

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

М - 604

7-80-274

МИЛЛЕР

Михаил Борисович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ ПРОТАКТИНИЯ
И НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ
БЕРКЛИЯ, ЭЙНШТЕЙНИЯ, МЕНДЕЛЕВИЯ**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1980

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Ю. П. ГАНГРСКИЙ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Ю. М. ЦИПЕНЮК,

кандидат физико-математических наук

В. В. ПАШКЕВИЧ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерных исследований АН УССР (г. Киев).

30 Защита диссертации состоится "4" ноября 1980 года в "12" часов на заседании Специализированного Ученого совета Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ. Отзывы и замечания отправлять по адресу: г. Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований, ученому секретарю Специализированного Ученого совета Д.047.01.05.

Автореферат разослан "1" октября 1980 года.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

кандидат физико-математических наук

Ю. В. ТАРАН

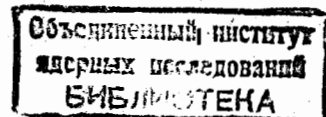
" " 1980 года.

Актуальность проблемы. Ядра, значительно удаленные от области β -стабильности, обладают рядом особенностей, обусловленных необычным соотношением между числами нейтронов и протонов в ядре. При большой энергии β -распада, характерной для этих ядер, проявляются новые виды радиоактивности. В области тяжелых ядер один из таких видов - запаздывающее деление. Этот процесс, открытый в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований Г.Н.Флеровым с сотрудниками, представляет собой деление из возбужденных состояний, заселяющихся при β -распаде материнских ядер. Исследование запаздывающего деления важно для выяснения характеристик распада тяжелых ядер с высокой энергией β -распада и для выяснения закономерностей изменения барьеров деления ядер по мере изменения их нуклонного состава. Углубление и расширение сведений о барьерах деления представляет в настоящее время актуальную задачу. Эти данные требуются для развития и усовершенствования методов прогнозирования свойств тяжелых и сверхтяжелых ядер, искусственному синтезу, а также поиску которых в природе уделяется большое внимание как в нашей стране, так и в зарубежных научных центрах.

Цель работы заключалась в изучении закономерностей запаздывающего деления при β^- -распаде ядер с избытком нейтронов и при электронном захвате нейтронодефицитных ядер, в разработке метода количественного описания этого процесса и выяснении возможностей изучения барьеров деления ядер, удаленных от области стабильности, методом запаздывающего деления.

Научная новизна и практическая ценность работы состоит в следующем.

Выполнено систематическое изучение запаздывающего деления обширной группы ядер с различной энергией β -распада. В результате впервые экспериментально наблюдалось запаздывающее деление при β^- -распаде нейтроноизбыточных ядер (изотопы Pa) и обнаружен ряд новых излучателей осколков запаздывающего деления при электронном захвате (изотопы Bk, Es, Md). Разработан полупирический метод количественного описания процесса запаздывающего деления, который позволил на основании полученных экспериментальных данных оценить величину барьеров деления изотопов Cm, Cf, Fm с большим недостатком нейтронов. В результате расширена систематика данных о барьерах деления в области наи-



более тяжелых ядер с большими значениями параметра Z^2/A . Данные о барьерах деления могут найти применение для дальнейшего развития методов расчета барьеров деления ядер, в особенности удаленных от области β -стабильности.

Разработанная в ходе экспериментов методика изготовления детекторов осколков деления на основе тонкослойных конденсаторов позволяет получить детекторы этого типа большой площади и применить их в опытах, требующих высокой селективности регистрации редких событий деления в присутствии интенсивного фона сопутствующих излучений.

Содержание работы.

Диссертация состоит из введения и шести глав.

Глава I посвящена вопросам физического обоснования модели двугорбого барьера деления, использованной в дальнейшем при количественном описании процесса запаздывающего деления. Изложены новейшие экспериментальные результаты, подтверждающие эту модель, а также следствия из нее, касающиеся закономерностей деления ядер при низких энергиях. Среди рассмотренных экспериментальных фактов отмечается существование "плато" в ходе зависимости барьера деления от параметра Z^2/A в области наиболее тяжелых изученных элементов с $Z^2/A \geq 35$. Указанная закономерность не находит удовлетворительного объяснения в рамках "старого", то есть жидкокапельного, подхода к процессу деления и отражает проявление оболочечных эффектов в ядрах, деформируемых в направлении деления.

