

Возможное наблюдение в ядре ^{13}C возбужденного состояния с аномально малым радиусом

А. А. Оглоблин⁺¹), А. С. Демьянова⁺, А. Н. Данилов⁺, С. А. Гончаров^{*}, Т. Л. Беляева[×], В. Трзаска^{°2}),
Ю. Г. Соболев[∇]

⁺Национальный исследовательский центр “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

[∇]Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 6 июля 2015 г.

Исследованы дифференциальные сечения неупругого рассеяния $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha')$ при $E(\alpha) = 65$ и 90 МэВ с возбуждением в ядре ^{13}C состояния 9.90 МэВ. Анализ, проведенный с помощью модифицированной дифракционной модели, показал, что среднеквадратичный радиус ядра в этом состоянии может быть примерно на 20% меньше, чем его радиус в основном состоянии.

DOI: 10.7868/S0370274X15160018

1. Введение. В последнее время были получены данные о существовании в легких ядрах возбужденных состояний с аномально большими радиусами. К подобным состояниям относятся, во-первых, некоторые состояния с альфа-кластерной структурой, такие, как знаменитое состояние Хойла в ядре ^{12}C (0_2^+ , $E^* = 7.65$ МэВ), играющее ключевую роль в звездном нуклеосинтезе, и его аналоги в ^{11}B и ^{13}C [1–4]. Во-вторых, это возбужденные состояния с нейтронным гало в ^{13}C ($1/2^+$, 3.09 МэВ) [5, 6] и ^9Be ($1/2^+$, 1.68 МэВ) [7].

Аномально большие радиусы ядер в возбужденных состояниях предсказывались в различных теоретических работах, особенно часто после появления гипотезы о возможном существовании альфа-частичного конденсата [8]. Полученные в результате экспериментов конкретные величины радиусов позволили сделать выбор между различными теоретическими моделями. Вместе с тем в целом сам факт наблюдения разреженных состояний укладывается в существующие представления о ядре.

В настоящей работе получены данные, указывающие на возможное существование ядерных состояний с аномально *малыми* размерами. Проведен совместный анализ результатов экспериментов по исследованию неупругого рассеяния альфа-частиц на ^{13}C

с энергиями 65 [5] и 90 МэВ с возбуждением уровня $3/2^-$, $E^* = 9.90$ МэВ. Измерения проводились на циклотроне университета Ювяскула (Финляндия). Использовалась система монохроматизации пучка, обеспечивающая энергетический разброс 0.3% .

2. Результаты и обсуждение. Измеренные дифференциальные сечения упругого рассеяния и неупругого рассеяния с образованием уровня 9.90 МэВ при энергии 65 МэВ приведены на рис. 1.

На рис. 2 приведены аналогичные данные для энергии 90 МэВ.

Стандартные расчеты по оптической модели (упругого рассеяния) и методом искаженных волн (неупругого рассеяния) удовлетворительно воспроизводят наблюдаемые положения минимумов и максимумов. Последние соответствуют экстремумам квадрата функции Бесселя 2-го порядка и, следовательно, могут быть интерпретированы как дифракционные. Это делает обоснованным применение модифицированной дифракционной модели (МДМ) (подробно описываемой в [2]) для определения радиуса ядра в рассматриваемом возбужденном состоянии. Согласно МДМ среднеквадратичный радиус $\langle R^* \rangle$ в возбужденном состоянии равен

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

где $\langle R_0 \rangle$ – есть среднеквадратичный радиус основного состояния (как правило, известный), а R_{dif}^* и R_{dif}^0 –

¹) e-mail: aogloblina@bk.ru

²) W. Trzaska

Таблица 1. Дифракционные и среднеквадратичные радиусы состояний ядра ^{13}C

E^* , МэВ, I^π	$E(\alpha) = 65$ МэВ		$E(\alpha) = 90$ МэВ	
	R_{dif} , фм	$\langle R_{\text{rms}} \rangle$, фм	R_{dif} , фм	$\langle R_{\text{rms}} \rangle$, фм
0.00, $1/2^-$	5.31 ± 0.07	2.33	5.37 ± 0.10	2.33
9.90, $3/2^-$	5.00 ± 0.12	2.02 ± 0.14	4.80 ± 0.20	1.76 ± 0.23

