

С. М. ПОЛИКАНОВ

ИЗОМЕРИЯ
ФОРМЫ
АТОМНЫХ
ЯДЕР



АТОМИЗДАТ

С. М. ПОЛИКАНОВ

ИЗОМЕРИЯ
ФОРМЫ
АТОМНЫХ
ЯДЕР



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1977

Поликанов С. М. *Изомерия формы атомных ядер*. М., Атомиздат, 1977, с. 200.

В книге излагаются результаты исследований, которые привели к появлению нового физического понятия — изомерии формы атомных ядер. Подробно рассказывается о некоторых явлениях, обнаруженных при изучении процесса деления тяжелых ядер, спонтанном делении в изомерном состоянии, резонансных эффектах при подбарьерном делении. Кратко описаны модели, используемые для описания этих эффектов.

Книга рассчитана на научных сотрудников, аспирантов и студентов старших курсов, интересующихся физикой деления атомных ядер.

Табл. 16, рис. 62, список литературы — 117 наименований.

ВВЕДЕНИЕ

Представление об изомерии атомных ядер возникло еще в тот уже ставший далеким период времени, когда изучались естественные радиоактивные семейства. В 1921 г. был открыт уран, имеющий те же массу и заряд, что и известный ранее уран X_2 , но распадающийся с периодом 6,7 ч, в то время как период полураспада урана X_2 равен всего лишь 1,14 мин. Сейчас известно, что на самом деле речь идет о двух состояниях изотопа с массой 234 протактиния — элемента с атомным номером 91. Термин «изомерия» в физике заимствован из химии, где под изомерами понимаются химические соединения с одним и тем же числом составляющих атомов, но различным образом расположенных в пространстве. По-настоящему изучение явления ядерной изомерии началось после открытия искусственной радиоактивности.

Исследуя радиоактивность Вг, появляющуюся при облучении Вг нейтронами, И. В. Курчатов с сотрудниками обнаружили, что один из изотопов Вг, образующийся при захвате нейтронов, может находиться в двух состояниях с различной устойчивостью. До начала этих экспериментов было известно, что Вг имеет два стабильных изотопа, поэтому предполагалось, что при облучении нейтронами Вг в результате захвата нейтронов будут образованы два радиоактивных изотопа с ранее измеренными периодами полураспада. Радиоактивный распад этих двух изотопов действительно наблюдался, но кроме этого обнаружили еще один радиоактивный продукт, который, как показали тщательные исследования, не являлся новым атомом Вг. Этот результат привел к гипотезе об искусственной изомерии атомных ядер.

В дальнейшем исследования различных ученых показали, что это явление носит достаточно общий характер.

Одним из основных результатов таких исследований явилось установление факта заторможенности электромагнитных переходов из изомерных состояний атомных ядер. Кроме того, было показано, что электромагнитные переходы из изомерных состояний очень сильно конвертированы, т. е. вместо эмиссии γ -кванта энергия возбуждения атомного ядра с большой вероятностью передается непосредственно одному из электронов атома, чаще всего находящемуся на K - или L -оболочке.

Согласно теории электромагнитных переходов, их вероятность зависит от энергии переходов и мультипольности. От этих же величин зависит и коэффициент внутренней конверсии, определяющий соотношение между вероятностью эмиссии γ -кванта и вероятностью выброса электрона. Чем больше энергия перехода, тем быстрее он идет; при больших изменениях спина происходит затормаживание перехода. Знание этих закономерностей уже на сравнительно раннем этапе исследования ядерной изомерии привело к заключению, что в данном случае имеют место электромагнитные переходы между состояниями, сильно различающимися спином. При этом разница в энергии невелика.

Экспериментальные данные о ядерных изомерах послужили одним из аргументов в пользу модели оболочек, сыгравшей большую роль в развитии наших знаний об атомном ядре. Именно на основе этой модели можно понять основные закономерности, наблюдаемые для изомеров.

Как известно, модель оболочек в атомных ядрах возникла на основе существовавших представлений о строении атомов. Естественно, принятие этой концепции для атомных ядер не могло пройти совершенно незаметно. Нужны были весьма сильные аргументы, основанные в первую очередь на экспериментальных данных.

Действительно, в атомах проявляется лишь электромагнитное взаимодействие. Поэтому предположение о том, что в первом приближении электроны независимо друг от друга движутся в центральном электрическом поле, не вызывает сомнений. Это совсем не очевидно для атомных ядер, где в малом объеме имеет место очень сильное взаимодействие многих нуклонов. Известный уже в тридцатые годы факт насыщения ядерных сил указывал на то, что каждый нуклон эффективно взаимодействует лишь с небольшим числом окружающих его

соседей. В этих условиях введение представления о некоем центральном поле, в котором независимо движутся нуклоны, выглядело противоестественно. При вычислении энергетических уровней атомного ядра обычно предполагается, что нуклоны движутся в потенциальном поле гармонического осциллятора и прямоугольной ямы.

В отличие от атомов потенциал, в котором движутся нуклоны, содержит член, учитывающий сильное спин-орбитальное взаимодействие. Это означает, что уровни с параллельной ориентацией спина нуклона s и орбитального момента количества движения l при данном главном квантовом числе расположены ниже уровней с антипараллельной ориентацией.

Как было сказано выше, экспериментальные исследования ядерной изомерии способствовали укреплению модели оболочек. Так, было установлено, что ядерная изомерия не наблюдается для всех атомных ядер. Существуют лишь «острова изомерии», которые расположены в непосредственной близости к магическим ядрам, обладающим повышенной устойчивостью. «Магичность» же, согласно модели оболочек, в свою очередь возникла потому, что при числе нуклонов, равном 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, происходит полное заполнение нуклонных оболочек. Рядом с уровнями, соответствующими заполненным оболочкам, расположены нуклонные уровни, сильно различающиеся моментом количества движения. Например, при числе нуклонов N , несколько меньшем 82, рядом расположены уровни $1 h_{11/2}$ и $3 s_{1/2}$; при $N \approx 126$ близки уровни $1 i_{13/2}$ и $3 p_{1/2}$.

Если рассматривать одночастичные возбуждения атомного ядра как переход с одного нуклонного уровня на другой, то переход, например, из состояния $3 s_{1/2}$ в $1 h_{11/2}$ может привести к появлению изомерного состояния, так как высвечивание из возбужденного состояния потребует изменения момента количества движения на пять единиц \hbar . Если при этом энергия возбуждения мала, что следует из схемы уровней, то, действительно, электромагнитный переход окажется заторможенным. Таким образом, появление островов изомерии среди ядер, у которых еще не произошло полного заполнения замкнутых оболочек, можно понять сравнительно просто.

Модель оболочек могла объяснить многие казавшиеся до ее появления совершенно непонятными факты, но она не могла дать полного описания всех свойств ядер. По-

следующее развитие теории атомного ядра пошло по пути создания других моделей, в которых учитываются те или иные черты поведения ядер, а не дается всеобъемлющая картина. В то же время совершенствование средств экспериментального изучения атомных ядер привело к тому, что удалось накопить чрезвычайно богатый материал о свойствах многих изотопов в широком диапазоне энергии возбуждения.

Эти исследования показали, в частности, что одночастичные возбуждения, о которых только что говорилось в связи с исследованиями ядерной изомерии, являются лишь частным случаем возбуждения атомных ядер. Чаще наблюдается возбуждение ядра с участием нескольких нуклонов. Коллективное движение нуклонов — весьма часто наблюдаемый вид возбуждения атомных ядер, причем чем выше энергия возбуждения, тем, как правило, большее число нуклонов участвует в процессе. Коллективное движение возможно и в тех случаях, когда энергия возбуждения мала. Это — ротационное движение деформированных ядер. Энергия первого ротационного уровня в этом случае не превышает нескольких десятков килоэлектронвольт. Второй, довольно простой вид коллективного движения — это колебательное движение, наиболее отчетливо проявляющееся для атомных ядер, имеющих сферическую форму.

Один из способов установления природы коллективных уровней основан на точном измерении положения энергетических уровней. Для ротационного движения положение уровней соответствует положению уровней жесткого ротатора, т. е.

$$E(I) = \hbar^2 I(I+1)/(2J),$$

где I — момент количества движения; J — момент инерции; $E(I)$ — энергия ротатора при моменте количества движения I . В случае вращения деформированного ядра при небольших значениях I форма атомного ядра практически не изменяется.

Совсем иначе происходит вибрационное движение. Здесь форма атомного ядра изменяется при постоянной плотности ядерного вещества. По существу в этом случае можно говорить о колебаниях поверхности сферического ядра. Степень отклонения от сферической формы зависит от жесткости атомного ядра, т. е. от того, насколько сильно возрастает потенциальная энергия при

отклонении от сферической формы. Заметим, что принадлежность уровня к классу вибрационных состояний обычно устанавливается по эквидистантности расстояний между уровнями гармонического осциллятора.

Одной из главных характеристик того или иного энергетического уровня атомного ядра является его ширина Γ , однозначно связанная соотношением неопределенностей $\hbar \sim \Gamma \tau$ с временем жизни ядра τ в этом состоянии. Если энергия возбуждения значительно меньше энергии связи нейтрона, а для тяжелых ядер — и барьера деления, то основной вид девозбуждений атомного ядра — это эмиссия электромагнитного излучения. Появление тех или иных моделей атомного ядра позволило перейти к оценкам вероятности электромагнитных переходов из одного состояния атомного ядра в другое. Сопоставление экспериментальных данных о вероятности электромагнитных переходов с теоретическими до сих пор остается одним из основных путей проверки справедливости соответствующих моделей атомного ядра.

Выше уже упоминалась модель оболочек, в которой предполагается независимое движение нуклонов в некотором потенциале и которая носит название *модели независимых частиц*. Один из фундаментальных вопросов при таком подходе состоит в том, какова природа этого потенциала, откуда он берется.

Предполагается, что нуклоны в атомном ядре движутся в некотором среднем согласованном поле, создаваемом суммарным действием всех нуклонов атомного ядра. Приняв за основу модель независимых частиц, Вайскопф оценил вероятность электромагнитных переходов между состояниями, различающимися квантовыми числами одного нуклона. Согласно этим расчетам, электромагнитные переходы в атомном ядре связаны с изменением состояния того или иного нуклона в ядре. Однако на самом деле, как уже говорилось, большое значение приобретают и коллективные движения нуклонов. При этом оказывается, что электромагнитные переходы из состояний, где имеется коллективное движение нуклонов, происходят с большей вероятностью. Этот факт был установлен экспериментально; особенно четко он проявился при изучении ротационного движения ядер. Одним из наиболее эффективных способов возбуждения ротационного движения оказалось кулоновское возбуждение в реакциях с тяжелыми ионами.

При энергии тяжелых ионов, несколько меньшей кулоновского барьера, не происходят ядерные реакции и единственный наблюдаемый процесс — это электромагнитное взаимодействие сблизившихся ядер. Если одно из них деформировано, т. е. имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, то при воздействии на него электрического поля другого ядра оно начинает вращаться. Установив экспериментально сечение кулоновского возбуждения ротационных уровней, можно далее оценить вероятность электромагнитных переходов между основным состоянием и ротационным уровнем. Для четно-четных ядер основным состоянием является 0^+ , а первым ротационным уровнем — 2^+ . Переходы между этими состояниями оказываются типа E2 (электрические квадрупольные переходы). Исследования показали, что для ротационных уровней вероятность электромагнитных переходов на нижние состояния в тысячи раз и более превышает значения, предсказываемые для переходов с изменением состояния одного нуклона.

Вплоть до начала 60-х годов отсутствовали экспериментальные данные, которые указывали бы на то, что коллективное движение нуклонов может каким-то образом привести к затормаживанию электромагнитных переходов. На основании экспериментальных данных скорее можно было утверждать обратное. Открытие в 1962 г. в Дубне спонтанно делящихся изомеров стимулировало исследования, которые привели к появлению совершенно новых представлений об изомерии атомных ядер. Речь идет о появлении и развитии концепции изомерии формы атомных ядер; эта проблема и будет детально обсуждена здесь в различных ее аспектах. При этом не будем ставить перед собой задачу рассказать о всех работах, проведенных в данной области, — их очень много, важно, в первую очередь, рассмотреть лишь те из них, которые оказали заметное влияние на формирование новых представлений об изомерии атомных ядер.

Один из основных выводов исследования спонтанно делящихся изомеров, а также некоторых сторон процесса деления, — заключение о возможности существования метастабильных состояний атомного ядра, в которых форма атомного ядра очень сильно отличается от формы в нижних состояниях, и в том числе в основном. Речь идет, таким образом, о состояниях, когда существенно изменяется характер движения практически всех

нуклонов. При этом оно носит такой характер, что происходит затормаживание электромагнитных переходов.

Наиболее наглядной и уже давно известной формой коллективного движения является деление атомных ядер, процесс, открытый в 1939 г. Ганом и Штрассманом. Для этого процесса характерно крайне резкое изменение формы атомного ядра, в результате которого в конце концов появляются два осколка деления. Изменение формы атомного ядра до того момента, как наступает нарушение статистического равновесия, вследствие чего происходит разрыв атомного ядра на два осколка, показано на рис. 1. Предполагается, что атомное ядро в процессе деления ведет себя как электрически заряженная несжимаемая жидкая капля. При таком классическом рассмотрении процесса силам электрического отталкивания, стремящимся разорвать атомное ядро, противостоят силы поверхностного натяжения, старающиеся придать атомному ядру (жидкой капле) сферическую форму.

На первый взгляд аналогия между атомным ядром и жидкой каплей может показаться весьма поверхностной, поскольку характер сил, связывающих частицы в ядре и капле, совершенно различен. Это действительно так. И тем не менее оба объекта имеют нечто общее, крайне важное для описания процесса деления, а именно, в обоих случаях предполагается, что вещество несжимаемо. Для атомного ядра несжимаемость объясняется насыщением ядерных сил. Несжимаемость ядерного вещества и жидкой капли позволяет свести рассмотрение процесса к описанию изменения формы поверхности, и это обстоятельство позволяет весьма успешно провести аналогию между делением атомного ядра и капли жидкости. Надо заметить, что в последние годы очень большое внимание уделяется проблеме слияния двух сталкивающихся сложных ядер — процесса, в какой-то степени обратного процессу деления. В этом случае также широко применяется модель, в которой обсуждается

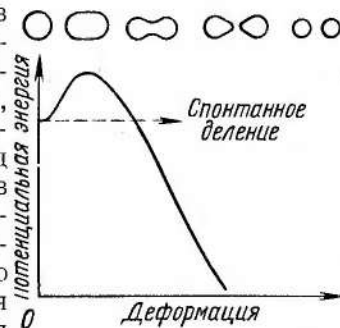


Рис. 1. Потенциальная энергия электрически заряженной жидкой капли

слияние двух электрически заряженных капель жидкости.

Та форма атомного ядра, при которой ядро достигает состояния неустойчивого равновесия, называется критической. После прохождения этого состояния быстро развивается процесс разрыва атомного ядра на два ос-

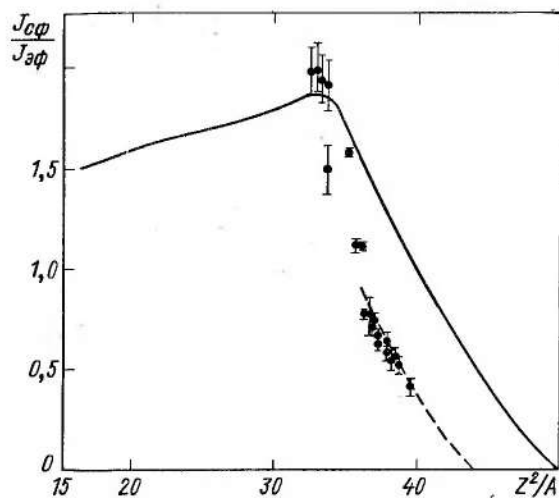


Рис. 2. Зависимость момента инерции в седловой точке от Z^2/A

колка. Согласно модели жидкой капли, чем больше параметр Z^2/A (Z — заряд атомного ядра, A — атомная масса), пропорциональный отношению энергии электрического расталкивания протонов к энергии поверхностного натяжения, тем ближе критическая форма приближается к сфере.

Экспериментальные данные о зависимости критической формы ядер от параметра Z^2/A приведены на рис. 2. Если говорить более точно, на этом рисунке показано отношение эффективного момента инерции $J_{эф}$ делящегося ядра к моменту инерции сферы $J_{сф}$. Эффективный момент инерции определяется по формуле

$$1/J_{эф} = 1/J_{\parallel} - 1/J_{\perp},$$

где J_{\parallel} — момент инерции, параллельный оси, вдоль которой происходит вытягивание ядра при делении; J_{\perp} —

момент инерции, перпендикулярный направлению вытягивания оси. Приведенные на рис. 2 данные получены при изучении углового распределения осколков деления ядер в реакциях с дейтонами и тяжелыми ионами. Видно, что при Z^2/A , близком к 46, критической формой делящегося ядра является уже сфера. Необходимо обра-

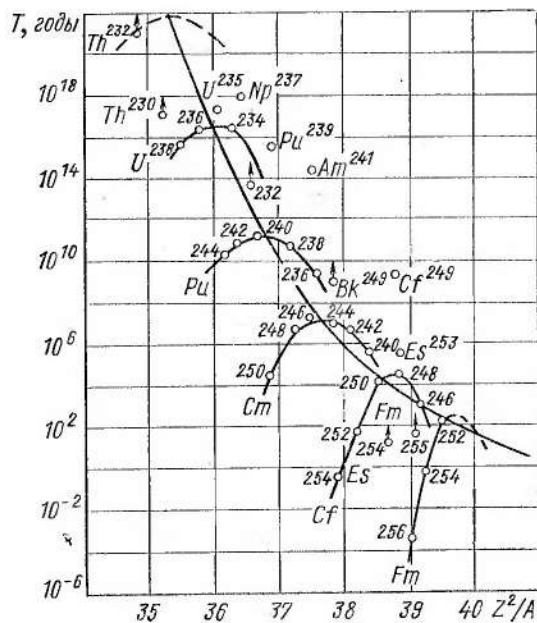


Рис. 3. Зависимость периодов спонтанного деления от Z^2/A

тить внимание на то, что в данном случае изучалось деление сильно нагретых ядер с энергией возбуждения, достигающей нескольких десятков мегаэлектронвольт.

Иначе обстоит дело при делении холодных ядер. Зависимость периодов спонтанного деления ядер от параметра Z^2/A дана на рис. 3. Можно заметить, что в среднем периоды спонтанного деления уменьшаются с ростом Z^2/A . При внимательном изучении рис. 3 можно заметить, что для большинства исследованных элементов период спонтанного деления начинает уменьшаться для наиболее тяжелых изотопов, т. е. в действительности способность деления ядер очень сильно зависит от их индиви-

дуальных свойств. Зависимость от параметра Z^2/A указывает лишь на некоторое изменение средних свойств ядер.

Открытие спонтанно делящихся изомеров, для которых вероятность спонтанного деления оказалась аномально большой, явилось достаточно четким указанием на то, что необходимо искать какие-то новые способы описания процесса деления. Причем это надо делать так, чтобы можно было объяснить факты заторможенности электромагнитных переходов из данных состояний и резкого увеличения вероятности спонтанного деления. Те, совсем простые представления, которые были упомянуты и которые возникли на основе модели оболочек, естественно, уже не исчерпывают все идеи об изомерии атомных ядер, которые появились до 1962 г. К этому моменту уже достаточно сильно были развиты различные модели атомного ядра, позволяющие достаточно хорошо объяснить богатый экспериментальный материал о ядерных уровнях. Понятие о сверхтекучести ядерного вещества прочно вошло в практику; была принята концепция квазичастиц в атомном ядре и стало возможным говорить не только об одночастичных состояниях атомного ядра, но и о более сложных конфигурациях [1].

Первые попытки объяснения природы спонтанно делящихся изомеров были сделаны на основе существовавших тогда моделей. В дальнейшем появилось много работ, в которых высказывались совершенно новые, оригинальные идеи о ядерной изомерии. Проверить некоторые из этих идей сейчас кажется интересным.

Рассмотрим здесь детально отдельные гипотезы и проведем их сопоставление с имеющимися экспериментальными данными.

Глава 1

СПОНТАННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР И СПОНТАННО ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ

Как известно, спонтанное деление ядер есть не что иное, как процесс туннельного прохождения ядер через барьер деления. Этот процесс был обнаружен в 1940 г. советскими физиками К. А. Петржаком и Г. Н. Флёрвым, изучавшими деление урана. Упрощенно этот процесс изображен на рис. 1, где показано, как меняется потенциальная энергия атомного ядра с изменением его формы. Минимум потенциальной энергии соответствует основному состоянию атомного ядра, в котором ядро испытывает лишь нулевые колебания. Их энергия зависит от жесткости системы. Внесение в атомное ядро энергии извне, например при поглощении ядром той или иной частицы, вызывает изменение характера движения нуклонов, составляющих его. Если энергия, внесенная в ядро, мала, то лишь небольшое число нуклонов реагирует на это. В предельном случае изменяется состояние только одного нуклона — протона или нейтрона. С увеличением энергии в процесс вовлекается все большее число нуклонов. При достаточно большой энергии, равной всего нескольким мегаэлектронвольтам, в атомном ядре, по-видимому, движение нуклонов делается неупорядоченным и становится возможным говорить о системе, находящейся в состоянии термодинамического равновесия с определенной температурой.

Время жизни нагретого атомного ядра мало. Для тяжелых ядер конца периодической системы элементов, таких, как уран, оно при энергии возбуждения близкой к 5—6 Мэв составляет 10^{-14} — 10^{-16} сек. Наиболее просто это время оценивается по ширине нейтронных резонансов. При захвате медленных нейтронов энергия возбуждения образующихся составных ядер очень незначительно превышает энергию связи нейтронов и поэтому

обратная эмиссия нейтрона из возбужденного атомного ядра маловероятна. Как правило, после захвата нейтрона происходит испускание γ -квантов.

Существует, однако, вероятность и того, что произойдет некоторое упорядочение движения нуклонов и возникнут колебания ядерного вещества. Если энергия колебания достаточно велика, атомное ядро может перейти в состояние неустойчивого равновесия (на рис. 1 соответствует максимуму потенциальной энергии). Из этого положения возможно снова начнется переход в сторону устойчивого равновесия, но не исключено и удаление от состояния равновесия. Тогда уже произойдет необратимый процесс разрыва атомного ядра на два осколка. Этот способ описания процесса деления атомного ядра, который только что был дан, не нов и весьма упрощенно описывает развитие процесса деления. И тем не менее он правильно передает основные черты этого наиболее сложного вида коллективного движения. Такая картина процесса была принята очень давно, и надо заметить, что многие новые экспериментальные факты, накопленные за 30 с лишним лет после открытия деления, не изменили ее в основных чертах. В рамках этой упрощенной картины спонтанное деление — процесс туннельного прохождения через барьер деления (см. рис. 1).

Исследования спонтанного деления атомных ядер очень тесно связаны с работами по синтезу трансураниевых элементов. Основная причина столь тесной связи состоит в том, что по мере продвижения в область элементов с большими атомными номерами все более возрастает относительная роль процесса спонтанного деления. Например, для изотопа U с массой 238 период спонтанного деления равен приблизительно 10^{16} лет, а период α -распада составляет всего $4,5 \cdot 10^9$ лет. Это значит, что на 10^6 α -распадов приходится всего лишь одно спонтанное деление. Для изотопов элементов с большими атомными номерами происходит уменьшение периодов спонтанного деления и α -распада. Периоды спонтанного деления уменьшаются быстрее, и для некоторых изотопов Fm — элемента с атомным номером 100 — спонтанное деление становится уже доминирующим каналом распада. На рис. 3, где даны периоды спонтанного деления ядер в области до Fm, видно, что для наиболее тяжелых изотопов каждого элемента период спонтанного деления уменьшается.

Оказывается, что для области элементов от Cm до Fm наибольший период спонтанного деления имеют изотопы, у которых число нейтронов равно 152. Для более тяжелых элементов периоды спонтанного деления уменьшаются, причем, как правило, довольно резко. В области U и Pu наблюдается очень слабая зависимость вероятности спонтанного деления от массы изотопа.

