Étude du noyau très riche en neutrons 10 He par réaction de transfert d'un proton 11 Li(d, 3 He)

Adrien MATTA

2 avril 2012

Résumé

Ce document est une synthèse du manuscrit de thèse rédigé en anglais et initialement intitulé "Study of the very neutron-rich ¹⁰He by one-proton transfer reaction ¹¹Li($d, {}^{3}$ He)". Il reprend la structure originale du manuscrit.

1 Motivations

La physique à la drip-line offre l'opportunité d'étudier les noyaux à la limite du paysage que couvre la physique nucléaire, ou l'addition de nouveaux protons et neutrons ne peut plus être supporté par les noyaux. A l'approche de la drip-line, la structure même des noyaux se trouve modifiée par rapport aux noyaux plus stables. Les fermetures de couches classiques disparaissent et de nouveaux phénomènes surgissent, tel que la clusterisation et les halos.

L'une des principales caractéristiques des noyaux le long de la vallée de stabilité est la structure en couches et les nombres magiques qui lui sont associées. Maria Goeppert-Mayer mit en place les fondements d'une approche de champs moyen, le modèle en couches, où les nucléons occupent les états propres d'un potentiel Harmonique complété par une interaction de spin-orbite. L'occupation complète des couches majeures confère aux noyaux ayant le nombre correspondant de nucléons de valences une stabilité supplém- entaire, dénotée nombre magique (2,8,20,28). Cette description du noyau devient une référence de part son pouvoir prédictif sur les énergies de liaisons et explique les spin et parités des états de particules des noyaux stables.

Depuis une vingtaine d'années, le développement de nouvelles installations capables de produire des noyaux loin de la stabilité, nous offre l'opportunité d'étudier la structure de noyaux ayant un rapport neutron-proton très élevé. Des modifications importantes dans la structure en couche sont alors observées et de nouveaux nombres magiques apparaissent alors que certains disparaissent. Un bon exemple est le nombre N=8, qui perd sa magicité lorsque l'on s'éloigne de la stabilité. Ceci se comprend par une augmentation de l'attraction des couche $0_{p_{3/2}}$ avec les neutrons de la couche $0_{p_{1/2}}$ à mesure que l'on enlève des protons de la couche $0_{p_{3/2}}$. L'évolution des couches n'est pas la seule caractéristique des noyaux exotiques. L'apparition de structures compactes de nucléons à l'intérieur du noyau, les cluster ou agrégats, donnent lieu à l'apparition de configurations spatiales spécifiques. Certain noyaux présentent même une structure de type moléculaire, comme le ⁹Be, ou deux particules α s'échangent un neutron covalant.

Un des phénomènes les plus impressionnants est, bien entendu, la formation de noyaux à halo. En effet, la faible énergie de liaison des neutrons de valences leur permet de pénétrer le puits de potentiel de l'interaction nucléaire. En conséquence, ceux-ci ont une fonction d'onde à l'extension spatiale anormalement importante. L'exemple canonique de ce type de noyaux est le ¹¹Li, dont le rayon carré moyen est identique à celui du ⁴⁸Ca, alors même que celui-ci contient presque cinq fois plus de nucléons. La formation d'un halo nécessite des conditions spécifiques. Tout d'abord, à cause de l'interaction colombienne, qui tend à garder les protons proches du coeur, limite l'apparition de halos de protons, ceux-ci n'ont pour le moment jamais été observés. De façon similaire, le potentiel centrifuge associé aux états de moments angulaires importants contraint la formation du halo aux systèmes ayant des neutrons de valences dans des états *s* ou *p*. C'est le cas du ¹¹Li qui présente dans son état fondamental un mélange de configurations *s* et *p*.

Le noyaux d'¹⁰He est un sujet d'intérêt depuis de nombreuses années. Dans un premier temps le fait qu'il soit doublement magique, ainsi que les systématiques sur l'énergie de liaison des isotopes d'Hélium conduisent à l'idée que le ¹⁰He pourrait être lié et ce, malgré son rapport N/Z très défavorable. En 1967, une expérience est menée afin de détecter un ¹⁰He lié parmi les fragments de la fission spontanée du ²⁵²Cf. Aucun ¹⁰He n'est détecté, mais les conditions expérimentales ne permettent pas d'exclure le caractère lié du système. Une seconde expérience est menée en 1973, utilisant cette foisci la spallation du ²³⁵U. Il faudra finalement attendre les années 80 et une expérience de fragmentation de ¹⁸O pour établir de façon certaine le caractère non lié du ¹⁰He. Les dispositifs expérimentaux de l'époque ne permettent alors pas d'étudier une telle résonance, et ce n'est que 10 ans plus tard que seront faites les premières études du ¹⁰He en tant que système non lié.