Для понимания роли оболочек при большой деформации и выяснения свойств стабильности тяжелых ядер нужны экспериментальные данные о барьерах деления для как можно более широкой области значений Z^2/A ядер в окрестности указанного "плато", включая область ядер, удаленных от полосы β -стабильности. Эти исследования наталкиваются на серьезные трудности, приводящие к необходимости развития новых методов определения барьеров деления ядер. Один из методов может быть основан на исследовании запаздывающего деления ядер. В заключительном параграфе главы дано понятие о запаздывающем делении и обзор работ, приведших к открытию этого явления.

В главе II изложен способ изучения барьеров деления, основанный на измерении вероятности запаздывающего деления^{1,5/}. Количественное рассмотрение запаздывающего деления производит-

ся в рамках модели двугорбого барьера деления. Схематически протекание запаздывающего деления иллюстрирует рис. I. Максимальная энергия возбуждения дочернего ядра определяется полной энергией β -распада (или К-захвата). С учетом конкуренции между γ -распадом и делением возбужденных ядер для вероятности запаздывающего деления можно записать следующее соотношение:

$$P_{DF} = \int_0^{Q-E} w(Q-E) \frac{\Gamma_f(E)}{\Gamma_{tot}(E)} dE / \int_0^{Q-E} w(Q-E) dE, \quad (I)$$

где $w(Q-E)$ - вероятность β -перехода с энергией $(Q-E)$, Q - полная энергия распада, $\Gamma_f(E)$ и $\Gamma_{tot}(E)$ - соответственно делительная и полная ширины уровней дочернего ядра при энергии возбуждения E . Вероятность β -переходов, согласно теории β -распада, пропорциональна произведению силовой функции S_β и статистической функции Ферми $F(Z, Q-E)$. $F(Z, Q-E)$ - быстро спадающая функция от энергии E , которая с хорошей точностью может быть аппроксимирована степенной зависимостью $F \sim (Q-E)^n$, $n = 2$ (электронный захват) и $n = 5$ (β^- -распад).

При анализе явлений, связанных с β -распадом, часто оказывается оправданным применение в качестве первого приближения силовой функции вида $S_\beta \sim \text{const}$. В этом приближении энергетическая зависимость подынтегральной функции в числителе формулы (I) определяется главным образом (помимо множителя $(Q-E)^n$) зависимостью от энергии отношения ширины $g(E) = \Gamma_f(E)/\Gamma_{tot}(E)$. Полагая затем, как это делается при анализе подбарьерного фотоделения тяжелых ядер, что деление ядра при низких энергиях возбуждения происходит в два этапа, а именно, через стадию заселения нижних уровней в промежуточной потенциальной яме, вероятность деления можно связать с проникаемостью внутреннего барьера P_A и вероятностью деления из нижних состояний во второй яме R . Переходя от ширины (делительной и радиационной) к соответствующим проникаемостям $P_A = 2\pi \rho \Gamma_f$ и $P_\gamma = 2\pi \rho \Gamma_\gamma$, можно записать $g(E) \approx P_A R / (P_A + P_\gamma)$. Проницаемость параболического барьера, параметризованного обычным образом, как это показано на рис. I, дается формулой Хилла-Уилера:

$$P_A = [1 + \exp\left\{\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (B_A - E)\right\}]^{-2}$$

Экспериментальные данные о радиационных ширинах для ядер в области урана и трансурановых актинидов хорошо воспроиз-

водятся полуэмпирической формулой $P_{\beta}(E) = C_{\beta} \theta^4 \exp(E/\theta)$, где $\theta = 0,5 - 0,6$ МэВ - температура ядра, а $C_{\beta} = 9,7 \cdot 10^{-7} (\text{МэВ})^{-4}$ - постоянная.

Подставляя определенные таким образом выражения для w , S_{β} , P_{α} , P_{β} в уравнение (1), можно путем численного интегрирования определить вероятность запаздывающего деления как функцию параметров барьера $|V_A$ и $\hbar\omega_A$ и энергии распада Q .

