

УДК 539.14

ПОИСК ${}^9\text{He}$ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ ЯДРАМИ ${}^{14}\text{C}$

© 2020 г. Ю. Б. Гуров¹, С. В. Лапушкин¹, Т. И. Леонова^{1, *},
В. Г. Сандуковский¹, Б. А. Чернышев¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: tileonova@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Выполнен экспериментальный поиск образования тяжелого изотопа гелия ${}^9\text{He}$ при поглощении остановившихся пионов ядрами ${}^{14}\text{C}$. Изучена структура уровней ${}^9\text{He}$ в спектрах недостающих масс (MM) в реакциях: ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ и ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$. Впервые обнаружено состояние с высокой энергией возбуждения 12.5 МэВ и шириной состояния 1.5 МэВ. Установлено подавление образования основного состояния ${}^9\text{He}$ в исследуемых реакциях.

DOI: 10.31857/S0367676520080141

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальная ситуация со структурой уровней тяжелого изотопа гелия ${}^9\text{He}$ остается неопределенной [1, 2]. Впервые ${}^9\text{He}$ наблюдался в реакции перезарядки пионов ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ [3]. Основное состояние оказалось нестабильным относительно нейтронного распада ${}^9\text{He}_{g.s.} \rightarrow {}^8\text{He} + n$ ($S_n = 1.13(10)$ МэВ). Близкие значения резонансной энергии основного состояния были получены в реакциях перезарядки ионов: ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ [4, 5] и ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [5, 6]. Стандартная оболочечная модель предсказывает, что в основном состоянии ${}^9\text{He}$ последний нейтрон находится на $p_{1/2}$ -оболочке, и поэтому это состояние имеет спин-четность $J^P = 1/2^-$. Однако, как было показано в работе [7], малая ширина состояния, наблюдаемая в этих экспериментах ($\Gamma = 0.42$ МэВ [3] и $\Gamma = 0.1$ МэВ [6]), находится в противоречии с предсказаниями оболочечной модели и указывает на возможную примесь sd -оболочки [1].

В то же время в реакциях выбивания двух протонов ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^8\text{He} + n)X$ были получены указания на то, что основное состояние ${}^9\text{He}$ представляет собой виртуальное s -волновое состояние с длиной рассеяния $a_s \leq -10$ фм, что соответствует максимуму в спектре возбуждения ≈ 0.2 МэВ [8]. В этом случае для ${}^9\text{He}_{g.s.}$ спин-четность $J^P = 1/2^+$. Близкое значение величины $a_s \approx -12(3)$ фм было получено в реакции обдирки нейтрона $d({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ при энергии $E = 15\text{A}$ МэВ [9]. В этой же реакции

при $E = 25\text{A}$ МэВ существование виртуального состояния с $a_s > -20$ фм определено из значительной асимметрии рассеяния вперед-назад в [10]. В нескольких экспериментах на тяжелых ионах были также получены указания на s -волновую природу ${}^9\text{He}_{g.s.}$ [11, 12], но со значительно большей длиной рассеяния $-3 \leq a_s \leq 0$ фм. Следует отметить достаточно низкую статистическую обеспеченность результатов по наблюдению s -волнового состояния в перечисленных выше работах.

Столь же неопределенной оказываются теоретические предсказания положения и спина-четности [1, 2]. Таким образом, вопрос о спин-четности основного состояния ${}^9\text{He}$ остается открытым, так же, как и положение этого состояния. Неопределенной является ситуация и с возбужденными состояниями ${}^9\text{He}$.

В табл. 1 представлены результаты измерений параметров возбужденных состояний ${}^9\text{He}$, полученных на пионных и ионных пучках. Заметим, что для тех работ, в которых получено указание на существование s -волнового основного состояния, в табл. 1 представлены значения резонансной энергии, отсчитанной от суммы масс ${}^8\text{He}$ и нейтрона.

