

УДК 539.171.016:539.171.12:539.143.5:539.141:539.17.02

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

© 2020 г. А. Г. Алибаева¹ *, Л. И. Галанина², А. К. Морзабаев¹

¹Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: alibayeva.aidana@gmail.com

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Проанализированы результаты эксперимента по неупругому рассеянию ^{11}Li с энергией 66 МэВ на протонах методом связанных каналов в рамках трехчастичной модели кластерного возбуждения с помощью кода FRESKO. Модель дипольного возбуждения хорошо описала эксперимент. Предложенный метод позволит установить параметры возбужденного уровня изотопа, размер его динейтронной периферии и в перспективе оценить ширину резонансного уровня.

DOI: 10.31857/S0367676520100038

ВВЕДЕНИЕ

В 1985 г. на пучках ^{11}Li было сделано открытие аномально большого радиуса ^{11}Li [1]. Для объяснения этого явления была предложена модель, в основе которой лежало предположение о существовании у ^{11}Li нейтронного гало, образованного двумя валентными нуклонами [2]. С того времени начала интенсивно развиваться область ядерной физики, в которой исследуются свойства нейтронно-избыточных ядер, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности [3]. Однако имеющаяся экспериментальная и теоретическая информация о структуре и размерах гало-ядер, в том числе и ^{11}Li , все еще остается неоднозначной [4].

Рассмотрение ^{11}Li как трехтельной системы ($^9\text{Li} + n + n$) делает возможным использование микроскопических подходов, тестирование различных ядерных моделей и потенциалов ядерного взаимодействия. В [5] было проведено изучение структуры и размеров нейтронной периферии изотопов лития при последовательном добавлении нейтронов. Для этого использовалась (t, p) реакция при энергии падающих частиц 7–10 МэВ/нуклон в приближении как одноступенчатого механизма динейтронной передачи, так и механизма последовательной передачи двух нейтронов. Было показано, что материальные радиусы изотопов лития, определенные в разных моделях, значительно отличаются друг от друга.

В такой ситуации естественно привлечение новых подходов к поиску и изучению экзотических ядер, в том числе связанных с изучением воз-

бужденных состояний. В настоящее время большая часть имеющейся информации относится к основному состоянию ядра. Данные об энергии возбуждения, ширинах и радиусах возбужденных состояний гало-ядер являются неоднозначными. Метод исследования структуры уровней легких ядер вблизи границы нуклонной стабильности с помощью реакций поглощения остановившихся π^- -мезонов был разработан в цикле экспериментов, выполненных на синхротроне ПИЯФ [6]. Метод дифракционных максимумов (МДМ) [7] позволяет определять среднеквадратичный радиус возбужденного короткоживущего состояния ядра по положениям экстремумов угловых распределений упругого и неупругого рассеяния.

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ^{11}Li

Наиболее изученной является спектроскопия нейтронноизбыточных изотопов лития. Энергия отделения двух нейтронов у изотопа ^{11}Li $S_{2n} = 0.3693(6)$ МэВ достаточно мала, поэтому все возбужденные состояния ^{11}Li являются нуклонно-нестабильными. Экспериментальные результаты по их параметрам представлены в компиляции [8]. В большом количестве работ был обнаружен уровень в области энергий возбуждения $E_x \approx 1$ МэВ, при этом измеренные значения этой величины различаются от 0.6 до 1.3 МэВ. Также различаются и ширины этих состояний от 0.26 до 0.75 МэВ.

В [9] было обнаружено высокое значение сечения электромагнитной диссоциации пучка ^{11}Li на свинцовой мишени. Для объяснения этого явле-

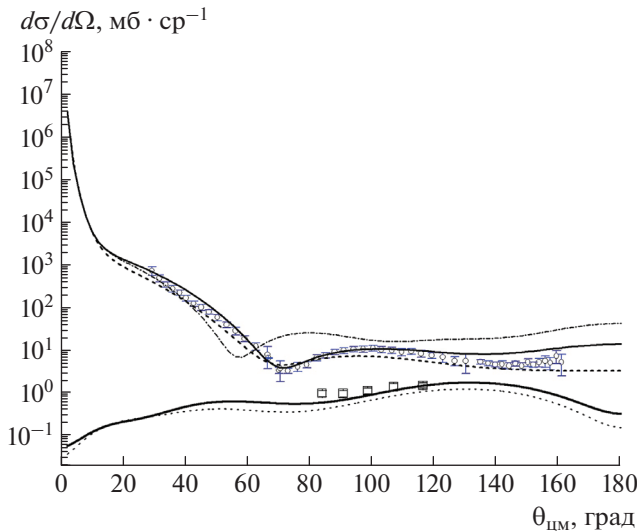


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния протонов на ^{11}Li . Экспериментальные сечения: кружки – упругое; квадратики – неупругое. Кривые – расчет: пунктирная в оптической модели, сплошная тонкая в МСК с $L = 2$, штрихпунктирная кривая – в МСК с $L = 0$. Сплошная толстая и точечная – неупругое сечение в МСК с $L = 1$ с $R_{9\text{Li}-nn} = 3.03$ фм и $R_{9\text{Li}-nn} = 2.7$ фм.