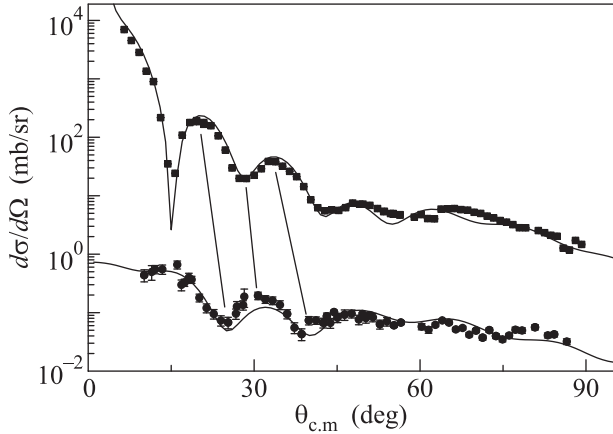


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $^{13}\text{C} + \alpha$ и неупругого рассеяния с образованием уровня 9.90 МэВ в ядре ^{13}C при энергии альфа-частиц 65 МэВ. Сплошные кривые – расчеты по оптической модели и методом искаженных волн соответственно. Прямыми линиями соединены экстремумы, которые при равенстве дифракционных радиусов должны находиться в противофазе

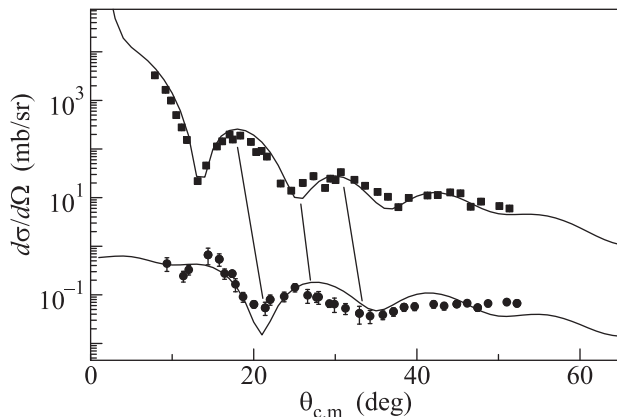


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, при энергии альфа-частиц 90 МэВ

дифракционные радиусы возбужденного и основного состояний, определяемые из положений минимумов и максимумов угловых распределений неупругого и упругого рассеяния соответственно.

Из рис. 1 и 2 видно, что фазовые соотношения дифракционной модели (так называемые правила

Блэра) выполняются неточно. Наблюдаемые сдвиги положений экстремумов указывают на меньшие дифракционные радиусы неупругого рассеяния по сравнению с упругим. Конкретные значения дифракционных радиусов определялись для каждого экстремума при углах, меньших 50° . Их усредненные величины приведены в табл. 1. Там же приводятся и значения среднеквадратичных радиусов, полученные с помощью МДМ при энергиях альфа-частиц 65 и 90 МэВ.

В результате для среднеквадратичного радиуса ядра ^{13}C в возбужденном состоянии 9.90 МэВ получена усредненная по обеим энергиям величина $\langle R \rangle = 1.89 \pm 0.14$ фм, что заметно меньше радиуса основного состояния ^{13}C ($\langle R \rangle = 2.33$ фм).

Аномально малая величина радиуса уровня 9.90 МэВ следует также из сравнения дифракционных сечений неупругого рассеяния с образованием других состояний ядра ^{13}C с таким же переданным моментом $L = 2$ и близкими энергиями возбуждения. На рис. 3 они показаны в зависимости от переданного импульса. В случае одинаковых дифракционных радиусов положения экстремумов должны совпадать. Уменьшенному радиусу соответствует сдвиг в сторону больших значений переданных импульсов, что и наблюдается для уровня 9.90 МэВ.

Таким образом, полученные данные указывают на возможный аномально малый радиус ядра ^{13}C в состоянии 9.90 МэВ, т.е. на возрастание средней плотности последнего. Некоторые расчеты на решетках [9] допускают существование в ядре ^{12}C подобных более компактных по сравнению с обычными альфа-частичных состояний. Тем не менее полученный результат является неожиданным, т.к. до настоящего времени подобные “уплотненные” возбужденные состояния в ядрах не наблюдались.

