

## Нейтронное гало в экзотическом первом возбужденном состоянии ${}^9\text{Be}$

А. С. Демьянова<sup>a1)</sup>, А. А. Оглоблин<sup>a</sup>, А. Н. Данилов<sup>a</sup>, С. В. Дмитриев<sup>a</sup>, В. И. Старостин<sup>a</sup>, С. А. Гончаров<sup>b</sup>,  
Т. Л. Беляева<sup>c</sup>, В. Трзаска<sup>d2)</sup>, В. А. Маслов<sup>e</sup>, Ю. Г. Соболев<sup>e</sup>, Н. Буртебаев<sup>f</sup>, Е. Мухамеджанов<sup>g</sup>,  
Л. И. Слюсаренко<sup>h</sup>, Ю. Н. Павленко<sup>h</sup>

<sup>a</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>b</sup>МГУ им. Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Россия

<sup>c</sup>Независимый университет штата Мехико, 5000 Толуса, Мексика

<sup>d</sup>Jyväskylä Yliopisto Finland, FI-40014 Jyväskylä, Finland

<sup>e</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

<sup>f</sup>Институт ядерной физики, 050032 Алматы, Казахстан

<sup>g</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, 050040 Алматы, Казахстан

<sup>h</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 12 августа 2015 г.

Измерены дифференциальные сечения рассеяния  ${}^9\text{Be} + \alpha$  (упругого и неупругого с возбуждением состояний 1.68 и 2.43 МэВ) при энергиях 40 и 90 МэВ. С помощью модифицированной дифракционной модели определены радиусы возбужденных состояний. Среднеквадратичный радиус уровня 1.68 МэВ оказался примерно на 1 Фм больше радиусов обоих соседних состояний, что является следствием наличия в нем нейтронного гало, близкого по своим свойствам к известному гало в ядре  ${}^{11}\text{Be}$ . Полученный результат является первым наблюдением гало в несвязанном состоянии, расположенном выше порога эмиссии нейтрона.

DOI: 10.7868/S0370274X15190029

**1. Введение.** Ядро  ${}^9\text{Be}$  является единственным стабильным ядром, состоящим из двух альфа-частиц и нейтрона, в котором каждая пара не связана, но все они вместе образуют устойчивую систему. Такая структура, называемая иногда бороминовской, характерна для многих ядер вблизи нейтронной границы стабильности. Можно ожидать, что в  ${}^9\text{Be}$  проявятся ряд свойств так называемых экзотических ядер.

Особый интерес вызывает первое возбужденное состояние  $1/2^+$  с энергией возбуждения 1.68 МэВ, лежащее всего на 20 кэВ выше порога эмиссии нейтрона. Свойства этого состояния представляют большой общезначимый интерес в связи с тем, что они определяют вероятность синтеза  ${}^{12}\text{C}$  и более тяжелых элементов при взрыве сверхновых.

Исследованию состояния 1.68 МэВ посвящено большое количество работ, как теоретических (на-

пример, [1]), так и экспериментальных (например, [2]). Мы применили к его изучению разработанный нами новый подход – измерение радиусов возбужденных состояний с помощью неупругого рассеяния (модифицированная дифракционная модель, МДМ) [3]. Предыдущий опыт показал, что определение радиусов возбужденных состояний является эффективным, а иногда и критическим методом выбора между различными теоретическими моделями ядерной структуры (см., например, [4]). В результате впервые были измерены [5–7] радиусы состояния 1.68 МэВ и уровней базисующейся на нем вращательной полосы, оказавшиеся значительно большими, чем радиусы основного и соседних возбужденных состояний. Было высказано предположение о том, что состояние 1.68 МэВ имеет нейтронное гало. Это заключение довольно сильно меняло сложившиеся представления, т.к. ранее во многих работах понятие гало связывалось не только с удаленностью валентного нейтрона от остова ядра, но и с конкретным видом волновых функций,

