

УДК 539.173

## ВОЗМОЖНОСТЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИРТУАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ДЛЯ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2022 г. С. Г. Кадменский<sup>1</sup>\*, С. В. Куфаев<sup>1</sup>, Я. О. Отводенко<sup>1</sup>

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

\*E-mail: [kadmensky@phys.vsu.ru](mailto:kadmensky@phys.vsu.ru)

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г.

Принята к публикации 23.05.2022 г.

Исследован механизм появления предразрывных нейтронов для спонтанного и вынужденного деления тепловыми нейтронами, экспериментально изученного в ряде работ для группы ядер-актиноидов. Продемонстрировано, что спектры предразрывных нейтронов соответствуют средним кинетическим энергиям порядка 0.5 МэВ и угловым распределениям, имеющим характерный максимум в окрестности угла 90° между направлениями вылета указанных нейтронов относительно направления вылета легкого фрагмента деления. Показано, что эти характеристики спектра нейтронов можно объяснить, рассматривая вылет из шейки составного делящегося ядра предразрывных нейтронов на основе виртуального механизма тройного деления ядер.

DOI: 10.31857/S0367676522090101

### ВВЕДЕНИЕ

В теории элементарных частиц хорошо известны [1] распады и реакции, связанные с появлением в их амплитудах промежуточных виртуальных состояний промежуточных элементарных частиц, импульсы и энергии которых не связаны между собой релятивистской формулой Эйнштейна для свободных частиц. К подобным явлениям относится, например, реакция комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов на свободных электронах, амплитуда которой описывается диаграммой Фейнмана, где появляется функция Грина промежуточного электрона, имеющая неполюсной характер из-за невозможности одновременного выполнения законов сохранения импульса и энергии при поглощении (испускании)  $\gamma$ -кванта свободным электроном и поэтому описывающая виртуальное состояние электрона. Подобные процессы с участием виртуальных состояний ряда промежуточных элементарных частиц известны также и в ядерной физике.

Возникает вопрос: существуют ли ядерные распады и реакции, связанные с появлением в их амплитудах виртуальных состояний достаточно сложных по своему составу промежуточных ядер, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных распадов и реакций. Позитивный ответ на этот вопрос был дан в серии работ, представленных ниже, для группы виртуальных ядерных распадов и реакций, включающей двухпро-

тонный и двойной бета распады ядер, а также спонтанное и вынужденное (тепловыми и холодными нейтронами) тройное и четверное деление ядер с вылетом  $\alpha$ -частиц в качестве третьей и четвертой легкой частиц.

Целью настоящей работы является включение в указанную группу виртуальных ядерных распадов и реакций спонтанного и вынужденного тройного деления ядер с вылетом в качестве третьих частиц предразрывных нейтронов.

### ВИРТУАЛЬНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РАСПАДЫ И РЕАКЦИИ

Теория двухступенчатых виртуальных ядерных распадов была развита [2–5] для описания характеристик виртуальных  $2p$ -распадов, предсказанных [6–8] и экспериментально исследованных для ряда нейтронодефицитных ядер [9–11]. Эти распады рассматриваются [2, 3] как двухступенчатые процессы, амплитуды которых описываются диаграммой Фейнмана на рис. 1.

Виртуальность этих распадов проявляется в том, что теплота  $Q_p$  одно-протонного распада основного состояния родительского ядра ( $A, Z$ ) с переходом в основное состояние промежуточного ядра ( $A - 1, Z - 1$ ), определяемая разностью энергий связи указанных ядер

$$Q_p = E(A, Z) - E(A - 1, Z - 1), \quad (1)$$

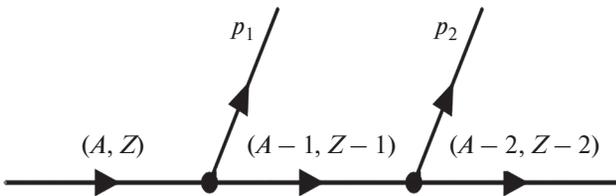


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана, описывающая амплитуды распадов, которые рассматриваются как двухступенчатые процессы.