Видно, что если учесть соотношение $E_r = E_x + E_{r0}$ (E_{r0} – резонансная энергия основного состояния), результаты лежат в одном и том же диапазоне энергий возбуждения, но расходятся более сильно, чем приведенные погрешности измере-

ний. По-видимому, одной из причин такого расхождения является недостаточная статистическая обеспеченность данных. Отметим, что только в двух работах [3, 5] наблюдались высоковозбужденные ($E_x > 5$ МэВ) состояния.

Как следует из обзоров [1, 2], теория предсказывает существование достаточно большого количества уровней, лежащих как в области энергий возбуждений до 5 МэВ, так и в высоковозбужденной области, вплоть до 10 МэВ [13, 14]. В области низких возбуждений наблюдается качественное согласие между предсказаниями теории и эксперимента [1, 2], однако вследствие расхождений результатов эксперимента говорить о количественном согласии нельзя.

В такой ситуации экспериментальная информация, позволяющая разрешить имеющиеся противоречия и получить данные о новых состояниях ${}^9\text{He}$, представляет большой интерес. Реакция поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами позволяет эффективно исследовать структуру уровней легких нейтронно-избыточных ядер [15, 16]. В наших работах [17–21] этот метод был использован для исследования тяжелых изотопов гелия ${}^{5-8}\text{He}$. Несколько высоковозбужденных состояний этих ядер в этих измерениях наблюдались впервые. В настоящей работе представлены данные о структуре уровней изотопа ${}^9\text{He}$, полученные в корреляционных измерениях реакции поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами радиоактивного изотопа углерода ${}^{14}\text{C}$: ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ и ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения были выполнены на канале пионов низких энергий LAMPF с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра [22]. Пучок отрицательных пионов с энергией 30 МэВ проходил через бериллиевый замедлитель и останавливался в тонкой мишени (~ 24 мг \cdot см $^{-2}$). В качестве мишеней в измерениях использовались изотопы углерода – изотопно-чистая мишень ${}^{12}\text{C}$ и радиоактивная мишень “ ${}^{14}\text{C}$ ”, состоящая из смеси 77% ${}^{14}\text{C}$ и 23% ${}^{12}\text{C}$. Измерения на обеих мишенях проводились в рамках одного экспериментального сеанса. Это позволило в измерениях на радиоактивной мишени минимизировать погрешности определения вклада от поглощения ${}^{14}\text{C}$, который определялся после вычета вклада от поглощения на ${}^{12}\text{C}$. Скорость остановок пионов в мишенях составляла $\sim 6 \cdot 10^4$ с $^{-1}$.

Вторичные заряженные частицы – изотопы водорода (p , d , t) и гелия (${}^3, {}^4, {}^6\text{He}$), образующиеся в реакции, регистрировались двумя многослойными полупроводниковыми телескопами, расположенными под углом 180° относительно друг друга. Каждый из телескопов состоял из двух тон-

Таблица 1. Экспериментальные результаты по возбужденным уровням ${}^9\text{He}$

E_x , МэВ	Γ , МэВ	Реакция/ссылка
2.33(10)	0.42(10)	${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ [3]
4.93(10)	0.5(1)	
≈ 7	≈ 0.6	
1.15(10)		${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{O}){}^9\text{He}$ [4]
3.80(12)		
1.15(10)	0.7(2)	${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [5]
3.03(10)		
3.98(12)		
≈ 8	0.7(2)	
≈ 4	≤ 1	${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He}){}^9\text{He}$, данная работа
≈ 7	≤ 1	
≈ 12.5	≈ 1.5	
≈ 4	≤ 1	${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He}){}^9\text{He}$, данная работа
≈ 7	≤ 1	
E_r , МэВ	Γ , МэВ	Реакция/ссылка
1.33(8)	0.1(6)	${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, {}^8\text{He} + n)X$ [11]
2.42(10)	0.7(2)	
2.0(2)	~ 2	${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ [12]
≥ 4.2	> 0.5	
1.2(1)	~ 0.1	${}^2\text{H}({}^8\text{He}, p){}^9\text{He}$ [9]
3.4(8)	2.9(4)	

