Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 5, с. 299 – 302

Неупругое рассеяние ^{9}Be + α при 90 МэВ: изменяются ли существующие представления о структуре ^{9}Be?

А. С. Демьянова[+1)], *А. А. Оглоблин*[+], *А. Н. Данилов*[+], *С. В. Дмитриев*[+], *В. И. Старостин*[+], *С. А. Гончаров*[*], *Т. Л. Беляева*[×], *В. Трзаска*[∘]

[+]*НИЦ "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*Независимый Университет штата Мехико, 5000 Толуса, Мексика*

[∘]*JYFL, Department of Physics, University of Jyväskylä, FI-40014 Jyväskylä, Finland*

Поступила в редакцию 11 июля 2016 г.

После переработки 28 июля 2016 г.

Проанализированы результаты эксперимента по исследованию неупругого рассеяния ^{9}Be + α при энергии альфа-частиц 90 МэВ. Показано, что возбужденное состояние 2.78 МэВ имеет спин-четность $I^\pi = 1/2^-$ в согласии с прежними данными. В отношении состояния 4.70 МэВ не удается сделать однозначного выбора между прежним значением $I^\pi = 3/2^+$ и предложенным новым $I^\pi = 1/2^-$.

DOI: 10.7868/S0370274X1617001X

Недавно появилась статья [1], в которой были определены значения спин-четностей четырех (!) возбужденных состояний ядра ^{9}Be, отличающиеся от общепринятых [2]. Для следующих возбужденных состояний в ядре ^{9}Be 2.78 МэВ ($1/2^-$), 4.7 МэВ ($3/2^+$), 5.59 МэВ ($3/2^-$) и 7.94 МэВ ($5/2^-$) были определены новые значения спин-четностей: $I^\pi = 3/2^-$, $1/2^-$, $5/2^-$ и $3/2^-$ [1], соответственно. Если этот результат будет подтвержден, то он радикально изменит существующие представления о структуре ^{9}Be. Основной первоначальной целью данной работы был поиск доказательств существования третьей вращательной полосы в ^{9}Be, начинающейся с уровня $1/2^-$, 2.78 МэВ и некоторые уточнения предыдущих результатов, относящихся к другим состояниям. Однако, в связи с появлением работы [1] акценты настоящей статьи были изменены.

^{9}Be является одним из интереснейших легких ядер, и до недавнего времени считалось, что его структура (два четко сформированных альфа-частичных кластера и слабосвязанный нейтрон) изучена достаточно хорошо (см., например, обзоры [2, 3]). Каждая возможная пара в нем (^{8}Be и ^{5}He) не связана, но вместе образуют устойчивую трехтельную систему, единственную среди стабильных ядер. Такая структура, называемая иногда "борроминовской", характерна для ядер вблизи нейтронной границы стабильности.

Считается, что на основном ($3/2^-$) и первом возбужденном ($1/2^+$, 1.68 МэВ) состояниях базируются вращательные полосы $K^\pi = 3/2^-$ и $K^\pi = 1/2^+$ с моментами инерции, близкими к моменту инерции классического альфа-кластерного ядра ^{8}Be (рис. 1). Соответственно, валентный нейтрон в этих состояниях занимает подоболочки $p3/2$ и $s1/2$. Были получены указания [4] на возможное существование еще одной вращательной полосы $K^\pi = 1/2^-$, опирающейся на третье возбужденное состояние 2.78 МэВ. Традиционно считается, что оно имеет спин-четность $1/2^-$, а нейтрон занимает подоболочку $p1/2$. Все три базовых состояния указанных полос, $3/2^-$, $1/2^+$ и $1/2^-$, соответствуют порядку заполнения оболочек в этой области ядер.

