

УДК 539.173

## СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ТРОЙНОЕ И ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ КАК ВИРТУАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

© 2022 г. Л. В. Титова<sup>1</sup>, \*, С. Г. Кадменский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

\*E-mail: titova\_lv@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Продемонстрирован подход к расчету выходов легких третьих частиц в тройном делении ядер и пар легких частиц в четверном делении ядер, основанный на виртуальном механизме вылета указанных легких частиц из шейки делящегося ядра. Получены выходы  $\alpha$ -частиц в тройном спонтанном делении ядер  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  и вынужденного деления ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами, а также выходы пар  $\alpha$ -частиц в четверном делении тех же ядер.

DOI: 10.31857/S0367676522080233

### ВВЕДЕНИЕ

Тройное [1–4] и четверное [5–8] спонтанное и вынужденное деление атомных ядер, как было продемонстрировано в работах [9, 10], относятся в классу ядерных реакций и распадов, связанных с появлением в их амплитудах виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом  $A \geq 2$ , энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. Спонтанное тройное (четверное) деление ядра  $(A, Z)$  представляет собой распад на легкий  $(A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}})$  и тяжелый  $(A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}})$  фрагменты деления и третью легкую частицу  $(A_1, Z_1)$  (пару легких частиц  $(A_1, Z_1)$  и  $(A_2, Z_2)$ ), в качестве которой с наибольшей вероятностью вылетает  $\alpha$ -частица (пара  $\alpha$ -частиц). В случае вынужденного тройного (четверного) деления ядра-мишени  $(A, Z)$  нейтронами, на первом этапе происходит формирование составного ядра  $(A + 1, Z)$ , которое затем распадается на три (четыре) указанных выше продукта деления.

Экспериментальные угловые распределения фрагментов тройного (четверного) деления ядер близки к угловым распределениям фрагментов двойного деления ядер из-за слабости влияния вылетающей  $\alpha$ -частицы (пары  $\alpha$ -частиц) на угловые распределения фрагментов тройного (четверного) деления, что обусловлено малостью значений относительных орбитальных моментов  $\alpha$ -частицы (пары  $\alpha$ -частиц) по сравнению с

орбитальными моментами фрагментов деления, большие значения которых определяются нулевыми wriggling-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [11]. Угловое распределение  $\alpha$ -частиц в тройном делении имеет анизотропный характер, причем максимум этого распределения формируется преимущественно при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных направлениям вылета фрагментов тройного деления [12–14]. Экваториальный характер угловых распределений  $\alpha$ -частиц свидетельствует о ее формировании в шейке делящегося ядра. Конфигурация делящегося ядра, отвечающая появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой, возникает при его деформационном движении после преодоления этим ядром с вероятностью  $\omega^{(0)}$  внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, и далее обозначается индексом (0). Важной особенностью вылетающей из шейки делящегося ядра  $\alpha$ -частицы является ее длиннопробежность, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия  $T_\alpha \approx 16$  МэВ (табл. 1), заметно превосходит по величине теплоту традиционного  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha^A \approx 6$  МэВ, которая для спонтанного деления ядер  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{250}\text{Cf}$  и  $^{252}\text{Cf}$  представлены в табл. 1. Приобретение дополнительной энергии  $\alpha$ -частицей указывает на возможность реализации виртуального механизма распада родительского ядра  $(A, Z)$  [9, 10]. В случае вынужденного деления ядер  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  нейтрона-

**Таблица 1.** Характеристики тройного деления ядер  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  и составных ядер  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ 

Ядро	$^{248}\text{Cm}$	$^{252}\text{Cf}$	$^{234}\text{U}$	$^{236}\text{U}$
$T_{\alpha}$ , МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5
$Q_{\alpha}^A$ , МэВ	5.16	6.21	4.85	4.55
$B_n$ , МэВ	—	—	6.85	6.55
$N_{\alpha}$ , $10^{-3}$	3.36	5.19	1.95	1.46
$N_{\alpha}^{\text{эксп}}$ , $10^{-3}$	$(2.3 \pm 0.3)$	$(3.24 \pm 0.12)$	$(2.17 \pm 0.07)$	$(1.70 \pm 0.03)$