Для глубокоподбарьерного запаздывающего деления (Q на 1-2 МэВ меньше высоты барьера) выполняется условие

$$P_{\alpha} \ll P_{\beta}, \exp\left\{\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (V_A - E)\right\} \gg 1,$$

так что

$$g \approx RP_{\alpha}/P_{\beta}, P_{\alpha} = \exp\left\{\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (E - V_A)\right\}.$$

В этом случае уравнение 1 легко интегрируется по частям, и окончательно, пренебрегая членами более высокого порядка малости, возникающими при интегрировании, получим для случая электронного захвата:

$$P_{EF} = \frac{6R \exp(-Q/\theta)}{\alpha^3 Q^3 C_{\beta} \theta^4} \exp\left\{-\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (V_A - Q)\right\}, \alpha = \frac{2\pi}{\hbar\omega_A} - \frac{1}{\theta}. \quad (2)$$

Для β^- -распада аналогичные выкладки дают:

$$P_{\beta F} = \frac{720R \exp(-Q/\theta)}{\alpha^6 Q^6 C_{\beta} \theta^4} \exp\left\{-\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (V_A - Q)\right\}. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) явным образом связывают вероятность запаздывающего деления с параметрами барьера деления.

Результаты вычислений по формуле (2) представлены в графической форме на диаграмме рис.2, где введена вспомогательная величина

$$p = Q^3 \exp(Q/\theta) P_{EF} = \frac{6R \exp\left\{-\frac{2\pi}{\hbar\omega_A} (V_A - Q)\right\}}{\alpha^3 C_{\beta} \theta^4}$$

Заметим, что при обнаружении ветви запаздывающего деления у нескольких соседних (по крайней мере двух) нечетно-нечетных изотопов одного элемента становится возможным определение обоих параметров барьера деления (высоты и кривизны), усредненных для данной группы изотопов.

Изложенные представления о глубокоподбарьерном запаздыва-

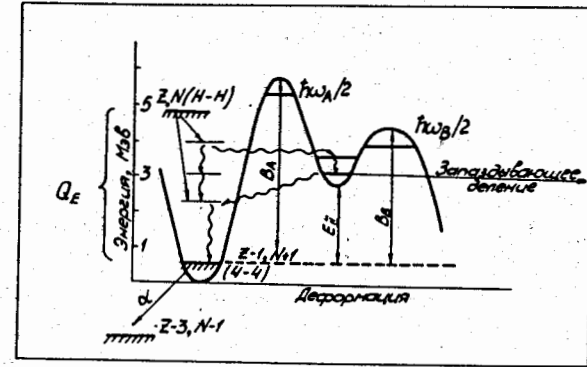


Рис.1. Схема переходов при запаздывающем делении. Случай К-захвата.

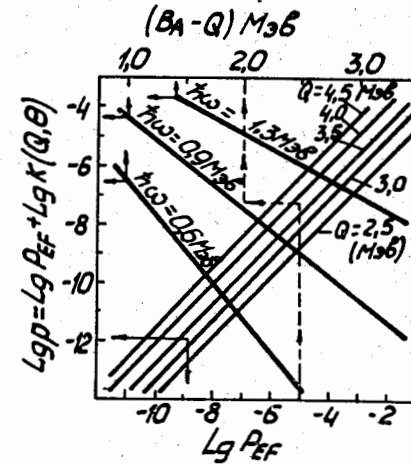


Рис.2. Зависимость вероятности запаздывающего деления P_{EF} при К-захвате от параметров барьера деления и энергии К-захвата.

ющем делении проверялись нами в экспериментах по поиску ветви запаздывающего деления изотопов протактиния и затем применялись для оценки барьеров деления нейтронодефицитных изотопов Cm , Cf , Fm на основании данных о вероятностях запаздывающего деления материнских ядер - изотопов Bk , Es , Md .

В главе III описана методика, применявшаяся в опытах по изучению запаздывающего деления. Оценки показывают, что эффективные сечения, связанные с выходом запаздывающего деления, чрезвычайно малы. Это обусловило выбор методики, которая должна была обеспечить в конкретных условиях экспериментов (на пучках бомбардирующих частиц - от γ -квантов до тяжелых ионов) наибольшую чувствительность и минимальный фон.

При изучении запаздывающего деления изотопов Ra , получавшихся в реакциях под действием γ -квантов, нейтронов, ускоренных дейтронов и α -частиц, эффективно оказалось применение метода многослойных мишеней. Детекторы осколков деления вводились в зазоры между отдельными слоями мишеней в промежутках между многократными циклами облучения. Для опытов с быстрыми нейтронами, обладающими большой угловой расходимостью, было смонтировано специальное устройство, позволяющее эффективно облучать многослойные мишени с последующим измерением активности запаздывающего деления $^{1/1}$. Схематически это устройство показано на рис.3. На время облучения отдельные слои мишени сдвигались вплотную, что при их максимальном приближении к источнику нейтронов устраняло ослабление потока нейтронов на удаленных слоях. На время измерения активности производилась раздвижка слоев с образованием фиксированных зазоров между ними, в которые и вводились детекторы осколков.

