

The Properties of True Quaternary Nuclear Fission with the taking into Account it's Multistate and Successive Character

S. G. Kadmsky, L. V. Titova, A. O. Bulychev

Voronezh State University, University square 1, 394030 Voronezh, Russia

Свойства истинного четверного деления ядер при учете его многоступенчатого и последовательного характера

С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, А. О. Булычев

Воронежский государственный университет, Университетская площадь 1, 394030, Воронеж, Россия

1. ВВЕДЕНИЕ

Четверное деление ядер было исследовано в работах [В. Н. Андреев и др., ЯФ 8, 38 (1969); Р. Jesinger *et al.*, in *Proceeding of the Symposium on Nuclear Clusters*, Germany, 2002, p.289] для реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ и $^{233}\text{U}(n, f)$ и в работе [Р. Jesinger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* 24, 379 (2005)] для спонтанного деления ^{252}Cf . Проанализированы выходы угловые и энергетические распределения пар частиц (α, α) , (α, t) и (t, t) для истинного и задержанного четверного деления (с вылетом в тройном делении нестабильных частиц нестабильных частиц ^8Be и ^7Li). В работе [С.Г.Кадменский, Л. В. Титова, ЯФ 76, 18 (2013)] был проведен анализ выходов, угловых и энергетических распределений различных пар третьих и четвертых частиц.

Цель работы – обоснование последовательного двухступенчатого и последовательного трехступенчатого механизмов протекания истинного тройного и четверного деления ядер соответственно при использовании результатов квантовой теории деления и [С. Г. Кадменский, ЯФ 65, 1424, 1833 (2002); 66, 1739 (2003); 67, 167 (2004); 68, 2030 (2005); С. Г. Кадменский и др., ЯФ 73, 1481 (2010)] и интенсивно развиваемой теории двухступенчатых двухпротонных распадов (ДДР) ядер [С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, ЯФ 77, 1 (2014)].

ДДР протекают как следующие друг за другом по времени однопротонные распады родительского (Z, A) и промежуточного $(Z-1, A-1)$ ядер и разделяется на последовательные (sequential) и виртуальные

(virtual) ДДР при учете полюсной и неполюсной (виртуальной) частей функции Грина $G(Z-1, A-1)$ промежуточного ядра. Виртуальные ДДР вносят определяющий вклад в ширины ДДР, если одна из энергий Q_1 и Q_2 отрицательна, либо обе энергии положительны, но одна из них гораздо меньше другой. В случае соизмеримых положительных величин Q_1 и Q_2 доминируют последовательные ДДР.

$$\left(\Gamma_{2p}^{JA\sigma A}\right)^{\text{seq}} = \sum_{J_{A-1}\sigma_{A-1}J_{A-2}\sigma_{A-2}j_1l_1j_2l_2} \frac{\Gamma_{p_1}^{JA\sigma A} (Q_1) \Gamma_{p_2}^{JA-1\sigma_{A-1}} (Q_2)}{\Gamma^{JA-1\sigma_{A-1}}}. \quad (1)$$

Формула (1) обобщается на случай произвольных последовательных многоступенчатых распадов.

2. МЕХАНИЗМЫ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО И ИСТИННОГО ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

1. Основной механизм низкоэнергетического двойного деления ядер связан с **коллективным деформационным движением** делящегося ядра в направлении к его точке разрыва [О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва)].

2. **Сохранение направления оси симметрии делящегося ядра в процессе его деления.**

3. **Адиабатичность** коллективного деформационного движения делящегося ядра, требующая малости скорости изменения эффективного радиуса указанного ядра по сравнению со скоростями нуклонов ядра вблизи его поверхности Ферми.

4. **Нарушение условия адиабатичности в области появления и эволюции шейки** указанного ядра, связывающей два предфрагмента деления. В работах [I.R. Nix, Nucl. Phys, 130, 241(1969); M. Brack, Rev. Mod Phys 44, 320(1972)] допускается, что вблизи его точки разрыва возникают равновесные термализованные состояния с температурами $T \geq 1$ МэВ. Из-за высокой энергетической плотности указанных состояний в силу вступает **эффект динамического усиления Кориолисова взаимодействия** [J.R. Nix, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A 71, 1(1965), С.Г. Кадменский и др. ЯФ 39, 7(1984)], который приводит к равномерному статистическому смешиванию всех возможных значений проекций K спина делящегося ядра и **полному исчезновению** [С.Г. Кадменский, ЯФ 66, 739(2003); С.Г. Кадменский, ЯФ 67, 258(2005); С.Г. Кадменский, С.С. Кадменский, Д.Е. Любашевский, ЯФ 73, 1874(2010)] **любого рода анизотропий** в угловых распределениях продуктов двойного и тройного деления. Но поскольку существование подобных анизотропий надежно установлено экспериментально, можно придти к важнейшему заключению [С.Г. Кадменский, С.С. Кадменский, Д.Е. Любашевский, ЯФ 73, 1874(2010); С.Г. Кадменский, ЯФ 66, 739(2003); С.Г. Кадменский, ЯФ 67, 258(2005)]: **делящееся ядро остается «холодным» на всех заключительных этапах процесса его деления.**

