDCC, développé par K. Rusek, a été présenté dans les paragraphes I.3 et IV.2.3. La matrice S est ensuite inversée pour obtenir un potentiel local d'interaction grâce à une méthode d'inversion itérative [Coop00]. Cette méthode d'inversion, notée IP, nécessite un potentiel de départ. Le potentiel choisi comme potentiel de départ de la méthode itérative est le potentiel de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculé sans les effets de breakup. La section efficace différentielle de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculée avec le potentiel d'interaction de Mackintosh et al. est comparée au calcul CDCC direct sur la figure 4.18. Ces deux calculs, utilisant l'ensemble II des potentiels de liaison de ${}^6\text{He}$, sont en bon accord.

Dans cette section, différents potentiels phénoménologiques, microscopiques ou dérivant d'un calcul en voies couplées ont été testés afin de reproduire les données de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV mesurées au GANIL et à Dubna. Les potentiels O2 et O3 ont été ajustés phénoménologiquement par une méthode de χ^2 sur les données expérimentales. La partie réelle des potentiels CH89 et JLM a dû quant elle être réduite d'un facteur 0.9 ou 0.8. Ceci s'explique par la faible énergie de liaison de ${}^6\text{He}$. L'approche CDCC a également montré l'importance des excitations vers les états du continuum, rendues possibles grâce à cette faible énergie de liaison. La prise en compte de ces excitations vers les états du continuum a permis de reproduire les diffusions

élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et inélastique ${}^6\text{He}(p,p'){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV.

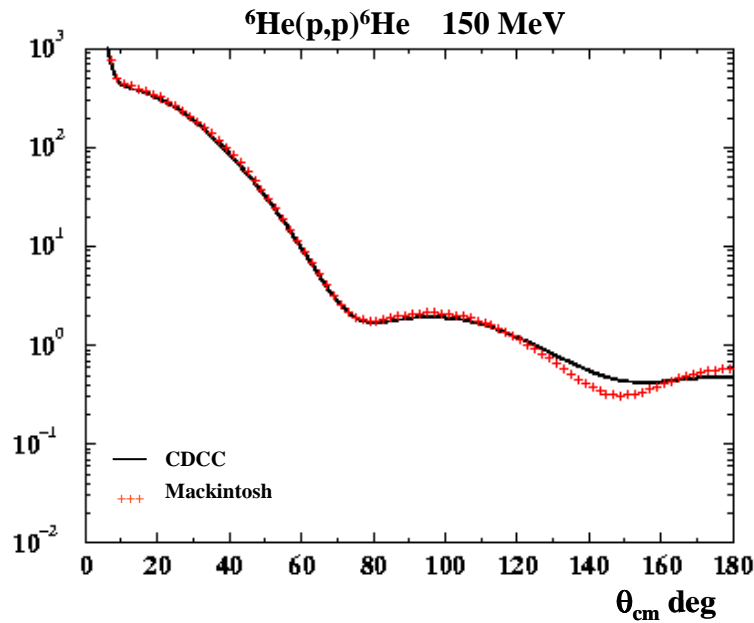


Fig 4.18: Distribution angulaire de ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ calculée avec une approche CDCC ou le potentiel dynamique de R. Mackintosh [Mack03].

IV.3 Calcul DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$

Plusieurs calculs DWBA ont déjà été publiés sur les premières données de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ mesurées par R. Wolski et al. Nous avons déjà évoqué dans l'introduction les calculs réalisés par Yu. Ts. Oganessian [Ogan99] et R. Wolski [Wols99] menant à des conclusions opposées (Fig 4.19 et 4.20). En effet, Oganessian et al. reproduisent les angles intermédiaires de la réaction de transfert avec un calcul DWBA où seul le transfert du dineutron est pris en compte (Fig 4.19). La meilleure reproduction des données obtenue par R. Wolski et al. utilise un calcul DWBA, où à la fois, le transfert des deux neutrons et le transfert du triton sont inclus. Le facteur spectroscopique S_{t-t} de la configuration triton-triton semble compris entre 0 et 0.42, d'après leur calcul présenté sur la figure 4.20. Notons que les calculs de Yu. Ts. Oganessian et R. Wolski diffèrent d'un ordre de grandeur dans la région angulaire comprise entre 170° et 180° . La remontée aux angles arrière observée sur la figure 4.20 provient de la contribution du transfert d'un triton de l' ${}^6\text{He}$. Les nouvelles données que nous avons mesurées aux angles arrière vont nous permettre de fixer l'importance de cette contribution et donc le facteur spectroscopique de la configuration triton-triton dans l' ${}^6\text{He}$.

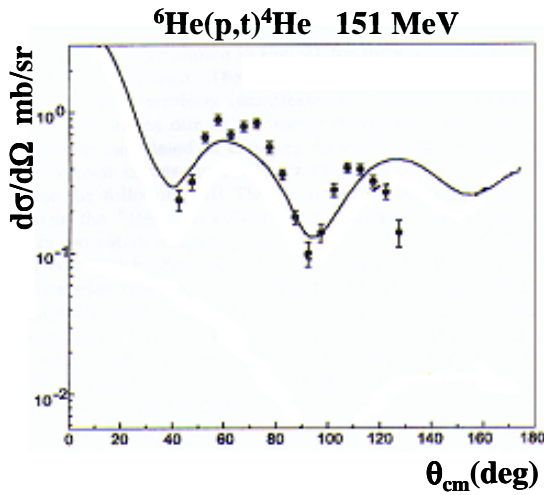


Figure 4.19: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ réalisé par Yu. Ts Oganessian en incluant le transfert du di-neutron.

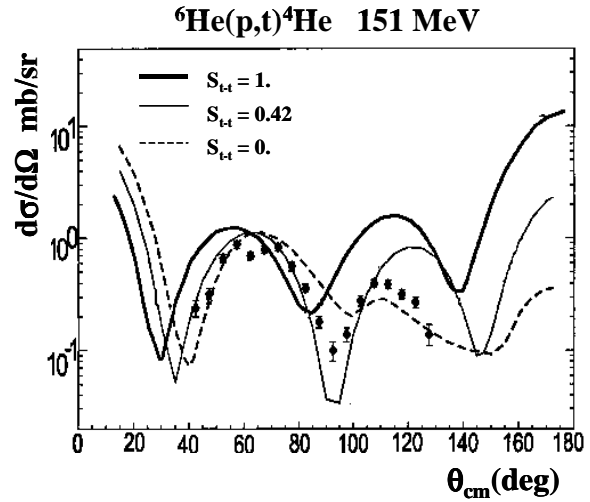


Figure 4.20: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ réalisé par R. Wolski en incluant le transfert du di-neutron et du triton.

N. Timofeyuk a également réalisé un calcul DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ en utilisant des fonctions d'onde à trois corps de l' ${}^6\text{He}$ et du triton [Timo01]. Les fonctions d'ondes à 3 corps de l' ${}^6\text{He}$ et du triton ont été calculées par une méthode d'expansion harmonique et hypersphérique [Zhuk93]. La figure 4.21 présente une comparaison entre la distribution angulaire calculée par N. Timofeyuk et les points expérimentaux. Les courbes notées T1, T2 et T3 correspondent à différents potentiels optiques de la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$.

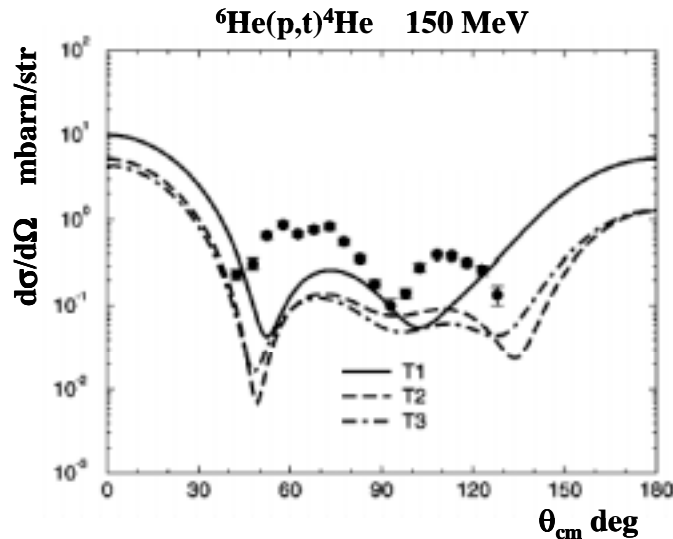


Fig 4.21: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ réalisé par N. Timofeyuk en incluant le transfert du di-neutron et du triton.

Ce calcul DWBA qui inclut également le transfert du dineutron et du triton à partir de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ sous-estime nettement les données expérimentales. Ceci peut s'expliquer par le choix du potentiel de la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$ fait par N. Timofeyuk. Le potentiel de la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$ tout comme celui de la voie d'entrée ${}^6\text{He}+p$ a une grande influence sur le calcul de la

réaction de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Avant d'étudier la sensibilité des calculs aux différents potentiels employés, nous allons tout d'abord détailler dans le paragraphe suivant les différents potentiels qui sont nécessaires au calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec un transfert du dineutron et d'un triton. Nous terminerons cette section en regardant l'effet des valeurs des facteurs spectroscopiques des configurations alpha-dineutron et triton-triton sur notre calcul. Tous les calculs DWBA réalisés dans ce manuscrit sont des calculs de portée finie, c'est à dire sans approximation de portée nulle (I.2.1).

IV.3.1 Transfert du dineutron et d'un triton

Dans l'approximation de Born des ondes distordues, la section efficace différentielle de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ dépend de l'élément de matrice $T_{\alpha\beta}$ associé à cette réaction (1.24). L'élément de matrice de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ se calcule de manière équivalente sous les formes prior et post comme nous l'avons expliqué au paragraphe I.2:

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= \langle \chi_{4\text{He-t}}^- \Phi_t \Phi_{4\text{He}} | W_{6\text{He-p}} | \chi_{6\text{He-p}}^+ \Phi_{6\text{He}} \Phi_p \rangle \quad \text{forme prior} \\ T_{\alpha\beta} &= \langle \chi_{4\text{He-t}}^- \Phi_t \Phi_{4\text{He}} | W_{4\text{He-t}} | \chi_{6\text{He-p}}^+ \Phi_{6\text{He}} \Phi_p \rangle \quad \text{forme post} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Les appellations prior et post font référence à la voie d'entrée ${}^6\text{He}+p$ et à la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$ de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Les fonctions d'onde $\chi_{6\text{He-p}}$ et $\chi_{4\text{He-t}}$ sont respectivement des solutions de l'équation de Schrödinger décrivant les diffusion élastiques ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ et ${}^4\text{He}(t,t){}^4\text{He}$ avec les potentiels optiques d'interaction $U_{6\text{He-p}}$ et $U_{4\text{He-t}}$. Les interactions résiduelles prior et post, notées $W_{6\text{He-p}}$ et $W_{4\text{He-t}}$, se décomposent en fonction de la particule transférée. La particule transférée peut être deux neutrons, qui seront traités comme une seule particule, ou un triton.

Dans le cas du transfert des deux neutrons, les interactions résiduelles $W_{6\text{He-p}}$ et $W_{4\text{He-t}}$ se décomposent de la façon suivante:

$$\begin{aligned} W_{6\text{He-p}} &= V_{4\text{He-p}} + V_{2n-p} - U_{6\text{He-p}} \\ W_{4\text{He-t}} &= V_{4\text{He-p}} + V_{4\text{He-2n}} - U_{4\text{He-t}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Le potentiel $V_{4\text{He-p}}$ commun aux deux formes prior et post de l'interaction résiduelle W est appelé potentiel rémanent. Les potentiels de liaison V_{2n-p} et $V_{4\text{He-2n}}$ servent également à calculer les fonctions d'onde du triton et de l' ${}^6\text{He}$.

Lorsqu'un triton est transféré, les interactions résiduelles $W_{6\text{He-p}}$ et $W_{4\text{He-t}}$ peuvent être décomposées selon le même principe:

$$\begin{aligned} W_{6\text{He-p}} &= V_{t-p} + V_{t-p} - U_{6\text{He-p}} \\ W_{4\text{He-t}} &= V_{t-p} + V_{t-t} - U_{4\text{He-t}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

où le potentiel V_{t-p} est le potentiel rémanent de la réaction. Les fonctions d'onde des particules ${}^4\text{He}$

et ${}^6\text{He}$ sont dans ce cas obtenues à partir des potentiels de liaison V_{t-p} et V_{t-t} .

Les différents potentiels nécessaires au calcul DWBA de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ en incluant un transfert du dineutron et d'un triton à partir de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ sont donc les suivants:

- le potentiel de la voie d'entrée ${}^6\text{He}+p$ noté $U_{6\text{He}-p}$. L'étude de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ que nous avons réalisée à la section IV.2.1 nous a permis de calculer un certain nombre de potentiels $U_{6\text{He}-p}$. L'influence de ces différents potentiels $U_{6\text{He}-p}$ sur le calcul DWBA sera étudiée dans le paragraphe IV.3.2.

- le potentiel de la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$ noté $U_{4\text{He}-t}$. Les analyses DWBA réalisées par R Wolski, Yu. Ts Oganessian, N. Timofeyuk et l'analyse en voies couplées de K. Rusek utilisent des potentiels $U_{4\text{He}-t}$ très différents. Ces potentiels et leurs effets sur le calcul DWBA seront détaillés dans le paragraphe IV.3.3.

- le potentiel de liaison $V_{4\text{He}-2n}$ qui a été fixé par l'étude de la diffusion inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (IV.2.3).

- les potentiels de liaison V_{2n-p} et V_{p-t} . Le potentiel V_{p-t} est également le potentiel rémanent dans le cas du transfert d'un triton. Les potentiels de liaison V_{2n-p} et V_{p-t} , publiés par Neudatchin et al. [Neud72], ont déjà été utilisés par K. Rusek et al. dans leur analyse CDCC de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Les paramètres de ces différents potentiels sont présentés dans le tableau 4.4.

- le potentiel de liaison V_{t-t} (Tab 4.4). En l'absence de mesures expérimentales de la diffusion élastique $t(t,t)t$ sur lesquelles ajuster un potentiel, nous utiliserons pour le potentiel V_{t-t} une géométrie proposée par N. Clarke [Clar92].