Предложенное в [1] новое значение спин-четности состояния 4.70 МэВ ($1/2^-$ вместо $3/2^+$) "уничтожает" вращательную полосу положительной четности, удаляя из нее одного из ее членов. В результате экзотическое состояние 1.68 МэВ с нейтронным гало и моментом инерции $2\Theta/\hbar^2 = 2.6$, т.е. большим, чем у основных состояний ^{8}Be и ^{9}Be ($2\Theta/\hbar^2 = 2.0$ и 1.9 соответственно), оказывается неротационным. Возникает еще более сложная проблема, какое же состояние ^{9}Be отвечает нахождению валентного нейтрона в подоболочке $p1/2$. Естественно, отпадает и вопрос о третьей вращательной полосе, существование кото-

1)e-mail: a.s.demyanova@bk.ru

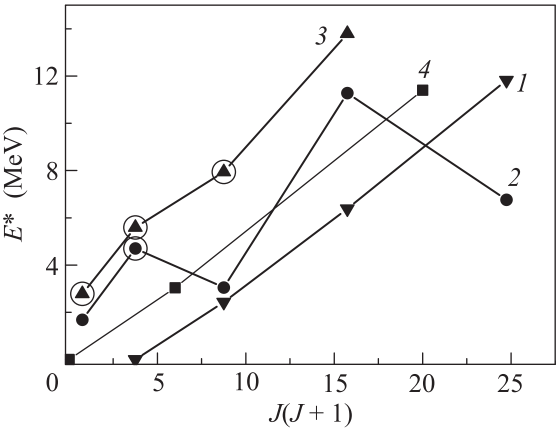

Рис. 1. Вращательные состояния ^{9}Be. Полосы с $K^\pi = 3/2^-$ (*1*) и $K^\pi = 1/2^+$ (*2*) (инверсионный порядок следования спин-четностей), опирающиеся на основное и первое возбужденное 1.68 МэВ состояния, соответственно, считаются хорошо установленными (см., например, [3]). Полоса с $K^\pi = 1/2^-$ (*3*), опирающаяся на третье возбужденное состояние 2.78 МэВ, предложена в [4]. Точки, соответствующие состояниям, чьи спин-четности I^π изменены в работе [1], помещены в кружки. Для сравнения приведена вращательная полоса основного состояния ^{8}Be (*4*)

рой позволяло бы простым и естественным образом описать структуру спектра ^{9}Be вплоть до энергий возбуждения ~ 12 МэВ.

В настоящей работе мы провели анализ дифференциальных сечений неупругого рассеяния ^{9}Be + + α при энергии 90 МэВ с целью определить спин-четности состояний 4.70 и 2.78 МэВ, о которых говорилось выше. Подробное описание измерений, особенностей анализа и результатов исследования состояний ^{9}Be вплоть до энергий возбуждения ~ 15 МэВ будет приведено в отдельной публикации. Состоянию $1/2^+$, у которого было обнаружено нейтронное гало, была посвящена работа [5]. В данной статье, наряду с новыми данными, мы заново обработали некоторые, полученные ранее при энергии 30 МэВ [4]. В частности, это относится к уровню 2.78 МэВ.

Эксперимент проводился на циклотроне университета Ювяскула (Финляндия) с использованием системы монохроматизации пучка и $\Delta E{-}E$ телескопов полупроводниковых детекторов, помещенных в камеру рассеяния LSC.

За исключением основного и второго возбужденного, остальные состояния ^{9}Be имеют ширины сотни кэВ и более. Так, изучаемые в настоящей работе состояния 2.78 и 4.70 МэВ имеют ширины 1.08 и 0.74 МэВ соответственно. Выделение групп альфа-частиц, отвечающих таким широким состояниям и расположенных на сплошном спектре, содержащем и другие широкие группы, является довольно сложной и неоднозначной задачей.

Эффективным средством проверки правильности извлекаемых данных является сравнение дифференциальных сечений, построенных в зависимости от переданных импульсов q при разных энергиях. Под малыми углами, где доминирует дифракционный механизм, кривые сечений должны совпадать с точностью до незначительных различий из-за медленно и плавно убывающего с энергией дифракционного радиуса.