Поскольку делящееся ядро остается холодным, **испарительный механизм появления третьих частиц** для истинного тройного деления ядер, предложенный в ряде работ [С. F. Tsang, Phys. Scripta A 10, 90(1974); В.А. Рубченя, ЯФ 55, 576(1982)], **не реализуется.**

5. Поэтому единственно возможный – **неиспарительный механизм вылета третьих частиц**, предложенный в работах [N. Carjan, J. Phys. 37, 12, (1976); O. Tanimura, T. Fließbach, Z. Phys. A. 328, 475 (1987)], связанный с переходами указанных частиц из поверхностных кластерных состояний делящегося ядра в состояния непрерывного спектра шейки делящегося **под действием эффекта «встряски»**, обусловленного неадиабатическим характером коллективного деформационного движения делящегося ядра.

6. **Неиспарительный механизм реализуется только для интервалов времени**, соответствующих неадиабатическому характеру деформационного движения делящегося ядра и **предшествующих моменту разрыва** указанного ядра на фрагменты деления. При этом **вероятность одновременного вылета из делящегося ядра третьей частицы и двух соответствующих фрагментов деления оказывается пренебрежимо малой**. Поэтому **истинное тройное деление ядер может рассматриваться как последовательный двухступенчатый процесс**, на первом этапе которого из переходного делительного состояния составного делящегося ядра $(Z, A+1)$ выбрасывается третья частица (Z_3, A_3) и возникает переходное делительное состояние промежуточного ядра $(Z-Z_3, A-A_3)$, которое на втором этапе испытывает двойное деление с образованием легкого и тяжелого фрагментов деления (Z_1, A_1) и (Z_2, A_2) .

7. Противоречие с заключением [А. Л. Барабанов, *Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах* (М.: Физматлит, 2010)] о том, что **истинное тройное деление составного ядра не может иметь**

характер последовательного двухступенчатого распада, а происходит при одновременном появлении как фрагментов деления, так и третьих частиц. Анизотропии в угловом распределении третьих частиц в [А. Л. Барабанов, *Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах* (М.: Физматлит, 2010)] связываются с единственно выделенным направлением в поляризованном ядре – его спином \mathbf{J} , приводящим к коррелятору $a(\mathbf{J}, \mathbf{p}_3)$, который отличен от нуля при несохранении четности и поэтому очень мал.

8. В деформированном аксиально – симметричном делящемся ядре существует помимо спина ядра \mathbf{J} ещё одно выделенное направление, совпадающее с направлением оси симметрии указанного ядра, вдоль которого вылетает легкий фрагмент деления и возникает P -четный коррелятор $b(\mathbf{p}_3, \mathbf{p}_{LF})$, определяющий угловое распределение третьей частицы [M. Mutterer, J. Theobald, *Dinuclear Decay Modes* (Bristol: Inst. Phys. Publ., 1996) Ch. 12], имеющее максимум в экваториальном направлении.

9. Поскольку для истинного тройного деления справедливо представление о его последовательном двухступенчатом характере формулу (1) для ширины последовательного ДДР можно обобщить на случай ширины $\Gamma_{3f'}^{J_A \sigma_A}$ истинного тройного деления ядра (Z, A) , находящегося в состоянии $J_A \sigma_A$, с вылетом легкой частицы 3 и образованием промежуточного ядра $(Z - Z_3, A - A_3)$, которое испытывает двойное деление f' :

$$\Gamma_{3f'}^{J_A\sigma_A} = \sum_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} \frac{\Gamma_{3J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_A\sigma_A} \Gamma_{f'}^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}}{\Gamma^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}}. \quad (2)$$

Тогда

$$\Gamma_{3f'}^{J_A\sigma_A} = \Gamma_3^{J_A\sigma_A} = \sum_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} \Gamma_{3J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_A\sigma_A}; \quad (3)$$

что означает совпадение полной ширины тройного деления ядра (Z, A) $\Gamma_{3f'}^{J_A\sigma_A}$ с шириной $\Gamma_3^{J_A\sigma_A}$ его распада с вылетом третьей частицы.