La description de ces noyaux légers et riches en neutrons est ambitieuse. En effet, les modèles courants reposant sur une approche de champs moyen, comme le modèle en couches, où les nucléons sont décrits comme des états de particules indépendantes évoluant dans un champs moyen résultant des interactions avec l'ensemble des autres nucléons n'est plus possible à cause du petit nombre de nucléons. Il existe d'autres approches, comme les modèles à trois corps où le noyau est décrit par un coeur en interaction avec des nucléons de valences. Ce type de modèles permet de décrire certaine résonances riches en neutrons moyennant la connaissance de la structure du coeur et de l'interaction neutron-neutron et neutron-coeur. Aoyama parvient à reproduire les états du ¹¹Li avec un tel modèle, et prédit un état jamais observé dans le ¹⁰He juste au dessus du seuil d'émission de deux neutrons.

La première de ces expériences est menée par Korshennenikov et collaborateurs, a RIKEN en 1994. Cette expérience utilise un faisceaux de 11 Li a 60 AMeV et une cible de

 CD_2 épaisse. Cette dernière ne permet pas de détecter les ³He provenant des réactions de transfert et les différents mécanismes de réactions tel que la cassure sur le carbone. Le spectre est obtenu par la méthode de masse invariante ou un ⁸He et deux neutrons issus de la décroissance du ¹⁰He sont détectés en coïncidences. Le spectre obtenu est interprété par la présence d'un unique état résonant à 1.2 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons. La résolution expérimentale ne permet pas d'extraire la largeur naturelle de l'état en question mais une limite maximum de 1.2 MeV est donnée.

La même année en Allemagne, à HMI, est réalisée une expérience reposant sur le double échange de charges. Cette réaction dont le mécanisme s'apparente au transfert de quatre nucléons n'a que peu de sélectivité et permet de peupler de nombreux états. L'analyse du spectre est délicate, les contributions des différents contaminants de la cible imposant de les normaliser pour les soustraire. Le spectre final est interprété par la présence de trois états, le premier se situant à 1.07 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons.

En 1997, à RIKEN est utilisé pour la première fois la méthode de la masse manquante pour étudier le ¹⁰He. Un faisceau de ¹¹Li est envoyé sur une cible de protons et les protons provenant de la réaction (p,2p) sont détectés en coïncidence. Les fragments lourds issus de la réaction sont également détectés permettant l'obtention de spectres d'une grande qualité. Le spectre obtenu présente un pic situé à 1.27 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons. Néanmoins, cette interprétation repose sur l'approximation eikonal, dont la validité à l'énergie utilisée, 83 AMeV, est discutable.

Une expérience similaire est réalisée en 2010 à GSI, cette fois-ci en utilisant un faisceau de ¹¹Li à une énergie relativiste de 280 AMeV. La faible intensité du faisceau impose l'utilisation d'une cible épaisse ne laissant pas sortir les protons de la réaction. C'est donc la méthode de la masse invariante qui est ici utilisée, détectant en coïncidences deux neutrons et un ⁸He. Le spectre peut être interprété de plusieurs façon, en considérant une résonance et un fond corrélé ou deux états résonants. En ce basant sur les corrélations angulaires des fragments détectés et un modèle décrivant la fonction d'onde du ¹¹Li dans la voie d'entrée conduisent les auteurs à interpréter leur spectre comme deux résonances, dont la première se situerait 1.54 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons.

C'est a DUBNA que seront menées les premières expériences en transfert visant à l'étude du ¹⁰He. La réaction employée est le transfert de deux neutrons. Pour ce faire un faisceau de basse énergie de ⁸He est envoyé sur une cible de tritium gazeux. Les protons issus de la réaction sont détectés aux angles arrières alors que les fragments lourds sont détectés aux angles avants. Le spectre de masse manquante ne présente aucun coups entre 0 et 3 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons. Dans un second temps, l'expérience est refaite de façon à obtenir plus de statistique et cette fois-ci un état à 2.21 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons est identifié.