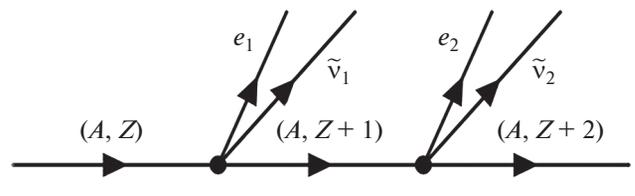


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для 2β-распадов.

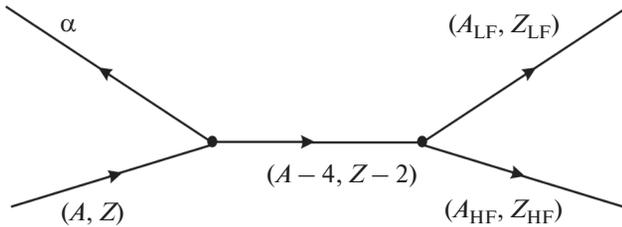


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана, описывающая процессы для спонтанного тройного деления родительского ядра (A, Z) из его основного состояния.

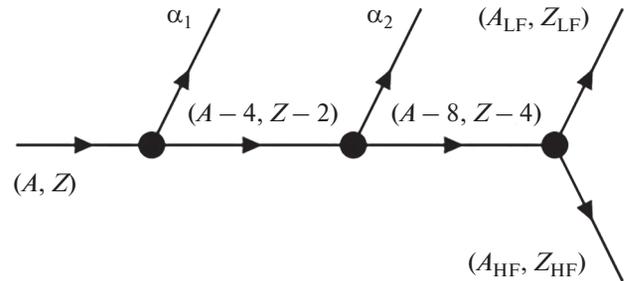


Рис. 4. Диаграмма Фейнмана, описывающая процессы для спонтанного четверного деления родительского ядра (A, Z) из его основного состояния.

имеет отрицательное значение, что приводит к виртуальному неполюсному характеру функции Грина промежуточного ядра  $G(A-1, Z-1)$ , представленной внутренней линией в диаграмме рис. 1. Следствием этого является то, что реальный одно-протонный распад основного состояния родительского ядра  $(A, Z)$  с переходом в основное состояние промежуточного ядра  $(A-1, Z-1)$  становится невозможным, поскольку в этом случае кинетическая энергия вылетающего протона  $T_{p_1} = Q_{p_1}$  и имеет нефизическое отрицательное значение. В то же время двух-протонный распад ядра  $(A, Z)$  с переходом в основное состояние дочернего ядра  $(A-2, Z-2)$  оказывается возможным при условии, что сумма теплот  $Q_{p_1}$  и  $Q_{p_2}$  одно-протонных распадов ядер  $(A, Z)$  и  $(A-1, Z-1)$  имеет положительное значение.

Несколько позже [5, 11] к подобным двухступенчатым виртуальным ядерным распадам были отнесены и 2β-распады ядер, поскольку методы, развитые ранее для описания этих распадов и использующие технику теории возмущений по гамильтониану слабого взаимодействия во втором порядке [12–14], фактически соответствовали представлению об их виртуальности. Рассматриваемые 2β-распады успешно описываются диаграммами Фейнмана рис. 2, в которых теплота  $Q_{\beta_1}$  β-распада основного состояния родительского ядра  $(A, Z)$  отрицательна, что приводит к виртуальности функции Грина промежуточного ядра  $(A, Z+1)$ .

Наконец, в работах [5, 15] теория виртуальных ядерных распадов и реакций, успешно обобщенная на случай многоступенчатых распадов [16, 17], была успешно использована для описания виртуального спонтанного и низкоэнергетического вынужденного тройного и четверного деления ядер актинидов с вылетом α-частиц в качестве третьих и четвертых легких частиц. Диаграммы Фейнмана, описывающие подобные процессы для спонтанного тройного и четверного деления родительского ядра  $(A, Z)$  из его основного состояния, даны на рис. 3, 4.