ния была сделана гипотеза о существовании мягкой моды дипольного резонанса. Мягкая мода дипольного резонанса ожидается в ^{11}Li как результат коллективного возбуждения 2-нейтронного гало при низких энергиях.

Формирование возбужденного состояния ядра ^{11}Li возможно двумя способами. Первый связан с возбуждением кора ^9Li в состояния с энергией 1.2–2.69 МэВ – ниже энергии отделения нейтрона (4.06 МэВ). Второй связан с возбуждением функции относительного движения между ядром и валентными нейтронами. Этот способ ведет к распаду ядра, поскольку энергия связи двух валентных нейтронов в ядре ^{11}Li составляет около 200 кэВ, поэтому такой уровень является резонансным. Поскольку магнитные и квадрупольные моменты изотопов ^9Li и ^{11}Li достаточно близки, следует ожидать, что основную роль в образовании возбужденных уровней ядра ^{11}Li играет функция относительного движения ядра и валентных нейтронов.

В [10] неупругое рассеяние ^{11}Li на протонах в обратной кинематике было исследовано на установке IRIS в TRIUMPH с использованием пучка ^{11}Li с энергией 66 МэВ. В этом эксперименте наиболее часто встречавшееся возбужденное состояние ^{11}Li наблюдалось при $E = 0.80 \pm 0.02$ МэВ с шириной $\Gamma = 1.15 \pm 0.06$ МэВ. На основании анализа измеренного дифференциального сечения неупругого рассеяния, выполненного в борнов-

ском приближении искаженных волн с использованием макроскопических изоскалярных форм-факторов (программный код CHUCK [11]), авторы делают вывод, что наблюдаемое состояние возбуждается при электрическом дипольном $E1$ -переходе.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА В РАМКАХ МСК ПО FRESKO

В настоящей работе проведен анализ результатов этого эксперимента в рамках метода связанных каналов (МСК) с помощью кода FRESKO в модели кластерного возбуждения [12]. В этой модели реализуется трехчастичное приближение. Налетающее ядро ^{11}Li состоит из двух кластеров: кора ^9Li и динейтрона, находящихся на расстоянии \vec{r} . Потенциал взаимодействия протона с ^{11}Li строится из взаимодействий протона с каждым кластером, зависящих от разных переменных:

$$U_{11\text{Li}-p}(\vec{r}, \vec{R}) = U_{9\text{Li}-p}(\vec{R}_1) + U_{nn-p}(\vec{R}_2),$$

$$\vec{R}_1 = \vec{R} + \frac{2}{11}\vec{r}, \quad \vec{R}_2 = \vec{R} - \frac{9}{11}\vec{r}.$$

Зависимость потенциала взаимодействия от относительного расстояния \vec{r} между кластерами обеспечивает кулоновское и ядерное возбуждение ядра и связь между основным и возбужденным уровнями ^{11}Li .

Расчетные сечения упругого и неупругого рассеяния вместе с экспериментальными данными показаны на рис. 1. Кружки и квадраты обозначают экспериментальные сечения в упругом и неупругом канале соответственно [10]. Пунктирная кривая показывает расчетное сечение упругого рассеяния по оптической модели с набором параметров оптических потенциалов (ОП) V из [10].

Следует отметить, что в оптической модели параметры потенциалов, подобранные из наилучшего описания эксперимента, компенсируют отсутствие в модели других механизмов взаимодействия. Поэтому при учете дополнительных механизмов параметры ОП могут и должны изменяться. На рис. 1 сплошной тонкой кривой показано дифференциальное сечение упругого рассеяния, рассчитанное по МСК с учетом связи основного и возбужденного состояний ^{11}Li (с теми же параметрами ОП). Квантовые числа валентных нейтронов допускают наличие двух значений относительно орбитального момента между кором и динейтроном $L = 0, 2$. Однако расчет показывает, что при $L = 0$ положение минимума кривой дифференциального сечения не соответствует эксперименту (штрихпунктирная кривая).

