Виртуальный механизм тройного деления ядер

Л.В. Титова^а

Воронежский государственный университет, физический факультет, кафедра ядерной физики Россия, 394006, Воронеж, Университетская площадь, д. 1

Поступила в редакцию 20.03.2021, после доработки 15.06.2021, принята к публикации 19.06.2021.

Показано, что экспериментальные энергетические характеристики вылетающих в тройном спонтанном и вынужденном делении ядер нейтронами длиннопробежных α -частиц, рассматриваемых в качестве третьих частиц, позволяют допустить, что тройное деление ядер относится, наряду с исследованными ранее процессами двойного β -распада и двухпротонного распада ядер, к классу двухступенчатых виртуальных ядерных распадов, в которых появляются состояния промежуточных ядер, лежащие вне массовой поверхности распада. На основе представлений квантовой теории деления и предложенного виртуального механизма тройного деления при учете, что α -частица вылетает из шейки делящегося ядра в его конфигурации, предшествующей разрыву этого ядра на фрагменты деления, были рассчитаны ширины тройного деления и энергетические распределения α -частиц. Из сравнения указанных энергетических распределений с экспериментальными распределениями α -частиц получена оценка радиуса шейки делящегося ядра для спонтанного тройного деления ядер ^{250,252} Cf, ²⁴⁸ Cm, а также для вынужденного тройного деления ядер ^{233,235} U нейтронами, которая согласуется со значениями аналогичных радиусов из расчетов эволюции формы делящегося ядра на основе обобщенной капельной модели ядра.

Ключевые слова: тройное деление, длиннопробежная α-частица, виртуальный механизм, многоступенчатый распад.

УДК: 539.173. PACS: 25.85-w.

введение

В физике элементарных частиц и ядерной физике известны такие распады и реакции, в которых в качестве промежуточных состояний появляются виртуальные состояния элементарных частиц и ядер, не лежащие на массовой поверхности данных распадов и реакций [1], как, например, комптоновский эффект при рассеянии у-квантов на свободных электронах [2] и двухпротонный распад атомных ядер, существование которого было предсказано в работе Гольданского [3], а теоретическое описание основано [1, 4, 5] на виртуальном двухступенчатом механизме [6, 7]. К числу виртуальных распадов ядер можно отнести и двойной β-распад ядер, теории [8-10] которого также фактически использовали представление о виртуальном механизме. На первой ступени подобных распадов возникают не лежащие на массовой поверхности виртуальные состояния промежуточных ядер, при последующем распаде которых на второй ступени возникают реальные состояния конечных ядер. В связи с этим появляется необходимость введения в теорию, описывающую указанные радиоактивные распады, промежуточных ядер, находящихся не только в реальных, но и в виртуальных состояниях. Интересно отметить, что тройное спонтанное деление таких родительских ядер с массовым числом и зарядом (A, Z), как ²⁴⁸Cm, ²⁵⁰Сf, ²⁵²Сf [11-13], сопровождается испусканием длиннопробежных *а*-частиц с кинетическими энергиями $T_{lpha} \approx 16$ МэВ (табл. 1), заметно превосходящими теплоту $Q^A_{lpha} \approx 6~{
m M}$ эВ (табл. 1) обычного а-распада основного состояния рассматриваемого родительского ядра (A, Z) в первой яме потенциала деформации. Этот факт указывает на существование механизма получения *α*-частицей дополнительной энергии, который можно связать с возможностью реализации виртуального процесса тройного деления родительского ядра, подобного двухпротонному распаду. Близкие значения энергий α -частиц регистрируются и в тройном делении ядер-мишеней ²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами, когда происходит α -распад возбужденного состояния составного ядра (A + 1, Z) и полная энергия α -распада равна $(Q_{\alpha}^{A+1} + B_n)$, где значения теплоты α -распада Q_{α}^{A+1} и энергии отделения нейтронов B_n для указанного случая приведены в табл. 2.

