

О ВОЗМОЖНОСТИ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2018 г. Н. К. Скобелев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 11.01.2018 г.

Запаздывающее деление атомных ядер было обнаружено в 1966 г. Запаздывающее деление наблюдается, в основном, в нечетно-нечетных ядрах, у которых энергия β -распада (K -захвата) сравнима с барьером деления, образовавшегося после такого процесса ядра. Запаздывающее деление обнаружено в четырех областях нуклидов: нейтронно-дефицитные изотопы в области свинца, нейтронно-избыточные изотопы в области Ас и Ра, нейтронно-дефицитные и нейтронно-избыточные изотопы трансурановых элементов. В связи с изучением свойств изотопов сверхтяжелых трансурановых элементов в настоящее время имеется целый ряд работ по расчету масс новых ядер и предсказанию свойств их распада. Проведен анализ изученных и предсказанных свойств нуклидов сверхтяжелых элементов, где для некоторых нечетно-нечетных изотопов трансурановых элементов энергия их K -захвата сравнима с барьерами деления образовавшихся после K -захвата дочерних ядер. Приведены оценки вероятности запаздывающего деления для ряда изотопов элементов с Z от 103 до 107.

DOI: 10.1134/S0044002718040190

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно несколько типов деления атомных ядер. В 1938 г. Ганн и Штрассман [1], облучая уран нейтронами, установили, что возбужденное ядро урана разваливается примерно на две равные части. В 1940 г. Петржак и Флеров [2] обнаружили, что тот же уран может делиться спонтанно без внесения энергии извне. Со второй половины 1940-х гг. и в последующие годы изучались процессы вынужденного и спонтанного деления атомных ядер. Исследования показали, что удивительным свойством испытывать спонтанное деление обладает не только уран, но и многие трансурановые элементы, причем вероятность спонтанного деления, как правило, возрастает с увеличением порядкового номера элемента.

В ОИЯИ при синтезе новых сверхтяжелых ядер в реакциях с тяжелыми ионами традиционными методами их идентификации являются регистрация α -распада и спонтанного деления образовавшихся ядер. При синтезе новых (102–106) элементов совершенствование экспериментальной аппаратуры и всевозможные контрольные эксперименты позволили обогатить науку еще двумя типами деления. В 1961 г. в ОИЯИ при синтезе изотопов 104-го элемента было обнаружено качественно новое явление — спонтанное деление атомных ядер из

изомерного состояния [3], более детально изученное позднее и давшее дальнейший толчок к подходу и пониманию многих процессов деления и стабильности сверхтяжелых ядер [4]. Так называемые спонтанно делящиеся изомеры формы вошли во все учебники по ядерной физике. Их времена жизни варьировались от наносекунд до нескольких десятых миллисекунд.

Продолжая эксперименты по изучению спонтанного деления трансурановых элементов и поискам новых долгоживущих спонтанно делящихся изомеров, сотрудники ОИЯИ создавали все более чувствительные методики для регистрации редких распадов деления. В 1966 г. Флеровым, Кузнецовым и Скобелевым [5, 6] был впервые открыт четвертый тип деления атомных ядер — запаздывающее деление (delayed fission — DF).

Впервые запаздывающее деление наблюдалось при бомбардировке ускоренными на циклотроне У-300 ионами ^{10}B и ^{11}B наклонной мишени из ^{233}U , способной принимать большие потоки этих частиц (10^{14} в секунду). В последующих экспериментах той же группой при облучении мишени из ^{230}Th ускоренными ионами ^{10}B удалось идентифицировать два легких изотопа америция — ^{232}Am и ^{234}Am , распад которых сопровождало деление с минутными временами жизни ($T_{1/2} = 1.4$ и 2.6 мин соответственно). В работе было высказано предположение, что эти ядра могут испытывать запаздывающее деление. При облучении мишени из

*E-mail: skobelev@jinr.ru

Ві ионами ^{22}Ne было идентифицировано еще одно новое ядро ^{228}Np , также испытывающее деление с $T_{1/2}$, равным одной минуте.

Вероятность появления осколков деления при распаде этих ядер в миллиарды раз превосходила вероятность спонтанного деления [7]. Этот эффект нельзя было объяснить делением ядер америция и нептуния из изомерного состояния, так как следовало бы ожидать больший выход осколков и более короткие времена жизни. Тщательный анализ экспериментальных данных, проведенный в 1971 г. [8] показал, что действительно основным видом распада ядер Am и Np должен быть K -захват, в результате которого образуются дочерние ядра с порядковым номером на единицу меньше, т.е. ядра Pu или U . Значительная часть этих ядер образуется в возбужденном состоянии. В случае, когда дочерние ядра будут иметь энергию возбуждения, сравнимую с барьером деления, произойдет их мгновенное деление. Такой же процесс деления может иметь место и при β -распаде атомных ядер.