**Таблица 2.** Характеристики четверного деления ядер  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  и составных ядер  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ 

Ядро	$^{248}\text{Cm}$	$^{252}\text{Cf}$	$^{234}\text{U}$	$^{236}\text{U}$
$T_{\alpha_1}$ , МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5
$T_{\alpha_2}$ , МэВ	10.1	12.7	11.3	10.7
$Q_{\alpha_1}^A$ , МэВ	5.16	6.21	4.85	4.55
$Q_{\alpha_2}^{A-4}$ , МэВ	4.66	5.16	4.77	4.08
$B_n$ , МэВ	—	—	6.85	6.55
$N_{\alpha\alpha}^{\text{эксп}}$ , $10^{-7}$	$1.4 \pm 0.3$	$9.72 \pm 3.26$	$0.89 \pm 0.28$	$0.54 \pm 0.17$
$N_{\alpha\alpha}$ , $10^{-7}$	0.42	1.0	0.37	0.46

ми энергия  $\alpha$ -распада из возбужденного состояния составного ядра  $(A+1, Z)$  составит:

$$\tilde{Q}_{\alpha}^{A+1} = Q_{\alpha}^{A+1} + B_n, \quad (1)$$

где  $Q_{\alpha}^{A+1}$  и  $B_n$  — теплота традиционного  $\alpha$ -распада и модуль энергии связи нейтрона для составного ядра  $(A+1, Z)$  (табл. 1).

Выходы  $\alpha$ -частиц в тройном делении ядер  $N_{\alpha} = \Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ , определяемые отношением ширин тройного  $\Gamma_{\alpha f}^A$  и двойного  $\Gamma_f^A$  деления родительского ядра  $(A, Z)$  в случае спонтанного деления и составного ядра  $(A+1, Z)$  в случае вынужденного деления тепловыми нейтронами, для всей исследуемой группы ядер-актинидов имеют значения:  $N_{\alpha} \approx (1.7 - 3.9) \cdot 10^{-3}$  (табл. 1), которые не зависят от энергии возбуждения делящегося ядра [12–14].

В четверном делении кинетическая энергия первой вылетающей длиннопробежной  $\alpha$ -частицы  $T_{\alpha_1}$  в момент ее вылета заметно превосходит теплоту  $Q_{\alpha_1}^A$  традиционного  $\alpha$ -распада ядра  $(A, Z)$

и оказывается близкой к высоте кулоновского барьера, что приводит к значению  $\alpha$ -частичного фактора проницаемости этого барьера, близкому к единице. Фактор проницаемости указанного барьера для второй  $\alpha$ -частицы, исходя из значений выходов  $N_{\alpha\alpha}$  четверного деления [5–8], должен иметь величину, примерно на  $10^{-3}$  меньше по сравнению с аналогичным фактором для первой  $\alpha$ -частицы. Обе вылетающие в четверном делении  $\alpha$ -частицы, также как  $\alpha$ -частицы в тройном делении, являются длиннопробежными, поскольку асимптотические кинетические энергии  $T_{\alpha_1}$  и  $T_{\alpha_2}$  [5–8] заметно превосходят по величине теплоты  $Q_{\alpha_1}^A$  и  $Q_{\alpha_2}^{A-4}$  (табл. 2). Угловые распределения  $\alpha$ -частиц в четверном делении имеют максимумы при направлениях вылета этих частиц, близких к перпендикулярным по отношению к направлению разлета фрагментов четверного деления. Выход пары  $\alpha$ -частиц  $N_{\alpha\alpha}$ , определяемый как отношение  $\Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$  ширин четверного  $\Gamma_{\alpha f}^A$  и двойного  $\Gamma_f^A$  деления для исследуемой группы ядер-актинидов имеет универсальное значение,

близкое к величине  $10^{-7}$  [5, 6]. Экспериментальные свойства четверного деления можно понять, если допустить, что вылетающие  $\alpha$ -частицы формируются в конфигурациях основного состояния делящегося ядра с шейкой между предфрагментами деления, как и в тройном делении ядер.

