Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 3, с. 147 – 151

Образование ^{8}He в реакциях поглощения остановившихся пионов ^{9}Be$(\pi^-, p)X$ и ^{10}B$(\pi^-, pp)X$

Ю. Б. Гуров[+*], С. В. Лапушкин[+], Т. И. Леонова[+], В. Г. Сандуковский[*], М. В. Телькушев[+], Б. А. Чернышев[+1)]

[+]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 7 декабря 2020 г.
После переработки 30 декабря 2020 г.
Принята к публикации 30 декабря 2020 г.

Структура уровней тяжелого изотопа гелия ^{8}He исследовалась в реакциях поглощения остановившихся пионов: ^{9}Be$(\pi^-, p)X$ и ^{10}B$(\pi^-, pp)X$. Измерения были выполнены с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра на ускорителе LANL. Получены указания на существование мягкой дипольной моды при энергии возбуждения $E_x \approx 3$ МэВ. Впервые наблюдалось состояние с высокой энергией возбуждения (12.2(5) МэВ).

DOI: 10.31857/S1234567821030010

1. Введение. Среди нуклонно-стабильных ядер тяжелый изотоп гелия ^{8}He обладает рекордным отношением числа нейтронов к протонам: $N/Z = 3$. Энергия отделения двух нейтронов составляет величину $S_{2n}(^8\text{He}) = 2.14$ МэВ, что превышает соответствующую величину для ^{6}He – 0.973 МэВ [1]. Поэтому можно предположить, что основное состояние ^{8}He представляет собой α-частичный кор, окруженный четырьмя валентными нейтронами, а не трехчастичную систему $^6\text{He}+n+n$. При этом, как было показано экспериментально [2, 3] и теоретически [4, 5], волновая функция наряду с $(p_{3/2})^4$ компонентой содержит 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 ограниченном числе экспериментальных работ (см. компиляцию мировых данных [1] и обзоры [6–8]), при этом статистическая обеспеченность результатов невысока. По-видимому, это является одной из причин в неопределенности энергии первого возбужденного состояния, значения которой лежат в интервале $E_{x1} = 2.7 \div 3.6$ МэВ [1]. Другое объяснение такого разброса может быть связано с тем, что в экспериментах наблюдается суперпозиция двух состояний – 2^+ резонанса и мягкой дипольной моды (МДМ) с $J^P = 1^-$ [9]. Следовательно, отличия в результатах могут быть обусловлены различной заселенностью этих состояний. В [9] первое возбужденное состояние связывают с МДМ при $E_x \approx 3$ МэВ, а второе возбужденное состояние $J^P = 2^+$ лежит в области энергий возбуждения $3.6 \div 3.9$ МэВ. Однако в остальных работах [1, 3, 10, 11] утверждается, что для первого возбужденного состояния $J^P = 2^+$, а вопрос о спин-четности второго возбужденного состояния остается открытым [11].

В нескольких работах [1, 5, 10, 11] наблюдались более высокие возбуждения ^{8}He. Параметры этих состояний представлены в табл. 1. Отметим, что в реакциях на ионных пучках наблюдаемый спектр возбуждений ограничен энергией $E_x = 7.5$ МэВ [9].

Ранее исследование структуры уровней ^{8}He было выполнено нами в реакциях поглощения остановившихся пионов: ^{11}B$(\pi^-, pd)X$ [12], ^{12}C$(\pi^-, p^3\text{He})X$, ^{14}C$(\pi^-, t^3\text{He})X$ и ^{14}C$(\pi^-, d^4\text{He})X$ [13].

Полученные результаты представлены в табл. 1. Отметим, что в работе [12] впервые наблюдались высоковозбужденные состояния с $E_x = 9.3(4)$ и 12.2(3) МэВ. Также в трех реакциях впервые наблюдалось состояние с $E_x \approx 6.4$ МэВ и $\Gamma \sim 0.6$ МэВ [12, 13]. Следует отметить, что в реакции захвата двух протонов ^{10}Be$(^{12}\text{C},^{14}\text{O})^8$He наблюдался близкий по энергии возбуждения уровень с $E_x \approx 6.03(10)$ МэВ, но заметно менее широкий $\Gamma = 0.15(15)$ МэВ [14].

В настоящей работе с целью получения новой информации и подтверждения ранее полученных результатов по спектроскопии ^{8}He исследовались реакции ^{9}Be$(\pi^-, p)X$ и ^{10}B$(\pi^-, pp)X$. Заметим, что предварительная информация о реакции ^{9}Be$(\pi^-, p)X$ была представлена нами в работе [15] на ограниченном наборе статистики.