Отношение

$$N_3^{(1)} = \frac{\Gamma_{3f'}^{J_A\sigma_A}}{\Gamma_f^{J_A\sigma_A}} = \frac{\Gamma_3^{J_A\sigma_A}}{\Gamma_f^{J_A\sigma_A}} = \sum_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} N_3^{(1)}(J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}) = \sum_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} \frac{\Gamma_{3J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_A\sigma_A}}{\Gamma_f^{J_A\sigma_A}}, \quad (4)$$

экспериментальная величина которого оказывается равной примерно 3×10^{-3} [С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, ЯФ 76, 1 (2013)].

10. Суммарная кинетическая энергия T двух фрагментов двойного деления f ядра (Z, A) в точке его разрыва должна быть заметно выше кулоновского барьера для указанных фрагментов в данной точке, чтобы двойное деление наблюдалось с заметной вероятностью.

11. Энергия T должна быть также заметно большей максимальной энергии E_{3m} третьей частицы, испускаемой в истинном тройном делении ядра (Z, A) , чтобы двойное деление f' образуемого после вылета третьей частицы ядра $(Z - Z_3, A - A_3)$ имело заметную вероятность. В случае α -частицы, $E_{\alpha m} \approx 25$ МэВ.

3. МЕХАНИЗМ ИСТИННОГО ЧЕТВЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Ширина $\Gamma_{34 f''}^{J_A \sigma_A}$ истинного четверного деления определяется процессом последовательного распада ядра (Z, A) :

$$\Gamma_{34f''}^{J_A\sigma_A} = \sum_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3} J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}} \left[\frac{\Gamma_{3J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_A\sigma_A} \Gamma_{4J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}}^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} \Gamma_{f''}^{J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}}}{\Gamma_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} \Gamma_{J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}}^{J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}}} + \frac{\Gamma_{4J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}^{J_A\sigma_A} \Gamma_{3J_{A-A_4-A_3}\sigma_{A-A_4-A_3}}^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}} \Gamma_{f''}^{J_{A-A_4-A_3}\sigma_{A-A_4-A_3}}}{\Gamma_{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}} \Gamma_{J_{A-A_4-A_3}\sigma_{A-A_4-A_3}}^{J_{A-A_4-A_3}\sigma_{A-A_4-A_3}}} \right].$$

Отсюда при условии совпадения полных и делительных ширин состояний ядер $(Z-Z_3-Z_4, A-A_3-A_4)$ и $(Z-Z_4-Z_3, A-A_4-A_3)$:

$$\Gamma_{34f''}^{J_A\sigma_A} = \Gamma_{34}^{J_A\sigma_A} = \sum_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} \frac{\Gamma_{3J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_A\sigma_A} \Gamma_4^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}}{\Gamma_{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}} + \sum_{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}} \frac{\Gamma_{4J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}^{J_A\sigma_A} \Gamma_3^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}}{\Gamma_{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}}, \quad (6)$$

где

$$\Gamma_4^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}} = \sum_{J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}} \Gamma_{4J_{A-A_3-A_4}\sigma_{A-A_3-A_4}}^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}, \quad \Gamma_3^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}} = \sum_{J_{A-A_4-A_3}\sigma_{A-A_4-A_3}} \Gamma_{4J_{A-A_4-A_3}\sigma_{A-A_4-A_3}}^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}} \quad (7)$$

(6) означает совпадение полной ширины четверного деления ядра (Z, A) $\Gamma_{34f''}^{J_A\sigma_A}$ с шириной $\Gamma_{34}^{J_A\sigma_A}$ его распада с вылетом частиц 3 и 4.

Учитывая равенство делительных и полных ширин распада ядер $(Z-Z_3, A-A_3)$ и $(Z-Z_4, A-A_4)$, можно ввести отношения $N_4^{(2)}(3)$ для частицы 4, вылетающей второй после вылета частицы 3, и $N_3^{(2)}(4)$ для частицы 3, вылетающей второй после вылета частицы 4:

$$N_4^{(2)}(3) = \frac{\Gamma_4^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}}{\Gamma_{f'}^{J_{A-A_3}\sigma_{A-A_3}}}; \quad N_3^{(2)}(4) = \frac{\Gamma_3^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}}{\Gamma_{f'}^{J_{A-A_4}\sigma_{A-A_4}}} \quad (8)$$

