УДК 539.173

ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ КАК ВИРТУАЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС

© 2021 г. С. Г. Кадменский^{1, *}, Л. В. Титова¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

> **E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Виртуальный механизм, который используется для описания тройного низкоэнергетического деления ядер, обобщен на случай спонтанного и вынужденного четверного деления. Получена формула для ширины четверного деления ядер как виртуального процесса. Проведены оценки высоты и проницаемости кулоновского барьера для спонтанного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵²Cf и вынужденного деления ядер ²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами с вылетом пары α-частиц.

DOI: 10.31857/S0367676521050100

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были детально исследованы ядерные реакции и распады, связанные с появлением в их амплитудах виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \ge 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. К числу таких распадов можно отнести, во-первых, экспериментально обнаруженные в работах [2, 3] двухпротонные распады ряда нейтронодефицитных ядер, во-вторых, к виртуальным распадам относятся фактически и двойные β-распады ядер, в амплитудах которых появляются [4] виртуальные состояния промежуточных ядер, а также тройное спонтанное и вынужденное деление атомных ядер, экспериментально изученное в работах [5-8]. Целью настоящей работы является исследование на основе методов описания виртуальных 2p-, 2β -распадов и тройного деления ядер, а также результатов экспериментальных работ [9-12] проанализировать характеристики спонтанного четверного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵²Cf и вынужденного четверного деления ядер²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами и ответить на вопрос, возможно ли описание четверного деления ядер как виртуального процесса.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТВЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Четверное деление ядер можно рассматривать как трехступенчатый процесс [1], на первом этапе которого из шейки делящегося ядра (A, Z) вылетает длиннопробежная легкая частица (A_1, Z_1) , и обра-

зуется промежуточное ядро $(A - A_1, Z - Z_1)$, далее из более вытянутой конфигурации шейки делящегося ядра вылетает вторая легкая частица (A_2, Z_2) , и образуется промежуточное ядро $(A - A_1 - A_2, Z - Z_1 - Z_2)$, а на последующей стадии это ядро разрывается на легкий (A_{LF}, Z_{LF}) и тяжелый (A_{HF}, Z_{HF}) первичные фрагменты четверного деления. Наиболее вероятной парой двух легких частиц в четверном делении [9–12] является пара α -частиц, поэтому далее будет рассмотрен именно этот случай.

В четверном делении кинетическая энергия первой вылетающей длиннопробежной α -частицы T_{α_1} в момент ее вылета заметно превосходит теплоту Q_{α_1} традиционного α -распада ядра (A, Z) и оказывается близкой к высоте кулоновского барьера, что приводит к значению α -частичного фактора проницаемости этого барьера близкому к единице. Фактор проницаемости указанного барьера для второй α -частицы, исходя из значений выходов $N_{\alpha\alpha}$ четверного деления [9–12], должен иметь значение примерно на три порядка меньше аналогичного фактора для первой α -частицы.

Вылетающие в четверном делении α -частицы обладают тремя важными экспериментальными свойствами. Во-первых, в отличие от α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации родительского ядра в процессе хорошо изученного подбарьерного α -распада исследуемых ядер, когда значения теплоты этих распадов $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ близки к 4–6 МэВ, вылетающие в четверном делении α -частицы являются длиннопро-

