ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2025, том 88, № 2, с. 215–219

ЯДРА

УДК 539.12.01

ДЕМОКРАТИЧЕСКИЙ РАСПАД СИСТЕМЫ ТРЕХ НЕЙТРОНОВ

© 2025 г. М. К. Ефименко[1)], И. А. Мазур[2)], А. М. Широков[3)], А. И. Мазур[1),*]

Поступила в редакцию 08.10.2024 г.; после доработки 20.12.2024 г.; принята к публикации 21.12.2024 г.

Рассмотрено применение метода SS-HORSE–NCSM к поиску резонансных состояний в системе трех нейтронов на основе реалистических моделей нуклон-нуклонного взаимодействия.

Ключевые слова: метод SS-HORSE–NCSM, резонансные состояния, система трех нейтронов, нуклон-нуклонное взаимодействие

DOI: 10.31857/S0044002725020055, **EDN:** GKXVZC

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время проявляется повышенный интерес к теоретическому и экспериментальному исследованию мультинейтронных структур. Это вызвано в первую очередь экспериментальным обнаружением резонансного состояния тетранейтрона [1, 2]. Несомненно, мультинейтронные структуры являются перспективными объектами для исследований в виду того, что они, по-видимому, являются самым доступным вариантом исследования нуклон-нуклонных сил между нейтронами в отсутствии возможности осуществления прямых экспериментов по нейтрон-нейтронному рассеянию.

Первые публикации по экспериментальному исследованию системы трех нейтронов (тринейтрона) появились в 60-х годах XX века. Так, поиск связанного состояния тринейтрона в реакции ^{3}H$(n, p)^3n$ проводился в работе [3], но связанных состояний не было обнаружено. Подробную историю безуспешных экспериментов по поиску связанных и резонансных состояний в системе трех нейтронов можно найти в обзорах [4, 5]. В недавней работе [6] в реакции ^{3}H$(t, {}^3$He$)\,{}^3n$ также не обнаружили низколежащего тринейтронного резонанса. Главным итогом всех многочисленных экспериментов является, по-видимому, исключение связанного состояния тринейтрона, при этом резонансное состояние не исключается.

В обзорах [4, 5] также рассматривается история теоретического исследования системы трех нейтронов. Среди самых свежих результатов нельзя не отметить недавние исследования на основе моделей реалистических нуклон-нуклонных (NN) взаимодействий [7–10]. В исследованиях [7, 9] не было найдено резонансного состояния тринейтрона. В работе [8] экстраполируются энергии связанного состояния тринейтрона, погруженного в дополнительный внешний потенциал. Как результат, в этой работе сделана оценка резонансной энергии тринейтрона без оценки ширины. Полученная энергия $E_r = 1.1(2)$ МэВ близка к результатам расчетов [10] в рамках *ab initio* Гамовской модели оболочек без инертного кора (англ. No-core Gamow Shell Model, NCGSM), в которой для энергии и ширины резонанса тринейтрона получены значение $E_r = 1.29$ МэВ и $\Gamma = 0.91$ МэВ соответственно.

Метод SS-HORSE [11–15], основанный на формализме теории рассеяния в осцилляторном представлении (англ. Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations, HORSE) [16, 17], оказался удобным инструментом для анализа резонансного и нерезонансного рассеяния. Достоинством метода является то, что он позволяет описать собственные фазы рассеяния и определять резонансные характеристики на основе вариационных расчетов, проведенных в модельных пространствах с сравнительно небольшим осцилляторным базисом. Универсальность метода SS-HORSE обусловлена тем, что в широком круге задач для анализа резонансных и нерезонансных процессов оказывается достаточным знать набор собственных энергий матрицы гамильтониана, рассчитанных в модельных пространствах различной размерности, определяемых максимальным числом учитываемых осцилляторных квантов возбуждения $N_{\max}$, и с различными значениями параметра $\hbar\Omega$ осцилляторного базиса. Так, в подходе SS-HORSE на основе результатов расчетов *ab initio* в модели оболочек без инертного кора (англ. No-core

1) Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия.
2) Центр исследований экзотических ядер, Институт фундаментальных наук, Тэджон, Республика Корея.
3) Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.
* E-mail: amazur.pnu.khb@mail.ru