ких Si(Au) детекторов-идентификаторов без заметных нечувствительных слоев и 14 Si(Li) п.п.д. с полными толщинами ~ 3 мм с протяженностью нечувствительного слоя – 100 мкм. Суммарная толщина всех детекторов в каждом из телескопов ≈ 43 мм, что превышает пробег заряженных ядер, образующихся в исследуемых реакциях. В результате, достигается высокое энергетическое разрешение во всем диапазоне измерений энергий. Для однозарядных частиц (p , d , t) эта величина (FWHM) составляла 0.45 МэВ, а для двухзарядных изотопов гелия – 2 МэВ [15]. Точность определения абсолютной шкалы недостающих масс составила 0.1 МэВ [15, 16]. Более подробно спектрометр и экспериментальная методика описаны в работах [15, 16, 23].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Спектры недостающих масс (MM), измеренные в реакциях ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ и ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$ пред-

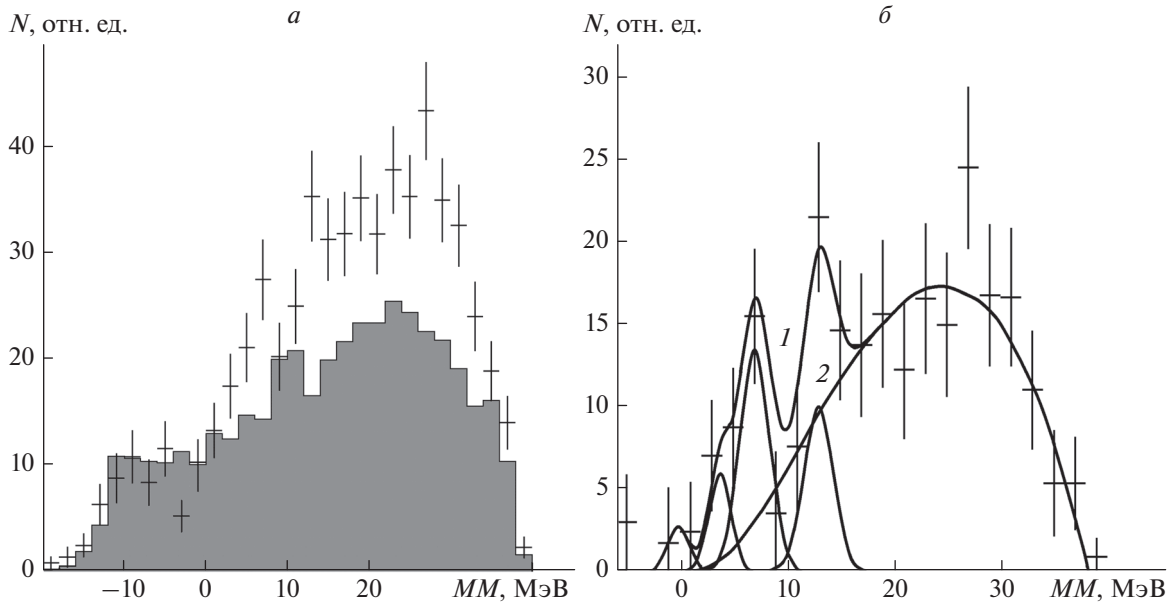


Рис. 1. *MM*-спектр, измеренный в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$. *a* – Точки с погрешностями, *MM*-распределение, измеренное на “радиоактивной” мишени в предположении изотопно-чистого состава ^{14}C ; заштрихованная гистограмма ^{14}C – *MM*-спектр, измеренный на мишени ^{12}C и нормированный на долю ^{12}C в “радиоактивной” мишени; *b* – точки с погрешностями, *MM*-спектр после вычета вклада примеси ^{12}C , сплошные линии – Брейта–Вигнера распределения для основного и возбужденных состояний ^9He , 1 – полное описание и 2 – распределение по фазовому объему $p^4\text{He}^7\text{He}2n$.