Ядро	²⁴⁸ Cm	²⁵² Cf	²³⁴ U	²³⁶ U
<i>Т</i> _{α1} , МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5
<i>Т</i> _{α2} , МэВ	10.1	12.7	11.3	10.7
$Q^{A}_{\alpha_{1}}, M \mathfrak{B}$	5.16	6.21	4.85	4.55
$Q^A_{\alpha_2}, M \ni B$	4.66	5.16	4.77	4.08
<i>B</i> _n , МэВ	_	_	6.85	6.55
$N_{lphalpha} \cdot 10^7$	1.4 ± 0.3	9.72 ± 3.26	0.89 ± 0.28	0.54 ± 0.17
$N_{lpha_1} \cdot 10^3$	2.3 ± 0.3	3.24 ± 0.12	2.17 ± 0.07	1.70 ± 0.03
$N_{lpha_2} \cdot 10^5$	3.04 ± 0.24	15.0 ± 5.0	2.05 ± 0.65	1.6 ± 0.5
$\left(W^{A}_{\alpha\alpha}\right)_{max},$ МэВ	12.2	13.7	12.9	13.3
FWHM ^{<i>A</i>} _{αα} , M∋B	10.5	11.3	10.9	10.9
$\left(W^{A}_{\alpha_{1}}\right)_{max},$ МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5
$FWHM^{A}_{\alpha_{1}}, M \ni B$	11.3	9.8	9.8	9.8
$\left(W^{A}_{\alpha_{2}}\right)_{max},$ M \ni B	10.1	12.7	11.3	10.7
FWHM $_{\alpha_2}^A$, МэВ	9.8	8.6	8.2	9.3
$\left(\Gamma^{A}_{\alpha_{l}}\right)_{max},$ M \ni B	0.106	0.242	0.860	0.878
$\left(\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}\right)_{max}, M \ni B$	0.0007	0.061	0.113	0.120
$(T_{\alpha_1})_{max}, M \ni B$	15.9	18.7	20.2	20.0
$\left(T_{\alpha_2}\right)_{max}$, МэВ	12.7	14.9	14.1	14.2
$P_{\alpha_2}/P_{\alpha_1}$	0.006	0.025	0.026	0.025

Таблица 1. Характеристики четверного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵²Cf и составных ядер ²³⁴U, ²³⁶U

бежными, поскольку асимптотические кинетические энергии T_{α_1} и T_{α_2} [9–12] заметно превосходят по величине теплоты $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ (табл. 1). Здесь величины $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ определены как:

$$Q_{\alpha_{1}}^{A} = E(A,Z) - E(A-4,Z-2);$$

$$Q_{\alpha_{2}}^{A-4} = E(A-4,Z-2) - E(A-8,Z-4),$$
(1)

где E(A,Z), E(A-4,Z-2), E(A-8,Z-4) – внутренние энергии основных состояний родительского (A,Z) и промежуточных ядер E(A-4,Z-2), E(A-8,Z-4). Во-вторых, угловые распределения α -частиц в четверном делении имеют анизотропный характер, причем максимумы этих распределений формируются при направлениях вылета этих частиц близких к перпендикулярным

по отношению к направлению разлета фрагментов четверного деления. В третьих, экспериментальное отношение $\Gamma^A_{\alpha f} / \Gamma^A_f$ ширин $\Gamma^A_{\alpha f}$ и Γ^A_f четверного и двойного деления для исследуемой группы ядер-актинидов имеет универсальное значение, близкое к величине 10⁻⁷ [9, 10]. Эти свойства четверного деления можно понять, если допустить, что вылетающие α-частицы формируются в конфигурациях основного состояния делящегося ядра, возникающих при его деформационном движении после преодоления этим ядром с вероятностью ω_0 внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, отвечающей появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой [13], и обозначаемых индексом (0).



Рис. 1. Диаграмма четверного деления с последовательным вылетом двух α-частиц из шейки делящегося ядра и разделением промежуточного ядра, образовавшегося после их вылета, на фрагменты деления.

