



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

К - 891

УДК.539.173

15-84-119

КУЗНЕЦОВ
Владислав Иванович

СИНТЕЗ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ЯДЕР АКТИНОИДОВ
И ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1984

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических
наук, профессор

С.С. Герштейн

Доктор физико-математических
наук, старший научный сотрудник

Ю.П. Гангрский

Доктор физико-математических
наук, старший научный сотрудник

С.С. Коваленко

Ведущая организация:

Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,
г. Гатчина.

Защита состоится " " 1984 г.

в " " часов на заседании Специализированного совета
Д.047.01.05. при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований
г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного
института ядерных исследований.

Автореферат разослан " " 1984 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

• Ю.В. Таран

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Изучение свойств ядер, удаленных от линии β -стабильности, — одна из наиболее актуальных задач на современном этапе исследований радиоактивности. Эта задача включает в себя ряд направлений, среди которых одно из главных мест занимает исследование запаздывающих процессов. Эти процессы ядерного распада носят, как правило, двухступенчатый характер. На первой, медленной ступени, материнское ядро испытывает β -распад в возбужденное состояние, а затем происходит быстрое превращение дочернего ядра: оно испускает либо нуклон, либо α -частицу, либо испытывает деление. Исследования эмиссии запаздывающих нейтронов, протонов, α -частиц внесли существенный вклад в развитие ядерной физики и техники.

Особое значение для фундаментальных представлений о ядерной стабильности в широком диапазоне массовых чисел и атомных номеров нуклидов, удаленных от линии β -стабильности, о нуклеосинтезе элементов в интенсивных нейтронных потоках, а также для некоторых проблем геохронологии, имеют исследования, которым посвящена данная работа.

При движении в область удаленных от линии β -стабильности ядер, когда выполняется условие $Z > 80$, создается ситуация, при которой полная энергия β -распада Q_β становится одного порядка или превосходит высоту барьера деления дочернего ядра. В этом случае может протекать запаздывающее деление.

Изучение этого явления в области нейтронодефицитных ядер, удаленных от долины β -стабильности на 7 — 10, а в случае ультранейтронодефицитных ядер актиноидов на 20 и более нуклонов, сегодня единственная возможность определения важнейших характеристик таких ядер: высот барьеров деления, массового и энергетического распределений осколков при малой энергии возбуждения делящихся ядер, распределения числа вторичных нейтронов, испускаемых на акт деления, их энергетического спектра.

Сведения о запаздывающем делении нейтроноизбыточных ядер необходимы для получения полной картины синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов, как в импульсных нейтронных потоках и космическом Γ -процессе, так, по-видимому, и в других формах нуклеосинтеза, связанных с образованием насыщенных нейтронами нуклидов, например при извержении вещества у поверхности нейтронных звезд.

Большую роль запаздывающее деление играло при нуклеосинтезе элементов Солнечной системы, что существенно повлияло на выход изотопов элементов, входящих в хронологические пары. Поэтому учет этого явления необходим для уточненного определения возраста Вселенной.

Основная цель работы — синтез нейтронодефицитных ядер актиноидных элементов в реакциях на ускоренных тяжелых ионах и изучение характеристик запаздывающего деления, определение границ распространенности этого явления в области нейтронодефицитных ядер; анализ влияния запаздывающего деления на нуклеосинтез тяжелых элементов в импульсных нейтронных потоках и космическом Γ -процессе.

Научная новизна работы

Разработана высокочувствительная методика изучения делящихся ядер в реакциях на ускоренных тяжелых ионах с сечениями образования до $\sim 10^{-35}$ см², основанная на достигнутых высоких интенсивностях тяжелых ионов (10^{14} частиц/с) на внутреннем пучке циклотрона У-300, использовании низкофоновых методов детектирования осколков деления и радиационностойких мишеней.

С помощью упомянутой методики впервые проведены эксперименты, приведшие к открытию не предсказанного теоретически нового вида радиоактивного распада — запаздывающего деления атомных ядер.

Явление исследовалось на примере распада изотопов нептуния и америция (^{228}Np , ^{232}Am , ^{234}Am) в процессе их синтеза в ядерных реакциях на тяжелых ионах. При этом наблюдались осколки деления ядер с периодами полураспада в минутном диапазоне. Возможность объяснения открытого явления в рамках известных представлений исключалась, — полученные данные в сильной степени не согласовывались с систематиками периодов полураспада изотопов актиноидных элементов по отношению к спонтанному делению из основного и изомерного состояний.

Нечетно-нечетные делящиеся ядра нептуния и америция были идентифицированы в результате анализа функций возбуждения ядерных реакций $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$, $^{230}\text{Th} + ^{10}\text{B}$ и $^{230}\text{Th} + ^{11}\text{B}$.

Совокупность полученных экспериментальных данных, главным образом о четности и периодах полураспада осколочной активности, стали основой интерпретации наблюдаемого явления как запаздывающего деления атомных ядер.

В работе впервые показана возможность экспериментального наблюдения запаздывающего деления в области ультранейтронодефицитных ядер с числом нейтронов, удовлетворяющим условию $N < 126$, и значение исследований таких ядер.

Рассмотрено влияние запаздывающего деления на образование трансурановых элементов в результате экспонирования урановой мишени ^{238}U в импульсных нейтронных потоках. Установлено, что запаздыва-

вающие процессы, протекающие при распаде изотопов урана с большим избытком нейтронов, в том числе полученных в кратковременных интенсивных нейтронных потоках, ограничивают сверху атомный номер образующихся трансурановых элементов величиной $Z = 100$ при достигнутых в настоящее время флюенсах нейтронов.

Практическая ценность работы

Открытие запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер изотопов нептуния и америция послужило основой развития новых направлений исследований в ядерной физике и астрофизике.

Измерения вероятностей запаздывающего деления Pu нейтронодефицитных ядер дают возможность извлекать данные о высотах их барьеров деления и других ядерных константах, которые не могут быть определены традиционными способами, применимыми для ядер, лежащих в долине β -стабильности или в незначительном от нее удалении. Таким образом, диапазон A и Z ядер с известными высотами барьеров деления может быть значительно расширен, что весьма существенно для сравнения эффективности применяемых ныне вариантов модели деления тяжелых ядер и, следовательно, для дальнейшего ее совершенствования.

Сведения о величинах сечений образования ядер, испытывающих запаздывающее деление, и областях A и Z , в которых локализованы эти ядра, позволили в необходимых случаях учитывать их выход в реакциях, идущих одновременно с реакциями синтеза трансурановых элементов на ускоренных тяжелых ионах, и, тем самым, исключать возможные погрешности при идентификации ядер новых трансурановых элементов по их осколкам деления.

Экспериментальные результаты, полученные при изучении запаздывающего деления, способствовали развитию теоретических исследований силовых функций β -распада тяжелых ядер.

Факт наблюдения запаздывающего деления в ядерных реакциях на тяжелых ионах стимулировал разработку теории этого явления не только для тяжелых ядер с дефицитом нейтронов, но и с избытком.

Запаздывающими процессами был объяснен экспериментальный факт — отсутствие изотопов с $Z > 100$ в продуктах облучения тяжелой мишени, например ^{238}U , импульсными нейтронными потоками, когда флюенсы заключены в интервале от $1,2 \cdot 10^{24}$ до $2,4 \cdot 10^{25}$ нейтр./см². Показана перспективность этого метода синтеза для изучения далеких трансурановых элементов при использовании достижимых сегодня и, по-видимому, в обозримом будущем, флюенсов нейтронов.

В настоящее время уравнения, описывающие нуклеосинтез тяжелых элементов в быстром процессе нейтронного захвата (Γ -процессе), ко-

торый представляет собой одну из основных моделей космического синтеза элементов, включают в себя члены, отражающие влияние запаздывающего деления на образование тяжелых элементов, как на этапе нейтронного облучения, так и в цепях β -превращений, идущих после затухания нейтронного потока.

Таким образом открытие запаздывающего деления и последовавшее за ним создание теоретической модели этого явления позволили дополнить уравнения накопления тяжелых элементов в нейтронных потоках, так что их решения содержат все особенности этого процесса.