Уже сравнительно давно Святецкий [2] обратил внимание на то, что существует совершенно определенная корреляция между вероятностью спонтанного деления и разностью между массой, вычисленной по капельной модели, и реальной массой. Капельная модель довольно хорошо описывает изменение массы атомных ядер в широком диапазоне массовых чисел. Это обстоятельство отражает уже упоминавшийся ранее эффект насыщения ядерных сил. На самом деле, для отдельных групп изотопов реальные массы несколько отличаются от вычисленных по модели жидкой капли. Эти отклонения вполне естественны, поскольку модель жидкой капли никак не учитывает оболочечные эффекты.

Если еще раз обратиться к рис. 3, можно заметить, что диапазон периодов спонтанного деления очень велик. Так, для изотопа Th с массой 232 установлена только нижняя граница периода спонтанного деления, равная 10^{22} лет, а для изотопа Fm с массой 258 период спонтанного деления равен всего лишь $300 \cdot 10^{-6}$ сек. При изменении атомного номера на десять вероятность спонтанного деления увеличивается в 10^{33} раз. Резкое увеличение вероятности спонтанного деления не является столь удивительным, как это может показаться на первый взгляд. Вероятность туннельного проникновения через барьер деления λ приближенно пропорциональна

$$\lambda \approx \exp \left[- \int \sqrt{U(\delta) - M} d\delta \right],$$

где U — потенциальная энергия ядра; δ — параметр деформации; M — массовый коэффициент, учитывающий инерциальные свойства ядра при колебательном движении.

Вопрос о вычислении массового коэффициента и его изменении во время перехода к положению неустойчивого равновесия очень сложен, равно как и вопрос об изменении потенциальной энергии. Ниже мы увидим, как эта задача решается на основе представлений о процессе деления. В данной главе ограничимся лишь тем, что

изложим историю обнаружения спонтанно делящихся изомеров и приведем некоторые экспериментальные данные, которые позволили высказать гипотезу о том, что в этом случае имеет место проявление нового вида изомерии — изомерии формы.

Заметим, что практически все экспериментальные данные, полученные в различных лабораториях мира за последние 10 лет, рассматривались лишь в сравнении с представлениями об изомерии формы, вытекающими из получившей широкое признание концепции

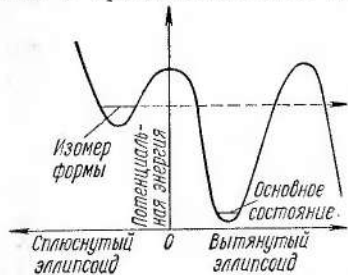


Рис. 4. Модель изомерии формы Хилла — Уилера

является исключением. В 1962 г. в Дубне был обнаружен эффект спонтанного деления с аномально коротким периодом полураспада, не предсказанный теорией [3]. Надо, однако, обратить внимание на то, что уже в 1953 г. была опубликована статья Хилла и Уилера [4], в которой был дан подробный анализ экспериментальных данных о делении и очень коротко упоминалась возможность существования изомерии формы в области делящихся ядер, но отсутствовало обоснование такой возможности, и, по-видимому, по этой причине никто не попытался в дальнейшем поискать изомеры формы.

Для пояснения идеи Хилла и Уилера обратимся к рис. 4, на котором приведена возможная зависимость потенциальной энергии атомного ядра от его формы. Предполагается, как это видно, существование двух положений равновесия: одного для вытянутого «сигарообразного» эллипсоида вращения, другого для сплюснутого эллипсоида вращения — «чечевицеобразного». Указанные состояния разделены потенциальным барьером. В данном предположении о двух равновесных состояниях ядра, сильно различающихся формой и разде-

деленных потенциальным барьером, по существу уже сформулирована идея изомерии формы. Другое дело, что в работе [4] нет каких-либо аргументов в пользу существования таких состояний, вытекающих из какой-либо модели атомного ядра. Между прочим, Хилл и Уилер поднимают вопрос об устойчивости минимума для сплюснутой формы по отношению к неаксиальным деформациям. Этот вопрос, как будет показано ниже, весьма существен и для последующих моделей изомерии формы. По Хиллу и Уилеру [4] прохождение через потенциальный барьер приводило бы к образованию возбужденного атомного ядра с энергией возбуждения близкой к высоте барьера деления и энергии связи нейтронов, и таким образом деление явилось бы одной из форм распада указанных изомеров формы. К сожалению, идея Хилла и Уилера не нашла отклика и никаких специальных экспериментов по поиску изомерии формы никто никогда не проводил. С позиций настоящего времени можно утверждать, что если бы такие исследования были поставлены, то они могли бы уже в середине 50-х годов привести к открытию спонтанно делящихся изомеров, правда, совсем иной природы, чем предполагалось в работе [4]. В действительности оказалось, что спонтанно делящиеся изомеры были обнаружены в ходе работ по синтезу новых трансурановых элементов.

Только что говорилось, что для элементов с атомным номером больше 100 спонтанное деление определяет стабильность ядер. Это обстоятельство в значительной степени предопределило выбор методов исследования тяжелых изотопов элементов с атомным номером больше 102. Здесь, в первую очередь, надо сказать, что уже в начале 50-х годов наметилась тенденция к существенному пересмотру путей синтеза новых элементов. Как правило, большая часть новых трансурановых элементов была впервые синтезирована на ускорителях заряженных частиц с помощью той или иной ядерной реакции. В дальнейшем некоторые из них весьма эффективно накапливались при длительном облучении U в интенсивных нейтронных потоках ядерных реакторов.

Эксперимент усложнялся с увеличением атомного номера элемента, к синтезу которого приступали. Необходимые для этих исследований мишени становились все более радиоактивными, и накопление нужных количеств вещества превратилось в трудную задачу. В этом отно-

шении рекордными явились эксперименты по синтезу 101-го элемента — менделевия Md, названного так открывшими его американскими учеными в честь Д. И. Менделеева. В экспериментах по синтезу 101-го элемента α -частицами облучалась мишень, содержащая небольшое число атомов весьма неустойчивого элемента с $Z=99$ — эйнштейния Es.

Однако выход из создавшегося трудного положения был вскоре найден. Использование пучков ускоренных сложных ядер, или, как их принято называть сейчас, тяжелых ионов, позволило проводить синтез элементов с большими атомными номерами, облучая такие мишени, как U ($Z=92$) и Pu ($Z=94$).

Примером подобной реакции может служить реакция образования элемента с $Z=100$ — фермия Fm — при облучении U ионами O:

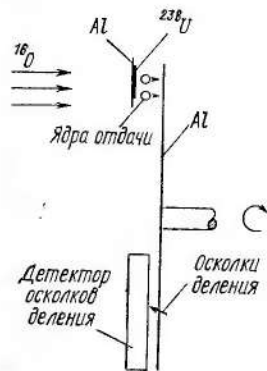
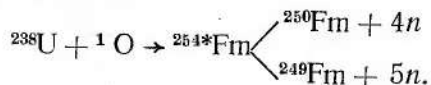


Рис. 5. Схема экспериментальной установки, на которой было обнаружено спонтанное деление ядер в изомерном состоянии

железных ионов и вылетали из мишени, толщина которой составляла $0,5\text{—}1,0 \text{ мг/см}^2$. Попадая на алюминиевый диск, они тормозились и останавливались в нем. Диск вращался со скоростью 800 об/мин и выше. При такой скорости вращения продукты реакции со временем жи-

ли $0,01 \text{ сек}$ и более вместе с диском переносились к детектору осколков деления — ионизационным камерам.

В качестве эксперимента, в котором проверялся фон установки, было выбрано облучение мишени из ${}^{238}\text{U}$ ионами ${}^{16}\text{O}$. При таком облучении образовывались известные изотопы Fm, распадающиеся путем эмиссии α -частиц за время, которое составляет несколько десятков минут. Вероятность спонтанного деления этих изотопов ничтожно мала в сравнении с α -распадом, но если все же спонтанное деление удалось бы наблюдать, то оно, естественно, наблюдалось бы с тем же периодом полураспада, что и α -распад.

Результат эксперимента оказался крайне неожиданным. Во время эксперимента образовывался какой-то изотоп, распадающийся делением за время, близкое к $0,014 \text{ сек}$. Период полураспада был измерен по разности эффекта на двух ионизационных камерах, расположенных под углом 180° . Для контроля эксперименты были повторены таким образом, что регистрация осколков деления осуществлялась с помощью фотопластинок. Эти эксперименты подтвердили вывод о существовании спонтанно делящегося изотопа с периодом полураспада $0,014 \text{ сек}$.

Результаты описанных экспериментов сразу же поставили вопрос о том, что за изотоп распадается путем деления за столь малое время? По результатам первых экспериментов трудно судить, каковы масса и атомный номер обнаруженного изотопа. Можно было, однако, зная основные закономерности взаимодействия тяжелых ионов с атомными ядрами, по крайней мере, очертить область изотопов, которые могли образоваться при взаимодействии U с O во всех возможных реакциях. Оказалось, что все изотопы, которые могли образоваться, а это были изотопы уже с известными свойствами, имели период полураспада намного больше, чем $0,014 \text{ сек}$, причем вероятность спонтанного деления была ничтожно мала. Это обстоятельство послужило основанием для гипотезы о том, что в результате экспериментов какой-то изотоп элемента с атомным номером меньше 100 находится в изомерном состоянии, для которого по неизвестной причине аномально сильно увеличена вероятность спонтанного деления. Поскольку в тот момент не было видно причин для роста вероятности спонтанного

деления более чем в 10^{16} раз по сравнению с основным состоянием, уже в работе [1] было высказано предположение о том, что, по-видимому, наблюдается новый вид изомерии атомных ядер. В частности, предполагалась возможность проявления изомерии формы в соответствии с моделью Хилла и Уилера.

Последующие эксперименты показали, что спонтанно делящийся изомер с периодом полураспада 0,014 сек с еще большей вероятностью образуется в ядерных реакциях с более легкими частицами, и это позволило сравнительно быстро идентифицировать его. Было достоверно установлено, что обнаруженный спонтанно делящийся изомер является изомером изотопа $^{242}_{95}\text{Am}$. Период спонтанного деления изотопа $^{242}_{95}\text{Am}$ в основном состоянии не может быть измерен, потому что $^{242}_{95}\text{Am}$ испытывает β -распад с периодом полураспада 16 ч. Согласно же грубой экстраполяции период спонтанного деления этого изотопа должен быть не менее 10^{14} лет. Сопоставление периодов спонтанного деления ядра ^{242}Am в основном и изомерном состояниях приводило к паразитическому заключению. По неизвестной причине вероятность спонтанного деления изомера оказалась увеличенной по сравнению с основным состоянием в 10^{23} раз. Открытие спонтанно делящегося изомера ^{242}Am весьма остро поставило вопрос о природе этого состояния. По существу возникали два очень важных вопроса: 1) почему столь сильно увеличена вероятность спонтанного деления и 2) почему заторможен электромагнитный переход из изомерного состояния.

Ниже изложены основные данные о делящихся изомерах, имеющиеся в настоящее время. Значительная часть данных была получена в период, когда уже достаточно четко были сформулированы основные теоретические соображения об эффектах, приводящих к появлению спонтанно делящихся изомеров формы. На первом этапе исследований целью экспериментов было накопление фактов, позволяющих хотя бы качественно судить о природе открытого изомера.

В настоящее время экспериментальные данные, полученные на первом этапе исследований спонтанно делящихся изомеров, не столь интересны, однако рассмотрим их с тем, чтобы более полно осветить ход мыслей, приведших к гипотезе об изомерии формы [5].

Прежде всего необходимо установить, хотя бы грубо, каковы энергия и спин изомерного состояния. Имея такую информацию, можно попытаться объяснить причины заторможенности электромагнитных переходов. Проще всего ответить, каковы спин и энергия уровня, можно было бы при изучении электромагнитных переходов из изомерного состояния. К сожалению, на первом этапе исследований таких переходов обнаружить не удалось. Поэтому основным источником информации было накопление данных о закономерностях ядерных реакций, приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров.

Следует заметить, что вскоре после открытия спонтанно делящегося изомера ^{242}Am обнаружили еще два спонтанно делящихся изомера: ^{240}Am с $T_{1/2}=0,9 \cdot 10^{-3}$ сек и ^{244}Am с $T_{1/2}=1,1 \cdot 10^{-3}$ сек. Информацию об энергии изомерных состояний ^{240}Am и ^{242}Am получили при измерении порогов образования этих изомеров в реакциях $^{241}\text{Pu}(p, 2n)^{240}\text{Am}$ и $^{243}\text{Am}(n, 2n)^{242}\text{Am}$ соответственно [6, 7].

Результаты измерения порога образования ^{242}Am в $(n, 2n)$ -реакции приведены на рис. 6. На этом же рисунке отмечен порог образования изотопа ^{242}Am в основном состоянии. Полученные экспериментальные данные позволяют сделать грубую оценку порога образования ядра ^{242}Am в изомерном состоянии. Разницу порогов образования ядра в основном и изомерном состояниях можно интерпретировать как энергию изомерного состояния. Конечно, такая интерпретация не слишком строга. Если природа изомерного состояния не ясна, нельзя исключить, например, того, что переходу в изомерное состояние обязательно должно предшествовать заселение какого-то уровня, лежащего выше изомерного. Тогда порог реакции образования спонтанно делящегося изомера по существу будет являться порогом заселения

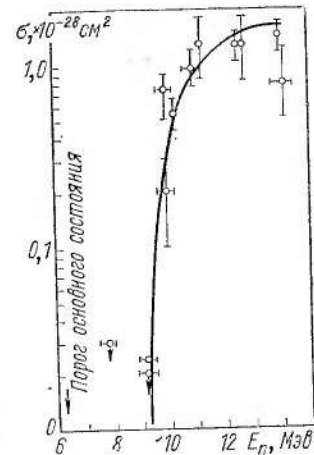


Рис. 6. Сечение реакции $^{243}\text{Am}(n, 2n)^{242m}\text{Am}$

этого особенного уровня. Безусловно, подобное предположение довольно искусственно, поэтому в тех работах, где был измерен порог образования спонтанно делящихся изомеров ^{240}Am и ^{242}Am , предполагалось, что он соответствует заселению именно изомерных состояний. Энергия изомерных состояний ^{240}Am и ^{242}Am , измеренная указанным способом, равна $3,1 \pm 0,1$ и $2,9 \pm 0,3$ Мэв.

Оценка спина изомера носила еще более качественный характер. Единственным критерием оценки спина в данном случае может служить изомерное отношение, а также то, как оно изменяется в различных ядерных реакциях. Изомерное отношение — это отношение сечения образования изомера к сечению для основного состояния. Значение этого отношения зависит от того, каковы спины ядра в основном и изомерном состояниях, а также от характера ядерной реакции, приводящей к образованию интересующего нас изотопа. Обычно предполагается, что имеет место статистический характер заселения ядерных уровней, в том числе изомерного.

Как правило, в той или иной ядерной реакции образуется возбужденное составное ядро, распадающееся путем эмиссии нуклонов и γ -квантов. Если энергия бомбардирующей частицы фиксирована, то обычно известно распределение по энергиям состояний образовавшегося возбужденного ядра. Распределение этого ядра по состояниям с разным спином зависит от энергии и массы бомбардирующей частицы. Чем больше ее масса и энергия, тем больше и спин образующегося возбужденного ядра. Это легко видеть из следующей формулы:

$$M = \sqrt{2m(E - B)R},$$

где M — максимальный момент количества движения; m — масса частицы (приведенная); E — энергия частицы; R — сумма радиусов ядра мишени и бомбардирующей частицы; B — кулоновский барьер.

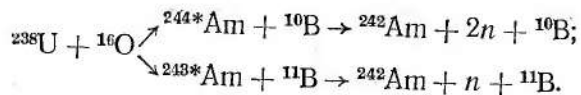
Поскольку всегда имеется набор прицельных параметров, с которыми происходят соударения, получающееся составное ядро может образоваться в различных спиновых состояниях. Если ограничиться случаем наиболее тяжелых ядер, то они в основном распадаются, испаряя нейтроны. Энергия испаряемых нейтронов невелика, и поэтому они уносят сравнительно небольшой момент

количества движения (2—3 единицы \hbar). Конечно, это правильно лишь в среднем. Однако возможны флуктуации, которые приводят к некоторому уширению состояний конечного ядра по спиновым состояниям.

Согласно статистической теории, при данной энергии плотности уровней тем меньше, чем больше спин ядра. Поэтому в среднем испарение нейтронов происходит таким образом, что спин конечного ядра чаще уменьшается, чем увеличивается. Наши современные знания механизма ядерных реакций при энергии бомбардирующей частицы до 15 Мэв/нуклон вполне достаточны для расчета заселения по спинам образовавшегося возбужденного ядра. Хорошо известны и параметры статистической теории, позволяющие сделать оценки плотностей уровней ядра при различных энергиях возбуждения. Поэтому знание из эксперимента изомерного отношения в принципе позволяет судить о спине состояния. В тех случаях, когда имеет место заселение известного изомерного состояния, природа которого ясна, можно проводить количественное сопоставление расчетных данных с экспериментальными. Имеется большое количество работ, в которых достигнуто хорошее согласие эксперимента с теорией.

В случае спонтанно делящихся изомеров, пока не была ясна природа изомерии, было трудно, даже зная изомерное отношение для той или иной реакции, оценить спин, поскольку к уменьшению изомерного отношения могли привести какие-то неизвестные причины. Данные об изомерном отношении могли служить лишь для грубой ориентации.

Для ^{242}Am изомерное отношение оказалось очень небольшим, близким к 10^{-4} , и, что удивительно, практически не зависящим от типа реакции. Действительно, первые эксперименты, в которых синтезирован ^{242}Am , были проведены с тяжелыми ионами. В этих экспериментах в качестве бомбардирующей частицы применялся ^{16}O . Полное слияние ядра кислорода, имеющего энергию 10 Мэв/нуклон, с ядром урана привело бы к образованию возбужденного составного ядра со спином, достигающим несколько десятков \hbar . В нашем случае образование ^{242}Am может происходить лишь в результате реакций передачи нескольких нуклонов ядру ^{238}U , например, трех протонов и одного нейтрона. В качестве примера можно указать следующие реакции:



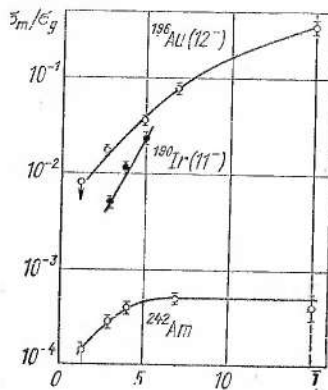
Оценить, каково будет распределение по спинам образующихся возбужденных ядер Am, трудно, так как оно сильно зависит от углового распределения ядер бора. Если траектория ядер В будет совпадать с резерфордской траекторией налетающей частицы, в данном случае О, вращение ядер Am будет вызвано поглощением ядром U ядра Li.

В последующих экспериментах для синтеза изомера ${}^{242}\text{Am}$ использовались более легкие частицы. Так, оказалось, что для реакции ${}^{243}\text{Am}(n, 2n){}^{242m}\text{Am}$ изомерное отношение близко к 10^{-4} . То же самое изомерное отношение наблюдалось для реакции ${}^{238}\text{U}({}^{10}\text{B}, \alpha, 2n){}^{242}\text{Am}$.

Наиболее простой ядерной реакцией, в которой был синтезирован спонтанно делящийся изомер ${}^{242}\text{Am}$, была реакция радиационного захвата нейтронов с энергией около 1 Мэв изотопом ${}^{241}\text{Am}$ [8].

Зависимость изомерного отношения для спонтанно делящегося изомера ${}^{242}\text{Am}$ от среднего значения спина образующегося компаунд-ядра [9] приведена на рис. 7.

Рис. 7. Зависимость изомерного отношения от спина компаунд-ядра



Видно, что изомерное отношение практически не зависит от начального распределения ядер по спинам. Обращает на себя внимание тот факт, что изомерное отношение аномально мало, и это на первых порах приводило к мысли о том, что спин спонтанно делящихся изомеров должен быть достаточно высок. В то же время отсутствие какой-либо зависимости изомерного отношения от начального распределения состояний атомного ядра по спинам представлялось весьма странным фактом. Для сравнения на рис. 7 показана зависимость изомерного отношения для высокоспиновых состояний изотопов ${}^{196}\text{Au}(I, \pi=12^-)$ и ${}^{190}\text{Ir}(I, \pi=11^-)$ от среднего орбитального момента. Наблюдается явная зависимость

от среднего орбитального момента. Конечно, изомерное отношение должно зависеть от структуры изомерного состояния, но как — это неизвестно. Из рис. 7 можно сделать выводы лишь качественного характера о том, что вероятность заселения высокоспинового изомерного состояния существенно увеличивается при наличии начальных возбужденных состояний с большим спином.

Отсутствие зависимости изомерного отношения от начального спина можно понять, если предположить, что спин изомерного состояния сравнительно мал. Действительно, статистический вес начальных высокоспиновых состояний мал и с уменьшением энергии возбуждения относительная роль высокоспиновых состояний снижается еще больше. Как известно, эмиссия нейтронов и γ -квантов всегда идет таким образом, что спин ядра уменьшается.

Только что приведенные качественные соображения явились основой для гипотезы о том, что спин спонтанно делящегося изомера ${}^{242}\text{Am}$ мал. Вместе с выводом о довольно большой (около 3 Мэв) энергии изомерного состояния они позволили предположить, что при изучении спонтанно делящихся изомеров имеем дело с каким-то новым классом ядерных состояний. Электромагнитный переход из этих состояний сильно заторможен, но не из-за большой разницы значений спинов начального и конечного состояний.

Глава 2

ИЗОМЕРЫ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Открытие спонтанного деления ядер в изомерном состоянии привело к появлению различных гипотез о природе наблюдаемого явления. В первых работах обращалось внимание на состояния с достаточно большой энергией возбуждения. Оставаясь в рамках существовавших до 1960 г. представлений о процессе деления атомных ядер, было естественно предположить, что энергия возбуждения должна быть достаточно большой. Измерение делительной ширины резонансов указывает, что время деления атомного ядра, возбужденного до энергии близкой к 6 Мэв, составляет приблизительно 10^{-14} — 10^{-15} сек. В то же время период спонтанного деления ^{238}U $T_{1/2} \approx 10^{16}$ лет. Сопоставление таких значений указывает на то, что в среднем уменьшение высоты барьера на 1 Мэв приводит к изменению времени деления в 10^7 — 10^8 раз. Уменьшение периода спонтанного деления изотопов Аm в изомерном состоянии в 10^{23} раз может произойти лишь в случае достаточно большой энергии возбуждения.

Предположение о том, что энергия возбуждения изомера Аm равна нескольким мегаэлектронвольтам, тотчас же влечет за собой соображения о высоком спине этих изомеров. В противном случае было бы трудно объяснить существование сильного запрета на электромагнитный переход. Согласно оценке для одночастичных переходов по Вайскопфу, при энергии около 3 Мэв время электромагнитного перехода должно составлять примерно 10^{-14} сек, что в 10^{12} раз больше экспериментально наблюдаемого.

Во введении говорилось о связи модели оболочек с существованием изомерии атомных ядер. Речь шла о тех изомерных состояниях, которые возникают из-за

существования вблизи оболочек энергетических уровней, сильно различающихся спинами. Если рассматривать атомные ядра, у которых имеется только один неспаренный нуклон, то в этом случае изомерия будет иметь место при заметном различии по спину основного и нижнего возбужденного состояний, возникающем при переходе на более высокий уровень неспаренного нуклона. Как правило, при этом изомерные состояния имеют сравнительно малую энергию, исчисляемую обычно десятками килоэлектронвольт.

Ситуация становится еще более благоприятной для появления изомеров, когда имеем дело с нечетно-нечетными ядрами, т. е. ядрами с нечетным числом нейтронов и протонов. Здесь все определяется тем, в каком состоянии находятся неспаренные нуклоны. Наиболее благоприятным случаем для возникновения изомерии является тот, когда неспаренные нуклоны находятся на энергетических уровнях с близкими спинами. Если рассматривать ситуацию упрощенно, то основное и нижнее возбужденное состояния должны соответствовать параллельной или антипараллельной ориентации спинов или наоборот. Так, у изотопа ^{242}Am и нейтрон, и протон находятся на уровнях 1^- и первое возбужденное состояние 5^- , являющееся изомерным (время жизни около 150 лет), как раз и появляется в результате параллельной и антипараллельной ориентаций спинов нечетных нуклонов. Энергия этого изомерного состояния очень мала и составляет всего 48,6 кэв.

Для ядер четно-четных изотопов также возможно существование изомерных состояний, но их природа совершенно иная, чем в случае ядер с нечетным числом нуклонов.