Для описания четверного деления ядер существует несколько механизмов, среди которых можно выделить работы [14, 15], в которых при исследовании в рамках макроскопической динамической модели эволюции формы делящегося ядра вплоть до его разрыва продемонстрировано, что из-за рэлеевской нестабильности шейки ядра характер деления при возрастании массы делящегося ядра меняется, переходя от двойного и тройного деления к четверному. В работе [16] при использовании статической делительной конфигурации в точке разрыва делящегося ядра, соответствующей двум соприкасающимся сферическим предфрагментам, исследовано четверное деление с вылетом из удлиненной шейки между указанными предфрагментами α-частицы и другой легкой частицы, в качестве которой рассматривались ядра, начиная с ⁴Не и заканчивая ¹⁴С. Следует отметить, что испарительные механизмы, связанные с последовательным вылетом α-частиц из нагретого до высокой температуры делящегося ядра, не реализуются, поскольку при спонтанном делении делящееся ядро на всех стадиях его эволюции до точки разрыва на первичные фрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [17]. В работах [18, 19] в рамках квантовой теории деления был проведен сравнительный анализ выходов, угловых и энергетических распределений, вылетающих первыми или вторыми предразрывных третьих и четвертых частиц в четверном делении ядер при использовании характеристик подобных предразрывных третьих частиц, вылетающих в тройном делении ядер.

ВИРТУАЛЬНОЕ СПОНТАННОЕ ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В настоящей работе предлагается новый подход к описанию рассмотренных выше характеристик четверного деления ядер при использовании результатов развитой в работе [1] теории тройного деления как виртуального процесса. В этом случае амплитуда исследуемого четверного деления ядер представляется диаграммой Фейнмана (рис. 1), где горизонтальные стрелки соответствуют функциям Грина промежуточного ядер (A-4, Z-2) и (A-8, Z-4), а ширина $\Gamma_{\alpha f}^{A}$ указанного четверного деления как трехступенчатого процесса [18] имеет вид:

$$\Gamma_{\alpha_{f}}^{A} = \frac{1}{(2\pi)^{2}} \times$$

$$\times \iint \frac{\Gamma_{\alpha_{1}}^{A} (T_{\alpha_{1}}) \Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4} (T_{\alpha_{2}}) \Gamma_{f}^{A-8} (Q_{f} - T_{\alpha_{1}} - T_{\alpha_{2}})}{(Q_{\alpha_{1}}^{A} - T_{\alpha_{1}})^{2} (Q_{\alpha_{2}}^{A-4} - T_{\alpha_{2}})^{2}} dT_{\alpha_{1}} dT_{\alpha_{2}}.$$
⁽²⁾

В формуле (2) $\Gamma_{\alpha_1}^{A}(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ – ширины α распада основного состояния родительского (A,Z) и промежуточного (A - 4, Z - 2) ядер с вылетом α -частиц с кинетическими энергиями T_{α_1} и T_{α_2} из шейки и образованием основного состояния дочернего ядра (A - 8, Z - 4), а Γ_f^{A-8} – делительная ширина состояния дочернего ядра (A - 8, Z - 4), отвечающего конфигурации (0), причем Q_f – теплота четверного деления родительского ядра (A, Z). Тогда из отношения ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ исследуемого четверного и ширины Γ_f^A двойного спонтанного деления ядер можно получить энергетическое распределение вылетающих α -частиц $W_{\alpha\alpha}$, нормированное на величину их выхода $N_{\alpha\alpha}$ в четверном делении:

$$W_{\alpha\alpha} = \frac{\Gamma_{\alpha_1}^{A}(T_{\alpha_1})\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})\Gamma_{f}^{A-8}(Q_{f}-T_{\alpha_1}-T_{\alpha_2})}{N_{\alpha\alpha}(Q_{\alpha_1}^{A}-T_{\alpha_1})^2(Q_{\alpha_2}^{A-4}-T_{\alpha_2})^2\Gamma_{f}^{A}}.$$
 (3)

Если учесть, что ширина Γ_f^{A-8} близка к ширине Γ_f^A из-за надбарьерности процесса деления ядер (A-8,Z-4) и (A,Z) для конфигурации (0) указанного ядра, и, используя технику работ [18, 19], в полном энергетическом распределении $W_{\alpha\alpha}$ частиц четверного деления выделить энергетические распределения первой $W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1})$ и второй $W_{\alpha_2}(T_{\alpha_2})$ α-частиц, то ширины последовательных α-распадов $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ из конфигурации с шейкой между предфрагментами деления можно представить в виде:

$$\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}}) = 2\pi N_{\alpha_{1}} W_{\alpha_{1}}(T_{\alpha_{1}}) \left(Q_{\alpha_{1}}^{A} - T_{\alpha_{1}} \right)^{2};$$

$$\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}}) = 2\pi N_{\alpha_{2}} W_{\alpha_{2}}(T_{\alpha_{2}}) \left(Q_{\alpha_{2}}^{A-4} - T_{\alpha_{2}} \right)^{2}.$$
(4)

