

УДК 539.172.13:539.172.16:539.171:539.142

СОВПАДАТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'n)X$ ПРИ ЭНЕРГИИ 30 МэВ

© 2020 г. А. А. Афонин¹, С. В. Зуев¹, А. А. Каспаров^{1, *}, Е. С. Конобеевский^{1, 2}, В. М. Лебедев³,
В. В. Мицук^{1, 2}, М. В. Мордовской^{1, 2}, А. В. Спасский³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований
Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

*E-mail: kasparov200191@gmail.com

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Для определения кластерной структуры возбужденных состояний ядра ${}^9\text{Be}$ предложена регистрация неупруго рассеянных частиц (α или d) в совпадении с частицей, испускаемой при распаде этих состояний. Проведено кинематическое моделирование реакций ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'x)$ и ${}^9\text{Be}(d, d'x)$. Показано, что анализ энергетического спектра распадной частицы (например, $x = n, \alpha$) позволит определить вклад различных кластерных конфигураций в структуру этих состояний. Создана и апробирована экспериментальная установка, позволяющая детектировать рассеянные альфа-частицы в совпадении с распадной частицей. Получены спектры рассеянных альфа-частиц в совпадении с нейтронами и гамма-квантами.

DOI: 10.31857/S0367676520080049

ВВЕДЕНИЕ

Изучение кластерной структуры легких слабо-связанных ядер является актуальной задачей, привлекающей внимание экспериментаторов и теоретиков. Особый интерес вызывает единственный стабильный изотоп ядер бериллия – ${}^9\text{Be}$, кластерную структуру которого можно рассматривать как состоящую из двух альфа-частиц, дополненную нейтроном. При этом возбужденные состояния ${}^9\text{Be}$ могут распадаться либо прямо на две альфа-частицы и нейтрон, либо через промежуточные состояния с нестабильными ядрами ${}^8\text{Be} + n$ или ${}^5\text{He} + \alpha$ [1–3]. Таким образом, двухчастичные конфигурации ${}^8\text{Be} + n$ и ${}^5\text{He} + \alpha$, наряду с конфигурацией $\alpha + \alpha + n$, могут играть важную роль при описании кластерной структуры возбужденных состояний ${}^9\text{Be}$.

Исследования кластерной структуры ${}^9\text{Be}$ ведутся в течение длительного времени, однако до сих пор имеется необходимость получения количественных данных о вероятности распада возбужденных состояний через различные кластерные каналы [1–5]. Для определения кластерной

структуры возбужденных состояний ${}^9\text{Be}$ предлагается исследование неупругого рассеяния дейтронов и альфа-частиц с возбуждением различных состояний с регистрацией как рассеянной частицы (дейтрон или альфа-частица), так и частицы от распада этих состояний (нейтрон или альфа-частица). Выбор дейтронов и альфа-частиц в качестве ядер-снарядов обусловлен их простейшей структурой, что позволяет упростить изучение механизмов ядерных реакций и получать информацию о структуре ядра-мишени, а из-за достаточно малых энергий порогов развала через каналы ${}^8\text{Be} + n$, $\alpha + \alpha + n$ и ${}^5\text{He} + \alpha$ многие возбужденные состояния ${}^9\text{Be}$ могут распадаться с испусканием нейтронов и альфа-частиц.

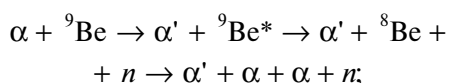
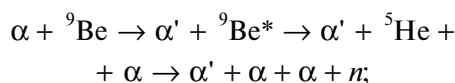
МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ И АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Кинематическое моделирование реакции неупругого рассеяния дейтронов и альфа-частиц на ядрах ${}^9\text{Be}$ было проведено при помощи программы кинематического моделирования ядерных реак-

ций [6], в которой события с произвольно выбранными или частично определенными параметрами (например, углами или энергиями некоторых вторичных частиц) выбираются в соответствии с критерием соблюдения законов сохранения энергии и импульса. В результате работы программы получается массив выходных параметров (энергий и углов вылета), соответствующих определенной реакции.