Данные по наблюдению запаздывающего деления ядер Am и Np с вышеуказанными значениями периодов полураспада были подтверждены в Германии и США [9, 10], где эти ядра были получены в подобных реакциях и на пучках α -частиц. В 1990 г. в Беркли (США) изотопы ^{232}Am и ^{234}Am были получены в реакциях с α -частицами и с помощью радиохимических методов выделены в отдельные фракции [11, 12]. В результате удалось показать, что действительно в америциевой фракции наблюдаются осколки деления ядер, а рентгеновское излучение, сопровождающее K -захват (ЕС) Am , коррелировало с последующим делением образовавшегося дочернего ядра Pu , как и предполагалось ранее. Открытое явление запаздывающего деления дополняет известные процессы, сопровождающие β -распад: испускание запаздывающих α -частиц, запаздывающих нейтронов и запаздывающих протонов.

К настоящему времени известно более 27 изотопов, испытывающих запаздывающее деление, в четырех областях нуклидов: нейтронно-дефицитные изотопы в области свинца, нейтронно-избыточные изотопы в области As и Pa и нейтронно-дефицитные и нейтронно-избыточные изотопы трансурановых элементов.

2. КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ

Остановимся на некоторых основных характеристиках запаздывающего деления. Одной из наиболее значимых характеристик является вероятность запаздывающего деления P_{DF} . Величина P_{DF}

равна отношению:

$$P_{\text{DF}} = \frac{N_{if}}{N_i}, \quad (1)$$

где N_i — полное число либо ЕС, либо β^- -распадов материнского ядра, а N_{if} — число распадов, сопровождающееся запаздывающим делением.

Одно из приближений для P_{DF} [13, 14], часто используемое для теоретических расчетов, представлено формулой

$$P_{\text{DF}} = \frac{\int_0^{Q_i} W_i(Q_i - E) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{tot}}}(E) dE}{\int_0^{Q_i} W_i(Q_i - E) dE}, \quad (2)$$

где $W_i(Q_i - E)$ — вероятность перехода на дочернее ядро с энергией возбуждения E ($i \in \text{ЕС}$ при K -захвате и $i \in \beta$ при β -распаде материнского ядра), $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}(E)$ — отношение делительной ширины возбужденных уровней дочернего ядра к полной ширине распада этих состояний, а Q_i определяется как энергосодержание $Q_{\text{ЕС}}$ ($i \in \text{ЕС}$) или Q_{β}^{\pm} ($i \in \beta^{\pm}$). При малой энергии возбуждения считается, что деление и испускание γ -квантов — основные каналы снятия возбуждения ядра.

Обычно предполагают, что другие возможные каналы распада не играют существенной роли и $\Gamma_f/\Gamma_{\text{tot}}(E) = \Gamma_f/\{\Gamma_f(E) + \Gamma_{\gamma}(E)\}$, где Γ_f и Γ_{γ} — делительные и радиационные ширины соответственно. В процессе β^- -запаздывающего деления в некоторых случаях следует принимать во внимание возможность испускания нейтронов.

Вероятность перехода $W_i(Q_i - E)$ на уровень E может быть представлена как произведение функции Ферми $f(Q_i - E, Z)$ и силовой функции $S_{\beta}(E)$ для β -распада:

$$W_i(Q_i - E) \approx f(Q_i - E, Z) \cdot S_{\beta}(E). \quad (3)$$

В (3) функция Ферми $f(Q_i - E, Z)$ отражает кинематику K -захвата (β -распада) и может быть выражена как $(Q_{\text{ЕС}} - E)^2$ в случае K -захвата (функция Ферми в такой форме предполагает отсутствие канала β^+ -распада) и $(Q_{\beta} - E)^5$ для β^- -распада. Силовая функция $S_{\beta}(E)$ представляет собой распределение по энергии возбуждения квадратов матричных элементов β -распадного типа: фермиевского, гамов-теллеровского и др. При низких энергиях возбуждения, не превосходящих величины энергии β -распада Q_{β} , силовая функция определяет характер распада и период полураспада ядра.

Первые исследования влияния силовой функции β -переходов на вероятность запаздывающего

деления были проведены в [15, 16]. Разработанный в этих исследованиях подход был применен к анализу запаздывающего деления широкого круга атомных ядер. Величину $S_\beta(E)$ рассчитывают на основе различных моделей. В резонансных нестатистических моделях $S_\beta(E)$ вычисляют на основе гросс-теории β -распада и зависимость $S_\beta(E)$ от энергии определяют структура ядра и изовекторные части эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия.