Теоретический анализ влияния запаздывающего деления на выход тяжелых ядер в процессе синтеза элементов Солнечной системы позволил уточнить некоторые важные константы, как, например, отношения геохронологических пар ряда изотопов.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Создание высокочувствительной методики изучения делящихся нейтронодефицитных ядер в ядерных реакциях на ускоренных тяжелых ионах с сечениями образования до 10^{-35} см² на основе достижения высоких интенсивностей ускоренных частиц на циклотроне У-300, использования низкофоновых методов регистрации осколков деления и радиационно стойких мишеней.

2. Открытие нового вида радиоактивного распада – запаздывающего деления атомных ядер в ядерных реакциях на ускоренных тяжелых ионах.

3. Определение в широком интервале A и Z областей, содержащих нейтронодефицитные ядра, доступные для изучения их запаздывающего деления в ядерных реакциях на тяжелых ионах.

4. Анализ влияния запаздывающих процессов – деления и эмиссии нейтронов на выход тяжелых элементов в импульсных нейтронных потоках.

Апробация работы

На открытие явления запаздывающего деления атомных ядер автору диссертации, Г.Н. Флерову, Н.К. Скобелеву выдан диплом Государственного Комитета Совета министров СССР по делам изобретений и открытий за № 160 с приоритетом от 12 июля 1971 года. Основные результаты работы докладывались на ряде международных конференций, в том числе на IV женеvской конференции ООН по мирному использованию атомной энергии (сентябрь 1971 г) и Международной конференции по физике и свойствам новых элементов в Дубне (октябрь 1980 г), а также на научных семинарах и совещаниях Объединенного института ядерных исследований (Дубна) и Физико-энергетического института (Обнинск).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения, содержит 154 страницы машинописного текста (включая рисунки), 6 таблиц, 30 рисунков и список литературы из 81 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении даны основные положения работы, показана актуальность исследований запаздывающего деления ядер актиноидных элементов, изложено краткое содержание диссертации и приведены основные результаты, полученные автором.

В первой главе рассмотрены основные этапы исследований на пути к открытию запаздывающего деления нейтронодефицитных атомных ядер нептуния и америция /1/.

Идею поиска нейтронодефицитных делящихся ядер с аномально короткими периодами полураспада породило открытие изомеров формы, обнаруженных при первых попытках синтеза и идентификации ядер элемента 104 – курчатовия. Была высказана гипотеза, что делящиеся ядра со временами жизни в интервале секунда – минута находятся в области трансурановых элементов, отдаленной примерно на 10 нуклонов влево от долины β -стабильности (см. область 2, рис.1). Эту гипотезу предостояло проверить на опыте. Для этой цели лучше всего подходил метод

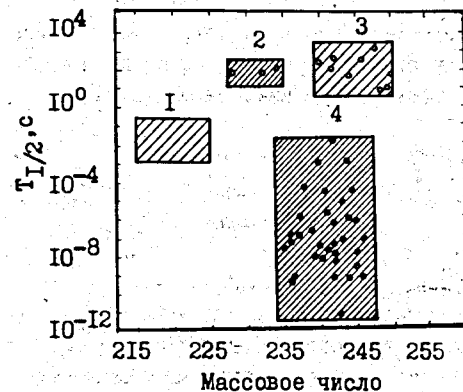


Рис.1. Области делящихся ядер с малыми временами жизни. 1 – ультранейтронодефицитные ядра ($N < 126$), 2 – область запаздывающего деления с большими сечениями образования в реакциях на тяжелых ионах, 3 – область запаздывающего деления с малыми сечениями образования, 4 – область делящихся изомеров формы.

синтеза ядер в реакциях на тяжелых ионах. В таких ядерных реакциях при облучении "легкой" мишени тяжелой бомбардирующей частицей сравнительно простыми средствами достигается область ядер со значительным нейтронным дефицитом. При этом предпочтение следует отдать идущим через фазу составного ядра испарительным реакциям типа $^A_M(^a_nH, x_n)^{A+a-x}Z$ (Здесь M, nH, Z – атомные номера вещества мишени, тяжелого иона и конечного продукта ядерной реакции, A, a – массовые числа ядер мишени и бомбардирующего иона, x – число испарив-

шихся нейтронов), так как при высокой чувствительности методики, достаточной для измерений функций возбуждения реакций такого типа, можно идентифицировать массовое число $A + a - X$ и Z продукта ядерной реакции.

По предварительным оценкам сечения образования делящихся нейтрондефицитных ядер в области 2 (рис.1.) в испарительных реакциях оценивались величиной до 10^{-35} см².

Детектировать распад делящихся ядер с сечениями образования такого порядка оказалось возможным с помощью методики, созданной на основе использования максимальной интенсивности внутренних пучков ускоренных тяжелых ионов циклотрона У-300 (до 10^{14} частиц/с) и применения низкофоновых детекторов осколков деления. Кроме того, расположение аппаратуры в процессе облучения мишени позволяло дополнительно снизить фон, а также надежно его контролировать. Уровень фона в твердотельных детекторах осколков деления, обусловленный делением содержащихся в них примесей урана и тория нейтронами, рождающимися в мишени в процессе ее облучения, измерялся числом треков, обнаруживаемых на поверхностях детекторов, защищенных от других источников осколков деления. Фон, который мог бы возникнуть благодаря делению ядер мишени какими-либо сторонними причинами в самом процессе регистрации продуктов ядерных реакций, например, за счет деления ядер мишени энергичными δ -квантами, оценивался в контрольных экспериментах, когда протекающие в процессе облучения ядерные реакции не могли привести к синтезу делящихся ядер с короткими периодами полураспада ⁷² - 5/.

В конечном итоге, уровень фона от осколков деления по экспериментальным данным, совпадающим с расчетными оценками, не превосходил величины 1 трек/час, что обеспечивало надежную регистрацию ядер, делящихся с сечением образования $\sim 10^{-35}$ см² /2,13/.

Поиск нейтрондефицитных делящихся ядер с аномально коротким временем жизни с помощью разработанной методики был начат с изучения распада продуктов, образовавшихся при облучении ²³³U ускоренными ионами ¹⁰B⁺², ¹¹B⁺². В процессе облучения этой мишени ионами ¹¹B с энергией, большей 75 МэВ, впервые был обнаружен продукт с периодом полураспада $2,6 \pm 0,2$ мин. При энергии ¹¹B, большей 90 МэВ, были также зарегистрированы осколки делящихся ядер, распределение которых во времени соответствовало такому же периоду полураспада (см.рис.2) /2/.

Объяснить наблюдаемое явление известными процессами: спонтанным делением из основного состояния нейтрондефицитных ядер или делением изомеров формы не представлялось возможным. Имевшиеся экспе-

риментальные данные о делящихся изомерах формы не согласовывались с наблюдаемым периодом полураспада. То же можно было сказать и о частичных периодах полураспада ядер актиноидных элементов с $Z < 97$ по отношению к спонтанному делению, которые могли быть синтезированы при облучении ²³³U ионами бора (^{10,11}B) с энергиями 60 - 90 МэВ. Таким образом с неизбежностью следовал вывод о том, что наблюдается новый вид деления атомных ядер. Для интерпретации наблюдаемого явления требовались дополнительные экспериментальные данные, которые бы дали возможность определить заряд и массовое число неизвестных делящихся ядер. С этой целью была измерена функция возбуждения реакции ²³³U + ¹¹B (см. рис.2б.). Полученная зависимость по своему характеру соответствует ядерной реакции с эмиссией нейтронов и заряженной частицы. Поэтому о заряде делящегося ядра и его массовом числе можно было судить лишь весьма приблизительно.