<sup>1)</sup>e-mail: a.s.demyanova@bk.ru

<sup>2)</sup>W. Trzaska

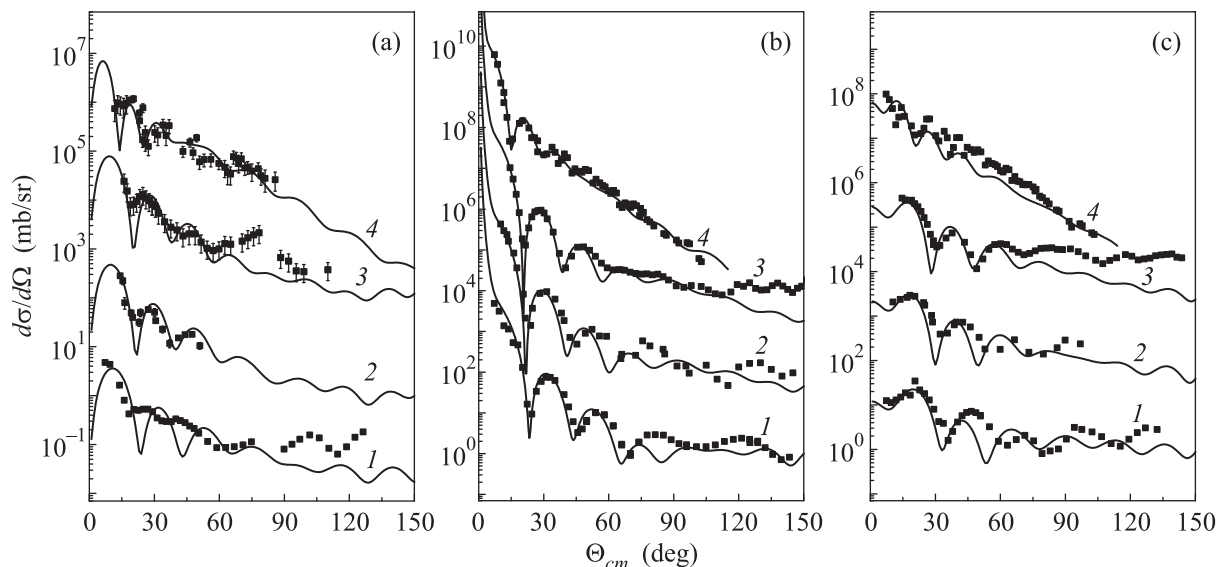


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого (b) и неупругого с образованием состояний 1.68 МэВ (a) и 2.43 МэВ (c) рассеяния  ${}^9\text{Be} + \alpha$  при энергиях альфа-частиц 30 МэВ (1), 35.5 МэВ (2, умножено на фактор  $10^2$ ); 40 МэВ (3, умножено на фактор  $10^4$ ); 90 МэВ (4, умножено на фактор  $10^6$ ). Сплошные кривые отвечают расчетам по оптической модели для упругого рассеяния и методом искаженных волн для неупругого

которые в подпороговых состояниях и континууме различны.

Результаты, полученные в [5–7], опирались лишь на один-два эксперимента [7, 8], выполненных при близких и довольно низких энергиях альфа-частиц (30 и 35 МэВ). При таких энергиях большую роль часто играют непотенциальные и многоступенчатые механизмы, которые могут заметно исказить сечения рассеяния. Вклада этих механизмов нельзя было исключить и в упомянутых работах [7, 8], в которых наблюдались заметные расхождения в перекрывающейся области углов. Наилучшим способом проверки являются измерения при более высоких энергиях.

**2. Результаты и обсуждение.** Ввиду важности проблемы мы предприняли новое исследование неупругого и упругого рассеяния при энергиях альфа-частиц 90 и 40 МэВ. Подробное описание самого эксперимента (измерения проводились на циклотронах Университета Ювяскула, Финляндия, и Института ядерной физики Алматы, Казахстан) и всех полученных результатов будет дано в отдельной публикации. Настоящая работа посвящена почти исключительно состоянию 1.68 МэВ. Помимо сечения образования этого конкретного состояния, при тех же энергиях были измерены сечения упругого и неупругого рассеяния с возбуждением состояния 2.43 МэВ, необходимые для анализа.

