ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 4, с. 530–533

УДК 539.14

СПЕКТРОСКОПИЯ ^{8}He ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ ЯДРАМИ ^{12,14}C

© 2019 г. Ю. Б. Гуров[1], С. В. Лапушкин[1], Т. И. Леонова[1], В. Г. Сандуковский[1], Б. А. Чернышев[1, *]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

*E-mail: chernyshev@mephi.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.
После доработки 15.10.2018 г.
Принята к публикации 19.11.2018 г.

Структура уровней тяжелого изотопа гелия ^{8}He исследовалась в реакциях поглощения остановившихся пионов изотопами углерода: ^{12}C(π^-, p^3He)X, ^{14}C(π^-, d^4He)X и ^{14}C(π^-, t^3He)X. Измерения были выполнены с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра на ускорителе LANL. Поиск состояний ^{8}He проводился в спектре недостающих масс до энергий возбуждений ~20 МэВ. Впервые наблюдалось состояние $E_x \approx 6.4$ МэВ, $\Gamma \leq 1$ МэВ, структура которого, возможно определяется двумя валентными нуклонами, находящимися на оболочке $(1p_{1/2})^2$.

DOI: 10.1134/S0367676519040124

ВВЕДЕНИЕ

Легкие нейтронно-избыточные ядра, лежащие вблизи границы нуклонной стабильности, представляют интерес в исследованиях экзотических свойств ядерной материи. Точное определение их параметров в основном и возбужденных состояниях является основой для развития ядерных моделей и лежащих в их основе потенциалов.

Среди нуклонно-стабильных изотопов ^{8}He обладает рекордным отношением числа нейтронов к числу протонов: $N/Z = 3$. В ^{8}He валентные нуклоны более связаны по сравнению с валентными нейтронами в ^{6}He ($S_{2n}(^{8}\text{He}) = 2.14$ МэВ, $S_{2n}(^{6}\text{He}) = 0.973$ МэВ [1]). Возможным следствием является совпадение величин среднеквадратичных радиусов этих изотопов ($R_{RMS}(^{6}\text{He}) = 2.50 \pm 0.05$ фм, $R_{RMS}(^{8}\text{He}) = 2.52 \pm 0.03$ фм [2]), несмотря на различие в количестве нуклонов. Ранее, основное состояние ^{8}He рассматривалось как α-частичный кор, окруженный четырьмя валентными нейтронами, находящихся на оболочке $p_{3/2}$ [3]. Однако, как было показано экспериментально [4, 5] и теоретически [6, 7], волновая функция основного состояния наряду с компонентой $(p_{3/2})^4$ может содержать заметную примесь других компонент – $(p_{3/2})^2(s_{1/2})^2$, $(p_{3/2})^2(d_{5/2})^2$ и $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$.

Возбужденные уровни ^{8}He наблюдались в нескольких экспериментальных работах (см. компиляцию мировых данных [1] и обзоры [8, 9]), но статистическая обеспеченность результатов достаточно невысока. По-видимому, это является основной причиной в неопределенности энергии первого возбужденного состояния, значения которой лежат в интервале $E_{x1} = 2.7–3.6$ МэВ. Другое объяснение такого заметного разброса может быть связано с тем, что в экспериментах наблюдается суперпозиция двух состояний – 2^+-резонанса и мягкого дипольного резонанса с $J^P = 1^-$ [10]. Тогда различия в результатах эксперимента могут быть обусловлены различной заселенностью этих состояний. Однако это предположение требует лучшей статистической обеспеченности результатов.

В нескольких работах [1, 5, 10, 11] наблюдались более высокие возбуждения ^{8}He. Наблюдаемый спектр возбуждений ограничен энергией $E_x = 7.5$ МэВ [11]. Но эти результаты можно рассматривать только как указания на существование таких состояний, вследствие низкой статистики.

В нашей работе [12] представлены результаты по спектроскопии ^{8}He, полученные в реакции ^{9}Be(π^-, p)X поглощения остановившихся пионов ядрами ^{9}Be. Полученные результаты по параметрам возбужденных уровней представлены в таблице. В настоящей работе исследовались каналы образования ^{8}He при поглощении пионов изотопами углерода ^{12,14}C – ^{12}C(π^-, p^3He)X, ^{14}C(π^-, d^4He)X и ^{14}C(π^-, t^3He)X.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был выполнен на канале пионов низких энергий ускорителя LANL с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра [13]. Пучок отрицательных пионов с энергией 30 МэВ проходил через берилли-

евый замедлитель и останавливался в тонкой мишени (~24 мг · см$^{-2}$). Скорость остановок пионов в мишенях составляла ~$6 \cdot 10^4$ с$^{-1}$. Мишень ^{12}C являлась изотопно чистой, вклад неконтролируемых примесей ≤1%. "Радиоактивная мишень" ^{14}C представляла собой смесь изотопов (76% – ^{14}C и 23% – ^{12}C), вклад неконтролируемых примесей не превышал 1%. Измерения на обеих мишенях проводились в рамках одного экспериментального сеанса, что позволило минимизировать погрешности вычитания вклада примеси ^{12}C из "радиоактивной мишени".