Целью настоящей работы является демонстрация того, что спонтанное тройное деление и вынужденное тройное деление ядер нейтронами относятся к числу описанных выше процессов с возникновением промежуточных ядер в виртуальных состояниях.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Спонтанное тройное деление ядра (A, Z) представляет собой распад на легкий $(A_{\rm LF}, Z_{\rm LF})$ и тяжелый $(A_{\rm HF}, Z_{\rm HF})$ фрагменты деления и третью легкую частицу (A_3, Z_3) , в качестве которой далее будет рассматриваться α -частица. В случае вынужденного тройного деления ядра-мишени (A, Z) нейтронами на первом этапе происходит формирование составного ядра (A + 1, Z), которое затем также распадается на три указанных выше продукта деления. Рассмотрим основные экспериментальные характеристики спонтанного тройного деления ядер и деления составных ядер, образующихся в вынужденном делении ядер тепловыми нейтронами.

Экспериментальные угловые распределения фрагментов тройного деления ядер близки к угловым распределениям фрагментов двойного деления ядер из-за слабости влияния вылетающей *α*-частицы на

^a E-mail: titova_lv@phys.vsu.ru

Ядро	²⁴⁸ Cm	²⁵⁰ Cf	²⁵² Cf
$Q^A_{lpha}, {\sf M}$ эВ	5.16	6.13	6.22
$\Gamma^A_{lpha { m f}}/\Gamma^A_{ m f}$, МэВ	$(2.44 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$ [11]	$(3.87 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$ [11]	$(3.87 \pm 0.30) \cdot 10^{-3}$ [11]
$\left(W^A_{\alpha}\right)_{\max}$, МэВ	14.72 ± 0.08 [13]	$15.96 \pm 0.13 [31]$	$15.96 \pm 0.09 [13]$
FWHM^A_α , M ₂ B	$9.16 \pm 0.17 [13]$	$10.49 \pm 0.16 [13]$	$10.22 \pm 0.18 [13]$
$\left(\Gamma^A_{lpha} ight)^0_{ m max}$, МэВ	0.030	0.045	0.045
$\left(T^A_{\alpha}\right)_{\max}$, MəB	17.2	19.0	18.9
$r_{ m neck}$, $\Phi_{ m M}$	3.19	2.19	2.18

Таблица 1. Характеристики спонтанного тройного деления ядер ²⁴⁸Cm,²⁵⁰Cf и ²⁵²Cf

Таблица 2. Характеристики вынужденного тройного деления ядер ²³³U и ²³⁵U нейтронами

Ядро	²³³ U+n	²³⁵ U+n
Q^{A+1}_{lpha} , МэВ	4.858	4.573
B_n , МэВ	6.846	6.546
$\Gamma^A_{lpha \mathrm{f}} / \Gamma^A_{\mathrm{f}}$, MəB	$(2.17 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$ [11]	$(1.70 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$ [11]
$\left(W^A_{\alpha}\right)_{\max}$, МэВ	15.7±0.09 [12]	15.5±0.07 [12]
$\operatorname{FWHM}_{\alpha}^{A}$, M ₂ B	9.8±0.15 [12]	9.8±0.16 [12]
$\left(\Gamma^{A}_{\alpha}\right)^{0}_{\max}$, МэВ	0.015	0.020
$\left(T^A_{\alpha}\right)_{\max}$, MəB	19.9	19.6
$r_{ m neck}, \Phi_{ m M}$	3.1	3.7

угловые распределения фрагментов тройного деления, что обусловлено малостью значений относительных орбитальных моментов α -частицы по сравнению с орбитальными моментами фрагментов деления, большие значения которых определяются нулевыми wriggling-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [14]. Угловые распределения α -частиц по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления слабо зависят как от распределения кинетических энергий продуктов деления, так и от полной энергии относительного движения продуктов тройного деления. Угловое распределение а-частиц в тройном делении имеет анизотропный характер, причем максимум этого распределения формируется преимущественно при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных направлениям вылета легких фрагментов тройного деления [11-13]. Экваториальный характер угловых распределений а-частиц позволяет сделать вывод, что вылетающая *а*-частица формируется 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 ω^0 внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, и далее обозначается индексом (0). Кроме того, в тройном делении ядер наблюдается и такой редкий процесс, в котором возникает легкая частица, направление вылета которой близко к направлению разлета фрагментов деления [11, 15]. Такой вылет легкой частицы называется полярной эмиссией и его вероятность, например, для спонтанного деления ядра ²⁵²Cf, составляет 0.53% по отношению к экваториальному вылету [15]. В данной работе будет рассматриваться только экваториальное тройное деление.