Shell Model, NCSM) с реалистическими NN-потенциалами JISP16 [18, 19] и Daejeon16 [20, 21] были исследованы резонансные состояния ядер ^{5}He и ^{5}Li в каналах упругого рассеяния нуклонов на ядре ^{4}He [11, 12, 15], резонансные состояния ядра ^{7}He в рассеянии нейтрона на ядре ^{6}He в различных парциальных волнах [22] и резонансные состояния ядра ^{9}Li [23]. Метод SS-HORSE оказался полезным и для исследования связанных состояний: на его основе был разработан новый метод экстраполяции результатов NCSM на бесконечно большие модельные пространства [23, 24], который помимо энергий связанных состояний позволяет определять асимптотические нормировочные коэффициенты. Расчеты *ab initio* в NCSM в комбинации с SS-HORSE обычно обозначаются SS-HORSE–NCSM.

В ранее упомянутых приложениях производился учет двухтельного континуума (кор + нуклон), однако при помощи осцилляторного представления теории истинного многочастичного рассеяния (ИМР) [25], которое также называют рассеянием $A \to A$, можно обобщить метод SS-HORSE–NCSM на задачи распада ядерных систем на несколько фрагментов в приближении демократического распада (распадов, в которых ни одна из подсистем не образует связанных состояний) на A фрагментов. Ранее в рамках подхода SS-HORSE–NCSM нами была исследована возможность существования резонансного состояния системы четырех нейтронов (тетранейтрона) и рассчитаны энергия и ширина этого резонанса [26, 27]. В данной работе мы обсуждаем приложение этого метода для описания резонансов в системе трех нейтронов на основе реалистических моделей нуклон-нуклонного взаимодействия.

2. МЕТОД SS-HORSE–NCSM ДЛЯ ДЕМОКРАТИЧЕСКОГО РАСПАДА НА НЕЧЕТНОЕ ЧИСЛО ФРАГМЕНТОВ

Теория ИМР включает в себя использование разложения по гиперсферическим гармоникам (ГГ) (см., например, книги [28, 29]), широко применявшееся для исследования различных атомных и ядерных систем. Разложение волновой функции относительного движения A тел по ГГ подразумевает преобразование координат относительного движения фрагментов в совокупность гиперрадиуса

$$\rho = \sqrt{\sum_{i=1}^{A} (\mathbf{r}_i - \mathbf{R})^2} \quad (1)$$

(здесь $\mathbf{r}_i$ — радиус-векторы тел, $\mathbf{R}$ — радиус-вектор центра масс) и $(3A-4)$ углов, а затем разложение волновой функции по ГГ, т.е. по собственным функциям на $(3A-3)$-мерной сфере, которые характеризуются гипермоментом K ($K = K_{\min}$, $K_{\min}+2, \ldots$; $K_{\min} \geq 0$ — целое) и набором других квантовых чисел, необходимых для однозначного определения. При разложении по ГГ уравнение Шредингера превращается в систему радиальных уравнений, эквивалентную системе уравнений для многоканального рассеяния с единым порогом для всех каналов. Каждое уравнение имеет центробежный барьер $\mathcal{L}(\mathcal{L}+1)/\rho^2$, где $\mathcal{L}$ — эффективный угловой момент, связанный с гипермоментом формулой (см., например, [25])

$$\mathcal{L} = K + \frac{3A-6}{2}. \quad (2)$$

Мы используем минимальное приближение демократического распада, учитывая на асимптотике только одну ГГ с $K = K_{\min}$, оправдывая это тем, что на асимптотике остальные ГГ подавлены в силу большого центробежного барьера. Отметим, что в нашем подходе SS-HORSE–NCSM во “внутренней области”, где проводятся расчеты в NCSM и полностью учтено взаимодействие между нейтронами в состояниях с числом квантов возбуждения $N \leq N_{\max}$, учтены и все ГГ с допустимыми значениями $K \leq N_{\max}+1$. Волновая функция в асимптотической области в таком случае характеризуется единственным сдвигом фазы δ рассеяния $A \to A$, который рассчитывается в SS-HORSE как [11]

$$\operatorname{tg}\delta(E_\nu) = -\frac{S_{N_{\max}+N_{\min}+2,\mathcal{L}}(E_\nu)}{C_{N_{\max}+N_{\min}+2,\mathcal{L}}(E_\nu)}. \quad (3)$$