Нижними состояниями четно-четных ядер, как известно, являются ротационные уровни, появляющиеся в результате коллективного движения нуклонов — вращения ядра в первом приближении как целого. Распад из этих состояний происходит электромагнитными переходами на расположенные ниже уровни в соответствии с правилами отбора. Ротационное движение деформированных ядер, которое свойственно только этим ядрам, имеет такой характер, что проекция полного момента количества движения на ось симметрии ядра K равна нулю. Подчеркнем, что такая картина вращения ядра свойственна

лишь ротационным состояниям, построенным на основном. Внутренние степени свободы для четно-четных ядер проявляются только при энергии возбуждения, достаточной для того, чтобы произошел разрыв нуклонной пары. Для области актиноидных элементов эта энергия близка к $1,0-1,5$ Мэв.

При разрыве пары нуклонов может возникнуть возбужденное состояние, носящее название двухквазичастичного, для которого проекция спина на ось симметрии K составит несколько единиц \hbar . При этом может случиться, что ниже этого состояния очень близко к нему будет расположен один из уровней ротационной полосы со спином, близким к спину состояния, образовавшегося при разрыве пары нуклонов. В этом случае двухквазичастичное состояние будет изомерным и запрет на электромагнитный переход возникнет из-за сильного изменения проекции спина на ось симметрии. Такое явление носит название K -изомерии.

Конечно, структура квазичастичных состояний, как показывают, например, исследования В. Г. Соловьева с сотр., может быть на самом деле более сложной и включать в себя различные конфигурации нуклонов. В настоящее время известно достаточно много случаев K -изомерии атомных ядер.

Таким образом, если оставаться в рамках общепринятых представлений об изомерии атомных ядер, то единственный тип изомерных состояний, для которого энергия возбуждения достаточно велика, — это квазичастичные изомеры.

Примером такого изомерного состояния может служить изомер изотопа ${}_{96}^{244}\text{Cm}$. Изомерное состояние 6^+ образовано в результате разрыва пары нейтронов. Де-возбуждение метастабильного уровня происходит эмиссией γ -квантов с переходом на один из уровней ротационной полосы. В случае изомера ${}^{244}\text{Cm}$ запрет на электромагнитный переход в состояние 6^+ появляется из-за большой разницы в значениях проекции спина на ось симметрии ядра. До того как был идентифицирован спонтанно делящийся изомер, открытый в Дубне, возникло предположение, что наблюдается спонтанное деление двухквазичастичного изомера ${}^{240}\text{Cm}$.

Попытка наблюдения спонтанного деления двухквазичастичного изомера ${}^{244}\text{Cm}$ была предпринята в 1962 г.

группой американских ученых, работавших в Аргоннской национальной лаборатории [10]. Для получения изомера ${}^{244}\text{Cm}$ мишень из ${}^{243}\text{Am}$ облучалась приблизительно в течение 15 ч в потоке тепловых нейтронов. Образующийся при этом нестабильный изотоп ${}^{244}\text{Am}$, распадаясь с периодом 10,1 ч, заселял изомерное состояние ${}^{244}\text{Cm}$. Поиск спонтанного деления ${}^{244}\text{Cm}$ не дал положительных результатов. Была установлена лишь нижняя граница периода полураспада изомера ${}^{244}\text{Cm}$ по отношению к спонтанному делению. Она оказалась равной $1,4 \cdot 10^2$ лет. Период спонтанного деления ${}^{244}\text{Cm}$ в основном состоянии равен $1,4 \cdot 10^7$ лет. Это значит, что если вероятность спонтанного деления изомера ${}^{244}\text{Cm}$ и увеличена из-за того, что ядро ${}^{244}\text{Cm}$ возбуждено, то не более чем в 10^5 раз, и это имеет место для уровня с энергией 1 Мэв. Сейчас этот результат не кажется удивительным. Действительно, для обсуждаемого изомерного состояния ${}^{244}\text{Cm}$ возбуждение связано лишь с парой нейтронов, и по существу при таком возбуждении энергия не идет на коллективное движение, которое только и могло бы привести к делению.

Одна из попыток объяснения природы спонтанно делящегося изомера ${}^{242}\text{Am}$ была основана на предположении, что изомерное состояние возникает при разрыве протонной пары $p\ 11/2^-$ (505) и нейтронной пары $n\ 13/2^+$ (606) [11]. В результате этого появляются шесть неспаренных нуклонов в состояниях $n\ 5/2^+$ (622), $n\ 13/2^+$ (606), $n\ 7/2^+$ (624), $p\ 5/2^-$ (523), $p\ 11/2^-$ (505), $p\ 7/2^+$ (633). Полный угловой момент K возбужденного ядра, совпадающий по направлению с осью симметрии, может при параллельной ориентации моментов количества отдельных нуклонов иметь максимальное значение, равное $24\ \hbar$. Энергия такого шестиквазичастичного состояния может достигать приблизительно 2,4 Мэв. Расчеты показывают, что у лежащих ниже двух- или четырехквазичастичных состояний момент количества движения не может превысить $K=19$ и поэтому указанное шестиквазичастичное состояние будет изомерным. Действительно, переход из состояния с $K=24$ в нижнее состояние связан с изменением K не меньше чем на пять единиц \hbar . Аналогичные высокоспиновые изомерные состояния с $K=26^-$ и 23^+ могут наблюдаться и для изотопов ${}^{244}\text{Am}$ и ${}^{240}\text{Np}$.

Оценка вероятности спонтанного деления ядер в указанных изомерных состояниях, предсказанных Л. К. Пе-

Энергия и время жизни двухквaziчастичных изомеров

Ядро	Вариант I		Вариант II	
	<i>E, Мэв</i>	<i>T, сек</i>	<i>E, Мэв</i>	<i>T, сек</i>
²⁴⁸ Es	2,2	10 ⁻⁷	1,8	10 ⁻⁶
²⁴⁴ Es	1,8	10 ⁻⁸	1,6	10 ⁻⁷
²⁴⁰ Bk	1,8	10 ⁻³	1,5	10 ⁻¹
²⁴⁴ Bk	1,6	10 ⁻⁵	1,3	10 ⁻²
²⁴² Bk	1,4	10 ⁻²	1,2	10 ⁻¹
²⁴⁰ Bk	1,4	10 ⁻³	1,2	10 ⁻²
²⁴⁶ Am	1,7	10 ⁻³	1,5	10 ⁻²
²⁴⁴ Am	1,5	0,1	1,3	1,0
²⁴² Am	1,2	10 ²	1,0	10 ³
²⁴⁰ Am	1,1	1,0	0,9	10 ³
²³⁸ Am	1,0	10 ⁻³	0,9	1,0
²⁴⁴ Np	1,6	10 ⁻⁷	1,3	10 ⁻²
²⁴² Np	1,3	10 ⁻⁵	1,1	1,0
²⁴⁰ Np	1,0	10 ²	0,9	10 ²
²³⁸ Np	0,9	10 ⁴	0,7	10 ⁶
²³⁶ Pa	0,7	1,0	0,5	10 ²

легко видеть, если обратиться, например, к схеме Нильсона. Для ²⁴²Am выход таких уровней на поверхность Ферми происходит при деформации $\delta \approx 0,32$. Данное обстоятельство приводит к тому, что энергия двухквaziчастичного состояния 12^- при конфигурации $p\ 505 \uparrow$ и $n\ 606 \uparrow$ с ростом δ уменьшается сильнее, чем растет энергия четно-четного остова. Такая ситуация приводит к тому, что состояние с $K^\pi = 12^-$ и $p\ 505 \uparrow$, $n\ 606 \uparrow$ имеет равновесную деформацию при $\delta = 0,32$, в то время как для основного состояния $\delta_0 = 0,24$. В связи с тем что состояния, расположенные ниже состояний с $K^\pi = 12^-$, имеют заметно меньшие значения K , электромагнитный переход из состояния $K^\pi = 12^-$ может быть заторможен. Иными словами, состояние $K^\pi = 12^-$ должно быть изомерным.

Аналогичные расчеты были проделаны для нескольких изотопов Np, Am и Bk. Результаты расчетов показали, что почти для всех нечетно-нечетных изотопов этих элементов с числом нейтронов, лежащим в диапазоне 143—151, должны существовать изомерные состояния с $K = 11, 12 \hbar$. Их конфигурация должна быть приблизительно такой же, что и для ²⁴²Am. Ожидаемые энергии и спины для некоторых нечетно-нечетных изомеров даны в табл. 1. В ней указаны предполагаемые времена жизни для изомеров по отношению к электромагнитным переходам. Видно, что для некоторых изомеров (например, ²⁴⁰Np) время жизни оказывается довольно большим, достигая сотен секунд. Время электромагнитных переходов из изомерного на нижележащие состояния оценивалось по формуле Вайскопфа с учетом запрета, возникающего из-за большой разницы в значениях проекции K на ось симметрии.

Значительно сложнее сделать какие-либо оценки вероятности туннельного просачивания через барьер деления. Трудность расчетов вероятности деления для нечетно-нечетных ядер усугубляется тем, что трудно учесть влияние на барьер деления двух неспаренных нуклонов. Во всяком случае к моменту появления работы [12] достаточно надежные расчеты произвести было просто невозможно. Единственное, что можно предположить, — это то, что проекция K при переходе через барьер не сохраняется, а это означает, что не происходит заметного повышения барьера деления по сравнению с барьером деления изотопа ²⁴⁰Pu.

Развитие теории деления позволяет сейчас несколько по-иному рассмотреть проблему деления ядер, находящихся в двухквaziчастичных изомерных состояниях, и это будет сделано ниже.

В работе [13] обращалось внимание на возможность существования так называемых вихревых изомеров. Я. Б. Зельдович предположил, что при некоторых условиях можно вновь вернуться к рассмотрению атомного ядра как системы α -частиц, подчиняющейся статистике Бозе — Эйнштейна. При таком подходе нельзя исключить того, что атомное ядро будет иметь состояние с очень высоким спином аналогично возбуждению ротационных вихрей в жидком He.

Ожидаемая зависимость энергии атомного ядра от значения спина дана на рис. 9. Видно, что при некотором критическом значении спина $I_{кр}$ энергия достигает максимума. Энергетические состояния со спином больше $I_{кр}$ могут оказаться изомерными. Переход из этих состояний в состояния с меньшей энергией должен сопровождаться довольно большим изменением спина, а это, естественно, затормозит электромагнитные переходы. Что же касается других способов распада вихревых изомеров, и в

частности деления, то в момент появления работы [12] какие-либо расчеты, связанные с оценкой вероятности такого процесса, были невозможны. Однако можно было предположить, что состояния с очень высоким спином будут характеризоваться равновесной формой, резко отличающейся от того, что мы имеем в основном состоянии, причем вероятность деления ядер — вихревых изомеров может быть из-за этого увеличена. Это явилось

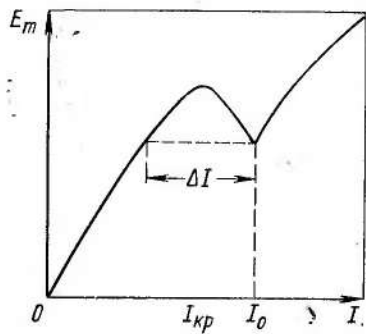


Рис. 9. Вихревой изомер

основанием для гипотезы о том, что спонтанно делящиеся изомеры, может быть, являются вихревыми изомерами. Поскольку спонтанно делящиеся изомеры впервые были получены в реакциях с тяжелыми ионами, гипотеза об их возможной связи с вихревыми изомерами была вполне правомерной.

В работе [14] обсуждался вопрос о высокоспиновых состояниях для изо-

топов трансурановых элементов с иных позиций. Л. А. Слив и Ю. И. Харитонов учитывали остаточные *np*-взаимодействия и пришли к выводу, что для многих тяжелых изотопов должны существовать изомерные состояния со спином, близким к $20\hbar$. В работе [14] отмечалась возможность существования таких состояний для четно-четных ядер и совсем не обсуждалось, какое отношение эти гипотетические изомерные состояния могут иметь к спонтанно делящимся изомерам. Однако для полноты картины также можно было рассмотреть работы [13, 14], поскольку сразу после обнаружения спонтанно делящихся изомеров в реакциях с тяжелыми ионами было совершенно естественно предполагать, что наблюдаются какие-то ранее неизвестные высокоспиновые состояния с довольно большой энергией возбуждения. Все перечисленные теоретические работы появились вскоре после открытия спонтанно делящихся изомеров, и поэтому первые попытки понять природу делящихся изомеров были связаны с ними.

Как уже говорилось выше, эксперименты, проводившиеся в первые годы после обнаружения спонтанно де-

лящихся изомеров, привели к качественному заключению о том, что энергия спонтанно делящихся изомеров близка к 3 Мэв . В то же время измерение изомерного отношения для ^{242}Am , синтезируемого в различных ядерных реакциях, показало, что эта величина совсем не критична по отношению к спину компаунд-ядра, образующегося на первом этапе взаимодействия [15]. Последнее обстоятельство позволило в какой-то мере интуитивно предположить, что спин спонтанно делящегося изомера не должен превышать нескольких единиц \hbar .

Если бы спин делящегося изомера ^{242}Am был близок к $20\hbar$, то трудно было бы понять, почему вероятность образования изомеров не уменьшается при использовании нейтронов с энергией 1 Мэв . Действительно, при захвате ядром ^{241}Am нейтронов с энергией 1 Мэв спин образующегося ядра не должен превышать $5\hbar$ (при взаимодействии с *d*-волной).

Энергия возбуждения компаунд-ядра, образующегося при захвате нейтрона с энергией около 1 Мэв ядром ^{242}Am , равна примерно 7 Мэв . Если энергия изомера близка к 3 Мэв при спине $20\hbar$, то его образование может произойти лишь при испускании приблизительно $10\text{--}15$ γ -квантов со «средней» энергией, близкой к 300 кэв . Вероятность такого процесса должна быть намного меньше, чем в том случае, когда компаунд-ядро образуется в реакциях с тяжелыми ионами.

Все гипотезы, которые были рассмотрены, так или иначе сводились к тому, что в области тяжелых элементов возможно появление высокоспиновых изомерных состояний с достаточно высокой энергией возбуждения. Накопление, хоть и скудных вначале сведений о спонтанно делящихся изомерах, приводило к мысли о том, что закономерности, наблюдаемые при образовании изомеров, трудно согласовать с какой-либо из предложенных гипотез.

Природу изомерного состояния с энергией возбуждения близкой к 3 Мэв при небольшом спине, по-видимому, было трудно понять, находясь в рамках известных представлений об изомерии атомных ядер. Надо добавить, что появление новых гипотез об изомерии ядер происходило в тот период, когда были известны только три спонтанно делящихся изомера нечетно-нечетных изотопов Am.

Совершенно новые возможности объяснения природы

спонтанно делящихся изомеров появились после опубликования работы В. М. Струтинского [16], в которой был предложен метод учета оболочечных эффектов при больших деформациях атомных ядер. Применение данного метода к тяжелым ядрам привело к выводу о том, что барьер деления имеет более сложную форму, чем предполагалось ранее. При этом открывалась возможность по крайней мере качественно объяснить спонтанное деление из изомерного состояния как проявление нового вида изомерии — изомерии формы.

В этом случае существуют и другие эффекты, которые наблюдаются при изучении процесса деления и находят объяснение на основе модели Струтинского [17]. Сейчас можно сказать, что возникновение новых представлений о барьере деления привело в последние 10 лет к полному пересмотру представлений об этом процессе. Рассмотрение данных о спонтанно делящихся изомерах и, следовательно, об изомерии формы должно проводиться в тесной связи с исследованием данных о барьере в целом.

Глава 3

ОБОЛОЧКИ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ И БАРЬЕР ДЕЛЕНИЯ

Вплоть до 60-х годов было принято считать, что в том случае, когда происходит полное заполнение оболочек, атомное ядро принимает сферическую форму. Это утверждение настолько прочно вошло в жизнь, что сообщение Б. Т. Гейликмана [18] о возможности существования оболочечной структуры в деформированных атомных ядрах не привлекло к себе особого внимания.

Б. Т. Гейликман [17, 18] провел рассмотрение для модели Нильссона и прямоугольной эллипсоидальной ямы. В случае анизотропного гармонического осциллятора появление новых нуклонных оболочек происходит следующим образом. Энергия уровней в поле осциллятора

$$E = \hbar\omega_x(n_{\perp} + 1) + \hbar\omega_z(n_z + 1/2); \quad n_{\perp} = n_x + n_y; \quad \omega_x = \omega_y.$$

Это выражение можно переписать иначе:

$$E = \hbar\omega_z(n_z + n_{\perp} \omega_x/\omega_z) + E_0,$$

где $\omega_x/\omega_z = 2, 3, 4$; E_0 — энергия нулевых колебаний. В этом случае

$$E = \hbar\omega_z(n + mn_{\perp}) = \hbar\omega_z n',$$

здесь $m = 1, 2, 3$; n' — целое число. Таким образом, снова происходят вырождение энергетических состояний, как у сферического ядра, и образование оболочек.

При введении параметра деформации согласно выражению

$$\omega_x = \omega_0(\epsilon)(1 + \epsilon/3); \quad \omega_z = \omega_0(\epsilon)(1 - 2\epsilon/3)$$

оболочки появляются при $\epsilon = \epsilon_m = m/[1 + (2m/3)] = 3/5; 6/7; 1$ и т. д. При $\epsilon = 0,6$ сгущение уровней, т. е. появление оболочек, происходит при числе нуклонов 2, 4, 6, 10, 16, 28, 40, 60, 80, 110, ... Работа [18] носила качественный характер, и ее можно сейчас рассматривать, безусловно, как первое указание на существование оболочек в деформированных ядрах.

Возникает вопрос, каким образом оболочечные эффекты при больших деформациях атомных ядер повлияют на потенциальную энергию. Особенно интересен ответ на данный вопрос для делящихся ядер. Действительно, в этом случае изменение потенциальной энергии при прохождении через барьер деления сравнительно невелико. Для урана и более тяжелых элементов такое изменение в диапазоне от начальной деформации до деформации, соответствующей вершине барьера деления, не превышает 6 Мэв. Это означает, что если отклонения оболочечных поправок в указанном диапазоне деформации составят несколько мегаэлектронвольт, то произойдет существенное изменение барьера деления.

Ранее указывалось, что уже предпринимались попытки оценить барьер деления ядер простым суммированием одночастичных энергий, вычисленных по модели Нильссона. Такой метод, как мы сейчас понимаем, не мог дать правильного значения барьера деления, поскольку барьер определяется в виде разницы двух очень больших чисел, соответствующих потенциальной энергии атомного ядра при двух различных деформациях (для основного состояния и седловой точки). Естественно, при таком подходе необходимо каждое из двух значений определить с очень большой точностью.

Заметим также, что при использовании модели гармонического осциллятора трудно поверить в правильность значений энергии одночастичных состояний при очень больших значениях параметра деформации атомного ядра. Конечно, можно было думать, что выбор другой формы потенциала, лучше описывающей поведение ядра при больших деформациях, позволит найти барьер деления при суммировании одночастичных состояний. В частности, вместо гармонического осциллятора модели Нильссона можно перейти, например, к использованию модели двухцентрового осциллятора [19, 20]. В данном случае предполагается, что при

больших деформациях атомного ядра нуклоны движутся в поле, создаваемом двумя центрами, расстояние между которыми зависит от параметра деформации атомного ядра. Простейший случай — это когда сферический гармонический осциллятор разделяется на два. На самом деле такой подход слишком упрощен.

Сферический гармонический осциллятор лучше всего должен подходить к описанию сферических ядер. Для определения свойств деформированных ядер лучше прибегать к модели анизотропного осциллятора. Поэтому модель двухцентрового осциллятора была усложнена, для того чтобы включить в описание и те случаи, когда образующиеся осколки деления будут деформированы. Кроме того, как это делается обычно в различных моделях, было введено предположение о сильной спин-орбитальной связи, для чего в формулу, определяющую потенциал взаимодействия для каждого центра, вводили член, пропорциональный $(l \cdot s)$. Модель двухцентрового гармонического осциллятора, таким образом, является моделью, которая весьма наглядно описывает процесс разделения делящегося ядра на два осколка.

Уже в 1953 г. Хилл и Уилер [4] обратили внимание на то, что делящееся ядро довольно сильно напоминает двухатомную молекулу, в которой электроны движутся в электрическом поле, создаваемом двумя центрами — атомными ядрами. Если изменять расстояние между ними, то будет меняться и положение электронных уровней. Поскольку скорость движения электронов намного больше скорости движения ядер в двухатомной молекуле, процесс будет носить адиабатический характер.

В какой-то мере это напоминает то, что происходит при делении атомного ядра. Процесс коллективного движения нуклонов, связанный с изменением формы атомного ядра, более медленный, чем движение отдельных нуклонов. Это означает, что можно говорить об адиабатическом характере процесса.

Расчеты по модели двухцентрового осциллятора [19, 20] являются шагом вперед по сравнению с одноцентровой моделью, однако они также не дают правильного значения барьера деления. Например, расчеты Грейнера с сотр. [19] для ^{238}U дали более высокое значение барьера деления, чем было установлено экспериментально.

Существенный прогресс в понимании структуры барьера деления связан с развитием метода расчета потенциальной энергии атомных ядер с учетом оболочечных эффектов при больших деформациях, предложенного В. М. Струтинским. По методу Струтинского [21—24], который можно назвать макро-микроскопическим, потенциальная энергия представляется в виде суммы двух членов. Один из них есть не что иное как масса атомного ядра, вычисленная по модели жидкой капли. Этот член, в среднем, правильно передает изменение масс атомных ядер в широком диапазоне атомных масс. Наблюдаемые отклонения этих значений масс от экспериментальных обусловлены оболочечными эффектами. Второй член в методике Струтинского учитывает изменения масс, связанные с оболочечными эффектами. Таким образом, $M = M_{ж.к.} + \delta M$, где $M_{ж.к.}$ — масса, вычисленная по модели жидкой капли; δM — поправка, связанная с оболочечными эффектами.

В основе различных формул для расчета масс ядер по модели жидкой капли лежит предложенная Вайцзекером еще в 30-х годах формула

$$M = m_n N + m_p Z + \alpha_0 A - \alpha_1 A^{2/3} + \alpha_2 Z^2 / A^{1/3} + \alpha_3 (Z - A/2)^2 + \delta,$$

где N — число нейтронов; m_n — масса нейтронов; Z — число протонов; m_p — масса протона; A — атомная масса.

Коэффициенты $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \delta$ подбираются так, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне масс ядер. Четвертый член в этой формуле учитывает поверхностную энергию ядра, пятый — не что иное, как энергию электрического отталкивания протонов в атомном ядре; шестой член принято называть изотопическим; δ учитывает разницу в массе для четно-четных, нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер. За годы, прошедшие после появления формулы Вайцзекера, она была различными авторами усовершенствована, но по существу смысл ее не изменился. Приведенная формула близка по виду к первоначальной.

Оболочечный эффект проявляется в сгущении нуклонных уровней вблизи поверхности Ферми. Для классической модели оболочек характерно то, что это сгущение происходит при сферической форме ядра. Если при такой форме атомного ядра имеет место вырож-

дение состояний, то для деформированных ядер это вырождение снимается и происходит расщепление оболочечных уровней. Часть уровней идет вверх, а часть — вниз. Однако при определенных деформациях атомного ядра образуются области сгущения и разряжения, что соответствует появлению оболочек в деформированных ядрах.

На самом деле с учетом различных эффектов (спин-орбитальная связь, диффузность границы и т. п.) поведение отдельных энергетических уровней оказывается довольно сложным. Схема нейтронных уровней ^{240}Pu , рассчитанная Меллером и Никсом [22] для деформированной прямоугольной потенциальной ямы с диффузным краем, как пример дается на рис. 10. Как видно из рисунка, поведение отдельных уровней носит довольно причудливый характер, но и в этом случае можно увидеть разрежение уровней с $N=152$, а при большей деформации и с $N=144, 148$.

Появление второго члена в формуле для массы, учитывающей оболочечные эффекты по методу Струтинского, связано с появлением указанных неоднородностей плотности уровней. Если плотность нуклонных состояний вблизи поверхности Ферми меньше средней, то ядро оказывается связанным сильнее, и наоборот. Для оценки эффектов, вызванных изменением плотности уровней, вводится величина $\delta g(N, \text{форма})$, которая учитывает осцилляции локальной плотности уровней. Эта величина определяется следующим образом:

$$\delta g(N, \text{форма}) = g_{об} - \tilde{g},$$

где $g_{об}$ — плотность одночастичных состояний, усредненная в диапазоне 2—3 Мэв около поверхности Ферми; \tilde{g} получено усреднением в более широком диапазоне энергии γ , равном приблизительно 10 Мэв. Такой интервал энергии характерен для расстояния между оболочками в одночастичном спектре. При вычислении средней плотности уровней усреднением по диапазону 10 Мэв учитываются 30—40 различных уровней, и по этой причине ни один из них не имеет преобладающего значения.