Теперь можно ввести отношение N_{34} ширины истинного четверного деления ядра (Z, A) с вылетом частиц 3 и 4 $\Gamma_{34f''}^{J_A\sigma_A}$ к ширине двойного деления $\Gamma_f^{J_A\sigma_A}$ того же ядра:

$$N_{34} = \frac{\Gamma_{34f''}^{J_A\sigma_A}}{\Gamma_f^{J_A\sigma_A}} = \frac{\Gamma_{34}^{J_A\sigma_A}}{\Gamma_f^{J_A\sigma_A}} = N_3^{(1)}N_4^{(2)}(3) + N_4^{(1)}N_3^{(2)}(4); \quad N_{33} = 2N_3^{(1)}N_3^{(2)}(3). \quad (9)$$

где $N_4^{(2)}(3)$ и $N_3^{(2)}(4)$ – усредненные по состояниям ядер $(Z-Z_3, A-A_3)$ и $(Z-Z_4, A-A_4)$ вероятности появления частицы 4, вылетающей второй после вылета частицы 3, и частицы 3, вылетающей второй после вылета частицы 4, соответственно.

Экспериментальные энергетически-угловые распределения частиц 3 и 4:

$$W_{3,4}(E_3, \Omega_3; E_4, \Omega_4) = N_3^{(1)} N_4^{(2)}(3) W_3^{(1)}(E_3, \Omega_3) W_4^{(2)}(E_4, \Omega_4) + N_3^{(2)}(4) N_4^{(1)} W_3^{(2)}(E_3, \Omega_3) W_4^{(1)}(E_4, \Omega_4), \quad (10)$$

где $W_3^{(i)}(E_3, \Omega_3)(W_4^{(i)}(E_4, \Omega_4))$ – нормированное на единицу энергетически-угловое распределение частицы 3 (частицы 4), вылетающей первой ($i=1$) или второй ($i=2$) в процессе четверного деления.

В случае тождественных частиц 3 и 4 их энергетически-угловое распределение:

$$W_{3,3}(E_3, \Omega_3; E'_3, \Omega'_3) = N_3^{(1)} N_3^{(2)}(3) \left\{ W_3^{(1)}(E_3, \Omega_3) W_3^{(2)}(E'_3, \Omega'_3) + W_3^{(2)}(E_3, \Omega_3) W_3^{(1)}(E'_3, \Omega'_3) \right\}. \quad (12)$$

Вероятности $N_{3,4}$ и $N_{3,3}$ вылета пары частиц получается при интегрировании формул (11), (12) по углам вылета $\Omega_3, \Omega_4, (\Omega_3, \Omega'_3)$ и энергиям $E_3, E_4 (E_3, E_3)$ частиц 3 и 4 совпадают с формулой (9):

Вероятности появления $N_3^{(1)}$ и $N_4^{(1)}$ вылетающих первыми по времени третьих и четвертых частиц не зависят от характеристик вылетающих вторыми частиц и близки к аналогичным вероятностям (4) в истинном тройном делении ядер. Вероятности же появления вторых по времени вылета легких частиц $N_3^{(2)}(4)$, $N_3^{(2)}(3)$ и $N_4^{(2)}(3)$ зависят от того, какая частица из рассматриваемой пары (A_3, A_4) вылетает перед вылетом второй частицы.

В работе [С.Г.Кадменский, Л. В. Титова, ЯФ 76, 18 (2013)] проанализированы угловые и энергетические распределения частиц 3 и 4 и показано, что вероятность вылета второй по времени частицы $N^{(2)}$ меньше вероятности вылета первой по времени аналогичной частицы $N^{(1)}$ в ≈ 100 раз. Этот результат объясняется действием двух факторов. Первый фактор – энергетический, связанный с условием $T \approx (E_{3m} + E_{4m})$, отклонение от которого может заметно уменьшить вероятность выхода второй частицы. Вторым фактором связан с изменением после вылета первой частицы оболочечной структуры шейки делящегося ядра, что влияет на вероятность формирования второй частицы. Действительно, вылетающая первой по времени частица формируется с учетом куперовского спаривания преимущественно из внешних нуклонов шейки ядра с минимальной энергией связи, тогда как вылетающая второй по времени частица будет иметь большую энергию связи из-за включения в ее состав более глубоко связанных нуклонов и, следовательно, меньшую вероятность вылета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Истинное тройное и четверное деления ядер могут быть описаны при использовании концепции последовательных многоступенчатых переходов.