Здесь E_ν — собственные энергии, полученные в расчетах в NCSM в модельном пространстве с максимальным числом квантов возбуждения $N_{\max}$, $N_{\min}$ — минимальное число осцилляторных квантов в системе, определяемое принципом Паули, $S_{n,\mathcal{L}}(E)$ и $C_{n,\mathcal{L}}(E)$ — свободные осцилляторные решения, явный вид которых известен [25]. Отметим, что $S_{n,\mathcal{L}}(E)$ и $C_{n,\mathcal{L}}(E)$, как, конечно, и E_ν, имеют зависимость от осцилляторного параметра $\hbar\Omega$. Варьируя $N_{\max}$ и $\hbar\Omega$, мы получаем сдвиг фазы рассеяния $A \to A$ в некотором интервале. С помощью параметризации сдвигов фаз $\delta(E)$ рассеяния $A \to A$ (и соответствующей S-матрицы рассеяния) мы можем найти их зависимости от комплексного импульса и локализовать полюсы S-матрицы, отвечающие резонансным и/или связанным состояниям.

S-матрицу рассеяния $A \to A$, выражающуюся через сдвиг фазы по формуле

$$S(k) = e^{2i\delta(E)}, \quad (4)$$

удобно рассматривать как функцию импульса k, который связан с энергией E соотношением

$E = (\hbar k)^2/(2M)$, где M — полная масса системы. S-матрица рассеяния $A \to A$ в случае четырех (как и любого четного числа) фрагментов обладает стандартными аналитическими свойствами в силу того, что эффективный угловой момент $\mathcal{L}$ является целым. В частности, это позволяет построить семейство параметризаций S-матрицы (или сдвига фазы δ), учитывающих правильное поведение в пределе $E \to 0$. Для таких построений критически важны следующие свойства симметрии S-матрицы в комплексной плоскости импульсов k [30, 31]:

$$S(-k) = \frac{1}{S(k)} \tag{5}$$

и

$$S(k^*) = \frac{1}{S^*(k)}. \tag{6}$$

В случае трех или любого другого нечетного числа фрагментов $\mathcal{L}$ является полуцелым, вследствие чего аналитические свойства S-матрицы рассеяния $A \to A$ усложняются. Для анализа этих свойств можно воспользоваться теорией непрерывно меняющихся комплексных угловых моментов, детально изложенной в книге [31]. Следствием этой теории является то, что для S-матрицы в комплексной плоскости импульса k имеется соотношение

$$S(ke^{i\pi}) = e^{2\pi i\mathcal{L}} S^{-1}(k) + 1 - e^{2\pi i\mathcal{L}}, \tag{7}$$

справедливое для любого действительного значения углового момента. В случае полуцелого $\mathcal{L}$ мы имеем

$$S(ke^{i\pi}) = -S^{-1}(k) + 2. \tag{8}$$

Вышеупомянутое соотношение (6) остается справедливым для любого действительного значения углового момента.

В случае нечетного числа тел S-матрица рассеяния $A \to A$ обладает свойствами симметрии (6) и (8) и имеет представление через функцию $X(k)$ [32]:

$$S(k) = \frac{X(k) + 2k^{2\mathcal{L}+1}\ln(k/q_0) + i\pi k^{2\mathcal{L}+1}}{X(k) + 2k^{2\mathcal{L}+1}\ln(k/q_0) - i\pi k^{2\mathcal{L}+1}}, \tag{9}$$

где q_0 — некоторый обезразмеривающий импульс. $X(k)$ является однозначной функцией комплексного импульса k, обладает свойством

$$X(ke^{i\pi}) = X(k) \tag{10}$$

и принимает действительные значения при положительных действительных импульсах. Соответствующее выражение для сдвига фазы имеет вид

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{\pi k^{2\mathcal{L}+1}}{2k^{2\mathcal{L}+1}\ln(k/q_0) + X(k)}. \tag{11}$$

Функцию $X(k)$ можно параметризовать полиномом [32]

$$X(k) = \sum_{i=0}^{W} w_i k^{2i}, \tag{12}$$

наличие в котором только четных степеней k обусловлено соотношением (10).