Нейтронодефицитные нуклиды получались в реакциях с тяжелыми ионами. Для нуклидов с временами жизни не менее нескольких минут применялась методика наклонной мишени, обеспечивавшая эффективное использование наибольшего количества рабочего вещества и возможность облучения при токах ионов на мишень из U и Th до 50 мкА. Облучения производились на внутренних пучках ускорителей многозарядных ионов У-300 и У-200 ЛЯР ОИЯИ. Для достижения высокой чувствительности потребовалось тщательное рассмотрение фоновых эффектов, в том числе связанных с сильной активацией мишени. Было установлено наличие специфического фона, обусловленного делением вещества мишени под действием β -и

δ -излучения от радиоактивного распада изотопов, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами наряду с исследуемыми нуклидами. Изучение этого эффекта, его тщательный учет, а также меры, принимаемые для его подавления, позволили продвинуться по чувствительности в область сечений $\sim 10^{-35} - 10^{-36} \text{ см}^2$.

Наличие фона, связанного с активацией мишени, приводит к тому, что методика толстых (наклонных) мишеней оказывается неприемлемой при поиске излучателей запаздывающего деления с периодами полураспада менее нескольких минут. В связи с этим для изучения короткоживущих нуклидов - ^{244}Es , $^{248,250}Md$ - была применена методика, основанная на выбивании продуктов реакций составного ядра из тонких слоев мишени в тонкие сборники, которые быстро доставлялись к детекторам осколков. Благодаря отсутствию в сборниках заметных количеств делящихся веществ и их значительно меньшей активации по сравнению с толстыми мишенями, фон деления спустя ~ 1 с по окончании циклов облучения (время переноса сборников от мишени к детекторам) не наблюдался.

Детектирование осколков деления производилось при помощи твердотельных трековых детекторов из лавсана и слюды, которые после стандартной обработки просматривались визуально с целью подсчета количества треков от осколков. Кроме этого, для регистрации осколков деления были изготовлены детекторы нового типа - на основе тонкослойных конденсаторов $^{1/3}$. Эти детекторы работают по принципу регистрации электрических пробоев в тонкослойном конденсаторе, возникающих при попадании в него сильно ионизирующих частиц. Ранее были известны опыты по изготовлению детекторов подобного типа лишь с крайне малой площадью чувствительной поверхности ($< 0,1 \text{ см}^2$). Для применения таких детекторов в целях регистрации редких событий запаздывающего деления была отработана методика, позволившая получить детекторы с площадью чувствительной поверхности до нескольких см^2 . На одной пластине диаметром 40 мм изготавливался многосекционный детектор, отдельные сегменты которого затем (после испытания) включались параллельно. Из общей схемы исключались дефектные участки. Были изучены особенности работы детекторов. Показано, что по способности селективно регистрировать осколки деления в условиях высокого фона редкоионизирующих излучений они не уступают следовым детекторам и вместе с тем позволяют производить измерения в реальном масштабе времени.

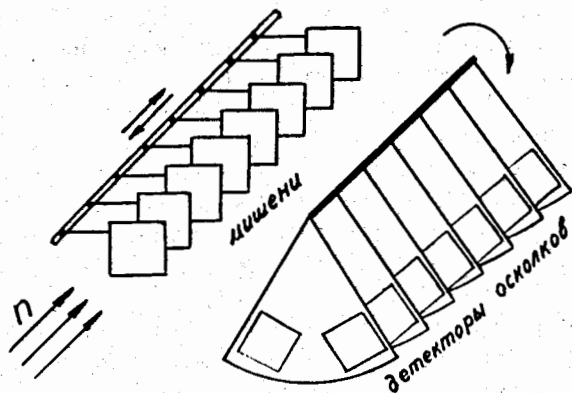


Рис.3. Схема опытов на пучке быстрых нейтронов.