При использовании этих диаграмм были рассчитаны [5, 15] ширины  $\Gamma_{\alpha f}^A$  виртуальных распадов родительских ядер  $(A, Z)$ , описывающие спонтанное тройное и четверное деление этих ядер с испусканием α-частиц в качестве третьей и четвертой легких частиц:

$$\Gamma_{\alpha f}^A = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}) \left( \Gamma_f^{(A-4)}(\tilde{T}_f^{A-4})^0 \right)}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2} dT_{\alpha_1}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{\alpha f}^A = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \iint \frac{\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}) \Gamma_{\alpha_2}^{(A-4)}(T_{\alpha_2}) \Gamma_f^{(A-8)}(Q_f - T_{\alpha_1} - T_{\alpha_2})}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (3)$$

В формулах (2), (3)  $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$  и  $\Gamma_{\alpha_2}^{(A-4)}(T_{\alpha_2})$  – ширины распада ядер  $(A, Z)$  и  $(A-4, Z-2)$  с выле-

том первой  $\alpha_1$  и второй  $\alpha_2$ -частиц, совпадающих с третьей и четвертой легкими частицами тройного и четверного деления и вылетающих с асимптотическими кинетическими энергиями  $T_{\alpha_1}$  и  $T_{\alpha_2}$ , а  $\Gamma_f^{(A-4)}$  и  $\Gamma_f^{(A-8)}$  – ширины двойного деления промежуточных ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A-4, Z-2)$  с теплотами деления  $Q_f^{A-4}$  и  $Q_f^{A-8}$ .

В этих же формулах  $Q_{\alpha_1}^A$  и  $Q_{\alpha_2}^{A-4}$  – теплоты стандартных  $\alpha$ -распадов основных состояний ядер  $(A, Z)$  и  $(A-4, Z-2)$  с появлением основных состояний дочерних ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A-8, Z-4)$ , определяемых формулами:

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

$$Q_{\alpha}^{A-4} = E(A-4, Z-2) - E(A-8, Z-4) - E(4, 2), \quad (5)$$

где  $E(A, Z)$ ,  $E(A-4, Z-2)$ ,  $E(A-8, Z-4)$  – внутренние энергии основных состояний ядер  $(A, Z)$ ,  $(A-4, Z-2)$ ,  $(A-8, Z-4)$  ядер, а  $E(4, 2)$  – внутренняя энергия  $\alpha$ -частицы. Для ядер-актинидов вылетающие в тройном и четверном делении  $\alpha$ -частицы являются длиннопробежными, поскольку их асимптотические кинетические энергии  $T_{\alpha_1} \approx T_{\alpha_2} \approx 16$  МэВ заметно превосходят по величине теплоты  $Q_{\alpha_1}^A \approx Q_{\alpha_2}^{A-4} \approx 6$  МэВ [18]. Этот факт свидетельствует о приобретении  $\alpha$ -частицами тройного и четверного деления ядер дополнительной кинетической энергии по сравнению с их стандартным  $\alpha$ -распадом, что объясняется реализацией виртуального механизма вылета  $\alpha$ -частиц в тройном и четверном делении ядер. В этом случае функция Грина промежуточных ядер  $(A-4, Z-2)$  и  $(A-8, Z-4)$ , представленных на диаграммах рис. 3 и 4 сплошными линиями, носит виртуальный характер.