Заряженные частицы, образующиеся при поглощении пионов ядрами мишени, регистрировались двумя многослойными полупроводниковыми телескопами, расположенными под углом 180° относительно друг друга. Энергетическое разрешение для однозарядных частиц (p, d, t) составило ΔE_1 (FWHM) ≈ 0.45 МэВ, для изотопов гелия ^{3,4}He – ΔE_2 (FWHM) ≈ 2 МэВ. Разрешение по недостающей массе (MM) при регистрации пары однозарядная частица и изотоп гелия составило ΔMM (FWHM) ≤ 3 МэВ. Погрешность абсолютной привязки шкалы MM ≤ 100 кэВ. Более подробно спектрометр и экспериментальная методика описаны в работах [13, 14].

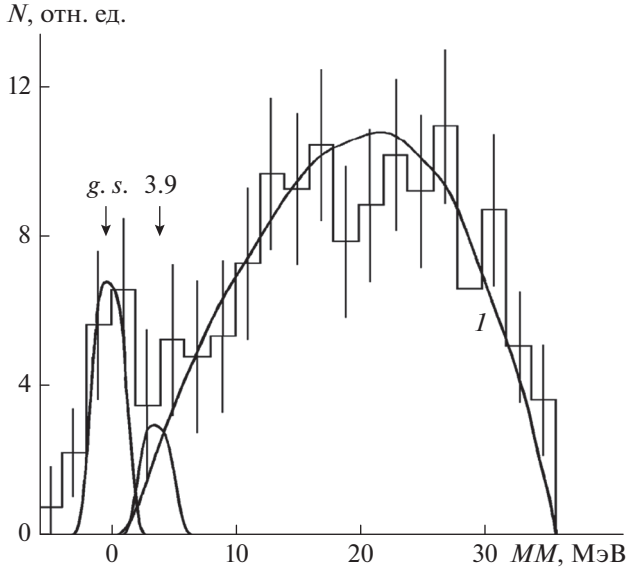

Рис. 1. Спектр MM для реакции ^{12}C(π$^-$, p^3He)X. Точки с погрешностями – экспериментальные данные. Сплошные линии – распределения Брейт–Вигнера для основного и возбужденного состояний, *1* – суммарное распределение по фазовым объемам. Стрелками отмечены положения двух наблюдаемых уровней ^{8}He.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Поиск возбужденных состояний ^{8}He проводился в спектрах MM для реакций ^{12}C(π$^-$, p^3He)X, ^{14}C(π$^-$, d^4He)X и ^{14}C(π$^-$, t^3He)X. Спектр, измеренный на мишени ^{12}C, представлен на рис. 1. За начало отсчета принята масса основного состояния ^{8}He. Экспериментальный спектр был описан суммой брейт–вигнеровских распределений и n-частичных распределений по фазовому объему ($n > 3$) с учетом энергетического разрешения установки. Несмотря на достаточно низкую статистическую обеспеченность данных, удалось выделить два состояния ^{8}He: основное состояние и уровень возбуждения с $E_x \approx 3.9$ МэВ и $\Gamma \le 1$ МэВ.

Наилучшей статистической обеспеченностью обладают данные, полученные в реакции ^{14}C(π$^-$, d^4He)X (рис. 2). Результаты измерений на "радиоактивной мишени" представлены на рис. 2*a*. События, лежащие в "нефизической" области ($MM < 0$ МэВ), обусловлены примесью ^{12}C. Количественный вклад примеси может быть определен по результатам измерений на мишени ^{12}C, выполненных в том же экспериментальном сеансе. MM-спектр для этих измерений был рассчитан