Значение оболочечной поправки δU определяется как разность между суммой одночастичных энергий

Нейтронные уровни ^{240}Pu

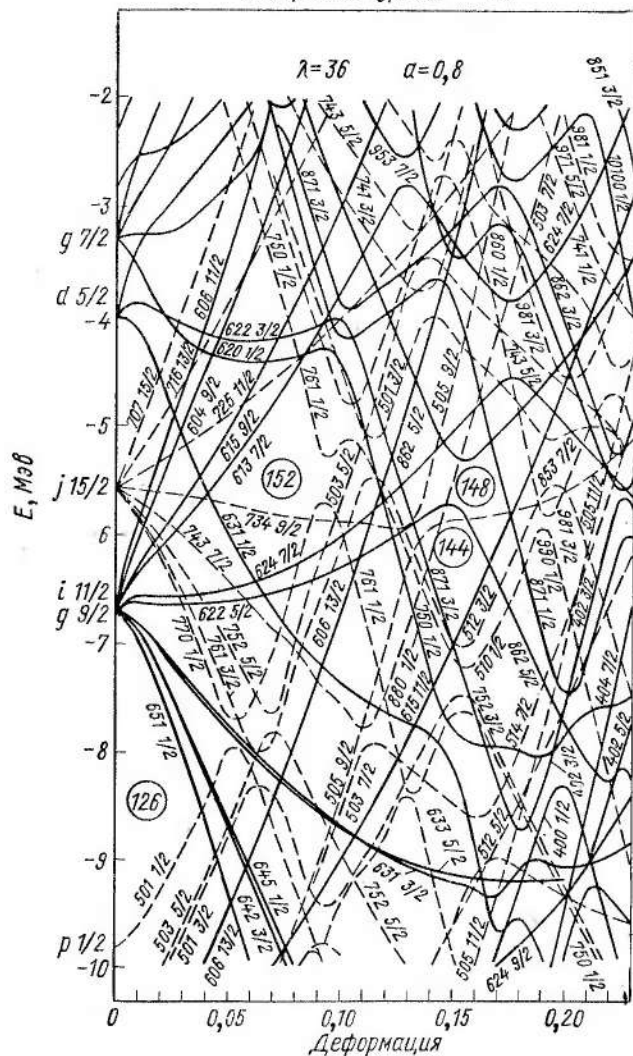


Рис. 10. Схема энергетических уровней для прямоугольной ямы с диффузным краем

для реального квантового распределения нуклонов и суммарной энергии для «однородного» распределения:

$$\delta U = \sum_{E_v < \lambda} 2E_v n_v - 2 \int_0^{\tilde{\lambda}} E \tilde{g}(E) dE,$$

где λ и $\tilde{\lambda}$ — энергия Ферми для реального и однородного распределения уровней. Коэффициент \tilde{g} (средняя плотность уровней) вычисляется по следующей формуле:

$$\tilde{g}(E, \beta) = \frac{1}{2\pi\gamma} \sum_v \exp\{-[(E - E_v)/\gamma]^2\},$$

здесь γ — интервал усреднения, равный примерно расстоянию между оболочками; β — параметр деформации. Сумма в этой формуле берется по числу уровней в интервале усреднения.

Возникает вопрос, насколько величина оболочечных поправок критична к выбору формы потенциала. Так, можно спросить, как она будет изменяться при переходе от модели осциллятора к модели прямоугольной ямы. Оказывается, что результаты расчетов не слишком критичны к выбору модели, и это является хорошим признаком.

Величину оболочечных поправок в зависимости от параметра деформации и числа нейтронов (протонов) можно представить в виде неких топографических карт, на которых линиями связаны точки с одинаковыми значениями. Ландшафт поверхности, представляющей оболочечные поправки для нейтронов, можно наблюдать на рис. 11, а, а на рис. 11, б такая карта составлена для протонов. Из рисунка ясно видно, что оболочечные поправки велики при числе нейтронов 126, и это соответствует хорошо известной области магических ядер вблизи Pb. В то же время просматривается некая долина при числе нейтронов, близком к 146. Разрез топографической карты оболочечных поправок для ^{242}Pu приведен на рис. 12. Для этого изотопа числа нейтронов и протонов равны 148 и 94 соответственно. Видно, что оболочечная поправка осциллирует с ростом параметра деформации. Этот эффект особенно заметен для нейтронов. На рисунке показано, как выглядит изменение с деформацией потенциальной энергии электрически заряженной жидкой капли. Как видно из рис. 12,

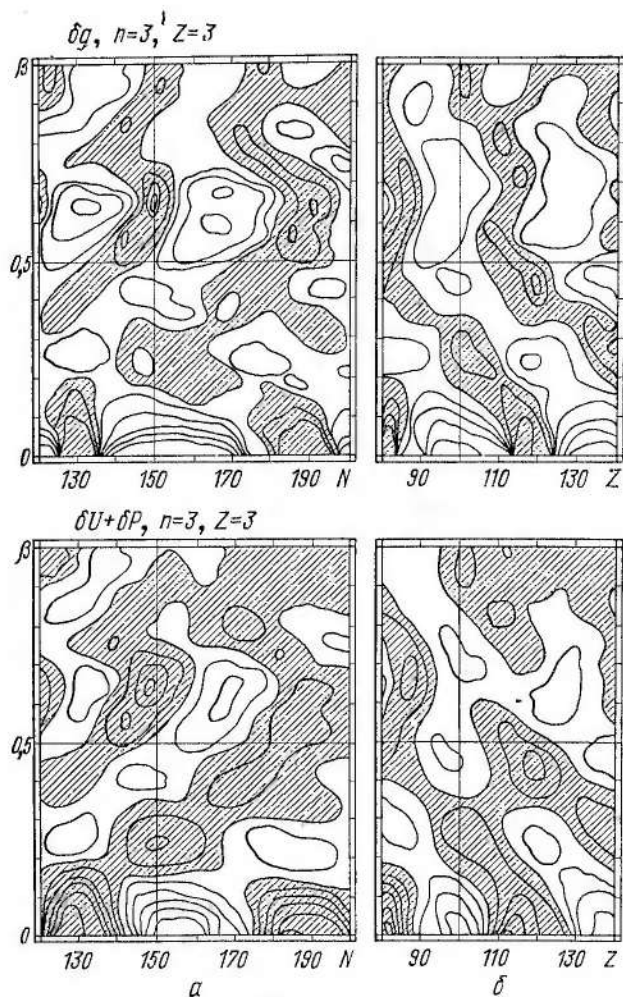


Рис. 11. Оболочечные поправки для нейтронов (а) и протонов (б)

для жидкой капли равновесной формой является сфера. Сложение двух кривых дает кривую, показывающую изменение потенциальной энергии с деформацией уже с учетом оболочечных эффектов. При этом ситуация меняется довольно существенно. Прежде всего видно, что изменяется равновесная деформация. Минимум потенциальной энергии в результате добавления оболочечной поправки смещается в область деформированных ядер, и этот факт хорошо согласуется с экспериментальными данными о форме ядер для рассматриваемой области изотопов. В то же время на рис. 12 можно усмотреть нечто неожиданное. Добавление оболочечной поправки, оказывается, сильно изменяет форму барьера деления. Обращает на себя внимание появление дополнительного минимума потенциальной энергии.

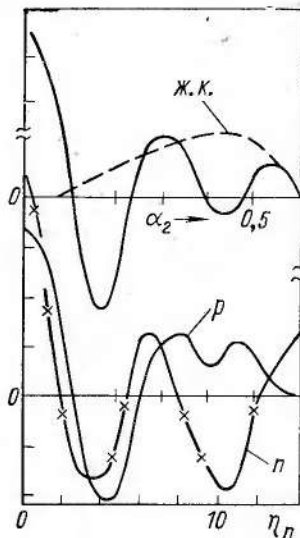


Рис. 12. Оболочечные поправки и барьер деления ^{242}Pu

Значение оболочечной поправки достигает приблизительно 3 Мэв, и поэтому дополнительный минимум при большом параметре деформации оказывается довольно глубоким. Существование достаточно глубокого минимума потенциальной энергии в области, соответствующей максимуму потенциальной энергии жидкой капли, или, иными словами, на вершине барьера деления жидкой капли, может привести совершенно к неожиданным следствиям. Одно из них — это вывод о том, что минимум потенциальной энергии в седловой точке соответствует метастабильному состоянию. Действительно, если каким-либо образом атомное ядро окажется на дне второй потенциальной ямы, то переход на лежащие ниже уровни, соответствующие состояниям атомного ядра при обычной деформации, будет запрещен. Существование достаточно высокого потенциального барьера, разделяющего две потенциальные ямы, будет затормаживать электромагнитные переходы.

На языке квантовой механики это означает, что волновая функция для нижнего состояния в потенциальной яме на вершине барьера слабо проникает в область более глубокой потенциальной ямы и, наоборот, волновые функции для состояний с нормальной деформацией будут экспоненциально затухать при увеличении деформации и окажутся очень слабыми по достижении второго минимума. Обратим внимание на то, что для нижнего состояния во второй потенциальной яме барьер деления будет значительно ниже и уже, чем для основного. Расчеты потенциальной энергии с учетом оболочечных поправок были в первую очередь проведены для четно-четных ядер. Поскольку основным состоянием четно-четных ядер является состояние 0^+ , приведенная на рис. 12 картина отражает поведение с энергией нижнего состояния 0^+ . Все состояния со спином, не равным нулю, и отрицательной четностью будут проходить выше двугорбой кривой.

Появление модели, в которой учитывалось влияние оболочечных эффектов на барьер деления, сразу же привлекло к себе внимание, поскольку в рамках этой модели очень просто можно было объяснить природу спонтанно делящихся изомеров.

Действительно, предполагая, что спонтанно делящиеся изомеры есть не что иное, как нижние состояния ядер во второй потенциальной яме, можно сразу же, по крайней мере качественно, объяснить их основные свойства. С одной стороны, вероятность спонтанного деления для ядер, находящихся в таких состояниях, должна быть значительно выше, чем для основного. С другой стороны, вероятность электромагнитных переходов из этих состояний, как уже говорилось, должна быть уменьшена из-за потенциального барьера, разделяющего обе ямы. При этом совсем не требуется, чтобы спин состояния второй потенциальной ямы был высок. Это обстоятельство важно, так как экспериментальные данные о закономерностях образования спонтанно делящихся изомеров приводят к заключению о том, что спин спонтанно делящихся изомеров сравнительно мал.

Таким образом, рассматриваемая модель позволяет высказать гипотезу о существовании иного вида изомерии атомных ядер — изомерии формы и предположить также, что спонтанно делящиеся изомеры и являются

изомерами формы. Можно рассмотреть динамику заселения изомерных состояний, предполагая, что начальный этап реакции — возбуждение ядра в состояние, характеризующееся деформацией основного состояния [17]. Если обозначить $n_1(\tau)$ и $n_2(\tau)$ заселение состояний первой и второй потенциальных ям в момент времени τ , то при $\tau=0$ $n_1(0)=1$ и $n_2(0)=0$. Для $\tau>0$ можно написать следующее уравнение, характеризующее изменение заселенности обеих ям:

$$\frac{dn_1}{d\tau} = \gamma_1^{\leftarrow} n_1 + \gamma_2^{\leftarrow} n_2; \quad \frac{dn_2}{d\tau} = \gamma_1^{\rightarrow} n_1 - \gamma_2^{\leftarrow} n_2.$$

↔

Символы γ характеризуют ширины внутренних нерадиационных переходов из одной потенциальной ямы в другую (\rightarrow означает переход через внутренний барьер); γ_1^{\leftarrow} и γ_2^{\leftarrow} — полные ширины состояний в обеих ямах, учитывающие все энергетически возможные каналы распада. Деление соответствует ширине γ_2^{\leftarrow} , а число делений в единицу времени

$$\frac{dn_f}{d\tau} = \gamma_2^{\leftarrow} n_2(\tau).$$

За время τ полное число делений компаунд-ядра

$$nf = \gamma_2^{\leftarrow} \int_0^{\tau} n_2(\tau) d\tau.$$

Среднее число делений находится интегрированием от нуля до бесконечности:

$$h_f(\infty) = \int_0^{\infty} \gamma_2^{\leftarrow} n_2(\tau) d\tau = \gamma_1^{\leftarrow} \gamma_2^{\leftarrow} / (\gamma_1^{\leftarrow} \gamma_2^{\leftarrow} - \gamma_1^{\rightarrow} \gamma_2^{\leftarrow}).$$

Полученная величина совпадает со средней вероятностью деления, равной отношению средней ширины деления к средней полной ширине $\langle \Gamma_f \rangle / \langle \Gamma_t \rangle$. При слабой связи состояний первой и второй ям средняя делительная ширина $\langle \Gamma_f \rangle = \gamma_1^{\leftarrow} \gamma_2^{\leftarrow} / \gamma_1^{\leftarrow}$.

Практически важным случаем является такой, когда полная ширина уровня во второй потенциальной яме больше среднего расстояния между уровнями в первой яме. Полная ширина состояний во второй яме равна сумме ширин γ_2^{\leftarrow} и γ_2^{\rightarrow} и в соответствии с формулой Бора — Уилера

$$\gamma_2^{\leftarrow} \approx [N(A) + N(B)] / 2\pi\rho_2,$$

где ρ_2 — плотность уровней во второй потенциальной яме; $N(A)$ — число открытых каналов на барьере A ; $N(B)$ — число открытых каналов на барьере B .

Средняя делительная ширина в области уровня второй потенциальной ямы соответствует резонансу:

$$\langle \Gamma_f \rangle = \frac{1}{2\pi\rho_1} \frac{N(A)N(B)}{N(A) + N(B)},$$

где ρ_1 — плотность уровней в первой потенциальной яме.

Ранее уже отмечалось, что изомерное состояние есть нижнее состояние (основное состояние) во второй потенциальной яме. Но, как можно было заметить, все время говорилось о «состояниях» во второй потенциальной яме. Действительно, вскоре после того как для объяснения природы спонтанно делящихся изомеров была использована модель двугорбого барьера деления, стало обычным говорить о двух классах состояний возбужденного ядра, отвечающих равновесным деформациям основного и изомерного состояний (I — состояния при нормальной деформации, II — состояния при большой деформации). При этом естественно говорить о слабой или сильной связи между этими двумя классами состояний. Если энергия возбуждения заметно меньше, чем высота внутреннего барьера A , то имеется слабая связь между двумя классами состояний. Когда энергия возбуждения намного больше высоты барьера A , то происходит столь сильное перемешивание состояний, что уж вряд ли имеет смысл говорить о двух классах равновесных состояний.

Сделав вывод о существовании двух классов состояний возбужденного ядра, можно пойти несколько дальше. Прежде всего можно заключить, что энергия возбуждения ядер и, естественно, температура будет различна для двух классов состояний. В случае состояний второй потенциальной ямы (класс II) часть энергии, равная энергии изомерного состояния, была затрачена на изменение формы ядра, и поэтому температура ядра в состоянии с большой деформацией будет ниже. Соответственно уменьшится и плотность энергетических состояний. Поскольку плотность экспоненциально зависит от температуры, это изменение будет довольно заметным. Во всяком случае разница плотности состояний для двух классов уровней ядра

при фиксированной энергии возбуждения может явиться одной из причин крайне слабого заселения изомеров.

До сих пор, рассматривая различную форму атомных ядер, мы имели в виду переход от сферической формы к форме аксиально-симметричного эллипсоида. Возникает вопрос, насколько устойчив наблюдаемый дополнительный минимум по отношению к другим видам деформации. В частности, не ясно, устойчив ли он по отношению к деформации, нарушающей аксиальную симметрию. Расчеты, проделанные В. В. Пашкевичем [25], показали, что такая устойчивость действительно существует.

Возникновение представлений о сложной форме барьера деления позволило ввести в ядерную физику понятие изомерии формы и хотя бы качественно понять, почему для спонтанно делящихся изомеров сильно увеличена вероятность спонтанного деления и заторможен электромагнитный переход в состояния, расположенные ниже.

Значение предположения о существовании второго минимума потенциальной энергии при деформации, соответствующей вершине барьера деления жидкой капли, на самом деле состоит не только в том, что так открывается путь объяснения спонтанного деления из изомерного состояния. На его основе необходимо в целом пересмотреть динамику прохождения барьера деления. Речь идет о введении нового класса состояний, которые можно назвать промежуточными при делении [17].

Для аналоговых состояний, обязанных своим существованием правилам отбора по изотопическому спину, уместно говорить о входных состояниях. Для промежуточных состояний при делении значение квантового числа в какой-то мере приобретает параметр деформации и эти состояния оказываются уже выходными.

Модель, о которой только что было рассказано, привлекла к себе большое внимание, и в дальнейшем ее использовали для объяснения некоторых экспериментальных фактов, установленных при исследовании деления. Ценность новой модели барьера деления состоит и в том, что можно связать между собой явления, которые, на первый взгляд, не связаны друг с другом.

Модель, соединившая в себе взаимосвязанный метод учета средней энергии атомного ядра с микроско-

пическим методом учета оболочечных поправок, получила дальнейшее развитие в работах отдельных групп теоретиков, и некоторые выводы этих работ, важные для лучшего понимания процесса деления, будут представлены ниже.

Новые представления о форме барьера деления меняют некоторые представления о динамике процесса деления и, в частности, о роли переходных состояний. Концепция роли переходных состояний при делении была введена в 1956 г. О. Бором [26], и в какой-то мере появление представлений о промежуточных состояниях, связанных со второй потенциальной ямой, есть ее дальнейшее развитие. В случае достаточно плоской вершины барьера деления можно предположить существование хорошо отделенных друг от друга состояний атомного ядра. При энергии возбуждения, лишь незначительно превышающей барьер деления, практически вся энергия уходит на изменение формы атомного ядра. Поэтому в момент прохождения через барьер деления атомное ядро оказывается практически холодным и становится возможным появление на вершине барьера деления энергетических уровней.

В частности, это могут быть ротационные состояния. Одним из признаков, по которым можно судить о существовании тех или иных состояний на барьере деления, является изменение характера углового распределения осколков деления.

Предположив, что барьер деления имеет сложную форму (см. рис. 12), придется пересмотреть значение отдельных состояний на вершине барьера деления или, как их принято называть, «каналов деления». При наличии двух максимумов возможны и две ситуации: в первой внутренний барьер деления A выше наружного барьера B , а во второй — наоборот.

Полагаем сначала, что энергия возбуждения лишь слегка превышает более высокий из этих двух барьеров. Если барьер A выше B , то могут проявляться лишь состояния на барьере A . Для проявления состояний на барьере B необходимо, чтобы деление было подбарьерным по отношению к барьеру A . Проходя через переходные состояния, расположенные над барьером A , ядро будет иметь вполне определенные значения четности и спина. Состояние может характеризоваться не только спином, но и его проекцией на ось

симметрии. При делении эта ось будет совпадать с направлением деления. Проекция спина на ось симметрии ядра не является хорошим квантовым числом. Это означает, что при дальнейшем изменении формы ядра может произойти перераспределение значений K . Если

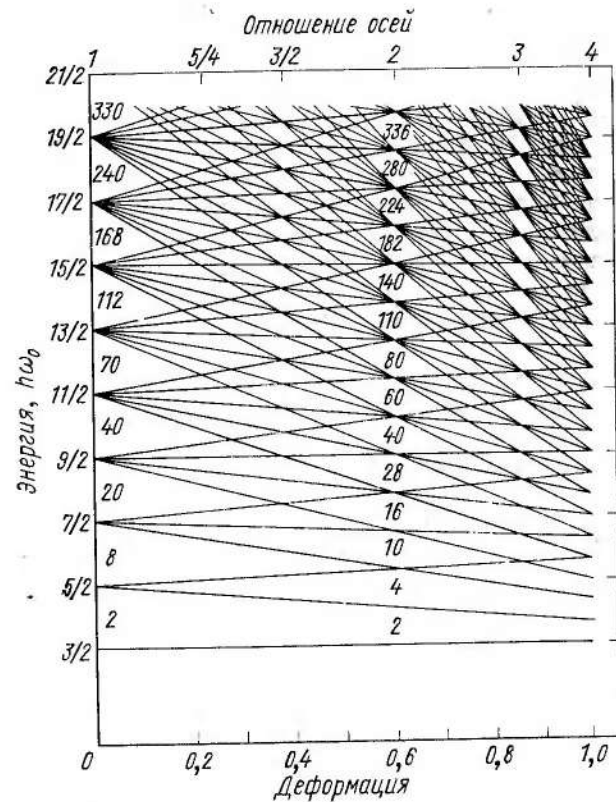


Рис. 13. Энергетические уровни гармонического осциллятора для вытянутого эллипсоида вращения

высота барьера A превышает энергию изомерного состояния на 3—4 Мэв, то в момент прохождения над второй потенциальной ямой энергия, связанная с нагревом ядра, составит 3—4 Мэв. При такой энергии возбуждения должно установиться статистическое распределение проекций K , и атомное ядро в значительной степени забудет, что с ним было при прохождении барьера A .

На последней стадии деления атомное ядро проходит через барьер V , и если энергия возбуждения незначительно превышает его высоту, то могут проявиться переходные состояния, расположенные на нем.

Известно [17, 18], что в модели анизотропного осциллятора должны возникать оболочки при таких деформациях, когда отношение частот колебаний относительно перпендикулярных осей равно отношению целых чисел.

Схема уровней для вытянутого сфероида вращения дана на рис. 13. Кроме параметра деформации на горизонтальной оси нанесены значения отношения осей сфероида. Хорошо видно, что помимо ярко выраженных оболочек для сферы хорошо заметны оболочки и для отношения осей $3/2$. Еще лучше они проявляются при отношении осей, равном двум, что соответствует равновесной деформации спонтанно делящихся изомеров.

Как заметил Бьернхольм [27], в какой-то мере спонтанно делящиеся изомеры больше удовлетворяют принципу симметрии, чем ядра этих же изотопов, находящиеся в основном состоянии. Для основного состояния отношение осей приблизительно равно 1,25.

Из рис. 13 видно, что для большой деформации оболочка возникает при числе нуклонов (нейтронов) 140. Если учесть спин-орбитальное взаимодействие, то схема уровней несколько изменится и оболочка должна появиться при числе нейтронов 144—148.

Глава 4

ОБЛАСТИ ИЗОМЕРИИ ФОРМЫ

После обнаружения спонтанно делящегося изомера ^{242}Am во многих лабораториях начали эксперименты по поиску новых спонтанно делящихся изомеров. Для изомеров такого типа, как ^{242}Am , можно было ожидать и распада путем электромагнитных переходов на лежащие ниже состояния. Однако из-за простоты и надежности детектирования осколков деления основное внимание обращалось на наблюдение ветви распада, связанной со спонтанным делением. Исследования упрощались, так как в это же время начали широко использовать диэлектрические детекторы. Принцип действия их основан на том, что если поверхность диэлектрика (стекло, слюда, майлар и т. п.) облучать осколками деления, то в месте прохождения этих осколков образуются столь сильные нарушения структуры вещества, что при последующем травлении поверхности соответствующим травителем образуются видимые в микроскоп треки. Использование диэлектрических детекторов позволило не только наблюдать осколки деления от распада изомеров, образовавшихся в той или иной ядерной реакции, но и оценить время их жизни.

Такие детекторы оказались особенно полезными в тех случаях, когда исследуемый эффект очень мал, и это качество диэлектрических детекторов сделало их исключительно удобными при поисках новых спонтанно делящихся изомеров.

Впервые подобные эксперименты были поставлены в Дубне [28], и схема эксперимента, в котором искали спонтанно делящиеся изомеры, образующиеся при облучении ^{238}U ионами ^{12}C , приведена на рис. 14.

Ядра, которые являются продуктом взаимодействия ядер мишени с тяжелыми ионами, получают достаточно

большой импульс и вылетают из мишени по направлению пучка тяжелых ионов с высокой скоростью. Если происходит полное слияние сталкивающихся ядер, то скорость образующегося компаунд-ядра оказывается довольно большой.