3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА SS-HORSE–NCSM К ПОИСКУ РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ ТРЕХ НЕЙТРОНОВ

В работе [32] представлены результаты для возможных резонансных состояний, полученные в методе SS-HORSE–NCSM для тринейтрона. Для локализации полюсов S-матрицы мы использовали нижайшие собственные энергии E_ν со спин-четностью $3/2^-$ и $1/2^-$, рассчитанные в *ab initio* NCSM с использованием различных NN-сил в модельных пространствах вплоть до $N_{\max} = 20$.

Сравнивая сдвиги фаз, рассчитанные по формуле (3) и с помощью функции $X(k)$ (11), можно определить коэффициенты w_i параметризации (12). Затем, решая уравнение

$$X(k) + 2k^{2K+4}\ln(k/q_0) - i\pi k^{2K+4} = 0 \tag{13}$$

в комплексной плоскости k при условии $-\pi < \arg(k) < \pi$, можно локализовать положения полюсов S-матрицы.

Резонансные состояния появляются в случае достаточно “мягких” взаимодействий: Daejeon16 [20], JISP16 [18], а также в случае регуляризованного методом ренорм-группы (англ. Similarity Renormalization Group, SRG) [33, 34] с параметром $\Lambda = 2$ фм$^{-1}$ потенциала Idaho N^{3}LO [35], полученного в киральной эффективной теории поля (англ. Chiral Effective Field Theory, χEFT). Но низколежащие резонансы не возникают при использовании “жестких” нерегуляризованных потенциалов χEFT Idaho N^{3}LO [35] и LENPIC N^{4}LO [36]. Результаты для полученных резонансных энергий E_r и ширин Γ представлены в табл. 1. В таблице в скобках даны оценки погрешности результатов, которые были сделаны на основе разницы положений полюсов, полученных в модельных пространствах с $N_{\max} = 18$ и $N_{\max} = 20$. Низколежащие резонансные состояния $3/2^-$ и $1/2^-$ практически вырождены по энергии и имеют близкие

Таблица 1. Энергии E_r и ширины Γ резонансных состояний тринейтрона, полученные в SS-HORSE–NCSM на основе "мягких" реалистических взаимодействий Daejeon16 [20], JISP16 [18] и с регуляризованным с помощью SRG [33, 34] взаимодействием Idaho N^{3}LO [35] в сравнении с энергиями и ширинами тетранейтрона, полученными в SS-HORSE–NCSM на основе тех же взаимодействий (в скобках даны оценки погрешности; результаты взяты из работ [26, 27, 32]; все энергии и ширины приведены в МэВ)

Взаимодействие	3n (3/2$^-$)		3n (1/2$^-$)		4n (0$^+$)	
	E_r	Γ	E_r	Γ	E_r	Γ
Daejeon16	0.48(6)	0.96(21)	0.48(8)	0.96(17)	0.997	1.60
JISP16	0.35(8)	0.70(9)	0.35(11)	0.67(22)	0.844	1.38
N^{3}LO, SRG	0.34(8)	0.70(19)	0.35(9)	0.68(16)	0.846	1.29

ширины для каждого "мягкого" NN-взаимодействия. Это обстоятельство вызвано тем, что нижайшие собственные энергии со спин-четностями 3/2$^-$ и 1/2$^-$ в спектре NCSM практически вырождены для каждого рассмотренного NN-взаимодействия.

Отметим, что мы не использовали трехчастичные силы, так как на данный момент не существует моделей такого взаимодействия для суммарного изоспина $T = 3/2$. В этом смысле использование NN-взаимодействий Daejeon16 или JISP16 является более оправданным, так как эти взаимодействия с помощью модификации свойств на внемассовой поверхности эффективно учитывают NNN-силы и обеспечивают хорошее описание легких ядер. Отметим, что оба взаимодействия дают результаты, близкие к полученным с SRG-регуляризованным NN-взаимодействием Idaho N^{3}LO. Наши предсказания для ширины тринейтрона Γ в расчетах с NN-взаимодействием Daejeon16 близки к предсказаниям NCGSM [10], где получено значение Γ = 0.91 МэВ, однако энергии резонанса тринейтрона, полученные как в NCGSM E_r = 1.29 МэВ [10], так и квантовым методом Монте-Карло с использованием внешнего поля и экстраполяцией на случай отсутствия этого поля E_r = 1.1(2) МэВ [8], заметно выше наших результатов с любым из "мягких" взаимодействий, представленных в табл. 1.