Таблица 1. Экспериментальные результаты по возбужденным уровням ^{8}He

E_x, МэВ	Γ, МэВ	Работа/Реакция
2.7–3.6	0.6 ± 0.2	[1]
3.62 ± 0.14	0.3 ± 0.2	[15]
3.6–3.9	~0.5	[16]
3.9 ± 0.2	0.3 ± 0.1	[12]
3.9 ± 0.5	≤1	^{12}C(π$^-$, p^3He)X, ^{14}C(π$^-$, d^4He)X и ^{14}C(π$^-$, t^3He)X
4.36 ± 0.2	1.3 ± 0.5	[1]
4.6 ± 0.3	0.3 ± 0.1	[12]
5.4 ± 0.5	0.3 ± 0.5	[15]
5.3–5.5	–	[16]
6.03 ± 0.10	0.15 ± 0.15	[19]
6.4 ± 0.5	≤1	^{14}C(π$^-$, d^4He)X и ^{14}C(π$^-$, t^3He)X
7.16 ± 0.04	0.1 ± 0.1	[1]

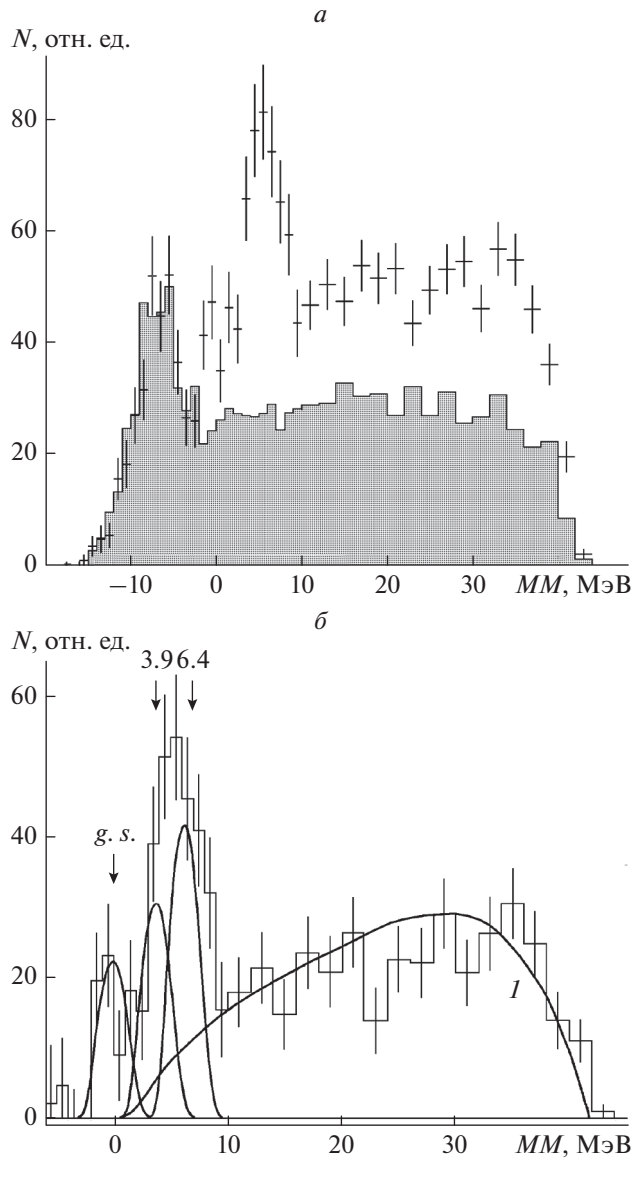

Рис. 2. Спектр *MM* для реакции ^{14}C(π^-, d^4He)*X*. *а* – измерения на “радиоактивной мишени”, *б* – спектр, полученный после вычитания вклада примеси ^{12}C. Точки с погрешностями – экспериментальные данные. Заштрихованная гистограмма – вклад примеси ^{12}C. Сплошные линии – распределения Брейт–Вигнера для основного и возбужденных состояний, *1* – суммарное распределение по фазовым объемам. Стрелками отмечены положения трех наблюдаемых уровней ^{8}He.

в кинематике реакции на ^{14}C и нормирован на относительный вклад примеси (23%). Полученный спектр изображен на рис. 2*а*, как заштрихованная гистограмма. Результат вычета примеси представлен на рис. 2*б*.

Описание спектра на рис. 2*б* проводилось аналогично предыдущему случаю. Однако вследствие недостаточной статистики пик в области 5 МэВ не удается разделить однозначным образом. Поэтому параметры первого возбужденного состояния, найденного в измерениях на ^{12}C, были фиксированы. В результате для второго возбужденного состояния были найдены следующие параметры $E_x \approx$ $\approx$ 6.4 МэВ и $\Gamma \leq 1$ МэВ.