На рис. 2 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния в зависимости от q при энергиях

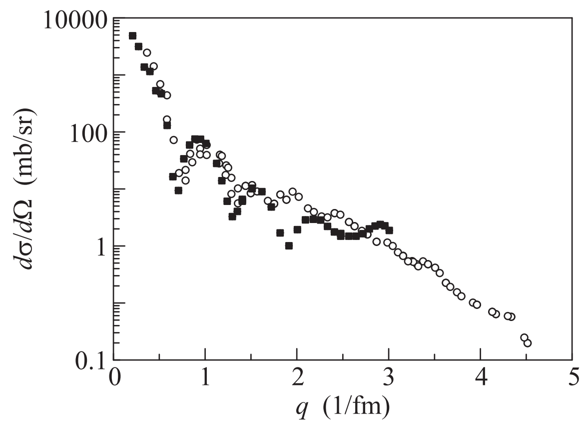

Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния при энергиях 90 (открытые кружки) и 30 МэВ (заполненные квадраты) в зависимости от переданного импульса

90 и 30 МэВ (как функции углов в системе центра масс эти данные приведены в [5]).

При q меньших примерно 1.75 фм$^{-1}$ ($\theta \approx 35^\circ$ для $E = 90$ МэВ) сечения почти совпадают, свидетельствуя о дифракционной природе рассеяния. Их резкое различие при больших q указывает на проявление при $E = 90$ МэВ радужного механизма, о чем говорит экспоненциальный спад сечения. По положениям дифракционных минимумов и максимумов были определены дифракционные радиусы, оказавшиеся равными 5.4 фм при 30 МэВ и 5.1 фм при 90 МэВ в согласии с их универсальной зависимостью от энергии [6].

На рис. 3 представлены сечения неупругого рассеяния с образованием третьего возбужденного состояния 2.78 МэВ в зависимости от переданного импульса q. Данные при 30 МэВ были получены в результате обработки спектров, полученных ранее в [4]. Для

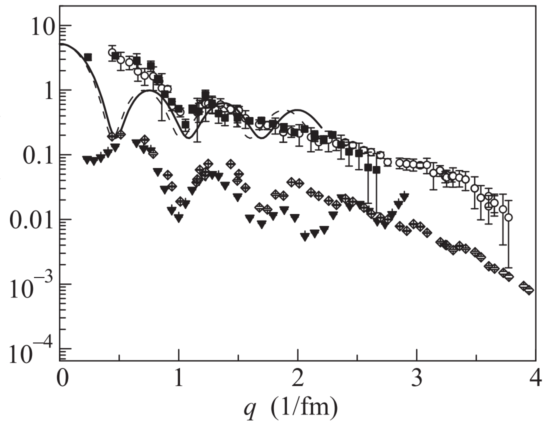

Рис. 3. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния при энергиях 90 (открытые точки) и 30 МэВ (заполненные точки) с возбуждением состояний 2.78 МэВ (вверху) и 2.43 МэВ (внизу, умножено на 1/100). Кривые отвечают дифракционному приближению при переданном моменте $L = 0$ и значениях дифракционных радиусов $R_{\rm dif} = 5.1$ (сплошная линия) и 5.4 фм (штриховая линия)

сравнения приведены сечения возбуждения состояния 2.43 МэВ.

Сечения образования состояния 2.78 МэВ при обеих энергиях практически совпадают во всем диапазоне переданных импульсов. Прежде всего, это свидетельствует о надежном выделении соответствующей группы в спектрах, что нетривиально, учитывая различия в фоновых и других условиях. Одинаковость сечений при малых q говорит о преобладании дифракционного механизма, т.е. их зависимости от квадрата функции Бесселя $J_L^2(qR_{\rm dif})$, порядок которой определяется передаваемым моментом L. При наличии четко выраженного дифракционного механизма величина L определяется довольно надежно по положению минимумов/максимумов в угловом распределении. Более сложный анализ, например, с использованием DWBA, не добавляет новой информации. Дифракционный радиус $R_{\rm dif}$ является параметром с размерностью длины и может быть связан со среднеквадратичным радиусом ядра в исследуемом состоянии с помощью Модифицированной дифракционной модели (МДМ) [6].

Если спин-четность уровня 2.78 МэВ $I^\pi = 1/2^-$, то минимальное значение переданного момента равно $L = 2$. Предлагаемое в [1] новое значение $I^\pi = 3/2^-$ допускает передачу с $L = 0$, 2. Таким образом, задача сводится к выяснению того, можно ли в сечениях, приведенных в верхней части рис. 3, идентифицировать компоненту с $L = 0$. Наличие последней потребовало бы существования минимума при $q \approx 0.4$, сопровождаемого резким ростом сечения к $q = 0$, и максимума при $q \approx 0.75$, чего не наблюдается. С другой стороны, сечение возбуждения уровня 2.78 МэВ оказывается при $q \le 1.5$ весьма близким к сечению образования состояния 2.43 МэВ, $5/2^-$, которое ввиду высокой точности его измерения может рассматриваться как эталонное для переданного момента $L = 2$ (нижняя часть рис. 3).