Поскольку экспериментальные угловые распределения  $\alpha$ -частиц в тройном и четверном делении ядер, имеют [18, 19] анизотропный характер, когда максимумы этих распределений формируются при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных к направлению вылета легких фрагментов деления, можно сделать вывод, что вылетающие  $\alpha$ -частицы в отличие от  $\alpha$ -частиц стандартных  $\alpha$ -распадов родительских ядер формируются не в первых ямах потенциалов деформации делящихся ядер, а в шейках этих ядер для их предразрывных конфигураций, соответствующих появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных указанной шейкой. Этот результат был использован в расчетах характеристик виртуального тройного и четверного деления ядер, проведенных в работах [5, 15].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ И ВЫНУЖДЕННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Хорошо известно [19], что при спонтанном и низкоэнергетическом вынужденном двойном делении ядер-актинидов появляются нейтроны с малыми характерными временами вылета  $\tau \leq 10^{-4}$  с и задержанные нейтроны с характерными временами вылета  $\tau \approx 10$  с, появление которых связано с  $\beta$ -распадами фрагментов деления ядер. Нейтроны с малыми характерными временами вылета включают в себя мгновенные нейтроны, испаряемые из полностью ускоренных в их взаимном кулоновском поле и термализованных фрагментов деления, и разрывные нейтроны, испускаемые в делящейся системе в моменты времени, близкие к моменту разрыва делящегося ядра на фрагменты деления. В свою очередь, разрывные нейтроны можно разделить на нейтроны, испускаемые фрагментами деления до того, как они полностью ускорятся, и предразрывные нейтроны, вылетающие из делящегося ядра до его разрыва на фрагменты деления.

Проведем дальнейшее рассмотрение для нейтронов с малыми характерными временами вылета, экспериментальные спектры которых на один акт деления  $n_{exp}(T, \theta)$ , где  $T$  и  $\theta$  – асимптотическая кинетическая энергия вылетающего нейтрона и угол между направлениями вылетов нейтрона и легкого фрагмента деления, были найдены для спонтанного двойного деления ядра  $^{252}\text{Cf}$  [21, 23, 24] и индуцированного тепловыми нейтронами двойного деления ядер  $^{233}\text{U}$  [23, 24],  $^{235}\text{U}$  [22, 24] и  $^{239}\text{Pu}$  [22]. Тогда спектр разрывных нейтронов  $n_{sc}(T, \theta)$  можно представить как

$$n_{sc}(T, \theta) = n_{exp}(T, \theta) - n_{ev}(T, \theta), \quad (6)$$

где  $n_{ev}(T, \theta)$  – спектр испарительных нейтронов. В рассмотренных работах при использовании методов, представленных в обзоре [20], были рассчитаны теоретические спектры мгновенных нейтронов  $n_{ev}(T, \theta)$  и по формуле (6) найдены интегральные угловые распределения разрывных нейтронов  $n_{sc}(\theta) = \int n_{ev}(T, \theta) dT$ , которые представлены на рис. 5–8.

Как видно из рис. 5–8, для определенных углов  $\theta$  найденные значения  $n_{sc}(\theta)$  оказываются отрицательными, что физически невозможно. Этот факт свидетельствует о неточности формул, использованных при расчетах испарительных спектров нейтронов. Для рассматриваемых ядер-мишеней интегральные выходы делительных нейтронов на один акт деления  $n_{sc} = \int n_{sc}(\theta) d\Omega$ , где  $\Omega$  – телесный угол, и средние кинетические энер-

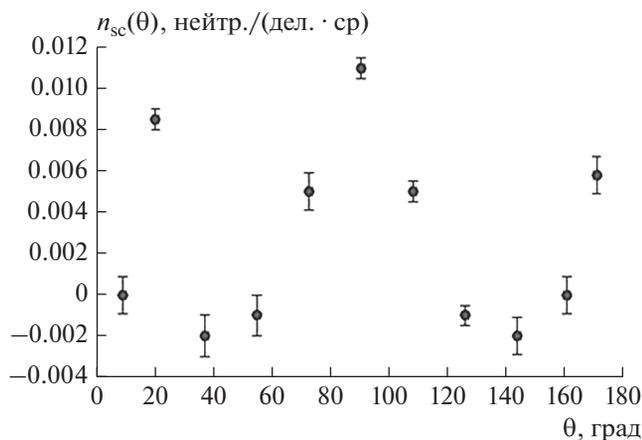


Рис. 5. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>252</sup>Cf.

