

УДК 539.173

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР-АКТИНИДОВ С ВЫЛЕТОМ НУКЛОНОВ И ЛЕГКИХ ЯДЕР

© 2024 г. Л. В. Титова^{1,*}, С. Г. Кадменский¹, Я. О. Отводенко¹, Е. С. Петрыкина¹

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

* e-mail: titova_lv@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

При использовании формул для расчета ширин спонтанного и индуцированного тепловыми нейтронами тройного деления атомных ядер с вылетом легких заряженных частиц, построенных на основе подхода к тройному делению как к виртуальному процессу, а также экспериментальных энергетических распределений α -частиц, изотопов водорода и ядер ${}^6\text{He}$ в тройном делении ядер-актинилов получены оценки вероятностей формирования указанных третьих частиц в шейке делящегося ядра, которые оказываются близкими друг к другу для (s, f) и (n_{th}, f) реакций деления соответствующих ядер. Показано, что спонтанное и вынужденное тройное деление рассматриваемых ядер-актинилов с испусканием легких заряженных частиц и нуклонов происходит из близких конфигураций делящегося ядра, а энергия связи теплового нейтрона, вносимая в составное делящееся ядро в реакциях (n_{th}, f) , идет в энергию деформации делящегося ядра, а не в кинетическую энергию третьей легкой частицы.

Ключевые слова: спонтанное тройное деление, индуцированное тепловыми нейтронами тройное деление, α -частица, тритон, виртуальный механизм деления

DOI: 10.31857/S0367676524080219, EDN: OPKTMR

ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное тройное деление ядра сопровождается самопроизвольным распадом ядра на легкий (A_{LF}, Z_{LF}) и тяжелый (A_{HF}, Z_{HF}) фрагменты деления и третью легкую частицу (A_{LP}, Z_{LP}). В случае вынужденного тройного деления ядро бомбардируется тепловыми нейтронами, происходит формирование промежуточного составного делящегося ядра (СДЯ), которое также распадается на три продукта деления, указанных выше.

При описании тройного деления атомных ядер существует несколько механизмов. В [1] тройное деление представлено как внезапное сжатие шейки между предфрагментами деления. В момент разрыва шейки высвобождается потенциальная энергия, влияющая на изменение кинетической энергии легкой частицы и позволяющая этой частице вылететь вблизи области шейки делящегося ядра. Статистический испарительный механизм, предложенный в [2], предполагает, что легкая частица вылетает из нагретого до высокой температуры делящегося ядра. Но этот механизм не реализуется, поскольку при спонтанном делении делящееся ядро на всех стадиях до точки разрыва на предфрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [3]. В [4] рассматривается двойной разрыв

делящегося ядра, когда на первом этапе формируются фрагменты деления, а затем от более легкого фрагмента отрывается третья частица. Динамический неадиабатический механизм [4] описывает тройное деление как двухступенчатый процесс. На первой ступени происходит выброс легкой частицы из шейки делящегося ядра, при этом легкая частица получает кинетическую энергию, достаточную для преодоления кулоновского барьера, а остаточное ядро распадается на два фрагмента. Данный механизм не учитывает, что увеличение асимптотической кинетической энергии вылетающей легкой частицы приводит к уменьшению кинетической энергии относительного движения двух вылетающих фрагментов деления в момент деления остаточного ядра.

В [6, 7] тройное деление рассматривалось как двухступенчатый процесс, когда на первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра легкой частицы и образуется состояние промежуточного ядра, которое на второй ступени испытывает двойное деление на два первичных фрагмента тройного деления. В предлагаемом подходе часть энергии вылетающей легкой частицы берется за счет уменьшения теплоты деления промежуточного ядра.

Цель данной работы — на основе виртуального механизма [6, 7] для описания низкоэнергетического

тройного деления ядер, сопровождающегося вылетом легких заряженных частиц, определить вероятности формирования таких третьих частиц как α -частицы, ядра ${}^6\text{He}$ и изотопы водорода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим основные экспериментальные свойства спонтанного и индуцированного тепловыми нейтронами тройного деления ядер-актинидов с вылетом α -частицы и тритона, как наиболее вероятных частиц тройного деления.