Аналогичным образом рассматривался спектр *MM*, измеренный в реакции ^{14}C(π^-, t^3He)*X* (рис. 3). Параметры возбужденных состояний, найденные в этой реакции, совпадают с результатами, полученными в реакции ^{14}C(π^-, d^4He) (табл. 1).

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты по структуре возбужденных уровней ^{8}He вместе с экспериментальными результатами других работ представлены в таблице. Данные ранних работ взяты из компиляции [1].

Видно, что первое возбужденное состояние, наблюдаемое во всех исследованных нами каналах реакции, совпадает в пределах экспериментальных погрешностей с экспериментальными результатами недавних работ. Относительно узкая ширина этого уровня не подтверждает гипотезу, что наблюдаемый пик обусловлен суперпозицией двух состояний. Положение первого возбужденного уровня наиболее близко к теоретическим расчетам, выполненным в работах [16–18].

Второе возбужденное состояние (6.4 МэВ), наблюдаемое в измерениях на ^{14}C, находится наиболее близко к состоянию E_x = 6.03 МэВ, обнаруженному в реакции ^{10}B(^{12}C,^{14}O)^{8}He [19]. Сразу в нескольких теоретических работах предсказывается существование уровня вблизи 6 МэВ (см. обзор [8]). Однако предсказания квантовых чисел для этого состояния различаются. Наилучшее согласие с нашим результатом получено в работе [18], в которой уровню с E_x = 6.40 МэВ приписывается спин-четность $J^P = 1^+$.

Отсутствие уровня с $E_x \approx$ 6.4 МэВ в измерениях на ^{12}C, а также в более ранних измерениях реакции ^{9}Be(π^-, *p*)X [12] может служить указанием на структуру валентных нейтронов в этом состоянии. При поглощении остановившихся пионов образование слабосвязанных нейтронно-избыточных состояний наиболее предпочтительно происходит в квазисвободных процессах, в которых остаточное ядро не принимает непосредственного участия в реакции [14]. В этом случае волновые функции нуклонов остатка близки к волновым функциям в поглощающем ядре. В отличие от ^{9}Be и ^{12}C, ядро ^{14}C имеет два нейтрона на оболочке $p_{1/2}$. Тогда в каналах реакции, где эти нейтроны являются “спектаторами”, они останутся на этой же оболочке в остаточном ядре ^{8}He. Поэтому можно предположить, что структура валентной оболочки состояния (6.4 МэВ) имеет следующий вид – $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$. Заметим, что в расчетах работы [18]