Кроме того, α -частица, вылетающая из шейки делящегося ядра, в отличие от α -частицы, выле-

тающей из основных состояний первой ямы потенциала деформации родительского ядра в процессе подбарьерного α -распада ядер, является длиннопробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия $T_{\alpha} \approx 16$ МэВ, представленная в табл. 1, заметно превосходит по величине теплоту распада $Q_{\alpha}^A \approx 6$ МэВ. Теплота традиционного α -распада Q_{α}^A равна:

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

где E(A,Z) и E(A-4,Z-2) — внутренние энергии основных состояний родительского E(A,Z) и дочернего E(A-4,Z-2) ядер и для спонтанного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵⁰Cf и ²⁵²Cf представлена в табл. 1. Приобретение дополнительной энергии α -частицей по сравнению с обычным α -распадом указывает на возможность реализации виртуального процесса распада родительского ядра (A,Z). В случае вынужденного деления ядер ²³³U и ²³⁵U нейтронами энергия α -распада из возбужденного состояния составного ядра (A+1,Z) составит

$$\tilde{Q}^{A+1}_{\alpha} = Q^{A+1}_{\alpha} + B_n, \qquad (2)$$

где теплота Q^{A+1}_{α} определяется формулой (1) при замене A на (A+1) и представлена в табл. 2.

Наконец, экспериментальные отношения $N_{\alpha} = \Gamma^A_{\alpha f}/\Gamma^A_f$ ширин $\Gamma^A_{\alpha f}$ и Γ^A_f тройного и двойного деления родительского ядра (A, Z) и составного ядра (A + 1, Z) для всей исследуемой группы ядерактинидов имеют значения: $N_{\alpha} \approx (1.7 - 3.9) \cdot 10^{-3}$ (табл. 1, 2), которые не зависят от энергии возбуждения делящегося ядра [11–13].

2. СУЩЕСТВУЮЩИЕ МЕХАНИЗМЫ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

При описании тройного деления ядер существует ряд механизмов. Халперн [16] предположил, что внезапное схлопывание шейки между предфрагментами деления приводит к быстрому изменению ядерного потенциала, действующего на легкую частицу в области шейки. Это резкое изменение потенциала приводит к значительному изменению потенциальной энергии легкой частицы, находящейся в области шейки делящегося ядра, и соответствующему изменению ее кинетической энергии, которая становится достаточной для ее вылета. Однако предложенный Халперном механизм не был в дальнейшем применен для количественного описания характеристик тройного деления. В рамках статистической модели Фонгом [17] были вычислены вероятности тройного деления с вылетом *а*-частиц. В случае деления ²³⁵U тепловыми нейтронами полученное в работе значение отношения вероятности тройного деления к двойному хорошо согласуется с экспериментальным, в то время как для спонтанного деления ²⁵²Сf значение этого отношения примерно в 2 раза больше экспериментального. Статистический испарительный механизм выброса легкой частицы из нагретой локализованной области между осколками был предложен в [18]. Но и этот механизм не лишен недостатков. Автор работы отмечает, что введенные им величины энергии отделения нейтронов и протонов, необходимые для вывода этих нуклонов из шейки на вершину потенциального барьера, оказываются значительно меньшими значений, следующих из систематики энергий связи. В работе [19] предложена динамическая модель тройного деления, связанная с двойным разрывом шейки делящегося ядра. Эти разрывы статистически независимы и следуют один за другим за времена порядка периодов одночастичного движения. Часть шейки, заключенная между двумя разрывами, приводит к формированию легкой заряженной частицы, сопровождающей деление. На основе квазиклассического рассмотрения процесса спуска ядра с седловой точки потенциала деформации делящегося ядра с учетом диссипативных сил получено выражение для отношения вероятностей тройного деления к двойному, которое разумно описывает экспериментальные данные. Статистическая теория испарения частиц из горячих составных ядер [20] была использована для расчета вероятности того, что третьи частицы испаряются с поверхности ядра с недостаточной энергией для преодоления кулоновского барьера. По мнению автора, указанные квазииспарительные частицы существуют между ядерной поверхностью и кулоновским барьером в течение короткого периода времени, прежде чем вернуться в ядерную жидкость. Иногда такая заряженная частица, испускаемая в область, окружающую вещество шейки перед разрывом, не может быть поглощена обратно ни одним из фрагментов, поскольку они разлетаются друг от друга после разделения, что приводит к тройному делению ядра.