Два обстоятельства заставляют относиться к нему с некоторой осторожностью. Во-первых, имеются предсказания о том, что состояние 9.90 МэВ, наоборот, является разреженным. Увеличенный радиус ($\langle R \rangle = 3.24$ фм) состояния 9.90 МэВ был предсказан в [10]. Кроме того, он естественным образом следует из величины момента инерции предполагаемой вращательной полосы

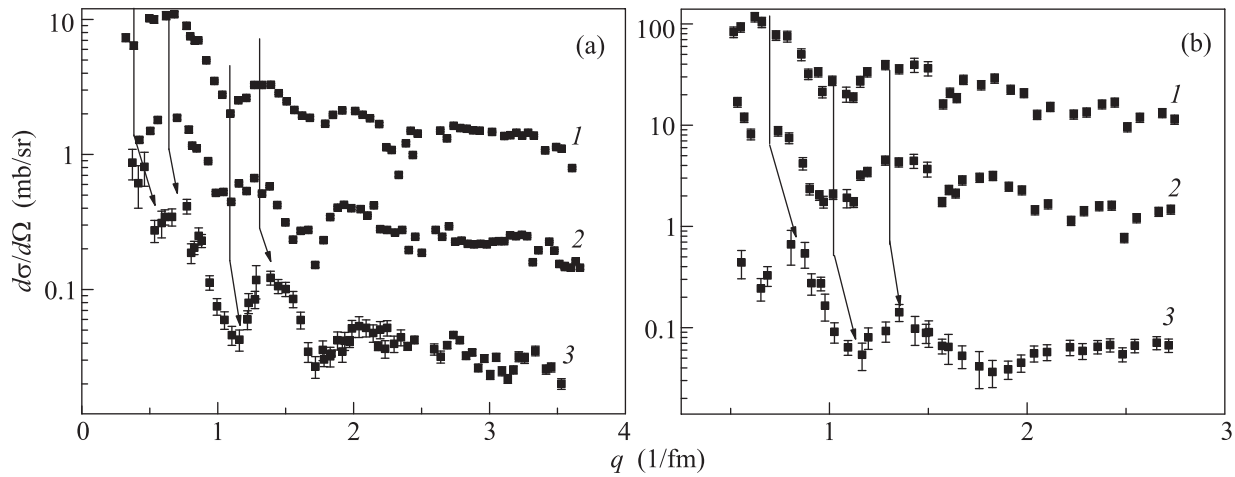


Рис. 3. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha') ^{13}\text{C}^*$ для переходов с $L = 2$ для состояний в ^{13}C 3.68 МэВ (1), 7.55 МэВ (2) и 9.9 МэВ (3) при энергии альфа-частиц 65 МэВ (а) и 90 МэВ (б) в зависимости от переданного импульса. Вертикальные линии проведены через экстремумы дифференциальных сечений для состояний 3.68 и 7.55 МэВ. Стрелками обозначены соответствующие экстремумы сечения с образованием состояния 9.90 МэВ. Сечения при энергии 65 МэВ для состояния 7.55 МэВ умножено на фактор 1/5, для состояния 9.90 МэВ – на фактор 1/2, а при энергии 90 МэВ сечение для состояния 3.68 МэВ – на фактор 10

$3/2^-(9.90) - 5/2^-(10.82) - 7/2^-(12.44)$ [11], который даже несколько больше момента инерции полосы, построенной на состоянии Хойла.

Во-вторых, сама МДМ в том виде, в котором она до сих пор применялась, не учитывала возможного занижения дифракционного радиуса из-за влияния центробежного барьера. Этот эффект был замечен нами [7] при применении МДМ к возбуждению состояний с передачей углового момента $L = 4$.

Противоречие с предсказаниями [10, 11] можно устранить, если предположить, что старшими членами вращательной полосы, базирующейся на состоянии 9.90 МэВ (если она вообще существует), являются другие известные уровни с теми же спин-четностями, взятыми из обзора [12]. Например, можно предложить следующий вариант вращательной полосы: $3/2^-(9.90) - 5/2^-(12.13) - 7/2^-(14.98)$.