Зависимость P_{DF} от энергии заселения уровней и структуры барьера деления обусловлена преимущественно делительной шириной, входящей в выражение $\Gamma_f / \{\Gamma_f(E) + \Gamma_\gamma(E)\}$, зависящей от энергии возбуждения дочернего ядра. В случае электронного захвата анализ выражений Γ_f и Γ_γ [13, 14] позволяет получить простое уравнение для P_{ECF} — вероятности запаздывающего деления после электронного захвата (ECF):

$$P_{ECF} = N_{EC}(A) \int_C^{Q_{EC}} (Q_{ECF} - E)^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_f} dE, \quad (4)$$

где $N_{EC}(A)$ — нормирующая функция, равная $3(Q_{EC} - 26A^{-1/2})^{-3}$. Вероятность β -запаздывающего деления (βDF) $\equiv \beta$ качественно может быть представлена в виде

$$P_{\beta DF} \approx N_\beta(A) \int_C^{Q_\beta} (Q_\beta - E)^5 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_f} dE, \quad (5)$$

где для β^- -распада $N_\beta(A) = 6(Q_\beta - 26A^{-1/2})^{-6}$. В (4), (5) C — энергия отсечки, ниже которой силовая функция S_β постоянна (часто ее полагают равной нулю). В работе [17] она определена как $C = 26A^{-1/2}$ [МэВ].

Следует заметить, что подынтегральное выражение в (4), (5), содержащее функцию Ферми, для β -распада быстрее стремится к нулю при высоких энергиях возбуждения дочернего ядра, чем при электронном распаде. Поскольку заселение высоко лежащих состояний приводит к большей вероятности запаздывающего деления, функция Ферми делает более вероятным запаздывающее деление после K -захвата.

Проблемы, связанные с характером силовых функций, их резонансной структурой, в разных областях запаздывающего деления для ядер с $Z > 89$, N в окрестности $A \sim 126$ и в окрестности $Z = 82$ рассмотрены в работах [15–17]. Следует отметить, что приведенные теоретические зависимости могут пока служить лишь для качественных оценок вероятности запаздывающего деления.

Запаздывающее деление наблюдалось у нечетно-нечетных нейтронно-дефицитных ядер. Большая величина Q_{EC} по сравнению с соседними ядрами, обусловленная нечетно-четным эффектом, приводит к тому, что Q_{EC} и B_f сравнимы уже при относительно малом удалении от линии β -стабильности. Конкурирующий в материнских ядрах с K -захватом α -распад, как правило, замедлен. Значительная энергия связи нейтрона B_n у дочернего четно-четного ядра позволяет не учитывать конкуренцию со стороны канала запаздывающих нейтронов. Плотность низко лежащих уровней четно-четных дочерних ядер невелика. Последнее обстоятельство и более слабая зависимость функции Ферми от энергии при K -захвате благоприятствуют заселению высоколежащих уровней. В результате делимость четно-четного дочернего ядра выше, чем у дочерних нечетных ядер.

На рис. 1. приведена схема запаздывающего деления с характерным для тяжелых ядер двугорбым барьером. На рисунке указаны различные варианты переходов, сопровождаемых делением. Первоначально заселяются состояния в первой потенциальной яме дочернего ядра. Прямое заселение второй потенциальной ямы запрещено, поскольку такое заселение требует одновременно с EC/β -распадом существенной перестройки нуклонов ядра. Из первой потенциальной ямы ядро может перейти в состояние с энергией E во второй яме и разделиться. На этих этапах весьма вероятно возвращение в основное состояние дочернего ядра. Вероятность распада по каналу запаздывающего деления обычно мала ввиду конкурирующих с ним процессов. Так величина вероятности запаздывающего деления $P_{DF} = N_{if}/N_i$, в наиболее благоприятных случаях, в области нейтронно-дефицитных ядер достигает всего ~ 0.01 . Это приводит к выводу, что изучение таких процессов связано с большими экспериментальными трудностями. Более подробную информацию об изучении запаздывающего деления атомных ядер можно найти в обзорах [13, 14, 18, 19].

3. ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ В НОВЫХ ОБЛАСТЯХ НУКЛИДОВ И ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ДЕЛЕНИЯ СЛАБО ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Как уже отмечалось, запаздывающее деление наблюдалось в четырех областях нуклидов. Однако во всех этих областях имеются белые пятна или получены лишь указания на наблюдение запаздывающего деления для ряда нуклидов, характеристики распада которых еще практически не изучены. Основные усилия в исследованиях должны

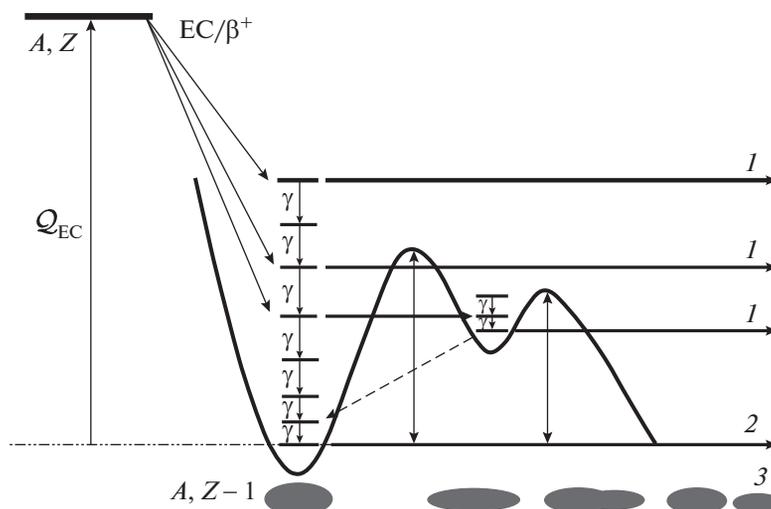


Рис. 1. Схема заселения различных уровней дочернего ядра. Горизонтальные стрелки указывают на запаздывающее (1) и спонтанное (2) деление ядер. Внизу условно показана деформация дочернего ядра (3).