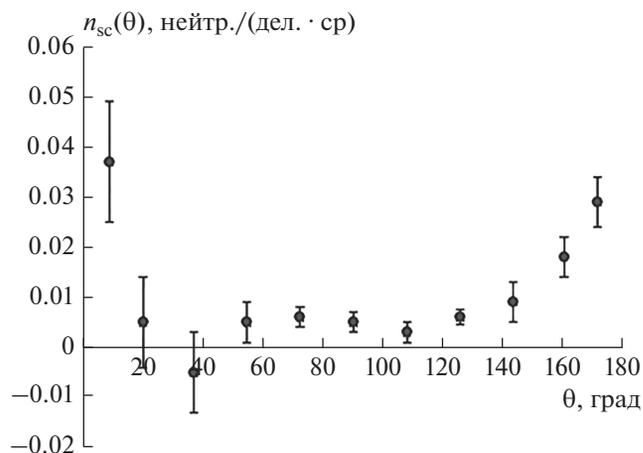


Рис. 7. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>235</sup>U.

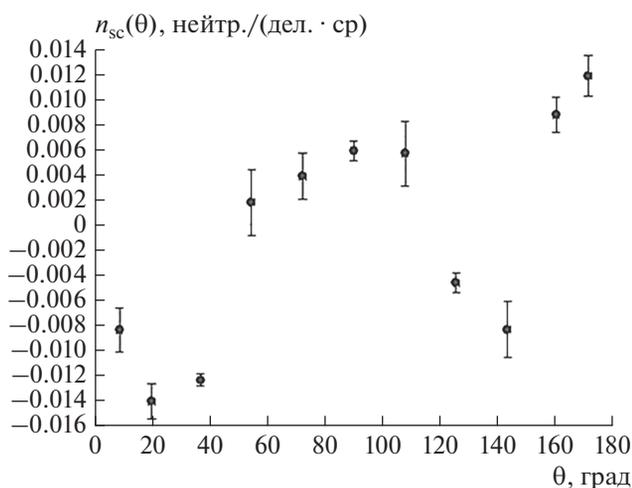


Рис. 6. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>233</sup>U.

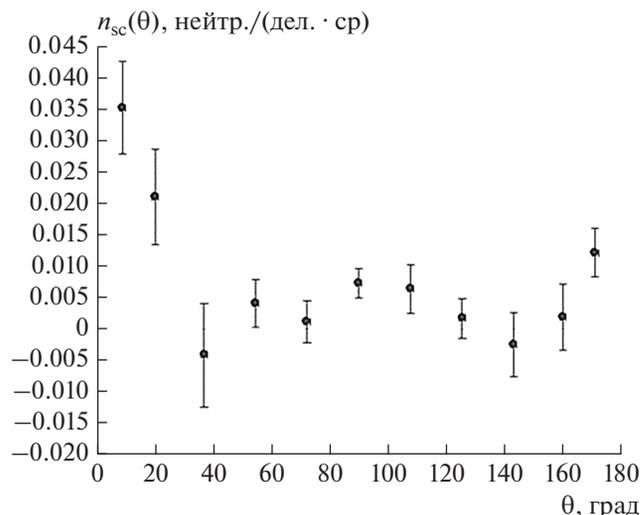


Рис. 8. Интегральное угловое распределение разрывных нейтронов <sup>239</sup>Pu.

гии указанных нейтронов  $\bar{T}$  имеют значения, представленные в табл. 1.

Как видно из табл. 1, интегральные выходы  $n_{sc}$  разрывных нейтронов на один акт деления для реакций спонтанного и низкоэнергетического вынужденного двойного деления ядер-актинидов оказываются близкими друг к другу, а их величины в среднем достигают значений 1/50.