В тройном делении α -частица является длинно-пробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия $T_\alpha = 16$ МэВ и значительно превышает по величине теплоту α -распада Q_α^A [7]. Это означает, что α -частица приобретает дополнительную энергию по сравнению с обычным α -распадом, что указывает на возможность применения виртуального механизма распада родительского ядра. В табл. 1 представлены параметры [8–12] энергетического распределения α -частиц — средняя кинетическая энергия $\langle T_\alpha \rangle$, ширина на полувысоте распределения FWHM, а также энергия B_n отделения нейтрона от СДЯ. В табл. 2 представлены аналогичные характеристики для тритонов. Следует отметить, что в случае вылетающих тритонов энергия Q_t^A имеет отрицательные значения, что однозначно свидетельствует об образовании после вылета тритона промежуточного ядра в виртуальном состоянии. Как видно из табл. 1 и 2, энергетические распределения третьих частиц в спонтанном

и индуцированном тепловыми нейтронами тройном делении изотопов Cm, Cf, Pu, Fm близки по значению как для α -частиц, так и для тритонов.

Экваториальный характер угловых распределений α -частиц и тритонов [13] указывает на их формирование в шейке делящегося родительского 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). Отмеченная выше близость энергетических распределений третьих частиц для реакций (s, f) и (n_{th}, f) позволяет сделать вывод о том, что энергия B_n , вносимая тепловым нейтроном в СДЯ идет не в кинетическую энергию вылетающей третьей частицы, а влияет на вероятность $\omega^{(0)}$.

ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ СПОНТАННОГО И ВЫНУЖДЕННОГО ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

В [6, 7] тройное деление ядер рассматривается как двухступенчатый процесс. На первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра (A, Z) легкой частицы (A_{LP}, Z_{LP}) с кинетической энергией T_{LP} и образуется виртуальное состояние промежуточного ядра $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$, которое на второй ступени испытывает распад на два фрагмента тройного деления: легкий (A_{LF}, Z_{LF}) и тяжелый (A_{HF}, Z_{HF}) .

Таблица 1. Характеристики спонтанного и вынужденного тройного деления ядер ${}^{244,246,248}\text{Cm}$, ${}^{250,252}\text{Cf}$, ${}^{240,242}\text{Pu}$ и ${}^{256}\text{Fm}$ с вылетом α -частиц

Ядро	Спонтанное деление			Вынужденное деление				Q_α^A , МэВ
	$\langle T_\alpha \rangle$, МэВ	FWHM, МэВ	$N_\alpha \cdot 10^{-3}$	$\langle T_\alpha \rangle$, МэВ	FWHM, МэВ	$N_\alpha \cdot 10^{-3}$	B_n , МэВ	
${}^{244}\text{Cm}$	15.99±0.08	9.99±0.29	3.16±0.09	16.14±0.06	10.32±0.11	2.43±0.08	6.802	5.90
${}^{246}\text{Cm}$	16.41±0.20	9.73±0.28	2.49±0.12	16.35±0.15	10.10±0.20	2.15±0.12	6.458	5.48
${}^{248}\text{Cm}$	15.97±0.12	10.03±0.14	2.30±0.10	16.01±0.13	10.37±0.24	1.85±0.10	6.214	5.16
${}^{250}\text{Cf}$	15.95±0.13	10.49±0.16	2.93±0.10	16.07±0.11	10.84±0.14	2.74±0.08	6.625	6.13
${}^{252}\text{Cf}$	15.70±0.20	11.00±0.20	3.82±0.10	15.89±0.12	10.60±0.18	2.41±0.14	6.134	6.21
${}^{240}\text{Pu}$	16.55±0.27	9.54±0.41	2.51±0.14	15.90±0.10	10.00±0.10	2.22±0.07	6.544	5.26
${}^{242}\text{Pu}$	15.79±0.21	9.25±0.24	2.17±0.07	15.90±0.10	9.80±0.10	1.86±0.05	6.309	4.99
${}^{256}\text{Fm}$	15.50±0.40	11.30±1.00	4.62±0.59	15.90±0.60	10.20±0.70	3.76±0.30	5.892	7.03