Испарение нескольких нейтронов, что характерно для распада сильно возбужденного компаунд-ядра, слегка изменяет скорость летящего ядра, но это изменение столь незначительно, что в первом приближении при оценке скорости летящего ядра — продукта реакции — им можно пренебречь. Пролет ядер, имеющих указанную скорость, невелик, и, следовательно, для

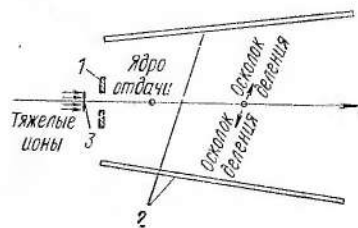


Рис. 14. Схема установки для поиска короткоживущих изомеров в реакциях с тяжелыми ионами:

1 — коллиматор; 2 — стеклянные детекторы; 3 — мишень

более точной оценки периода полураспада желательно использовать более тонкие мишени.

Угол вылета тяжелых ядер по отношению к пучку бомбардирующих частиц будет близок к 0° , а скорость ядер можно легко оценить. Например, для реакции, в которой происходит слияние ядра ^{12}C с ядром ^{238}U , скорость образующегося нового ядра, а в данном случае им будет изотоп Cf ($Z=96$), близка к $2 \cdot 10^8$ см/сек. Характерный размер пучка тяжелых ионов составляет примерно 1 см. При таком размере пучка и мишени с помощью диэлектрических детекторов (см. рис. 14) сравнительно просто наблюдать распад ядер, вылетевших из мишени и удалившихся от нее на расстояние 1 см. Это означает, что таким способом можно наблюдать распад делением ядер, живущих $2 \cdot 10^{-9}$ сек и более. Поскольку из-за распада ядер, летящих вдоль оси пучка, их число будет уменьшаться, будет падать и число треков на единицу длины детектора.

Эксперименты показали, что при облучении ^{238}U ионами ^{12}C образуется какой-то спонтанно делящийся изотоп с довольно коротким периодом полураспада, составляющим несколько десятков наносекунд. Оценка

периода полураспада производилась в предположении, что наблюдаемый распад обязан изотопу ^{246}Cf . Дальнейшие эксперименты показали, однако, что на самом деле образуются изотопы Pu и, возможно, Cm . Эти изотопы, как известно теперь, могут с заметной вероятностью образовываться в реакциях передачи нуклонов при взаимодействии ядер мишени, если они достаточно тяжелые, с многозарядными ионами.

Вскоре после того как были проведены эти эксперименты с диэлектрическими детекторами, в институте им. Нильса Бора в Копенгагене на электростатическом тандем-генераторе с помощью примерно такой же методики был начат поиск короткоживущих изомеров в области Pu [29]. Этот эксперимент довольно быстро привел к заключению, что существует целая область спонтанно делящихся изомеров в районе $\text{Pu}—\text{Am}$. Результаты этого эксперимента заставили пересмотреть результаты экспериментов по наблюдению короткоживущего изомера, синтезированного в Дубне при облучении U ионами C .

Более того, после эксперимента в Копенгагене центр исследований спонтанно делящихся изомеров переместился на ускорители легких частиц (протонов, дейтронов и т. п.). Возможность значительно проще интерпретировать результаты этих экспериментов привела к довольно быстрому накоплению экспериментальных данных [30]. Ниже рассмотрим наиболее интересные эксперименты более подробно.

Как известно, после первых экспериментов, в которых наблюдался спонтанно делящийся изотоп ^{242}Am , проводили исследования, в которых этот же изотоп синтезировался в реакции с нейтронами. В работах по его идентификации было замечено, что этот изотоп с заметной вероятностью образуется и в реакциях с легкими заряженными частицами [31]. Примером такой реакции может служить реакция $^{239}\text{Pu}(^4\text{He}, p)^{242}\text{Am}$. Подобные эксперименты проводились на циклотроне Института атомной энергии им. И. В. Курчатова в Москве. Как и в первых экспериментах в Дубне, для исследования использовали метод переноса ядер изомера к детекторам осколков деления (стекло) вращающимся диском.

Переход к исследованиям на электростатических тандем-генераторах сначала в Копенгагене, а затем

и в других лабораториях позволил существенно повысить уровень исследований спонтанно делящихся изотопов. В ядерных реакциях, которые протекают при облучении мишеней из тяжелых элементов протонами и дейтонами с энергией, близкой к 10 Мэв, образующееся атомное ядро имеет небольшой импульс и соответственно малую скорость, которая при указанной энергии протонов близка к $5 \cdot 10^7$ см/сек. Однако на самом деле ситуация оказывается ничуть не хуже, а скорее даже лучше, чем при использовании тяжелых ионов. Пучки протонов и дейтонов, ускоренных на электростатических тандем-генераторах, обладают чрезвычайно высокими качествами. Как известно, энергетическое разрешение пучка частиц, ускоренных на тандем-генераторе, чрезвычайно высоко ($\Delta E/E \approx 10^{-4} - 10^{-5}$), но что особенно важно для работ, связанных с поиском спонтанно делящихся изотопов, размер пучка также очень мал. Основную интенсивность пучка в условиях тщательной фокусировки можно сконцентрировать на площади около 1 мм². При таких размерах пучка можно создать хорошие геометрические условия для регистрации осколков деления.

В первых экспериментах, как и в экспериментах с тяжелыми ионами, используется такая геометрия, когда детекторы осколков деления располагаются вдоль пучка бомбардирующих частиц. При хорошей коллимации пучка протонов и дейтонов таким методом можно детектировать распад ядер, удалившихся от мишени всего лишь на 1—2 мм. Это значит, что с помощью методики времени пролета можно обнаружить изотопы, живущие несколько наносекунд.

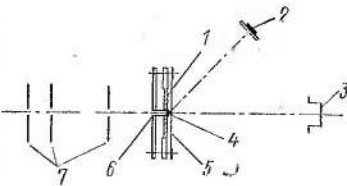
В дальнейшем методика с использованием диэлектрических детекторов для регистрации осколков деления была усовершенствована. Стало возможным наблюдать изотопы с временем жизни менее 1 нсек, но об этом подробнее расскажем ниже. Регистрация изотопов, живущих менее 1 нсек, в указанной геометрии затруднительна; так же как и регистрация изотопов, живущих более 10^{-6} сек. В последнем случае для детектирования распада изотопов используются диэлектрические детекторы очень большой длины. Не менее широко для поиска спонтанно делящихся изотопов применялся импульсный режим работы ускорителей.

В случае тандем-генераторов обычно имеют дело

с равномерно распределенным во времени пучком частиц. Для того чтобы иметь импульс тока на мишень, пучок частиц приходится пропускать между пластинами, на которые периодически подается напряжение. Если длина пластин достаточно велика, то за время прохождения между ними заряженная частица изменяет направление своего движения и в результате не попадает на облучаемую мишень. Таким способом можно легко сделать импульсы тока длительностью в десятки микросекунд и более. В тех случаях, когда нас интересуют изотопы со временем жизни в наносекундном диапазоне, обычно используются более сложные

Рис. 15. Схема установки с поверхностно-барьерным детектором для поиска спонтанно делящихся изотопов:

1 — счетчик осколков запаздывающего деления; 2 — монитор мгновенного деления; 3 — цилиндр Фарадея; 4 — мишень; 5 — сборник ядер отдачи; 6 — держатель мишени; 7 — коллиматор



системы пульсации. В них помимо «медленной» системы отклонения, которая расположена за отклоняющим магнитом, имеется дополнительная система, создающая короткие импульсы. Медленная система, на которую поступают импульсы от «быстрой», увеличивает расстояние между короткими вспышками. Это позволяет проследить распад делящихся изотопов в течение более длительного промежутка времени в условиях очень низкого фона. Для детектирования осколков деления спонтанно делящихся изотопов при использовании режима пульсации пучка частиц практически во всех экспериментах применяли поверхностно-барьерные кремниевые детекторы.

Схема эксперимента по поиску спонтанно делящихся изотопов с применением полупроводниковых детекторов осколков деления, проводившегося в институте им. Нильса Бора, дана на рис. 15 [32]. Как видно из рисунка, пучок частиц, ускоренных на электростатическом тандем-генераторе, после системы коллиматоров проходит через миниатюрную мишень, которая расположена в отверстии, имеющемся в кремниевом поверхностно-барьерном детекторе. Мишень при работе на тандем-генераторе, как правило, представляет собой

тонкую никелевую фольгу (около 50 мкг/см^2), на которую методом напыления наносится слой делящегося вещества (Th, U, Np, Pu). Продукты взаимодействия протонов с ядрами мишени вылетают из мишени и тормозятся в тонкой органической пленке, помещенной за детектором таким образом, что осколки деления ядер изомеров, осевшие на тормозящей пленке, могут попасть на поверхность полупроводникового детектора и регист-

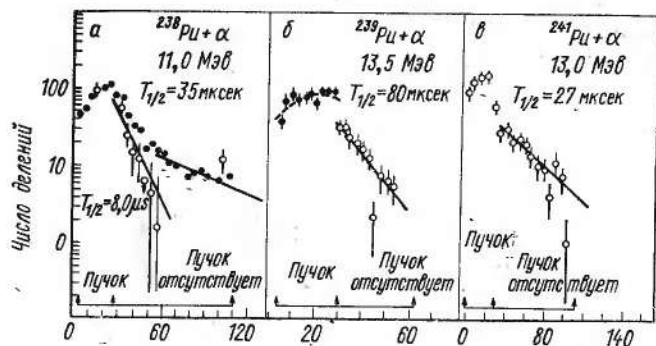


Рис. 16. Кривые распада изомеров Pu и Am

у которого геометрия пучка частиц значительно хуже, чем у электростатических тандем-генераторов.

Так как в экспериментах регистрировалось только спонтанное деление, идентификация изомеров производилась по кривым возбуждения. Реакциями с протонами и дейтонами, в которых осуществлялся синтез большинства изомеров, являются $(p, 2n)$, $(d, 2n)$, (d, p) и (d, pn) . Каждая из них имеет характерный вид, и поэтому, если использовать для одного и того же изомера различные мишени и различные бомбардирующие частицы, оказывается сравнительно просто идентифицировать массу и атомный номер изотопа. В результате проведенных исследований было обнаружено более 30 спонтанно делящихся изомеров U, Np, Pu, Am, Cm, Bk [33].

Наиболее долгоживущим из всех изомеров оказался изотоп ^{242}Am . Сейчас ясно, что, так как он имеет наибольший период полураспада из всех исследованных изомеров, он и был обнаружен в первую очередь. Найденные изотопы довольно плотно заселяют область ядер, расположенную вдоль полосы наиболее стабильных изотопов, причем с одинаковой вероятностью на-

риваться. На рис. 15 показано, что тормозящая пленка имеет в центре отверстие для пропускания пучка частиц. Это снижает загрузку детектора рассеянными на тормозящей фольге частицами.

Кривые полураспада для некоторых спонтанно делящихся изомеров, впервые наблюдаемые в этих экспериментах [32], приведены на рис. 16. На кривой временного распределения событий видны две области: одна из них связана с периодом облучения мишени пучком заряженных частиц, когда происходит накопление изомера, а другая — с распадом образовавшегося изомера в отсутствие пучка заряженных частиц. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в некоторых случаях при выключении пучка наблюдается довольно заметное уменьшение скорости счета. Это связано с тем, что в момент облучения имеет место распад изомеров, образующихся в реакциях и имеющих время жизни всего лишь доли микросекунды. Значительно реже, чем электростатический тандем-генератор, для поиска изомеров используется циклотрон,

Таблица 2

Спонтанно делящиеся изотопы

Изомер	Период полураспада, нсек	Ядерная реакция	Изомер	Период полураспада, нсек	Ядерная реакция
^{236}U	130	$^{235}\text{U} (d, p)$	^{241}Am	1500	$^{241}\text{Pu} (d, 2n)$
^{238}U	195	$^{238}\text{U} (d, pn)$	^{242}Am	$1,4 \cdot 10^6$	$^{242}\text{Pu} (d, 2n)$
^{237}Np	40	$^{238}\text{U} (p, 2n)$	^{243}Am	$5,2 \cdot 10^3$	$^{243}\text{Am} (d, pn)$
^{235}Pu	30	$^{238}\text{U} (\alpha, 2n)$	^{244}Am	$1,1 \cdot 10^6$	$^{244}\text{Pu} (d, 2n)$
^{236}Pu	34 (J, 05)	$^{237}\text{Np} (p, 2n)$	^{245}Am	390	$^{244}\text{Pu} (d, n)$
^{237}Pu	120 (900)	$^{235}\text{U} (\alpha, 2n)$	^{246}Am	73	$^{244}\text{Pu} (\alpha, pn)$
^{238}Pu	5,5 (0,5)	$^{236}\text{U} (\alpha, 2n)$	^{240}Cm	2?	$^{241}\text{Am} (p, 2n)$
^{239}Pu	8000	$^{239}\text{Pu} (d, pn)$	^{241}Cm	15,3	$^{241}\text{Am} (d, 2n)$
^{240}Pu	3,8	$^{239}\text{Pu} (d, p)$	^{242}Cm	$2? 180?$	$^{240}\text{Pu} (\alpha, 2n)$
^{241}Pu	2300	$^{240}\text{Pu} (d, p)$	^{243}Cm	45	$^{243}\text{Am} (d, 2n)$
^{242}Pu	50	$^{241}\text{Pu} (d, p)$	^{245}Cm	13,2	$^{244}\text{Pu} (\alpha, 3n)$
^{243}Pu	55	$^{242}\text{Pu} (d, p)$	^{242}Bk	9,5 (600)	$^{241}\text{Am} (\alpha, 3n)$
^{237}Am	5	$^{238}\text{Pu} (p, 2n)$	^{243}Bk	2	$^{243}\text{Am} (\alpha, 4n)$
^{238}Am	60	$^{239}\text{Pu} (p, 2n)$	^{244}Bk	820	$^{243}\text{Am} (\alpha, 3n)$
^{239}Am	163	$^{240}\text{Pu} (p, 2n)$	^{245}Bk	2	$^{243}\text{Am} (\alpha, 2n)$
^{240}Am	$3,9 \cdot 10^6$	$^{240}\text{Pu} (p, 2n)$			

блюдаются изомеры четно-четных, нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных. Область обнаруженных спонтанно делящихся изомеров показана на рис. 17, а, там же для сравнения приведены периоды спонтанного деления ядер в основном состоянии. Видно, что в сред-

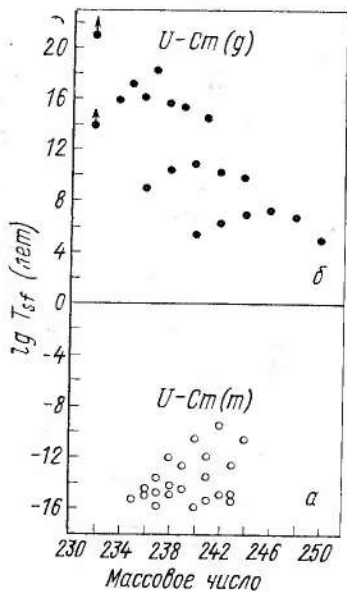


Рис. 17. Периоды спонтанного деления в области урана—курция

нем вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии примерно в 10^{23} раз больше вероятности деления в основном состоянии. В табл. 2 указаны синтезированные к настоящему времени спонтанно делящиеся изомеры и периоды спонтанного деления в основном и изомерном состояниях и ядерные реакции, в которых они были синтезированы. Можно построить систематику периодов спонтанного деления, пытаясь таким образом подметить ту или иную закономерность. Зависимость периодов спонтанного деления от числа нейтронов при-

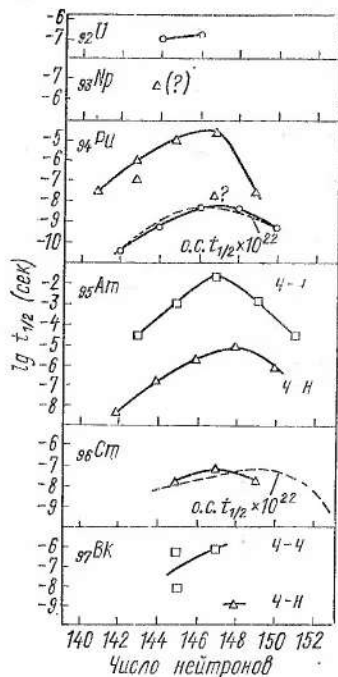


Рис. 18. Зависимость периодов спонтанного деления изомеров от числа нейтронов

ведена на рис. 18. Обращают на себя внимание следующие обстоятельства:

- 1) наиболее короткими оказываются периоды спонтанного деления четно-четных изотопов. Время жизни соседних изотопов того же элемента с нечетным числом нейтронов, как правило, на три-четыре порядка выше;
- 2) в среднем происходит рост времени жизни с уменьшением атомного номера. Это можно заметить, например, если сравнить между собой данные для Sm и Pu;
- 3) для некоторых изотопов наблюдаются по два изомерных состояния;
- 4) в некоторых случаях, как это имеет место, например, для изомеров Am или четно-нечетных изотопов Pu, экспериментальные точки ложатся на гладкие кривые, имеющие максимум. Из рис. 18 видно, что этот максимум расположен при числе нейтронов, равном 146—148;
- 5) для изотопов Np не наблюдаются спонтанно делящиеся изомеры, равно как и для изотопов U с нечетным числом нейтронов. Выражаясь более точно, можно сказать, что если они и образуются, то с вероятностью примерно в 10 раз меньшей, чем соседние изотопы.

Некоторые из наблюдаемых закономерностей можно сопоставить с теми заключениями, которые следуют из той или иной модели. Так, макро-микроскопический метод, учитывающий оболочечные поправки при больших деформациях, приводит к выводу, что наиболее глубокий минимум потенциальной энергии в седловой точке должен приходиться как раз на число нейтронов $N=146 \div 148$.

Результаты расчета барьера деления с учетом оболочечных поправок даны на рис. 19. Особенно четко выраженный и глубокий минимум потенциальной энергии виден для некоторых изотопов U, Pu и Cm. Этот минимум, расположенный при параметре деформации $\epsilon=0,6$, настолько глубок, что барьер деления для состояния, расположенного на дне второй потенциальной ямы, составляет около 3 Мэв. При переходе к ядрам с большими атомными номерами глубина второй потенциальной ямы становится все меньше, и, как можно увидеть, для изотопов Cf она практически исчезает совсем. Некоторую тенденцию к уменьшению глубины ямы можно заметить и при уменьшении атомного номера.

Значения коэффициентов запрета спонтанного деления для некоторых изотопов с нечетным числом нейтро-

нов приведены в табл. 3. Этот коэффициент можно определить как отношение периода спонтанного деления изотопа с числом нейтронов $N=2n+1$ к периоду спонтанного деления изотопа с $N=2n$. Как видно из таблицы, экспериментально наблюдаемый коэффициент близок к 10^3-10^4 . Для спонтанного деления в основном

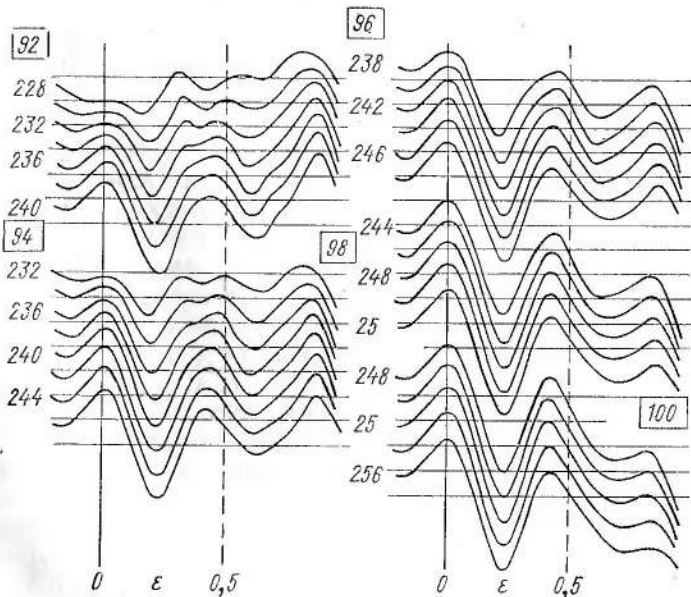


Рис. 19. Барьеры деления ядер

состоянии наблюдаемые значения коэффициентов запрета имеют примерно такие же значения.

Ответить на вопрос, как оценить коэффициент запрета для спонтанного деления изотопов с нечетным числом нейтронов, при современном состоянии теории очень трудно. Качественно наблюдаемый эффект можно понять как проявление одночастичных состояний, в которых находятся неспаренные нейтроны. При увеличении параметра деформации такой нейтрон не может произвольно переходить с одной орбиты на другую. Закон сохранения момента количества движения и четности препятствует этому, в результате чего происходит некоторое увеличение высоты барьера деления. Такой эффект был давно подмечен для спонтанного

Таблица 3

Коэффициенты запрета для спонтанного деления ядер с нечетным

числом нейтронов $\left(\frac{T_{2N+1}}{T_{2N}}\right)$

Состояние	Элемент	Число нейтронов			
		141	143	145	147
Основное	U	$4 \cdot 10^3$	10	—	—
	Pu	—	$1 \cdot 10^6$	—	—
	Cm	—	—	—	—
	Cf	—	—	—	—
	Fm	—	—	—	—
Изомерное	Pu	—	—	—	$6 \cdot 10^3$
	Am	—	$8 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^3$
	Cm	—	—	>10	>10

Продолжение табл. 3

Состояние	Элемент	Число нейтронов				
		149	151	153	155	157
Основное	U	—	—	—	—	—
	Pu	—	—	—	—	—
	Cm	—	—	$>5 \cdot 10^2$	—	—
	Cf	—	$>10^6$	—	—	—
	Fm	—	—	—	$1,5 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^6$
	Pu	—	—	—	—	—
Изомерное	Am	$1,5 \cdot 10^2$	—	—	—	—
	Cm	—	—	—	—	—

деления ядер в основном состоянии, а также при изучении деления ядер, возбужденных до сравнительно небольшой энергии (5—6 Мэв). Может показаться на первый взгляд, что оценки коэффициента запрета затруднены из-за плохого знания схемы одночастичных состояний. Действительно, прибавим к высоте барьера энергию одночастичного состояния, в котором находится неспаренный нейтрон, и, возможно, получим правильное значение барьера деления. На самом деле все обстоит значительно сложнее. Деление — процесс динами-

ческий, и одной из его существенных характеристик является массовый коэффициент, определяющий инерцию этого процесса. Его значения могут сильно различаться для четно-четных ядер и ядер с нечетным числом нуклонов. Точное вычисление массового коэффициента связано с большими трудностями, и поэтому сейчас почти невозможно количественно оценить, как повлияют на барьер деления характеристики состояния, в котором находится неспаренный нейтрон.

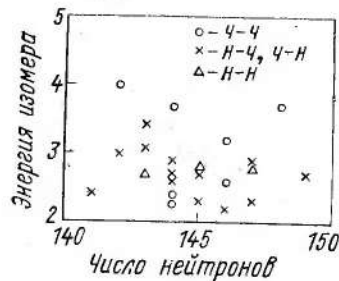


Рис. 20. Энергии изомерных состояний

модели, учитывающей появление оболочек в деформированных ядрах. Конечно, пока еще не были приведены какие-либо доказательства того, что ядра рассматриваемых изомеров сильно деформированы. И тем не менее на первом этапе исследований, когда по существу отсутствовала какая-либо иная информация, кроме данных о периодах спонтанного деления, а также весьма скудных сведений, касающихся некоторых ядерных реакций, совпадение положения области наиболее устойчивых изомеров с предсказанной областью наиболее глубокого дополнительного минимума потенциальной энергии, безусловно, могло служить довольно сильным аргументом.

Данные об энергии изомерных состояний приведены на рис. 20. Некоторые из значений энергии определены измерением порогов соответствующих ядерных реакций, как это было сделано ранее для спонтанно делящихся изомеров ^{240}Am и ^{242}Am в реакциях с протонами и нейтронами. Там, где это было возможно, такие же измерения были проведены и с другими изомерами. В некоторых случаях для измерения порогов реакции ис-

пользовали γ -кванты. Когда пороги реакции нельзя определить с достаточно хорошей точностью, применяют другой подход, основанный на анализе формы кривой возбуждения. Так обстоит дело, например, с реакциями, в которых облучение проводят α -частицами. Из-за довольно высокого кулоновского барьера для α -частиц энергия возбуждения, как правило, заметно превышает порог реакции и определение порога возможно лишь при анализе всей кривой возбуждения. В дальнейшем более подробно рассмотрим работы, в которых проводили измерения такого рода. Для полноты картины экспериментальные данные, полученные в них, нанесены на рис. 20. Видно, что значения энергий группируются в основном в области 2,5—3 Мэв, в отдельных случаях достигая почти 4 Мэв.