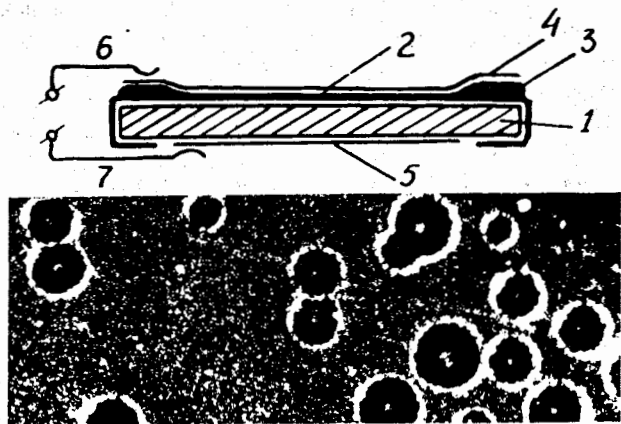


Рис.4. Детектор осколков деления в разрезе и микрофотография (внизу) участка рабочей поверхности детектора. 1 - Si - пластина, 2 - слой SiO₂, 3 - усиление изоляционного слоя, 4 - лицевой электрод, 5 - тыльный электрод, 6,7 - контактные проводники.

Схематическое изображение готового детектора в разрезе дано на рис.4. На нижней части этого рисунка приведена микрофотография рабочего участка поверхности детектора. Отчетливо видны следы от осколков деления. Их наблюдение в сочетании с регистрацией электрических импульсов непосредственно в момент прохождения осколков делает регистрацию фактов редких событий более достоверной. Имеется также возможность определения пространственного распределения частиц.

В главе IV описаны эксперименты по изучению запаздывающего деления при β^- -распаде $^{238,236,234}\text{Pa}$ /1,2/. Эти ядра, испытывая β^- -распад, превращаются в ядра изотопов урана с известными параметрами барьеров деления. Изотопы были получены в реакциях с γ^- , n^- , d^- , α^- -частицами. Для этого мишени из ^{238}U (в случае ^{234}Pa - из ^{232}Th) облучались на нейтронном генераторе (энергия нейтронов -14,7 МэВ) и изохронном циклотроне (d , α -частицы, нейтроны широкого спектра энергий из реакции $d(18 \text{ МэВ}) + {}^9\text{Be}$) ЛЯР ОИЯИ, а также на сильноточном микротроне Института физических проблем АН СССР (тормозное излучение электронов с энергией 27 МэВ)/2/. При изучении ^{234}Pa поиск ветви на запаздывающее деление производился как для основного состояния (4^+ , $T_{1/2} = 6,2$ час), так и для изомерного (0^- , 70 кэВ, $T_{1/2} = 1,2$ мин).

Опыты, выполненные при помощи методики многослойных мишеней общей толщиной до 100-150 мг/см² рабочего вещества, показали крайне низкий выход осколков запаздывающего деления (на уровне 10^{-9} - 10^{-10} от числа осколков мгновенного деления), что потребовало проведения тщательного анализа источников фона и создания условий, сводящих вклад от них к минимуму. Были исследованы следующие фоновые факторы: а) деление урана под действием запаздывающих нейтронов и жестких γ^- -квантов от распада осколков мгновенного деления, накапливающихся в мишенях; б) деление нейтронами микропримесей урана в детекторах (и окружающих их деталях конструкции); спонтанное деление урана и его деление под действием космических лучей. Предпринимались меры по снижению фона: измерения начинались через значительные интервалы времени, когда существенно снижалась активность мишеней; применялись мишени, обедненные ^{235}U , имеющим большее сечение деления; на время облучения мишеней детекторы осколков удалялись от источника нейтронов (или γ^- -квантов) с целью многократного ослабле-

ния падающего на них потока радиации; производились контрольные опыты с применением детекторов на основе тонкослойных конденсаторов, отключавшихся от источника высокого напряжения на время облучения мишеней.

Малая статистика зарегистрированных событий запаздывающего деления позволила приблизительно оценить периоды полураспада наблюдаемых активностей. Эти оценки привели к значениям, согласующимся со скоростью распада, ожидаемой для запаздывающего деления при распаде ^{238}Pa и ^{236}Pa соответственно. Указанное сходство и анализ получающихся продуктов в реакциях, применявшихся в опытах для получения изотопов Pa, позволили отнести наблюдаемый выход осколков (приблизительно по 30 зарегистрированных событий) к запаздывающему делению ^{238}Pa и ^{236}Pa соответственно. В опытах с ^{234}Pa осколков деления зарегистрировано не было, что говорит об отсутствии (на уровне достигнутой чувствительности) ветви запаздывающего деления при β^- -распаде как основного, так и изомерного состояния ^{234}Pa .

Наблюдаемые выходы активности запаздывающего деления нормировались по отношению к выходу осколков мгновенного деления (измерявшемуся γ -спектрометрическим методом по ^{140}Ba).