1)e-mail: chernyshev@mephi.ru

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

E_x, МэВ	Г, МэВ	J^P	Реакция, работа
$2.6 \div 3.6$	~ 0.6	2^+	[1]
≈ 3		(1^-)	[9] ^{10}B$(\pi^-, pp)^8$He
≈ 3	~ 0.6	(1^-), (2^+)	[11]
$3.6 \div 3.9$	≈ 0.5	2^+	[9, 27]
3.9 ± 0.2	≈ 0.5		^{9}Be$(\pi^-, p)^8$He, ^{11}B$(\pi^-, pd)^8$He [12], ^{12}C$(\pi^-, p^3$He$)^8$He, ^{14}C$(\pi^-, t^3$He$)^8$He, ^{14}C$(\pi^-, d^4$He$)^8$He [13]
≈ 4.2	1.2	(1^-)	[1, 11]
4.6 ± 0.3	≈ 0.5		^{9}Be$(\pi^-, p)^8$He, ^{10}B$(\pi^-, pp)^8$He, ^{11}B$(\pi^-, pd)^8$He [12]
5.4(5)	0.5(3)	1^+	[3, 9]
(6.03(10))	0.15(15)		[14]
≈ 6.4	~ 0.6		^{10}B$(\pi^-, pp)^8$He, ^{11}B$(\pi^-, pd)^8$He [12], ^{14}C$(\pi^-, t^3$He$)^8$He, ^{14}C$(\pi^-, d^4$He$)^8$He [13]
7.16(4)	0.1(1)	(1^-)	[14]
9.3(4)	1.7(3)		^{11}B$(\pi^-, pd)^8$He [12]
12.2(3)	0.8(3)		^{10}B$(\pi^-, pp)^8$He

Важно отметить, что реакция поглощения остановившихся пионов была ранее успешно использована нами для исследования структуры уровней других тяжелых изотопов гелия: ^{6}He [16, 17] и ^{7}He [18–20].

2. Эксперимент. Эксперимент был выполнен на канале пионов низких энергий ускорителя LANL с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра [21, 22]. Пучок отрицательных пионов с энергией 30 МэВ проходил через бериллиевый замедлитель и останавливался в тонкой мишени (~ 24 мг $\cdot$ см$^{-2}$). Скорость остановок пионов в мишенях составляла $\sim 6 \cdot 10^4$ с$^{-1}$. Мишень ^{9}Be являлась изотопно-чистой, в мишени ^{10}B вклад примеси ^{11}B составлял 15 %, вклад неконтролируемых примесей в обеих мишенях ≤ 1 %. Измерения на мишенях ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B проводились в рамках одного экспериментального сеанса, что позволило минимизировать погрешности вычитания вклада примеси ^{11}B из результатов измерения на мишени ^{10}B.

Заряженные частицы, образующиеся при поглощении пионов ядрами мишени, регистрировались двумя многослойными полупроводниковыми телескопами, расположенными под углом 180° относительно друг друга. Энергетическое разрешение при регистрации протонов составило величину ΔE (FWHM) $\approx$ 0.45 МэВ [21]. Разрешение по недостающей массе (MM) при регистрации pp-пар составило величину ΔMM (FWHM) $\approx$ 1 МэВ [22]. Точность абсолютной привязки шкалы в инклюзивных и корреляционных измерениях была лучше 200 кэВ [22]. Более подробно спектрометр и экспериментальная методика описаны в работах [21, 22].

3. Результаты и обсуждение. Поиск состояний ^{8}He проводился по пикам в спектрах недостающих масс, измеренных в реакциях ^{9}Be$(\pi^-, p)X$ и ^{10}B$(\pi^-, pp)X$.

Спектр MM, полученный в инклюзивных измерениях реакции ^{9}Be$(\pi^-, p)X$, 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 ($n > 2$) с учетом энергетического разрешения установки. Описание основного состояния представляет собой фактически приборную линию установки. При описании спектра удалось надежно выделить основное и два возбужденных состояния ^{8}He со следующими параметрами (E_x, Г): (3.9(2) МэВ, ≈ 0.5 МэВ) и (4.6(3) МэВ, ≈ 0.5 МэВ). Сравнение с предварительными результатами ($E_x = 4.4(2)$ МэВ), полученными нами ранее, показывает, что наблюдаемый в работе [15] пик представляет собой суперпозицию двух состояний, которые не удалось разделить вследствие ограниченной статистики.