Если еще раз обратиться к рис. 19, на котором изображены расчетные барьеры деления, то можно отметить качественное согласие экспериментальных данных энергии изомерных состояний с энергией второй потенциальной ямы относительно основного состояния.

Как было сказано выше, спонтанно делящиеся изомеры не были обнаружены у изотопа Np , а также ни у одного четно-нечетного изотопа U . Это обстоятельство можно объяснить тем, что для изомеров подобных изотопов основным видом распада является не деление, а какой-то иной вид распада. По-видимому, в случае Np основным видом распада, определяющим время жизни, будет электромагнитный переход на один или несколько лежащих ниже уровней. Можно думать, что таким же образом обстоят дела и с изотопами U , имеющими нечетную массу. Для них вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии, по-видимому, в сотни и тысячи раз меньше, чем вероятность эмиссии γ -квантов.

Если предположить, что время жизни четно-четных изотопов U определяется процессом деления, то ожидаемое время жизни для спонтанного деления изотопов с массой 237 и 239 будет иметь значение, близкое к 10 сек. Предполагается, что добавление 145-го и 147-го нейтронов к четно-четному остову увеличит время жизни в такой же степени, как это имеет место для изомеров Am с тем же числом нейтронов. Достаточно, чтобы электромагнитный переход из изомерного состояния шел со временем 10 сек или несколько быстрее,

и спонтанное деление станет уже наблюдаемым. В работе [34], выполненной в США в Аргонской национальной лаборатории, сообщалось об обнаружении спонтанного деления изомера Np, синтезированного в реакции $^{238}\text{U}(p, 2n)^{237}\text{Np}$. Согласно этой работе, время жизни изомера ^{237}Np равно $4 \cdot 10^{-8}$ сек. Надо заметить, что наблюдаемый эффект очень мал и, к сожалению, полученный результат в дальнейшем никем не проверялся. Скорее всего в случае этого изомера основным видом распада является электромагнитный переход на уровни, расположенные в первой потенциальной яме. Может возникнуть вопрос, нельзя ли наблюдать α -распад для спонтанно делящихся изомеров? На этот вопрос трудно дать однозначный ответ. Если предположить, что такой распад будет происходить из изомерного состояния в основное, то он будет сопровождаться увеличением энергии α -распада на энергию изомерного состояния, т. е. на 2—3 Мэв. Такой выигрыш в энергии, согласно правилу Гейгера—Неттола, может привести к ускорению процесса α -распада на несколько порядков. Однако резкое изменение формы должно привести к сильному затормаживанию процесса. Количественная оценка степени затормаживания не производилась.

Некоторое ускорение α -распада может произойти из-за понижения высоты кулоновского барьера вблизи полюсов вытянутого эллипсоида вращения, какими как раз и являются ядра спонтанно делящихся изомеров, если принять уже неоднократно упоминавшуюся модель изомерии формы. На самом деле все будет очень сильно зависеть от того, в каком состоянии будут находиться отдельные нуклоны. Если, например, нуклоны, группирующиеся в α -частицы, будут занимать нильссоновские орбитали с большими значениями λ , то рождающиеся α -частицы должны вылетать преимущественно в экваториальной плоскости, где кулоновский барьер выше.

Отдельные эксперименты по поиску ветви α -распада спонтанно делящихся изомеров дали отрицательный результат [35]. В этих экспериментах были установлены лишь верхние границы эффекта.

Говоря об изучении свойств спонтанно делящихся изомеров, надо заметить, что сравнительно мало внимания было уделено изучению энергетических спектров осколков деления. Результаты исследования изомеров ^{237}Pu показывают, что основной тип деления — асиммет-

ричное деление [36], причем наблюдаемый энергетический спектр осколков деления практически не отличается от наблюдаемого при мгновенном делении.

Расчеты потенциальной энергии с учетом оболочечных эффектов, естественно, распространены на другие области ядер. В первых же расчетах, проведенных В. В. Пашкевичем [25] для изотопов Pb и других соседних элементов, было показано, что помимо основного глубокого минимума при сферической форме имеется также минимум при параметре деформации, соответствующем слегка вытянутому эллипсоиду вращения (рис. 21). Из рисунка видно, что глубина дополнительного минимума невелика, поэтому особых оснований для поиска здесь спонтанно делящихся изомеров, казалось, и не было. Прежде всего заметим, что слишком высока энергия ожидаемого изомерного состояния: даже для наиболее благоприятных случаев она оказывается более 7 Мэв. При такой высокой энергии изомерного уровня плотность состояний в основной потенциальной яме должна быть очень большой и поэтому должно иметь место заметное смешивание уровней обеих ям. Время жизни по отношению к электромагнитным переходам в первую потенциальную яму должно быть сравнительно коротким. Барьер, разделяющий потенциальные ямы, мал, что также способствует повышению вероятности переходов из мелкой и высоко расположенной ямы в основную. Барьер деления для ядер рассматриваемой области высок и для возможных метастабильных состояний будет выше 6 Мэв. Поэтому вероятность спонтанного деления гипотетических изомеров формы для соседних с Pb элементов будет, по-видимому, крайне низка. Для сравнения заме-

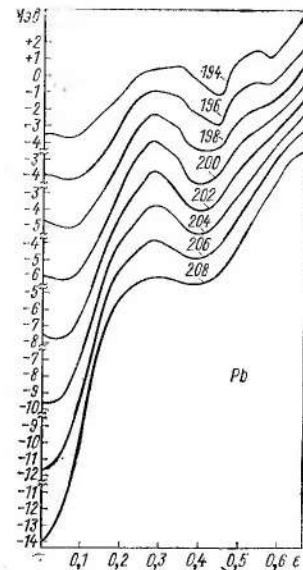


Рис. 21. Потенциальная энергия изотопов Pb

тим, что для ^{238}U , имеющего барьер деления примерно такой же высоты, период спонтанного деления составляет 10^{16} лет. Следовательно, заметить спонтанное деление изомеров формы в области Pb—Hg крайне трудно.

Тем не менее были поставлены эксперименты по поиску спонтанно делящихся изомеров для изотопов Po и других соседних элементов. Наиболее тщательно они были проведены на ускорителях тяжелых ионов в Дубне [37] и Беркли [38]. Так, в экспериментах, выполненных в Дубне, различные мишени элементов с четным атомным номером от Te до Pt облучались ионами ^{14}W и ^{16}O . Регистрация осколков спонтанного деления короткоживущих продуктов реакции, распадающихся на лету, производилась пластиковыми детекторами.

При таком методе регистрации распада ядер могли быть зарегистрированы спонтанно делящиеся изомеры с временем жизни в диапазоне 0,2—10,0 нсек, если сечение их образования больше 10^{-33} см². Эксперименты показали, что ядра легких изотопов элементов от Nd до Rn не имеют спонтанно делящихся изомеров. Аналогичные эксперименты в Беркли также дали отрицательные результаты. Чувствительность использованной в работах [37, 38] методики достаточно высока, поэтому заключение об отсутствии спонтанно делящихся изомеров в рассмотренной области ядер является надежным.

Может показаться, что мы слишком подробно остановились на последнем вопросе, который выглядит сейчас простым. Дело в том, что вскоре после обнаружения спонтанно делящихся изомеров Am и других соседних элементов появились публикации, в которых сообщалось об открытии спонтанно делящихся изомеров в области Po. Этот результат выглядел удивительным, но не подтвердился.

Если все же не отказываться от мысли о возможности существования изомеров формы в только что рассмотренной области изотопов, то, наверное, надо думать о других видах распада изомеров, а не о спонтанном делении. Более вероятно ожидать эмиссию γ -квантов, α -частиц, протонов и, может быть, даже нейтронов. Действительно, для всех исследованных ядер энергия возбуждения возможных изомеров больше, чем энергия связи нейтронов.

Известно, что делались лишь отдельные попытки наблюдения изомеров формы в области Po, но они не

привели к обнаружению положительного эффекта. В этих экспериментах искали γ -кванты или α -частицы. По существу систематический поиск изомеров формы в области Pb не производился. В то же время для рассмотренной области ядер было проведено большое количество теоретических расчетов. Остановимся на этих результатах более подробно.

В работе, выполненной в Дубне В. В. Пашкевичем и Фрауэндорфом [39], потенциальная энергия рассчитывалась для четно-четных ядер по микро-макроскопическому методу. При этом расчеты делались не только для основного состояния 0^+ , но и для состояний 2^+ , 4^+ , 6^+ и других более высоких состояний положительной четности. Результаты расчетов для изотопа ^{184}Hg даны на рис. 22. На рисунке можно заметить весьма интересную закономерность. Если для 0^+ -состояния минимум потенциальной энергии и равновесная деформация соответствуют $\epsilon = -0,1$, то по мере перехода к состояниям с более высокими спинами кривая потенциальной энергии деформируется таким образом, что уже для состояний со спином больше 4^+ равновесным состоянием является вытянутый эллипсоид вращения.

Резкое изменение равновесной формы может привести к тому, что переход из состояния со спином больше 4^+ в состояния с более низким спином будет в какой-то степени заторможен. Таким образом, в настоящее время есть достаточно веские основания для поиска изомеров формы у некоторых изотопов Os, Au, Hg и других элементов в этой области. Конечно, как всегда при проведении подобных расчетов, возникает вопрос об устойчивости состояний с отличной от основного равновесной деформацией по отношению к различным изменениям формы атомного ядра.

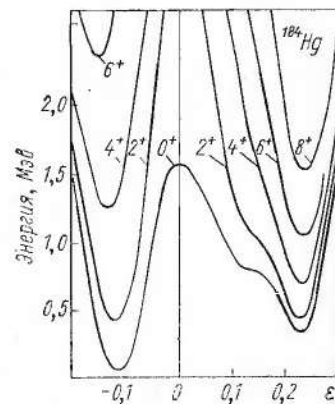


Рис. 22. Потенциальная энергия состояний положительной четности для изотопа ^{184}Hg

Уже много лет привлекает внимание область ядер, носящая название «переходной». Эта область характеризуется тем, что в ней происходит переход от сферических к деформированным ядрам. Для некоторых изотопов этой области равновесной формой является сфера, но при некотором числе нейтронов (или протонов) равновесной формой становится эллипсоид вращения, обычно вытянутый.

Для некоторых изотопов потенциальная энергия имеет очень четкий минимум, соответствующий вытянутому или сплюснутому эллипсоиду вращения. В то же время для некоторых изотопов наблюдаются два минимума при одной и той же энергии, разделенные совсем низким барьером. Этот барьер в некоторых случаях настолько низок, что им можно просто пренебречь и считать равновесной формой сферу. Если выразаться более точно, то необходимо говорить о сильном смешивании состояний с формой атомного ядра в виде сплюснутого и вытянутого эллипсоида вращения. Но так или иначе ситуация выглядит, как если бы атомное ядро колебалось около сферической формы, причем амплитуда колебаний должна быть довольно большой. Можно сказать, что мы имеем дело с очень мягким ядром. В тех случаях, когда атомное ядро имеет форму вытянутого эллипсоида вращения, жесткость по отношению к квадрупольным колебаниям оказывается значительно больше.

До сих пор разговор шел лишь о состояниях 0^+ для четно-четных ядер. Что можно ожидать для ядер с нечетным числом нейтронов и протонов, а также для возбужденных состояний атомных ядер? В случае ядер с нечетным числом нейтронов (протонов) многое будет зависеть от поведения уровня, на котором находится нечетный нуклон. Может так случиться, что энергия для сплюснутого состояния лишь незначительно будет превышать энергию для вытянутого эллипсоида, а, кроме того, может даже появиться небольшой потенциальный барьер, разделяющий оба состояния. В этом случае может возникнуть некий запрет на электромагнитный переход из одного состояния в другое. При этом величина запрета будет зависеть не только от разницы спинов и энергии перехода, но и от того, насколько сильным будет изменение формы атомного ядра при переходе.

В работе [40] исследовалась зависимость потенциальной энергии от формы ядер для некоторых изотопов переходной области с атомным номером меньше 50 и числом нейтронов меньше 82.

Расчеты для основного состояния ^{126}Ba показывают, что имеются два минимума потенциальной энергии, близкие по энергии. Далее расчеты показали, что неаксиальной деформацией легко осуществляется переход из одного минимума в другой, т. е. по существу ^{126}Ba — мягкое сферическое ядро. В то же время показано, что для двухквaziчастичного изомерного состояния $n402\uparrow$, $n523\uparrow$ равновесной формой является эллипсоид вращения.

После рассмотрения некоторых вопросов, связанных с изомерией формы неделящихся ядер, снова вернемся к проблеме изомерии формы для трансурановых элементов. Как известно, эксперименты показали, что существует хорошо очерченная область спонтанно делящихся изомеров, группирующихся вокруг изотопов с числом нейтронов 146—148. Известно также, что, если двигаться по полосе наиболее стабильных ядер, второй минимум потенциальной энергии становится все мельче и уже для изотопов Cf спонтанно делящиеся изомеры не должны наблюдаться.

Что произойдет, если попробовать удалиться от полосы наиболее стабильных изотопов?

В работе Говарда и Никса [41] были вычислены барьеры деления для изотопов U и трансурановых элементов, сильно обогащенных нейтронами. Как и в других работах, для вычисления барьеров деления использовали микро-макроскопический метод. Большое внимание уделяли подбору параметров модели жидкой капли, которые наилучшим образом описывали бы свойства атомных ядер с избытком нейтронов. Не вдаваясь в детальное рассмотрение работы [41], отметим, что при значительном увеличении числа нейтронов по сравнению с числом нейтронов в обычно наблюдаемых ядрах происходит уменьшение поверхностного натяжения жидкой капли. Это приводит к некоторому уменьшению барьера деления.

Большое внимание было также уделено выбору потенциала, наилучшим образом описывающего одночастичные состояния тяжелых ядер. В качестве такого потенциала был взят потенциал прямоугольной ямы

с введением кроме квадрупольной деформации также и гексадекапольной деформации, учитывающей появление шейки в процессе деления. Результаты вычисления барьеров деления для очень тяжелых изотопов U, Sp, Cf показывают, что форма барьеров деления сложна и для многих изотопов можно ожидать появления изомерных состояний. При этом оказывается, что в некоторых случаях в основном состоянии ядро вытянуто сильнее, чем в изомерном.

Таким образом, можно ожидать существования некоторой области изомерии формы для нейтроноизбыточных ядер U и трансурановых элементов. Конечно, возникает вопрос, каким способом можно изучить рассмотренные изотопы?

Пока что наиболее реальным, хотя и крайне трудным, способом синтеза этих изотопов представляется многократный захват нейтронов, который можно реализовать лишь путем подземных ядерных взрывов. Известно, что этот путь синтеза изотопов таит в себе ряд «серьезных неудобств». Одно из них, может быть не самое главное, состоит в том, что процедура выделения химических элементов, полученных при ядерном взрыве, сложна и занимает длительное время. Поэтому вряд ли сейчас имеет смысл говорить об изучении свойств изотопов трансурановых элементов с большим избытком нейтронов. Это станет возможным, по-видимому, лишь в том случае, если будет найден какой-то другой, достаточно эффективный способ их синтеза, позволяющий изучать распад ядер, живущих сравнительно короткое время. Каких-либо оценок, пусть даже грубых, времени жизни изомеров в рассмотренной области ядер в литературе нет.

В течение последних десяти лет весьма интенсивно обсуждается вопрос о гипотетической области долгоживущих сверхтяжелых трансурановых элементов. Эти ожидания основаны на расчетах барьеров деления по микро-макроскопическому методу, объединившему модель жидкой капли и оболочечную модель. Если до сих пор говорилось о расчетах для области элементов от U до Cf или для элементов с меньшими атомными номерами, то в случае сверхтяжелых элементов речь идет об экстраполяции тех же самых расчетов на область элементов с еще большими атомными номерами. Поскольку для элементов с большими атомными номе-

рами значения параметра Z^2/A , определяющего, согласно капельной модели, барьеры деления, велики, то при расчетах барьеров деления сверхтяжелых элементов надо весьма внимательно относиться к используемым параметрам капельной модели, анализируя их пригодность для рассматриваемой области ядер.

Как известно, для области существующих изотопов эти параметры подбираются так, чтобы наилучшим образом описать характер изменения масс в их широком диапазоне. Однако необходимо иметь в виду, что с удалением от полосы стабильных изотопов изменяется соотношение числа нейтронов и протонов. Это, в свою очередь, может изменить протяженность диффузного края ядра, а также энергию поверхностного натяжения.

Естественно, в настоящее время нет экспериментальных данных, которые были бы прямо связаны с данными о массах сверхтяжелых элементов. Поэтому получаемые данные о барьерах деления существенно зависят от надежности экстраполяции параметров капельной модели в область элементов с большими атомными номерами.

Вычисление оболочечных поправок требует знания системы одночастичных состояний. Применяя те же самые модели, что использовались для вычисления энергетических уровней доступных нам ядер, можно получить некоторые сведения о поведении одночастичных состояний для сверхтяжелых элементов.

Наиболее правдоподобные сведения об одночастичных состояниях найдены с помощью потенциала Саксона—Вудса [42, 43]. Были проведены расчеты и на основе гармонического потенциала [44].

Одним из интересных результатов расчетов является вывод о появлении замкнутых оболочек при числе нейтронов 184 и числе протонов 114. Эти оболочки выражены достаточно хорошо, и устойчивость по отношению к различным вычислениям вселяет уверенность в том, что вывод о существовании области достаточно стабильных сверхтяжелых элементов вполне правдоподобен.

Может, конечно, случиться и так, что замкнутая оболочка появится при числе протонов 112, а не 114. Важно, что такая оболочка появится для элемента с атомным номером, близким к 110.

Обратимся теперь к предсказаниям теории. Результаты расчетов для барьера деления отдельных изотопов сверхтяжелых элементов [45], которые должны иметь наибольшие барьеры деления и поэтому быть наиболее стабильными, приведены на рис. 23. Как видно из

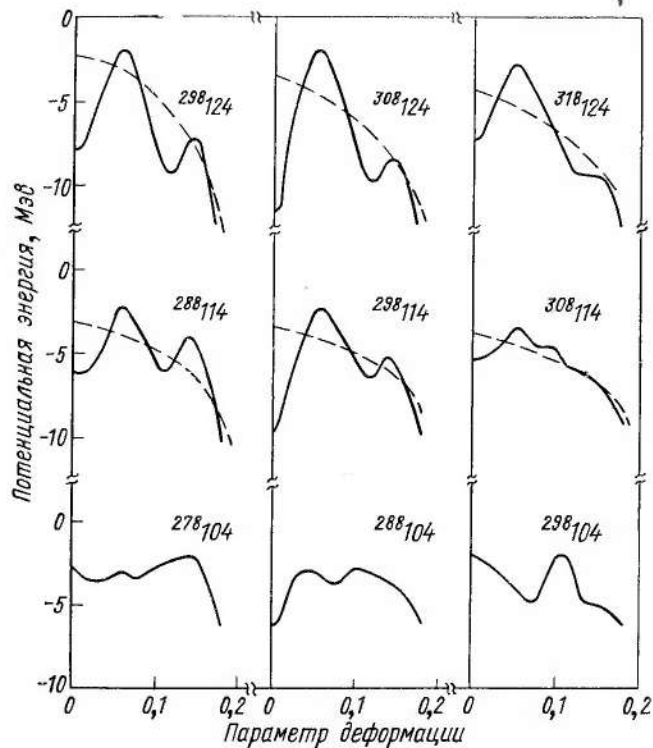


Рис. 23. Барьеры деления сверхтяжелых элементов

рисунка, высота барьера может достигать нескольких мегаэлектронвольт. Пунктиром изображена потенциальная энергия жидкой капли, и можно заметить, что практически целиком барьер деления создается за счет оболочечного эффекта. Если в случае спонтанно делящихся изомеров вторая потенциальная яма, ответственная за их происхождение, создается в результате действия оболочечных эффектов при больших деформациях, то в случае сверхтяжелых элементов оболочечный

эффект проявляется при сферической форме, а в этом случае он оказывается сильнее.

Таким образом, если посмотреть, как изменяется структура барьера деления по мере перехода от ядер средней массы к ядрам области U и далее к сверхтяжелым элементам, то можно заметить, что для не слишком тяжелых ядер высота барьера в основном определяется параметром Z^2/A , т. е. частью, определяемой моделью жидкой капли. Иными словами, это означает что влияние того, в каком состоянии находятся отдельные нуклоны вблизи поверхности Ферми, мало. Для ядер U, Pu и других соседних элементов значение одночастичных состояний в формировании барьера деления уже сравнимо с коллективным эффектом. И, наконец, для сверхтяжелых элементов основная роль в формировании барьера деления принадлежит одночастичным эффектам.

Поскольку роль оболочечных эффектов существенна в сравнительно малой области ядер с числом нейтронов и протонов, близким соответственно к 184 и 114, область изотопов, для которых ожидаются большие времена жизни по отношению к спонтанному делению, также оказывается не слишком протяженной, хотя для отдельных изотопов ожидаемые периоды спонтанного деления очень велики и достигают 10^{19} лет [44]. На самом деле устойчивость этих изотопов определяется не только спонтанным делением, но и α -распадом, и это приведет к значительному уменьшению времени жизни. Один из вопросов, волнующих физиков, состоит в том, как достигнуть этого гипотетического острова стабильности.

Существует несколько возможных путей синтеза изотопов сверхтяжелых элементов, основанных на использовании тяжелых ионов, но пока что ни один из них не реализован. Рассматривалась и возможность достижения острова стабильности с помощью импульсных нейтронных потоков [41, 46]. Но в этом случае, как показывают расчеты, уже сейчас видны трудности, связанные с преодолением области элементов с низким барьером деления, расположенной непосредственно за Fm—элементом с атомным номером 100.

Вопрос, как производить сверхтяжелые элементы, сложен и во многом остается неясным, но сложен и вопрос о том, как их детектировать. Распад долгоживу-

щих ядер трудно обнаружить, потому что вероятность распада за короткое время (1 мин, 1 ч, 1 день) мала и необходимо иметь огромное число ядер. Надеяться, что в реакциях с тяжелыми ионами будет синтезировано очень много ядер, практически бессмысленно. Остаются две возможности исследования свойств сверхтяжелых элементов. Во-первых, можно изучать «береговую зону» острова стабильности, где периоды полураспада еще не очень велики. Можно также думать о наблюдении метастабильных состояний для наиболее стабильных изотопов.

Если посмотреть на рис. 23, где изображены барьеры деления различных изотопов, то можно заметить, что некоторые из них имеют изомерные состояния такой же природы, что и спонтанно делящиеся изомеры в области U.

Нельзя исключить того, что распад изомеров формы будет легче заменить, чем распад из основного состояния. До настоящего времени не делались какие-либо оценки вероятности спонтанного деления этих гипотетических изомеров формы в области сверхтяжелых элементов. Недавно исследования эффектов, связанных с изменением формы атомных ядер, были распространены на область легких элементов и в работе [47] была предпринята попытка применить для нее метод учета оболочечных эффектов. Как известно, оболочки появляются при такой форме ядер, когда отношение частот колебаний по двум перпендикулярным осям атомного ядра равно отношению целых чисел. В частности, для отношения осей, равного двум, магические числа (числа нейтронов или протонов) равны 16, 20 и 28. Это может привести к появлению ротационных полос, построенных на изомерах формы. Известны уровни изотопов ^{32}S , ^{40}Ca и ^{56}Ni , которые можно интерпретировать как ротационные полосы, построенные на состояниях, соответствующих деформированным ядрам. Состояния, в которых указанные ядра деформированы, проявляются как уровни 0^+ с энергией 3,775 Мэв для S, 3,35 Мэв для Ca и 4,97 Мэв для Ni. Несколько выше этих состояний 0^+ расположены уровни 2^+ , которые можно интерпретировать как первые ротационные состояния. Моменты инерции, вычисленные по расстоянию $2^+ - 0^+$, соответствуют моментам инерции вытянутых эллипсоидов вращения с отношением осей 2:1.

В работе [47] имеются аргументы и в пользу того, что оболочечные эффекты, приводящие к появлению состояний с устойчивой формой, отличающейся от сферы, видны также при числе $N=40, 60$ и $Z=40$.