Следует отметить, что испарительные механизмы, связанные с вылетом  $\alpha$ -частиц из нагретого до высокой температуры делящегося ядра в тройном и четверном делении ядер, не реализуются, поскольку при низкоэнергетическом делении делящееся ядро на всех стадиях его эволюции до точки разрыва на первичные фрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [15]. Поэтому целью настоящей работы является исследование на основе методов описания тройного и четверного деления ядер как виртуальных процессов [9, 10] выходов легких частиц в тройном и четверном спонтанном и вынужденном делении ядер на примере спонтанного деления ядер  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  и вынужденного деления ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами с вылетом  $\alpha$ -частиц.

### ВИРТУАЛЬНОЕ СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В работах [9, 15] тройное деления рассматривалось как двухступенчатый процесс, когда на первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра  $(A, Z)$   $\alpha$ -частицы с энергией движения  $E_\alpha$  и образуется виртуальное состояние промежуточного ядра  $(A-4, Z-2)$  [9], которое на второй ступени испытывает распад на два первичных фрагмента тройного деления: легкий  $(A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}})$  и тяжелый  $(A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}})$ . В предлагаемом подходе, аналогичном к подходу работ [16, 17] по двухпротонному распаду, часть энергии вылетающей  $\alpha$ -частицы берется за счет уменьшения теплоты указанного деления промежуточного ядра  $Q_f^A$  на величину  $(E_\alpha - Q_\alpha^A)$  по сравнению с теплотой  $Q_{0f}^A$  двойного деления родительского ядра  $(A, Z)$ , которая для ядер-актинидов принимает большие значения  $\approx 170$  МэВ. Ширина  $\Gamma_{\alpha f}^A$  спонтанного тройного деления имеет вид [9]:

$$\Gamma_{\alpha f}^A = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_f^A} \frac{\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) (\Gamma_f^{(A-4)})^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2} dT_\alpha, \quad (2)$$

где  $\Gamma_\alpha^A(T_\alpha)$  – ширина  $\alpha$ -распада основного состояния родительского ядра  $(A, Z)$  с вылетом  $\alpha$ -ча-

стицы из его шейки и образованием основного состояния дочернего ядра  $(A-4, Z-2)$ :

$$\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) = \omega^{(0)} (\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0, \quad (3)$$

где  $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$  – ширина  $\alpha$ -распада, связанная с вылетом  $\alpha$ -частицы с кинетической энергией  $T_\alpha$  из шейки делящегося ядра, а  $(\Gamma_f^{(A-4)})^0$  – делительная ширина состояния дочернего ядра, отвечающего конфигурации (0), причем ширина  $(\Gamma_f^A)^0$  распада родительского ядра  $(A, Z)$  связана с его первоначальным переходом в указанную конфигурацию (0) с вероятностью  $\omega^{(0)}$ :

$$\Gamma_f^A = \omega^{(0)} (\Gamma_f^A)^0. \quad (4)$$

Из отношения ширины исследуемого тройного и ширины двойного спонтанного деления ядер при учете формул (3), (4) можно получить выход  $\alpha$ -частиц в тройном делении  $N_\alpha$ :

$$N_\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_f^A} \frac{(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 (\Gamma_f^{(A-4)})^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 (\Gamma_f^A)^0} dT_\alpha, \quad (5)$$

где  $Q_f^A$  – теплота тройного деления родительского ядра  $(A, Z)$ . Если считать, что делительная ширина  $(\Gamma_f^{(A-4)})^0$  близка к ширине  $(\Gamma_f^A)^0$  из-за надбарьерности процесса деления ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A, Z)$  для конфигурации (0), а ширину  $\alpha$ -распада родительского ядра  $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$  в формуле (5) можно выразить как

$$(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 = \omega_\alpha \frac{\hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{2r_{\text{neck}}^A \sqrt{m_\alpha c^2}} P(T_\alpha), \quad (6)$$

где  $P(T_\alpha)$  – фактор проницаемости кулоновского барьера,  $\omega_\alpha$  – вероятность формирования  $\alpha$ -частицы в родительском ядре, которая в случае облегченного  $\alpha$ -распада на основное состояние родительского ядра равна  $\omega_\alpha \approx 0.01$ ,  $r_{\text{neck}}$  – радиус шейки родительского ядра,  $c$  – скорость света, то можно получить формулу для выхода  $\alpha$ -частиц в тройном делении  $N_\alpha$  в виде:

$$N_\alpha = \frac{1}{4\pi} \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_f^A} \frac{\omega_\alpha \hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{\sqrt{m_\alpha c^2} (Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 r_{\text{neck}}^A} dT_\alpha. \quad (7)$$