Таблица 2. Характеристики спонтанного и вынужденного тройного деления ядер ${}^{244,246,248}\text{Cm}$ и ${}^{250}\text{Cf}$ с вылетом тритонов

Ядро	Спонтанное деление			Вынужденное деление				Q_t^A , МэВ
	$\langle T_t \rangle$, МэВ	FWHM, МэВ	$N_t \cdot 10^{-4}$	$\langle T_t \rangle$, МэВ	FWHM, МэВ	$N_t \cdot 10^{-4}$	B_n , МэВ	
${}^{244}\text{Cm}$	8.05±0.29	7.89±0.48	1.98±0.24	8.15±0.31	8.13±0.47	1.96±0.25	6.802	−9.43
${}^{246}\text{Cm}$	8.05±0.34	7.77±0.47	1.72±0.24	8.40±0.25	7.76±0.38	1.85±0.21	6.458	−9.51
${}^{248}\text{Cm}$	8.86±0.18	7.47±0.29	1.79±0.21	8.55±0.27	7.52±0.33	1.84±0.20	6.214	−9.46
${}^{250}\text{Cf}$	8.31±0.30	8.58±0.49	2.08±0.27	8.42±0.27	8.55±0.43	2.10±0.18	6.625	−9.27

Тогда ширина $\Gamma_{LP,f}^A$ спонтанного тройного деления имеет вид [6, 7]

$$\Gamma_{LP,f}^A = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{LP}^A + \Delta}^{Q_{LP,f}^A} \frac{\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \left(\Gamma_f^{(A-A_{LP})} \right)^{(0)}}{\left(Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2} dT_{LP}, \quad (1)$$

где $\Gamma_{LP}^A(T_{LP})$ — ширина распада из основного состояния родительского ядра (A, Z) с вылетом легкой частицы LP из его шейки и образованием основного состояния дочернего ядра $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$, которая определяется как

$$\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) = \omega^{(0)} \left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}, \quad (2)$$

где $\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$ — ширина распада, связанная с вылетом легкой частицы LP с кинетической энергией T_{LP} из шейки делящегося ядра, а $\left(\Gamma_f^{(A-A_{LP})} \right)^{(0)}$ — делительная ширина состояния промежуточного ядра $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$, отвечающего конфигурации (0). В пределах интегрирования в формуле (1) фигурирует $Q_{LP,f}^A$ — теплота тройного деления ядра (A, Z) , Q_{LP}^A — теплота распада ядра (A, Z) с испусканием соответствующей легкой частицы LP.

Стоит отметить, что ширина вынужденного тройного деления СДЯ (A, Z) , образующегося при захвате теплового нейтрона ядром-мишенью $(A - 1, Z)$ в основном состоянии, также определяется формулой (1), поскольку энергия возбуждения, равная энергии связи нейтрона B_n в СДЯ, сохраняется в предразрывной конфигурации этого ядра и не участвует в формировании кинетической энергии предразрывной третьей частицы. Из отношения ширины исследуемого тройного $\Gamma_{LP,f}^A$ и ширины двойного Γ_f^A деления ядер при учете формулы можно получить выход N_{LP} легкой частицы в низкоэнергетическом тройном делении:

$$N_{LP} = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{LP}^A + \Delta}^{Q_{LP,f}^A} \frac{\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} \left(\Gamma_f^{(A-A_{LP})} \right)^{(0)}}{\left(Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2 \left(\Gamma_f^A \right)^{(0)}} dT_{LP}, \quad (3)$$

причем в (3) ширина $\Gamma_f^{(A-A_{LP})}$ распада ядра $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$ связана с его первоначальным переходом в конфигурацию (0) с вероятностью $\omega^{(0)}$ формулой:

