

Identification de l'état fondamental du ^{10}Li

M. Chartier^{1,2*}, J.R. Beene², B. Blank^{1,3}, L. Chen¹, A. Galonsky¹, N. Gan², K. Govaert¹, P. G. Hansen¹, J. Kruse¹, V. Maddalena¹, M. Thoennessen¹, R. L. Varner²

^{1/} National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University, East Lansing, MI 48824-1321, USA

^{2/} Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box 2008, Oak Ridge, TN 37831-6368, USA

^{3/} Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, BP 120, Le Haut Vigneau, 33175 Gradignan Cedex, France

* Adresse permanente : CENBG

Abstract

The proton-stripping reaction from a ^{11}Be radioactive beam incident on a beryllium target demonstrates that only $(7 \pm 3)\%$ of the ^9Li residues in the reaction are in coincidence with the 2.7 MeV γ -ray corresponding to the ^9Li first excited state. This implies that the previously observed low-energy neutrons from the decay of the unbound nucleus ^{10}Li represent a direct $l = 0$ transition to the ^9Li ground state. Consequently, neutron-unbound ^{10}Li is proven to have the same parity inversion as occurs in the case of ^{11}Be with a $1s_{1/2}$ intruder state below the natural parity $0p_{1/2}$ state.

Une inversion de l'ordre des couches dans les noyaux légers de la couche p a depuis longtemps été observée expérimentalement dans le ^{11}Be , noyau à halo de un neutron. L'apparition de l'état intrus $s_{1/2}$ de la couche sd comme état fondamental de ce noyau ($1/2^+$) conduit à une inversion de parité et le premier état excité à 320 keV est l'état de parité normale ($1/2^-$). Dans le cas du ^{10}Li qui a un proton de moins, ces deux états sont dans le continuum mais sont toujours observables en tant qu'états virtuels couplés à un proton dans l'état $0p_{3/2}$, conduisant aux paires $I^\pi = 2^-, 1^-$ et $I^\pi = 1^+, 2^+$ pour les états $1/2^+$ et $1/2^-$ respectivement. Les calculs théoriques prévoient ces deux états proches en énergie, la plupart prédisant $I^\pi = 2^-$ [1, 2, 3, 4] et d'autres $I^\pi = 1^+$ [5, 6] pour l'état fondamental du ^{10}Li .

La structure du noyau non-lié de ^{10}Li , et particulièrement la nature de son état fondamental, affecte notre compréhension du noyau à halo de deux neutrons de ^{11}Li . En effet la connaissance de l'interaction ($n + ^9\text{Li}$) est cruciale pour les calculs à trois corps du système Borroméen ($n + n + ^9\text{Li}$) pour lequel les deux sous-systèmes ^2n et ^{10}Li ne sont pas liés.

Malgré des efforts expérimentaux considérables la structure du ^{10}Li constitue toujours un problème ouvert. Un état p situé autour de 540 keV semble être confirmé [7], correspondant vraisemblablement au niveau 2^+ . Cependant on ne peut exclure la possibilité d'un état p ($I^\pi = 1^+$), à 240 keV [8] bien qu'il ne soit pas observé dans une expérience récente utilisant la réaction de transfert $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ [9]. L'espacement entre ces niveaux d'environ 300 keV est cohérent avec une estimation de Brown [4]. La situation pour l'état s est encore plus compliquée. Un état s ne se manifeste pas comme une résonance dans le continuum mais apparaît comme une structure large de largeur comparable à son énergie, le rendant difficile à détecter à haute énergie. Cependant un état s peut se manifester par une forte interaction dans l'état final.

Des mesures de vitesses relatives montrent un pic étroit centré à zéro dans le spectre de vitesse relative ^9Li -n cohérent avec un état s ou p à très basse énergie [10, 7]. L'interprétation d'un état s est soutenue par l'étroite distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec les noyaux de ^9Li formés à partir de noyaux de ^{11}Be à 460 MeV/nucléon dans la réaction de stripping d'un proton sur une cible de carbone [11]. Ces expériences ont permis de quantifier la force de l'interaction ^9Li -n en termes de longueur de diffusion a_s , calculée avec un modèle de puits de potentiel. La valeur de $a_s < -20$ fm suggère une très forte interaction qui peut être convertie en l'énergie équivalente de l'état virtuel $\hbar^2/2ma_s^2 < 50$ keV [11, 7].