Также в экспериментальном спектре наблюдаются превышения над описанием в трех областях при

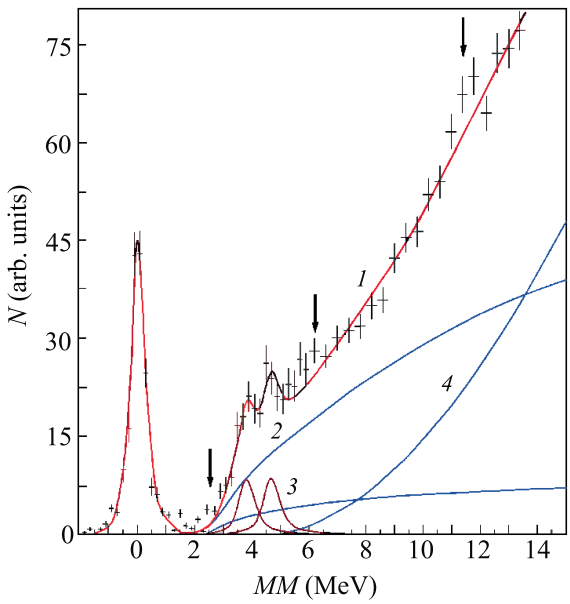

Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр MM для реакции ^{9}Be$(\pi^-, p)X$. Точки с погрешностями – экспериментальные данные. Сплошные линии – описание основного и возбужденных состояний, *1* – полное описание; распределения по фазовым объемам: *2* – $\pi^- + {}^9\text{Be} \to p + {}^6\text{He} + 2n$; *3* – $\pi^- + {}^9\text{Be} \to p + {}^7\text{He} + n$; *4* – $\pi^- + {}^9\text{Be} \to p + {}^6\text{He}^*(1.797) + 2n$. Стрелками отмечены области спектра, в которых экспериментальные данные превышают описание

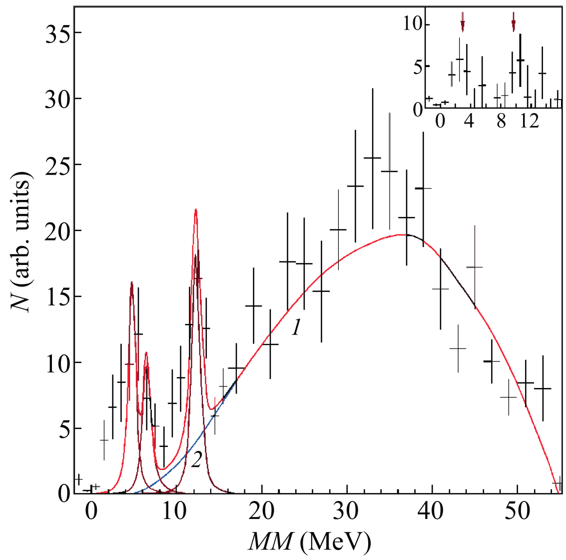

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр MM для реакции ^{10}B$(\pi^-, pp)X$. Точки с погрешностями – экспериментальные данные. Сплошные линии – описание возбужденных состояний, *1* – полное описание; *2* – распределения по фазовому объему: *2* – $\pi^- + {}^{10}\text{B} \to p + p + {}^6\text{He}^*(1.8) + 2n$. На вставке – разность между экспериментальным спектром и его описанием в области $0 < MM < 16$ МэВ. Стрелками отмечены средние значения полученной разности

энергиях $E_x \approx 3$, 6.5 и 12 МэВ, что указывает на возможное существование в этих областях возбужденных состояний. Отметим, что энергия отделения двух нейтронов $S_{2n}(^8\text{He}) = 2.14$ МэВ, поэтому избыток событий вблизи порога реакции трудно объяснить, не привлекая гипотезу о существовании низколежащего состояния.

Спектр MM, полученный в корреляционных измерениях реакции ^{10}B$(\pi^-, pp)X$, полученный после вычета вклада примеси ^{11}B, 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.

Как видно на рис. 2, реакция поглощения остановившихся пионов легкими ядрами с образованием двух быстрых протонов ^{10}B$(\pi^-, pp)X$ обладает ярко выраженной селективностью – в конечном состоянии не наблюдается основное состояние остаточного ядра. Аналогично, образование основного состояния нейтронно-избыточных ядер подавлено в реакциях ^{9}Be$(\pi^-, pp)^7$H [23], ^{11}B$(\pi^-, pp)^9$He, ^{12}C$(\pi^-, pp)^{10}$Li [24] и ^{14}C$(\pi^-, pp)^{12}$Li [25].