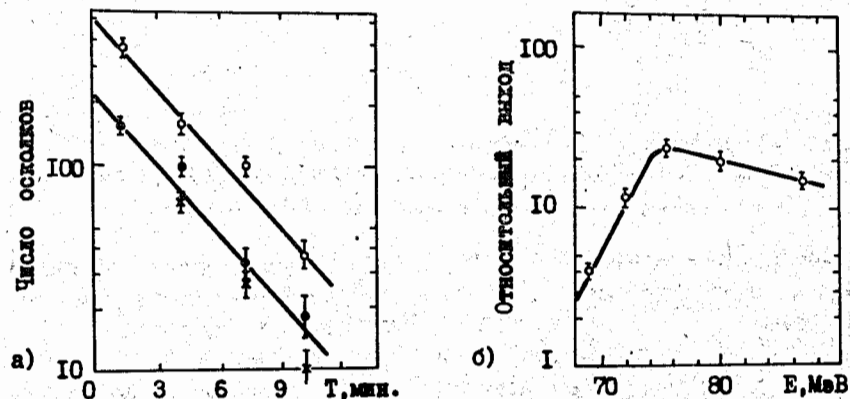


Рис.2. а) Полученные впервые в ядерных реакциях на тяжелых ионах кривые распада делящихся ядер в минутном диапазоне времени жизни. Светлые точки - результат облучения ²³³U ионами ¹⁰B с энергией 60 МэВ, темные точки соответствуют энергии 75 МэВ ¹¹B. б) Функция возбуждения реакции ²³³U + ¹¹B.

Вместе с тем, анализ периодов полураспада и энергий распада легких изотопов нептуния по отношению к K -захвату и α -распаду привел к выводу о возможности наблюдения короткоживущих делящихся ядер нептуния. В ядерной реакции ²⁰⁹Bi + ²²Ne удалось зарегистрировать также ядра с периодом полураспада 60 ± 5 с. Измеренная функция возбуждения соответствовала испарительной реакции ²⁰⁹Bi(²²Ne,3n)²²⁸Np

(см. рис.3). Сечение образования делящихся ядер, соответствующее максимуму функции возбуждения при энергии ускоренных ионов ^{22}Ne ,

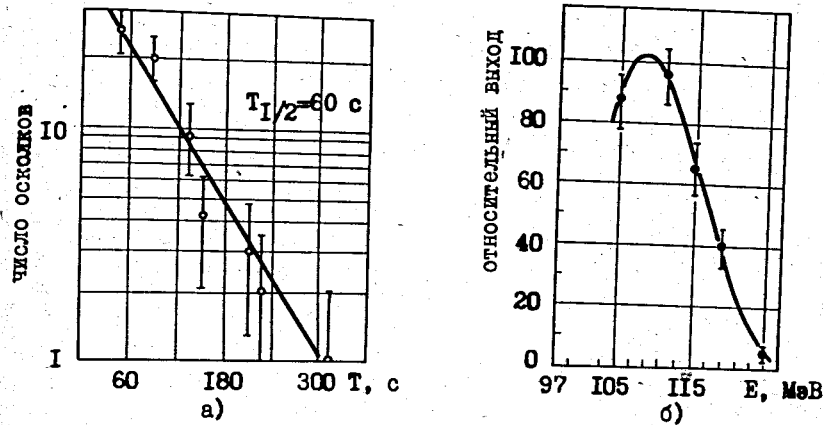


Рис.3. а) Кривая распада и функция возбуждения (б) реакции $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)^{228}\text{Np}$, в результате анализа которой впервые было идентифицировано ядро запаздывающего излучателя осколков.

равной 110 МэВ, составляло $4,5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$. В контрольных экспериментах, при облучении тяжелыми ионами изотопов свинца и висмута в ядерных реакциях $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 3n)$, $^{208}\text{Pb}(^{22}\text{Ne}, 4n)$ и $^{209}\text{Bi}(^{18}\text{O}, \alpha 3n)$ делящихся продуктов в минутном интервале не наблюдалось. Полученная совокупность экспериментальных данных позволила идентифицировать ядро ^{228}Np как источник осколочной активности с периодом полураспада $60 \pm 5 \text{ с}$.^[4]

Несколько позднее удалось определить массовое число и заряд ядра, отвечающего за период полураспада 2,6 мин. Представлялось наиболее вероятным, что ядра с таким периодом полураспада синтезируются в реакции типа $^{233}\text{U}(^{10}\text{B}, \alpha n)$. Если принять справедливость этого предположения, то при облучении ториевой мишени, отличающейся на α -частицу или ядро ^3He от ^{233}U , искомым делящимся нуклидом должен образовываться в испарительных реакциях и может быть идентифицирован в результате измерения и анализа функций возбуждения. При облучении мишени ^{230}Th ускоренными ионами ^{10}B и ^{11}B действительно наблюдался короткоживущий делящийся продукт с $T_{1/2} = 2,6 \text{ мин.}$, а функции возбуждения соответствовали испарительным реакциям $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)^{234}\text{Am}$ и $^{230}\text{Th}(^{11}\text{B}, 7n)^{234}\text{Am}$. Сечения об-

разования делящихся изотопов в максимумах функций возбуждения равны соответственно $(5,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$ и $(5,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$. (см. рис.4.)^[3].

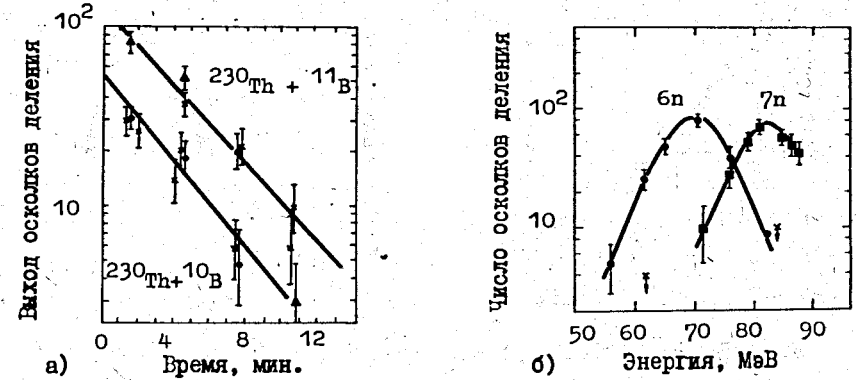


Рис.4. Кривые распада (а) и функции возбуждения (б) реакций $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)$ и $^{230}\text{Th}(^{11}\text{B}, 7n)$, ведущих к образованию изотопа ^{234}Am - источника осколочной активности с $T_{1/2} = 2,6 \text{ мин.}$

В процессе облучения ионами ^{10}B мишени ^{230}Th , начиная с энергии 82 МэВ, наблюдался делящийся продукт с периодом полураспада около 1,4 мин. (см. рис.5). По данным о положении максимума функции возбуждения и ее полуширине можно было заключить, что наблюдаемая осколочная активность - результат ядерной реакции $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)$, а изотоп ^{232}Am ответствен за наблюдаемую активность. Сечение образования ^{232}Am при энергии ионов ^{10}B , соответствующей максимуму функции возбуждения, достигает величины $\sigma_{232} = (2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ и превосходит сечение образования по каналу деления ядра ^{234}Am .^[5] У соседних изомеров формы изомерные отношения отличаются незначительно. Поэтому, если бы ядра ^{232}Am и ^{234}Am делились из изомерного состояния, то наблюдалась бы обратная картина. Этот факт служит одним из доводов в пользу того, что наблюдаемые делящиеся ядра не связаны с изомерией формы и их деление необходимо объяснять каким-то иным процессом.