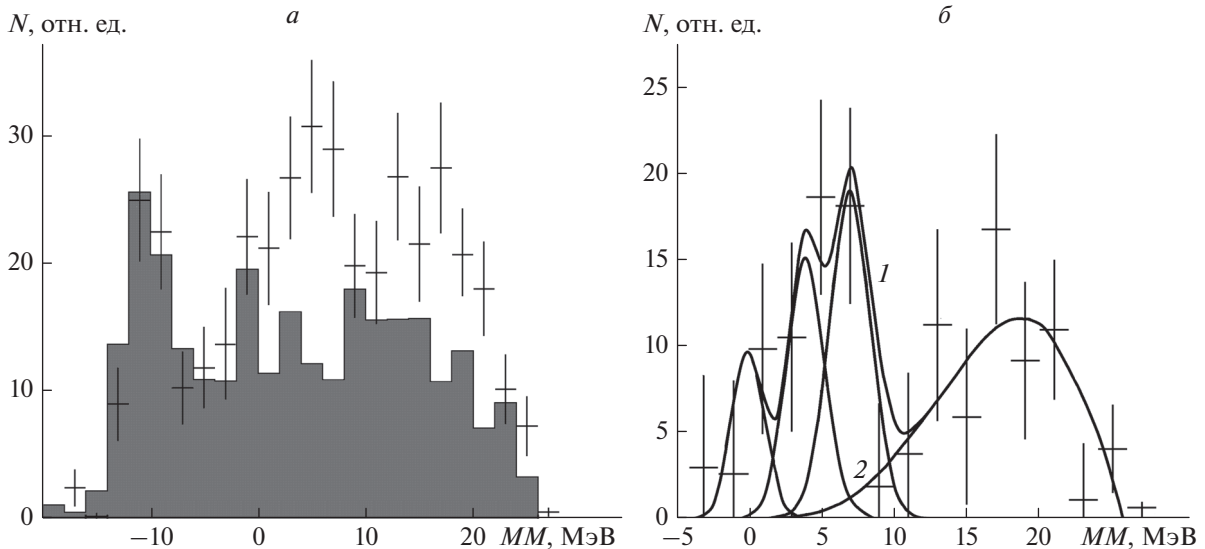


Рис. 2. *MM*-спектр, измеренный в реакции $^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$. *a* – Точки с погрешностями, *MM*-распределение, измеренное на “радиоактивной” мишени в предположении изотопно-чистого состава ^{14}C ; заштрихованная гистограмма ^{14}C – *MM*-спектр, измеренный на мишени ^{12}C и нормированный на долю ^{12}C в “радиоактивной” мишени; *b* – точки с погрешностями, *MM*-спектр после вычета вклада примеси ^{12}C , сплошные линии – Брейта–Вигнера распределения для основного и возбужденных состояний ^9He , 1 – полное описание, 2 – распределение по фазовому объему $d^3\text{He}^6\text{He}3n$.

ставлены на рис. 1 и 2. За начало отсчета принята масса ^9He из компиляции [24] ($S_n = -1.25$ МэВ).

Спектры, представленные на рис. 1*a* и 2*a*, получены в предположении, что поглощение про-

исходит на ядрах ^{14}C . В действительности заметный вклад в спектры вносят примесные ядра ^{12}C , что наглядно демонстрируют события, лежащие в нефизической области $MM < -1.25$ МэВ. Для вы-

чета этого вклада используются спектры, измеренные на изотопно-чистой мишени ${}^{12}\text{C}$, рассчитанные по кинематике поглощения на ${}^{14}\text{C}$ и нормированные на процентный вклад примеси ${}^{12}\text{C}$ (23%) в “радиоактивной” мишени. Полученные таким образом спектры показаны на рис. 1а и 2а в виде заштрихованных гистограмм. ММ-спектры на ${}^{14}\text{C}$, полученные после вычитания примеси ${}^{12}\text{C}$, представлены на рис. 1б и 2б.

В обоих спектрах выделяются пики, обусловленные основным и возбужденными состояниями ${}^9\text{He}$. Для выделения состояний ${}^9\text{He}$ был использован метод наименьших квадратов при описании спектров на рис. 1б и 2б суммой распределений Брейта–Вигнера и распределений по фазовым объемам всех возможных n -частичных каналов конечных состояний ($n \geq 4$) с учетом энергетического разрешения измерений. При описании параметры основного состояния фиксировались ($S_n = -1.25$ МэВ [24], $\Gamma = 0.42$ МэВ [3]). Параметры возбужденных состояний являлись свободными и их значения представлены в табл. 1.