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

Энергетическое распределение вылетающих третьих легких частиц $W(T_{LP})$, нормированное на величину N_{LP} , определяется как

$$\begin{aligned} W_{LP}(T_{LP}) &= \\ &= \frac{1}{2\pi N_{LP}} \frac{\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} \left(\Gamma_f^{(A-A_{LP})} \left(T_f^{A-A_{LP}} \right) \right)^{(0)}}{\left(Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2 \left(\Gamma_f^A \left(Q_f^A \right) \right)^{(0)}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если считать, что ширина $\left(\Gamma_f^{(A-A_{LP})} \left(T_f^{A-A_{LP}} \right) \right)^{(0)}$ при кинетических энергиях фрагментов деления промежуточного ядра $\left(T_f^{A-A_{LP}} \right)^{(0)} > 0$ близка к ширине $\left(\Gamma_f^A \left(Q_f^A \right) \right)^{(0)}$ из-за надбарьерности процесса деления ядер $(A - A_{LP}, Z - Z_{LP})$ и (A, Z) для конфигурации (0) указанного ядра, то ширина $\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$ примет вид:

$$\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} = 2\pi N_{LP} W_{LP}(T_{LP}) \left(Q_{LP}^A - T_{LP} \right)^2. \quad (6)$$

Согласно теории альфа-распада Г. А. Гамова [14], ширину распада родительского ядра $\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$ с испусканием LP, можно выразить как

$$\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)} = \omega_{LP} \frac{\hbar c \sqrt{2T_{LP}}}{2r_{neck}^A \sqrt{m_{LP} c^2}} P(T_{LP}), \quad (7)$$

где $P(T_{LP})$ — фактор проницаемости кулоновского барьера, ω_{LP} — вероятность формирования легкой частицы в шейке родительского ядра, r_{neck}^A — радиус шейки родительского ядра, $m_{LP} c^2$ — энергия покоя легкой частицы.

При использовании характеристик экспериментальных энергетических распределений [8–12] из табл. 1 и 2 можно получить ширины вылета легкой частицы $\left(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}) \right)^{(0)}$ из шейки делящегося ядра для спонтанного и вынужденного деления, которые оказываются близки друг к другу, что продемонстрировано на рис. 1 и 2 на примере тройного деления ядер ^{252}Cf и ^{256}Fm с вылетом α -частиц.

Используя максимальные значения ширин $\left(\Gamma_{LP}^A \right)_{max}^{(0)}$ и кинетических энергий $(T_{LP})_{max}$, рассчитанных по (6), а также усредненные значения

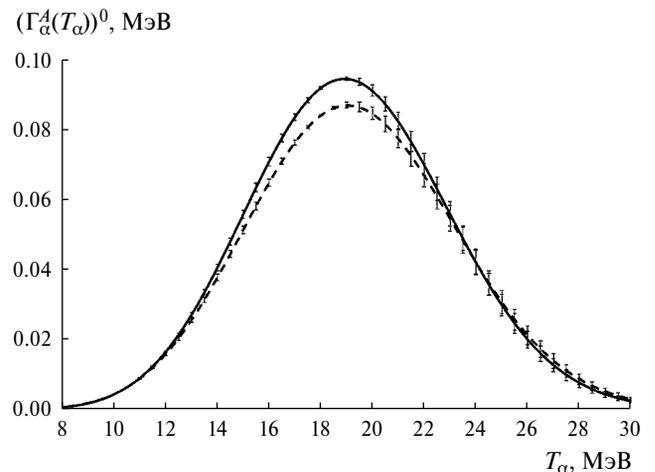


Рис. 1. Ширина вылета α -частиц из шейки предразрывной конфигурации делящегося ядра ^{252}Cf , где штриховая линия — (s, f) , сплошная линия — (n_{th}, f) .

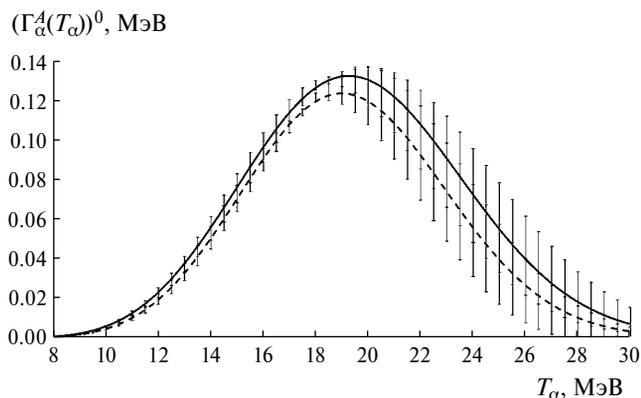


Рис. 2. Ширина вылета α -частиц из шейки предразрывной конфигурации делящегося ядра ^{256}Fm , где штриховая линия — (s, f) , сплошная линия — (n_{th}, f) .