Моделирование проведено в два этапа. На первом этапе моделируется двухчастичная реакция неупругого рассеяния дейтрона или альфа-частицы на ядре ${}^9\text{Be}$ с возбуждением определенного низколежащего уровня E^* . Выбирая угол регистрации рассеянной частицы (дейтрона или альфа-частицы) Θ , мы фиксируем энергию E рассеянного дейтрона или альфа-частицы под этим углом. На втором этапе эти значения угла вылета и энергии рассеянной частицы используются в качестве входных параметров при моделировании реакций с четырьмя частицами (рассеянная частица и три частицы от распада возбужденного состояния ${}^9\text{Be}$) в конечном состоянии.

Было проведено кинематическое моделирование ${}^9\text{Be}(d, d'\alpha)X$, ${}^9\text{Be}(d, d'n)X$, ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'n)X$ и ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'\alpha)X$ для различных возбужденных уровней ${}^9\text{Be}$ и каналов распада. В случае пучка альфа-частиц исследуемые реакции будут:



На рис. 1а показаны моделированные энергетические спектры “распадных” альфа-частиц от распада возбужденного состояния ${}^9\text{Be}^*$ (4.704 МэВ) для различных каналов. Параметры моделирования: энергия пучка $E_\alpha = 30$ МэВ, углы регистрации рассеянных и “распадных” альфа-частиц $\Theta_\alpha = 90^\circ \pm 1^\circ$ и $\Theta_\alpha = -40^\circ \pm 10^\circ$ соответственно. Отрицательные углы соответствуют углу вылета слева от оси пучка, положительные углы — справа от оси пучка. Видно, что форма моделированного энергетического спектра “распадных” альфа-частиц для канала ${}^5\text{He} + \alpha$ существенно отличается от формы спектров для каналов ${}^8\text{Be} + n$ и $\alpha + \alpha + n$, распад через которые приводит к почти одинаковым энергетическим спектрам.

Также было проведено моделирование неупругого рассеяния альфа-частиц с регистрацией рассеянных альфа-частиц и “распадных” нейтронов со следующими параметрами моделирования: энергия пучка $E_\alpha = 30$ МэВ, углы регистра-