Следовательно, полученные данные по неупругому рассеянию говорят в пользу общепринятого значения $I^\pi = 1/2^-$ для уровня 2.78 МэВ. С помощью МДМ был определен радиус ^{9}Be в этом состоянии. В результате усреднения по обеим энергиям он оказался равным 2.34 ± 0.18 фм и в пределах ошибок совпадает с радиусом основного состояния.

Перейдем к анализу состояния 4.70 МэВ. До появления работы [1] считалось, что его спин-четность равна $I^\pi = 3/2^+$ (что требует передачи момента $L = 1$, 3), а сам уровень является третьим членом вращательной полосы положительной четности, базирующейся на состоянии 1.68 МэВ (см. рис. 1). Аномально большой радиус базового состояния был установлен в [5], а в работе [4] показано, что все остальные члены этой полосы также имеют радиусы заметно большие, чем у основного состояния.

Работа [1] дает значение $I^\pi = 1/2^-$, что соответствует передаче минимального момента $L = 2$. Поскольку такое состояние не может принадлежать обсуждаемой вращательной полосе, нет никаких оснований ожидать, что оно имеет аномально большой радиус.

Дифференциальное сечение образования уровня 4.70 МэВ, измеренное при энергии 90 МэВ, приведено на рис. 4. Для определения его спин-четности мы применили тот же метод сравнения с сечениями соседних состояний, что и в предыдущем случае. В качестве "эталонных" могут служить сечения упругого рассеяния ($L = 1$) и неупругого с возбуждением состояний $9/2^+$, 6.76 МэВ ($L = 3$) и уже использованного выше $5/2^-$, 2.43 МэВ ($L = 2$) (рис. 3).

В сечении неупругого рассеяния с образованием состояния 4.70 МэВ в дифракционной области наблюдаются максимумы в районе 10° и 26° и минимумы при 20° и 34°. Они находятся почти в противофазе с экстремумами упругого рассеяния (на рис. 4 не приводится): минимумами при 15° и 26° (на рис. 2, соответственно, при $q = 0.75$ и 1.3 фм$^{-1}$) и вторым максимумом при 20° ($q = 1$ фм$^{-1}$). Этот результат исключает передачу момента с $L = 1$.

С другой стороны, экстремумы данного сечения неупругого рассеяния подобны сечению образования состояния 2.43 МэВ, т.е. соответствуют передаче мо-

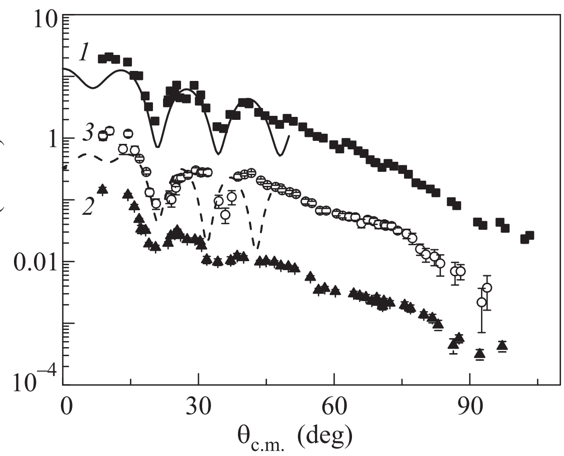

Рис. 4. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния при энергии 90 МэВ с возбуждением состояний 2.43 ($5/2^-$, *1*), 4.70 (*2*, умножено на 1/20) и 6.76 ($9/2^+$, *3*, умножено на 1/5) МэВ. Кривые отвечают дифракционному приближению при $L = 2$, $R_{\rm dif} = 5.05$ фм (состояние 2.43 МэВ, сплошная линия) и $L = 3$, $R_{\rm dif} = 6.4$ фм (состояние 6.76 МэВ, штриховая линия)

мента с $L = 2$. Это значение согласуется с предположением, что спин-четность состояния 4.70 МэВ есть $I^\pi = 1/2^-$, причем дифракционные радиусы обоих состояний приблизительно равны (у состояния 2.43 МэВ $R_{\rm dif} = 5.05 \pm 0.05$ фм и состояния 4.70 МэВ – $R_{\rm dif} = 5.10 \pm 0.03$ фм).