радиусов r_{neck}^A [15], при учете $P((T_{LP})_{max}) \approx 1$ для вероятностей формирования ω_{LP} из (7) можно получить:

$$\omega_{LP} = \frac{(\Gamma_{LP}^A(T_{LP}))_{max}^{(0)} 2r_{neck}^A \sqrt{m_{LPC}^2}}{\hbar c \sqrt{2(T_{LP})_{max}}} \quad (8)$$

и рассчитать ω_{LP} для таких заряженных третьих предразрывных частиц, как α -частицы, протоны, а также лёгкие ядра ^2H , ^3H и ^6He , и сравнить результаты с аналогичными значениями, полученными в рамках кластерной модели ядра [16].

Таблица 3. Вероятности формирования α -частицы и тритонов в спонтанном и вынужденном тройном делении ядер $^{244,246,248}\text{Cm}$, $^{250,252}\text{Cf}$, $^{240,242}\text{Pu}$ и ^{256}Fm

Ядро	r_{neck}^{exp} , фМ	α -частица		^3H	
		(s, f)	(n_{th}, f)	(s, f)	(n_{th}, f)
		$\omega_\alpha \cdot 10^{-2}$	$\omega_\alpha \cdot 10^{-2}$	$\omega_t \cdot 10^{-3}$	$\omega_t \cdot 10^{-3}$
^{244}Cm	2.28	2.85	2.11	6.95	6.51
^{246}Cm	2.28	2.59	2.12	6.11	6.67
^{248}Cm	2.28	2.34	1.78	6.85	6.84
^{250}Cf	2.28	2.47	2.23	6.69	6.60
^{252}Cf	2.28	2.98	1.98	—	
^{240}Pu	2.5	2.91	2.42		
^{242}Pu	2.5	3.06	2.09		
^{256}Fm	2.5	2.04	2.06		

Таблица 4. Характеристики спонтанного $^{252}\text{Cf}(s, f)$ и вынужденного $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ тройного деления с испусканием ядер ^1H и ^2H

Реакция деления	^1H				^2H			
	$N_p \cdot 10^{-5}$	$\langle T_p \rangle$, МэВ	Q_p^A , МэВ	$\omega_p \cdot 10^{-4}$	$N_d \cdot 10^{-5}$	$\langle T_d \rangle$, МэВ	Q_d^A , МэВ	$\omega_d \cdot 10^{-4}$
$^{252}\text{Cf}(s, f)$	4.6	7.8	-6.48	8.1	1.5	8.0	-9.3	5.0
$^{235}\text{U}(n_{th}, f)$	4.0	8.6	-6.71	7.6	1.2	7.9	-10.1	4.5

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ В ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ

При использовании экспериментальных данных по энергетическим распределениям третьих частиц рассчитаны вероятности формирования α -частиц в спонтанном (s, f) тройном делении ядер ^{244}Cm , ^{246}Cm , ^{248}Cm [9] и ^{250}Cf , ^{252}Cf [10] и в индуцированном тепловыми нейтронами (n_{th}, f) тройном делении ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U [11] и ^{239}Pu , ^{241}Pu [12] с учетом размера шейки СДЯ 2.5 фМ [12].

Как видно из табл. 3, рассчитанные вероятности формирования в шейке делящегося ядра α -частицы на порядок выше, чем вероятности формирования ^3H , и имеют близкие значения для реакций (s, f) и (n_{th}, f) для всех анализируемых делящихся ядер. В табл. 4 представлены вероятности формирования легких ядер водорода ^1H , ^2H , значения которых ниже вероятности формирования ^3H в шейке делящегося ядра. Из табл. 5 видно, что вероятности формирования ядер ^6He близки для реакций (s, f) и (n_{th}, f) ядер ^{250}Cf и ^{252}Cf . Выходы легких заряженных частиц имеют максимальные значения $2.4 \cdot 10^{-3}$ для α -частиц, $2.0 \cdot 10^{-4}$ для ^3H и затем становятся менее $1.2 \cdot 10^{-5}$ для ^1H , ^2H и ^6He . Подобные изменения происходят с вероятностями формирования, найденными с помощью (8), для всех случаев появления в тройном делении предразрывных заряженных частиц.