По-видимому, основным механизмом образования двух протонов является поглощение пиона на pp-паре, с последующей перезарядкой нейтрона на остаточном ядре: ^{8}Li$(n, p)^8$He. К сожалению, мы не нашли экспериментальной информации об этой реакции. Реакция ^{8}He$(p, n)^8$Li была измерена в RIKEN при энергии пучка ^{8}He 190 МэВ в обратной кинематике [26]. Несмотря на достаточно высокую статистическую обеспеченность результатов, авторам удалось выделить переходы только в два возбужденных состояния ^{8}Li с $E_x = 0.98$ МэВ и ≈ 8 МэВ, при этом второе состояние наблюдалось впервые. Как и в наших измерениях, переход $^8\text{Li}_{\text{g.s.}} \leftrightarrow {}^8\text{He}_{\text{g.s.}}$ отсутствует. Возможно, это отсутствие связано с запретом гамов-теллеровского перехода между этими состояниями, имеющими спин-четности $2^+(^8\text{Li}_{\text{g.s.}})$ и $0^+(^8\text{He}_{\text{g.s.}})$. Нам также неизвестны расчеты спектроскопических факторов для отделения двух протонов в ^{8}Li. В связи с этим точные расчеты, описывающие этот механизм, вряд ли возможны. Заметим, что во всех остальных случаях реакции (π^-, pp) соответствующие спины отличаются на единицу и имеют противоположные четности: $(1/2^+)$ $(^7\text{H}_{\text{g.s.}})$ и $3/2^-$ $(^7\text{He}_{\text{g.s.}})$, $1/2^+$ $(^9\text{He}_{\text{g.s.}})$ и $3/2^-$ $(^9\text{Li}_{\text{g.s.}})$, 1^- $(^{10}\text{Li}_{\text{g.s.}})$ и 0^+ $(^{10}\text{Be}_{\text{g.s.}})$, $(1^-, 2^-)$ $(^{12}\text{Li}_{\text{g.s.}})$ и 0^+ $(^{12}\text{Be}_{\text{g.s.}})$.

Таким образом, события, наблюдаемые вблизи порога на рис. 2, по-видимому, обусловлены первым возбужденным состоянием ^{8}He. Некоторое превышение в этой области энергий экспериментальных спектров над описанием, наблюдаемое в реакции $^9\mathrm{Be}(\pi^-,p)X$ (рис. 1) и $^{11}\mathrm{B}(\pi^-,pd)X$ [12], подтверждает это предположение. Описание этого избытка с помощью порогового распределения Брейта–Вигнера не оказалось успешным. Это согласуется с предположением о том, что в этой реакции наблюдается МДМ, форма которого не описывается распределением Брейта–Вигнера [9]. Отметим также, что непрерывный спектр описывается только одним распределением по фазовому объему с участием возбужденного состояния $^6\mathrm{He}^*(1.8)$ без привлечения каналов с основным состоянием ^{6}He.

В спектре MM в реакции $^{10}\mathrm{B}(\pi^-,pp)X$ удалось выделить три возбужденных состояния ^{8}He со следующими параметрами (E_x,Γ): (4.6(3) МэВ, $\approx$0.5 МэВ), ($\approx$6.4 МэВ, $\approx$0.5 МэВ) и (12.2(5) МэВ, 0.8(3) МэВ). Отметим также превышение эксперимента над описанием в области 9.5 МэВ.

В области низких энергий возбуждений обнаруженный в реакции $^{10}\mathrm{B}(\pi^-,pp)X$ уровень с $E_x \approx \approx 4.6$ МэВ также наблюдался в реакциях $^9\mathrm{Be}(\pi^-,p)X$ и $^{11}\mathrm{B}(\pi^-,pd)X$. В то же время мы не получили указаний на существование уровня с $E_x \approx 3.6$ МэВ, который наблюдался в большом числе экспериментов, в том числе и в реакциях с остановившихся пионов (см. табл. 1), что дает дополнительные доказательства селективности этой реакции. Одновременное наблюдение этих двух состояний в реакциях $^9\mathrm{Be}(\pi^-,p)X$ и $^{11}\mathrm{B}(\pi^-,pd)X$ дает основание предположить существование в области низких энергий возбуждения трех уровней: МДМ при энергии возбуждения $E_x \approx 3$ МэВ и двух резонансных состояний. Отметим, что резонансные состояния находятся вблизи порогов распада ^{8}He в $^4\mathrm{He}+4n$ (3.11 МэВ) и $^5\mathrm{He}+3n$ (4.0 МэВ). Меньшее число уровней, наблюдаемое в этой области в ионных экспериментах, по-видимому, обусловлено недостаточной статистической обеспеченностью результатов.