В описанном цикле работ, выполненных в Дубне, был получен основной экспериментальный материал, характеризующий новое явление. Благодаря низкому уровню фона и высокой чувствительности методики удалось измерить функции возбуждения испарительных реакций, ведущих к образованию делящихся ядер с минутными временами жизни: ^{228}Np , ^{232}Am , ^{234}Am . Пока это единственные ядра - запаздывающие из-

лучатели, заряд и массовое число которых определены по функциям возбуждения. Только приведенные выше ядра с минутными периодами полу-

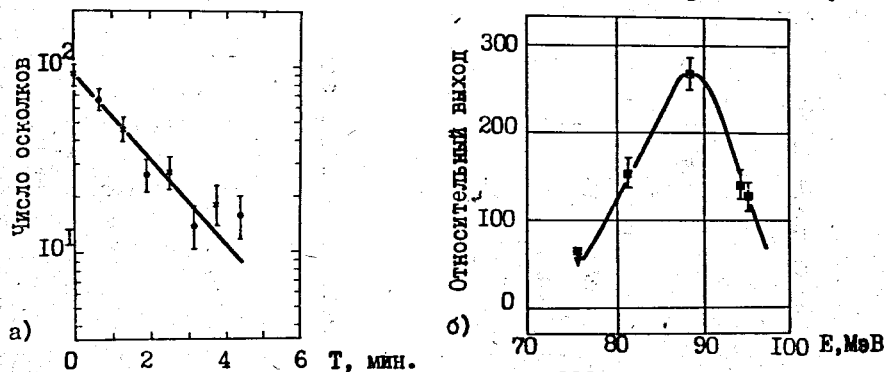


Рис.5. Кривая распада (а) продукта реакции $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)^{232}\text{Am}$ и ее функция возбуждения (б). Черные кружки и крестик на кривой а) соответствуют энергиям ионов ^{10}B 82,0 и 88,5 МэВ.

распада изучены в лабораториях разных стран. В 1975 г. в Лаборатории им. Лоуренса (Беркли) в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{209}\text{Bi}$ был зарегистрирован делящийся продукт с периодом полураспада $0,87 \pm 0,13$ мин., а при облучении ^{233}U ионами ^{10}B - продукт с периодом полураспада $2,6 \pm 0,2$ мин. Таким образом результаты экспериментов полностью совпали с полученными в Дубне. В 1978 году сотрудниками Физического института Гейдельбергского университета и института им. Макса Планка были исследованы свойства ^{232}Am , синтезированного в ядерной реакции $^{237}\text{Np}(\alpha, 9n)$.

Интерпретация наблюдаемого явления как запаздывающего деления, т.е. процесса, идущего по цепи превращений $A_Z \xrightarrow{ec} A(Z-1)^* \rightarrow$ (осколки деления), обосновывалась всей совокупностью полученных данных [5,6,8].

Наблюдаемое явление, как уже отмечалось, нельзя объяснить делением изомеров формы или спонтанным делением из основного состояния. Из рассмотрения кривых, приведенных на рис.6., следует, что времена жизни нечетно-нечетных спонтанно делящихся изомеров ^{232}Am и ^{234}Am , полученные экстраполяцией имеющихся экспериментальных данных, на I4 и II порядков меньше измеренных величин для делящихся ядер, синтезируемых в реакциях $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6-8n)^{234,232}\text{Am}$ (см. рис.6.). Такие отличия находят естественное объяснение на основе современных теоретических представлений. Из расчетов структуры барьеров деления ядер америция макро-микроскопическим методом Струтинского следует, что, начиная с $N = 147$, с ростом нейтронного дефицита, глубина второй

потенциальной ямы ядра в сильной степени уменьшается. Это и приводит к малым временам жизни нейтрондефицитных изомеров америция.

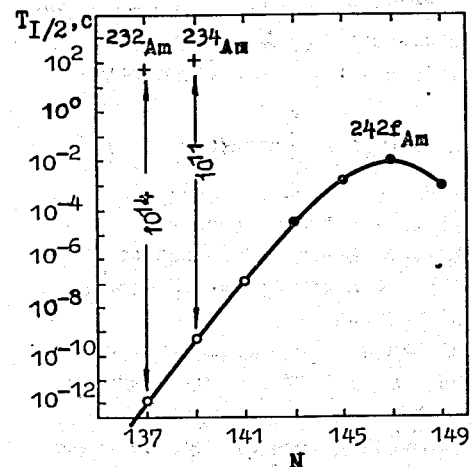


Рис.6. Зависимость периодов полураспада изомеров формы нечетно-нечетных ядер америция от числа нейтронов в ядре. Темные и светлые точки - экспериментальные значения и данные, полученные экстраполяцией соответственно. Крестиками обозначены наблюдавшиеся периоды полураспада в минутном интервале времени.

Попытка объяснить наблюдаемые минутные периоды спонтанным делением из основного состояния ядер $^{232,234}\text{Am}$, ^{228}Np также не удается - расхождения между экспериментальными значениями и величинами, определенными по систематикам периодов полураспада спонтанного деления ядер, составляют более 12 порядков. Таким образом минутные периоды полураспада делящихся ядер не укладывались в рамки существовавших представлений.

Интерпретация наблюдаемого явления базировалась, главным образом, на следующих экспериментальных фактах. Измеренные времена жизни делящихся ядер лежат в области значений расчетных периодов полураспада (каналы α - и β -распада), идентифицированных изотопов нептуния и америция. Все изученные делящиеся ядра с минутными периодами полураспада оказались нечетно-нечетными. На этой основе был сделан вывод, что деление ядер - источников осколочной активности с минутными периодами, происходит после β -распада нечетно-нечетных ядер из возбужденного состояния дочерних четно-четных ядер.

В отличие от α -распада, вероятность заселения после β -распада уровней дочернего ядра с энергией, близкой к полной энергии распада Q_β , достаточно велика. Для нечетно-нечетных ядер величина Q_β становится близкой или большей высоты барьера деления B_f дочернего ядра при меньшем нейтронном дефиците, чем у соседних ядер другой четности. Плотность низколежащих уровней четно-четных ядер с энергией, меньшей $S = 26/A^{1/2}$, можно считать равной нулю. Это также

способствует заселению высоколежащих уровней дочернего ядра, с которых возможно его деление.

Для дочерних ядер ^{228}U , ^{232}Pu и ^{234}Pu энергии отделения нейтрона B_n и протона B_p удовлетворяют условию $B_n > Q_\beta$ и $B_p > Q_\beta$. В этом случае вероятность запаздывающего деления P_{df_1} может быть представлена отношением: $Q_{ec} - B_k$

$$P_{df_1} = \int_{Q_{ec} - B_k}^{Q_{ec} - B_k} \beta(E) \left[\frac{\Gamma_f}{(\Gamma_f + \Gamma_\delta)} \right] dE / \int \beta(E) dE, \quad (I)$$

где $\beta(E)$ - вероятность заселения уровня с энергией E ; $\beta(E) = K \cdot S_{ec}(E) f(Z, Q_{ec} - E)$, $\Gamma_f(E, J^n)$ и $\Gamma_\delta(E, J^n)$ - делительная и δ - ширины, J^n - спин и четность, Q_{ec} - полная энергия электронного захвата, B_k - энергия связи K -электрона, $S_{ec}(E)$ - силовая функция β -распада, $f(Z, Q_{ec} - E)$ - функция Ферми, K - постоянная.

Приведенные в таблице I расчетные данные о вероятностях запаздывающего деления P_{df_1} (см. /6/) получены в предположении, что силовая функция $S_{ec}(E) = \sum \rho_j(E) |M_{ij}|^2 = \text{const.}$, если $E > C$, а в интервале $0 < E < C$ $S_{ec}(E) = 0$. Здесь $\rho_j(E_i)$ - плотность уровней дочернего ядра со спином и четностью, удовлетворяющими правилам отбора, $|M_{ij}|^2$ - средняя вероятность перехода на конечный уровень E_i . Плотность уровней при расчетах $\Gamma_f(E)$, $\Gamma_\delta(E)$ представлялась зависимостью от энергии, полученной на основе модели постоянной ядерной температуры T . Ширины Γ_δ вычислялись с учетом только переходов типа $E1$.

С другой стороны, вероятности запаздывающего деления тех же ядер определялись по измеренным сечениям образования δ^1 :

$$P_{df_2} = \frac{\delta^1}{\delta_{xn}} \left(\frac{T_\alpha}{T_\alpha + T_{ec}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где T_α и T_{ec} - парциальные периоды полураспада материнского ядра, δ_{xn} - сечение его образования в испарительной ядерной реакции.