Главной проблемой описанных выше работ является получаемая в них температура делящегося ядра $T \sim 1$ МэВ, которая противоречит представлению квантовой теории деления [21–23] о «холодности» делящегося ядра в точке разрыва. Процесс тройного деления ядра связан с коллективными деформационными модами движения нуклонов в ядре, которые соответствуют сильным отклонениям формы

ядра от сферической и описываются с помощью введения параметров деформации [21]. Тройное деление ядра целиком определяется [22, 23] таким деформационным движением делящегося ядра из основного состояния первой ямы потенциала деформации к внутренней седловой точке двугорбого барьера деления [24], где ядро обладает квадрупольной деформацией, а далее к внешней седловой точке, где возникает октупольная деформация ядра, соответствующая его грушевидной зеркальноасимметричной форме, и далее из шейки ядра испускается легкая частица, а затем оставшееся ядро следует к точке его разрыва на фрагменты деления. При этом делящееся ядро сохраняет аксиальную симметрию относительно оси симметрии делящегося ядра на всех этапах процесса тройного деления [23]. Согласно представлению О. Бора [21], делящееся ядро до его разрыва на фрагменты деления находится в неравновесном состоянии, энергия возбуждения которого не успевает равномерно распределиться по степеням свободы ядра и перейти в возбужденные термализованные состояния, описываемые распределениями Гиббса с достаточно высокими температурами (T = 1 МэВ), как это предполагается в ряде делительных моделей [25, 26], что позволяет ввести переходные делительные состояния на внутреннем и внешнем барьерах деления [21, 23], характеризующиеся спином *J* делящегося ядра и его проекцией *K*. Делящаяся система останется «холодной» [22, 23] и на стадиях, начинающихся со спуска делящегося ядра с внешней седловой точки и заканчивающихся его разрывом на фрагменты деления, несмотря на присущую этой стадии сильную неадиабатичность коллективного деформационного движения ядра.

Отсутствие термализации возбужденных состояний делящегося ядра для его предразрывных конфигураций [22, 23] приводит к выводу о неприемлемости испарительных механизмов вылета легких частиц в случае тройного деления.

Еще один механизм тройного деления ядер это динамический неадиабатический механизм [27], который рассматривает тройное деление как двухступенчатый процесс, когда на первом этапе происходит выброс α -частицы из шейки делящегося ядра (A, Z)под действием зависящего от времени неадиабатического потенциала ее взаимодействия с остаточным ядром (A - 4, Z - 2), при этом α -частица приобретает кинетическую энергию T_{α} , близкую к высоте кулоновского барьера $(B_{\alpha})^0$ этой частицы в области шейки делящегося ядра, а затем указанное остаточное ядро делится на два первичных фрагмента деления. Но данный механизм не учитывает, что изза закона сохранения энергии в замкнутой системе делящегося ядра при увеличении асимптотической кинетической энергии T_{α} вылетающей α -частицы по сравнению с теплотой Q^A_{α} происходит уменьшение кинетической энергии T^{A-4}_{f} относительного движения двух вылетающих фрагментов деления в момент деления остаточного ядра до значений

$$\tilde{T}_{\rm f}^{A-4} = T_{\rm f}^{A-4} - T_{\alpha} + Q_{\alpha}^A$$

В работе [28] используется достаточно искусственное представление об одновременности вылета из



Рис. 1. Диаграмма Фейнмана спонтанного тройного деления с вылетом α-частицы в качестве третьей частицы. G_{A-4} — функция Грина

шейки делящегося ядра третьей частицы, легкого и тяжелого фрагментов деления, в то время как в работах [1, 18, 19, 22] тройное деление рассматривается как двухступенчатый процесс.