В формуле (7) сделано допущение, что фактор проницаемости  $P(T_\alpha) \approx 1$ , что верно для энергий максимума  $(T_\alpha)_{\text{max}}$  энергетического распределения  $\alpha$ -частиц, а не для всех энергий  $T_\alpha$  вылетаю-

щих  $\alpha$ -частиц. При использовании формулы (7), а также оценок радиуса шейки делящегося ядра  $r_{\text{neck}}^A$ , равных 3.19 и 2.19 Фм для ядер  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{252}\text{Cf}$  [9], соответственно, получены значения выходов  $N_\alpha$   $\alpha$ -частиц в спонтанном тройном делении указанных ядер (табл. 1).

В случае вынужденного деления ядер выход  $N_\alpha$   $\alpha$ -частиц можно рассчитать (табл. 1) при использовании формулы (7) при замене в ней  $Q_\alpha^A$  на  $\bar{Q}_\alpha^{A+1}$  (1), а также при учете оценок радиуса шейки  $r_{\text{neck}}^A$ , равных 3.1 и 3.7 Фм для составных ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  [9], соответственно. Сравнение полученных значений выходов  $N_\alpha$  с экспериментальными значениями  $N_\alpha^{\text{эксп}}$  в целом демонстрирует их согласие при учете тех допущений, с которыми построены выходы  $N_\alpha$  в (7), что дает основание считать возможным описание тройного деления ядер на основе виртуального механизма.

#### ВИРТУАЛЬНОЕ СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Четверное деление ядер, по аналогии с тройным делением, можно рассматривать как трехсту-

пенчатый процесс [10, 17, 18] на первом этапе которого из шейки делящегося ядра ( $A, Z$ ) вылетает длиннопробежная лёгкая частица ( $A_1, Z_1$ ), и образуется промежуточное ядро ( $A - A_1, Z - Z_1$ ), далее из более вытянутой конфигурации шейки делящегося ядра вылетает вторая лёгкая 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 лёгкий ( $A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}}$ ) и тяжёлый ( $A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}}$ ) первичные фрагменты четверного деления. Наиболее вероятной парой двух лёгких частиц в четверном делении [5–8] является пара  $\alpha$ -частиц, но также экспериментально наблюдаются пары из  $\alpha$ -частицы и тритона и пары тритонов. В работе [10] на основе диаграммы Фейнмана, которая учитывает возникновение виртуальных состояний промежуточных ядер ( $A - 4, Z - 2$ ) и ( $A - 8, Z - 4$ ), образуемых после последовательного испускания двух  $\alpha$ -частиц, построена ширина  $\Gamma_{\alpha\alpha f}^A$  указанного четверного деления ядра ( $A, Z$ ) как трехступенчатого процесса [10]:

$$\Gamma_{\alpha\alpha f}^A = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{(Q_{\alpha_1}^A + \Delta)}^{\bar{Q}_f^A} \int_{(Q_{\alpha_2}^A + \Delta)}^{\bar{Q}_f^{A-4}} \frac{(\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}))^0 (\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}))^0 (\Gamma_f^{A-8}(\bar{Q}_f^A - T_{\alpha_1} - T_{\alpha_2}))^0}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (8)$$

В формуле (8)  $(\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}))^0$  и  $(\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}))^0$  – ширины  $\alpha$ -распада основных состояний родительского ( $A, Z$ ) и промежуточного ( $A - 4, Z - 2$ ) ядер, находящихся в конфигурации (0) с шейкой между предфрагментами деления,  $T_{\alpha_1}$  и  $T_{\alpha_2}$  – кинетические энергии первой и второй  $\alpha$ -частиц с кинетическими энергиями, а  $(\Gamma_f^{A-8})^0$  – делительная ширина состояния дочернего ядра ( $A - 8, Z - 4$ ), так-