Наши результаты по положению основного состояния ($E_{00} \sim 1$ МэВ) согласуются с результатами работ [3–6]. Однако вследствие невысокой статистической обеспеченности данных и энергетического разрешения нельзя исключить существование состояний с меньшей резонансной энергией. Следует отметить, что в обеих реакциях выходы каналов с образованием основного состояния ${}^9\text{He}$ подавлены по сравнению с каналами с возбужденными состояниями. Указанием на подавление каналов реакции с образованием ${}^8\text{He}_{g.s.} + n$ является отсутствие вклада в описание непрерывных спектров конечных состояний $\pi^- + {}^{14}\text{C} \rightarrow \rightarrow p^4\text{He}^8\text{He}_{g.s.}n$ и $\pi^- + {}^{14}\text{C} \rightarrow d^3\text{He}^8\text{He}_{g.s.}n$. По-видимому, это подавление обусловлено структурой ${}^{14}\text{C}$. Как показано в обзоре [15] в трехчастичных каналах реакции поглощения остановившихся пионов, основной вклад в образование слабосвязанных состояний вносят квазисвободные процессы, в которых остаточная система не принимает непосредственного участия. В этом случае при отсутствии в поглощающем ядре внутриядерного кластера определенной конфигурации его образование в этой реакции будет сильно подавлено.

Эта же причина может объяснить отсутствие в наших данных указаний на уровни возбуждения в области $E_x \sim 1-3$ МэВ ($E_r \sim 2-4$ МэВ), наблюдаемых в других экспериментах (см. табл. 1). Наблюдаемый нами в обеих реакциях уровень при $E_x \approx 4$ МэВ совпадает с уровнем 3.98 МэВ, наблюдаемом в реакции перезарядки ионов ${}^9\text{Be}({}^{14}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^9\text{He}$ [5, 6]. Этот уровень может представлять собой систему возбужденного состояния ${}^8\text{He}$ ($J^P = 2^+$) и нейтрона на $1d_{5/2}$ -оболочке [2]. Расчеты, выполненные в рамках

модели связанных каналов, предсказывают для этого возбужденного состояния $J^P = 5/2^+$ [25].

Наши результаты подтверждают указания на существование относительно узкого состояния при $E_x \sim 7$ МэВ, которые были получены в работах [3, 5]. В целом ряде теоретических работ (см. обзоры [1, 2]), использующих различные виды оболочечных моделей, предсказываются сразу несколько уровней, лежащих в интервале $6.5 \leq E_x \leq 10$ МэВ с различными квантовыми числами. В связи с недостаточным энергетическим разрешением не представляется возможным приписать наблюдаемому в наших измерениях состоянию определенную спин-четность.

Уровень с $E_x \approx 12.5$ МэВ и $\Gamma \approx 1.5$ МэВ, измеренный в реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$, наблюдался впервые. Отметим, что эта величина возбуждения практически на 5 МэВ превышает максимальную энергию возбуждения, наблюдаемую до настоящего времени [1, 2]. Следует отметить, что в большинстве экспериментальных работ исследованная область возбуждений ограничена гораздо меньшими величинами. В работах [3, 5], в которых исследовалась область высоких возбуждений, статистическая обеспеченность данных недостаточна в этой области. Также отсутствуют и теоретические расчеты при $E_x > 11$ МэВ. Можно отметить, что наблюдаемый в наших измерениях уровень лежит вблизи порога распада ${}^9\text{He} \rightarrow t\pi n$ (13.2 МэВ). Учитывая приближенность полученного результата нельзя исключить, что наблюдаемый уровень является пороговым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поиск состояний тяжелого изотопа гелия ${}^9\text{He}$ был выполнен в корреляционных измерениях реакций поглощения остановившихся π^- -мезонов ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ и ${}^{14}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$. В обеих реакциях наблюдалось основное состояние ${}^9\text{He}$, параметры которого совпадают с мировыми данными [1, 2]. Однако выход этого состояния подавлен по отношению к наблюдаемым возбужденным состояниям. Наши результаты подтверждают полученные ранее указания на существование достаточно узкого высоковозбужденного состояния при $E_x \sim 7$ МэВ. В реакции ${}^{14}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ впервые наблюдался уровень с рекордно высокой энергией возбуждения $E_x \approx 12.5$ МэВ ($\Gamma \approx 1.5$ МэВ).