Nous pouvons ainsi percevoir qu'il existe d'importantes incertitudes sur la structure du 10 He et principalement sur la position du premier état résonant. De plus, l'ensemble de ces études se focalisent sur la décroissance en 8 He+n+n. Enfin, peu d'information sont disponibles sur la structure de cet état. En conséquence, nous proposons d'étudier

ce système en utilisant la réaction de transfert d'un proton ¹¹Li(d,³He) et la méthode de la masse manquante afin d'obtenir un spectre d'excitation du ¹⁰He. Les coïncidences avec les particules lourdes autour de zéro degré permettront d'obtenir un spectre pour chaque voie de décroissance. Enfin, le formalisme de la DWBA permettra l'interprétation des sections efficaces différentielles associées aux états observés.

2 Dispositif expérimental

Afin de réaliser notre expérience nous avons besoin d'un faisceau de ¹¹Li d'une bonne intensité et d'une pureté acceptable. De plus, une énergie de quelques dizaines de MeV par nucléon est nécessaire pour se situer dans une gamme favorable aux réactions de transfert. Un tel faisceau ne peut être produit qu'au Japon, en utilisant le séparateur RIPS du RIKEN Nishina Center. Cette installation permet de produire le faisceau de ¹¹Li par fragmentation d'un faisceau de ¹⁸O sur une cible de Be à une énergie de 100 AMeV. Les fragments de réactions sont séparés à l'aide de deux dipôles et d'un dégradeur.

La mauvaise qualité optique des faisceaux de fragmentations impose l'utilisation de détecteurs de faisceaux de façon à reconstruire événement par événement la position et l'angle du faisceau sur la cible. Pour ce faire nous avons utiliser les détecteurs de faisceaux PPAC (Parallel Plates Avalanche Counters), visibles sur la figure 1, disponibles à RIKEN. Lorsqu'une particule chargée traverse le volume de gaz contenu dans le détecteur, une gerbe d'électrons est formée et migre vers un plan de pistes grâce à un champs électrique. La charge collectée par le plan de pistes est analysée par un système de lignes à retard pour être convertie en une information de position. Une fois la position connue dans différents plans, la trajectoire du faisceau peut être reconstruite.

La détection des ³He issues de la réaction est difficile. En effet, ceux-ci sont de basses énergies, entre 5 et 20 MeV. La cible de CD₂ employée contient énormément de carbone et par conséquent un fond important de particules α est attendu. Afin de séparer les ³He des ⁴He, nous devons employer la technique d'identification Δ E-E. A cette énergie les ³He ne pouvant pas traverser le premier étage du télescope MUST2, présenté sur la figure 2, nous avons ajouté un détecteur mince de 20 μ m présenté sur la figure 3.

L'ensemble de détection MUST2 est constitué de 8 télescopes. Chacun de ces télescopes présente trois étages de détections et un bloc d'électronique intégré :

- **DSSD** Le détecteur silicium à pistes double face est un détecteur semi-conducteur de 300 μ m d'épaisseur. Il permet la détection des particules et la mesure de leurs énergies avec une résolution d'environ 40 keV. Les pistes présentes sur les face d'entrée et de sortie du détecteur permettent une mesure de la position et donc de l'angle de la particule avec une précision angulaire de 0.2 degrés. Cet étage présente une surface large de 100 cm² et 128 pistes sur chaque face.
- Si(Li) Le deuxième étage est un détecteur semi-conducteur épais de Silicium dopé au Lithium. Cet étage permettant une bonne mesure de l'énergie pour les particules



FIGURE 1 – Les Parallel Plates Avalanche Counters permettent de détecter la position des particules du faisceau en utilisant un système de lignes à retards.

de plus haute énergie présente une efficacité géométrique limitée à 70% à cause de sa segmentation. Il n'a pas été utilisé dans notre expérience.

- CsI(Tl) Le dernier étage est constitué de 16 cristaux de CsI dopés au Tl et lut par 16 photodiodes. Cet étage épais permet d'arrêter les particules de hautes énergies mais sa résolution en énergie et sa réponse non linéaire en font un détecteur moins précis que le Si(Li). Lors de notre expérience cet étage a été utilisé comme veto pour limiter le fond provoqué par les particules de hautes énergies.
- Les carte MUFEE L'ensemble de la détection est lu par des cartes électroniques MUFEE (MUST2 Front End Electronic) intégrées à chaque télescope et permettant le traitement des signaux en temps et en énergie de chaque voie de détection. Les détecteurs minces à semi conducteur de 20 μm d'épaisseur laissent traverser les ⁴He et ³He de basses énergies qui y déposent une partie importante de leur énergie, typiquement de l'ordre du MeV. Ces détecteurs présentent une surface, moindre que les MUST2, de seulement 25 cm². Afin d'éviter une baisse de l'efficacité, une mécanique spécifique a été dessinée à l'IPNOrsay afin de les monter à 65 mm de la face d'entrée des télescopes MUST2. Cette mécanique est visible sur la figure 3.