Следует отметить, что предлагаемый виртуальный механизм применим и для описания вылета предразрывных нейтронов, которые возникают при спонтанном и низкоэнергетическом вынужденном

Таблица 5. Характеристики спонтанного $^{250,252}\text{Cf}(s, f)$ и вынужденного $^{249,251}\text{Cf}(n_{\text{th}}, f)$ тройного деления с испусканием ^6He

Ядро	$N_{^6\text{He}} \times 10^{-5}$		$\langle T_{^6\text{He}} \rangle$, МэВ		$Q_{^6\text{He}}^A$, МэВ	$\omega_{^6\text{He}} \cdot 10^{-3}$	
	(s, f)	(n_{th}, f)	(s, f)	(n_{th}, f)		(s, f)	(n_{th}, f)
^{250}Cf	8.0	7.0	10.6	11.0	-5.91	2.6	2.4
^{252}Cf	7.7	7.6	11.2	10.9	-4.18	2.5	2.2

(при участии тепловых нейтронов) двойном делении ядер-актинилов. Характерные времена вылета таких нейтронов составляют $\tau \leq 10^{-4}$ с. В [17] были получены энергетические распределения предразрывных нейтронов на основе полных энергетических распределений нейтронов деления и энергетических распределений испарительных нейтронов [18–20]. Типичные диапазоны углов вылета предразрывных нейтронов [18–20] для вынужденного деления ядра-мишени ^{233}U тепловыми нейтронами с образованием СДЯ ^{234}U , представленные в табл. 6, также дают возможность предполагать, что предразрывные нейтроны вылетают из шейки делящегося ядра. Заметные положительные значения разности $(T_n - Q_n^A)$ показывают, что анализируемый процесс вылета предразрывных нейтронов деления, также, как и в случае вылета легких заряженных частиц, носит виртуальный характер. Полученные в [17] скорректированные энергетические распределения предразрывных нейтронов для спонтанного деления ядра ^{252}Cf [19] и вынужденного деления ^{235}U [20], демонстрируют их близость друг к другу для рассматриваемых двух случаев.

Таблица 6. Характеристики тройного деления $^{252}\text{Cf}(s, f)$ и $^{233,235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ с испусканием предразрывных нейтронов

Составное ядро	$N_n \cdot 10^{-2}$	Диапазон углов	$\langle T_n \rangle$, МэВ	Q_n^A , МэВ
$^{233}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$	1.5	$54.5^\circ \leq \theta \leq 107.8^\circ$	0.5	-6.8
$^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$	1.8	$54.5^\circ \leq \theta \leq 107.8^\circ$	0.5	-6.5
$^{252}\text{Cf}(s, f)$	2.0	$72.2^\circ \leq \theta \leq 107.8^\circ$	0.6	-6.2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При использовании экспериментальных энергетических распределений α -частиц и тритонов для тройного деления ядер $^{244,246,248}\text{Cm}(s, f)$, $^{250,252}\text{Cf}(s, f)$, $^{240,242}\text{Pu}(s, f)$, $^{256}\text{Fm}(s, f)$ и $^{243,245,247}\text{Cm}(n_{\text{th}}, f)$, $^{249,251}\text{Cf}(n_{\text{th}}, f)$, $^{239,241}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$, $^{255}\text{Fm}(n_{\text{th}}, f)$, продемонстрировано, что α -частица и тритон вылетают из близких друг к другу конфигураций делящегося ядра в реакциях (s, f) и (n_{th}, f) . Рассчитанные вероятности образования α -частиц в шейке делящегося ядра примерно на порядок превышают вероятности образования тритонов. Процессы рождения всех рассмотренных