Что касается влияния центробежного барьера на величины радиусов, извлекаемых с помощью МДМ, то для неупругого рассеяния с передачей $L = 2$ данный эффект если и имел место, то не выходил за пределы ошибок. Это показано, например, в [13], где сравнивались дифракционные радиусы основного и первого возбужденного ($2_1^+(4.44)$ МэВ) состояний ^{12}C , полученные в различных реакциях.

Вместе с тем в настоящей работе мы рассмотрели более широкий круг данных. Были определены разности дифракционных радиусов $R_{\text{dif}}(2^+) - R_{\text{dif}}(0^+)$ состояний $2^+ - 0^+$, в том числе являющихся членами вращательных полос в ядрах ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{22}Ne ,

^{24}Mg и ^{28}Si , по соответствующим дифференциальным сечениям неупругого рассеяния альфа-частиц, взятым из опубликованных работ. Поскольку “истинные” радиусы членов конкретной вращательной полосы в первом приближении являются одинаковыми, наблюдаемую разность дифракционных радиусов, если она имеет место, можно приписать несовершенству МДМ. Для подавления возможной энергетической зависимости использовались данные при энергиях в системе центра масс, близкие к применяемым в настоящей работе.

Мы не обнаружили какого-либо систематического отклонения разностей $R_{\text{dif}}(2^+) - R_{\text{dif}}(0^+)$ от нуля в широком диапазоне энергий возбуждения, хотя отдельные значения и выходили за пределы ошибок.

3. Заключение. Таким образом, впервые получены указания на возможное существование компактного возбужденного состояния ядра с радиусом, примерно на 20 % меньшим радиуса основного состояния. Все же мы не считаем этот результат окончательным и ввиду его важности предполагаем провести дополнительные проверки.

Работа была частично поддержана грантами РНФ # 14-12-00079 и РФФИ # 15-02-01503.

1. A. S. Demyanova, Yu. A. Glukhov, T. L. Belyaeva, S. V. Dmitriev, S. A. Goncharov, S. V. Khlebnikov, V. A. Maslov, Yu. D. Molchanov, Yu. E. Penionzhkevich, R. V. Revenko, M. V. Safonenko, Yu. G. Sobolev,

- W. Trzaska, G.P. Tyurin, V.I. Zhrebchevski, and A.A. Ogloblin, *Nuclear Phys. A* **805**, 489 (2008).
2. A.N. Danilov, T.L. Belyaeva, A.S. Demyanova, S.A. Goncharov, and A.A. Ogloblin, *Phys. Rev. C* **80**, 054603 (2009).
 3. A.S. Demyanova, A.A. Ogloblin, A.N. Danilov, T.L. Belyaeva, and S.A. Goncharov, *Int. J. Mod. Phys. E* **20**, 915 (2011).
 4. A.N. Danilov, A.S. Demyanova, A.A. Ogloblin, S.V. Dmitriev, T.L. Belyaeva, S.A. Goncharov, Yu.B. Gurov, V.A. Maslov, Yu.G. Sobolev, W. Trzaska, S.V. Khlebnikov, N. Burtebaev, T. Zholdybayev, N. Saduyev, P. Heikkinen, R. Julin, and G.P. Tyurin, *EPJ Web Conf.* **66**, 03007 (2014).
 5. 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).
 6. Z.H. Liu, C.J. Lin, H.Q. Zhang, Z.C. Li, J.S. Zhang, Y.W. Wu, F. Yang, M. Ruan, J.C. Liu, S.Y. Li, and Z.H. Peng, *Phys. Rev. C* **64**, 034312 (2001).
 7. A.A. Ogloblin, A.N. Danilov, T.L. Belyaeva, A.S. Demyanova, S.A. Goncharov, and W. Trzaska, *Phys. Rev. C* **84**, 054601 (2011).
 8. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Ropke, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 192501 (2001).
 9. E. Epelbaum, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 192501 (2011).
 10. N. Furutachi and M. Kimura, *Phys. Rev. C* **83**, 021303 (2011).
 11. M. Milin and W. von Oertzen, *Eur. Phys. J. A* **14**, 295 (2002).
 12. F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* **523**, 1 (1991).
 13. 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).