- le terme rémanent $V_{4\text{He}-p}$ de la réaction de transfert des deux neutrons. Nous utiliserons le potentiel de convolution $V_{4\text{He}-p}$ du calcul CDCC de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (IV.2.3a). Ce potentiel a été obtenu après l'analyse de la diffusion élastique ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$ à 25.8 AMeV. Nous étudierons également dans le paragraphe IV.2.4 le potentiel $V_{4\text{He}-p}$ établi à partir de la paramétrisation de Danilin et al. [Dani98].

Les différents calculs DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ présentés dans les paragraphes IV.3.2, IV.3.3, IV.3.4 et IV.3.5 incluent tous le transfert du dineutron et celui du triton. Ces calculs ont été effectués en portée finie avec le code FRESKO [Thom88] et avec les potentiels détaillés ci-dessus. Tous les calculs DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, réalisés dans les paragraphes IV.2.2, IV.2.3 et IV.2.4, ont utilisé des facteurs spectroscopiques $S_{\alpha-2n}$ et S_{t-t} respectivement égaux à 1 et 0.0645

pour les configuration alpha-dineutron et triton-triton. Un exemple de fichier FRESKO du calcul DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec les transferts des deux neutrons et du triton est donné dans l'annexe II.

	V_0 MeV	R_0 fm	a_0 fm	Références
V_{2n-p}	44.382	2.	0.60	[Neud72], [Ruse01]
V_{t-t}	102.758	1.9	0.65	[Clar92]
V_{p-t}	173.	2.28	0.145	[Neud72], [Ruse01]

Tab 4.4: Paramètres des potentiels de liaison V_{2n-p} , V_{t-t} , V_{p-t} .

IV.3.2 Potentiel de la voie d'entrée $U_{6\text{He-p}}$

L'étude de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ à 25 A.MeV a permis de déterminer un ensemble de potentiels qui peuvent être testés comme potentiel de la voie d'entrée ${}^6\text{He} + p$ dans le calcul DWBA. Les potentiels phénoménologiques O2 et O3 ont été ajustés par la méthode du χ^2 sur les données expérimentales et reproduisent de façon similaire la distribution angulaire de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (IV.2.1). Les parties réelle et imaginaire des potentiels O2 et O3 sont tracées sur la figure 4.22.

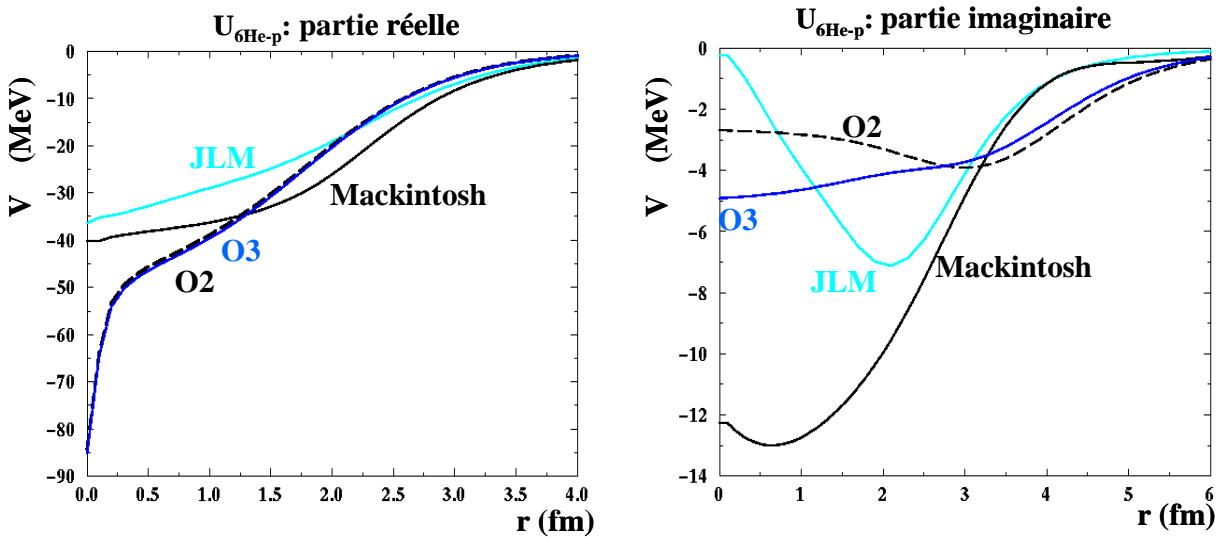


Fig 4.22: Parties réelle et imaginaire des différents potentiels $U_{6\text{He-p}}$.

Si on compare un calcul DWBA réalisé avec ces deux potentiels, les résultats sont quasiment identiques (Fig 4.23). On peut noter une petite diminution de la section efficace différentielle autour de 60° lorsque le potentiel O2 est pris à la place du potentiel O3. Cette différence peut s'expliquer par le comportement différent de la partie imaginaire de ces potentiels entre 0 et 3 fermis. Les deux potentiels phénoménologiques O2 et O3 ne permettent pas de reproduire la

penne de la première oscillation située entre 0° et 30° .

Le potentiel microscopique JLM et le potentiel calculé par R.Mackintosh ont également été testés. Les sections efficaces différentielles ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ obtenues avec ces deux potentiels sont présentées sur la figure 4.24.

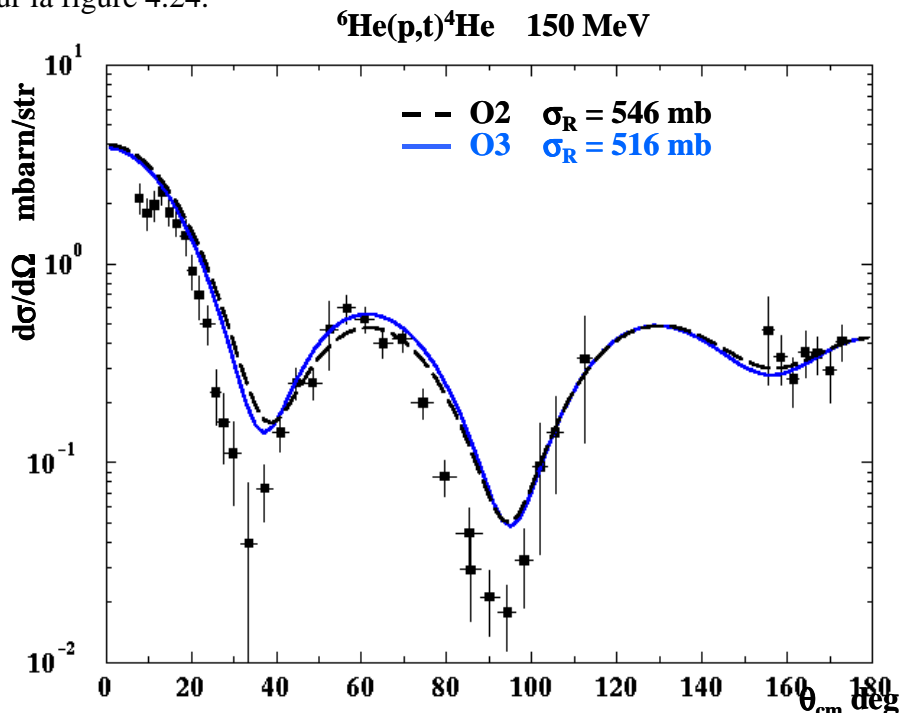


Fig 4.23: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec les potentiels $U_{\text{6he-p}}$: O2 et O3.

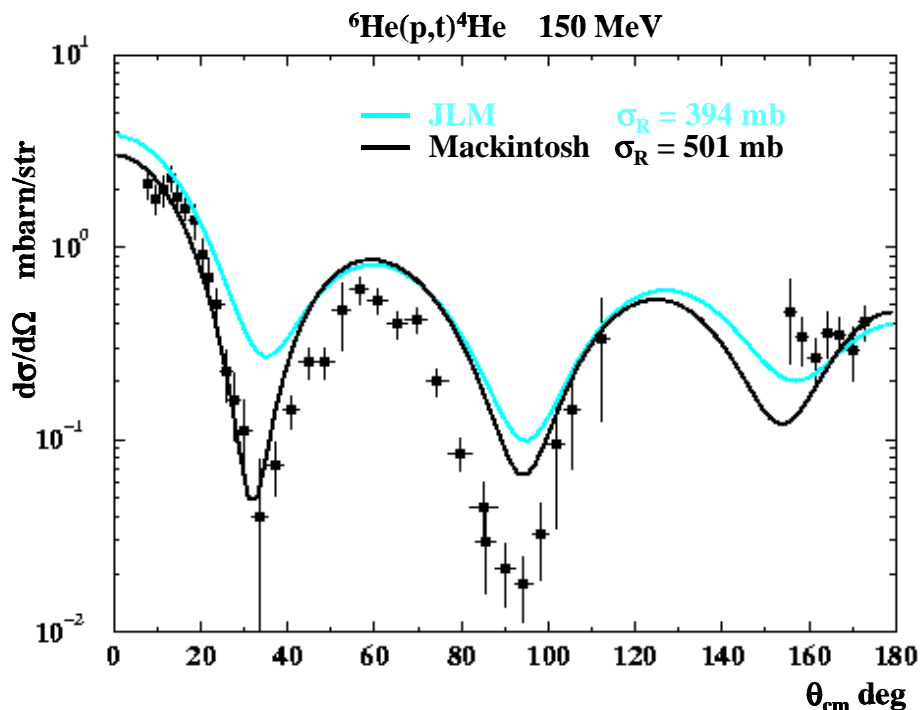


Fig 4.24: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec les potentiels JLM et de R. Mackintosh.

La pente de la première oscillation ainsi que le premier minimum sont nettement mieux reproduits avec le potentiel de R. R.Mackintosh. En effet, ce potentiel prend directement en compte les effets, sur la diffusion élastique, du couplage vers les voies de breakup. Dans le cas du potentiel JLM, ces effets sont simulés phénoménologiquement en réduisant la partie réelle du potentiel par un facteur $\lambda_v = 0.8$. Lorsqu'on trace le potentiel de R. Mackintosh, ceci se traduit par une partie imaginaire beaucoup plus profonde (Fig 4.22).

Les divers potentiels que nous avons essayés reproduisent de façon sensiblement égale la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ mais génèrent des interactions résiduelles différentes et donc des distributions angulaires très différentes. Les sections efficaces de réaction σ_R ont également été calculées pour chaque potentiel (Fig 4.23 et 4.24). L'absence d'information sur σ_R à cette énergie n'a pas permis de trancher entre ces potentiels. Par la suite, le potentiel de R. Mackintosh reproduisant le mieux les données de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ sera utilisé comme le potentiel de la voie d'entrée $U_{6\text{He-p}}$.

IV.3.3 Potentiel de la voie de sortie $U_{4\text{He-t}}$

Le potentiel de la voie de sortie ${}^4\text{He}+t$ de la réaction est nettement moins bien connu que le potentiel de la voie d'entrée ${}^6\text{He}+p$. Tout d'abord, il n'existe pas de données de diffusion élastique $t({}^4\text{He},{}^4\text{He})t$ à une énergie dans le centre de masse E_{CM} de 28.9 MeV sur lesquelles ajuster un potentiel optique. Un potentiel optique ajusté sur des données de la diffusion élastique ${}^3\text{He}({}^4\text{He},{}^4\text{He}){}^3\text{He}$ est donc pris à la place.

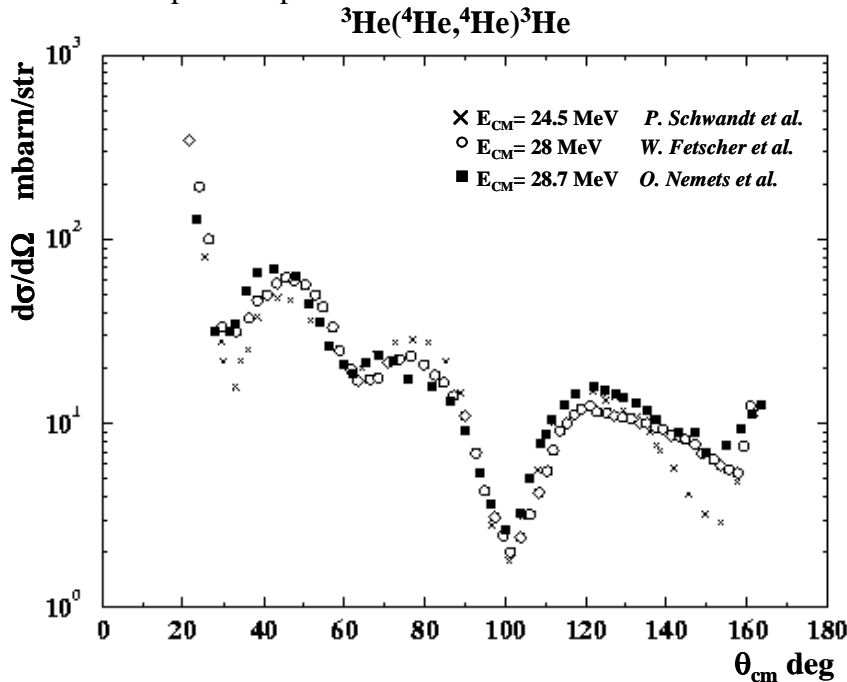


Fig 4.25: Section efficace différentielle de ${}^3\text{He}({}^4\text{He},{}^4\text{He}){}^3\text{He}$ à $E_{\text{CM}} = 24.5 \text{ MeV}, 28 \text{ MeV}$ et 28.7 MeV .

La distribution angulaire de la diffusion élastique ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ a été mesurée entre 20° et 160° à des énergies E_{CM} de 28 MeV, 28.7 MeV et 24.5 MeV. Ces mesures réalisées respectivement par W. Fetscher et al., O. Nemets et al. et P.Schwandt et al., sont présentées sur la figure 4.25 [Fets71, Neme85, Schw69]. Les deux ensembles de données de O. Nemets et de W. Fetscher, les plus en proches en énergie de la valeur requise de 28.9 MeV, sont en très bon accord.