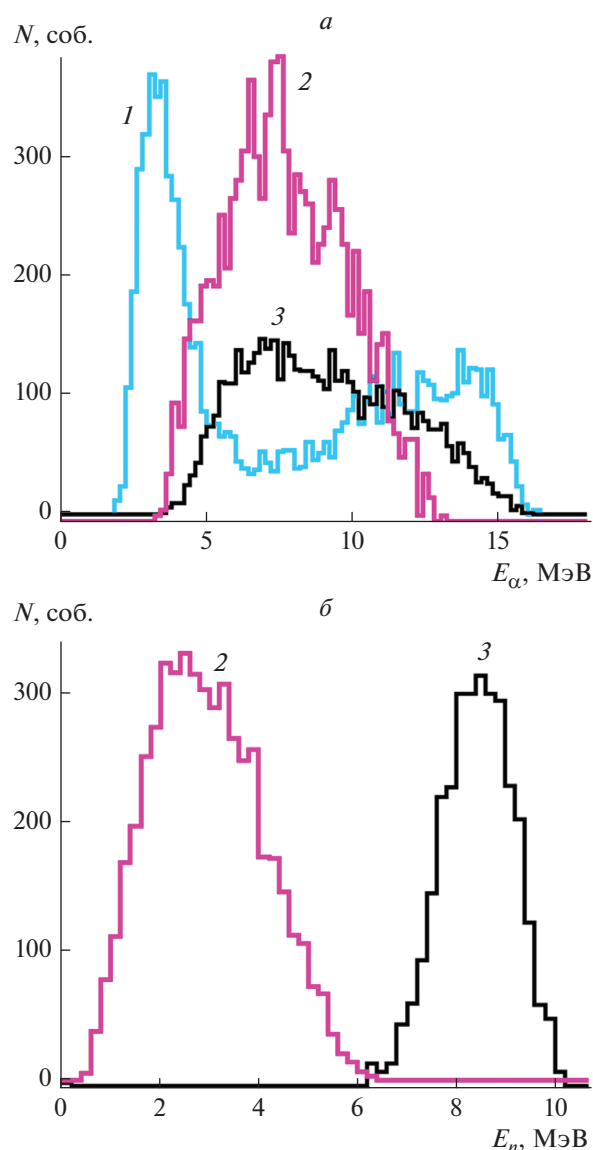


Рис. 1. Результаты моделирования реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'n)X$ и ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'\alpha)X$ с возбуждением уровня 4.704 МэВ при энергии альфа-частиц 30 МэВ: а — энергетические спектры вторичных альфа-частиц; б — энергетические спектры вторичных нейтронов. Распад через каналы: 1 — ${}^5\text{He} + \alpha$, 2 — $\alpha + \alpha + n$, 3 — ${}^8\text{Be} + n$.

ции рассеянных альфа-частиц и нейтронов $\Theta_\alpha = 80^\circ \pm 1^\circ$ и $\Theta_n = -40^\circ \pm 10^\circ$ соответственно. На рис. 1б показан моделированный энергетический спектр нейтронов от распада возбужденного состояния 4.704 МэВ ядра ${}^9\text{Be}$ для различных каналов распада. Видно, что анализ формы энергетического спектра “распадных” нейтронов дает возможность различить распад ${}^9\text{Be}$ через каналы ${}^8\text{Be} + n$ и $\alpha + \alpha + n$.

Похожая картина наблюдается и в случае моделирования реакции неупругого рассеяния дейтро-