Учитывая успех теоретических работ по описанию характеристик двухпротонного распада [4, 5] на основе виртуального механизма, рассмотрим возможность реализации подобного механизма и в тройном делении ядер.

3. ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

В работах [1, 22] тройное деления рассматривалось как двухступенчатый процесс, когда на первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра (A, Z) α -частицы с энергией движения $E_{lpha} pprox \left(B_{lpha}
ight)^0$ и образуется состояние промежуточного ядра (A - 4, Z - 2), которое на второй ступени испытывает двойное деление на два первичных фрагмента тройного деления: легкий (А_{LF}, Z_{LF}) и тяжелый $(A_{\rm HF}, Z_{\rm HF})$. Такому процессу соответствует диаграмма Фейнмана, представленная на рисунке. Подобная диаграмма реализуется в двухпротонном распаде ядер, и рассчитываются амплитуды ширин соответствующих ей процессов [4, 5, 10]. В предлагаемом подходе, аналогичном к подходу работ [4, 5, 10], часть энергии вылетающей *α*-частицы берется за счет уменьшения теплоты указанного деления промежуточного ядра $Q_{\rm f}$ на величину $(E_{\alpha} - Q_{\alpha})$ по сравнению с теплотой $Q_{0\mathrm{f}}$ двойного деления родительского ядра (A, Z), которая для ядер-актинидов принимает большие значения \approx 170 МэВ. В работе [29] при проведении траекторных расчетов в тройном делении получена зависимость параметра фиттирования для энергетических распределений α -частицы от начальной кинетической энергии фрагментов деления и показано, что в диапазоне энергий фрагментов деления от 25 до 70 МэВ удается описать указанные распределения α -частиц, что дает возможность при уменьшении теплоты деления промежуточного ядра $Q_{\rm f}$ на величину $(E_{\alpha} - Q_{\alpha})$ иметь вероятность двойного деления промежуточного ядра, близкую к единице.

Ширина $(\Gamma^A_{\alpha f})^v$ спонтанного тройного деления имеет вид, аналогичный формуле для ширины $(\Gamma^A_{2p})^v$ виртуального двухступенчатого 2p-распада родительского ядра [4, 5]:

$$\left(\Gamma_{\alpha f}^{A}\right)^{v} = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{\alpha}^{A}}^{Q_{\alpha f}^{A}} \frac{\Gamma_{\alpha}^{A}\left(T_{\alpha}\right) \left(\Gamma_{f}^{\left(A-4\right)}\left(\widetilde{T}_{f}^{A-4}\right)\right)^{0}}{\left(Q_{\alpha}^{A}-T_{\alpha}\right)^{2}} dT_{\alpha},$$

где $\Gamma^A_{\alpha}(T_{\alpha})$ — ширина α -распада основного состояния родительского ядра (A, Z) с вылетом α -частицы из его шейки и образованием основного состояния дочернего ядра (A - 4, Z - 2):

$$\Gamma^{A}_{\alpha}(T_{\alpha}) = \omega^{0} \left(\Gamma^{A}_{\alpha}(T_{\alpha}) \right)^{0},$$

где ω^0 — вероятность перехода родительского ядра из первой ямы его потенциала деформации к конфигурации (0) указанного ядра, $(\Gamma^A_\alpha(T_\alpha))^0$ — ширина α -распада, связанная с вылетом α -частицы с кинетической энергией T_α из шейки делящегося ядра, а $(\Gamma^{(A-4)}_{\rm f}(\widetilde{T}^{A-4}_{\rm f}))^0$ — делительная ширина состояния дочернего ядра, отвечающего конфигурации (0).