Наблюдение состояния с $E_x \approx 6.4$ МэВ в реакции $^{10}\mathrm{B}(\pi^-,pp)X$ подтверждает результаты, полученные в реакциях $^{11}\mathrm{B}(\pi^-,pd)X$ [12], $^{14}\mathrm{C}(\pi^-,t^3\mathrm{He})X$ и $^{14}\mathrm{C}(\pi^-,d^4\mathrm{He})X$ [13]. Во всех этих случаях ширина уровня ($\sim$0.6 МэВ) существенно больше $\Gamma = = 0.15(15)$ МэВ для уровня с $E_x \approx 6.03(10)$ МэВ [14], что указывает на разную природу этих состояний. Выполненный в работе [13] анализ обосновал предположение, что структура валентной оболочки состояния (6.4 МэВ) имеет следующий вид – $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$. Сравнение ширин указывает на то, что спин состояния с $E_x \approx 6.4$ МэВ меньше спина состояния с $E_x \approx 6.03$ МэВ, которому приписывают $J^P = 2^-$ [14].

Указание на существование уровня вблизи 9.5 МэВ подтверждается наблюдением состояния с $E_x = 9.3(4)$ МэВ, $\Gamma = 1.7(3)$ МэВ, обнаруженного в реакции $^{11}\mathrm{B}(\pi^-,pd)X$ [12].

Состояние с высокой энергией возбуждения (12.2(5) МэВ) наблюдалось впервые. Заметим, что это состояние лежит ниже порога распада $^8\mathrm{He}\to{}^3\mathrm{H}+{}^3\mathrm{H}+2n$ (14.445 МэВ), поэтому не может быть обусловлено возбуждением α-частичного кора. В реакции $^{11}\mathrm{B}(\pi^-,pd)X$ наблюдалось близкое по энергии возбуждения состояние с $E_x = 11.5(3)$ МэВ, но с заметно худшей статистикой [24]. Так как ошибки измерений перекрываются, не исключено, что в этих реакциях наблюдается одно и то же состояние. В измерениях реакции $^9\mathrm{Be}(\pi^-,p)X$ в этой области наблюдается некоторое превышение экспериментальных данных над описанием (рис. 1), но вследствие быстрого роста непрерывного спектра в инклюзивных измерениях статистическая обеспеченность этого превышения отсутствует.

Заметим, что существование двух высоковозбужденных состояний, лежащих выше 9 МэВ, предсказано в ряде теоретических работ (см. обзор [7]).

4. Заключение. Поиск возбужденных состояний тяжелого изотопа гелия ^{8}He проводился в спектре недостающих масс, полученных в измерениях реакций $^9\mathrm{Be}(\pi^-,p)X$ и $^{10}\mathrm{B}(\pi^-,pp)X$. В области низких энергий возбуждений обнаружены три состояния, при этом первое возбужденное состояние, по-видимому, представляет собой мягкую дипольную моду при $E_x \approx 3$ МэВ. Были получены подтверждения существования уровней при $E_x \approx 6.4$ и 9.3 МэВ, наблюдаемые нами ранее в других реакциях поглощения остановившихся пионов легкими ядрами. Состояние с высокой энергией возбуждения (12.2(5) МэВ) наблюдалось впервые.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект # 0723-2020-0041) и Российским научным фондом (проект # 18-12-00312).

1. D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millenar, J. E. Purcell, C. J. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2005).
2. L. V. Chulkov, F. Aksouh, A. Bleile et al. (Collaboration), Nucl. Phys. A **759**, 43 (2005).
3. F. Skaza, V. Lapoux, N. Keeley et al. (Collaboration), Nucl. Phys. A **788**, 260c (2007).