быть направлены на точное измерение периодов полураспада изотопов, испытывающих запаздывающее деление, а также измерение вероятностей $P_{\text{ДФ}}$, энергетических и массовых распределений осколков деления во всех указанных областях нуклидов.

В частности, для делящихся изотопов в области Рb помимо их массы необходимо продолжить прямое измерение значений A и Z осколков деления, чтобы надежно установить их массовые распределения и четко разделить симметричную и асимметричную области деления. Важности постановки таких экспериментов опирается на тот факт, что образующиеся после K -захвата дочерние ядра $^{186,188}\text{Pb}$, $^{192,194}\text{Po}$ и ^{202}Rn лежат в переходной области между ядрами $^{178,180}\text{Hg}$, испытывающими асимметричное низкоэнергетическое деление [18], и ^{204}Rn , делящимися при низкой энергии возбуждения симметрично [20]. Для нейтронно-обогащенных ядер At и Ac в области ядер с $A = 228-234$ пока получены только пределы для вероятности запаздывающего деления. Поэтому поиски новых случаев запаздывающего деления целесообразны в нейтронно-избыточных изотопах $^{228,230,232}\text{Fr}$ и $^{228,230,232}\text{Ac}$.

Возможно ли запаздывающее деление сверхтяжелых трансурановых элементов? Из вышеизложенного следует, что запаздывающее деление обычно наблюдается в нечетно-нечетных ядрах, когда энергия K -захвата (Q_{EC}) сравнима с барьером деления (B_f) образовавшегося дочернего ядра.

В [21] дан анализ теоретических и экспериментальных работ по синтезу и “стабильности” сверхтяжелых ядер. Для нечетных и нечетно-нечетных ядер в области деформированных ядер с $Z \sim 107$,

$N \sim 162$ и сферических ядер с $Z \sim 110$, $N \sim 182$ основными ветвями распада будут K -захват в первой потенциальной яме (рис. 1) и β -распад — во второй.

В [22, 23] проведены модельные расчеты вероятности запаздывающего деления нейтронно-обогащенных ядер трансфермиевых элементов, в частности Db, вблизи оболочки $N = 184$ после их β -распада ($P_{\text{ДФ}}$) и его влияния на нуклеосинтез в r -процессе. Авторы утверждают, что запаздывающее деление в этой области ядер должно оказывать существенное влияние на нуклеосинтез.

Опираясь на то, что после электронного захвата в нечетно-нечетных ядрах, обедненных нейтронами и имеющих высокую энергию Q_{EC} , запаздывающее деление четно-четных дочерних ядер более вероятно, был проведен качественный анализ оценки $P_{\text{ДФ}}$ для нейтронно-дефицитных изотопов сверхтяжелых трансфермиевых ядер. На рис. 2 приведена логарифмическая зависимость $P_{\text{ДФ}}$ от разности ($Q_{\text{EC}} - B_f$). Для оценки вероятности запаздывающего деления изотопов трансфермиевых элементов эту зависимость можно грубо аппроксимировать как линейную. В связи с изучением свойств трансурановых элементов в настоящее время имеется целый ряд работ по расчету масс новых сверхтяжелых ядер и предсказанию их свойств распада [24–27].

В табл. 1 приведены измеренные периоды полураспада, ветви распада нечетно-нечетных ядер трансурановых и сверхтяжелых элементов вблизи $N = 162$, энергии их K -захвата, данные взяты из работ [24, 25]. Так как энергии, реализуемые при K -захвате, приведенные в табл. 1 из [24, 25], практически совпадают, то для дальнейших оценок $P_{\text{ДФ}}$ взяты более поздние данные [25].