В представленных выше (рис. 5–8) угловых распределениях разрывных нейтронов  $n_{sc}(\theta)$  на один акт деления для всех исследованных ядер-мишеней наблюдаются характерные пики для областей углов с максимумами вблизи угла  $\theta = 90^\circ$ , на которые приходится около 40% от полного

Таблица 1. Выходы и средние энергии разрывных нейтронов в исследуемых ядрах

	<sup>233</sup> U(n,f)	<sup>235</sup> U(n,f)	<sup>239</sup> Pu(n,f)	<sup>252</sup> Cf(sf)
$n_{sc} \cdot 10^2$	$1.5 \pm 0.6$	$1.8 \pm 0.6$	$2.4 \pm 0.2$	$2.0 \pm 0.6$
$\bar{T}$ , МэВ	$0.53 \pm 0.08$	$0.47 \pm 0.05$	$0.40 \pm 0.05$	$0.58 \pm 0.06$

числа разрывных нейтронов  $n_{sc}$ , что приводит к появлению среднего числа нейтронов в данных областях на один акт деления, близкого к  $1/125$ . Средние кинетические энергии указанных нейтронов оказываются близкими к средним кинетическим энергиям разрывных нейтронов  $\bar{T}$  представленных в табл. 1.

### ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ПОЯВЛЕНИЯ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ КАК ТРЕТЬИХ ЧАСТИЦ В ВЫНУЖДЕННОМ И СПОНТАННОМ ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Для объяснения экспериментальных угловых и энергетических характеристик разрывных нейтронов, вылетающих в области углов  $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$  при спонтанном делении основного состояния  $^{252}\text{Cf}$ , необходимо понять, почему эти нейтроны имеют средние кинетические энергии  $0.6$  МэВ, когда энергия связи нейтронов  $B_n$  в этих ядрах имеет отрицательное значение  $B_n = -6.2$  МэВ. Такое понимание становится возможным, если указанные нейтроны рассматривать как предразрывные виртуальные нейтроны, механизм появления которых аналогичен рассмотренному выше [1, 5, 15] виртуальному механизму появления  $\alpha$ -частиц как третьих частиц в тройном делении ядер. Другими словами, вылет данных нейтронов при спонтанном делении родительских ядер можно рассматривать как тройное деление этих ядер с испусканием в качестве третьих частиц указанных нейтронов. Диаграмма Фейнмана, описывающая этот процесс, совпадает с аналогичной диаграммой рис. 3.

Энергии связи  $B_n$  нейтрона в основных состояниях составных делящихся ядер-актинидов  $(A, Z)$  имеют отрицательные значения и оказываются близкими к  $-6.5$  МэВ. Это приводит к тому, что нейтронный распад с вылетом нейтрона этих ядер  $(A, Z)$  возможен только при возбуждении этих ядер до энергии возбуждения  $E_{ex} > |B_n|$ . Поэтому спонтанное тройное деление указанных ядер с вылетом нейтронов в качестве третьих частиц возможно только в рамках виртуального механизма, описываемого диаграммой Фейнмана рис. 5.

Как было показано выше, угловое распределение предразрывных нейтронов, вылетающих в спонтанном и низкоэнергетическом вынужденном делении рассматриваемых выше ядер-мишеней, имеет экваториальный характер по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления. Поэтому формирование этого углового распределения может быть объяснено по аналогии с формированием рассмотренного выше уг-

лового распределения предразрывных  $\alpha$ -частиц вылетом предразрывных нейтронов из шейки составного делящегося ядра, соединяющей предфрагменты деления в конфигурации составного делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления. Тогда основанную на использовании диаграммы рис. 5 формулу для ширины спонтанного тройного деления ядра  $(A, Z)$  с вылетом предразрывного нейтрона можно представить как

$$\Gamma_{nf}^A = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Gamma_n^A(T_n) \Gamma_f^{(A-1)0} (Q_f^{A-1} - |B_n - T_n|)}{(B_n - T_n)^2} dT_n, \quad (7)$$

где  $\Gamma_n^A(T_n)$  – ширина вылета предразрывного нейтрона, которая представляется как

$$\Gamma_n^A(T_n) = \omega_0 \Gamma_n^{A0}(T_n), \quad (8)$$

где  $\omega_0$  – вероятность перехода делящегося ядра  $(A, Z)$  из его конфигурации в первой яме потенциала деформации в его конфигурацию в окрестности разрыва этого ядра,  $\Gamma_n^{A0}(T_n)$  – ширина вылета предразрывного нейтрона из конфигурации делящегося ядра вблизи его точки разрыва. Величина  $\Gamma_f^{(A-1)0}$  в формуле (7) совпадает с шириной двойного деления промежуточного ядра  $(A-1, Z)$  из рассмотренной выше его предразрывной конфигурации.