N. Timofeyuk et K. Rusek ont déjà calculé des potentiels optiques très différents à partir de ces données de la diffusion élastique ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ à 28 et 28.7 MeV [Timo01, Ruse01]. Le potentiel de N. Timofeyuk, noté T, reproduit très bien toute la distribution angulaire de la diffusion élastique ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ (Fig 4.26). Le potentiel de K. Rusek, noté R1, donne quant à lui simplement l'allure générale de la distribution angulaire. A partir des paramètres du potentiel R1, nous avons également ajusté un potentiel optique R2 sur les données expérimentales qui reproduit mieux l'oscillation située à 40° . Le transfert d'un neutron de la particule ${}^4\text{He}$ vers l' ${}^3\text{He}$ contribue également à la section efficace différentielle. Cette réaction qui est indissociable expérimentalement de la diffusion élastique complique l'extraction d'un potentiel optique représentant uniquement cette diffusion élastique .

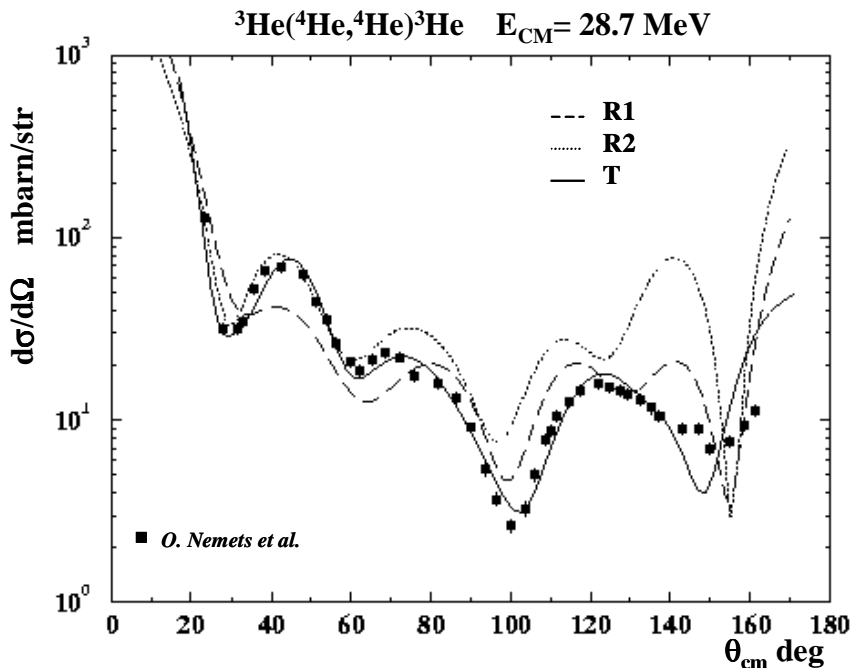


Fig 4.26: Section efficace différentielle de ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ calculée avec les potentiels R1, R2 et T.

Lors de son analyse DWBA de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, R. Wolski a choisi un potentiel optique que nous noterons W. Ce potentiel W est ajusté sur la diffusion élastique ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ mesurée à une énergie E_{CM} de 18 MeV par J.S Vincent et al. [Vinc70]. Cependant, l'énergie de cette diffusion élastique est trop basse par rapport à la valeur de 28.9 MeV requise pour le potentiel $U_{4\text{He}-t}$. La largeur et la forme des oscillations de la diffusion élastique

${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ change lorsque l'énergie de la réaction ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ diminue dans le centre de masse de 28.7 MeV à 18 MeV. En effet, la distribution angulaire de J. S. Vincent, présentée sur la figure 4.27, possède une oscillation de moins par rapport aux distributions angulaires mesurées par W. Fetscher et O. Nemets. Par conséquent, le potentiel W ne semble pas le plus adapté comme potentiel de la voie de $U_{4\text{He-t}}$ à 28.9 MeV. De la même façon, Oganessian et al. ont ajusté un potentiel optique, noté O, sur une distribution angulaire de la réaction ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ à 23.4 MeV.

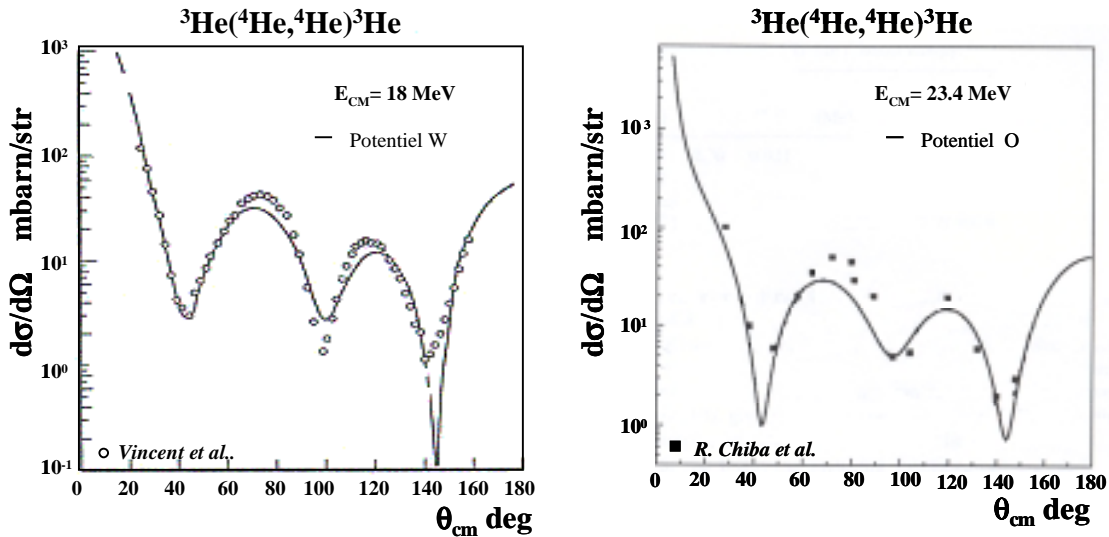


Fig 4.27 et 4.28: Section efficace différentielle de ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ à $E_{\text{CM}} = 18$ MeV et 23.4 MeV.

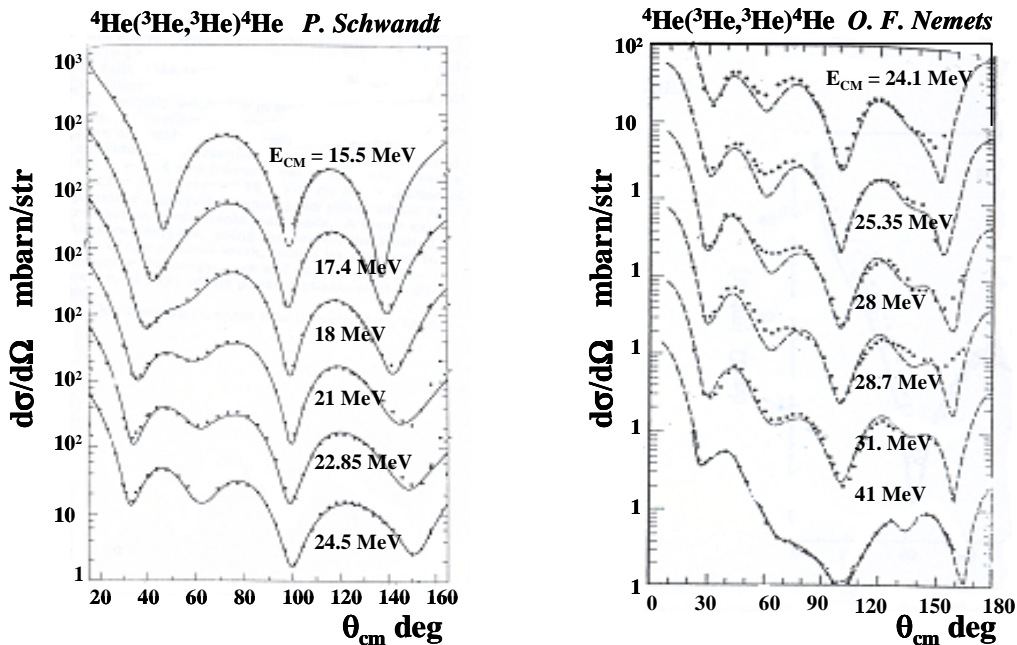


Fig 4.29 et 4.30: Sections efficaces différentielles de ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ mesurées par P. Schwandt [Schw69] et O. F. Nemets [Neme85].

Cette distribution angulaire (Fig 4.28) mesurée au Japon en 1961 par R. Chiba [Chib61] peut être mise en doute. En effet, P. Schwandt et O. Nemets ont mesuré la distribution angulaire ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ entre 21 MeV et 25 MeV [Schw69, Neme85], c'est à dire dans la même gamme d'énergie que la distribution angulaire de R. Chiba. Ces données présentent toutes une oscillation supplémentaire par rapport aux données de R. Chiba (Fig 4.29 et 4.30). La qualité des données utilisées par Oganessian et al. pour fitter leur potentiel O et par conséquent la qualité de ce potentiel peuvent être mises en doute.

Les potentiels O, R1, T et W que nous venons de détailler ont été pris comme potentiels de la voie de sortie ${}^4\text{He} + t$ dans les diverses analyses DWBA déjà publiées par Yu. Ts. Oganessian, K. Rusek, N. Timofeyuk et R. Wolski. Les paramètres des ces potentiels ainsi que ceux du potentiel R2, ajusté à partir des données de Nemets et al., sont résumés dans le tableau 4.5.

	V_0 MeV	R_0 fm	a_0 fm	W_v MeV	R_v fm	a_v fm	W_s MeV	R_s fm	a_s fm	V_{so} MeV	R_{so} fm	a_{so} fm
O	130	1.64	0.217	1.8	2.1	0.7	-	-	-	-	-	-
R1	142.92	2.57	0.271	0.86	6.88	0.972	-	-	-	-	-	-
R2	179.94	2.36	0.255	0.3	4.77	0.972	-	-	-	-	-	-
T	208.2	2.177	0.875	-	-	-	70.52	3.986	0.066	4.76	3.760	1.2147
W	173.	2.28	0.145	1.12	5.29	1.05	-	-	-	1.	2.28	0.145

Tab 4.5: Paramètres des différents potentiels optiques ${}^4\text{He}+t$.

Les distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ calculées avec ces différents potentiels $U_{4\text{He}-t}$ pour la voie de sortie sont comparés sur les figures 4.31 et 4.32. Les potentiels O et R1 reproduisent le mieux en terme de χ^2 la distribution angulaire expérimentale. Le potentiel T, avec une partie imaginaire très profonde, sous-estime nettement la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

A titre d'indication, les parties réelle et imaginaire ont été tracées sur la figure 4.33. Le calcul DWBA de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ est très sensible au potentiel $U_{4\text{He}-t}$ choisi. En effet, ce potentiel est à la fois utilisé pour calculer l'onde distordue $\chi_{4\text{He}-t}$ et l'interaction résiduelle W dans l'élément de matrice $T_{\alpha\beta}$. Le potentiel $U_{4\text{He}-t}$ n'est pas suffisamment contraint avec les données dont nous disposons. Le potentiel O reproduit légèrement mieux les minima des données expérimentales que le potentiel R1 mais les données à partir desquelles il a été ajusté sont douteuses. En effet, ces données sont en complet désaccord avec deux séries de mesures réalisées par P. Schwandt et O. F. Nemets. Le potentiel de O ne sera donc pas utilisé comme potentiel $U_{4\text{He}-t}$

de la voie de sortie.

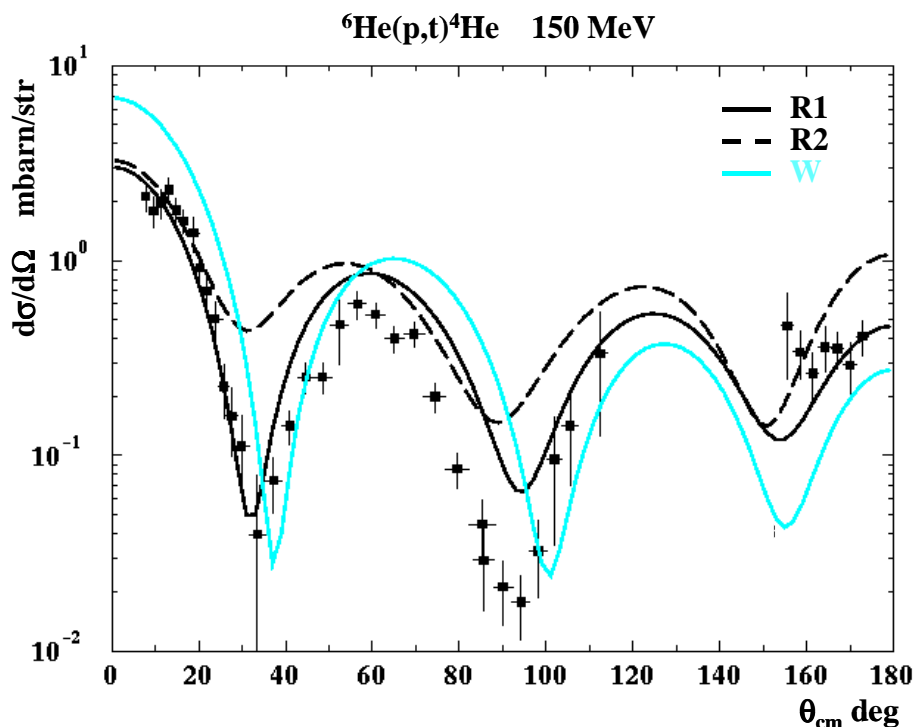


Fig 4.31: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec les potentiels $U_{4\text{he-t}}$: R1, R2 et W.