Cependant les expériences de vitesses relatives déterminent l'énergie du ^{10}Li seulement par rapport au système ^9Li -n. La possibilité que le ^{10}Li décroisse par émission de neutron sur le seul état excité du ^9Li à 2.7 MeV ne peut être exclue [10]. Cette incertitude rend contestable l'attribution de l'état s comme état fondamental du ^{10}Li . Dans notre nouvelle expérience nous avons mesuré la décroissance γ de l'état à 2.7 MeV du ^9Li . L'observation ou non de cette raie γ détermine si la décroissance par neutron de basse énergie correspond à une transition depuis un état excité dans le ^{10}Li sur l'état excité du ^9Li ou bien à une transition entre les deux états fondamentaux. Le deuxième cas confirmerait l'attribution de l'état fondamental du ^{10}Li comme un état s.

Dans une expérience réalisée au National Superconducting Cyclotron Laboratory de Michigan State University (USA) un faisceau secondaire de ^{11}Be (46 MeV/nucléon, 5×10^4 ions/s) produit par fragmentation d'un faisceau de ^{13}C et séparé dans le spectromètre A1200 bombardait une cible de ^9Be . L'identification des fragments chargés était obtenue par la mesure de leur perte d'énergie dans un détecteur silicium et de leur énergie résiduelle dans des barres de scintillateur plastique. Les raies γ provenant du breakup du ^{11}Be en fragments de ^8Li et ^{10}Be étaient détectées dans un ensemble de cristaux de BaF_2 de ORNL-NSCL-TAMU placés à 90° . Cet ensemble constitué de 89 cristaux couvrait un angle solide d'environ 1 sr et avait une résolution d'environ 12 % pour des raies γ de 2.7 MeV ainsi qu'une efficacité de $(2.4 \pm 0.6) \%$ à cette énergie. L'analyse des coïncidences fragment- γ a nécessité une reconstruction événement par événement des gerbes de raies γ ainsi qu'une correction du shift Doppler, les rayonnements γ étant émis par une source rapide.

Le signal de coïncidence des raies γ avec les noyaux de ^9Li étant faible il était important d'avoir une vérification indépendante de la méthode d'analyse. Le spectre de coïncidence des rayonnements γ avec les fragments de ^{10}Be montre des raies bien résolues en excellent accord avec une expérience récente [12] dédiée à cette réaction. La figure ci-dessous montre le spectre de coïncidence des raies γ avec les fragments de ^9Li et ^8Li . Puisque le ^8Li n'a qu'un seul état excité lié à 0.98 MeV il permet d'estimer le bruit de fond dans la région d'intérêt autour de 2.7 MeV qui est attribué au breakup de la cible, aux neutrons rapides et aux résidus du projectile qui réagissent dans les barres de scintillateur créant alors des neutrons et des raies γ . Alors que le spectre de coïncidence des rayonnements γ avec les fragments de ^8Li ne présente aucune structure prononcée, un pic à 2.7 MeV est clairement visible dans le spectre de coïncidence des rayonnements γ avec les fragments de ^9Li . A partir du nombre de raies γ de 2.7 MeV détectées (70 ± 15), corrigé de l'efficacité de l'ensemble de cristaux de BaF_2 à cette énergie, ainsi que du nombre de fragments de ^9Li détectés (40000^{+200}_{-11000}), nous avons obtenu un rapport d'embranchement vers l'état excité du ^9Li à 2.7 MeV de $(7 \pm 3) \%$.