предразрывных частиц носят виртуальный характер, поскольку разности $(T_{\text{LP}} - Q_{\text{LP}}^A)$ имеют заметные положительные значения: около 10 МэВ для α -частиц, 15–18 МэВ для ядер ^1H , ^2H , ^3H , ^6He и 6.5 МэВ для предразрывных нейтронов, что приводит к возникновению после вылета предразрывной частицы промежуточного ядра в виртуальном состоянии. Для тройного деления ядер эти разности вычитаются из кинетических энергий фрагментов двойного деления промежуточных ядер. Значения кинетических энергий, выходов и вероятностей формирования третьих частиц близки для каждой из рассматриваемых третьих частиц при спонтанном и вынужденном тройном делении ядер, поскольку энергия возбуждения СДЯ при поглощении теплового нейтрона ядром-мишенью не участвует в формировании кинетической энергии предразрывных легких третьих частиц, а переходит в энергию деформации делящегося ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Halpern I. // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1971. V. 21. P. 2.
2. Tsang C.F. // Phys. Scripta A. 1974. V. 10. P. 90.
3. Кадменский С.Г., Кадменский С.С., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2010. Т. 73. № 8. С. 1481; Kadmsky S.G., Kadmsky S.S., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 8. P. 1436.
4. Рубчя В.А. // Ядерн. физика. 1982. Т. 35. С. 576.
5. Tanimura O., Fliessbach T. // Z. Physik. 1987. V. 328. P. 475.
6. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2020. Т. 83. № 4. С. 326; Kadmsky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 581.
7. Титова Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. 2021. № 5. С. 64.
8. Mutterer M., Theobald J.P. Dinuclear decay modes. Chap. 12. Bristol: IOP Publ., 1996.
9. Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
10. Vermote S., Wagemans C., Serot O. // Nucl. Phys. 2008. V. 806. P. 1.
11. Mutterer M., Kopatch Yu.N., Jesinger P. et al. // Nucl. Phys. 2004. V. 738. P. 122.
12. Serot O., Wagemans C., Heyse J. // AIP Conf. Proc. 2005. V. 769. P. 857.

13. *Nowicki L., Piasecki E., Sobolevski J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 375. P. 18
14. *Гамов Г.* // УФН. 1930. Т. 10. № 4. С. 531.
15. *Wagemans C., D'hondt P., Schillebeeckx P., Brissot R.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 943.
16. *Кадменский С.Г., Фурман В.И.* Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
17. *Кадменский С.Г., Куфаев С.В., Отводенко Я.О.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1332;
18. *Chwaszczewska J.* // Phys. Lett. B. 1967. V.24. P. 87.
19. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. № 4. P. 730; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // JETP. 2017. V. 125. No. 4. P. 619.
20. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 1373; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 10. P. 1245.

Low-energy ternary fission of actinides with nucleons and light charged particles emission

L. V. Titova^{1,*}, S. G. Kadmsky¹, Ya. O. Otvidenko¹, E. S. Petrykina¹

¹*Voronezh State University, Voronezh, 394006, Russia*

**e-mail: titova_lv@phys.vsu.ru*

Using formulae for calculating the widths of spontaneous and thermal neutron-induced ternary fission of atomic nuclei with the light charged particles emission, based on the approach to ternary fission as a virtual process, as well as experimental energy distributions of α -particles, hydrogen isotopes and ${}^6\text{He}$ nuclei in ternary fission of actinide nuclei, the probabilities of the third particles formation in the neck of the fissile nucleus, which turn out to be close to each other for (s, f) and (n_{th}, f) fission reactions of the corresponding nuclei, were estimated. It was shown, that the spontaneous and induced ternary fission of the actinide nuclei under consideration with the emission of light charged particles and nucleons comes from close configurations of the fissile nucleus, and the thermal neutron binding energy introduced into the compound fissile nucleus in reactions (n_{th}, f) goes into the deformation energy of the fissile nucleus, and not into the kinetic energy of the third particle.

Keywords: spontaneous ternary fission, induced by thermal neutrons ternary fission, α -particle, triton, virtual mechanism of the fission