На рис. 1a приведены измеренные дифференциальные сечения неупругого рассеяния  ${}^9\text{Be} + \alpha$  с воз-

буждением состояния 1.68 МэВ при 90 и 40 МэВ и, для сравнения, полученные в [7, 8] при 30 и 35 МэВ. Структура угловых распределений под малыми углами при энергиях 90, 40 и 35 МэВ оказалась практически тождественной, отвечающей известным закономерностям дифракционного рассеяния (правило фаз, смещение экстремумов с энергией как  $E^{1/2}$ ). В данных при самой низкой энергии (30 МэВ) действительно наблюдаются некоторые отклонения от общего поведения. На вероятный существенный вклад других механизмов реакции указывает нестандартная форма максимумов и нехарактерный для дифракционного рассеяния сдвиг экстремумов с углом. Поскольку в угловом распределении при 30 МэВ общей систематике экстремумов надежно соответствует лишь первый минимум (для которого вклад непотенциальных механизмов должен быть наименьшим), лишь он использовался в дальнейшем анализе.

На рис. 1b приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния, измеренные в настоящей работе, а также взятые из [7, 8] при энергиях 30 и 35 МэВ. Все сечения хорошо воспроизводятся стандартной оптической моделью.

Наконец, на рис. 1c показаны сечения неупругого рассеяния с возбуждением состояния 2.43 МэВ (данные при 30 и 35 МэВ взяты из [7, 8]). Этот уровень, так же как и состояние 1.68 МэВ, лежит над порогом и является членом вращательной полосы основного состояния  ${}^9\text{Be}$ . Согласно [5, 6] его радиус, как и ради-

ус основного состояния, является “нормальным” и не имеет каких-либо признаков нейтронного гало. Описание с помощью расчетов методом искаженных волн в целом является хорошим. Однако при минимальной энергии 30 МэВ вторая осцилляция уже не воспроизводится, что может указывать на вклад непотенциальных механизмов.

Величина радиуса возбужденного состояния определялась с помощью МДМ, которая подробно описана в [3, 6]. Там же приведен ряд ее успешных приложений. Основное предположение МДМ состоит в том, что среднеквадратичный радиус  $\langle R^* \rangle$  возбужденного состояния определяется как сумма среднеквадратичного радиуса основного состояния  $\langle R_{0,0} \rangle$  (который, как правило, известен) и разности дифракционных радиусов возбужденного и основного состояний:

$$\langle R^* \rangle = \langle R_{0,0} \rangle + [R^*(\text{dif}) - R_{0,0}(\text{dif})]. \quad (1)$$

Дифракционные радиусы определяются из положений минимумов и максимумов соответствующих угловых распределений. Они зависят не только от “истинного” радиуса ядра, но и от структуры ядра и динамики взаимодействия. Опыт показывает, что многие структурные и динамические особенности, влияющие на величину дифракционных радиусов, одинаковы как в упругом, так и в неупругом рассеянии и сокращаются в выражении (1), оставляя в квадратных скобках разность “истинных радиусов”. Применимость МДМ подтверждается и прямыми тестами [9].

Полученные дифракционные радиусы в зависимости от энергии в системе центра масс приведены на рис. 2а. Отметим их основные особенности.