Отметим, что в работах [8, 10], в которых предсказывается резонансное состояние тринейтрона, не упомянута спин-четность состояния. В свою очередь, нами в [32] предсказываются два резонансных состояния со спин-четностями 3/2$^-$ и 1/2$^-$ с одинаковыми в пределах оценок погрешностей энергиями и ширинами.

В табл. 1 также представлены энергии и ширины резонансного состояния тетранейтрона, полученные в SS-HORSE–NCSM с теми же NN-взаимодействиями и опубликованные в работах [26, 27]. Видно, что для любого представленного взаимодействия резонанс тринейтрона лежит ниже резонанса тетранейтрона, что согласуется с выводами работ [8, 10]. Для сравнения приведем результаты для энергии тетранейтронного резонанса E_r = 2.1(2) МэВ работы [8] и энергии E_r = 2.64 МэВ и ширины Γ = 2.38 МэВ работы [10]. Наши предсказания существенно меньше как для энергии, так и для ширины тетранейтрона.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В подходе SS-HORSE–NCSM мы даем *ab initio* предсказания для энергий $E_r \approx$ 0.35–0.5 МэВ и ширин Γ ≈ 0.7–1 МэВ вырожденных резонансов $3/2^-$ и $1/2^-$ тринейтрона с реалистическими NN-потенциалами JISP16 и Daejeon16, которые не требуют привлечения трехнуклонных сил. Аналогичные предсказания получаются и с SRG-смягченным NN-взаимодействием киральной эффективной теории поля Idaho N3LO. Наши предсказания энергий этих резонансов лежат ниже результатов, полученных квантовым методом Монте-Карло с использованием внешнего поля и экстраполяцией на случай отсутствия этого поля [8] и в гамовской модели оболочек [10], но, как и в работах [8, 10], мы предсказываем резонансы тринейтрона ниже резонанса тетранейтрона. В расчетах с "жесткими" исходными NN-потенциалами киральной эффективной теории поля низколежащих резонансов тринейтрона и тетранейтрона не возникает.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа М. К. Ефименко и А. И. Мазура выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта № FEME-2024-0005. Работа И. А. Мазура поддержана Институтом фундаментальных наук Республики Корея (IBS – R031 – D1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Kisamori, S. Shimoura, H. Miya, S. Michimasa, S. Ota, M. Assie, H. Baba, T. Baba, D. Beaumel, M. Dozono, T. Fujii, N. Fukuda, S. Go, F. Hammache,