Это позволило определить сечения, связанные с запаздывающим делением изотопов, — $\sigma_{\beta\text{f}}$. Сечение образования ^{238}Pa в реакциях с 14-МэВ нейтронами известно, сечение для этого изотопа при его получении под действием нейтронов из реакции $^9\text{Be}(d,n)$ оценивалось исходя из формы спектра нейтронов, функции возбуждения реакции (n,p) и величины сечения при энергии 14,7 МэВ. Сечения ^{236}Pa и ^{234}Pa определялись по выходу γ -линий, связанных с их распадом, измерявшемуся в отдельных опытах.

Основные характеристики изотопов и использованные реакции, а также полученные экспериментальные данные приведены в таблице I.

Сравнение полученных данных с результатами расчетов по формуле (3) (глава II) иллюстрирует нижняя часть рис. 5^{5/}. В случае ^{238}Pa и ^{236}Pa экспериментальные данные хорошо согласуются с рассчитанными при значениях $V_A = 5,7-6,0$ МэВ, $h\nu_A = 0,9$ МэВ, которые соответствуют известным данным о высоте и кривизне барьера деления изотопов урана с $A = 238-236$. Для коэффициента R взято значение $R = 1/20$ в соответствии с экспериментальными данными о ветви на деление для спонтанно делящихся изомеров $^{238\text{m}}\text{U}$ и

Таблица I

Изотоп	I^π	$T_{1/2}$ (мин)	Q_β (МэВ)	Реакция	$E_{\text{част.}}$ (МэВ)	σ_{β} (см ²)	$\sigma_{\beta\text{f}}$ (см ²)	$P_{\beta\text{f}}$
^{238}Pa	3^-	2,3	4,0	$^{238}\text{U}(n,p)$	14,7	$1,5 \cdot 10^{-27}$	$< 10^{-33}$	$< 6 \cdot 10^{-7}$
					8-20	$3 \cdot 10^{-27}$	$5 \cdot 10^{-35}$	10^{-8}
^{236}Pa	1^-	9,1	3,1	$^{238}\text{U}(\gamma, np)$	27	10^{-27}	10^{-36}	10^{-9}
				$^{238}\text{U}(d, \alpha)$	18	10^{-28}	$3 \cdot 10^{-38}$	$3 \cdot 10^{-10}$
^{234}Pa	4^+	6,7	2,2	$^{232}\text{Th}(\alpha, np)$	36	$3 \cdot 10^{-27}$	10^{-38}	$< 3 \cdot 10^{-12}$
	0^-	1,2	2,3	$^{238}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{234}\text{Th} \xrightarrow{\beta^-} ^{234\text{m}}\text{Pa}$				$< 10^{-12}$

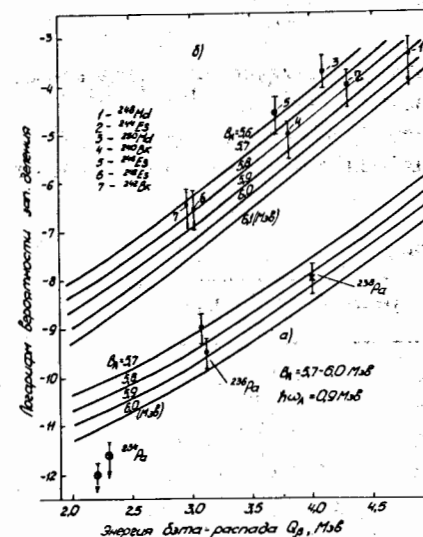


Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных о вероятности запаздывающего деления (точки) с расчетными (кривые): а) для β^- -распада, б) для К-захвата.

$^{236\text{m}}\text{U}$. Для ^{234}Pa ($Q_\beta = 2,2 - 2,3$ МэВ) расчетное значение $P_{\beta\text{f}} = 10^{-10} - 10^{-11}$. Эксперимент дает верхний предел $P_{\beta\text{f}} < 10^{-12}$. Наблюдаемое расхождение вполне объяснимо: при понижении Q_β ниже уровня второго минимума становится невозможно заселение уровней во второй потенциальной яме, так что общую проникаемость двойного барьера нельзя разбивать на отдельные составляющие.