Таблица I

Дочернее ядро	^{228}U	^{232}Pu	^{234}Pu
Полная энергия Q_{ec} , МэВ	4,70	5,58	3,83
Вероятность P_{df_1}	$9,48 \cdot 10^{-3}$	0,70	0,217
Вероятность P_{df_2}	$1,30_{-0,80}^{+1,90} \cdot 10^{-5}$	$(6,96 \pm 4,60) \cdot 10^{-2}$	$(6,95 \pm 3,50) \cdot 10^{-5}$
Высоты B_f МэВ, рассчитанные по величинам P_{df_2}	$5,70 \pm 0,15$	$4,68 \pm 0,46$	$5,05 \pm 0,25$

Полученные теоретическим расчетом вероятности запаздывающего деления (см. таблицу I) на 1 - 4 порядка меньше определенных по экспериментальным данным. Погрешности вычисления высот барьеров деления, полных энергий Q_β , неопределенности в функциях распределения плотности уровней могли бы привести к значительно большему расхождению. Несмотря на это, характер изменения теоретических значений вероятностей от ядра к ядру совпадает с ходом изменений экспериментальных значений. Это еще одно подтверждение правильности трактовки открытого явления как запаздывающего процесса.

Во второй главе содержатся описание современных представлений о протекании запаздывающего деления и вычисления вероятностей этого процесса, которые определяют области нейтронодефицитных ядер актиноидных элементов в широком диапазоне A и Z , где это явление доступно для экспериментального изучения.

Описание запаздывающего деления в общем случае связано с учетом многих переходов в материнском и дочернем ядрах. На рис.7 пока-

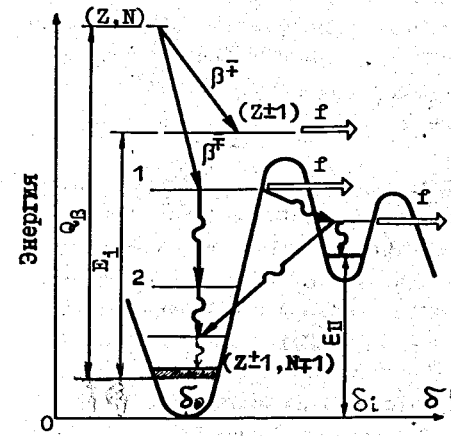


Рис.7. Схема переходов в звене запаздывающего деления. Стрелки со вставкой ~ и полне соответственно обозначают радиационные переходы и процесс деления.

заны переходы, происходящие в процессе запаздывающего деления, если для их описания использовать модель двугорбого барьера, основанную на теории оболочечной поправки, развитой В.М. Струтинским. В этой модели энергия ядра - одномерная функция деформации δ с двумя минимумами при значениях δ_0 и δ_1 , соответствующими равновесным состояниям ядра - основному и изомерному. Эта модель с единой точки зрения объясняет особенности спонтанного деления изомеров формы, подбарьерные делительные резонансы и запаздывающее деление.

После β -распада заселяется широкий спектр возбужденных состояний дочернего ядра. Когда энергия заселенного уровня E_i близка к высоте барьера деления B_f дочернего ядра или ее превосходит, а

энергия отделения нейтрона $V_n > E_i$, ядро из состояния E_i делится, так как при этих условиях вероятность деления значительно превосходит вероятность радиационного перехода. Если же $E_i > V_n$, то "включается" канал эмиссии запаздывающих нейтронов, конкурирующий с делением. Когда $E_i > V_f$, структура барьера не играет большой роли. Вероятность запаздывающего деления определяется практически только соотношениями между высотой барьера V_f и E_i . Процесс запаздывающего деления при условии $E_i > V_f$ описывается простыми моделями и, вместе с тем, играет главную роль при нуклеосинтезе элементов в интенсивных нейтронных потоках космического γ -процесса, а также в области ультра-нейтронодефицитных ядер.

Если энергия возбуждения дочернего ядра E заключена между энергией E_B , равной высоте второго барьера, и энергией E_{II} второго минимума, то запаздывающее деление преимущественно происходит из состояний второй потенциальной ямы, куда ядро переходит с уровня E через внутренний барьер. Возможен также непосредственный переход после β -распада в состояния второй потенциальной ямы со значительным изменением деформации ядра. В этом интервале энергий явление описывается сложными закономерностями. Однако, в некоторых случаях, изучение запаздывающего деления позволяет извлекать информацию о структуре барьера деления.

Основная величина, характеризующая процесс запаздывающего деления, его вероятность P_{df} , равна средней вероятности деления дочернего ядра, образовавшегося после β -распада. Вероятность запаздывающего деления P_{df} с уровня дочернего ядра E_i пропорциональна вероятности заселения этого уровня $V(E_i)$ и отношению его делительной $\Gamma_f(E_i)$ и полной ширины $\Gamma_f(E_i)$: $P_{df} = V(E_i) [\Gamma_f(E_i)/\Gamma_f(E_i)]$. Вероятность $V(E_i)$ определяется силовой функцией $S(E_i)$ и функцией Ферми: $V(E_i) = \int(Z, Q_\beta - E_i) S(E_i)$. Вероятность P_{df} определится выражением:

$$P_{df} = \left\{ \sum_f \int(Z, Q - E_i) S(E_i) \left[\Gamma_f(E_i)/\Gamma_f(E_i) \right] \right\}^{-1} \left[\sum_f \int(Z, Q - E_i) S(E_i) \right]^{-1} \quad (3)$$

Практически при вычислении вероятностей P_{df} используют непрерывные функции. В этом случае вероятность P_{df} можно представить в виде:

$$P_{df} = \int_c^{Q_\beta} [V(E) \Gamma_f(E) \Gamma_f(E)^{-1}] dE / \int_c^{Q_\beta} V(E) dE, \quad (4)$$

где $\Gamma_f(E) = \Gamma_f(E) + \Gamma_g(E) + \Gamma_n(E)$. В случае нейтронодефицитных ядер нейтронная ширина $\Gamma_n(E) = 0$ (см. (I)).

Области нейтронодефицитных ядер в диапазоне атомных номеров от 93 до 101 характеризовались вероятностью деления P после распада материнского ядра, которая, главным образом и определяет возможность экспериментального наблюдения запаздывающего деления ^{7,10}.

Несколько произвольный выбор диапазона Z обусловлен тем, что запаздывающее деление при синтезе нейтронодефицитных ядер в реакциях на тяжелых ионах наблюдается, начиная с $Z \geq 93$, и в этом случае есть возможность сравнения экспериментальных и расчетных данных. При $Z \geq 101$ большую роль должно играть спонтанное деление; оценить периоды полураспада по этому каналу в нейтронодефицитной области весьма затруднительно, что должно привести к недостоверности всех расчетов.

Нейтронодефицитные ядра с $Z \geq 93$ распадаются по каналам α -, K , и β^+ -распада. Вероятность деления P определяется зависимостью:

$$P = W_\beta \left(\frac{1}{1 + K/\beta^+} P_{\beta^+} + \frac{K/\beta^+}{1 + K/\beta^+} P_{Kf} \right), \quad (5)$$

где K/β^+ - коэффициент разветвления, P_{β^+} и P_{Kf} вероятности запаздывающего деления после β^+ -распада и K -захвата. Множитель $W_\beta = T_\alpha / (T_\alpha + T_\beta)$ - вероятность β -распада материнского ядра после его образования, T_α , T_β - парциальные периоды полураспада по отношению к α - и β -распаду.

Результаты расчетов вероятностей P для нечетно-нечетных материнских ядер $Z = 95 - 101$ представлены на рис.8. Характерно, что от-

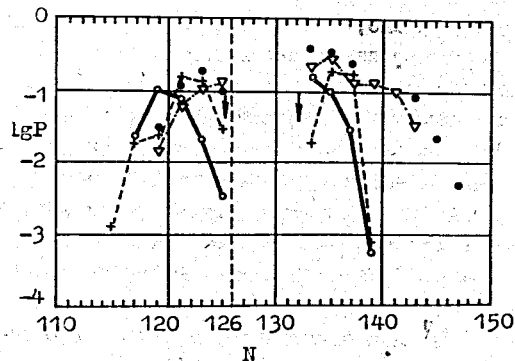


Рис.8. Зависимости величин $\lg P$ от числа нейтронов в нечетно-нечетных ядрах с $Z : 95$ (светлые кружки), 97 (крестики), 99 (треугольники), 101 (темные кружки).