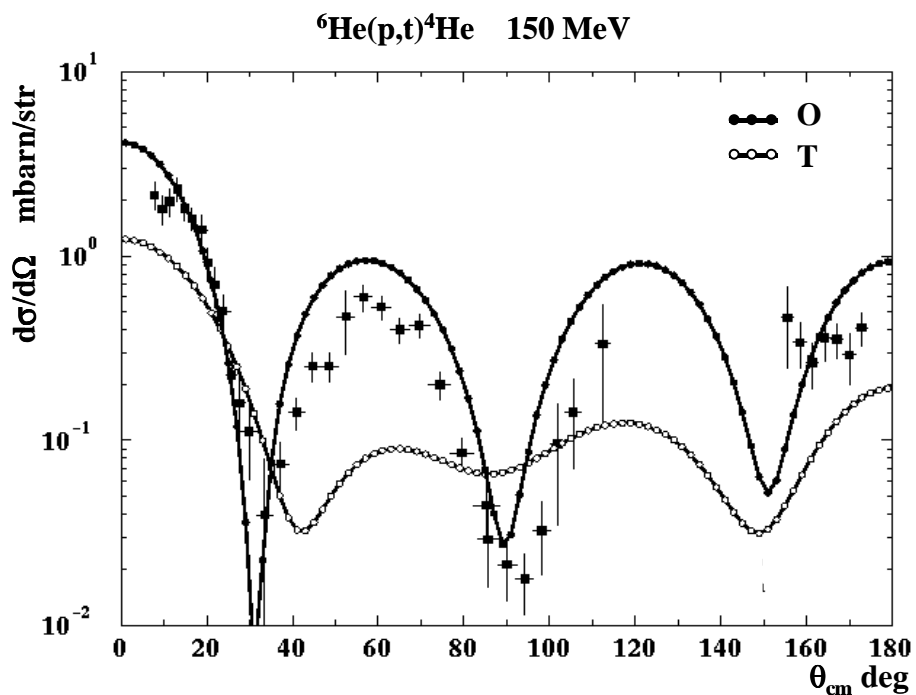


Fig 4.32: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec les potentiels $U_{4\text{he-t}}$: O et T.

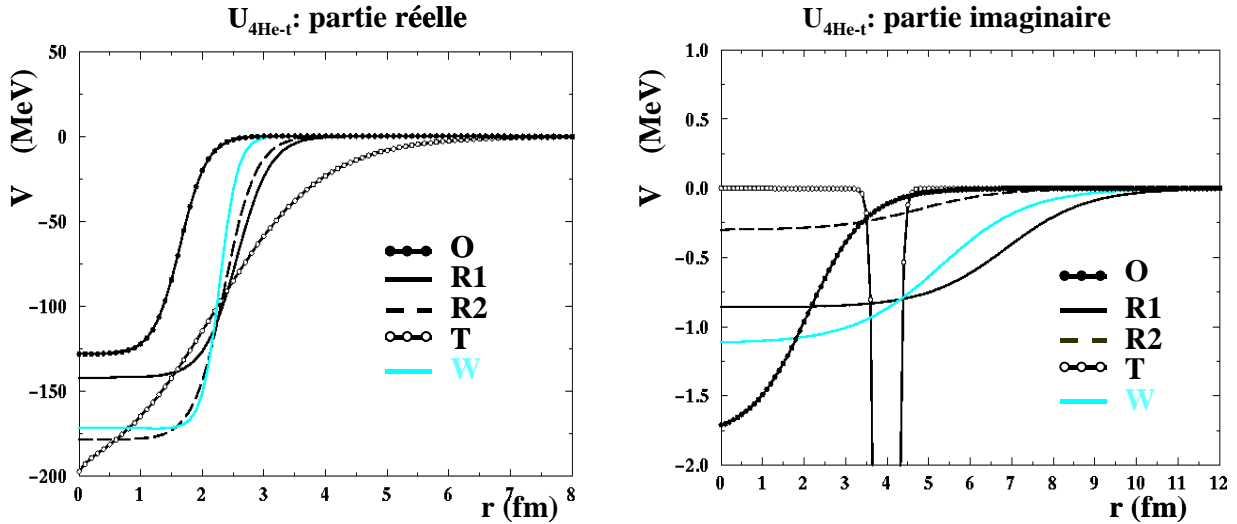


Fig 4.33: Parties réelle et imaginaire des différents potentiels $U_{4\text{He-t}}$.

Le potentiel T de N. Timofeyuk reproduit parfaitement la distribution angulaire de la réaction ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^3\text{He}$ mais donne de mauvais résultats comme potentiel $U_{4\text{He-t}}$ de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$ (Fig 4.32). Ces résultats s'expliquent par la géométrie du potentiel T, très différente de celles des autres potentiels.

Le potentiel R1 sera donc préféré aux potentiels R2, T et W car ce potentiel donne la meilleure reproduction de la distribution angulaire ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$. Cependant, ce potentiel ne reproduit pas parfaitement le deuxième minimum de la distribution angulaire ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$. Il serait nécessaire dans le futur de mesurer la distribution complète de la réaction ${}^4\text{He}(t, t){}^4\text{He}$ à 28.9 MeV. Une analyse DWBA permettrait ensuite d'extraire un potentiel optique correspondant à la diffusion élastique ${}^4\text{He}(t, t){}^4\text{He}$ sans la contribution due au transfert d'un proton entre la particule ${}^4\text{He}$ et le triton.

IV.3.4 Le potentiel rémanent $V_{4\text{He-p}}$

Jusqu'à présent dans le cas du transfert des deux neutrons, le potentiel de convolution $V_{4\text{He-p}}$ du calcul CDCC de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p, p){}^6\text{He}$ était utilisé comme potentiel rémanent. Ce potentiel, obtenu à partir de l'analyse de la diffusion élastique ${}^4\text{He}(p, p){}^4\text{He}$ à 25.8 AMeV, possède une partie imaginaire.

Nous allons maintenant tester comme potentiel rémanent un potentiel possédant uniquement une partie réelle. Ce potentiel est calculé à partir de la paramétrisation de B. Danilin et al. du potentiel d'interaction $V_{4\text{He-n}}$ entre une particule α et un neutron [Dani98]:

$$V_{4\text{He-n}}(r) = \frac{-43}{1 + \exp((r-R)/a)} + \frac{L \cdot S}{r} \frac{d}{dr} \frac{40}{1 + \exp((r-R_{so})/a_{so})} \quad (4.6)$$

où les paramètres R , R_{so} , a et a_{so} sont respectivement égaux à 2 fm, 1.5 fm, 0.7 fm et 0.35 fm.

Un terme Coulombien a été ajouté afin de simuler le potentiel $V_{4\text{He-p}}$. Le terme de spin-orbite a été négligé dans notre calcul DWBA car le code FRESKO ne prend pas en compte les termes de spin-orbite des potentiels rémanents.

Les calculs DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ effectués avec ces deux potentiels rémanents sont présentés sur la figure 4.34 et la partie réelle de ces potentiels est tracée sur la figure 4.35. Les deux calculs de la figure 4.34 avec un terme rémanent avec et sans partie imaginaire sont très semblables. On note une différence autour du minimum situé à 155° mais l'analyse de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ne permet pas de trancher entre ces deux potentiels.

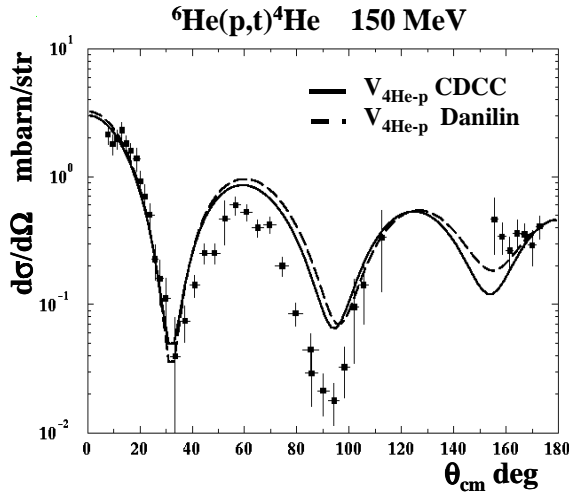


Fig 4.34: Influence du terme rémanent $V_{4\text{He-p}}$ sur le calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

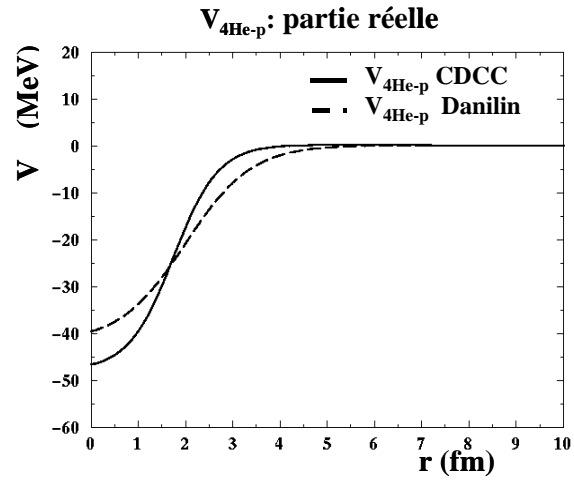


Fig 4.35: Partie réelle des différents potentiels $V_{4\text{He-p}}$.

IV.3.5 Facteurs spectroscopiques

Une fois que les différents potentiels sont choisis, la section efficace différentielle ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ calculée dans l'approche DWBA est ajustée sur les données expérimentales en faisant varier les facteurs spectroscopiques $A_{\alpha-2n}$ et A_{t-t} des configurations alpha-2neutrons et triton-triton de l' ${}^6\text{He}$. Les amplitudes spectroscopiques A_{p-2n} et A_{p-t} qui définissent également respectivement le transfert des deux neutrons et du triton vers le proton sont laissées invariantes dans notre calcul. Les amplitudes spectroscopiques A_{p-2n} et A_{p-t} , calculées par Smirnov avec un modèle TISM [Smir77], sont de 1.2247 et 1.4142.

Les influences des facteurs spectroscopiques $S_{\alpha-2n}$ et S_{t-t} sur la section efficace différentielle calculée sont étudiées séparément. Rappelons que le facteur spectroscopique S est reliée à

l'amplitude spectroscopique A par la relation:

$$S = A^2 \quad (4.7)$$

Tout d'abord, l'amplitude spectroscopique A_{t-t} est fixée à -0.25 et l'amplitude spectroscopique de la configuration $A_{\alpha-2n}$ varie de 0.9 à 1.2 (Fig 4.36). La pente très prononcée de la première oscillation est la mieux reproduite avec une amplitude spectroscopique $A_{\alpha-2n}$ égale à 1 . L'amplitude de l'oscillation située à 50° est quant à elle décrite avec une amplitude spectroscopique $A_{\alpha-2n}$ égale à 0.9 .

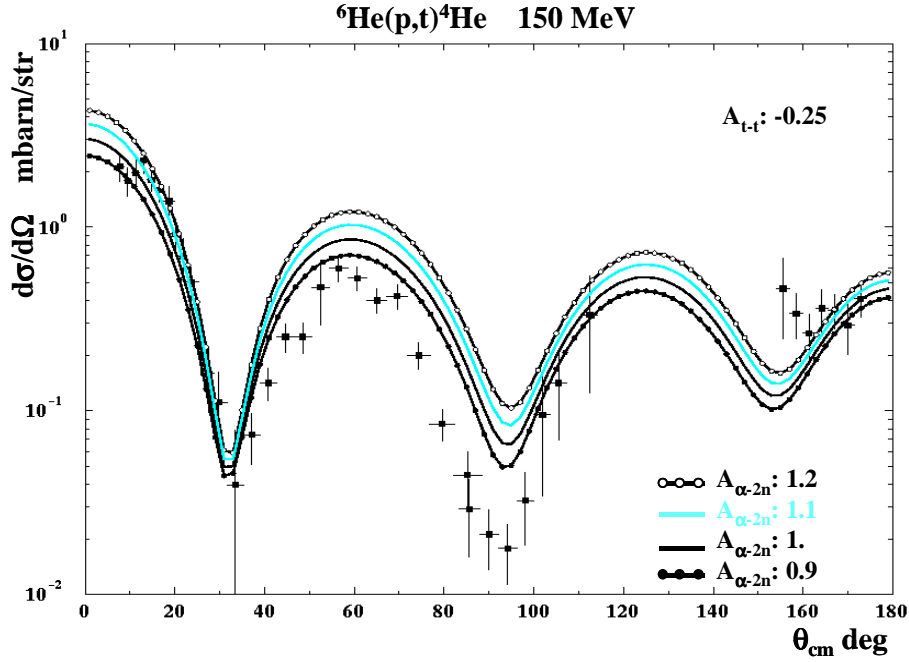


Fig 4.36: Influence de l'amplitude spectroscopique $A_{\alpha-2n}$ sur le calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Faisons maintenant varier l'amplitude spectroscopique A_{t-t} en fixant à 1 l'amplitude spectroscopique $A_{\alpha-2n}$ (Fig 4.37). Les minima de la distribution angulaire ainsi que l'amplitude de l'oscillation située à 160° varient de 50% lorsque l'amplitude A_{t-t} varie de 0.2 à 0.4 . Les données expérimentales situées entre 160° et 175° fixent directement l'amplitude A_{t-t} .

Les amplitudes spectroscopiques $A_{\alpha-2n}$ et A_{t-t} qui reproduisent le mieux la distribution angulaire expérimentale sont de 1 pour $A_{\alpha-2n}$ et comprise entre -0.25 et -0.3 pour A_{t-t} . Ces amplitudes spectroscopiques correspondent à un facteur spectroscopique de 1 pour la configuration alpha-dineutron et compris entre 0.0625 et 0.09 pour la configuration triton-triton. Ce compromis dans la reproduction tient compte des différentes caractéristiques de la distribution angulaire expérimentale: la pente de la première oscillation, la position des minima et l'amplitude de l'oscillation située aux angles arrière et dominée par le transfert d'un triton (Fig 4.37).

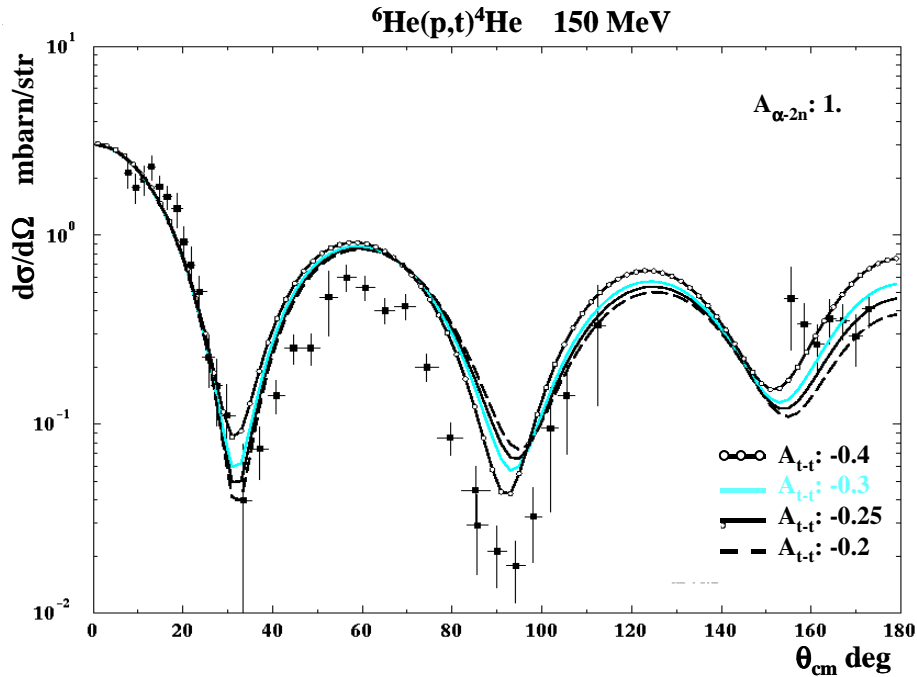


Fig 4.37: Influence de l'amplitude spectroscopique $A_{t,t}$ sur le calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Les contributions séparées du transfert du dineutron et du triton à la section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, calculées avec des facteurs spectroscopiques de 1 et 0.0625, c'est à dire une amplitude $A_{t,t}$ de -0.25, sont présentées sur la figure 4.38.