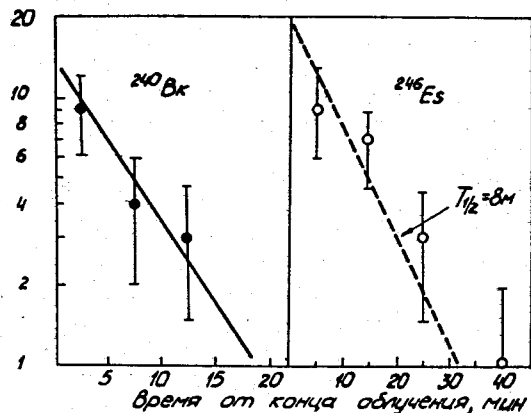


Рис.6. Распределение во времени осколков, наблюдается при изучении ^{240}Bk и ^{246}Es .

В главе V описаны эксперименты по изучению запаздывающего деления нейтронодефицитных нуклидов $^{240,242}\text{Bk}$, $^{244,246,248}\text{Es}$, $^{248,250}\text{Md}$ [4,5]. В таблице 2 приведены периоды полураспада этих ядер и реакции, использовавшиеся в настоящей работе для их получения.

Таблица 2

нуклид	$T_{1/2}$	реакция получения
^{240}Bk	4 мин	$^{232}\text{Th}(\ ^{14}\text{N}, 6n)$
^{242}Bk	7 мин	$^{232}\text{Th}(\ ^{14}\text{N}, 4n)$
^{246}Es	8 мин	$^{238}\text{U}(\ ^{14}\text{N}, 6n)$
^{248}Es	28 мин	$^{238}\text{U}(\ ^{14}\text{N}, 4n)$
^{244}Es	37 с	$^{235}\text{U}(\ ^{14}\text{N}, 5n)$
		$^{237}\text{Np}(\ ^{12}\text{C}, 5n)$
^{248}Md	7 с	$^{239}\text{Pu}(\ ^{14}\text{N}, 5n)$
^{250}Md	52 с	$^{243}\text{Am}(\ ^{12}\text{C}, 5n)$

Основные свойства распада исследовавшихся нуклидов за исключением ^{240}Bk известны из эксперимента. При исследовании ^{240}Bk мы ориентировались на расчетное значение периода полураспада.

Все эти нуклиды испытывают электронный захват, переходя в дочерние α -радиоактивные ядра с удобными для наблюдения временами жизни и энергиями испускаемых α -частиц. Это свойство ядер использовалось в экспериментах для выбора оптимальных условий облучения мишеней, для идентификации и определения полного выхода нуклидов. Спектры дочерних продуктов измерялись α -спектрометром с полупроводниковыми детекторами. При оценках считалось, что доля электронного захвата при распаде исследуемых изотопов Bk , Es , Md - 100%, за исключением ^{248}Md , в случае которого для ветви К-захвата было взято согласно литературным данным значение 80%.

Результаты опытов, полученные методом наклонной мишени для сравнительно долгоживущих ядер ($^{240,242}\text{Bk}$, $^{246,248}\text{Es}$) и методом прямого сбора продуктов, выбитых из мишеней, для короткоживущих нуклидов (^{244}Es , $^{248,250}\text{Md}$) приводятся в таблице 3. В ней указаны (вместе с данными о периодах полураспада и энергиях электронного захвата) данные о сечениях образования нуклидов в реакциях σ_g , сечениях σ_{EF} и вероятностях P_{EF} эффекта запаздывающего деления. Относительная погрешность результатов составляет приблизительно +100, -50%. Пример распределения осколков деления во времени дает рис.6, где показаны результаты, полученные при изучении ^{240}Bk и ^{246}Es .

Таблица 3

Нуклид	Q_E , МэВ	σ_g , см ²	σ_{EF} , см ²	P_{EF}
^{240}Bk	3,8	$5 \cdot 10^{-30}$	$5 \cdot 10^{-35}$	10^{-5}
^{242}Bk	3,0	$7 \cdot 10^{-30}$	$< 2 \cdot 10^{-36}$	$< 3 \cdot 10^{-7}$
^{246}Es	3,7	$5 \cdot 10^{-30}$	$1,5 \cdot 10^{-34}$	$3 \cdot 10^{-5}$
^{248}Es	3,0	$6 \cdot 10^{-30}$	$2 \cdot 10^{-36}$	$3 \cdot 10^{-7}$
^{244}Es	4,3	10^{-30}	10^{-34}	10^{-4}
^{248}Md	4,8	10^{-31}	$5 \cdot 10^{-35}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$
^{250}Md	4,1	10^{-30}	$2 \cdot 10^{-34}$	$2 \cdot 10^{-4}$