носительно большие значения вероятностей P лежат в узких интервалах N : от 120 до 125 и от 132 до 140 и разделены значением $N = 126$, соответствующим заполненной нейтронной оболочке. Возникают две области ядер, в которых возможно экспериментальное наблюдение запаздывающего деления ^{7,8,10}.

Если двигаться в сторону нейтронного дефицита, то при пересечении оболочки $N = 126$, энергия Q_α резко падает, а затем медленно возрастает так, что величина W_β будет еще не слишком мала, когда начинает выполняться условие $Q_\beta > V_f$ (см. рис.8.). В результате возникает область $118 < N < 125$ с относительно большими значениями P .

Уменьшение вероятности с дальнейшим ростом нейтронного дефицита, в области $N < 118$, связано с ростом скорости α -распада.

Q_{α} , МэВ.

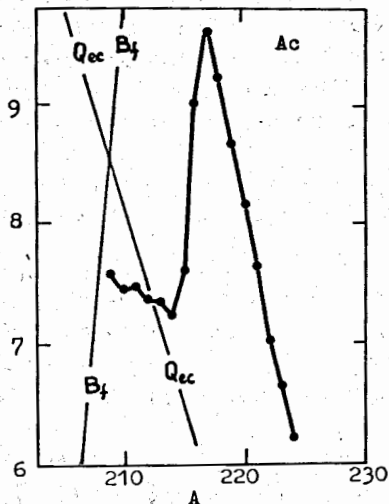


Рис.9. Характерная для ядер актиноидных элементов зависимость энергии α -распада Q_{α} , полной энергии β -распада Q_{β} и высот барьеров деления дочерних ядер $Z-1$ от массового числа A (изотопы актиния).

В области ядер с $N > 126$, при движении по оси N вправо, вблизи $N = 126$ вероятность P определяется малой величиной W_{β} . Затем, в области $N = 132 - 140$ величина W_{β} становится достаточно большой, а энергии β -распада Q_{β} еще удовлетворяют условию $Q_{\beta} \sim B_f$, что приводит к относительно большим значениям P . С дальнейшим ростом числа нейтронов барьеры деления дочерних ядер возрастают, а энергия β -распада убывает, что обуславливает быстрое падение величины P .

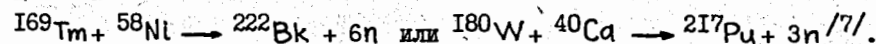
Характерные значения вероятностей P , P_{kf} , P_{β^+} для ядер с Z от 94 до 101 в "легкой" и "тяжелой" областях запаздывающего деления содержатся в таблице 2. (см. /7/).

Приведенные выше расчеты, хотя и основаны на простейших моделях явления, хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными о запаздывающем делении в области $N > 126$. Это позволяет ожидать, что и область ультранейтронодефицитных ядер - запаздывающих излучателей достаточно надежно определена. Изучение ядер этой области ($N < 126$) должно иметь большое значение для развития представлений о делении тяжелых ядер, удаленных от долины β -стабильности, из состояний с малыми энергиями возбуждения. Распределение числа вторичных нейтронов, их энергетические спектры, распределения осколков деления по массам и энергиям в области ультранейтронодефицитных ядер должны существенно отличаться от аналогичных характеристик для ядер вблизи линии β -стабильности. Синтез таких ядер воз-

Таблица 2

Заряд ядра Z	Массовое число	Число нейтронов	P_{kf}	P_{β^+}	P
94	215	121	0,060	$8,3 \cdot 10^{-4}$	0,020
	-	-	-	-	-
95	217	122	0,076	0,041	0,049
	232	137	0,040	10^{-15}	0,030
96	219	123	0,084	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,025
	231	135	0,047	$4,0 \cdot 10^{-6}$	0,039
97	221	124	0,098	$4,0 \cdot 10^{-3}$	0,052
	233	136	0,010	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$
98	223	125	0,083	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,024
	233	135	0,220	0,016	0,150
99	224	125	0,200	0,120	0,130
	236	137	0,290	0,036	0,170
100	225	125	0,210	0,027	0,064
	235	135	0,470	0,150	0,260
101	225	124	0,390	0,110	0,150
	237	136	0,400	0,100	0,170

можен на ускоренных пучках тяжелых ионов, например, в ядерных реакциях типа:



При этом необходимо использовать пучки ускоренных частиц высокой интенсивности и методики с весьма малым уровнем фона, так как сечения образования делящихся ядер в области ультранейтронодефицитных ядер меньше 10^{-35} см^2 .

В третьей главе рассматривается запаздывающее деление нейтроноизбыточных ядер и его влияние на нуклеосинтез в импульсных нейтронных потоках и космическом Γ -процессе.

К выводу о существовании запаздывающего деления в области нейтроноизбыточных ядер и о его влиянии на процессы нуклеосинтеза привело экспериментальное обнаружение этого явления в области нейтронодефицитных ядер.

Значительные усилия были затрачены на получение трансурановых элементов облучением тяжелых мишеней в импульсных нейтронных потоках. При этом флюенс нейтронов составлял от $1,2 \cdot 10^{24}$ нейтрон/см² до $4,5 \cdot 10^{25}$ нейтрон/см² (эксперимент "Хач"). Как правило, облучал-

ся естественный уран, но в некоторых случаях мишенью служили изотопы ^{232}Th и ^{243}Am .

В этих экспериментах облучение мишени импульсным нейтронным потоком длится $\sim 10^{-6}$ с. За это время из исходных мишенных ядер A_Z образуются тяжелые изотопы вплоть до ^{A+n}Z , где n — максимальное число нейтронов, захваченных ядрами A_Z . На следующем, медленном этапе ядерных превращений, происходят последовательные β^- -распады ядер с избытком нейтронов, которые при определенных условиях сопровождаются эмиссией запаздывающих нейтронов и запаздывающим делением. Запаздывающие процессы начинают играть заметную роль в нуклеосинтезе при массовых числах изотопов урана, больших 250.

В диссертации рассмотрено влияние запаздывающих процессов на синтез элементов с атомным номером, большим 100, на примере анализа возможности синтеза элемента 102 в результате β^- -превращений тяжелых изотопов урана, образовавшихся после "быстрого" захвата нейтронов мишенью ^{238}U /6/. Использовалась упрощенная схема расчета, в которой влияние спонтанного деления изотопов, входящих в цепь β^- -превращений, не учитывалось.

У β^- -стабильных ядер элемента 102, которые могут образоваться после распада нейтроноизбыточных ядер урана, массовое число равно 261. Таким образом необходимо для синтеза элемента 102, чтобы исходный изотоп урана имел массовое число ≥ 261 . Расчеты показали, что это условие недостаточно, — синтез ядер элемента 102 возможен, когда массовое число исходных изотопов урана ≥ 264 . Это следует из рассмотрения рис. II., на котором представлена цепь превращений изотопа ^{264}U .

Характерная особенность цепи превращений ядра ^{264}U — относительно равномерное распределение ядер по четным и нечетным массам, обусловленное эмиссией запаздывающих нейтронов на первых ступенях β^- -распада: (β^-, n) , $(\beta^-, 2n)$, $(\beta^-, 3n)$. Потери на запаздывающее деление невелики и составляют примерно 4%. Это объясняется конкуренцией эмиссии нейтронов и запаздывающего деления для области нуклидов с большим избытком нейтронов. В достигнутых в настоящее время временах флюенса нейтронов изотопы урана с $A > 259$ не образуются. Сечения радиационного захвата ядер урана с массовыми числами $> 259 \sim 10^{-26}$ см². Поэтому для получения изотопов с массовым числом 264 требуются флюенсы, превышающие существующий уровень на несколько порядков. Следовательно, в импульсных нейтронных потоках сегодня невозможно синтезировать элементы с атомным номером, большим 100, например изотопы элемента 102. В большей степени это относится

к синтезу более далеких элементов. Так, массовые числа β^- -стабильных изотопов элементов 104 и 105 равны соответственно 267 и 271.