L'ensemble de détection fut monté dans le hall expérimental E6 où se termine la



FIGURE 2 – Une vue éclatée de l'un des télescopes MUST2. Le détecteur est constitué de trois étages de détections, le DSSD sensible en position et en énergie et les Si(Li) et CsI(Tl) sensibles en énergie.

ligne du séparateur RIPS. La chambre à réactions était composée de l'assemblage d'une chambre provenant du GANIL (Caen, France) pour le fond et d'un couvercle provenant d'une chambre disponible sur place au Japon. Le dispositif une fois monté est visible sur la figure 4 à l'exception de la détection autour de zéro degré, monté une fois la chambre fermé.



FIGURE 3 – Les détecteurs minces de 20 μm de silicium permettent l'identification de particules de basses énergies. Ils sont placés devant les télescopes MUST2 à l'aide d'une mécanique spécifiquement développée pour cette expérience.



FIGURE 4 – Une vue d'ensemble du dispositif expériment al monté dans le hall E6 au RIKEN Nishina Center.

3 Simulation

Afin de dessiner le dispositif expérimental, avant l'expérience, des simulations basées sur la méthode Monte Carlo ont été réalisées. Pour se faire un code, NPTool, a été développé dans le but de fournir un cadre de travail général pour la simulation et l'analyse de ce type d'expérience. NPTool se base sur les deux outils principaux pour ce genre de tâches, Geant4 pour la simulation et ROOT pour le traitement des flux de données, réels ou simulés.

NPTool permet aujourd'hui de simuler un grand nombre d'expérience et de cas de physiques différents de façon simple et systématique. Un exemple de géométrie simulée peut être trouvé sur la figure 5, où le dispositif utilisé pour ce travail a été simulé. Le programme permet de prendre en compte tous les effets de pertes d'énergies et d'élargissement angulaire dans les différentes épaisseurs de matières traversées par les particules chargées.



FIGURE 5 – Le dispositif expérimental simulé dans le programme NPTool.

4 Analyse de données

L'analyse de données est un point décisif dans l'obtention de résultats. Il faut en effet prendre en compte tous les effets affectant les résultats et dans le cadre d'une approche systématique les prendre en comptes de façon rigoureuse.

L'un des points importants de cette expérience était notre capacité à séparer les ³He des ⁴He et des ³H par la technique de ΔE -E. Un tel spectre d'identification est visible

sur la figure 6. On notera que les ³He ne peuvent être séparés des ⁴He, cela à cause d'importantes inhomogénéités dans l'épaisseur des détecteurs minces.



FIGURE 6 – Le spectre d'identification ΔE -E avant correction pour le télescope 1. les ³He et ⁴He ne sont pas discernables.

La grande granularité du détecteur MUST2 nous permet fort heureusement de pallier à ce problème. Pour ce faire nous avons utilisé les particules α d'énergies connues issues d'une source trois α . En sélectionnant le pic de plus haute énergie et à l'aide d'une table de perte d'énergie nous sommes parvenus à extraire la valeur de l'épaisseur du détecteur mince en chaque point de sa surface. Cette cartographie du détecteur en épaisseur est visible sur la figure 7.



FIGURE 7 – La cartographie en épaisseur du détecteur 2. L'épaisseur varie de 22 μ m a 13 μ m, loin des ±1 μ m annoncés par le fabricant.

Grace à cette cartographie nous pouvons alors corriger la perte d'énergie événement par événement et, obtenir un spectre d'identification exploitable. Un tel spectre est visible sur la figure 8 où l'on distingue clairement les ³He des ⁴He. L'identification des particules de Z=1 est également améliorée.



FIGURE 8 – Après correction le spectre d'identification devient exploitable.

5 Discussion des résultats

Le dispositif expérimental nous a permis d'obtenir des données sur de nombreux canaux de réaction. Parmi eux, la diffusion élastique nous fournie des informations importantes sur les potentiels nucléaires dans la voie d'entrée, indispensables à une analyse correcte des sections efficaces des réactions d'intérêts.

Nous avons obtenue les spectres en énergie pour le ⁹Li et le ¹¹Li à l'aide de la diffusion élastique. Ces spectres visible sur les figures 9 et 10 présentent un pic correspondant à l'état fondamental de ces noyaux. Dans les deux cas, la position de ce pic reproduit

correctement la masse des noyaux considérés.