Из отношения ширины исследуемого тройного и ширины двойного спонтанного деления ядер можно получить энергетическое распределение вылетающих α -частиц, нормированное на величину выхода α -частиц в тройном делении N_{α} (табл. 1):

$$W_{\alpha f}(T_{\alpha}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\left(\Gamma_{\alpha}^{A}(T_{\alpha})\right)^{0} \left(\Gamma_{f}^{(A-4)}\left(\widetilde{T}_{f}^{A-4}\right)\right)^{0}}{\left(Q_{\alpha}^{A} - T_{\alpha}\right)^{2} \left(\Gamma_{f}^{A}\left(T_{f}^{A}\right)\right)^{0}}.$$
 (3)

Из формулы (3) можно выразить ширину $(\Gamma^A_{\alpha}(T_{\alpha}))^0 \alpha$ -распада, связанную с вылетом α -частицы из шейки делящегося ядра:

$$\left(\Gamma_{\alpha}^{A}\left(T_{\alpha}\right)\right)^{0} = 2\pi W_{\alpha f}\left(T_{\alpha}\right) \times \left(Q_{\alpha}^{A} - T_{\alpha}\right)^{2} \frac{\left(\Gamma_{f}^{A}\left(T_{f}^{A}\right)\right)^{0}}{\left(\Gamma_{f}^{\left(A-4\right)}\left(\widetilde{T}_{f}^{A-4}\right)\right)^{0}}$$

Если учесть, что ширина $\left(\Gamma_{\rm f}^{(A-4)}\left(\widetilde{T}_{\rm f}^{A-4}\right)\right)^0$ при энергии $\widetilde{T}_{\rm f}^{A-4}$, соответствующей кинетической энергии фрагментов деления, которая, согласно экспериментальным распределениям полных кинетических энергий фрагментов деления [11] ядерактинидов, превышает 100 МэВ, близка к ширине $\left(\Gamma_{\rm f}^A\left(T_{\rm f}^A\right)\right)^0$ из-за надбарьерности процесса деления ядер (A-4,Z-2) и (A,Z) для конфигурации (0) указанного ядра, то ширина $\left(\Gamma_{\alpha}^A\left(T_{\alpha}\right)\right)^0$ в этом случае имеет вид

$$\left(\Gamma_{\alpha}^{A}\left(T_{\alpha}\right)\right)^{0} = 2\pi W_{\alpha f}\left(T_{\alpha}\right)\left(Q_{\alpha}^{A} - T_{\alpha}\right)^{2}.$$
 (4)

Ширину α -распада родительского ядра $(\Gamma^A_{\alpha}(T_{\alpha}))^0$ в формуле (4) можно определить согласно простейшей модели α -распада Г. Гамова как

$$\left(\Gamma_{\alpha}^{A}\left(T_{\alpha}\right)\right)^{0} = \omega_{\alpha} \frac{\hbar c \sqrt{2T_{\alpha}}}{2r_{\text{neck}}\sqrt{M_{\alpha}c^{2}}} P\left(T_{\alpha}\right), \qquad (5)$$

где $P(T_{\alpha})$ — фактор проницаемости кулоновского барьера, ω_{α} — вероятность формирования α -частицы в родительском ядре, которая в случае облегченного *а*-распада на основное состояние родительского ядра равна $\omega_{lpha} \approx 0.01$, $r_{
m neck}$ — радиус шейки родительского ядра, с — скорость света. Считая, что фактор проницаемости $P\left(T_{lpha}
ight)pprox 1$ для энергий максимума $(T_{\alpha})_{\max}$ энергетического распределения $W_{lpha {
m f}}\left(T_{lpha}
ight)$, представленных в табл. 1, а также из сравнения формул (4) и (5) при использовании экспериментальных энергетических распределений α -частиц $W_{\alpha f}(T_{\alpha})$, значения положения максимума $\left(W^A_{lpha}
ight)_{
m max}$ и ширины на полувысоте распределения ${\rm FWHM}^{A}_{\alpha}$ (табл. 1), можно получить оценку радиуса $r_{\rm neck} = 3.19, 2.18$ и 2.19 Фм для ядер 248 Cm, 250 Cf и 252 Cf соответственно.