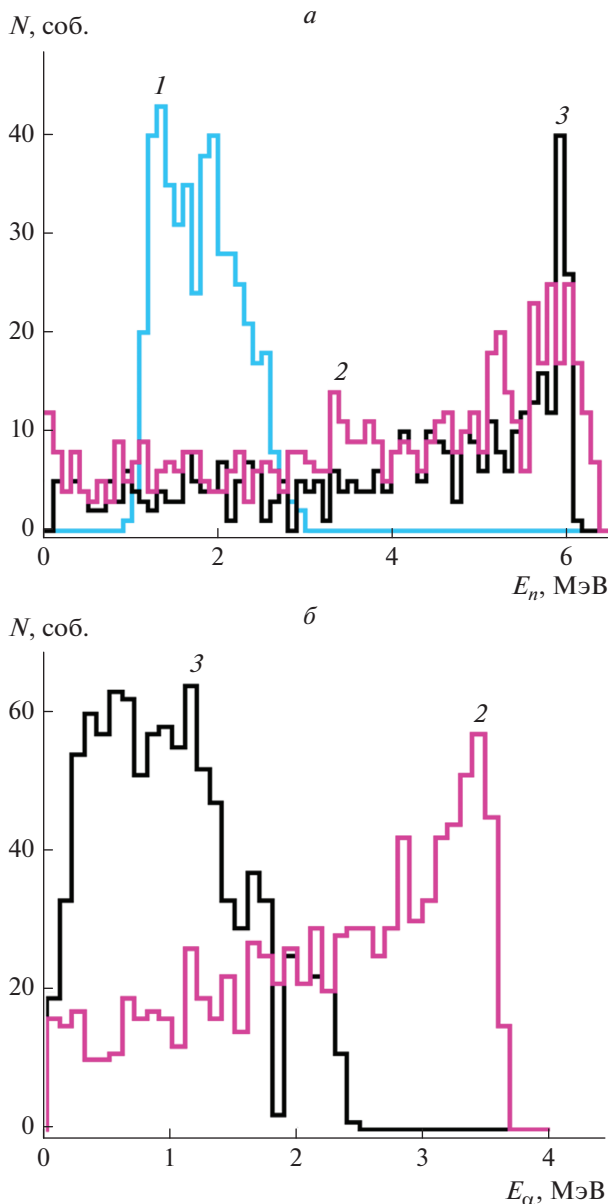


Рис. 2. Результаты моделирования реакции ${}^9\text{Be}(d, d'n)X$ и ${}^9\text{Be}(d, d'\alpha)X$ при энергии дейтронов 15 МэВ: *a* – энергетические спектры вторичных нейтронов от распада уровня 6.76 МэВ ядра ${}^9\text{Be}$, $\Theta_d = 30^\circ \pm 1^\circ$, $\Theta_n = -20^\circ \pm 10^\circ$; *б* – энергетические спектры вторичных альфа-частиц от распада уровня 3.05 МэВ ядра ${}^9\text{Be}$, $\Theta_d = 50^\circ \pm 1^\circ$, $\Theta_n = -55^\circ \pm 5^\circ$. Распад через каналы: 1 – ${}^5\text{He} + \alpha$, 2 – $\alpha + \alpha + n$, 3 – ${}^8\text{Be} + n$.

на с возбуждением низколежащих состояний ядра ${}^9\text{Be}$. На рис. 2*a* и 2*б* показаны моделированные энергетические спектры “распадных” нейтронов и альфа-частиц в реакциях ${}^9\text{Be}(d, d'n)X$ и ${}^9\text{Be}(d, d'\alpha)X$. Видно, что и в случае рассеяния дейтронов форма моделированного энергетического спектра “распадных” нейтронов для канала ${}^5\text{He} + \alpha$ существенно от-

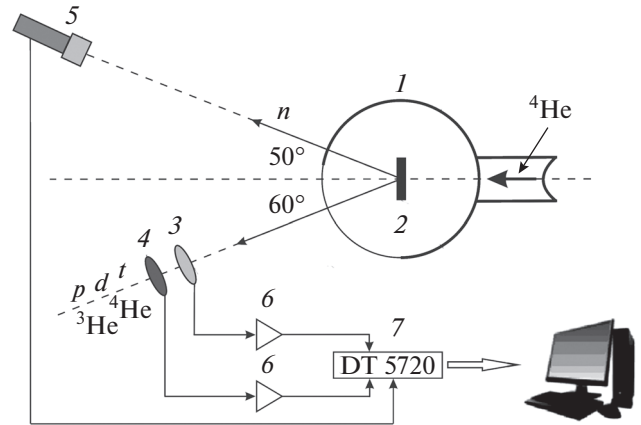


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – камера рассеяния, 2 – мишень, 3 – кремниевый ΔE -детектор, 4 – кремниевый E -детектор, 5 – сцинтилляционный детектор, 6 – предусилители кремниевых детекторов, 7 – цифровой сигнальный процессор.

личается от формы спектров для каналов ${}^8\text{Be} + n$ и $\alpha + \alpha + n$, а анализ формы спектра “распадных” альфа-частиц дает возможность различить распад ${}^9\text{Be}$ через каналы ${}^8\text{Be} + n$ и $\alpha + \alpha + n$.

Таким образом, результаты моделирования показывают, что регистрация рассеянной частицы (дейтрона или альфа-частицы) в совпадении с частицей от распада определенного возбужденного состояния ${}^9\text{Be}$ с определением энергетического спектра “распадной” частицы позволит определить вклад различных кластерных конфигураций в структуру этих состояний.

СОВПАДАТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha'n)X$ ПРИ ЭНЕРГИИ 30 МЭВ

По результатам моделирования была определена схема экспериментальной установки для изучения неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ${}^9\text{Be}$ в инклюзивном и эксклюзивном (с регистрацией частиц от распада возбужденного состояния ядра) режимах, показанная на рис. 3. Тестовый эксперимент был проведен на пучке альфа-частиц с энергией 30 МэВ циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ со средним током 5–10 нА. Была использована самоподдерживающаяся бериллиевая мишень 2 толщиной $\approx 1 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$, расположенная в камере рассеяния 1 диаметром 23 см. Для регистрации заряженных частиц вне камеры рассеяния использовалось тонкое выходное окно камеры из лавсана толщиной 20 мкм.