же отвечающего конфигурации (0), причем  $\bar{Q}_f^A$  – теплота четверного деления родительского ядра ( $A, Z$ ). Тогда из отношения ширины четверного  $\Gamma_{\alpha\alpha f}^A$  и ширины  $\Gamma_f^A$  двойного спонтанного деления ядра, пренебрегая зависимостью  $(\Gamma_f^{A-8})^0$  от энергии деления, можно получить выход  $N_{\alpha\alpha}$  пары  $\alpha$ -частиц в спонтанно четверном делении ядер:

$$N_{\alpha\alpha} = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{(Q_{\alpha_1}^A + \Delta)}^{\bar{Q}_f^A} \int_{(Q_{\alpha_2}^{A-4} + \Delta)}^{\bar{Q}_f^{A-4}} \frac{(\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}))^0 (\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}))^0 (\Gamma_f^{A-8})^0}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2 (\Gamma_f^A)^0} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (9)$$

Будем считать, что ширина  $(\Gamma_f^{A-8})^0$  близка к ширине  $(\Gamma_f^A)^0$  из-за надбарьерности процесса деления ядер ( $A - 8, Z - 4$ ) и ( $A, Z$ ) для configura-

ции (0) указанного ядра. В общем случае ширины  $\alpha$ -распадов  $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$  и  $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$  можно выразить по аналогии с формулой (6) как

$$\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}) = \omega_{\alpha_1}^A \frac{\hbar c \sqrt{2T_{\alpha_1}}}{2r_{\text{neck}}^A \sqrt{m_{\alpha} c^2}} P(T_{\alpha_1});$$

$$\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}) = \omega_{\alpha_2}^{A-4} \frac{\hbar c \sqrt{2T_{\alpha_2}}}{2r_{\text{neck}}^{A-4} \sqrt{m_{\alpha} c^2}} P(T_{\alpha_2}),$$
(10)

где  $P(T_{\alpha_i})$  – факторы проницаемости кулоновского барьера ( $i = 1, 2$ ) для  $i$ -й  $\alpha$ -частицы,  $\omega_{\alpha}^A$  и

$\omega_{\alpha}^{A-4}$  – вероятности формирования  $\alpha$ -частицы в ядрах  $(A, Z)$  и  $(A - 4, Z - 2)$ , в случае облегченного  $\alpha$ -распада на основное состояние родительского ядра  $\omega_{\alpha}^A \approx \omega_{\alpha}^{A-4} \approx 0.01$ ,  $r_{\text{neck}}^A$  и  $r_{\text{neck}}^{A-4}$  – радиусы шеек родительского  $(A, Z)$  и промежуточного  $(A - 4, Z - 2)$  ядер,  $c$  – скорость света. При учете (10) формула (9) для  $N_{\alpha\alpha}$  преобразуется к виду:

$$N_{\alpha\alpha} = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{(Q_{\alpha_1+\Delta}^A)}^{\bar{Q}_{\alpha_1}^A} \int_{(Q_{\alpha_2+\Delta}^{A-4})}^{\bar{Q}_{\alpha_2}^{A-4}} \frac{\omega_{\alpha_1}^A \omega_{\alpha_2}^{A-4} (\hbar c)^2 \sqrt{T_{\alpha_1} T_{\alpha_2}} P(T_{\alpha_1}) P(T_{\alpha_2})}{2r_{\text{neck}}^A r_{\text{neck}}^{A-4} m_{\alpha} c^2 (Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (11)$$

Считая, что радиусы шейки ядер  $(A, Z)$  и  $(A - 4, Z - 2)$  близки друг к другу  $r_{\text{neck}}^A \approx r_{\text{neck}}^{A-4}$  и используя их оценки из работы [9], учитывая, что отношение проницаемостей кулоновского барьера для первой и второй  $\alpha$ -частиц  $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$  составляет [10] 0.006 и 0.025 для ядер  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{252}\text{Cf}$ , соответственно, а  $P(T_{\alpha_1}) \approx 1$ , можно рассчитать выход пары  $\alpha$ -частиц в спонтанном четверном делении ядер (табл. 2).