Довольно любопытный результат получается, если применить уже неоднократно упоминавшуюся модель, в которой сочетаются модель жидкой капли и макроскопический метод учета оболочечных поправок к расчету рельефа потенциальной поверхности для легких ядер, имеющих небольшое число нуклонов [47]. Результаты расчетов для изотопа ^{16}O приведены на рис. 24. Сплошная линия изображает зависимость потенциальной энергии от параметра квадрупольной деформации с учетом неаксильности ядра. Хорошо виден дополнительный минимум потенциальной энергии для параметра деформации около 0,7, расположенный на высоте 8 Мэв. Анализ показал, что для более правильного сравнения энергий основного состояния и изомерного (второй минимум) необходимо учесть энергию нулевых колебаний, которая для основного состояния оказывается значительной, приблизительно 12 Мэв. Если сделать поправку на нулевые колебания, то энергия уровня, соответствующего изомерному уровню, будет равна приблизительно 6 Мэв. В настоящее время принято считать, что именно на этом уровне построена хорошо известная ротационная полоса, нижним уровнем которой является уровень с энергией 6,05 Мэв. На рис. 24 можно усмотреть и третий минимум, расположенный довольно высоко. По-видимому, этот минимум ответствен за появление сильно сжатой ротационной полосы, начинающейся с энергии 17 Мэв. Сильное сжатие ротационной полосы (малое расстояние между ротационными уровнями) указывает на большой момент инер-

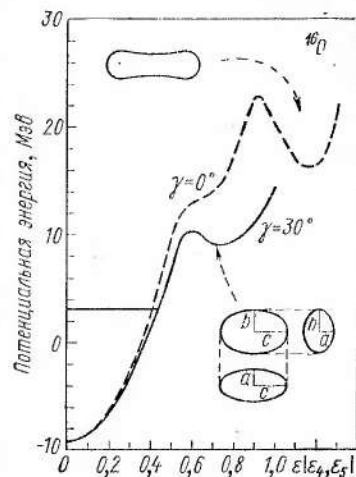


Рис. 24. Потенциальная энергия ^{16}O

ции

ции. Одна из причин увеличения момента инерции в этом состоянии заключается в том, что ядро ^{16}O можно рассматривать состоящим из двух ядер ^8Be , образующих нечто вроде гантели.

Таким образом, применение микро-маскроскопического метода позволяет очертить области изотопов, для которых возможно появление изомерных возбужденных состояний с формой атомных ядер, сильно отличающейся от формы в основном состоянии. Это различие может быть настолько большим, что приведет к появлению сильного запрета для электромагнитных переходов.

В настоящее время можно говорить о том, что одна область изомерии формы установлена достаточно хорошо. Речь идет об области спонтанно делящихся изомеров.

Глава 5

СПЕКТРОСКОПИЯ УРОВНЕЙ ВО ВТОРОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

Выше были описаны экспериментальные данные, которые свидетельствуют о существовании изомерных состояний, характеризующихся тем, что атомное ядро, находящееся в этих состояниях, с большой вероятностью распадается спонтанным делением. Как уже было сказано, широко принятое объяснение природы этих изомерных состояний связывается с моделью, в которой проведен синтез модели жидкой капли с микроскопическим методом учета оболочечных эффектов, проявляющихся и при отличной от сферической форме атомных ядер. Рассмотрим здесь более подробно экспериментальные факты, подтверждающие этот вывод:

1) наблюдение ротационных полос, построенных на изомерных состояниях (для спонтанно делящихся изомеров);

2) наблюдение электромагнитного излучения, испускаемого при образовании спонтанно делящихся изомеров в реакциях радиационного захвата медленных нейтронов;

3) наблюдение ветви электромагнитного перехода для спонтанно делящихся изомеров;

4) обнаружение двухквaziчастичных спонтанно делящихся изомеров;

5) обнаружение случаев существования двух изомерных состояний у одного изотопа и наблюдение распада ориентированных ядер;

6) наблюдение широких вибрационных резонансов, возбуждаемых в (nf) - и (d, pf) -реакциях;

7) наблюдение подбарьерных делительных резонансов при захвате медленных нейтронов.

В последние годы часто упоминают работу группы западногерманских физиков [48], в которой был получен

один из наиболее прямых аргументов в пользу модели изомерии формы, подробно рассмотренной ранее. Эксперимент, о котором идет речь, был проведен на электростатическом тандем-генераторе в университете в Мюнхене. В качестве объекта исследования был выбран спонтанно делящийся изотоп ^{240}Pu , имеющий

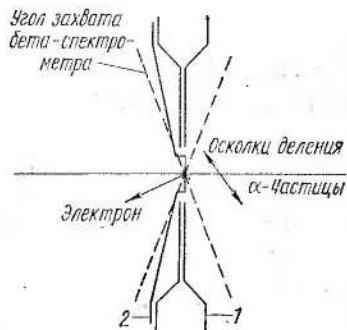


Рис. 25. Схема экспериментальной установки для поиска конверсионных электронов: 1 — детектор осколков деления; 2 — держатель мишени

период полураспада 4 нсек. Указанный изотоп синтезировался в $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ -реакции. Сечение указанной реакции очень мало, и поэтому накопление необходимой статистики потребовало приблизительно двухнедельного облучения мишени. Схема экспериментальной установки дана на рис. 25.

Для регистрации осколков деления, испускаемых при распаде изомера ^{240}Pu , использовался кремниевый поверхностно-барьерный детектор. Детектор помещали таким образом, чтобы осколки мгновенного деления не попадали на него. Ядра изомера, образовавшиеся в реакции, вылетают из мишени и распадаются, удалившись от мишени на некоторое расстояние. То пространство, где они распадаются, находится в зоне видимости детектора осколков деления. Одновременно с осколками деления производится регистрация конверсионных электронов, испускаемых в результате тех или иных электромагнитных переходов. Регистрация электронов осуществляется с помощью безжелезного магнитного спектрометра, расположенного так, что облучаемая мишень находится в его центре. Одновременно измеряется интервал времени между моментом деления и моментом регистрации электрона. Возможны три варианта временного распределения событий. Совпадение момента деления с моментом эмиссии электрона означает, что электрон испущен в результате девозбуждения осколка деления за очень короткое время. Если наблюдается некоторое запаздывание в эмиссии электрона, то это означает, что осколок деления находится

в изомерном состоянии. И, наконец, запаздывание осколка по отношению к электрону говорит о том, что наблюдается распад спонтанно делящегося изомера. Последний случай наиболее интересен, поскольку энергия электрона внутренней конверсии прямо связана с энергией электромагнитного перехода, имеющего место при образовании изомера.

В случае $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ -реакции первоначально образуется компаунд-ядро ^{242}Pu , которое распадается путем

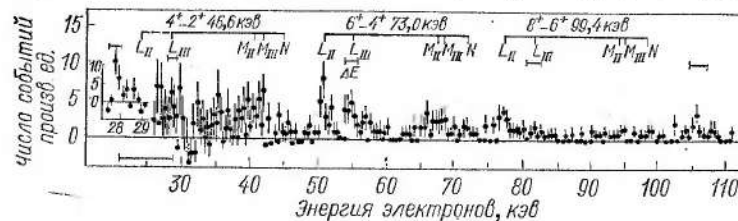


Рис. 26. Спектр конверсионных электронов, наблюдаемых в $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ -реакции

эмиссии двух нейтронов. Как только энергия возбуждения становится меньше энергии связи нейтрона, девозбуждение ядра происходит эмиссией γ -квантов. Если процесс девозбуждения ядра рассматривать в рамках модели двугорбого барьера деления, согласно которой можно говорить о целом классе состояний, характеризующемся тем, что форма атомных ядер в этих состояниях сильно отличается от формы ядер в основном состоянии, то заключительный этап образования изомера формы связан с каскадом γ -излучения, испускаемого при переходах во второй потенциальной яме.

Основная цель эксперимента западногерманских физиков — исследование таких электромагнитных переходов. В работе [48] предполагалось, что спонтанно делящийся изотоп ^{240}Pu имеет форму вытянутого эллипсоида вращения с соотношением осей 2:1, и поэтому момент инерции должен быть заметно больше, чем в основном состоянии. В результате длительных измерений удалось набрать около 200 случаев распада изомера ^{240}Pu , для которых зарегистрированы электроны внутренней конверсии, испущенные при образовании исследуемого изомера.

Спектр конверсионных электронов, наблюдаемых в этих экспериментах, показан на рис. 26, и на нем отме-

чены те группы электронов, которые, по мнению авторов, связаны с образованием спонтанно делящегося изомера ^{240}Pu . Анализ полученных результатов даже при ограниченной статистике позволил сделать вывод о том, что наблюдается ротационная полоса (рис. 27), построенная на изомерном состоянии. Энергия ротационных состояний, построенных на изомерном состоянии, оказалась примерно в два раза меньше, чем энергия аналогичных состояний для нормальной деформации ядра. Этот результат привел к заключению, что ядро ^{240}Pu в изомерном состоянии вытянуто значительно сильнее, чем в основном состоянии.

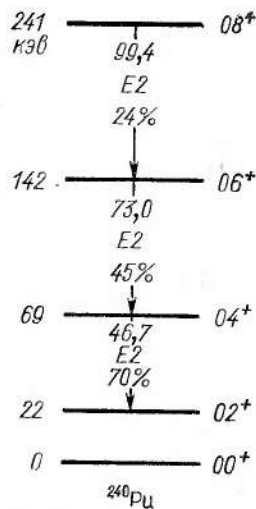


Рис. 27. Ротационная полоса изомера ^{240}Pu

В работе [49] вычислялся момент инерции в зависимости от формы ядра для изотопа ^{240}Pu в двух различных предположениях о силах спаривания в деформированных ядрах. Одно из них сводилось к тому, что константа, характеризующая силы спаривания, не зависит от величины площади поверхности. Согласно второму предположению, константа спаривания пропорциональна площади поверхности

атомного ядра и, следовательно, увеличивается при вытягивании эллипсоида вращения, что имеет место при делении.

Результаты расчетов даны на рис. 28. Из рисунка можно увидеть, что экспериментальные точки для момента инерции спонтанно делящегося изомера ^{240}Pu достаточно хорошо согласуются с расчетными. В настоящее время рассмотренные эксперименты принято считать прямым доказательством ранее описанной гипотезы изомерии формы, основанной на микро-макроскопической модели. Действительно, если принять модель двугорбого барьера деления и считать спонтанно делящиеся изомеры нижними состояниями второй потенциальной ямы, то момент инерции для них будет расти по сравнению с основным состоянием. Как видно,

расчетные данные согласуются с экспериментальными.

Однако если проявить некий скептицизм, то можно предложить и иное объяснение увеличения момента инерции. Так, рост момента инерции можно объяснить тем, что в силу каких-то обстоятельств в определенном состоянии атомного ядра произойдет исчезновение пар-

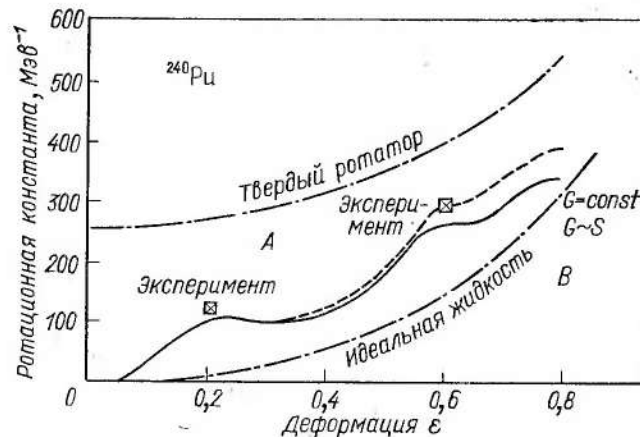


Рис. 28. Зависимость момента инерции ^{240}Pu от параметра деформации:

A — внутренний барьер деления; B — внешний барьер деления

ных корреляций без изменения формы ядра. Поэтому более правильно рассматривать данные о моментах инерции спонтанно делящихся изомеров в совокупности с другими данными. Известно, что аналогичные данные о моменте инерции для изомера ^{238}U были получены в Вашингтонском университете [50].

Рассмотрим теперь некоторые экспериментальные данные об электромагнитном излучении, сопровождающем образование спонтанно делящегося изомера ^{236}U , которые получены в Мюнхенском техническом университете [51]. По-видимому, эти данные еще нельзя считать окончательными. В качестве объекта исследования выбрали спонтанно делящийся изомер ^{236}U , который мог образовываться [51] при радиационном захвате тепловых нейтронов ^{235}U . Надо заметить, что попытки наблюдения спонтанно делящихся изомеров U и Pu при захвате тепловых нейтронов предпринимались в различ-

ных научных центрах, но лишь мюнхенская группа пришла к положительным заключениям. Далее подробно ознакомимся с другими работами в этом направлении, а сейчас остановимся только на результатах данной группы, поскольку в них содержится спектроскопическая информация.

В качестве источника тепловых нейтронов эта группа исследователей использовала атомный реактор университета в Мюнхене, отличительная особенность которого заключается в очень низком фоне γ -излучения в экспериментальном зале. Экспериментальный зал расположен приблизительно в 50 м от реактора. С помощью стеклянного нейтронотода медленные нейтроны удается транспортировать от реактора до зала. Так как нейтронотод слегка изогнут, в зал не попадают быстрые нейтроны из реактора. Стеклянный нейтронотод проходит в зал через толстую бетонную стену, которая служит защитой от рассеянного излучения (γ -кванты, нейтроны). Низкий фон в этом зале позволяет проводить исследование электромагнитного излучения, испускаемого при образовании спонтанно делящегося изомера ^{236}U .

При захвате теплового нейтрона ядром ^{235}U образующееся ядро ^{236}U оказывается нагретым до энергии, равной энергии связи нейтрона. Возможны два канала девозбуждения образовавшегося компаунд-ядра: 1) деление и 2) эмиссия γ -квантов. Как было указано в гл. 4, энергия спонтанно делящихся изомеров обычно лежит в диапазоне 2—4 Мэв. Это означает, что если при радиационном захвате нейтрона произойдет возбуждение изомерного состояния, то этот процесс будет сопровождаться выделением энергии, равной приблизительно 4—3 Мэв, в виде γ -квантов. Наблюдение γ -квантов представляет большой интерес, поскольку они так или иначе связаны с природой изомерных состояний. Радиационный захват нейтронов сопровождается каскадом γ -квантов. Деление ядер также сопровождается эмиссией нескольких γ -квантов из возбужденных осколков деления.

Чтобы отделить γ -кванты, испускаемые при образовании спонтанно делящегося изомера, необходимо детектировать осколки деления, измеряя одновременно временное распределение γ -квантов. Регистрация испущенных ранее акта деления γ -квантов будет указывать

на то, что имеет место образование спонтанно делящегося изомера. Доказательством того, что это действительно так, может служить временное распределение осколков деления в соответствии с периодом полураспада изомера, известным из других экспериментов. Изомер изотопа ^{236}U был ранее синтезирован в реакции с дейтонами, и его период полураспада равен 115 нсек.

Регистрация γ -квантов производится с помощью германиевого детектора объемом около 40 см³, а осколки деления регистрируются фотоумножителем с тонкой пленкой из органического сцинтиллятора. Ввиду малости эффекта набор статистики производился в течение нескольких суток с накоплением информации в памяти вычислительной машины.

В спектре γ -квантов было замечено присутствие двух линий, предшествующих делению ^{236}U . Число осколков уменьшается относительно этих линий с периодом полураспада, близким к периоду полураспада спонтанно делящегося изомера ^{236}U . Так как осколки деления появляются позже линий γ -спектра, можно полагать, что эти линии являются частью спектра γ -квантов, испускаемых при образовании изомера ^{236}U . Энергия одной из линий равна 699,5 кэв, а второй линии — 718 кэв, т. е. на 20 кэв больше. В работе [51] высказывалось предположение, что при образовании спонтанно делящегося изомера ^{236}U происходит довольно интенсивное заселение состояния $I = -1$, расположенного на 718 кэв выше изомерного. Было также предположено [51], что разрядка этого состояния идет по двум каналам: 1) заселяется изомерное состояние; 2) заселяется ротационный уровень, расположенный на 20 кэв выше. В обоих случаях происходит дипольный переход. Поскольку разница энергии переходов соответствует всего лишь 20 кэв, интенсивность переходов приблизительно одинакова.

Ранее говорилось, что энергия ротационного уровня изомера ^{240}Pu равна 20 кэв. Для изомера ^{236}U она должна быть такой же. Таким образом, объяснение, данное в работе [51], находится в согласии с выводами тех же авторов о ротационных уровнях изомеров ^{240}Pu , или, по крайней мере, оно ему не противоречит.

Если при образовании спонтанно делящегося изомера ^{236}U происходит заселение ротационного уровня, то можно попытаться это почувствовать и другим обра-

зом. Переход с ротационного уровня, лежащего всего лишь на 20 кэв выше изомерного, должен быть сильно конвертирован. Так как энергия перехода меньше энергии связи K -электронов, конверсия может идти только на L -оболочке. При этом конверсия будет происходить на L_3 .

По-прежнему изомер ^{236}U получается в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ^{235}U . Вместо германиевого детектора γ -квантов применяется кремниевый детектор рентгеновского излучения [52]. Как и в экспериментах с германиевым детектором, изучается рентгеновское излучение, предшествующее делению. Фон случайных совпадений с осколками деления в основном обуславливается рентгеновским K -излучением из осколков деления. В результате проведенных экспериментов были зарегистрированы переходы $L_3 \rightarrow M_4$, $L_3 \rightarrow M_5$ с энергией 13,5 кэв, $L_3 \rightarrow N_5$, $L_3 \rightarrow N_4$ с энергией 16,4 кэв и $L_2 \rightarrow M_4$ с энергией 17,2 кэв. Эти результаты [52] находятся в согласии с ожидавшимися. Если посмотреть в целом на эксперименты мюнхенской группы, то можно сказать, что, несмотря на недостаточность статистического материала, в целом получается довольно согласованная картина.

Трудность описанных экспериментов можно полностью представить, если добавить, что выход γ -квантов, которые наблюдались при образовании изомера ^{236}U в реакции радиационного захвата нейтронов и соответственно рентгеновского излучения, составляет всего лишь $6 \cdot 10^{-5}$ на один акт мгновенного деления.

Один из аспектов исследований спонтанно делящихся изомеров связан с изучением изотопов, имеющих по два изомерных состояния. Впервые на возможность существования двух изомерных уровней указал Ванденбош [53], анализируя данные о периодах спонтанного деления изомеров четно-четных изотопов Рu.

Экспериментальное существование двух спонтанно делящихся изомеров у одного изотопа было впервые обнаружено для изотопа ^{237}Pu [32]. Оказалось, что этот изотоп, синтезированный при облучении мишени из ^{237}Np дейтонами в $^{237}\text{Np}(d, 2n)$ -реакции, имеет изомерные состояния с периодом полураспада 100 нсек и 1,1 мсек.

Возникает вопрос, как понять этот экспериментальный факт? Качественно существование двух изомерных

состояний у изотопа с нечетным числом нейтронов ($N=143$) легко объяснить в рамках модели двугорбого барьера деления. Можно представить себе одночастичные возбуждения, которым соответствуют энергетические состояния, лежащие несколько выше дна второй потенциальной ямы. Некоторые из этих состояний могут оказаться изомерными по отношению к основному во второй яме. Как обычно, все зависит от энергии перехода и разницы спинов. Установление того, в каком состоянии находится нейтрон у изотопа ^{237}Pu , чрезвычайно важно для проверки правильности понимания природы спонтанно делящихся изомеров. В настоящее время имеются теоретические расчеты [54], позволяющие проследить поведение одночастичных состояний при изменении формы атомных ядер. Отсюда можно сделать совершенно определенные выводы об одночастичных состояниях во второй потенциальной яме.

Вскоре после обнаружения двух изомерных состояний у ^{237}Pu были начаты эксперименты по более детальному исследованию свойств этих изомеров. В работе [55] исследовалась зависимость изомерного отношения от вносимого момента количества движения. Для этого спонтанно делящиеся изомеры ^{237}Pu синтезировались в двух ядерных реакциях: при облучении ^{235}U α -частицами с энергией 27 Мэв и ^{237}Np дейтонами с энергией 12,1 Мэв. В обоих случаях происходило образование компаунд-ядра ^{239}Pu , возбужденного до одной и той же энергии. Поэтому все различие в вероятности образования долгоживущего (1,1 мсек) и короткоживущего (100 нсек) изомеров связано с различным распределением компаунд-ядра ^{239}Pu по спинам.

В описываемых экспериментах не измерялся выход ядра Рu в основном состоянии, но было установлено, как зависит от характера ядерной реакции отношение сечений образования двух изомеров ^{237}Pu . Эксперименты показали, что при облучении дейтонами отношение выходов короткоживущего и долгоживущего изомеров $\sigma_n/\sigma_d = 1,7 \pm 0,6$, в то время как при облучении α -частицами оно уменьшается до $0,74 \pm 0,26$.

Чтобы из этого результата можно было что-то извлечь, необходимо знать, как изменяется распределение спинов от одной реакции к другой. Начальное распределение спинов компаунд-ядра ^{239}Pu зависит от спина мишени, спина налетающей частицы и импульса.

Конечное распределение спинов остаточного ядра зависит от того, какой угловой момент унесут нейтроны и γ -кванты. Распределение спинов после эмиссии каждой частицы (нейтрона) производилось взвешиванием по сумме коэффициентов прозрачности с помощью выражения для плотности конечных состояний. Подобная же процедура была проведена для дипольного γ -излучения на последнем этапе образования изомера. Коэффициенты прозрачности для α -частиц и дейтонов были оценены на основе оптической модели. То обстоятельство, что отношение выхода короткоживущего изомера к долгоживущему несколько уменьшается с переходом от реакции с дейтонами к реакции с α -частицами, указывает на то, что спин для долгоживущего состояния больше, чем для короткоживущего. В среднем при слиянии α -частицы с ядром угловой момент несколько больше, чем при слиянии с ядром дейтона.

В работе [55] попытались вычислить спины для обоих состояний, проводя сравнение экспериментальных данных с расчетными на основе статистической теории при использовании изложенных предположений. Результаты расчета, естественно, не были однозначными, поскольку приходилось в известных пределах варьировать параметры статистической теории. Был сделан вывод, что результатам анализа удовлетворяет несколько комбинаций спинов короткоживущего и долгоживущего изомеров: $9/2$ и $11/2$, $7/2$ и $11/2$, $7/2$ и $9/2$, $5/2$ и $11/2$.

Как видим, вывод о спине неоднозначен, но даже приведенные пары не исчерпывают всех комбинаций, а являются лишь наиболее вероятными. Таким образом, эксперименты, в которых изучается, как меняется соотношение выходов изомеров, могут дать лишь очень грубые заключения о характере одночастичных состояний, ответственных за появление второго изомерного состояния у изотопа ^{237}Pu .

Затем в Копенгагене в институте им. Н. Бора были поставлены точные эксперименты [56, 57], которые позволили сделать более достоверные заключения о природе одночастичных состояний, ответственных за появление дополнительного изомерного состояния. Использовался хорошо известный метод измерения гиромангнитного отношения по регистрации возмущенных угловых корреляций. Суть этого метода состоит в том, что если атомное ядро, имеющее магнитный момент, поместить в маг-

нитное поле, то начнется прецессия магнитного момента с ларморовской частотой, зависящей от магнитного момента и напряженности приложенного магнитного поля. Если при этом наблюдать какое-либо излучение, угловое распределение которого связано с ориентацией спина и соответственно магнитного момента, то в присутствии магнитного поля происходит изменение углового распределения излучения. Иными словами, можно сказать, что в процессе распада ориентированных ядер произойдет поворот осей ядер.

Обычно такого рода измерения проводятся при наблюдении электромагнитного излучения атомных ядер. При этом обычно регистрируются два γ -кванта. Установив, как изменяется угловая корреляция γ -квантов в магнитном поле, можно определить угол поворота спина ядра за время его жизни.

В случае изомеров ^{237}Pu имеет место лишь один акт распада — деление, а в экспериментах необходимо установить степень ориентации ядер, а также зарегистрировать моменты образования изомера и деления. Интервал времени между ними равен времени поворота спина ядра в магнитном поле.