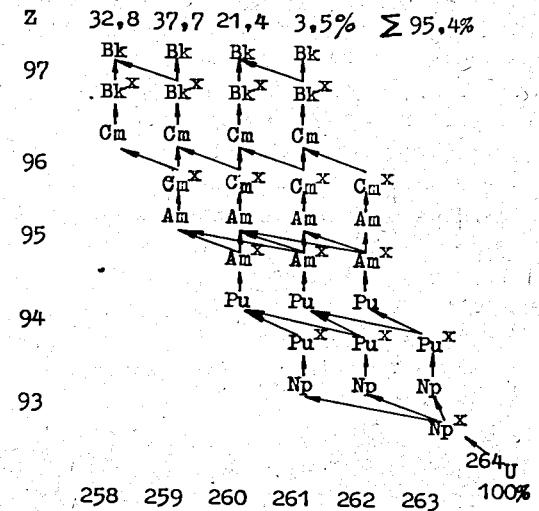


Рис. II. Цепь превращений изотопа ^{264}U .

Сегодня нет прямых экспериментальных данных о запаздывающем делении изотопов, образовавшихся в интенсивных нейтронных потоках малой длительности. Однако достоверность приведенных выше оценок находит подтверждение в успешном объяснении особенностей кривой выхода трансурановых элементов в таких процессах, основанном на аналогичных моделях. Общая особенность зависимости выхода трансурановых элементов от массового числа при облучении урановой мишени — обращение нечетно-четного эффекта. Сечения радиационного захвата нейтронов четно-четных ядер меньше, чем четно-нечетных и поэтому четно-четных изотопов должно накапливаться больше. Такая картина и наблюдается на опыте, но лишь при возрастании массового числа до определенного значения A . При больших A картина обращается — выход четно-нечетных изотопов становится больше, чем выход соседних четно-четных. Это явление удалось объяснить, только включив в расчеты потери на запаздывающее деление. При массовых числах изотопов урана $A > 250$ потери на запаздывающее деление в цепях β^- -распада ядер с четной массой значительно понижают выход β^- -стабильных изотопов, так как в их цепи превращений входят нечетно-нечетные ядра. В то же время потери в цепях с нечетным A весьма малы. Введение в расчет параметров запаздывающих процессов объясняет все особенности явления обращения: сдвиг эффекта в сторону больших массовых чисел с ростом флюенса нейтронов, зависимость от начальной концентрации изотопов урана в мишени.

В отличие от нуклеосинтеза в импульсных нейтронных потоках, запаздывающее деление в космическом γ -процессе протекает и на этапе нейтронного облучения, так как длительность облучения заметно больше характерного времени β -распада нейтроноизбыточных ядер, лежащих на пути γ -процесса. Ввиду этого вероятность запаздывающего деления существенно влияет на характер уравнений, описывающих накопление тяжелых ядер в нейтронных потоках γ -процесса. Наиболее насыщенные нейтронами ядра после β -распада испускают нейтроны. С уменьшением нейтронного избытка в конкуренцию вступает запаздывающее деление. При этом $Q_{\beta} \geq B_f$, $Q_{\beta} > B_n$. Если $Q_{\beta} \geq B_f$ и $Q_{\beta} < B_n$, происходит запаздывающее деление или эмиссия δ -квантов. При малых энергиях β -распада возбуждение ядра снимается радиационными процессами. Таким образом синтез атомного ядра с массовым числом A идет по путям, сложным образом зависящим от плотности нейтронного потока, характера β -переходов в ядрах с массовыми числами в окрестности A . После затухания нейтронного потока на втором этапе, конечное β -стабильное ядро может образоваться практически только из исходных изотопов с избытком нейтронов, массовое число которых больше A .

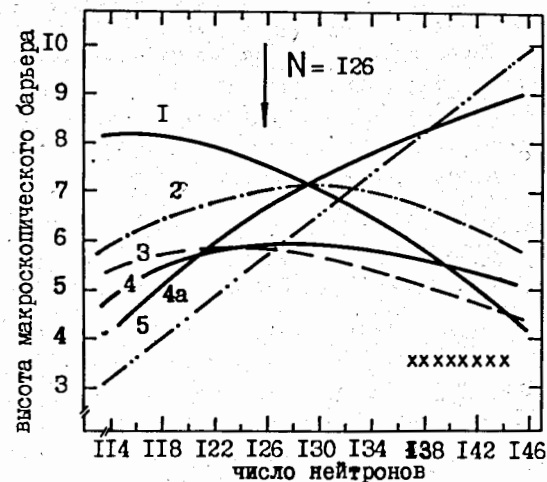
Синтез ядер сверхтяжелых трансурановых элементов в космическом γ -процессе ($Z = 114, A \sim 300$) ограничен областью отрицательных значений $B_f - B_n$ для четно-четных ядер, в которой происходит интенсивное вынужденное деление. Однако, если нейтронный поток модулирован, существование на пути синтеза этой зоны, в принципе, не запрещает образование нейтроноизбыточных ядер с $A \sim 300$. Не исключена возможность синтеза таких ядер и в других процессах, например, при извержении вещества нейтронной звездой. В связи с этим возникает вопрос о влиянии запаздывающих процессов на выход сверхэлементов после β -распада ядер с массовым числом около 300.

На основе вычисления вероятностей P_d оценивались потери тяжелых ядер в результате запаздывающего деления, в цепях превращений с исходным ядром ^{298}U . В зависимости от вида принятых при расчете параметров, характеризующих запаздывающее деление в этой области ядер, уменьшение выхода β -стабильных изотопов сверхтяжелых элементов, обусловленное делением, составляет от 10 до 500 раз^{6/}.

В четвертой главе рассмотрены новые направления и перспективы исследований, связанные с открытием запаздывающего деления.

Открытие запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер стимулировало изучение этого явления. Вскоре были сделаны расчеты, определившие возможные области нейтроноизбыточных ядер, испытывающих запаздывающее деление. Затем была расширена область исследованных экспериментально нейтронодефицитных ядер до $Z = 101$. Позднее были

Рис. II. Изоспиновая зависимость высоты макроскопического барьера B изотопов тория, рассчитанная по жидкокапельной модели и ее модификаций (1 - модель Краппе и Никса, 2 - модифицированная модель, 3 - дроplet-модель, 4, 4а - жидкокапельная модель с параметрами Паули, Ледерберге-ра и Майерса, Святецкого, 5 - эмпирическое приближение.) По оси ординат энергия отложена в МэВ.



измерены характеристики запаздывающего деления нейтроноизбыточных изотопов протактиния с массовыми числами от 234 до 238. На основе полученных экспериментальных данных были изучены характеристики барьеров деления ряда ядер, удаленных от линии β -стабильности, разработана теория явления с учетом влияния структуры двугорбого барьера на процесс протекания запаздывающего деления.

Изучение запаздывающего деления ультранейтронодефицитных ядер - одна из возможностей получения сведений о барьерах деления нуклидов, удаленных на 15 - 20 нуклонов от линии β -стабильности. Такие данные позволят судить о ценности различных вариантов моделей, описывающих процесс деления. Применяемые подходы к исследованию барьеров деления макро-микроскопическим методом отличаются способами параметризации формы ядерной поверхности, выбором конкретной модели для расчета "гладкой" части полной энергии ядра, типом одночастичного потенциала, используемого для расчета оболочечной поправки. Все варианты метода приводят к сходным результатам для ядер вблизи долины β -стабильности^{9/} (см. рис. II.). Поэтому отдать предпочтение какой-либо модели, сравнивая с теорией экспериментальные данные о ядрах, близких к линии β -стабильности, затруднительно. Теоретические предсказания параметров барьера деления начинают заметно отличаться для разных типов моделей с удалением от долины β -стабильности. Модель жидкой капли в варианте Майерса и Святецкого и "дроplet"-модель дают противоположные тенденции изменения макроскопической части барьера в зависимости от изоспина $I = (N-Z)/A$. Эти расхождения могут наблюдаться экспериментально для ядер с $N < 126$ и, в результате, может быть оценена степень применимости моделей в широком диапазоне изменения изоспина ядра.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработана методика изучения делящихся ядер с сечениями образования по каналу деления до 10^{-35} см² на основе достижения высоких интенсивностей пучков тяжелых ионов на циклотроне У-300, использования низкофоновых методов регистрации осколков деления и мишеней, способных принимать потоки ионов до 10^{14} частиц/с.