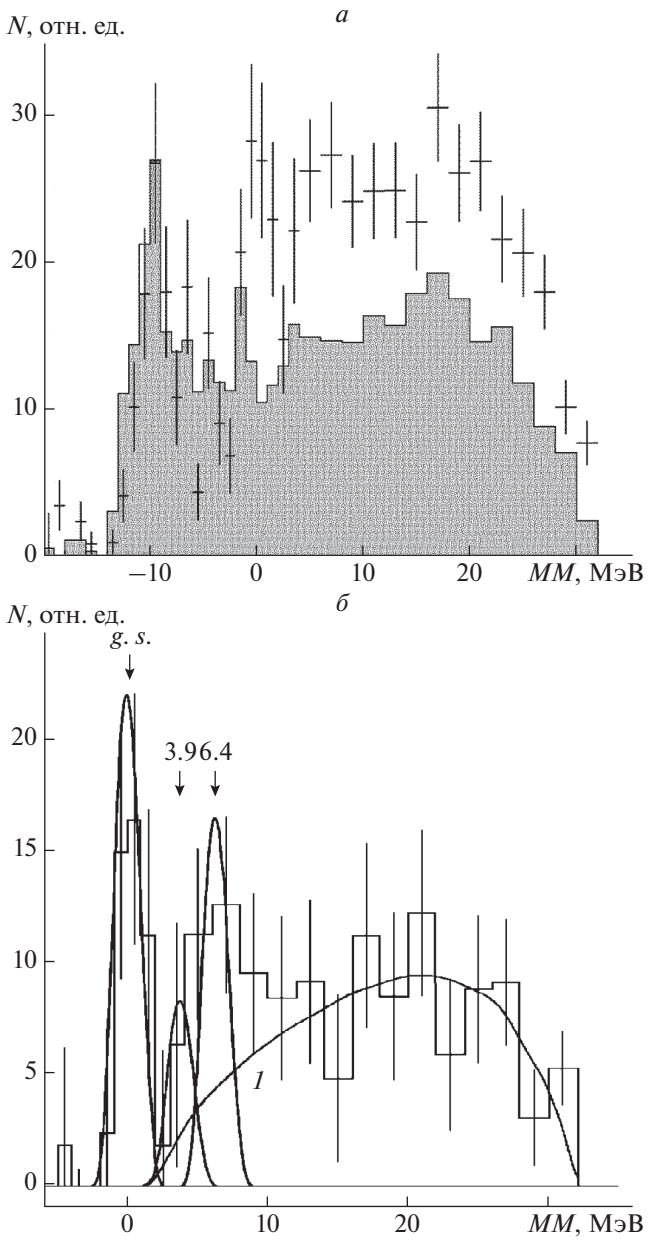

Рис. 3. Спектр *MM* для реакции ^{14}C(π^-, t^3He)*X*. *а* – измерения на "радиоактивной мишени", *б* – спектр, полученный после вычитания вклада примеси ^{12}C. Точки с погрешностями – экспериментальные данные. Заштрихованная гистограмма – вклад примеси. Сплошные линии – распределения Брейт–Вигнера для основного и возбужденного состояний, *1* – суммарное распределение по фазовым объемам. Стрелками отмечены положения трех наблюдаемых уровней ^{8}He.

предсказывается существование уровня с $J^P = 0^+$ при $E_x = 6.20$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поиск возбужденных состояний тяжелого изотопа гелия ^{8}He проводился в спектре недостающих масс, полученных в корреляционных измерениях реакций ^{12}C(π^-, *pt*)*X*, ^{14}C(π^-, d^4He)*X* и ^{14}C(π^-, t^3He)*X*. Первое возбужденное состояние ($E_x = 3.9 \pm 0.5$ МэВ, $\Gamma \le 1$ МэВ), наблюдаемое во всех каналах реакции, совпадает в пределах экспериментальных погрешностей с экспериментальными результатами недавних работ. Относительно узкая ширина этого уровня не подтверждает предположения о том, что наблюдаемый пик обусловлен суперпозицией двух состояний. Впервые наблюдалось состояние ($E_x = 6.4 \pm 0.5$ МэВ, $\Gamma \le 1$ МэВ), предположительно имеющее следующую структуру валентных нейтронов – $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$.

Работа поддержана Министерством высшего образования и науки РФ грант № 3.4911.2017/6.7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.
2. *Tanihata I., Savajols H., Kanungo R.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 68. P. 215.
3. *Zhukov M.V., Korsheninnikov A.A. Smedberg M.H.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. R1.
4. *Chulkov L.V., Aksouh F., Bleile A. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 759. P. 43.
5. *Scaza F. Lapoux V., Keeley N. et al.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 788. P. 260.
6. *Hagino K., Takahashi N., Sagawa H.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. № 5. Art. no. 054317.
7. *Kanada-En'yo Y. Taniguchi Y., Kimura M.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 805. P. 392.
8. *Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. 2016. Дубна. ОИЯИ. С. 137.
9. *Григоренко Л.В., Головков М.С., Крупко С.А. и др.* // УФН. 2016. Т. 186. № 5. С. 337; *Grigorenko L.V., Golovkov M.S., Krupko S.A. et al.* // Phys. Usp. 2016. V. 59. No 4. P. 321.
10. *Grigorenko L.V., Golovkov M.S., Ter-Akopian G.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6. No 2. P. 118.
11. *Seth K.K.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 434. P. 287.
12. *Chernyshev B.A. et al.* // The 3rd International Conference on Particle Phys. and Astrophys., KnE Energy & Physics. 2018. V. 2018. P. 78.
13. *Gornov M.G., Gurov Yu.B., Morokhov P.V. et al.* // NIM Phys. Res. A 2000. V. 446. No 3. P. 461.
14. *Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Чернышев Б.А. и др.* // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40. № 4. С. 1063; *Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Chernyshev B.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2009. V. 40. No 4. P. 158.
15. *Lapoux V., Alamanos N., Keeley N.* // J. Phys. Conf. Ser. 2006. V. 49. P. 161.
16. *Golovkov M.S., Grigorenko L.V., Ter-Akopian G.M. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 672. No 1. P. 22.
17. *Горбатов А.М. и др.* // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 1551.
18. *Wolters A.A., van Hees A.G.M., Glaudemans P.W.M.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. No 5. P. 2062.
19. *Stolla Th., Bohlen H.G., Gebauer B. et al.* // Z. Phys. A. 1996. V. 356. P. 233.