В формуле (4) N_{α_1} и N_{α_2} – выходы первой и второй α -частиц в четверном делении, рассчитанные при использовании представления о последовательном характере четверного деления в [17, 18] и представленные в табл. 1, а энергетические распределения первой и второй α -частиц $W_{\alpha_i}(T_{\alpha_i})$, где *i* = 1, 2, представляют собой функции Гаусса, параметры которых — ширина на полувысоте распределения FHWM_{α_i} = $2\sqrt{2 \ln 2\sigma_{\alpha_i}}$ и средняя кинстическая энергия $\langle T_{\alpha_i} \rangle$ — также даны в табл. 1:

$$W_{\alpha_i}(T_{\alpha_i}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\alpha_i}}} \exp\left(\frac{T_{\alpha_i} - \langle T_{\alpha_i} \rangle}{2\sigma_{\alpha_i}^2}\right).$$
 (5)

Кроме того, можно считать, что энергетическое распределение первой $W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1})$ α -частицы совпадает с энергетическим распределением α -частицы в тройном делении ядер [7, 8]. Зависимости $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ для спонтанного деления ядер ²⁴⁸Ст и ²⁵²Сf в формуле (4) позволяют определить значения максимальных кинетических энергий α -частиц $(T_{\alpha_1})_{max}$, с которыми они вылетают из шейки делящегося ядра. В общем случае ширины α -распадов $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ можно выразить как

$$\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}}) = \omega_{\alpha} \frac{\hbar c \sqrt{2} (T_{\alpha_{1}})_{max}}{2R_{neck}^{A} \sqrt{m_{\alpha}c^{2}}} P(T_{\alpha_{1}});$$

$$\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}}) = \omega_{\alpha} \frac{\hbar c \sqrt{2} (T_{\alpha_{2}})_{max}}{2R_{neck}^{A-4} \sqrt{m_{\alpha}c^{2}}} P(T_{\alpha_{2}}),$$
(6)

где $P(T_{\alpha_i})$ — факторы проницаемости кулоновского барьера (i = 1, 2), ω_{α} — вероятность формирования α -частицы в родительском ядре, в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра $\omega_{\alpha} \approx 0.01$, R_{neck}^{A} и R_{neck}^{A-4} — радиусы шеек родительского (A, Z) и промежуточного (A - 4, Z - 2) ядер, c — скорость света. Считая, что радиусы шейки ядер (A, Z) и (A - 4, Z - 2) близки друг к другу $R_{neck}^{A} \approx R_{neck}^{A-4}$, из сравнения формул (4) и (6) при использовании экспериментальных энергетических распределений α -частиц $W_{\alpha_i}(T_{\alpha_i})$, i = 1, 2, можно получить отношение проницаемостей кулоновского барьера для первой и второй α -частиц по формуле:

$$\frac{P(T_{\alpha_2})}{P(T_{\alpha_1})} = \frac{\sqrt{(T_{\alpha_2})_{max}}N_{\alpha_2}\left(W_{\alpha_2}(T_{\alpha_2})\left(Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2}\right)^2\right)_{max}}{\sqrt{(T_{\alpha_1})_{max}}N_{\alpha_1}\left(W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1})\left(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1}\right)^2\right)_{max}}.$$
(7)

Полученные значения отношения $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$ составляют 0.006 и 0.025 для ядер ²⁴⁸Ст и ²⁵²Сf, соответственно. Найденные значения отношения проницаемостей барьера для вылета первой и второй α -частиц подтверждают, что вероятность вылета второй α -частицы примерно в 10³ раз меньше, что в работе [18] связывается с двумя факторами. Первый фактор определяется изменением оболо-