4. K. Hagino, N. Takahashi, and H. Sagawa, Phys. Rev. C **77**, 054317 (2008).
5. Y. Kanada-Enyo, Y. Taniguchi, and M. Kimura, Nucl. Phys. A **805**, 392c (2008).
6. I. Tanihata, H. Savajols, and R. Kanungo, Progr. Part. Nucl. Phys. **68**, 215 (2013).
7. Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Калпакчиева, *Легкие ядра у границы нейтронной стабильности*, издательство ОИЯИ, Дубна (2016).
8. Л. В. Григоренко, М. С. Головков, С. А. Крупко, С. И. Сидорчук, Г. М. Тер-Акопьян, А.С. Фомичев, В. Худоба, УФН **186**, 337 (2016).
9. M. S. Golovkov, L. V. Grigorenko, G. M. Ter-Akopian et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **672**, 22 (2009).
10. M. Meister, K. Markenroth, D. Aleksandrov et al. (Collaboration), Nucl. Phys. A **700**, 3 (2002).
11. J. Xiao, Y.-L. Ye, Z.-X. Cao et al. (Collaboration), Chin. Phys. Lett. **29**, 082501 (2012).
12. B. A. Chernyshev, Yu. B. Gurov, S. V. Lapushkin, T. I. Leonova, and V. G. Sandukovsky, J. Phys. Conf. Ser. **1390**, 012012 (2019).
13. Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, Т. И. Леонова, В. Г. Сандуковский, Б. Чернышев, Изв. РАН, сер. физ. **83**, 530 (2019).
14. H. G. Bohlen, A. Blazevic, B. Gebauer, W. von Oertzen, S. Thummerer, R. Kalpakchieva, S. M. Grimes, and T. N. Massey, Progr. Part. Nucl. Phys. **42**, 17 (1999).
15. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, П. В. Морохов, В. А. Печкуров, К. Сет, Т. Педлар, Д. Вайс, Д. Цзао, Изв. РАН, сер. физ. **63**, 2209 (1998).
16. Yu. B. Gurov, V. S. Karpukhin, S. V. Lapushkin, I. V. Laukhin, V. A. Pechkurov, N. O. Poroshin, V. G. Sandukovsky, M. V. Tel'kushev, and B. A. Chernyshev, JETP Lett. **84**, 1 (2006).
17. Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, Т. И. Леонова, М. В. Телькушев, Б. Чернышев, В. Г. Сандуковский, ЯФ **83**, 193 (2020).
18. Yu. B. Gurov, L. Yu. Korotkova, S. V. Lapushkin, R. V. Pritula, V. G. Sandukovsky, M. V. Tel'kushev, and B. A. Chernyshev, JETP Lett. **101**, 69 (2015).
19. B. A. Chernyshev, A. S. Demyanova, S. A. Goncharov, Yu. B. Gurov, S. V. Lapushkin, A. A. Ogloblin, V. G. Sandukovsky, and W. H. Trzaska, JETP Lett. **110**, 97 (2019).
20. B. A. Chernyshev, A. S. Demyanova, Yu. B. Gurov, S. V. Lapushkin, T. I. Leonova, A. A. Ogloblin, and V. G. Sandukovsky, J. Phys. Conf. Ser. **1555**, 012029 (2020).
21. M. G. Gornov, Yu. B. Gurov, P. V. Morokhov, S. V. Lapushkin, V. A. Pechkurov, B. A. Chernyshev, V. G. Sandukovsky, and E. A. Pasyuk, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **446**, 461 (2000).
22. Yu. B. Gurov, S. V. Lapushkin, B. A. Chernyshev, and V. G. Sandukovsky, Phys. Part. Nucl. **40**, 558 (2009).
23. Ю. Б. Гуров, Д. В. Алешкин, С. В. Лапушкин, И. В. Лаухин, В. А. Печкуров, Н. О. Порошин, В. Г. Сандуковский, М. В. Телькушев, Б. Чернышев, ЯФ **69**, 1 (2006).
24. B. A. Chernyshev, Yu. B. Gurov, L. Yu. Korotkova, S. V. Lapushkin, R. V. Pritula, and V. G. Sandukovsky, Int. J. Mod. Phys. E **24**, 1550004 (2015).
25. B. A. Chernyshev, Yu. B. Gurov, V. S. Karpukhin, L. Yu. Korotkova, S. V. Lapushkin, R. V. Pritula, and V. G. Sandukovsky, Eur. Phys. J. A **49**, 68 (2013).
26. M. Kobayashi, K. Yako, S. Shimoura, M. Dozono, S. Kawase, K. Kisamori, C. S. Lee, S. Michimasa, H. Miya, Sh. Ota, H. Sakai, M. Sasano, and M. Takaki, JPS Conf. Proc. **1**, 013034 (2014).
27. V. Lapoux, N. Alamanos, and N. Keeley, J. Phys. Conf. Ser. **49**, 161 (2006).