- Дифракционные радиусы основного состояния и уровня 2.43 МэВ практически совпадают во всем энергетическом диапазоне, что указывает на одинаковые размеры ядра  ${}^9\text{Be}$  в этих состояниях.
- Дифракционный радиус состояния 1.68 МэВ, полученный усреднением данных при четырех энергиях (рис. 1а), примерно на 1 Фм больше радиуса основного состояния. Эта разность в пределах ошибок не зависит от энергии, что подтверждает справедливость соотношения (1). Согласно последнему среднеквадратичный радиус состояния 1.68 МэВ составляет  $\langle R^* \rangle = 3.42 \pm 0.20$  Фм, что близко к полученному ранее [6] значению  $\langle R^* \rangle = 3.50 \pm 0.15$  Фм и значительно больше радиуса основного состоя-

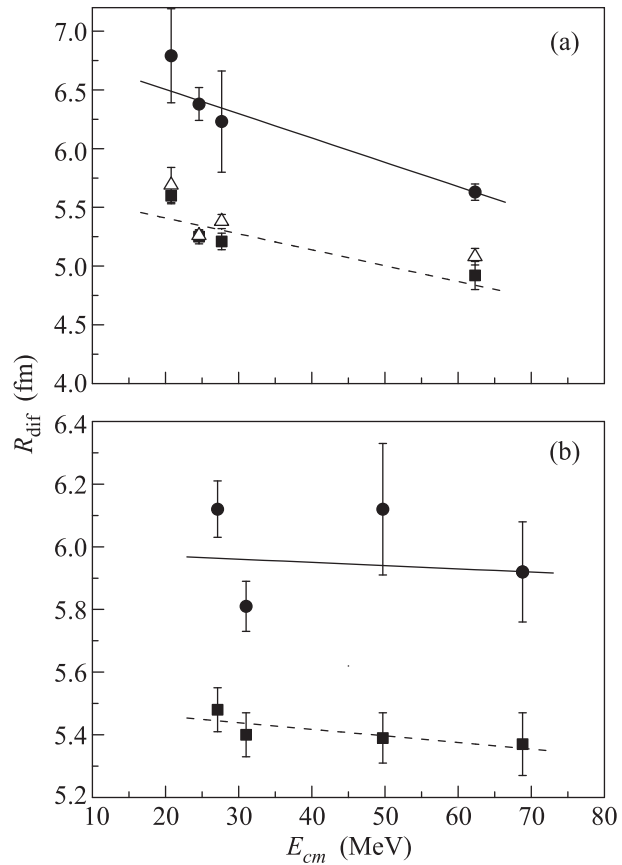


Рис. 2. Энергетические зависимости дифракционных радиусов для  ${}^9\text{Be}$  (а; квадраты – для основного состояния, треугольники – для состояния 2.43 МэВ, кружки – для состояния 1.68 МэВ) и для  ${}^{13}\text{C}$  (б; квадраты – для основного состояния, кружки – для состояния 3.09 МэВ)

ния  ${}^9\text{Be}$   $\langle R_{0,0} \rangle = 2.38$  Фм [10]. Условным критерием наличия гало в состоянии, расположенном в континууме, можно считать двукратное превышение радиусом валентного нейтрона радиуса остова. Используя известную формулу [11]:

$$(A + 1)\langle R_2 \rangle_{A+1} = A\langle R_2 \rangle_A + [A/(A + 1)]R_h^2, \quad (2)$$

связывающую среднеквадратичные радиусы ядер с массовыми числами  $A$  и  $A + 1$  с радиусом гало, получаем оценку величины последнего (в предположении, что радиусы  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$  равны):  $R_h \approx 8.2$  Фм. Это значение близко к радиусу гало  ${}^{11}\text{Be}$  в основном состоянии  $1/2^+$ , лежащем на 0.5 МэВ ниже порога и считающемся стандартом однеитронного гало, и заметно больше радиуса гало в возбужденном состоянии  $1/2^+$ , 3.09 МэВ в  ${}^{13}\text{C}$ , находящемся ниже порога на 1.86 МэВ ( $R_h = 8.0 \pm 0.2$  и  $5.72 \pm 0.16$  Фм соответственно [9]).