Тройное вынужденное деление составного делящегося ядра  $(A+1, Z)$ , возникающего при захвате теплового нейтрона с кинетической энергией  $T_n \approx 0.0025$  эВ находящимся в основном состоянии ядром-мишенью  $(A, Z)$  с вылетом предразрывных нейтронов  $n_1$  с кинетическими энергиями  $T_{n_1} > T_n$  возможно только в случае виртуальности тройного деления указанного составного ядра, когда часть  $(T_{n_1} - T_n)$  кинетической энергии вылетающего предразрывного нейтрона  $n_1$  берется за счет уменьшения кинетической энергии  $T_f$  фрагментов деления промежуточного ядра  $(A, Z)$ , появляющегося после вылета нейтрона  $n_1$  из составного ядра  $(A+1, Z)$ . Рассмотрим энергетическое распределение отношения  $C_{nf}^A(T_n)$  ширины (7) спонтанного тройного деления ядра-мишени  $(A, Z)$  с вылетом предразрывных нейтронов к ширине двойного деления указанного ядра:

$$C_{nf}^A(T_n) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_n^A(T_n) \Gamma_f^{(A-1)0} (Q_f^{A-4} - |B_n - T_n|)}{\Gamma_f^A(B_n - T_n)^2}. \quad (9)$$

Подставляя формулу (8) в (9), используя для ширины  $\Gamma_f^A$  формулу:

$$\Gamma_f^A = \omega_0 \Gamma_f^{A0}, \quad (10)$$

учитывая близость делительных ширин  $\Gamma_f^{(A-1)0}$  и  $\Gamma_f^{A0}$ , величину  $C_{nf}^A(T_n)$  можно преобразовать к виду:

$$C_{nf}^A(T_n) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_n^{A0}(T_n)}{(B_n - T_n)^2}. \quad (11)$$

Используя R-матричную теорию для построения нейтронных ширин с вылетом предразрывных нейтронов из сферической шейки делящегося ядра с радиусом  $r_0$  из конфигурации, предшествующей его разрыву на фрагменты деления, из формулы (9) можно получить значение принтегрированной по энергиям значения величины  $C_{nf}^A(T_n)$ . Сопоставляя это значение с величиной полученного выше выхода предразрывных нейтронов на один акт деления, можно найти значение радиуса шейки  $r_0 = 3$  Фм. Это значение оказывается в разумном согласии с радиусом шейки делящегося ядра в его конфигурации, предшествующей разрыву этого ядра на фрагменты деления, оцененной в работе [20].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [21–24] проведены экспериментальные измерения угловых и энергетических распределений нейтронов деления  $n(T, \theta)$  на акт деления при условии  $n(T, \theta) = n_{ev}(T, \theta) + n_{sc}(T, \theta)$ , где  $T$  – асимптотическая кинетическая энергия нейтрона, а  $\theta$  – угол между направлениями вылетающих нейтронов и легкого фрагмента деления, причем  $n_{ev}(T, \theta)$  – число мгновенных нейтронов, испаряемых из легкого и тяжелого фрагментов деления, а  $n_{sc}(T, \theta)$  – число разрывных нейтронов. Эти измерения соответствовали случаям спонтанного деления ядра  $^{252}\text{Cf}$  и индуцированного тепловыми нейтронами деления ядер-мишеней  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . К сожалению, используемые для расчетов  $n_{ev}(T, \theta)$  подходы требуют определенной корректировки. В настоящей работе для всех исследованных ядер продемонстрировано появление пика для  $n_{sc}(T, \theta)$  в окрестности угла  $\theta = 90^\circ$  для  $50^\circ \leq \theta \leq 125^\circ$ , что является прямым указанием на вылет разрывных нейтронов из шейки составного делящегося ядра. В то же время энергетический спектр  $n_{sc}(T, \theta)$  в указанной области углов соответствует энергиям нейтронов, лежащих в области  $0 \leq T \leq 1$  МэВ. Поскольку указанные нейтроны вылетают из нейтронных состояний составного делящегося ядра, то появление указанных