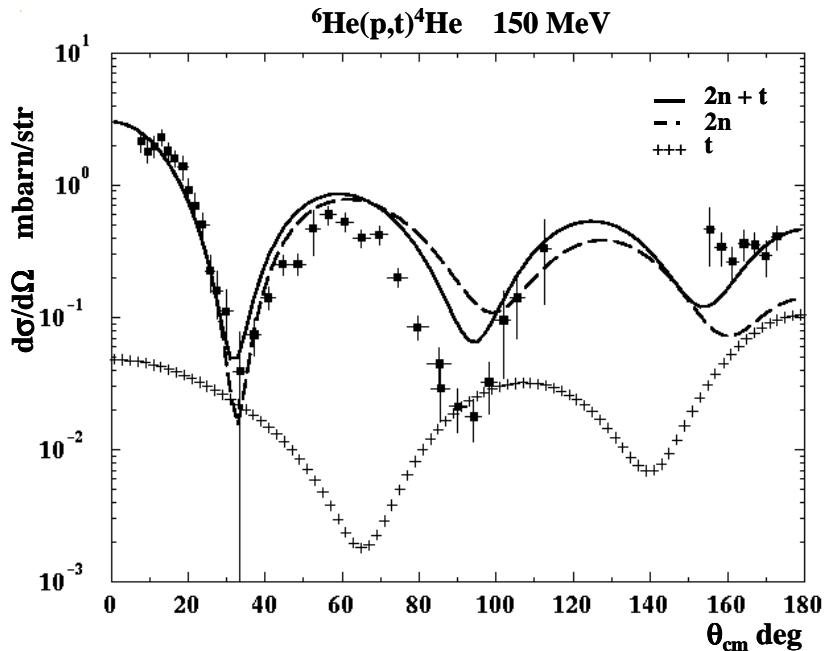


Fig 4.38: Contributions du transfert du dineutron et du triton à la section efficace de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Après une étude détaillée des potentiels impliqués dans la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ et une analyse DWBA incluant le transfert du dineutron et du triton, nous avons déterminé que le facteur spectroscopique de la configuration triton-triton de l' ${}^6\text{He}$ est compris entre 0.0625 et 0.09. Ce

facteur spectroscopique S_{t-t} est donc extrêmement faible par rapport aux prédictions théoriques allant de 0.49 à 1.77 (Tab 1).

IV.4 Calcul en voies couplées de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$

La section efficace de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ a été calculée dans la section précédente avec une approche DWBA et en incluant à la fois le transfert des deux neutrons et d'un triton à partir de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$. La cassure de ${}^6\text{He}$ en une particule α plus deux neutrons et les excitations vers les voies inélastiques étaient incluses grâce au potentiel de R Mackintosh. Ce potentiel est obtenu à partir d'un calcul en voies couplées de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ (IV.2.3b). Dans cette section, nous allons étudier le rôle du transfert des deux neutrons à partir des états du continuum $\alpha+2n$ de ${}^6\text{He}$. Dans ce calcul en voies couplées, la diffusion élastique et les excitations vers les états du continuum sont décrits par le modèle de K. Rusek présenté au paragraphe IV.2.3b. Les différents potentiels décrivant le transfert des deux neutrons et d'un triton sont les mêmes que ceux utilisés dans le calcul DWBA. Un exemple de fichier FRESCO incluant la cassure de ${}^6\text{He}$, les excitations vers le continuum et le transfert des deux neutrons à partir de l'état fondamental et des états du continuum ainsi que le transfert du triton est présenté dans l'appendice II.

Dans ce calcul, tous les états $\alpha+2n$ du continuum et de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ sont couplés avec l'état fondamental de la partition de masse ${}^4\text{He}+t$. Tout d'abord, le calcul en voies couplées incluant la cassure de ${}^6\text{He}$, le transfert du dineutron et d'un triton à partir de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ et le transfert des deux neutrons à partir des états du continuum est réalisé avec les amplitudes spectroscopiques $A_{\alpha-2n}$ et A_{t-t} établies lors de l'analyse DWBA (IV.3.5). Notons que le code FRESCO ne permet pas de choisir avec ce modèle des amplitudes spectroscopiques $A_{\alpha-2n}$ différentes pour les états $\alpha+2n$ du continuum et de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$. Le résultat de ce calcul correspond à la courbe notée $A_{\alpha-2n}=1$ de la figure 4.39.

Les angles intermédiaires de la distribution angulaire expérimentale sont bien décrits tandis que les angles avant et les angles arrière sont sous-estimés. Lorsque l'amplitude spectroscopique $A_{\alpha-2n}$ augmente, les angles avant sont mieux reproduits mais l'amplitude de l'oscillation située à 50° est surestimée. De la même façon en variant l'amplitude spectroscopique A_{t-t} , il n'est pas possible de reproduire à la fois les angles avant, arrière de la distribution angulaire et les amplitudes des oscillations centrales (Fig 4.40).

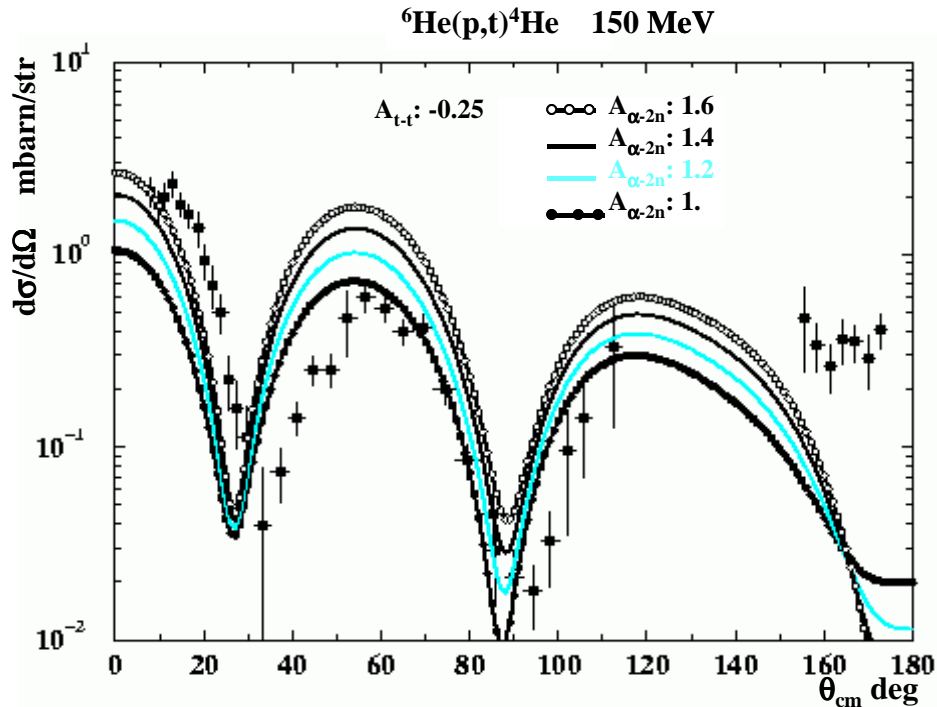


Fig 4.39: Influence de l'amplitude spectroscopique $A_{\alpha-2n}$ sur le calcul en voies couplées de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

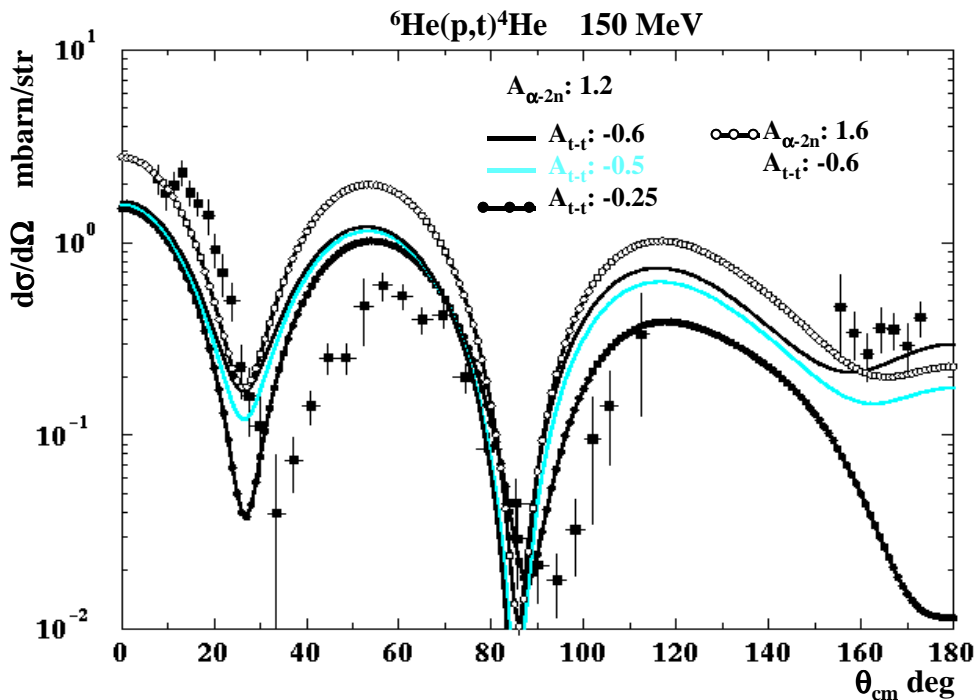


Fig 4.40: Influence de l'amplitude spectroscopique A_{t-t} sur le calcul en voies couplées de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Le calcul DWBA réalisé dans la section précédente reproduit la distribution angulaire expérimentale. La seule différence entre les calculs DWBA et en voies couplées est la prise en compte du transfert des deux neutrons à partir des états du continuum (Fig 4.41). Dans le cas du

calcul DWBA, la cassure de ${}^6\text{He}$ et les excitations vers les états du continuum sont prises en compte dans le potentiel $U_{6\text{He-p}}$ de R. Mackintosh. Dans l'analyse en voies couplées, ces excitations sont directement calculées. Cette approche en voies couplées surestime le transfert des deux neutrons à partir des états du continuum qui semble faible.

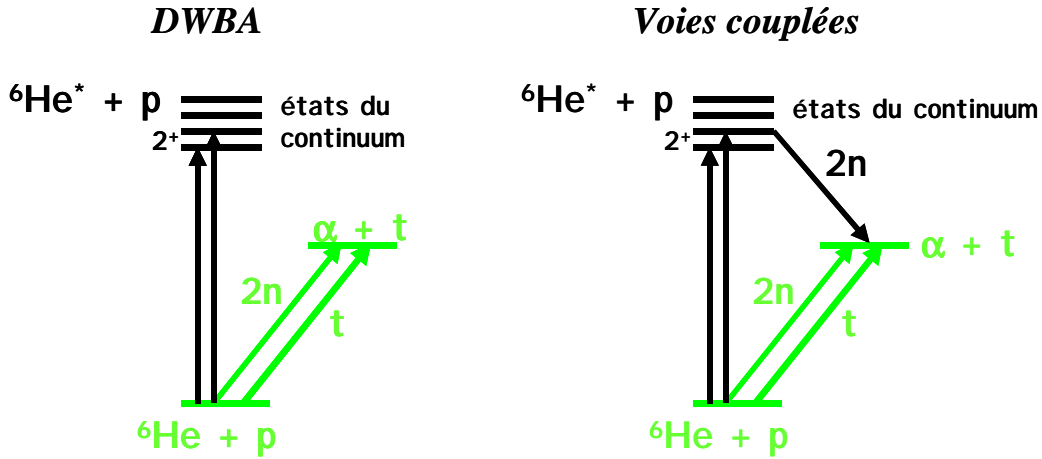


Fig 4.41: Calculs DWBA et en voies couplées de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ réalisés aux paragraphes IV.3 et IV.4.

IV.5 Le Transfert ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$

L'étude du transfert séquentiel des deux neutrons de ${}^6\text{He}$ passe par une étude de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$. R. Wolski et al. ont mesuré la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ à 25 A.MeV entre 40° et 150° [Wols99]. L'analyse DWBA de cette réaction nécessite de connaître les formes prior et post de l'interaction résiduelle W :

$$\begin{aligned} W_{6\text{He-p}} &= V_{5\text{He-p}} + V_{n-p} - U_{6\text{He-p}} && \text{prior} && (4.8) \\ W_{5\text{He-d}} &= V_{5\text{He-p}} + V_{5\text{He-n}} - U_{5\text{He-d}} && \text{post} && \end{aligned}$$

Le potentiel rémanent $V_{5\text{He-p}}$ est calculé d'après la paramétrisation CH89. Les potentiels de liaison du deuton V_{n-p} et de ${}^6\text{He}$ $V_{5\text{He-n}}$ sont ceux utilisés par N. Timofeyuk et I. Thompson dans un calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ à 0.97 A.MeV [Timo00]. Le potentiel d'interaction $U_{5\text{He-d}}$ n'est pas vraiment connu. R. Wolski et al. ont proposé dans leur analyse DWBA de cette réaction un potentiel que nous noterons S1. Les paramètres de ce potentiel ainsi que ceux de tous les potentiels utilisés dans le calcul du transfert séquentiel des deux neutrons sont présentés dans le tableau 4.6.