чечной структуры шейки делящегося ядра после испускания из нее первой частицы. Хотя влияние эффектов встряски приводит к выбиванию второй по времени вылета частицы статистически независимо от выбивания первой частицы, тем не менее вероятность появления второй частицы зависит от характера перестройки оболочечной структуры шейки после вылета первой частицы, поскольку эта шейка не успевает перейти в равновесное состояние и "помнит" квантовые характеристики нуклонов, образующих первую частицу. Вторая частица формируется из более глубоко связанных нуклонов шейки и поэтому будет иметь меньшую вероятность вылета. Второй фактор определяется тем, что для вылетающей второй заряженной частицы потенциальный барьер. формируемый сложением кулоновского и ядерного потенциалов взаимодействия этой частицы с остающимся делящимся ядром, имеет меньшую высоту, нежели высота потенциального барьера, который преодолевает вылетающая первой частица. Это связано не только с тем, что различаются заряды остающихся делящихся ядер после вылета первой и второй частиц, но также с тем, что вылет второй частицы происходит из более вытянутой шейки делящегося ядра, которой соответствует большее расстояние между предфрагментами деления. Из формулы (4) можно оценить значение кинетических энергий α -частиц $(T_{\alpha_1})_{max}$ и $(T_{\alpha_2})_{max}$, при которых достигаются максималь-

ное значение ширин $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$, что соответствует оценкам эффективных высот кулоновского барьера для первой и второй α -частиц, вылетающих из шейки делящегося ядра, имеющие значения 15.9 и 12.7 МэВ для деления ядра ²⁴⁸Cm и 18.7 и 14.9 МэВ для деления ядра ²⁵²Cf.

ВИРТУАЛЬНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Формулы (4) для ширин $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ α -распада родительского и промежуточного ядер могут быть обобщены на случай вынужденного деления ядер ²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами:

$$\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}}) = 2\pi N_{\alpha_{1}} W_{\alpha_{1}}(T_{\alpha_{1}}) \left(Q_{\alpha_{1}}^{A} + |B_{n}| - T_{\alpha_{1}} \right)^{2};$$

$$\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}}) = 2\pi N_{\alpha_{2}} W_{\alpha_{2}}(T_{\alpha_{2}}) \left(Q_{\alpha_{2}}^{A-4} - T_{\alpha_{2}} \right)^{2},$$
(8)

где B_n — энергия связи нейтрона в составном ядре, образуемом при захвате ядром-мишенью теплового нейтрона. Используя формулы (6) и (8) и экспериментальные энергетические распределения первой и второй α -частиц можно получить для составных ядер ²³⁴U и ²³⁶U отношение проницаемостей кулоновского барьера первой и второй α -частицы:

$$\frac{P(T_{\alpha_2})}{P(T_{\alpha_1})} = \frac{\sqrt{(T_{\alpha_2})_{max}} N_{\alpha_2} \left(W_{\alpha_2}(T_{\alpha_2}) \left(Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2} \right)^2 \right)_{max}}{\sqrt{(T_{\alpha_1})_{max}} N_{\alpha_1} \left(W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1}) \left(Q_{\alpha_1}^A + |B_n| - T_{\alpha_1} \right)^2 \right)_{max}}.$$
(9)