Однако полученный результат нельзя считать окончательным. Из рис. 4 видно, что сечение образования уровня 4.70 МэВ также подобно и сечению возбуждения состояния 6.76 МэВ. Но это означает, что передается момент $L = 3$. На первый взгляд это противоречит хорошо известному правилу фаз, согласно которому экстремумы угловых распределений, отвечающих состояниям с разной четностью, находятся в противофазе. Дело, однако, в том, что одинаковость дифракционных сечений с разными L (в данном случае сечений образования уровней 2.43 и 6.76 МэВ) оказывается возможной, если рассматриваемые состояния имеют разные радиусы. На рис. 4 на соответствующие экспериментальные данные нанесены расчетные дифракционные сечения с $L = 2$, $R_{\rm dif} = 5.05$ фм (2.43 МэВ) и с $L = 3$, $R_{\rm dif} = 6.4$ фм (6.76 МэВ). Положения минимумов/максимумов в случае $L = 3$ воспроизводятся несколько хуже, но сами экспериментальные данные во всех трех случаях очень похожи.

Таким образом, возникают две возможности для состояния 4.70 МэВ: либо оно имеет спин-четность $I^\pi = 1/2^-$ и “нормальный” радиус, близкий к радиусу основного состояния, либо $I^\pi = 3/2^+$ и аномально большой радиус (как у состояний 1.68, 6.76 и 3.05 МэВ [4]). Очевидно, что в первом случае исчезает вращательная полоса положительной четности. Это, по меньшей мере, странно, т.к. все три упомянутых состояния имеют по сравнению с полосой основного состояния примерно одинаковые и увеличенные радиусы [4] и момент инерции.

В заключение отметим, что в настоящей работе были проанализированы сечения неупругого рассеяния ^{9}Be + α с образованием нескольких возбужденных состояний ^{9}Be при энергии альфа-частиц 90 МэВ. Показано, что возбуждение состояния 2.78 МэВ происходит с передачей момента $L = 2$, и, следовательно, спин-четность этого состояния равна $I^\pi = 1/2^-$, в согласии с прежними данными [2]. В отношении состояния 4.70 МэВ полученные данные удовлетворяют обеим величинам переданного момента, $L = 3$ и $L = 2$, и не позволяют пока сделать однозначного выбора между прежним значением $I^\pi = 3/2^+$ и новым $I^\pi = 1/2^-$, предлагаемым в работе [1]. Поскольку второй вариант означает резкое изменение существующих представлений о структуре ядра ^{9}Be, исследования с поиском новых путей идентификации спин-четностей продолжаются.

Работа поддержана грантами РНФ 14-12-00079 (в части упругого рассеяния и состояний 2.78 и 2.43 МэВ) и РФФИ 14-02-00560 (в части состояний 4.70 и 6.76 МэВ).

1. Y. Hirayama, T. Shimoda, H. Miyatake, H. Izumi, A. Hatakeyama, K. P. Jackson, C. D. P. Levy, M. Pearson, M. Yagi, and H. Yano, Phys. Rev. C **91**, 024328 (2015).
2. D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2004).
3. W. von Oertzen, M. Freer, and Y. Kanada-En'yo, Phys. Rep. **432**, 43 (2006).
4. A. S. Demyanova, A. A. Ogloblin, A. N. Danilov et al. (Collaboration), EPJ Web Conf. **66**, 02026 (2014).
5. A. S. Demyanova, A. A. Ogloblin, A. N. Danilov et al. (Collaboration), JETP Lett. **102**(7), 413 (2015).
6. A. N. Danilov, T. L. Belyaeva, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, and A. A. Ogloblin, Phys. Rev. C **80**, 054603 (2009).