Le calcul DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ réalisé avec le potentiel S1 de la voie de sortie ${}^5\text{He}+d$ reproduit grossièrement la forme générale de la distribution angulaire entre 40° et 120° (Fig 4.42). Cependant la remontée aux angles arrière de la courbe calculée ne suit absolument pas la pente des

données.

	V_0 MeV	R_0 fm	a_0 fm	W_v MeV	R_v fm	a_v fm	W_S MeV	R_s fm	a_s fm	V_{so} MeV	R_{so} fm	a_{so} fm
S1	148	2.05	0.54	-	-	-	0.7	2.39	0.52	-	-	-
$V_{5\text{He-p}}$	51.42	1.91	0.69	1.63	1.85	0.69	8.79	1.85	0.69	5.9	1.09	0.63
V_{n-p}	60	1.25	0.65	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$V_{5\text{He-n}}$	57	2.13	0.65	-	-	-	-	-	-	-	-	-
$V_{5\text{He-n}}$	50.96	1.91	0.69	1.76	1.85	0.69	8.65	1.85	0.69	5.9	1.09	0.63
$V_{4\text{He-d}}$	73.2	2.13	0.614	-	-	-	11.15	1.01	0.647	-	-	-
$V_{4\text{He-n}}$	44.31	2.	0.7	-	-	-	-	-	-	-	-	-
V_{n-d}	65.8	1.25	0.65	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tab 4.6: Paramètres des potentiels utilisés dans le calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ et ${}^5\text{He}(d,t){}^4\text{He}$.

Le potentiel $U_{5\text{He-d}}$ a également été calculé selon une méthode de convolution proposée par Armstrong et al. [Amst73]:

$$U_{5\text{He-d}} = \langle \Psi_d | U_{5\text{He-p}} + U_{5\text{He-n}} | \Psi_d \rangle \quad (4.9)$$

où Ψ_d est la fonction d'onde du deuteron déterminée par Lacombe et al. [Laco80]. Les paramètres des potentiels $U_{5\text{He-p}} + U_{5\text{He-n}}$ sont déduits de la paramétrisation CH89. Ce potentiel, noté S2, reproduit approximativement la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ jusqu'à 80° mais la sous-estime entre 80° et 150° .

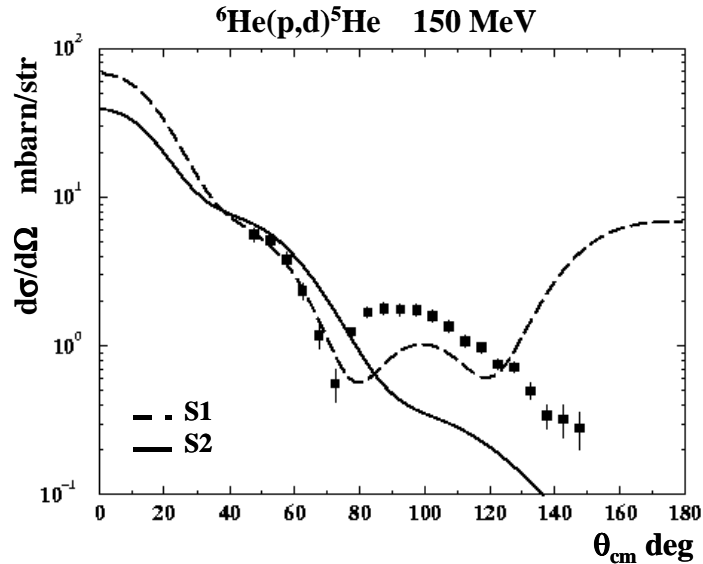


Fig 4.42: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$.

Le transfert séquentiel du second neutron du halo de ${}^6\text{He}$ à partir de l'état résonant ${}^5\text{He}+d$ est décrit par les interactions résiduelles :

$$\begin{aligned} W_{5\text{He-d}} &= V_{4\text{He-d}} + V_{n-d} - U_{5\text{He-d}} && \text{prior} \\ W_{4\text{He-t}} &= V_{4\text{He-d}} + V_{4\text{He-n}} - U_{4\text{He-t}} && \text{post} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Le potentiel rémanent $U_{4\text{He-d}}$ provient des tables de C.M. Perey et F.G.Perey [Pere76]. Le potentiel de liaison V_{n-d} a été utilisé par N. Timofeyuk dans son analyse à très basse énergie du transfert séquentiel des deux neutrons dans la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Le profondeur du potentiel $V_{4\text{He-n}}$ a été ajustée afin de reproduire l'énergie de liaison de ${}^5\text{He}$ et le déphasage de 90° caractérisant la résonance de ${}^5\text{He}$.

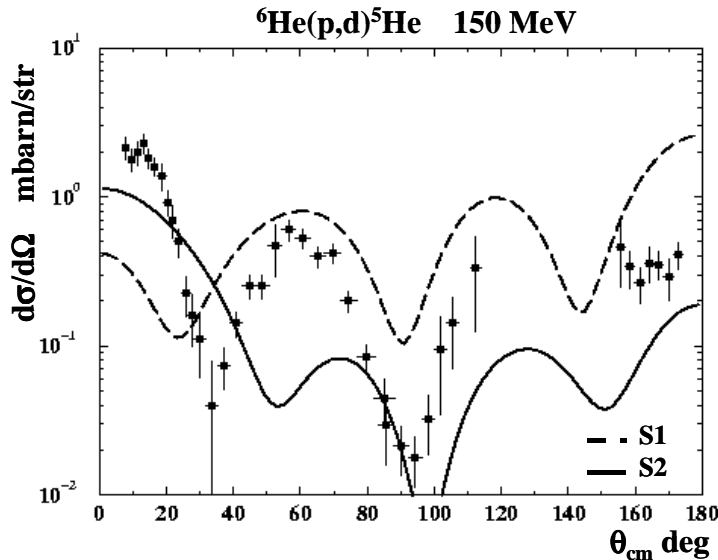


Fig 4.43: Calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ en incluant le transfert séquentiel des 2 neutrons du halo de ${}^6\text{He}$.

Le transfert séquentiel des deux neutrons via le passage par l'état résonant ${}^5\text{He}+d$ a ensuite été ajouté dans l'analyse DWBA réalisée dans la section IV.3. Ce calcul a été effectué avec les deux potentiels optiques S1 et S2 de la voie de sortie ${}^5\text{He}+d$ (Fig 4.43). La distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ n'est pas reproduite. Ce calcul illustre la difficulté d'une analyse qui implique des noyaux non-liés, pour lesquels rien n'est connu. Afin d'étudier correctement l'influence du transfert séquentiel des deux neutrons sur le calcul DWBA de ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, une étude DWBA très approfondie de la première étape ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ doit être menée. Tous les potentiels et notamment la potentiel de la voie de sortie ${}^5\text{He}+d$ doivent être étudiés systématiquement comme nous l'avons fait dans le cas du transfert direct des deux neutrons. En particulier, il serait intéressant de mesurer les angles avant de la réaction ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ afin de contraindre d'avantage le potentiel $U_{5\text{He-d}}$.

Conclusions et perspectives

La contribution de la configuration triton-triton à la fonction d'onde de l' ${}^6\text{He}$ a été étudiée grâce à la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ à 25 A.MeV. Lors de cette expérience en cinématique inverse au GANIL, le faisceau d' ${}^6\text{He}$ était produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$ à 60 A.MeV sur une cible de ${}^{12}\text{C}$. Cette expérience de transfert a été réalisée avec un faisceau d' ${}^6\text{He}$ d'environ 10^5 pps. Les angles avant et arrière de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ont été mesurés en détectant respectivement les particules α et t de haute énergie dans le spectromètre SPEG. Les angles intermédiaires ont été mesurés en détectant en coïncidence les deux particules α et t dans les télescopes de MUST. Nous obtenons un bon recouvrement entre les données obtenues avec le spectromètre SPEG et le détecteur MUST au niveau des angles avant. La distribution angulaire a été comparée aux deux mesures antérieures réalisées à Dubna par R. Wolski et S. Stepantsov. Les résultats de S. Stepantsov sont encore au stade préliminaire au point de vue de la normalisation mais montrent un bon accord sur la forme générale de la distribution angulaire et notamment sur la largeur des différentes oscillations. L'expérience effectuée par R. Wolski n'utilisait pas de détecteurs de faisceau pour corriger de l'angle d'incidence du faisceau l'angle de diffusion des particules. Cette distribution angulaire mesurée par R. Wolski présente une oscillation plus large autour de 60° . Cependant nous avons un bon accord au point de vue de la normalisation entre ces résultats et ceux du GANIL.

Lors de l'analyse, nous avons rencontré plusieurs difficultés comme la saturation en énergie des particules α dans les préamplificateurs de MUST qui n'a pas permis de connaître leur énergie. Depuis, le gain des préamplificateurs a été réduit d'un facteur deux. La calibration en énergie des détecteurs CsI du détecteur MUST a également posé beaucoup de problèmes, car elle utilisait les calibrations successives des étages précédents des télescopes de MUST, le tout reposant uniquement sur une calibration des pistes avec une source α . Au final, l'information sur les énergies des particules de la voie de sortie dans les différents étages des télescopes a uniquement été utilisée pour identifier les particules. La distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ a été obtenue à partir des corrélations angulaires entre les particules α et t. Cette technique requiert de connaître précisément les positions dans l'espace des différents modules de MUST. Les positions des particules de la réaction de transfert, reconstruites à partir du numéro des pistes touchées, étaient décalées en moyenne de 3 mm. Ce décalage était principalement dû à un repérage sommaire des positions des modules au début de l'expérience. Malgré ces difficultés, la distribution angulaire de la réaction considérée a pu être extraite sur pratiquement toute la plage angulaire entre 0° et 180° . Seuls les angles entre 120° et 160° n'ont pas pu être mesurés, faute de statistique. L'erreur sur la normalisation absolue est estimée à 14% et l'incertitude angulaire sur les

angles intermédiaires est de l'ordre de 0.5° . Cette incertitude angulaire est principalement dominée par l'incertitude géométrique sur la position dans l'espace des différents modules de MUST. Un nouveau système de repérage dans l'espace utilisant un bras télescopique a été testé et est maintenant employé. Ce nouveau dispositif de repérage devrait considérablement simplifier l'analyse des futures expériences avec le détecteur MUST en réduisant l'incertitude sur la position des modules.

Des études DWBA et en voies couplées de la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ ont été entreprises afin d'extraire les facteurs spectroscopiques des configurations alpha-dineutron et triton-triton de ${}^6\text{He}$. Ces différents calculs montrent une sensibilité très importante aux différents potentiels optiques utilisés. Les mesures de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ réalisées au GANIL et à Dubna ont permis de contraindre le potentiel optique $U_{6\text{He-p}}$ pris comme potentiel de la voie d'entrée de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Différents potentiels phénoménologiques ajustés sur les données par la méthode du χ^2 , ou microscopique comme le potentiel JLM ou encore un potentiel dérivant d'un calcul en voies couplées, qui prend explicitement en compte les excitations vers les états du continuum, ont été testés. Plusieurs de ces potentiels reproduisent de façon équivalente la distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ mais agissent différemment sur l'élément de la matrice du calcul DWBA de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Il est important dans le cas de noyaux à halo comme ${}^6\text{He}$ de prendre un potentiel d'interaction qui reflète la structure de ${}^6\text{He}$, sa faible énergie de liaison et donc des excitations probables vers les états du continuum. Le potentiel d'interaction ${}^6\text{He}+p$ développé par R. Mackintosh et K. Rusek inclut directement les effets dus à la cassure de ${}^6\text{He}$ et les excitations vers les états du continuum. Ce potentiel a donc été utilisé comme potentiel de la voie d'entrée $U_{6\text{He-p}}$ dans le calcul DWBA de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. Des progrès restent à faire sur la connaissance du potentiel de la voie de sortie ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$. En effet, ce potentiel très important dans l'analyse DWBA, n'est pas assez contraint avec les données disponibles actuellement. Enfin, les facteurs spectroscopiques extraits de cette analyse DWBA qui comprend le transfert des deux neutrons et d'un triton à partir de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ sont de 1 pour la configuration alpha-dineutron et compris entre 0.0625 et 0.09 pour la configuration triton-triton. D'après cette étude, la configuration alpha-dineutron semble être la configuration dominante de la fonction d'onde de l'état fondamental de ${}^6\text{He}$. De plus, la valeur expérimentale de S_{t-t} déduite de notre analyse DWBA est beaucoup plus faible que celles prédites par la théorie allant de 0.49 à 1.77.

L'étude en voies couplées de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ diffère de l'étude DWBA par l'ajout du transfert des deux neutrons à partir des états du continuum. La section efficace différentielle obtenue dans ce cas diminue fortement au niveau des angles avant. Il devient dès lors impossible de reproduire à la fois les angles avant et intermédiaires de la distribution angulaire mesurée. Ce calcul surestime nettement l'importance du transfert des deux neutrons à partir des états du continuum.

L'analyse en voies couplées de la distribution angulaire de la diffusion inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ mesurée à Dubna par S. Stepantsov a permis de fixer les potentiels de liaison α - $2n$ de l'état fondamental et de l'état résonant 2^+ de ${}^6\text{He}$. Ces potentiels ont été utilisés dans les calculs DWBA et en voies couplées de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$. La valeur de la probabilité de la transition réduite $B(E2)$ entre l'état fondamental de ${}^6\text{He}$ et son état résonant 2^+ obtenue lors de l'analyse de la diffusion inélastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ est de $7.08 e^2 \text{ fm}^4$, ce qui est nettement plus élevé que la valeur de $3.2 e^2 \text{ fm}^4$ mesurée par T. Aumann.

Ce travail montre qu'il est difficile d'extraire des facteurs spectroscopiques fiables sans une étude complète et approfondie des différentes voies de réactions et de tous les potentiels mis en jeu. L'amélioration des analyses DWBA et en voies couplées que nous avons effectuées demande une meilleure connaissance du potentiel optique $U_{4\text{He-t}}$ de la voie de sortie de la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ et du potentiel V_{t-t} de liaison des deux tritons dans ${}^6\text{He}$. L'étude des diffusions élastiques ${}^4\text{He}(t,t){}^4\text{He}$ et $t(t,t)t$ permettrait de fixer ces potentiels. Actuellement, ces mesures sont possibles uniquement à Dubna où, à la fois, un faisceau et une cible de tritium sont disponibles.