Найденные значения $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$ для вынуж-денного деления ядер-мишеней урана нейтронами составляют 0.026 для деления ядра ²³³U и 0.025 МэВ для деления ядра ²³⁵U, и близки к значениям, полученным для спонтанного деления, и подтверждают влияние описанных выше факторов на снижение вероятности вылета второй α-частицы. Кроме того, из формулы (8) можно оценить значение кинетических энергий α -частиц $(T_{\alpha_1})_{max}$ и $(T_{\alpha_2})_{max}$, при которых достигаются максимальное значение ширин $\Gamma^{A}_{\alpha_{1}}(T_{\alpha_{1}})$ и $\Gamma^{A-4}_{\alpha_{2}}(T_{\alpha_{2}})$ в вынужденном делении. Полученные значения эффективных высот кулоновского барьера для первой и второй α-частиц, вылетающих из шейки делящегося ядра, равны 20.2 и 14.1 МэВ для деления ядра ²³³U и 20.0 и 14.2 МэВ для деления ядра ²³⁵U тепловыми нейтронами. Эти значения выше значений кинетических энергий α -частиц T_{α_1} и T_{α_2} , что свидетельствует о реализации виртуального механизма в четверном делении ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Виртуальный механизм, который используется для описания тройного деления ядер [1], обобщен на случай спонтанного и вынужденного четверного деления ядер, и получены формулы для ширины четверного деления как виртуального процесса, а также получены значения эффективных высот кулоновских барьеров и их проницаемостей для первой и второй α -частиц в четверном делении ядерактинидов. Представляется интересным проведение более точных расчетов виртуальной ширины четверного деления при использовании потенциала взаимодействия двух деформированных аксиально-симметричных предфрагментов деления, а также рассмотрение пар других легких частиц четверного деления, таких как (α , t) и (t, t).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2020. Т. 83. № 4. С. 298; Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 581.
- Pfützner M., Badura E., Bingham C. et al. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 279.
- Mukha I., Grigorenko L., Sümmerer K. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. Art. No. 061303.
- 4. *Tretyak V.I.* Double beta decay: history and current status. M.: Institute for Nuclear Research, 2014.
- 5. *Mutterer M., Theobald J.P.* Dinuclear decay modes. Bristol: IOP Publ., 1996.
- Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
- Jesinger P., Gonnenwein F., Mutterer M. et al. // Proc. Symp. Nucl. Clust. (Rauischholzhauseb, 2002). P. 289.
- Guet C., Signarbieux C., Perrin E. et al. // Nucl. Phys. 1979. V. 1. P. 314.
- Jesinger P., Kopatch Yu.N., Mutterer M. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 24. P. 379.
- Kamanin D.V., Alexandrov A.A., Alexandrova I.A. et al. // Eur. J. Phys. Funct. Mat. 2019. P. 139.
- Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Telezhnikova S.A. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 542.
- Fomichev A.S., David I., Ivanov M.P., Sobolev Yu.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 384. P. 519.
- Tanimura O., Fliessbach T. // Z. Phys. A. 1987. V. 328. P. 475.
- 14. Carjan N. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 381.
- Poenaru D.N., Greiner W., Hamilton J.H. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. Art. No. 3457.
- Hill D.L. // Proc. of the Peaceful Uses Atom Energ. V. 15. (Geneva, 1958). P. 244.
- Кадменский С.Г., Родионова Л.В. // ЯФ. 2005. Т. 68. № 9. С. 1491; Kadmensky S.G., Rodionova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. No. 9. Р. 1433.
- Кадменский С.Г., Титова Л.В. // ЯФ. 2013. Т. 73. № 1. С. 18; Kadmensky S.G., Titova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 73. No. 1. Р. 16.
- 19. Кадменский С.Г., Булычев А.О., Титова Л.В. // ЯФ. 2015. Т. 78. № 7-8. С. 716; Kadmensky S.G., Bulychev A.O., Titova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. No. 5. P. 672.

Quaternary fission as virtual process

S. G. Kadmensky^{a, *}, L. V. Titova^a

^aVoronezh state university, Voronezh, Russia *e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

The virtual mechanism used to describe ternary low-energy nuclear fission is generalized to the case of spontaneous and induced quaternary fission. A formula is obtained for the width of the quaternary fission as a virtual process. The height and pernetrability of the Coulomb barrier are estimated for spontaneous fission of 248 Cm and 252 Cf nuclei and induced by thermal neutrons fission of 233 U and 235 U nuclei with the flight of an α -particles pair.