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (грант N3.4911.2017/6.7) и программой повышения конкурентно способности НИЯУ “МИФИ” (соглашение с Министерством образования и науки РФ от 27 августа 2013, проект № 02.a03.21.0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tanihata I., Savajols H., Kanungo R.* // *Progr. Part. Nucl. Phys.* 2013. V. 68. P. 215.
2. *Пенионжжевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016. 145 с.
3. *Seth K.K., Artuso M., Barlow D. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 1930.
4. *Bohlen H.G., Gebauer B., Kolbert D. et al.* // *Z. Phys. A.* 1988. V. 330. P. 227.
5. *von Oertzen W., Bohlen H.G., Gebauer B. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 588. P. 129.
6. *Bohlen H.G., Blazevic A., Gebauer B. et al.* // *Progr. Part. Nucl. Phys.* 1999. V. 42. P. 17.
7. *Barker F.C.* // *Nucl. Phys. A.* 2004. V. 741. P. 42.
8. *Chen L., Blank B., Brown B.A. et al.* // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 505. P. 21.
9. *Kalane T., Gibelin J., Roussel-Chomaz P. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88. Art. № 034301.
10. *Al Falou H., Leprince A., and Orr N.A.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. V. 312. Art. № 092012.
11. *Johansson H.T., Aksyutina Y., Aumann T. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 2010. V. 842. P. 15.
12. *Golovkov M.S., Grigorenko L.V., Fomichev A.S. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76. Art. № 021605.
13. *Myo T., Kato K., Aoyama S. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. Art. № 054313.
14. *Quaglioni S., Navratil P.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. Art. № 092501.
15. *Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Сандуковский В.Г., Чернышев Б.А.* // *ЭЧАЯ.* 2009. Т. 40. С. 1063; *Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Sandukovsky V.G., Chernyshev B.A.* // *Phys. Part. Nucl.* 2009. V. 40. P. 558.
16. *Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В. и др.* // *ЯФ.* 2016. Т. 79. С. 338; *Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Lapushkin S.V. et al.* // *Phys. Atom. Nucl.* 2009. V. 79. P. 525.
17. *Гуров Ю.Б., Карпухин В.С., Лапушкин С.В. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2006. Т. 84. С. 3; *Gurov Yu.B., Karpukhin V.S., Lapushkin S.V. et al.* // *JETP Lett.* 2006. V. 84. P. 1.
18. *Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2014. Т. 78. С. 1370; *Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Lapushkin S.V. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2014. V. 78. P. 1108.
19. *Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Лапушкин С.В. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 101. С. 73; *Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Lapushkin S.V. et al.* // *JETP Lett.* 2015. V. 101. P. 69.
20. *Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Кузнецов Д.С. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т. 79. С. 512; *Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Kuznetsov D.S. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2015. V. 79. P. 470.
21. *Гуров Ю.Б., Жан-Короткова, Л.Ю., Карпухин В.С. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. С. 753; *Gurov Yu.B., Jean-Korotkova L.Yu., Karpukhin V.S. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2018. V. 82. P. 678.
22. *Гуров Ю.Б., Лапушкин С.В., Леонова Т.И. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2019. Т. 83. С. 530; *Gurov Yu.B., Lapushkin S.V., Leonova T.I. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2019. V. 83. P. 479.
23. *Gornov M.G., Gurov Yu.B., Morokhov P.V. et al.* // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A.* 2000. V. 446. P. 461.
24. *Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al.* // *Chin. Phys. C.* 2012. V. 36. P. 1603.
25. *Palit R., Adrich P., Aumann T. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 2004. V. 731. P. 235.