Таблица 1. Ядра-предшественники запаздывающего деления и ветви их распада

Ядро	$T_{1/2}$	Ветви распада	Q_{EC} , МэВ	
			[24]	[25]
^{228}Np	61 с	$\varepsilon - 0.6; \alpha - 0.4$	4.48	4.37
^{232}Am	1.31 мин	$\varepsilon - 0.97; \alpha - 0.03$	5.0	4.98
^{234}Am	2.32 мин	$\varepsilon \sim 1.0; \alpha \sim 0.004$	4.18	4.11
^{234}Bk	140 с	$\varepsilon \sim 0.2; \alpha \sim 0.8$		6.73
^{236}Bk		$\varepsilon - ?; \alpha - ?$	5.5	5.69
^{238}Bk	144 с	$\varepsilon \sim 1.0$	4.9	4.77
^{240}Bk	5 мин	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 0.2$	3.94	3.94
^{240}Es		$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim ?$	6.2	6.21
^{242}Es	17.8 с	$\varepsilon \sim 0.43; \alpha \sim 0.57$	5.6	5.41
^{244}Es	37 с	$\varepsilon \sim 0.96; \alpha \sim 0.04$	4.64	4.55
^{246}Es	7.8 мин	$\varepsilon \sim 0.9; \alpha \sim 0.1$	3.38	3.81
^{248}Es	24 мин	$\varepsilon \sim 0.997; \alpha \sim 0.0003$	3.06	3.06
^{256}Es		$\beta^- \sim 0.98; \alpha \sim 0.003$		1.70
^{246}Md	4.4 с	$\varepsilon \sim 0.74; \alpha \sim 0.23$	6.2	5.93
^{248}Md	7 с	$\varepsilon \sim 0.42; \alpha \sim 0.58$	5.33	5.25
^{250}Md	52 с	$\varepsilon \sim 0.93; \alpha \sim 0.07$	4.6	4.56
^{252}Lr	0.36 с	$\varepsilon \sim 0.0; \alpha \sim 1.0$	5.9	5.87
^{254}Lr	18 с	$\varepsilon \sim 0.72; \alpha \sim 0.28$	5.3	5.15
^{256}Lr	27 с	$\varepsilon \sim 0.15; \alpha \sim 0.85$	4.18	3.92
^{258}Lr	3.9 с	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 0.95$	3.43	3.3
^{256}Db	1.6 с	$\varepsilon \sim 0.3; \alpha \sim 0.7$	6.5	6.28
^{258}Db	1.9 и 4 с	$\varepsilon \sim 0.35; \alpha \sim 0.65$	5.55	5.46
^{260}Db	1.5 с	$\varepsilon \sim 0.025; \alpha \sim 0.904$	4.7	4.53
^{262}Db	34 с	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 0.67$	3.9	3.86
^{260}Bh	35 мс	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 1.0$	4.7	6.78
^{262}Bh	22 мс	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 1.0$	6.1	6.18
^{264}Bh	440 мс	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 1.0$	5.44	5.28
^{266}Bh	2.1 с	$\varepsilon \sim ?; \alpha \sim 1.0$	4.7	4.49

В табл. 2 приведены рассчитанные по различным моделям барьеры деления дочерних ядер, взятые из [26, 27], и вычислены разности ($Q_{EC} - B_f$). Для вычисления этих разностей использовалось значение B_f , усредненное по данным [26, 27].

На рис. 3 представлены оценки P_{DF} для нечетно-нечетных изотопов элементов с $Z = 103-107$ в зависимости от ($Q_{EC} - B_f$), собранных в табл. 2. Из этих оценок можно заключить, что

для приведенных в табл. 1 и 2 новых сверхтяжелых ядер P_{DF} могут достигать значений $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$.

Для трансурановых ядер, имеющих большую энергию K -захвата и обладающих двугорбым барьером деления, может появиться возможность наблюдать в них при запаздывающем делении изомерию формы. Тогда при электронном захвате в дочернем ядре могут заселяться уровни как в первой, так и во второй потенциальной яме (рис. 1).

Таблица 2. Измеренные и ожидаемые вероятности P_{DF} запаздывающего деления ядер трансурановых элементов

Ядро	$T_{1/2}$	Q_{EC} , МэВ [25]	B_f , МэВ		$E_{EC} - B_f$, МэВ	P_{DF}
			[26]	[27]		
^{228}Np	61 с	4.37	5.3		-0.821	$2.0(9) \times 10^{-4}$
^{232}Am	1.31 мин	4.98	3.23		1.77	$6.9(10) \times 10^{-4}$
^{234}Am	2.32 мин	4.11	3.83		0.35	$6.6(18) \times 10^{-5}$
^{234}Bk	140 с	6.73	2.61			
^{236}Bk		5.69	3.81		1.69	
^{238}Bk	144 с	4.77	4.92		-0.02	
^{240}Bk	5 мин	3.94	5.85		-1.91	1.3×10^{-5}
^{240}Es		6.21	5.22	5.9	0.65 ± 0.25	
^{242}Es	17.8 с	5.41	6.16	6.61	-0.98 ± 0.23	1.4×10^{-2}
^{244}Es	37 с	4.55	6.69	6.88	-1.82 ± 0.24	1.2×10^{-4}
^{246}Es	7.8 мин	3.81	7.16	6.86	-3.18 ± 0.14	3.7×10^{-5}
^{248}Es	24 мин	3.06	7.24	6.79	-3.955 ± 0.225	3.5×10^{-6}
^{256}Es		1.7				
^{246}Md	4.4 с	5.93	6.13	6.61	-0.44 ± 0.24	6.5×10^{-2}
^{248}Md	7 с	5.25	6.73	6.89	-1.56 ± 0.07	
^{250}Md	52 с	4.56	7.22	6.99	-2.59 ± 0.16	2×10^{-4}
^{252}Lr	0.36 с	5.87	6.5	6.59	-0.675 ± 0.045	
^{254}Lr	18 с	5.15	6.76	6.88	-1.67 ± 0.06	
^{256}Lr	27 с	3.92	5.94	6.23	-2.165 ± 0.145	
^{258}Lr	3.9 с	3.3	4.98	5.46	-1.92 ± 0.24	
^{256}Db	1.6 с	6.28	6.26	6.44	-0.07 ± 0.09	
^{258}Db	1.9 и 4 с	5.46	5.65	6.11	-0.42 ± 0.23	
^{260}Db	1.5 с	4.53	5.36	5.96	-1.13 ± 0.3	
^{262}Db	34 с	3.86	5.59	5.73	-1.8 ± 0.07	
^{260}Bh	35 мс	6.78	5.84	6.49	0.61 ± 0.33	
^{262}Bh	22 мс	6.18	5.91	6.3	0.08 ± 0.19	
^{264}Bh	440 мс	5.28	5.98	6.03	-0.54 ± 0.59	
^{266}Bh	2.1 с	4.49	6.69	5.83	-1.77 ± 0.33	