2. Впервые при облучении мишеней ^{209}Bi , ^{233}U и ^{230}Th ускоренными ионами ^{22}Ne , ^{10}B , ^{11}B наблюдались делящиеся продукты ядерных реакций в минутном диапазоне периодов полураспада.

3. По измеренным функциям возбуждения ядерных реакций $^{209}\text{Bi} + ^{22}\text{Ne}$ и $^{230}\text{Th} + ^{10,11}\text{B}$ ядра - источники осколков деления идентифицированы как ^{228}Np ($T_{1/2} = 60 \pm 5$ с., $^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)$), ^{232}Am ($T_{1/2} = 84 \pm 15$ с., $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)$), ^{234}Am ($T_{1/2} = 2,6 \pm 0,2$ мин., $^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)$ и $^{230}\text{Th}(^{11}\text{B}, 7n)$).

4. Измерены максимальные значения сечений образования ядер по каналу деления в реакциях:

$$^{209}\text{Bi}(^{22}\text{Ne}, 3n)^{228}\text{Np}, \sigma_{228}^{\downarrow} = (4,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$$

$$^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 8n)^{232}\text{Am}, \sigma_{232}^{\downarrow} = (2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$$

$$^{230}\text{Th}(^{10}\text{B}, 6n)^{234}\text{Am}, \sigma_{234}^{\downarrow 6} = (5,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$$

$$^{230}\text{Th}(^{11}\text{B}, 7n)^{234}\text{Am}, \sigma_{234}^{\downarrow 7} = (5,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$$

Из полученного экспериментально соотношения $\sigma_{232}^{\downarrow} > \sigma_{234}^{\downarrow}$ сделан вывод о наблюдении нового вида деления атомного ядра.

5. Наблюдаемое явление интерпретировано как двухступенчатый процесс - запаздывающее деление с образованием на первой ступени после К-захвата дочернего ядра $A(Z-1)$, а на второй с его делением из возбужденного состояния.

В основу интерпретации были положены следующие экспериментальные данные:

- все делящиеся в минутном диапазоне времени жизни ядра возникают в результате синтеза в реакциях на ускоренных тяжелых ионах нечетно-нечетных ядер, для которых, по сравнению с соседними ядрами, характерно большее значение полной энергии β -распада, большая вероятность запаздывающего деления их дочерних ядер;

- периоды полураспада наблюдаемых осколочных активностей лежат в том же интервале, что и возможные периоды полураспада из основного состояния идентифицированных ядер нептуния и америция.

6. Показана роль запаздывающего деления и эмиссии запаздывающих нейтронов в процессе нуклеосинтеза в импульсных нейтронных потоках элементов с $Z > 100$. Установлено, что при достижимых в настоящее время флешах нейтронов атомный номер трансурановых элементов, продуктов облучения в нейтронных потоках термоядерного взрыва тяжелых мишеней ограничен запаздывающими процессами величиной < 101 .

7. Проанализирована возможность экспериментального наблюдения запаздывающего деления ультранейтрондефицитных ядер актиноидных элементов с числом $N < 126$, и показано значение исследования этих ядер для развития современных представлений о делении тяжелых ядер.

8. Рассмотрена возможность синтеза в модулированных потоках нейтронов в космических процессах сверхтяжелых трансурановых элементов ($Z \sim 114$, $N \sim 184$) при наличии на пути их синтеза области отрицательных значений $V_f - V_n$.

В приложении к диссертации описаны эксперименты, посвященные изучению спонтанного деления изотопов трансурановых элементов, синтезируемых в реакциях на ускоренных тяжелых ионах с использованием пучков высокой интенсивности, что позволило накопить опыт, необходимый для разработки методики изучения нейтрондефицитных ядер, испытывающих запаздывающее деление. К таким экспериментам относятся работы по синтезу ядер курчатовия, изучению распада изомеров формы, спонтанного деления изотопов элемента 102. В результате были определены возможные источники фона, возникающие в процессе регистрации ядер актиноидных элементов по их осколкам деления, найдены пути устранения влияния фона, проверены различные мишенные конструкции, рассчитанные на высокие интенсивности, проведены их испытания/11-13/

В приложении также содержатся аналитические решения для распределения температур в различных конструкциях циклотронных мишеней при характерных режимах работы циклотрона многозарядных ионов. Показано, что использованная в экспериментах по изучению запаздывающего деления мишенная конструкция обеспечивает проведение экспериментов с высокими интенсивностями пучков тяжелых ионов, необходимыми для идентификации ядер - запаздывающих излучателей/14/

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

1. Кузнецов В.И., Флеров Г.Н., Скобелев Н.К. Явление запаздывающего деления атомных ядер. - Диплом на открытие СССР №160 с приоритетом от 12 июля 1971 года. Бюллетень "Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки", №46, декабрь 1975, с.3.

2. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. Обнаружение спонтанно делящегося изомера с $T_{1/2} = 2,6$ мин. в ядерных реакциях $^{233}\text{U} + ^{10}\text{B}$ и $^{233}\text{U} + ^{11}\text{B}$. Ядерная физика, 1966, 4, с.99-101.

3. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. Изучение спонтанно делящихся продуктов в ядерных реакциях $^{230}\text{Th} + ^{10}\text{B}$ и $^{230}\text{Th} + ^{11}\text{B}$. Ядерная физика, 1967, 5, с. 271-273.
4. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. Спонтанно делящийся нейтронодефицитный изотоп нептуния с периодом полураспада 60 сек. Ядерная физика, 1966, 4, с. 279-281.
5. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. Исследование 1,4-минутного делящегося продукта в реакции $^{230}\text{Th} + ^{10}\text{B}$. Ядерная физика, 1967, 5, с. 1136-1137.
6. Кузнецов В.И. Запаздывающее деление ядер, синтезируемых на пучках тяжелых ионов и в импульсных нейтронных потоках. Ядерная физика, 1979, 30, с. 321-329.
7. Кузнецов В.И. О вероятности запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер. Дубна, 1982. - 6 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед. Р-7-82-29).
8. Кузнецов В.И. Запаздывающее деление атомных ядер. ЭЧАЯ, 1981, 12, В.6, с. 1285-1323.
9. Lavarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Kuznetsov V.I. Fission Probabilities and Barriers of Nuclei with $Z \geq 80$ and $N < 126$ far off Beta-stability. Beta-delayed fission as a tool for their experimental determination. Дубна, 1980. - 36 с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед. Б7-80-719).
10. Кузнецов В.И. О возможности наблюдения запаздывающего деления ультранейтронодефицитных ядер. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, сборник аннотаций, Д-7-83-147, Дубна, 1983, с. 62.
11. Кузнецов В.И., Лобанов Ю.В., Перельгин В.П. Период полураспада 102-го элемента с массовым числом 254. Ядерная физика, 1966, 4, с. 456 - 467.
12. Лобанов Ю.В., Кузнецов В.И., Перельгин В.П., Оганесян Ю.Ц., Флеров Г.Н. Спонтанно делящийся изомер с периодом полураспада $0,9 \cdot 10^{-3}$ сек. Ядерная физика, 1965, 1, с. 67 - 71.
13. Флеров Г.Н., Кузнецов В.И., Скобелев Н.К. О спонтанном делении изотопа $^{254}\text{102}$. Ат. энергия, 1967, 22, с. 494 - 495.
14. Кузнецов В.И., Русакович Н.Л. Распределение температуры в мишенях, облучаемых тяжелыми ионами. Дубна, 1982. - 7 с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед. Р-9-82-124).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1984 года.