Формула (4) для ширины α -распада родительского ядра $\left(\Gamma^{A}_{\alpha}\left(T_{\alpha}\right)\right)^{0}$ может быть обобщена на случай вынужденного деления ядер ²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами:

$$\left(\Gamma_{\alpha}^{A}\left(T_{\alpha}\right)\right)^{0} = 2\pi W_{\alpha f}\left(T_{\alpha}\right) \left(\tilde{Q}_{\alpha}^{A+1} - T_{\alpha}\right)^{2}, \quad (6)$$

где \tilde{Q}^{A+1}_{α} определяется формулой (2). Используя формулы (5) и (6) и экспериментальное распределение $W_{lpha {
m f}}\left(T_{lpha}
ight)$ при $\left(T_{lpha}
ight)_{
m max}$, представленных в табл. 2, можно получить $r_{\rm neck}$: $r_{\rm neck} = 3.1$ и 3.7 Фм для составных ядер 234 U и 236 U. Найденные значения радиуса ядра r_{neck} как для спонтанного, так и для вынужденного деления подтверждают предположение, что *α*-частица вылетает из шейки ядра, и согласуются с результатами работ [30, 31], в которых произведена оценка шейки делящегося ядра в расчетах эволюции его формы при движении к точке разрыва на основе обобщенной капельной модели ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на основе виртуального механизма тройного деления получены формулы для энергетических распределений а-частиц, сопровождающих тройное деление ядер. Указанный механизм может быть обобщен на случай четверного деления ядер. При использовании рассчитанных в рамках данного подхода энергетических распределений α -частиц получены оценки радиуса шейки делящегося ядра, которые согласуются со значениями аналогичных радиусов из расчетов эволюции формы делящегося ядра при его движении к точке разрыва на основе обобщенной капельной модели ядра. Представляется интересным проведение расчетов ширин тройного деления из конфигурации делящегося ядра с шейкой при учете зависимости проницаемости двугорбого барьера деления от начальной энергии *α*-частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Кадменский С. Г., Титова Л. В., Любашевский Д. Е. // ЯФ. 2020. 83. С. 326. (Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. Phys. At. Nucl. 2020. 83. P. 311.)
- 2. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика М.: Физматгиз, 1959.
- 3. Гольданский В. И. // ЖЭТФ. 1960. **39**. С. 497.
- 4. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В. // ЯФ. 2014. 77. № 1. C. 1075. (Kadmensky S. G., Ivankov Yu. V. Phys. At. Nucl. 2014. 77. N 1. P. 1019.)
- 5. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В. // ЯФ. 2014. 77. № 12. C. 1605. (Kadmensky S. G., Ivankov Yu. V. Phys. At. Nucl. 2014. 77. N 12. P. 1532.)
- 6. Кадменский С. Г., Булычев А. О. // Изв. РАН, сер. физ. 2015. 79. № 7. C. 967. (Kadmensky S. G., Bulychev A. O. Bull. RAS. Physics. 2015. 79. N 7. P. 872.)
- 7. Кадменский С.Г., Булычев А.О. // Изв. РАН, сер. физ. 2016. 80. C. 1009. (Kadmensky S. G., Bulychev A. O. Bull. RAS. Physics. 2016. 80. N 7. P. 921.)
- 8. Слив Л.А. // ЖЭТФ. 1950. 20. С. 1141.
- Tretyak V.I. Double beta decay: history and current status, Institute for Nuclear Research, 2014.
- 10. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2017. 80. С. 500. (Kadmensky S. G., Ivankov Yu. V., Lyubashevsky D. E. Phys. At. Nucl. 2017. 80. P. 903.)
- 11. Mutterer M., Theobald J.P. Dinuclear Decay Modes. Bristol: IOP Publ., 1996, Chap. 1.
- 12. Mutterer M., Kopatch Yu. N., Jesinger P. et al. // Nuclear Physics A. 2004. 738. P. 122.
- 13. Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. 837. P. 176.
- 14. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Кострюков П.В. // Изв. РАН. сер. физ. 2018. 82. № 10. С. 1433. (Kadmensky S. G., Titova L. V., Kostryukov P. V. Bull. RAS. Physics. 2015. 82. N 7. P. 1299.)
- 15. Nowicki L., Piasecki E., Sobolevsli J. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. 375. P. 187.
- 16. Halpern I. // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1971. 21. P. 245.
- 17. Fong P.// Phys. Rev. C. 1971. 3. P. 2025.
- 18. Вальский Г.В. // ЯФ. 1976. **24**. С. 270.
- 19. Рубченя В. А. // ЯФ. 1982. 35. С. 576.
- 20. Lestone J. P. // Phys. Rev. C 2004. **70**. 021601(R) 21. Borh A., Mottelson B. Nuclear Structure (N.Y.: Benjamin, 1977).
- 22. Кадменский С.Г., Кадменский С.С., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2010. 73. № 8. С. 1874. (Kadmensky S. G., Kadmensky S. S., Lyubashevsky D. E.Phys. At. Nucl. 2010. 73. № 8. P. 1436.)
- 23. Кадменский С.Г., Родионова Л.В. // ЯФ. 2009. 72. C. 1797. (Kadmensky S. G., Titova L. V. Phys. At. Nucl. 2009. 72. P. 1798.)
- 24. Струтинский В. М. // ЯФ. 1965. С. 614.
- 25. Brack M. et al. // Rev. Mod. Phys. 1972. 40. P. 320.
- 26. Tsang C. F. // Phys. Scripta. 1974. 10A. P. 90.
- 27. Tanimura *O.,* Fliessbach Т // Z. Phys. 1987. 328. P. 475.
- 28. Барабанов А. Л. Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. 520 c.
- 29. Borkovskiy M. Ya., Gusev Yu. M., Zalite Y. K. et al. Preprint 1540, PINP, 1989.
- 30. Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al.// Nucl. Phys. A. 2008. 806. P. 1.
- 31. Serot O., Carjan N., Wagemans С. // Eur. Phys. J. A. 2000. 8. P. 187.