Наблюдая γ -переходы при заселении уровней во второй яме, можно рассчитать деформацию формы ядра при делении. Кроме того, наблюдение деления дочернего ядра с сопровождающим его γ -излучением может дать информацию о форме барьера деления и вероятности туннелирования ба-

рьера при различных энергиях возбуждения этого дочернего ядра.

Дальнейшее изучение запаздывающего деления может дать ценную информацию о характеристиках барьеров деления дочерних ядер, возбужденных состояний ядер при энергиях, близких к барьеру

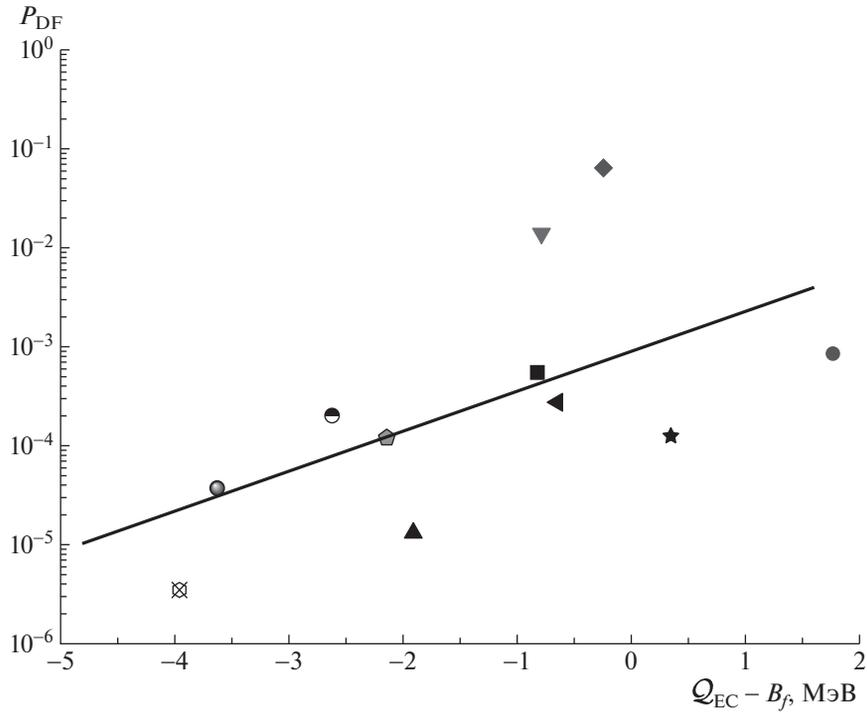


Рис. 2. Зависимость вероятности запаздывающего деления P_{DF} от разности энергии Q_{EC} , реализуемой при K -захвате материнского ядра, и барьера деления дочернего ядра B_f для известных излучателей запаздывающего деления (■ — ^{228}Np , ● — ^{232}Am , ★ — ^{234}Am , ▲ — ^{240}Bk , ▼ — ^{242}Es , ⬠ — ^{244}Es , ● — ^{246}Es , ⊗ — ^{248}Es , ◆ — ^{246}Md).