В главе VI на основании полученных данных о вероятностях запаздывающего деления исследованных изотопов Bk , Es , Md оценивается высота барьеров деления дочерних ядер. Оценка основана на сравнении экспериментальных данных с результатами расчетов по формуле (2) (верхняя часть рис.5). Значения P_{EF} , пред-

ставленные семейством кривых, вычислены при $\hbar\omega_A = 0,9$ МэВ и $V_A = 5,6 - 6,1$ МэВ. Для R взято значение $R = 1$ в соответствии с имеющимися экспериментальными данными о преобладающей ветви деления при распаде делящихся изомеров в трансурановой области ядер. При указанных значениях параметров барьера деления расчетные значения вероятности P_{EF} хорошо согласуются с экспериментальными. Отметим, что даже при весьма умеренной точности измерения величины P_{EF} удастся установить довольно узкий интервал значений V_A для дочерних ядер: $V_A \sim 5,5 - 6,0$ МэВ.

Согласно данным настоящей работы барьеры деления для широкого круга ядер с параметром делимости $Z^2/A = 38-40$ остаются высокими (5,5 - 6,0 МэВ), как и при меньших значениях Z^2/A , то есть в окрестности $Z^2/A = 35-38$, где наблюдается "плато" в ходе зависимости величины барьера деления от указанного параметра. Характерно, что высота барьера деления не претерпевает резкого уменьшения с ростом Z^2/A ни за счет увеличения Z , ни за счет увеличения нейтронного дефицита. Это указывает на наличие определенных расхождений с прогнозами теоретических работ, согласно которым ожидается понижение барьеров деления при переходе к нейтронодефицитным ядрам. Насколько серьезно это расхождение должны показать дальнейшие исследования, при которых метод запаздывающего деления может оказаться весьма полезным.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Выполнен количественный анализ механизма запаздывающего деления ядер при низких энергиях, в результате которого получены полуэмпирические формулы, явным образом связывающие вероятность запаздывающего деления при β^- -распаде и К-захвате с параметрами барьера деления дочерних ядер. Предложен метод изучения барьеров деления дочерних ядер, основанный на измерении вероятности запаздывающего деления для ряда изотопов одного элемента и определения усредненных значений параметров барьера деления для данной группы изотопов.

2. Обнаружено запаздывающее деление при β^- -распаде изотопов ^{236}Pa и ^{238}Pa . Данные свидетельствуют о правомерности предложенного полуэмпирического подхода к количественному анализу результатов по запаздывающему делению и о применимости полученных формул для оценки величины барьеров деления дочерних ядер.

3. Разработана методика изготовления детекторов осколков деления на основе тонкослойных конденсаторов. Получены детекторы этого типа с площадью чувствительной поверхности до нескольких квадратных сантиметров, что позволило применить их при регистрации редких событий деления.

4. Обнаружено запаздывающее деление при электронном захвате нейтронодефицитных нуклидов ^{240}Bk , $^{244,246,248}\text{Es}$, ^{250}Md . Вероятность запаздывающего деления для этих ядер составляет величину от $\sim 10^{-4}$ до $\sim 10^{-7}$.

5. На основании данных о запаздывающем делении выполнены оценки барьеров деления ядер изотопов кюрия ($A=240,242$), калифорния ($A=244,246,248$), фермия ($A=248,250$). Согласно оценкам, для большой группы нейтронодефицитных ядер с параметром $Z^2/A = 38-40$, как и для ядер с меньшим значением этого параметра (в области $Z^2/A = 35-38$), имеет место "плато" в ходе зависимости барьера деления от указанного параметра.

Работы, вошедшие в диссертацию:

1. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Кучер А.М., Миллер М.Б., Харисов И.Ф., ОИЯИ, Р15-9795, Дубна, 1976.
2. Гангрский Ю.П., Маринеску Г.М., Миллер М.Б., Самосик В.Н., Харисов И.Ф. "Ядерная физика", 1978, 27, с. 894.
3. Гангрский Ю.П., Миллер М.Б., Утенков В.К. ОИЯИ, I3-I2035, Дубна, 1979.
4. Гангрский Ю.П., Миллер М.Б., Харисов И.Ф., Маринеску М., Михайлов Л.В., ОИЯИ, Р7-10797, Дубна, 1977.
5. Гангрский Ю.П., Миллер М.Б., Михайлов Л.В., Харисов И.Ф., ОИЯИ, Р7-12584, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1980 года.