E. Ideguchi, N. Inabe, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 052501 (2016).
2. M. Duer, T. Aumann, R. Gernhäuser, V. Panin, S. Paschalis, D. M. Rossi, N. L. Achouri, D. Ahn, H. Baba, C. A. Bertulani, M. Böhmer, K. Boretzky, C. Caesar, N. Chiga, A. Corsi, D. Cortina-Gil, *et al.*, Nature **606**, 678 (2022).
3. V. Ajdačić, M. Cerineo, B. Lalović, G. Paić, I. Šlaus, and P. Tomaš, Phys. Rev. Lett. **14**, 444 (1965).
4. R. Kezerashvili, *Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei* (World Scientific, Singapore, 2017), p. 403; arXiv:1608.00169 [nucl-th] (2016).
5. F. M. Marqués and J. Carbonell, Eur. Phys. J. A **57**, 105 (2021).
6. K. Miki *et al.* (RIBF-SHARAQ11 Collab. and RCNP-E502 Collab.), Phys. Rev. Lett. **133**, 012501 (2024).
7. E. Hiyama, R. Lazauskas, J. Carbonell, and M. Kamimura, Phys. Rev. C **93**, 044004 (2016).
8. S. Gandolfi, H.-W. Hammer, P. Klos, J. E. Lynn, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **118**, 232501 (2017).
9. A. Deltuva, Phys. Rev. C **97**, 034001 (2018).
10. J. G. Li, N. Michel, B. S. Hu, W. Zuo, and F. R. Xu, Phys. Rev. C **100**, 054313 (2019).
11. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **94**, 064320 (2016).
12. А. И. Мазур, А. М. Широков, И. А. Мазур, Л. Д. Блохинцев, Я. Ким, И. Дж. Шин, Дж. П. Вэри, ЯФ **82**, 449 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 537 (2019)].
13. Л. Д. Блохинцев, А. И. Мазур, И. А. Мазур, Д. А. Савин, А. М. Широков, ЯФ **80**, 102 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 226 (2017)].
14. Л. Д. Блохинцев, А. И. Мазур, И. А. Мазур, Д. А. Савин, А. М. Широков, ЯФ **80**, 619 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1093 (2017)].
15. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, E. A. Mazur, I. J. Shin, Y. Kim, L. D. Blokhintsev, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **98**, 044624 (2018).
16. Ю. И. Нечаев, Ю. Ф. Смирнов, ЯФ **35**, 1385 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **35**, 808 (1982)].
17. J. M. Bang, A. I. Mazur, A. M. Shirokov, Yu. F. Smirnov, and S. A. Zaytsev Ann. Phys. (N. Y.) **280**, 299 (1999).
18. A. M. Shirokov, J. P. Vary, A. I. Mazur, and T. A. Weber, Phys. Lett. B **644**, 33 (2007).
19. Fortran code generating the JISP16 matrix elements is available at http://lib.dr.iastate.edu/energy_datasets/2/
20. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Lett. B **761**, 87 (2016).
21. Fortran code generating the Daejeon16 matrix elements is available at http://lib.dr.iastate.edu/energy_datasets/1/
22. I. A. Mazur, I. J. Shin, Y. Kim, A. I. Mazur, A. M. Shirokov, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **106**, 064320 (2022).
23. И. А. Мазур, А. И. Мазур, В. А. Куликов, А. М. Широков, И. Дж. Шин, Я. Ким, П. Марис, Дж. П. Вэри, ЯФ **86**, 104 (2023) [Phys. At. Nucl. **85**, 823 (2022)].
24. А. М. Широков, В. А. Куликов, А. И. Мазур, ЯФ **82**, 339 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 385 (2019)].
25. С. А. Зайцев, Ю. Ф. Смирнов, А. М. Широков, ТМФ **117**, 227 (1998) [Theor. Math. Phys. **117**, 1291 (1998)].
26. A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary, Phys. Rev. Lett. **117**, 182502 (2016).
27. A. M. Shirokov, Y. Kim, A. I. Mazur, I. A. Mazur, I. J. Shin, and J. P. Vary, AIP Conf. Proc. **2038**, 020038 (2018).
28. Р. И. Джибути, Н. Б. Крупенникова, *Метод гиперсферических фукнций в квантовой механике нескольких тел*. (Мецниереба, Тбилиси, 1984).
29. J. E. Avery and J. S. Avery, *Hyperspherical Harmonics and Their Physical Applications* (World Scientific, Singapore, 2018).
30. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (Наука, Москва, 1971).
31. R. G. Newton, S*cattering Theory of Waves and Particles*, 2nd ed. (Springer-Verlag, New York, 1982).
32. I. A. Mazur, M. K. Efimenko, A. I. Mazur, I. J. Shin, V. A. Kulikov, A. M. Shirokov, and J. P. Vary, Phys. Rev. C **110**, 014004 (2024).
33. S. D. Głazek and K. G. Wilson, Phys. Rev. D **48**, 5863 (1993).
34. F. Wegner, Ann. Phys. (Leipzig) **506**, 77 (1994).
35. D. R. Entem and R. Machleidt, Phys. Rev. C **68**, 041001(R) (2003).
36. E. Epelbaum, H. Krebs, and U.-G. Meißner, Phys. Rev. Lett. **115**, 122301 (2015).

DEMOCRATIC DECAY OF A THREE-NEUTRON SYSTEM

© 2025 M. K. Efimenko[1], I. A. Mazur[2], A. M. Shirokov[3], A. I. Mazur[1]

[1] *Laboratory for Modeling of Quantum Processes, Pacific National University, Khabarovsk, Russia*
[2] *Center for Exotic Nuclear Studies, Institute for Basic Science, Daejeon, Republic of Korea*
[3] *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Application of the SS-HORSE–NCSM approach with realistic nucleon—nucleon forces to the search of resonant states in three-neutron system is discussed.