Неупруго рассеянные альфа-частицы детектировались с помощью ΔE – E телескопа, расположенного вне камеры рассеяния под углом 60° . В качестве ΔE -детектора 3 был использован кремниевый детектор толщиной $\sim 24 \text{ мкм}$, а в качестве

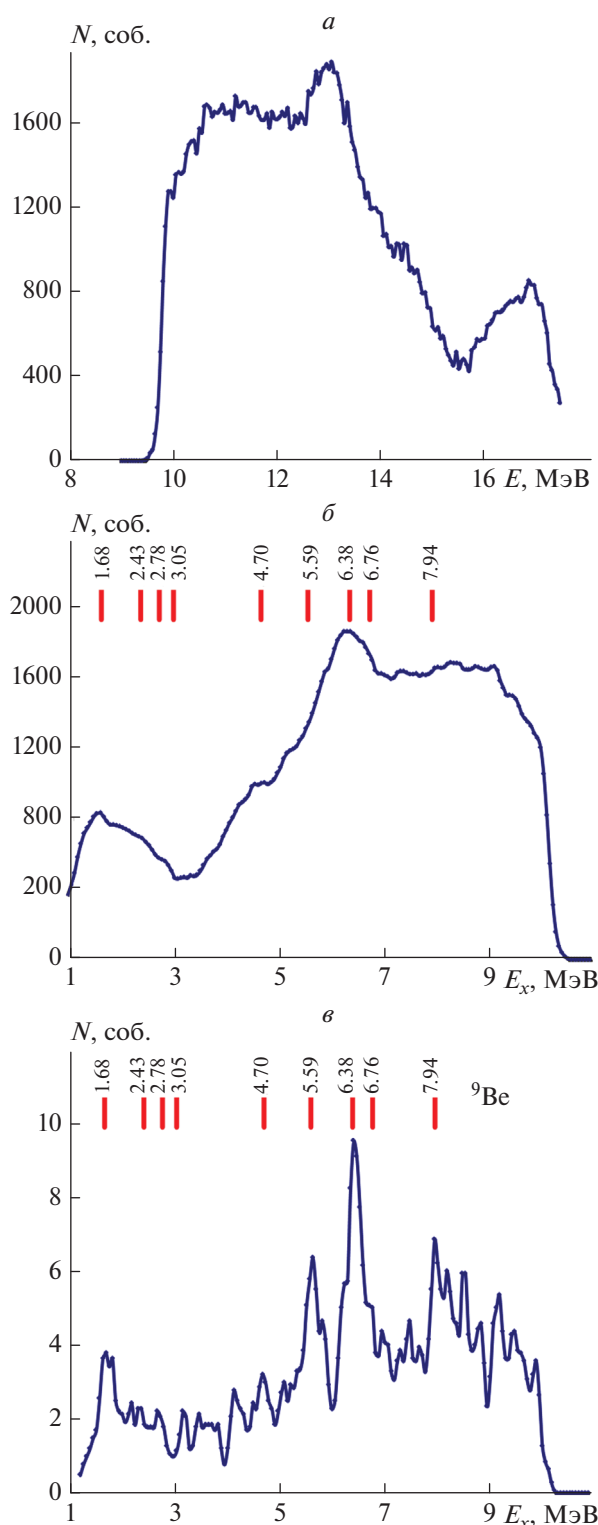


Рис. 4. Экспериментальные спектры реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, \alpha')$: *a* – энергетический спектр рассеянных альфа-частиц (инклюзивное измерение); *б* – спектр энергии возбуждения ядра ${}^9\text{Be}$ по результатам инклюзивного измерения; *в* – спектр энергии возбуждения ядра ${}^9\text{Be}$ по результатам эксклюзивного измерения. Также показаны положения основных возбужденных состояний ${}^9\text{Be}$ [7].

E-детектора 2 кремниевый детектор толщиной 316 мкм. Сигналы от кремниевых детекторов через предусилители 6 подавались на входы цифрового сигнального процессора 7 CAEN DT5720.

Сигналы от альфа-частиц однозначно отбирались по потерям в ΔE –*E* телескопе от сигналов однозарядных частиц и ${}^3\text{He}$. Энергия рассеянных альфа-частиц, вылетающих из мишени, восстанавливалась из потерь в ΔE и *E* детекторах с учетом рассчитанных потерь во всех слоях на пути от мишени до детекторов.