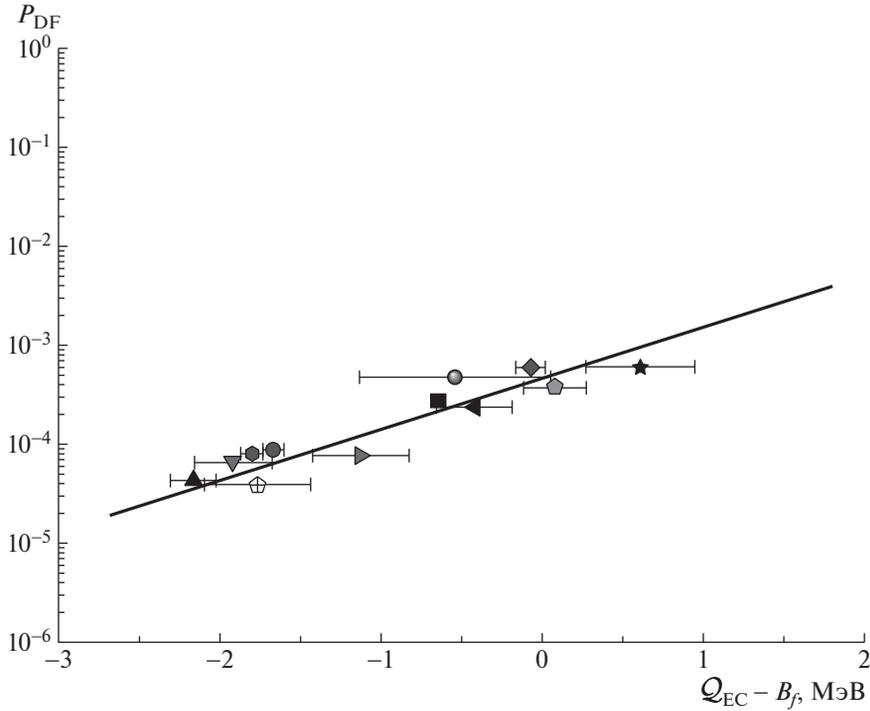


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для новых предполагаемых излучателей запаздывающего деления. Значения P_{DF} с ошибками по горизонтали (для наглядности немного смещены от прямой) указывают на ожидаемые вероятности запаздывающего деления ядер сверхтяжелых трансурановых элементов (■ — ^{252}Lr , ● — ^{254}Lr , ▲ — ^{256}Lr , ▼ — ^{258}Lr , ◆ — ^{256}Db , ◄ — ^{258}Db , ► — ^{260}Db , ● — ^{262}Db , ★ — ^{260}Bh , ⬠ — ^{262}Bh , ● — ^{264}Bh , ⊕ — ^{266}Bh).

деления, и о заселении изомерных состояний ядер после K -захвата.

Вышеупомянутые исследования потребуют дальнейшего совершенствования методик для синтеза и выделения таких ядер и регистрации их распада. Это может значительно увеличить число нуклидов для исследования запаздывающего деления. В целом, существенный прогресс в методах получения и идентификации предшественников запаздывающего деления атомных ядер позволит в ближайшем будущем продолжить исследования деления при низких энергиях возбуждения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время имеются очень скудные данные по спектроскопии сверхтяжелых ядер. Для большинства из них нет данных по основным ветвям их распада, что затрудняет проводить даже качественные расчеты и учет в них вклада отдельных ветвей распада.

Помимо традиционных областей исследования запаздывающего деления атомных ядер и изучения характеристик такого деления в традиционных областях нуклидов (нейтронно-дефицитные ядра в области свинца, нейтронно-избыточные ядра в области Ас и Ра, а также нейтронно-дефицитные и нейтронно-обогащенные ядра трансурановых элементов) в работе проведены оценки вероятности запаздывающего деления атомных ядер для нейтронно-дефицитной области трансфермиевых элементов.

Модельные расчеты и оценки показывают, что вероятность запаздывающего деления в этой области атомных ядер ($Z \sim 103-107$) доступна для экспериментальных измерений на новой фабрике сверхтяжелых элементов в ОИЯИ. Для синтеза ядер в нейтронно-дефицитной и нейтронно-избыточной областях необходимо использовать как метод “холодного”, так и метод “горячего” синтеза сверхтяжелых ядер. Изучение характеристик запаздывающего деления, включая измерения массового и энергетического распределения осколков и регистрацию γ -квантов при ES/β -распаде нечетно-нечетных ядер может быть совмещено с изучением схем распада этих сверхтяжелых ядер.

В ряде случаев, где возможно наблюдение высокой вероятности “запаздывающего” деления для нечетно-нечетных ядер, потребуются проводить дополнительные эксперименты по идентификации этих актов деления и отнесению их к спонтанному или запаздывающему делению синтезированных нечетно-нечетных ядер.

Измерение вероятности запаздывающего деления позволит определить барьеры деления дочерних четно-четных ядер, что даст возможность проверить реальность модельных представлений