A Virtual Mechanism of Ternary Nuclear Fission

L.V. Titova

Department of nuclear physics, Faculty of Physics, Voronezh State University Voronezh, 369004 Russia E-mail: titova_lv@phys.vsu.ry

It is shown that the experimental energy characteristics of long-range α -particles, considered as third particles emitted in spontaneous ternary fission of nuclei induced by neutrons, indicates that ternary nuclear fission, along with the previously studied processes of double β -decay and two-proton decay of nuclei, belongs to the class of two-step virtual nuclear decays, in which states of intermediate nuclei that lie outside the mass surface of the decay occur. The ternary fission widths and the α -particles were calculated based on the concepts of the quantum fission theory and the proposed virtual mechanism of ternary fission taking into account the fact that the α -particle is emitted from the neck of the fissile nucleus in its configuration preceding the rupture of the nucleus into fission fragments. An estimate of the radius of the fissile nucleus neck for spontaneous ternary fission of ^{250,252}Cf, ²⁴⁸Cm nuclei, as well as for ternary fission of ^{233,235}U nuclei nuclei induced by neutrons, has been obtained from the comparison of these energy distributions with experimental α -particles distributions; it is consistent with the values of similar radii from calculations of the evolution of the fissile nucleus shape based on the generalized droplet model of the nucleus.

Keywords: ternary fission, long-ranged α -particle, virtual mechanism, multi-step decay. PACS: 25.85-w. *Received 20 March 2021*.

Receivea 20 March 2021.

English version: Moscow University Physics Bulletin. 2021. 76, No. 5. Pp. 320-325.

Сведения об авторе

Титова Лариса Витальевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: titova_lv@phys.vsu.ru.