FIGURE 9 – Spectre en energie d'excitation obtenu pour le noyau de 9 Li par la reaction 9Li(d,d).

L'extraction des sections efficaces de réaction, correctement normalisés à l'épaisseur de cible, aux nombre de particules incidentes et a l'efficacité de détection, a permis le test des potentiel d'interaction de la voie d'entrée. Si les potentiels globaux utiliser reproduise bien le cas du ⁹Li, une perte de flux attribué a la faible énergie de liaison du 11Li, est observé dans le cas du faisceaux de ¹¹Li.

La réaction (d,3He) permet de peupler les noyaux de ⁸He, pour le cas du ⁹Li, et de ¹⁰He dans le cas du ¹¹Li. La nature liée du ⁸He et la bonne qualité du faisceau de ⁹Li ont permis une identification facile des résidus lourds autour de zéro degré. Le spectre



FIGURE 10 – Spectre en energie d'excitation obtenu pour le noyau de ¹¹Li par la reaction 11Li(d,d).

obtenu est visible sur la figure 11 permet d'observer un signal bien défini en l'absence de fond. Ce pic reproduit bien la masse du 8 He.

La section efficace de réaction associée, visible sur la figure 12, permet l'extraction d'un facteur spectroscopique, caractérisant le recouvrement des fonctions d'ondes d'entrée et de sortie, de 0.18(8). Cette faible valeur au regard des prédictions théoriques, de 0.385 dans le cas des équations inhomogènes et de 0.5 dans le cas des calculs VMC.

Dans le cas du ¹⁰He, la mauvaise définition énergétique du faisceau de ¹¹Li associée à la nature non liée du ¹⁰He, qui va décroitre en ⁸He+n+n conduit à une mauvaise identification des résidus lourds autour de zéro degré.



FIGURE 11 – Spectre en energie d'excitation obtenu pour le noyau de ⁸He par la reaction 9Li(d,3He).

En conséquence, le spectre visible sur la figure 13 présente un fond important. Néanmoins, une brève étude statistique sur le spectre correspondant, en utilisant une cible de carbone pure permet d'affirmer que le surplus de statistique présent dans la région située entre -1 MeV et 2 MeV est lié à la présence d'un état résonnant du ¹⁰He. Un ajustement permet d'obtenir la position de cet état 1.4 MeV au dessus du seuil d'émission de deux neutrons.

La section efficace de réaction associée, visible sur la figure 14, permet l'extraction d'un facteur spectroscopique, caractérisant le recouvrement des fonctions d'onde d'entrée et de sortie, de 0.13(6). Le caractère de halo du ¹¹Li et la nature non liée du



FIGURE 12 – Section efficace de réaction ${}^{9}\mathrm{Li}(\mathrm{d},{}^{3}\mathrm{He})$ comparée à un calcul DWBA renormalisé pour obtenir un facteur spectroscopique.

 $^{10}\mathrm{He}$ rendent les prédictions concernant ce recouvrement difficile. Il n'existe pour le moment pas de valeurs prédites.



FIGURE 13 – Spectre en energie d'excitation obtenu pour le noyau de $^{10}{\rm He}$ par la réaction $^{11}{\rm Li}({\rm d},{\rm 3He}).$



FIGURE 14 – Section efficace de réaction $^{11}{\rm Li}({\rm d},{}^{3}{\rm He})$ comparée a un calcul DWBA renormalisé pour obtenir un facteur spectroscopique.

6 Conclusion

Les résultat présentés ici nous permettent de mieux appréhender le comportement des noyaux légers loin de la stabilité et, mettent en relief le fait que les approches de champs moyens ne sont plus adaptées pour ces noyaux légers et riches en neutron. Nos facteurs spectroscopiques peuvent être comparés à ceux obtenus par Wuosmaa et collaborateurs sur le même type de réaction avec des faisceaux stables. Il apparait clairement sur la figure 15 que la tendance est à la baisse à l'approche de la drip line signant que les isotopes d'Hélium ont une structure de plus en plus différente de ceux de Lithium.

Il reste néanmoins de nombreuses façons d'améliorer nos résultats, en utilisant par exemple les facteurs de formes *ab initio* de façon à affiner notre reproduction de la section efficace.



FIGURE 15 – Evolution facteur spectroscopique caractéristique du recouvrement entre les fonctions d'onde des Lithium et des Helium.