При расчете сечения неупругого рассеяния наилучшее соответствие с экспериментом получено при относительном орбитальном моменте $L = 1$ (толстая сплошная кривая). Возбужденный

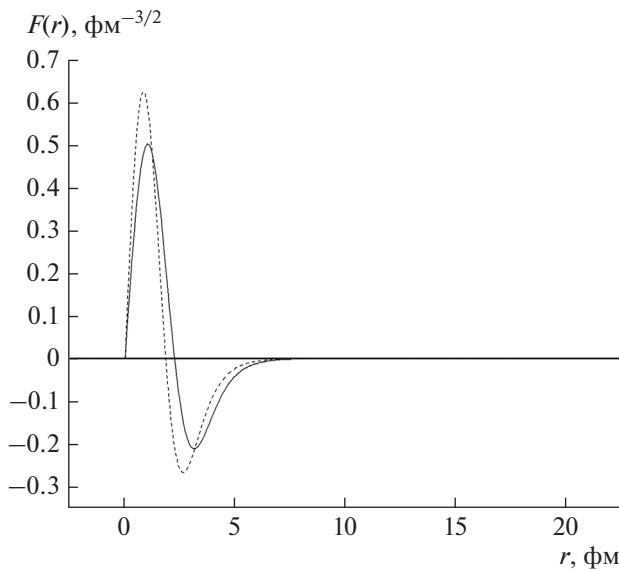


Рис. 2. Волновая функция относительного движения динейтрона и кора. Сплошная кривая соответствует среднеквадратичному радиусу $R_{9\text{Li}-nn} = 3.03$ фм, пунктирная линия – 2.7 фм.

уровень при этом имеет момент $J = 1/2^+$. Однако для окончательного вывода желательно наличие экспериментальных точек в неупругом канале в более широкой угловой области.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Расчетное дифференциальное сечение в МСК зависит от волновой функции относительного движения динейтрона и кора ${}^9\text{Li}$. Для связанных состояний эта функция определяется по заданной энергии связи, геометрическим параметрам потенциала связи и числу узлов, определяемому орбитальным моментом L относительного движения кора и динейтрона (WDP [13]). В результате сечение неупругого рассеяния чувствительно к значению радиуса потенциала взаимодействия кора и динейтрона. Зная волновые функции относительного движения передаваемых нейтронов и кора, можно определить соответствующие плотности вероятности и среднеквадратичные радиусы динейтронной конфигурации возбужденного состояния [5].

На рис. 2 показана волновая функция относительно движения ${}^9\text{Li}$ и динейтрона. Сплошная кривая соответствует дифференциальному сечению неупругого рассеяния на рис. 1, показанному сплошной кривой. Среднеквадратичный радиус динейтронной конфигурации возбужденного состояния в этом случае равен $R_{9\text{Li}-nn} = 3.03$ фм. Пунктирной кривой на рис. 2 показана волновая функция относительно движения ${}^9\text{Li}$ и динейтрона при уменьшении среднеквадратичного радиу-

са до 2.7 фм. Соответствующее сечение неупругого рассеяния (точечная кривая на рис. 1) при этом опускается и становится меньше экспериментального.

Таким образом, МСК в кластерной модели при сопоставлении расчетов с экспериментальными данными позволяет установить параметры возбужденного уровня изотопа и размер его динейтронной периферии. Используя вместо волновой функции относительного движения, полученной в WDP, волновую функцию Гамова [14], можно оценить ширину резонансного уровня.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках МСК в трехчастичной модели кластерного возбуждения с помощью кода FRESKO проанализированы результаты эксперимента по упругому и неупругому рассеянию ${}^{11}\text{Li}$ с энергией 66 МэВ на протонах. Расчетные сечения упругого и неупругого рассеяния, полученные в едином самосогласованном подходе, позволили описать экспериментальные данные. Зависимость расчетных сечений от параметров волновой функции относительного движения кора и динейтрона (орбитального момента и среднеквадратичного радиуса) из сопоставления расчетов с экспериментом позволяет установить параметры возбужденного уровня изотопа и размер его динейтронной периферии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
2. Hansen P.G., Jonson B. // Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 409.
3. Tanihata I., Savajols H., Kanungo R. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 68. P. 215.
4. Калпакчиева Р., Пенионжеквич Ю.Э. // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33. № 6.
5. Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 744.
6. Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В. и др. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 338.
7. Danilov A.N., Demyanova A.S., Ogloblin A.A. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. Art № 054603.
8. Kelley J.H., Kwan E., Pursell J.E. et al. // Nucl. Phys. A. 2012. V. 880. P. 88.
9. Stanoiu M., Sohler D., Sorlin O. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art № 034315.
10. Tanaka J., Kanungo R., Alcorta M. et al. // Phys. Lett. B. 2017. V. 774. P. 268.
11. Kunz P.D., Rost E. // Comp. Nucl. Phys. 1993. V. 2. P. 88.
12. http://www.fresco.org.uk.
13. Austern N. Direct nuclear reaction theories. N.Y.: Wiley-Intersci., 1970. 390 p.
14. Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S., Odintsov N.V. // Comp. Phys. Comm. 1992. V. 73. P. 161.