Формулу (11) для выхода  $N_{\alpha\alpha}$  можно обобщить на случай вынужденного деления ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами заменой  $Q_{\alpha_1}^A$  на  $\tilde{Q}_{\alpha_1}^{A+1}$  (1). Используя те же предположения, что и для спонтанного деления, а также учитывая, что  $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$  для вынужденного деления ядермишеней урана нейтронами составляют 0.026 и 0.025 для деления ядер  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , можно получить значения выходов  $N_{\alpha\alpha}$  пар  $\alpha$ -частиц в четверном вынужденном делении ядер (табл. 2). Рассчитанные значения выходов по порядку величин согласуются с экспериментальными  $N_{\alpha\alpha}^{\text{эксп}}$ , что свидетельствует о реализации виртуального механизма в четверном делении ядер, за исключением ядра  $^{252}\text{Cf}$ , что требует проведения более точных расчетов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построены формулы для расчета выходов легких частиц тройного и четверного деления ядер на основе представления о возникновении промежуточных ядер, формирующихся после испускания легких частиц, в виртуальных состояниях. Выходы  $\alpha$ -частиц в тройном спонтанном делении ядер  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{252}\text{Cf}$  и в вынужденном делении ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  тепловыми нейтронами согласуются с экспериментальными значениями. Выходы  $\alpha$ -частиц в четверном спонтанном делении ядер  $^{248}\text{Cm}$  и  $^{252}\text{Cf}$  и в вынужденном делении ядер  $^{234}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$

тепловыми нейтронами требуют более корректного расчета при учете различных вероятностей формирования первой и второй  $\alpha$ -частиц в области шейки делящегося ядра и различий в факторах проницаемости кулоновского барьера для указанных частиц. Представляется интересным проведение более точных расчетов выходов тройного и четверного низкоэнергетического деления ядер при использовании потенциала взаимодействия двух деформированных аксиально-симметричных предфрагментов деления, а также рассмотрение других легких частиц тройного и четверного деления, таких как тритоны  $t$ , а также ядер с  $A > 4$  в тройном делении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mutterer M., Theobald J.P. Dinuclear decay modes. Chap. 12. Bristol: IOP Publ., 1996.
2. Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
3. Jesinger P. et al. // Proc. Symp. Nucl. Clust. (Rauischholzhausen, 2002). P. 289.
4. Guet C., Signarbieux C., Perrin E. et al. // Nucl. Phys. 1979. V. 1. P. 314.
5. Jesinger P., Kopatch Yu.N., Mutterer M. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 24. P. 379.
6. Kamanin D.V., Alexandrov A.A., Alexandrova I.A. et al. // Eurasian J. Phys. Funct. Mat. 2019. P. 139.
7. Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Telezhnikova S.A. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 542.
8. Fomichev A.S., David I., Ivanov M.P., Sobolev Yu.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 384. P. 519.
9. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 326; Kadmsky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 311.
10. Кадменский С.Г., Титова Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 732; Kadmsky S.G., Titova L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 569.

11. *Кадменский С.Г., Титова Л.В., Кострюков П.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 1433; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Kostryukov P.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 10. P. 1299.
12. *Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 806. P. 1.
13. *Mutterer M., Kopatch Yu.N., Jesinger P. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 738. P. 122.
14. *Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
15. *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. P. 1433.
16. *Кадменский С.Г., Кадменский С.С., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2010. Т. 73. № 8. С. 1874; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 8. P. 1436.
17. *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. P. 16.
18. *Кадменский С.Г., Бульчев 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.

## Spontaneous and induced ternary and quaternary fission as virtual process

L. V. Titova<sup>a, \*</sup>, S. G. Kadmensky<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Voronezh State University, Voronezh, Russia

\*e-mail: titova\_lv@phys.vsu.ru

An approach to calculating the yields the third light particles in the ternary fission of nuclei and the pairs of light particles emission in the quaternary fission of nuclei based on the virtual mechanism of the emission of these particles from the neck of the fissile nucleus is demonstrated. The yields of  $\alpha$ -particles in the ternary spontaneous fission of nuclei  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$  and induced by thermal neutrons fission of nuclei  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ , as well as the yields of pairs of  $\alpha$ -particles in the quaternary fission of the same nuclei were obtained.