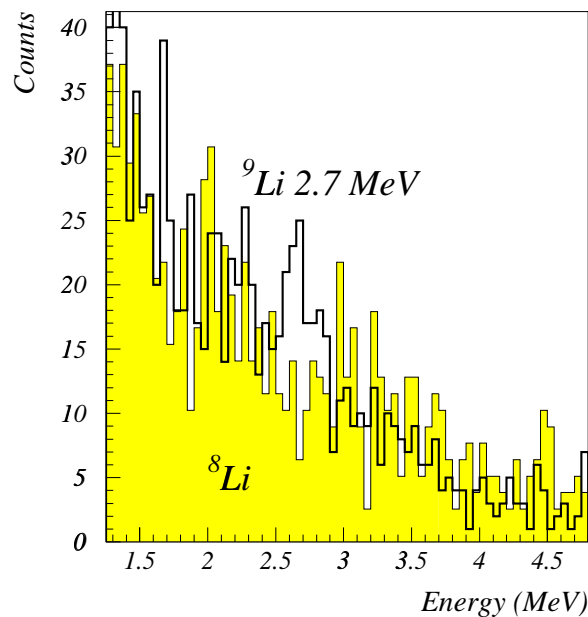


Figure 1 : Spectre de coïncidences ^9Li - γ (ligne noire) montrant un excès de (70 ± 15) raies γ à 2.7 MeV. Le bruit de fond est déterminé à partir des coïncidences ^8Li - γ (zone grisée). Les deux spectres sont normalisés au même nombre de résidus du projectile.

Le faible embranchement vers l'état excité prouve que la majorité des neutrons de basse énergie ($> 90 \%$) sont émis dans une transition à partir de l'état fondamental du ^{10}Li vers l'état fondamental du ^9Li . Cette observation, couplée à l'attribution de $l = 0$ à l'émission de neutron de basse énergie obtenue dans les références [10, 7], complète l'argument en faveur d'une composante neutron $l = 0$ prédominante dans l'état fondamental du ^{10}Li . L'état fondamental du ^{10}Li a donc la configuration dominante $\pi 0p_{3/2} \otimes \nu 1s_{1/2}$.

Tableau 1 : Facteurs spectroscopiques pour le recouvrement de l'état fondamental du ^{10}Be avec l'état fondamental du ^9Li et l'état excité $1/2^-$ du ^9Li calculés dans le cadre du modèle en couches. Ces facteurs spectroscopiques résultent dans le peuplement relatif théorique de l'état excité $b_\gamma(\text{theo.})$ qui est comparé à notre valeur expérimentale $b_\gamma(\text{exp.})$.

	Brown [4]	Timofeyuk & Thompson [13]
SF $\langle ^{10}\text{Be}_{\text{g.s.}} \mid ^9\text{Li}_{\text{g.s.}} (3/2^-) \rangle$	2.29	1.94
SF $\langle ^{10}\text{Be}_{\text{g.s.}} \mid ^9\text{Li}^*(1/2^-) \rangle$	0.35	0.107
$b_\gamma(\text{theo.})$	13.3 %	5.2 %
$b_\gamma(\text{exp.})$	(7 ± 3) %	

Il est possible d'estimer théoriquement le peuplement relatif des deux niveaux du ^9Li dans le breakup du ^{11}Be en supposant que le neutron du projectile reste un spectateur dans l'état initial $1s_{1/2}$. Le taux de coïncidence est alors donné par les facteurs spectroscopiques reliant le ^{10}Be aux niveaux finaux. Ce calcul ne nécessite que des fonctions d'onde de la couche p. Le tableau ci-dessus montre le bon accord entre notre résultat expérimental et les estimations de Brown [4] et de Timofeyuk et Thompson [13].

Pour résumer, nous avons analysé les coïncidences fragments- γ à partir des réactions de breakup d'un faisceau secondaire de ^{11}Be et nous avons identifié l'état fondamental du ^{10}Li . Cette expérience ainsi que des indications antérieures montre que l'inversion de parité persiste dans les noyaux $N = 7$ au-delà de la drip-line.

Références

- [1] B.A. Brown, Int. Symp. on Frontiers of Nucl. Struc. Phys., RIKEN, Japan (1993).
- [2] H. Kitagawa *et al.*, Nucl. Phys. **A551**, 16 (1993).
- [3] N.A.F.M. Poppelier *et al.*, Z. Phys. **A346**, 11 (1993).
- [4] B.A. Brown, private communication (1998).
- [5] J. Wurzer and H.M. Hofmann, Z. Phys. **A354**, 135 (1996).
- [6] P. Descouvemont, Nucl. Phys. **A626**, 647 (1997).
- [7] M. Thoennessen *et al.*, Phys. Rev. **C59**, 111 (1999).
- [8] H.G. Bohlen *et al.*, Nucl. Phys. **A616**, 254c (1997).
- [9] J.A. Caggiano *et al.*, Phys. Rev. **C60**, 034607 (1999).
- [10] R.A. Kryger *et al.*, Phys. Rev. **C47**, R2439 (1993).
- [11] M. Zinser *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1719 (1995).
- [12] T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 35 (2000).
- [13] N. Timofeyuk and I. Thompson, private communication (1997).