нейтронов в состояниях непрерывного спектра с положительными энергиями  $0 \leq T \leq 1$  МэВ и углами вылета в окрестности угла  $\theta = 90^\circ$  можно объяснить, рассматривая вылет из шейки составного делящегося ядра указанных нейтронов в качестве варианта тройного деления ядер, где в качестве третьей легкой частицы рассматривается этот нейтрон.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахизер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Физматгиз, 1981.
2. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 8. С. 1075; *Kadmensky S.G., Ivankov Yu.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. No. 8. P. 1019.
3. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 12. С. 1532; *Kadmensky S.G., Ivankov Yu.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. No. 12. P. 1605.
4. Кадменский С.Г., Иванков Ю.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 5. С. 500; *Kadmensky S.G., Ivankov Yu.V., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 5. P. 903.
5. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2020. Т.83. № 4. С. 326; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 326.
6. *Goldansky V.I.* // Sov. JETP. 1960. V. 39. P. 497.
7. *Goldansky V.I.* // Sov. Phys. Usp. 1965. V. 87. P. 255.
8. *Pfutzner M., Badura E., Bingham C. et al.* // Eur. Rev. Lett. 2002. V. 14. P. 279.
9. *Giovanazzo J., Blank B., Chartier M.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. Art. No. 102501.
10. *Dossat C., Bey A., Blank B. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. Art. No. 054315.
11. Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 10. С. 1406; *Lubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1201.
12. *Sliv L.A.* // Sov. JETP. 1950. V. 20. P. 1035.
13. *Suhonen J., Civitarese O.* // Phys. Rep. V. 1998. P. 300.
14. *Tretyak V.I.* Double beta decay: history and current status. KINR, 2014.
15. Кадменский С.Г., Титова Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 732; *Kadmensky S.G., Titova L.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 569.
16. Кадменский С.Г., Бульчев А.О. // ЯФ. 2016. Т. 79. № 5. С. 564; *Kadmensky S.G., Bulychev A.O.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. No. 5. P. 793.
17. Кадменский С.Г., Бульчев А.О. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 1009; *Kadmensky S.G., Bulychev A.O.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 921.
18. *Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
19. *Mutterer M., Theobald J.P.* Dinuclear decay modes. Chap. 12. Bristol: IOP Publ., 1976.

20. *Capote R., Chen Y.-J., Habsch F.-J. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2016. V. 131. P. 1.
21. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. № 4. С. 730; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // JETP. 2017. V. 152. No. 4. P. 619.
22. *Воробьев А.С., Щербаков О.А., Гагарский А.М. и др.* // ЖЭТФ. 2018. Т. 127. № 4. С. 774; *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // JETP. 2018. V. 154. P. 659.
23. *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.
24. *Vorobyev A.S., Shcherbakov O.A., Gagarsky A.M. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 239. Art. No. 05008.

## Possibility of identifying the virtual component in pre-scission neutrons

S. G. Kadmsky<sup>a, \*</sup>, S. V. Kufayev<sup>a</sup>, Y. O. Otvoidenko<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Voronezh State University, Voronezh, 394030 Russia

\*e-mail: kadmsky@phys.vsu.ru

The mechanism of the appearance of pre-scission neutrons for spontaneous and thermal neutron-induced fission, experimentally studied in several works for a group of actinide nuclei, was investigated. It was demonstrated that the spectra of pre-scission neutrons corresponded to average kinetic energies of about 0.5 MeV and angular distributions having a characteristic maximum in the vicinity of an angle of 90° between the directions of emission of the indicated neutrons relative to the direction of emission of the light fission fragment. It is shown that these characteristics of the neutron spectrum can be explained by considering the pre-scission neutrons emission from the neck of a compound fissile nucleus based on the virtual mechanism of ternary fission of nuclei.