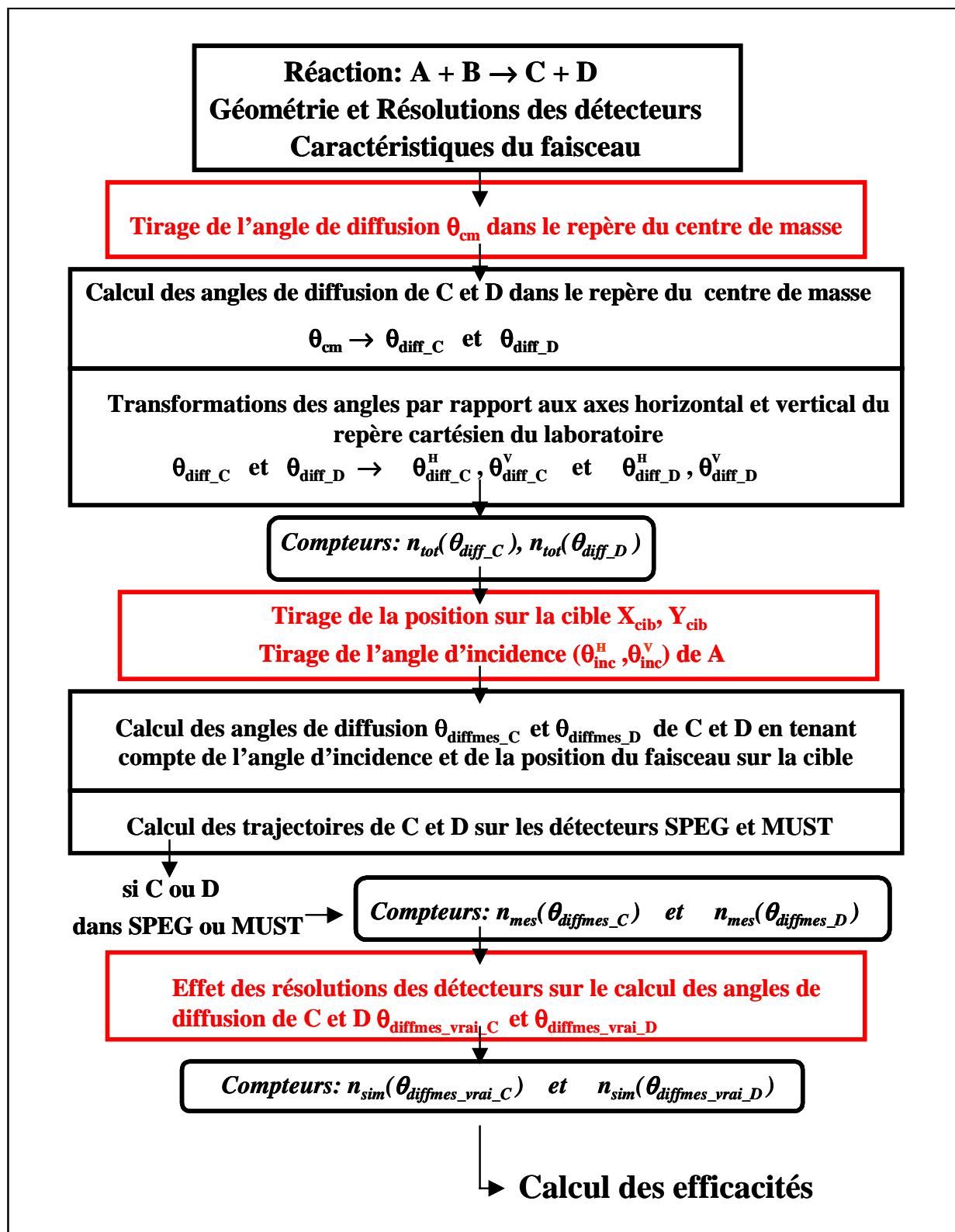
Une étude très préliminaire du transfert séquentiel des deux neutrons a également été réalisée dans ce manuscrit. Cette étude nécessite une bonne connaissance du potentiel d'interaction ${}^5\text{He}+d$, ce qui n'est pas le cas actuellement. Une mesure complète de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$ suivi d'une étude DWBA détaillée permettrait d'étudier l'influence du transfert séquentiel des deux neutrons sur la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$.

Une autre réaction comme la diffusion élastique ${}^6\text{He}(t,t){}^6\text{He}$ peut être envisagée afin de déterminer le facteur spectroscopique de la configuration triton-triton dans ${}^6\text{He}$. Une remontée aux angles arrière de la distribution angulaire signerait le transfert indissociable de la diffusion élastique d'un des tritons de ${}^6\text{He}$ vers le triton de la cible. L'analyse DWBA de cette réaction ${}^6\text{He}(t,t){}^6\text{He}$ incluant la diffusion élastique et le transfert d'un triton de ${}^6\text{He}$ serait sans nul doute plus simple que les calculs effectués dans ce manuscrit. En effet dans ce cas, le nombre de voies impliquées et par conséquent le nombre de potentiels nécessaires est fortement réduit.

L'étude de la structure nucléaire des noyaux exotiques légers grâce à des réactions de transfert de type (d,p) , $(d,{}^3\text{He})$ ou (p,t) est un domaine de physique nucléaire en pleine expansion. Les énergies et les intensités des faisceaux radioactifs délivrés par SPIRAL sont parfaitement adaptés à des expériences de transfert en cinématique inverse. Le détecteur MUST a déjà prouvé de nombreuses fois qu'il était un outil de choix pour détecter des particules légères dans des expériences de diffusion élastique, inélastique et de transfert. L'utilisation du spectromètre à grand angle solide VAMOS permet de détecter en coïncidence l'éjectile lourd et ainsi diminuer le bruit de fond de la réaction. Le détecteur MUST II, actuellement en construction, va permettre d'étudier ces réactions de transfert avec une couverture angulaire accrue et d'étudier également des noyaux plus lourds

pour lesquels le nombre d'états excités est important. Lorsque les états excités des noyaux étudiés sont proches en énergie, ce nouveau détecteur fonctionnera en coïncidence avec le multidétecteur germanium 4π Exogam. La détection des γ de décroissance des états excités augmente ainsi la résolution en énergie d'excitation de ce type d'expérience. Ainsi, l'ensemble de détection MUST et MUST II couplés à des détecteurs tels que VAMOS et Exogam seront des outils performants pour sonder la structure de noyaux exotiques plus lourds que ceux étudiés actuellement.

Appendice I: Simulation d'efficacité



Appendice II: Calculs FRESKO

Le code FRESKO [Thom88] est un programme développé par Ian Thompson de l'Université de Surrey permettant d'effectuer des calculs DWBA et des calculs en voies couplées. Tous les calculs de ce manuscrit ont été réalisés avec ce code. Dans cette annexe, deux exemples sont présentés avec leur fichier d'entrée. Le premier exemple est un calcul DWBA de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ incluant les transferts d'un triton, des 2 neutrons. Le deuxième exemple est un calcul en voies couplées de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ incluant les transferts des 2 neutrons et d'un triton et en prenant en compte également la cassure de ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}+2n$. Dans ce dernier cas, le continuum au dessus du seuil de cassure a été discrétisé en bins (I.3).

Exemple 1:

Calcul DWBA ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec des transferts 2n et t.

JUL23.03 11:47										app2 dwbaind					Page 1/1				
6He(p,t)4He DWBA										Partitions de masse									
0.10	25.00	0.10	0.1000	15.00	1.00														
0.	0.95.	0.001	P P	1															
0	1.	-180.	2.0																
0.01	2	2	0 0	36	00														
1	1	0	0	2	1														
0.5	1	0.0				60	0.0	1	0.0										
triton	3.0161	1.0				43	0.0	4.0026	2.0										+7.507
0.5	1	0.0				43	0.0	1	0.0										
4He	4.0026	2.0				1	36	3.016	1.0										+7.507
0.0	-2	1	0.0			43	0.5	1	0.0										
0																			
Potentiels																			
60	0	0	6.00	0.00	1.3														
60	1	7	-1.																
60	1	8		-1.															
60	3	7	-1.																
60	3	8		-1.															
43	0	0	4.00	0.00	1.4														
43	1	0	142.92	1.617	0.271	0.86	4.33	0.972											
12	0	2.	0.		1.2														
12	1	0	39.5	1.59	0.60														
42	0	4.		2.	0.667														
42	1	0	34.52	0.667	0.39														
7	0	0.	4.		1.25														
7	1	0	43.00	1.25	0.7														
33	0	0	3.00	3.00	0.66														
33	1	0	30.0	0.66	0.65														
31	0	0	3.00	0.00	1.2														
31	1	0	61.4	1.39	0.4														
8	0	4.		0.	1.25														
8	1	0	48.95	1.1	0.477	0.557	1.10	0.477											
0																			
Facteurs de forme																			
8	1	2	1	0	1	0	0.0	0.0	12	0	3.481	1	0	0	0	0.000	<p t>		
9	1	2	2	0	2	0	0.0	0.0	42	0	0.975	1	0	0	0	0.000	<e'He 'He>		
10	1	3	1	0	1	0	0.5	0.5	31	0	19.815	1	0	0	0	0.000	<p 'He>		
11	1	3	2	0	2	0	0.5	0.5	33	0	12.307	1	0	0	0	0.000	<e'He t>		
0																			
Couplages																			
-2	1	7	0	-1	7														
1	1	1	1	8	1.00														
-2	1	1	1	9	1.														
-3	1	7	1	-1	8														
1	1	1	1	10	1.4142														
-2	1	1	1	11	-0.25														
0	1	1																	
25.00																			

Exemple 2:

Calcul en voies couplées ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ avec des transferts $2n$ et t et couplages au continuum

Jul23, 03 1326										app2_c dcc.lmp										Page 1/2									
6He+p 151 MeV sum 2n + t + CDCC 17 channels															Partitions de masse														
0.1 30.00 0.1 0.2000 14.700 1.3																													
0. 50. 0.00 F F																													
0 0. -180. 1.0																													
a n t i - i n a i n																													
1 1 0 0 2 1																													
6He 6.018889 2.0 17 1X 1.0078 1.00 +0.0000																													
0.0 1 0.0 61 0.5 1 0.0 F																													
2.0 1 1.8 61 1																													
2.0 1 3.052 61 1																													
2.0 1 5.874 61 1																													
2.0 1 9.951 61 1																													
0.0 1 1.475 61 1															Discretisation du continuum en bins														
0.0 1 3.052 61 1																													
0.0 1 5.874 61 1																													
0.0 1 9.951 61 1																													
1.0 -1 1.475 61 1																													
1.0 -1 3.052 61 1																													
1.0 -1 5.874 61 1																													
1.0 -1 9.951 61 1																													
3.0 -1 5.874 61 1																													
3.0 -1 9.951 61 1																													
3.0 -1 15.28 61 1																													
2.0 +1 15.28 61 1																													
4He 4.0026 2.0 1 3X 3.01605 1.00 +7.507																													
3He 3.01605 1.0 -1 4He -4.0026 2.00 +7.507																													
0.5 -2 1 0.0 43 0.0 1 0.0																													
0																													
61 0 0 6.00 0.00 1.3															Potentiels														
61 4 0 4.26 1.1 0.39 → s.o proton																													
43 0 0 4.00 0.00 1.4																													
43 1 0 142.92 1.617 0.271 0.86 4.33 0.972																													
12 0 2. 0. 1.2																													
12 1 0 39.5 1.59 0.60																													
42 0 4. 2. 0.667 → V ₀																													
42 1 0 84.52 0.667 0.39																													
41 0 4. 2. 0.667 → V ₂₊																													
41 1 90.796 0.667 0.39																													
8 0 4. 0. 1.25 → V _{p-4He}																													
62 0 0 1.00 0.00 1.3																													
62 1 0 65.8 1.25 0.501 0. 0.000 0.000 → V _{p-d}																													
52 2 0 0. 0. 0.66																													
39 1 0 30.0 0.66 0.65																													
31 0 0 3.00 0.00 1.2																													
31 1 0 61.4 1.39 0.4															Facteurs de forme														
0																													
1 1 2 1 0 2 0 0.0 0.0 42 0 0.975 1 1 0 0 0.000																													
2 1 2 1 0 1 2 0.0 2.0 41 0 -0.825 3 3 0 -2 0.00 100 -0.3																													
3 1 2 1 0 1 2 0.0 2.0 41 0 -2.077 0 1 0 -2 0.00 100 -2.194																													
4 1 2 1 0 1 2 0.0 2.0 41 0 -4.899 0 1 0 -2 0.00 100 -3.451																													
5 1 2 1 0 1 2 0.0 2.0 41 0 -8.976 0 1 0 -2 0.00 100 -4.701																													
6 1 2 1 0 2 0 0.0 0.0 42 0 -0.500 0 1 0 -2 0.00 100 -0.960																													
7 1 2 1 0 2 0 0.0 0.0 42 0 -2.077 0 1 0 -2 0.00 100 -2.194																													
8 1 2 1 0 2 0 0.0 0.0 42 0 -4.899 0 1 0 -2 0.00 100 -3.451																													
9 1 2 1 0 2 0 0.0 0.0 42 0 -8.976 0 1 0 -2 0.00 100 -4.701																													
10 1 2 1 0 1 1 0.0 1.0 42 0 -0.500 0 1 0 -2 0.00 100 -0.960																													
11 1 2 1 0 1 1 0.0 1.0 42 0 -2.077 0 1 0 -2 0.00 100 -2.194																													
12 1 2 1 0 1 1 0.0 1.0 42 0 -4.899 0 1 0 -2 0.00 100 -3.451																													
13 1 2 1 0 1 1 0.0 1.0 42 0 -8.976 0 1 0 -2 0.00 100 -4.701																													

Jul 23, 03:13:26		app2_cdcr.inp										Page 2/2		
14	1 2 1 0	1 3	0.0	3.0	42	0	-4.899	0	1	0	-2	0.00	100	-3.451
15	1 2 1 0	1 3	0.0	3.0	42	0	-8.476	0	1	0	-2	0.00	100	-4.701
16	1 2 1 0	1 3	0.0	3.0	42	0	-14.305	0	1	0	-2	0.00	100	-5.956
17	1 2 1 0	1 2	0.0	2.0	41	0	-14.305	0	1	0	-2	0.00	100	-5.956
18	1 2 2 0	1 0	0.0	0.0	12	0	8.481	1	1	0	0	0.000		
19	1 3 1 0	2 0	0.5	0.5	39	0	12.309	1	1	0	0	0.000		
20	1 3 2 0	1 0	0.5	0.5	31	0	19.792	1	1	0	0	0.000		