Во втором плече установки под углом $\Theta_2 = 50^\circ$, $\Phi = 180^\circ$ располагался детектор 5 на основе жидкого водородосодержащего сцинтиллятора EJ-301. Сигналы с этого детектора также подавались на вход сигнального цифрового процессора DT5720. Детектор может регистрировать как гамма-кванты, так и нейтроны, однако позволяет разделять вызванные ими события по форме импульса (PSD – Pulse Shape Discrimination). В данном тестовом эксперименте из-за недостаточной статистики выделялись события, вызванные суммарно нейтронами и гамма-квантами. Наличие быстрых сигналов с *E*-детектора и сцинтилляционного детектора 5 позволит в дальнейшем при достаточной статистике определять энергию нейтронов, и соответственно, получать энергетический спектр нейтронов.

Экспериментальные спектры были получены в двух режимах – инклюзивном с регистрацией только рассеянных альфа-частиц и в эксклюзивном с регистрацией в совпадении альфа-частиц и частиц во втором плече (гамма-квантов или/и нейтронов). На рис. 4 показаны результаты инклюзивного эксперимента: энергетический спектр рассеянных альфа-частиц (рис. 4*a*) и спектр недостающей массы, отражающий возбуждение различных состояний ${}^9\text{Be}$ (рис. 4*б*). Видно, что для высоких энергий возбуждения >4 МэВ трудно выделить вклады отдельных возбужденных состояний ${}^9\text{Be}$.

На рис. 4*в* показан аналогичный спектр возбуждений для эксклюзивного эксперимента, при этом в сцинтилляционном детекторе регистрировались суммарно гамма-кванты и нейтроны.

Видно, что в этом случае нерезонансный фон значительно подавлен, и можно выделять события, соответствующие определенным возбужденным состояниям ядра ${}^9\text{Be}$, и при достаточной статистике получать энергетические спектры нейтронов от распада различных возбужденных состояний. Как показали результаты моделирования (рис. 1, 2), в этом случае возможно определение кластерной структуры этих состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено кинематическое моделирование реакции неупругого рассеяния дейтронов и альфа-

частиц на ядрах ${}^9\text{Be}$. Результаты моделирования показывают, что регистрация рассеянной частицы (дейтрона или альфа-частицы) в совпадении с частицей от распада определенного возбужденного состояния ${}^9\text{Be}$ с определением энергетического спектра “распадной” частицы позволит определить вклад различных кластерных конфигураций в структуру этих состояний. Создана экспериментальная установка, позволяющая регистрировать рассеянные заряженные частицы в совпадении с нейтронами или гамма-квантами от распада возбужденных состояний легких ядер. Для разделения нейтронных и гамма-сигналов используется метод n - γ разделения по форме импульса.

Экспериментальные спектры были получены в двух режимах — инклюзивном с регистрацией рассеянных альфа-частиц и в эксклюзивном с регистрацией в совпадении альфа-частиц и частиц во втором плече (гамма-квантов или/и нейтронов). Показано, что во втором случае нерезонансный фон значительно подавлен, и можно выделять события, соответствующие определенным возбужденным состояниям ядра ${}^9\text{Be}$, и при достаточной статистике получать энергетические спектры нейтронов от распада различных возбужденных состо-

яний. Как показали результаты моделирования, в этом случае возможно определение кластерной структуры этих состояний.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00944.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brown T.A.D., Papka P., Fulton B.R. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. № 054605.
2. *Papka P., Brown T.A.D., Fulton B.R. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. № 045803.
3. *Lukyanov S.M., Denikin A.S., Voskoboynik E.I. et al.* // J. Phys. G. 2014. V. 41. Art. № 035102.
4. *Hirayama Y., Shimoda T., Miyatake H. et al.* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. № 024328.
5. *Denikin A.S., Lukyanov S.M., Skobelev N.K. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 703.
6. *Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 753; *Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 679.
7. *Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.