о расчетах барьеров деления и выборе силовой функции β -распада.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-12-01170.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. Hahn and F. Strassmann, *Naturwissenschaften* **27**, 11 (1939).
2. К. А. Петржак, Г. Н. Флеров, *ЖЭТФ* **10**, 1013 (1940) [*J. Phys. USSR* **3**, 275 (1940)]; G. N. Flerov and K. A. Petržak, *Phys. Rev.* **58**, 89 (1940).
3. С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнаухов, В. Л. Михеев, А. А. Плева, Н. К. Скобелев, В. Г. Субботин, Г. М. Тер-Акопян, В. А. Фомичев, *ЖЭТФ* **42**, 1464 (1962) [*Sov. Phys. JETP* **15**, 1016 (1962)].
4. С. М. Поликанов, *УФН* **94**, 43 (1968) [*Sov. Phys. Usp.* **11**, 22 (1968)].
5. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, *ЯФ* **4**, 99 (1966) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **4**, 70 (1967)].
6. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, *ЯФ* **4**, 279 (1966) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **4**, 202 (1967)].
7. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, Г. Н. Флеров, *ЯФ* **5**, 271 (1967) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **5**, 191 (1967)].
8. Н. К. Скобелев, *ЯФ* **15**, 444 (1972) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **15**, 249 (1972)].
9. D. Habs, H. Klewe-Nebenius, V. Metag, B. Neumann, and H. J. Specht, *Z. Phys. A* **285**, 53 (1978).
10. L. P. Somerville, M. J. Nurmia, and A. Ghiorso, *Nucl. Sci. Ann. Rep. (Lawrence Berkeley Laboratory, 1975)*, p. 39.
11. H. L. Hall, K. E. Gregorich, R. A. Henderson, D. M. Lee, D. C. Hoffman, M. E. Bunker, M. M. Fowler, P. Lysaught, J. W. Starner, and J. B. Wilhelmy, *Phys. Rev. C* **39**, 1866 (1989).
12. H. L. Hall, K. E. Gregorich, R. A. Henderson, C. M. Gannett, R. B. Chadwick, J. D. Leyba, K. R. Czerwinski, B. Kadkhodayan, S. A. Kreek, N. J. Hannink, D. M. Lee, M. J. Nurmia, D. C. Hoffman, C. E. A. Palmer, and P. A. Baisden, *Phys. Rev. C* **42**, 1480 (1990); H. L. Hall, K. E. Gregorich, R. A. Henderson, C. M. Gannett, R. B. Chadwick, J. D. Leyba, K. R. Czerwinski, B. Kadkhodayan, S. A. Kreek, D. M. Lee, M. J. Nurmia, D. C. Hoffman, C. E. A. Palmer, and P. A. Baisden, *Phys. Rev. C* **41**, 618 (1990).
13. В. И. Кузнецов, Н. К. Скобелев, *ЭЧАЯ* **30**, 1514 (1999) [*Phys. Part. Nucl.* **30**, 666 (1999)].
14. H. L. Hall and D. C. Hofman, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **42**, 147 (1992)
15. H. V. Klapdor and C. O. Wene, *J. Phys. G* **6**, 1061 (1980).
16. И. Н. Изосимов, В. Г. Калинин, А. А. Солнышкин, *ЭЧАЯ* **42**, 1805 (2011) [*Phys. Part. Nucl.* **42**, 963 (2011)] и ссылки там.
17. K. L. Kratz and G. Herrmann, *Z. Phys.* **263**, 435 (1973).

18. Andrei N. Andreyev, Mark Huyse, and Piet Van Duppen, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1541 (2013).
19. Н. К. Скобелев, *ЯФ* **80**, 455 (2017) [*Phys. Atom. Nucl.* **80**, 858 (2017)].
20. K.-H. Schmidt and B. Jurado, *Phys. Proc.* **31**, 147 (2012).
21. S. Hofmann, *J. Phys. G* **42**, 114001 (2015).
22. I. Попов, Yu. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *J. Phys.: Conf. Ser.* **665**, 012060 (2016).
23. И. В. Панов, И. Ю. Корнеев, Г. Мартинец-Пинедо, Ф. К. Тилеманн, *Письма в Астрон. журн.* **39**, 173 (2013) [*Astron. Lett.* **39**, 150 (2013)].
24. G. Audi and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **595**, 409 (1995).
25. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **729**, 3 (2003).
26. P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt, and S. Eberg, *Phys. Rev. C* **79**, 064304 (2009).
27. P. Jachimowicz, M. Kowal, and J. Skalski, *Phys. Rev. C* **95**, 014303 (2017).

ON THE POSSIBILITY OF NUCLEAR DELAYED FISSION IN THE FIELD OF SUPERHEAVY TRANSURANIUM ELEMENTS

N. K. Skobelev

The delayed fission of atomic nuclei was discovered in 1966. The process is mainly observed in odd–odd nuclei whose energy release in β decay (K capture) is comparable with the fission barrier formed after such process in the nucleus. Delayed fission is found in four nuclide regions: neutron-deficient isotopes in the Pb region, neutron-rich isotopes in the Ac and Pa regions, neutron-deficient and neutron-rich isotopes of transuranium elements. Owing to the study of the properties of the isotopes of super heavy transuranium elements, a series of works is nowadays available. These works are centered around the calculations of the masses of new nuclei and the predictions of their decay properties. This paper presents an analysis of the studied and predicted properties of the nuclides of superheavy elements. The K -capture energy of certain odd–odd nuclei of transuranium elements is comparable with the fission barriers of daughter nuclei formed after K capture. The delayed fission probability estimates for a series of isotopes of elements with Z from 103 to 107 were done.