На рис. 2b приведена зависимость дифракционных радиусов от энергии для неупругого рассеяния  $^{13}\text{C} + \alpha$ , 3.09 МэВ (данные взяты из [12]). Обе зависимости с учетом ошибок оказались достаточно близкими, а разности дифракционных радиусов неупругого и упругого рассеяния – не зависящими от энергии. Это является еще одним аргументом в пользу утверждения [5, 6], что по наблюдаемым величинам гало в дискретном спектре и континууме не различаются.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что состояние  $1/2^+$ , 1.68 МэВ, как и состояния  $1/2^+$  соседних ядер  $^{11}\text{Be}$  и  $^{13}\text{C}$ , действительно имеет нейтронное гало, но, в отличие от последних, находится в континууме. Более подробную информацию об особенностях гало в подобных состояниях мы ожидаем получить после завершения анализа результатов, связанных с возбуждением других членов вращательной полосы, базирующейся на уровне 1.68 МэВ.

**3. Заключение.** В настоящей работе измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого (с возбуждением состояний 1.68 и 2.43 МэВ) рассеяния  $^9\text{Be} + \alpha$  при энергиях 40 и 90 МэВ. Их совместный анализ с данными, полученными при энергиях 30 и 35 МэВ, показал, что у состояния 1.68 МэВ,  $1/2^+$ , нестабильного относительно эмиссии нейтрона, существует развитое нейтронное гало. Это расширяет сложившиеся представления о нейтронном гало, распространяя их на ядерные состояния в сплошном спектре.

Работа частично поддержана грантами РФФ # 14-12-00079 и РФФИ # 14-02-00560-а и # 14-02-90459.

---

1. E. Garrido, D. V. Fedorov, and A. S. Jensen, Phys. Lett. B **684**, 132 (2010).

2. O. Burda, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Forss'en, and B. A. Brown, Phys. Rev. C **82**, 015808 (2010).

3. A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and A. A. Ogloblin, Phys. Rev. C **80**, 054603 (2009).

4. A. A. Ogloblin, A. S. Demyanova, A. N. Danilov, S. V. Dmitriev, T. L. Belyaeva, S. A. Goncharov, V. A. Maslov, Yu. G. Sobolev, W. Trzaska, and S. V. Khlebnikov, EPJ Web Conf. **66**, 02074 (2014).

5. A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and W. Trzaska, Phys. Rev. C **84**, 05460 (2011).

6. A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and W. Trzaska, Yad. Fiz. **74**, 1581 (2011).

7. A. S. Demyanova, A. A. Ogloblin, A. N. Danilov, S. V. Dmitriev, S. A. Goncharov, N. Burtebaev, J. Burtebaeva, N. Saduev, T. L. Belyaeva, H. Suzuki, A. Ozawa, Y. Abe, S. Fukuoka, Y. Ishibashi, S. Ito, T. Komatsubara, T. Moriguchi, D. Nagae, R. Nishikiori, T. Niwa, K. Okumura, H. Ooishi, K. Yokoyama, and S. Kubono, EPJ Web Conf. **66**, 02026 (2014).

8. R. J. Peterson, Nucl. Phys. A **377**, 41 (1982).

9. T. L. Belyaeva, R. Perez-Torres, A. A. Ogloblin, A. S. Demyanova, S. N. Ershov, and S. A. Goncharov, Phys. Rev. C **90**, 064610 (2014).

10. A. Ozawa, T. Suzuki, and I. Tanihata, Nucl. Phys. A **693**, 32 (2001).

11. J. A. Tostevin and J. S. Al-Halili, Nucl. Phys. A **616**, 418 (1997).

12. A. S. Demyanova, A. N. Danilov, S. V. Dmitriev, A. A. Ogloblin, T. L. Belyaeva, N. Burtebaev, P. Drobyshev, S. A. Goncharov, Yu. B. Gurov, P. Heikkinen, R. Julin, S. V. Khlebnikov, V. A. Maslov, N. Nassurlla, Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev, W. Trzaska, G. P. Tyurin, and V. I. Zhrebchevskii, EPJ Web Conf. **66**, 02027 (2014).