0														
-2	1	7	0-1	8										
	1	1	1	1	1.0000									
	1	2	1	2	1.0000									
	1	3	1	3	1.0000									
	1	4	1	4	1.0000									
	1	5	1	5	1.0000									
	1	6	1	6	1.0000									
	1	7	1	7	1.0000									
	1	8	1	8	1.0000									
	1	9	1	9	1.0000									
	1	10	1	10	1.0000									
	1	11	1	11	1.0000									
	1	12	1	12	1.0000									
	1	13	1	13	1.0000									
	1	14	1	14	1.0000									
	1	15	1	15	1.0000									
	1	16	1	16	1.0000									
	1	17	1	17	1.0000									
	-2	1	1	18	1.0000									
-3	1	7	0-1	8										
	1	1	1	19	-0.25									
	-2	1	1	20	1.4142									
	1	2	3 3 0 0	62.0	8.0									
	0	1	1											
151.00														

Couplages

couplage avec le continuum

→ Folding

Références

- [Akim03] H. Akimune et al., *Phy. Rev.* **C67**, 051302 (2003)
- [Alkh97] G. D. Alkhazov et al., *Phy. Rev. Lett.* **78**, 2313 (1997)
- [Amos00] K. Amos et al., *Adv. in Nucl. Phys.* **275**, 25 (2000).
- [Amst73] N. Amstrong et al., *Phy. Rev.* **C6**, 1692 (2003)
- [Ann87] R. Anne, *Nucl. Instr. and Meth.* **A257**, 215 (1987)
- [Ann97] R. Anne, *Nucl. Instr. and Meth* **B126**, 279 (1997)
- [Arai99] K. Arai et al., *Phy. Rev.* **C59**, 3 (1999)
- [Auma99] T. Aumann et al., *Phy. Rev.* **C59**, 1252 (1999)
- [Aust87] N. Austern et al., *Phy. Rep.* **154**, (1987) 125
- [Bach72] A.D. Bacher et al., *Phy. Rev.* **C5**, 1147 (1972)
- [Bang96] J. M. Bang et al., *Phys. Rep.* **264**, 27 (1996)
- [Barr02] B. R. Barrett et al., *Nucl. Phys.* **A704**, 254 (2002)
- [Bazi02] D. Bazin et al., code Lise, Ganil, Caen
- [Baug98] E. Bauge et al., *Phy. Rev.* **C58**, 2 (1998)
- [Beau02] D. Beaumel, Ganil proposal for Experiment E422S, Janvier 2002
- [Becc69] F.D. Becchetti et al., *Phy. Rev.* **177**, 1466 (1969)
- [Berg90] J.F. Berger et al., *Comput. Phys. Com.*, **63** (1990) 365
- [Bert98] G. F. Bertsch et al., *Phy. Rev.* **C57**, 1366 (1998)
- [Bian89] L. Bianchi et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A276**, 509 (1989)
- [Blum99] Y. Blumenfeld et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A421**, 471 (1999)
- [Borr83] V. Borrel et al., *Z. Phys.* **A 314**, 191 (1983)
- [Brog81] R. A. Broglia et A. Winther, *Heavy ion reactions*, Vol 1, Benjamin Cummings, Reading

- [Casj94] J-M. Casandjian, subroutine ABER, Annexe de [Mitt94]
- [Chib61] R. Chiba et al., J. Phys. Soc. Jpn 16, 1077 (1961)
- [Coop00] S. G. Cooper et al., Nucl. Phys. **A677**, 187 (2000)
- [Clar92] N. M. Clarke, J. Phys. G **18**, 917 (1992)
- [Cort96] M. D. Cortina Gil, Thèse de doctorat, Université de Caen (1996)
- [Char96] M. Chartier, Thèse de doctorat, Université de Caen (1996)
- [Csot93] A. Csoto, Phys. Rev. **C48**, 1 (1993)
- [Daeh80] Daehnick et al., Phys. Rev. **C21**, 6 (1980)
- [Dani98] D. Danilin et al., Nucl. Phys. **A632**, 383 (1998)
- [Dech80] J. Dechargé et al., Phys. Rev. **C21**, 1568 (1980)
- [Faes84] A. Faessler et al., Nucl. Phys. **A428**, 271 (1984)
- [Fets71] W. Fetscher et al., Phys. Lett. **B35**, 32 (1971)
- [Fort01] S. Fortier, Ganil proposal for Experiment E401S, Mai 2001
- [Gagn02] P. Gagnant, Communication privée, Ganil, 2002
- [Gupt00] D. Gupta et al., Nucl. Phys. **A674**, 77 (2000)
- [Han87] P. G. Hansen et B. Jonson, Europhys. Lett. 4, 409 (1987)
- [Hinte68] F. Hinterberger et al., Nucl. Phys. **A111**, 265 (1968)
- [Hodg71] Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford (1971)
- [Hüfn75] J. Hüfner, Phys. Rev. **C12**, 6 (1975)
- [Jack70] D. F. Jackson, Nuclear Reactions, Methuen and Co, LTD, 1970
- [Jeuk77] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rev. **C16**, 80 (1977)

- [Jeuk77-2] J. P. Jeukenne et al., *Phy. Rev.* **C15**, 1 (1977)
- [Kana02] Y. Kanada-En'yo, *Phy. Rev.* **C66**, 011303 (2002)
- [Kara00] S. Karataglidis et al., *Phy. Rev.* **C61**, 024319 (2000)
- [Keel01] N. Keeley et al., *Phy. Rev.* **C65**, 014601 (2001)
- [Khal96] J. S. Al-Khalili et al., *Phy. Rev.* **C54**, 1843 (1996)
- [Kors97] A. A. Korshennikov et al., *Nucl. Phys.* **A617**, 45 (1997)
- [Laco80] M. Lacombe et al., *Phy. Rev.* **C21**, 861 (1980)
- [Lago01] A. Lagoyannis et al., *Phy. Lett.* **B518**, 27 (2001)
- [Lapo98] V. Lapoux, Thèse de doctorat, Université Paris 11 (1998)
- [Lapo01] V. Lapoux et al., *Phy. Lett.* **B517**, 18 (2001)
- [Lau95] K. Lau, *Nucl. Instr. and Meth* **A366**, 298 (1995)
- [Leo87] W.R. Leo, *Techniques for Nucl. and Part. Phys. Experiments*, Springer-Verlag (1987)
- [Libi02] J.F Libin, Communication privée, GANIL, 2002
- [Mac98] M. Mac Cormick et al., GANIL report R98 02 (1998)
- [Mach87] R. Machleidt et al., *Phys. Rep.* **149**, 1 (1987)
- [Mack03] R. S. Mackintosh et al., *Phy. Rev.* **C67**, 034607 (2003)
- [Maré98] F. Maréchal, Thèse de doctorat, Université Paris 11 (1998)
- [Marq01] F. M. Marqués et al., *Phy. Rev.* **C64**, 061301 (2001)
- [Mell83] S. Mellema et al., *Phy. Rev.* **C28**, 2267 (1983)
- [Mitt94] W. Mittig, Cours de l'école Joliot-Curie, 1994
- [Moro02] A. M. Moro, *Phy. Rev.* **C66**, 024612 (2002)
- [Myo02] T. Myo et al., *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **146**, 601 (2002)

[Neme85] O. F. Nemets et al., *Yad. Fiz.* **42**, 809 (1985)

[Neme88] O.F. Nemets et al., *Clusters de nucléons dans les noyaux atomiques et réactions de transfert de plusieurs nucléons (en russe)*, Académie Ukrainienne de Science, Institut de recherches nucléaires, Kiev, 1988.

[Neud72] V. G. Neudatchin et al., *Lett. Nuov. Cim.* **5**, 834 (1972)

[Odl96] O. H. Odland et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A378**, 149 (1996)

[Ogan99] Yu. Ts. Oganessian et al., *Phy. Rev.* **C60**, 044605 (1999)

[Orr02] N. Orr, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **146**, 201 (2002)

[Otti98] S. Ottini, Thèse de doctorat, Université Paris 11 (1998)

[P542] Proposition d'expérience P542, Denis Lavergne, janvier 2000

[Pako01] A. Pakou, *Nucl. Phys.* **A691**, 661 (2001)

[Pere76] C. M. Perey et F. G. Perey, *At. Nucl. Data Tables*, **17** (1976)

[Petr93] F. Petrovich et al., *Nucl. Phys.* **A563**, 387 (1993)

[Pita00] S. Pita, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2000)

[Reid68] R. Reid, *Ann. Phys.* **50**, 411 (1968)

[Rous86] P. Roussel, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1986

[Ruse97] K. Rusek et al., *Phy. Rev.* **C56**, 1895 (1997)

[Ruse00] K. Rusek et al., *Phy. Rev.* **C61**, 034608 (2000)

[Ruse01] K. Rusek et al., *Phy. Rev.* **C64**, 044602 (2001)

[Ruse03] K. Rusek et al., *Phy. Rev.* **C67**, 041604 (2003)

[Saga92] H. Sagawa, *Phy. Lett.* **B286**, 7 (1992)

[Saku87] Y. Sakuragi, *Phy. Rev.* **C35**, 6 (1987)

- [Saku86] Y. Sakuragi, Prog. Theor. Phys. Suppl. **89**, 136 (1986)
- [Sauv01] E. Sauvan, Thèse de doctorat, Université de Caen (2001)
- [Sauv1b] E. Sauvan et al., Phy. Rev. Lett. **87**, 042501 (2001)
- [Satc83] G. R Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press (1983)
- [Sart83] R. Sartor et al., Nucl. Phys. **A404**, 392 (1983)
- [Schw69] P Schwandt et al., Phy. Lett. **B30**, 1 (1969)
- [Simm88] P. J. Simmons et al., Nucl. Phys. **A482**, 653 (1988)
- [Skaz01] Ganil Proposal for Experiment E408S
- [Smir77] Yu. F. Smirnov et al., Phy. Rev. **C15**, 1 (1977)
- [Step02] S. V. Stepantsov et al., Phy. Lett. **B542**, 35 (2002)
- [Step03] S. V. Stepantsov, communication privée, juin 2003
- [Tani85] I. Tanihata et al., Phy. Lett. **B160**, 380 (1985)
- [Tani88] I. Tanihata et al., Phy. Lett. **B206**, 592 (1988)
- [Tani99] I. Tanihata, Nucl. Phys. **A654**, 235 (1999)
- [Ter-98] G. M. Ter-Akopian et al., Phy. Lett. **B426**, 251 (1998)
- [Timo00] N. Timofeyuk et al., Phy. Rev. **C61**, 044608 (2000)
- [Timo01] N. Timofeyuk, Phy. Rev. **C63**, 054609 (2001)
- [Thom88] I. J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988)
- [Thom00] I. J. Thompson, communication privée, 2000
- [Varn91] R. L. Varner et al., Phy. Rep. **201**, 57 (1991)
- [Vinc70] J. S. Vincent et al., Nucl. Phys. **A143**, 121 (1970)
- [Vism01] A. de Vismes et al., Phy. Lett. **B505**, 15 (2001)

[Werb73] M. F. Werby et al., *Phy. Rev.* **C8**, 1 (1973)

[Wiel99] J. Van de Wiele, *Réactions nucléaires, cours de l'APN, Orsay, 1999*

[Wols99] R. Wolski et al., *Phy. Lett.* **B467**, 8 (1999)

[Zerg01] T. Zerguerras, *Thèse de doctorat, Université Paris-Sud (2001)*

[Zhuk93] M. V. Zhukov et al., *Phys. Rep.* **231**, 151 (1993)

[Zieg85] J. F. Ziegler, *The stopping and range of ions in solids*,
Pergamon Press, New York, 1985.

Résumé:

Cette étude porte sur l'importance des configurations α -2n et triton-triton de ${}^6\text{He}$. Nous avons mesuré la distribution angulaire de la réaction de transfert ${}^6\text{He}(p,t)\alpha$ à 25 A.MeV au GANIL avec le spectromètre SPEG couplé au détecteur MUST. Les angles avant et arrière c.m. sont obtenus avec SPEG. Les coïncidences des modules MUST fournissent les angles intermédiaires. La diffusion élastique ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$, également mesurée avec le spectromètre SPEG, fixe le potentiel optique ${}^6\text{He}+p$ pour la voie d'entrée de la réaction de transfert. Des calculs DWBA et en voies couplées de la section efficace différentielle de ${}^6\text{He}(p,t)\alpha$ ont permis d'étudier la sensibilité aux voies de réactions possibles du système ${}^6\text{He}+p$ et notamment la cassure de ${}^6\text{He}$ en discrétisant le continuum. La comparaison entre les sections efficaces différentielles de ${}^6\text{He}(p,t)\alpha$ calculée et expérimentale donne un facteur spectroscopique proche de 1 pour la configuration α -2n et compris entre 0.06 et 0.09 pour la configuration t-t.

Title: Study of the ${}^6\text{He}$ wave function by the ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ transfer reaction: contribution of the triton-triton configuration.

Abstract:

This work is devoted to the study of the importance of the α -2n and triton-triton configurations in ${}^6\text{He}$. We measured at GANIL, the angular distribution of the transfer reaction ${}^6\text{He}(p,t)\alpha$ at 25 A.MeV with the SPEG spectrometer coupled to the MUST array. The forward and backward c.m. angles were obtained with SPEG. The coincidences of the MUST modules provide the intermediate angles. The elastic scattering ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$, measured at the same time with the SPEG spectrometer, sets the optical potential ${}^6\text{He}+p$ for the entrance channel of the transfer reaction. DWBA and coupled channels calculations allow to study the sensitivity to the possible different channels of the ${}^6\text{He}+p$ system and specially the ${}^6\text{He}$ breakup with discretized-continuum channels. The comparison between the theoretical and experimental ${}^6\text{He}(p,t)\alpha$ differential cross-section gives a spectroscopic factor close to 1 for the α -2n configuration and between 0.06 and 0.09 for the t-t configuration.

Mots-clés:

Physique Nucléaire, Structure Nucléaire, Diffusion élastique, Réaction de transfert