Для производства изомеров используется пульсирующий пучок α -частиц с энергией 25 Мэв . При этой энергии α -частиц с сечением 10^{-30} см^2 происходит образование спонтанно делящихся изомеров ^{237}Pu . Для увеличения эффекта мишень изготавливается в виде сэндвича из 40 тонких слоев ^{235}U (35 мг/см^2), нанесенных на слой РЬ. В дальнейшем поясним, почему РЬ был выбран в качестве подложки для нанесения слоев U. Регистрация осколков деления осуществлялась с помощью двух поверхностно-барьерных кремниевых детекторов, помещенных по отношению к пучку α -частиц под углом 135 и 225° . Длительность импульсов пучка заряженных частиц составляет 400 и 200 нсек при частоте повторения 400 кгц . Осколки деления после выключения пучка регистрируются в течение 3 мксек .

Рассказывая о методе измерения гиромангнитных моментов, в качестве обязательного элемента методики отмечаем необходимость ориентации атомных ядер; в некоторых случаях ориентация устанавливается наблюдением, например, γ -кванта. При изучении спонтанно делящихся изомеров из-за малости эффекта применение такого метода просто невозможно.

Однако в данном случае можно использовать то обстоятельство, что ориентация ядер будет происходить в процессе ядерной реакции. Если бы происходило облучение α -частицами мишени из четно-четного изотопа, то образовавшиеся компаунд-ядра имели бы моменты количества движения, строго ориентированные в плоскости, перпендикулярной пучку α -частиц. При энергии α -частиц, равной 25 Мэв, средний момент количества движения, вносимый в ядро, равен $6-8 \hbar$.

В работе [57] в качестве мишени использовался ^{235}U . Спин этого изотопа в основном состоянии равен $7/2$. Так как ядра облучаемой мишени не ориентированы, сложение начального спина мишени и вносимого α -частицей момента количества движения носит случайный характер (естественно, в рамках квантовой механики). В результате этого моменты количества движения компаунд-ядер группируются вблизи плоскости, перпендикулярной пучку, но не обязательно лежат в ней.

При охлаждении компаунд-ядер происходит испарение нейтронов. В рассматриваемом случае наиболее вероятен процесс испарения двух нейтронов. Согласно статистической теории, испарение нейтронов идет таким образом, что в среднем момент количества движения ядер уменьшается. Это легко понять, если вспомнить, что при данной энергии возбуждения плотность состояний тем меньше, чем ниже спин. Из-за того, что масса нейтрона сравнительно мала, а энергия испаряемых нейтронов составляет всего лишь $1-3$ Мэв, изменение спина компаунд-ядер мало и к тому же его можно учесть. Один из чрезвычайно важных вопросов, возникающих при изучении распада ориентированных ядер, — это вопрос о магнитной индукции поля, в котором происходит прецессия атомного ядра. Как известно, актиноиды относятся к парамагнитным веществам, и это означает, что при наложении внешнего магнитного поля внутри атома происходит его усиление.

В описываемом эксперименте напряженность внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости мишени и детекторов, можно варьировать в пределах $1,0-5,5$ кэс. Эффективное магнитное поле образуется в результате частичной поляризации $5f$ -электронов. Как показывает теоретическое рассмотрение, если в пределах одного J энергетического расщепление электронных уровней $\Delta E \ll T$ и если учесть также, что

$V_{\text{вн}} \ll V_{\text{внут}}$, то можно предположить пропорциональность между внешним и внутренним магнитными полями, т. е. $V_{\text{внут}} = \beta V_{\text{вн}}$.

Коэффициент пропорциональности β можно определить прежде всего теоретически. Два основных коэффициента усиления внешнего магнитного поля — это усиление поля за счет орбитального движения электрона и поляризации электронного остова. Согласно теоретическим оценкам, $V_{\text{внут}} = V_{\text{вн}} + V_{\text{орб}} + V_{\text{ост}}$.

Коэффициент усиления зависит от того, в каком состоянии находится ион Рн в Рб. Наиболее вероятными ионными состояниями являются 3^+ и 4^+ . Если принять значение 3^+ , то внутреннее магнитное поле окажется равным $V_{\text{внут}} = (1 + 0,28 + 0,008) V_{\text{вн}}$, т. е. $\beta = 1,36$. Временные спектры для обоих детекторов даны на рис. 29. Видны как долгоживущая, так и короткоживущая компоненты.

Анализировать данные о процессии магнитного момента делящегося ядра можно лишь при условии, что известно, как угловое распределение осколков деления связано с полным спином ядра I , а также со значением проекции спина K на ось, вдоль которой происходит деление и которая совпадает с осью симметрии ядра. В настоящее время достаточно хорошо разработана теория, описывающая зависимость углового распределения осколков от полного спина и от характера распределения проекций спина K , но рассматривать ее здесь не будем, а ограничимся лишь выводами. Если предположить, что в магнитном поле происходит прецессия магнитного момента с ларморовской частотой ω , угловое распределение осколков как функция времени и угла

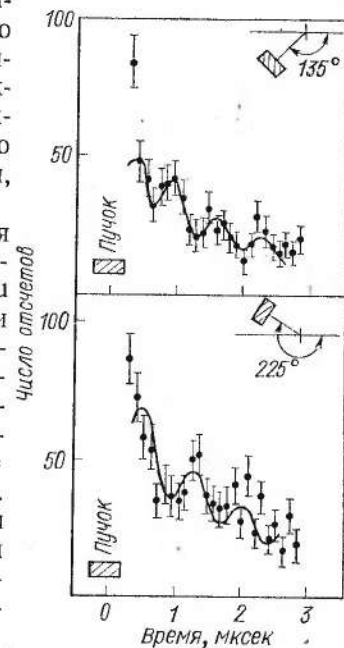


Рис. 29. Временное распределение делений изомера ^{237}Pu (1,1 мксек)

вылета осколков деления будет описываться следующей функцией:

$$W'_k(\theta, t) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} G_{\lambda} P_{\lambda} [\cos(\theta - \omega_L t)], \lambda = 0, 2, \dots, 2I,$$

где P_{λ} — не что иное, как полиномы Лежандра; G_{λ} — коэффициенты, учитывающие возмущения за счет ядерных магнитных полей. Анализ, проведенный в работе [56], говорит о том, что при рассмотрении достаточно ограничиться $\lambda=2$, т.е. при выбранной геометрии $f(t) = 2A_2 G_2 \sin(2\omega_L t)/3$, где $f(t)$ — разница отсчетов двух детекторов, деленная на описывающую распад изомера экспоненту; $\omega_L = -g\mu_B/\hbar B$; g — гиромагнитное отношение; μ_B — магнетон Бора.

При рассмотрении эффекта прецессии магнитного момента эффектом квадрупольного взаимодействия атомной оболочки $5f$ и кристаллической решетки Pb в первом приближении можно пренебречь. Именно это обстоятельство послужило основанием для выбора в качестве тормозящего материала Pb. Если бы торможение ядер Pu происходило в самом Pu, то этим взаимодействием нельзя было бы пренебречь. Ларморовская частота, определенная по разнице в числе отсчетов двух детекторов с учетом экспоненциального распада, равной $(4,2 \pm 0,4) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$.

В работе [57] не ограничивались тем, что рассчитывали параметр β , а проводили проверку правильности некоторых предположений, использованных при вычислении. Было установлено экспериментально, как меняется частота прецессии с изменением температуры. Результаты этих измерений показали, что ионы Pu находятся в ионном состоянии 4^+ . Соответственно, значение β при комнатной температуре оказывается равным 2,86. Экспериментальное значение параметра β находится в хорошем согласии с теоретическим для состояния 4^+ .

Таким образом, имеются все необходимые данные, чтобы получить нужное значение гиромагнитного отношения g . Значение g для изомера ^{237}Pu с периодом полураспада 1,1 мсек оказалось равным $0,14 \pm 0,02$. Знак определен из фазы осцилляций и из знания отношения $W(0^\circ)/W(90^\circ)$. В случае короткоживущего изомера гиромагнитное отношение равно $+0,44 \pm 0,05$.

Теоретическое значение g -фактора можно получить на основе выражения

$$g = (1 - k^2/[I(I+1)])g_R + k^2g_{\Omega}/[I(I+1)], k \neq 1/2.$$

В этом выражении g_R — не что иное, как гиромагнитное отношение для коллективного движения-вращения; g_{Ω} — гиромагнитное отношение неспаренной частицы.

Многочисленные экспериментальные данные указывают на то, что гиромагнитное отношение для коллективного движения-вращения $g_R = 0,35 \pm 0,04$. В случае спонтанно делящихся изомеров атомное ядро более деформировано, чем в основном состоянии, и поэтому можно ожидать, что гиромагнитное отношение будет близко к своему предельному значению 0,4. В работе [57] гиромагнитное отношение для коллективного движения было принято равным $0,35 \pm 0,04$.

Значение гиромагнитного отношения для неспаренной частицы связано с гиромагнитным отношением свободного нуклона и гиромагнитным отношением для орбитального движения следующей зависимостью: $\Omega g_{\Omega} = g_l \langle l_z \rangle g_s \langle S_z \rangle$, где Ω , l — нильssonовские квантовые числа. В случае изотопа ^{237}Pu неспаренной частицей является нейтрон, и тогда $g_l = 0$, а $g_s = -3,82$. В результате эффекта поляризации спина происходит перенормировка g_s , и после этого $g_s = 0,7 g_{s \text{ своб}}$. Согласование расчетных данных с экспериментальными требует отрицательного значения $\langle S_z \rangle$, т.е. спин и орбитальный момент должны быть антипараллельны. Это заключение приводит к выводу о том, что оцененное ранее значение спина долгоживущего изомера неверно. Значение $11/2$ можно получить для антипараллельной ориентации орбитального момента и спина нейтрона, если предположить, что нейтрон находится в состоянии [615] $11/2$ и $\lambda=6$. Этот вариант можно исключить, поскольку такой уровень лежит на 10—15 Мэв выше поверхности Ферми. По такой же причине исключается и состояние $9/2$, которое при антипараллельной ориентации спинов лежит на 3 Мэв выше поверхности Ферми.

Кажется, все указывает на то, что спин долгоживущего изомера не превышает $7/2$, но для такого состояния рассчитанный магнитный момент вдвое превышает измеренный. Таким образом, в настоящее время

не удается понять, почему гиромангнитное отношение для долгоживущего изомера ^{237}Pu столь мало.

Спонтанно делящийся изотоп с периодом полураспада 100 нсек, по-видимому, является состоянием 5/2, поскольку теоретическое значение фактора g для него равно $+0,43 \pm 0,02$, что находится в согласии с экспериментальными данными.

Хамамото и Огле [56] провели расчеты, которые показали, что уровень [633] 5/2 находится вблизи поверхности Ферми при числе нейтронов 143. Это заключение хорошо согласуется с результатом анализа экспериментальных данных о прецессии магнитного момента короткоживущего спонтанно делящегося изомера (100 нсек) ^{237}Pu . Как видно, ситуация для изомера с периодом полураспада 1,1 мксек менее определена.

Изомеры ^{237}Pu — не единственный случай существования двух изомерных состояний у одного изотопа. Подобные случаи наблюдаются и для четно-четных изотопов Pu. Первые же эксперименты, в которых были обнаружены спонтанно делящиеся изомеры четно-четных изотопов, показали, что изменение периодов полураспада от одного изотопа к другому носит довольно хаотический характер. Практически было даже невозможно подметить сколько-нибудь заметное изменение времени жизни изомеров в диапазоне изменения массы от 236 до 242. В то же время для нечетно-четных и нечетно-нечетных изотопов можно видеть довольно сильную корреляцию между массой изотопов и временем жизни изомеров. Это обстоятельство в какой-то степени стимулировало поиск вторых изомерных состояний у четно-четных изотопов Pu. В гл. 3, в которой приведены все имеющиеся экспериментальные данные о периодах полураспада делящихся изомеров, можно видеть, что эти попытки оказались успешными.

Существенный шаг, оказавшийся даже решающим при выяснении ситуации с четно-четными спонтанно делящимися изомерами Pu, связан с разработкой методики, позволяющей проводить поиск спонтанно делящихся изомеров с временем жизни в субнаносекундном интервале.

Ранее отмечалось, что значительная доля экспериментов по поиску новых спонтанно делящихся изомеров была реализована при использовании методики регистрации осколков деления пластиковыми детекторами.

В такой методике период полураспада измеряется по времени пролета образовавшегося в реакции изомера до места его распада. С уменьшением времени жизни изомера это расстояние становится все меньше, и без разработки аппаратуры специальной конструкции наблюдение изомеров с временем жизни короче 3—4 нсек практически невозможно.

Решение было найдено путем разработки устройства, в котором происходило геометрическое «умноже-

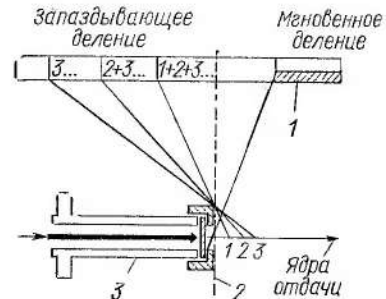


Рис. 30. Схема установки для наблюдения изомеров с пикосекундным временем жизни:

1 — детектор из стекла; 2 — колпачок для крепления мишени; 3 — коллиматор

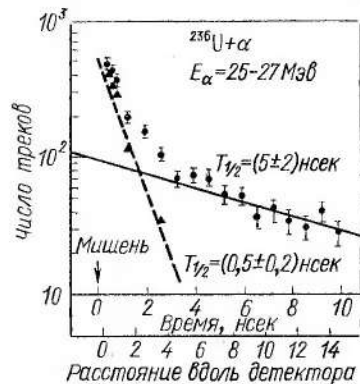


Рис. 31. Кривые распада изомеров ^{236}Pu

ние» расстояния пролета образовавшегося ядра [58, 59]. Принцип такого умножения легко понять из рис. 30, в котором схематически изображено устройство для наблюдения спонтанно делящихся изомеров в пикосекундном интервале времени [59]. Прежде всего обращается очень серьезное внимание на создание идеально плоской мишени. В этой установке отклонение специально изготовленной мишени от плоскости не превышает 1 мкм. С помощью колпачка, надеваемого на мишень, на детекторе создается область тени, куда не попадают осколки мгновенного деления. Как видно из рисунка, область распада изомеров проецируется на цилиндрический детектор (стекло, макрофоль и т.п.), причем происходит увеличение изображения с коэффициентом $R/(R-r)$, где r — размер мишени; R — радиус цилиндра. Использование только что описанной методики по-

звояет обнаружить несколько короткоживущих изомеров четно-четных изотопов Рu.

Кривая распада изомера ^{238}Pu , имеющего период полураспада 500 нсек, приведена на рис. 31. Видно, что область мгновенного деления обрывается очень резко. Образование изомера удается наблюдать даже при довольно малом изомерном отношении ($6 \cdot 10^{-6}$). С помощью описанной методики были обнаружены короткоживущие изомеры ^{236}Pu , ^{238}Pu , ^{242}Pu , а также изомер ^{244}Pu . В некоторых случаях для этих изотопов уже были известны изомерные состояния с более длинными периодами полураспада. Данные о периодах полураспада изомеров Рu приведены в табл. 4. Во всех случаях изомеры с более коротким периодом полураспада идентифицированы как основные состояния во второй потенциальной яме. Изомерные состояния с короткими периодами полураспада являются нижними состояниями во второй потенциальной яме, а более долгоживу-

Таблица 4
Период полураспада четно-четных изомеров плутония

Масса а.е.м.	236	238	240	242	244
T , псек	40	500	4000	3500	400
T' , псек	34000	6500	—	36000	—

щие, по-видимому, образуются при разрыве нуклонных пар, и в этом случае имеет место проявление K -изомерии.

Возникает вопрос, как определить, какое из двух состояний является основным во второй потенциальной яме. Ответ на этот вопрос был получен измерением порогов реакции в соответствующих реакциях, приводящих к образованию изомеров (в основном $p2n$ -реакции). Изомер, имеющий меньший порог образования, естественно, было принято считать основным состоянием во второй потенциальной яме, а второе изомерное состояние — возбужденным. Разница порогов образования изомеров интерпретируется как энергия возбуждения второго изомера (по отношению к основному состоянию во второй яме).

На рис. 32 показан изомерный уровень для исследованного четно-четного изотопа ^{238}Pu , и для сравнения на этом же рисунке изображены двухквартичные

изомеры изотопов U, Pu и Cm. Энергия возбуждения более высоко лежащего изомера ^{238}Pu близка к 1 Мэв, что характерно для двухквартичных изомеров в четно-четных изотопах. Поэтому, естественно, было высказано предположение, что вторые изомерные состояния во второй потенциальной яме появляются в результате разрыва пары нуклонов (возможно, нейтронов). Из рисунка видно, что в пределах точности энергия двухквартичного состояния ^{238}Pu не отличается от энер-

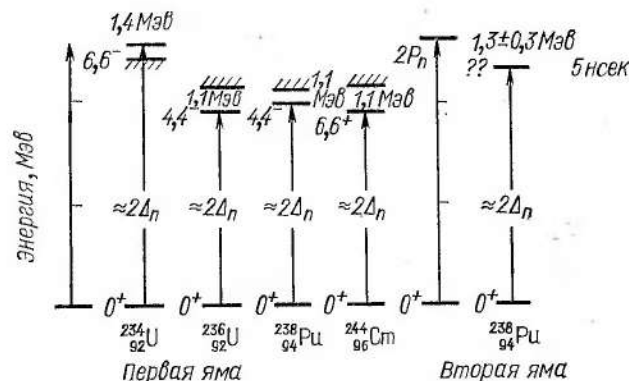


Рис. 32. Энергия двухквартичных изомеров

гии двухквартичных состояний, построенных на основном состоянии атомного ядра. Если бы можно было заметно повысить точность измерений, то, возможно, удалось бы почувствовать, как энергия спаривания нуклонов зависит от формы атомного ядра и, соответственно, площади поверхности ядра. В том случае, когда имеем дело с двухквартичным изомером, построенным на основном состоянии атомного ядра, изомер распадается путем электромагнитного перехода на один из уровней ротационной полосы, расположенных ниже.

Возникает вопрос, каким образом можно получить информацию о квантовых числах, характеризующих изомерные состояния? Поскольку электромагнитные переходы для изомеров Рu не наблюдались, были поставлены эксперименты по изучению углового распределения осколков деления ориентированных ядер. Первые попытки изучения углового распределения осколков деления, испускаемых ориентированными ядрами

спонтанно делящихся изомеров, были предприняты группами в Дубне [60] и Мюнхене [61]. Общим для них было то, что ориентация ядер происходила в процессе ядерной реакции, ответственной за образование спонтанно делящихся изомеров. В обоих случаях в качестве бомбардирующей частицы использовались α -частицы с энергией в диапазоне 25—35 Мэв. В постановке экспериментов этих двух групп имелось существенное различие, которое может привести к различным результатам.

Начальный этап реакции совершенно одинаков — это образование возбужденного компаунд-ядра в результате слияния α -частицы с ядром мишени. Образующееся компаунд-ядро получает некоторый импульс, достаточный для того, чтобы оно вылетело из слоя делящегося вещества, если он тонок. Девозбуждение компаунд-ядра происходит испарением нейтронов, а затем эмиссией γ -квантов. Время испарения нейтронов масштаба 10^{-18} — 10^{-19} сек, и это означает, что испарение нейтронов произойдет раньше, чем ядро вылетит из облучаемой мишени. Распад исследованных спонтанно делящихся изомеров происходит в диапазоне времени от нескольких наносекунд до микросекунды и, следовательно, намного позже вылета ядра изомера из мишени. Изучение распада изомера в экспериментах дубненской группы сильно отличается от экспериментов мюнхенской группы. В первом случае распад ядер изомера происходил в вакууме, а во втором ядра отдачи тормозились в Рb.

Рассмотрим более подробно результаты указанных экспериментов.

В работе [61] основное внимание уделялось анализу причин нарушения созданной в процессе ядерной реакции ориентации изомеров. Одной из причин деориентации ядер могло быть сверхтонкое магнитное взаимодействие момента изомера и магнитного поля ионизованного атома. Чтобы исключить этот эффект, торможение и остановку ядер производят в тонком слое Рb, который наносится на слой облучаемого делящегося элемента (U или Pu). Второй причиной деполаризации в принципе может явиться квадрупольное взаимодействие квадрупольного момента ядра изомера с электрическим полем кристаллической решетки.

Для проверки методики проводились эксперименты по изучению распада ориентированных ядер Po и At, находящихся в кристаллической решетке Рb. Если бы имела место деориентация из-за магнитного и электрического взаимодействия, то она происходила бы за время порядка 10^{-12} сек. Эксперименты с Po и At показывают, что для них потери ориентации нет. В работе [62] предполагалось, что в случае актиноидов также не происходит деориентации спинов.

Эксперименты мюнхенской группы проводились на электростатическом тандем-генераторе с системой пуль-

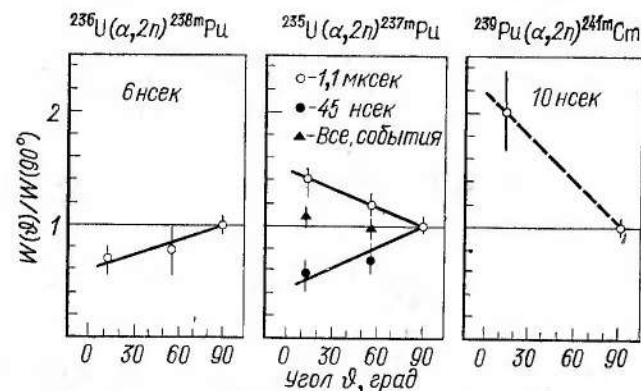


Рис. 33. Угловая анизотропия осколков деления изомеров Pu и Cm

сации пучка, позволяющей изучать изомеры с очень малым выходом в той или иной ядерной реакции. Осколки деления от распада изомеров регистрировались поверхностно-барьерными кремниевыми детекторами, расположенными под различными углами по отношению к пучку заряженных частиц, в данном случае α -частиц. В качестве мишеней использовались изотопы ^{235}U , ^{236}U и ^{239}Pu . Энергия α -частиц была фиксирована и составляла 25 Мэв. Как уже говорилось ранее, при этой энергии в основном происходит эмиссия двух нейтронов и соответственно образуются изомеры ^{237}Pu , ^{238}Pu и ^{241}Cm . Полученные результаты приведены на рис. 33.

Прежде всего видно, что для четырех исследованных изомеров имеет место анизотропия углового распределения осколков деления. Обращает на себя внимание

Тот факт, что анизотропия для двух изомеров Рu имеет противоположный знак. Последний факт рассматривается как признак того, что в случае долгоживущего изомера ^{237}Pu не происходит электромагнитного перехода на расположенное ниже состояние, из которого происходит спонтанное деление с более коротким периодом полураспада. При анализе экспериментальных данных об анизотропии осколков деления приходится делать те или иные предположения о том, как может происходить деориентация ядер. Если бы никакой деориентации не было, то из данных об угловой анизотропии однозначно можно было бы определить значения I и K .

При значении спина I и проекции спина на ось симметрии на внешнем барьере деления K угловое распределение осколков деления можно записать в следующем виде:

$$W_{K}^I(\theta) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} G_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta), \quad \lambda = 0, 2, \dots, 2I,$$

при

$$A_{\lambda} = \frac{2I+1}{2} \sum_{M} (-1)^{K-M} f(M) C_{-MM0}^{I\lambda} C_{KK\lambda}^{I\lambda}.$$

Здесь P_{λ} — полином Лежандра; $C_{\beta\gamma}^{\alpha\mu}$ — коэффициенты Клебша — Гордана; $f(M)$ — функция числа заселения магнитных подуровней M спина I относительно выделенной оси (оси пучка); G_{λ} — проинтегрированный по времени фактор ограничения из-за нарушения корреляции неядерными полями.

Вопрос выбора вида функции f не очень ясен. В работе [61] использовалось феноменологическое приближение, согласно которому функция f имеет вид гауссова распределения:

$$f(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_M} \exp[-M^2/(2\sigma_M^2)].$$

Имеются экспериментальные данные об угловом распределении γ -квантов в реакциях с α -частицами. Эти данные указывают на то, что значение σ_M лежит в пределах 2—3. При анализе данных об угловой анизотропии осколков деления предполагалось, что параметр σ_M лежит в тех же самых пределах. Экспериментальные данные не позволяют сделать однозначный выбор

значений спина I и его проекции K . Можно лишь указать те комбинации, которые наилучшим образом согласуются с наблюдаемой анизотропией. Те комбинации I и K , которые приводятся в работе [61] как наиболее вероятные, указаны в табл. 5.

Таблица 5
Спины изомеров плутония и кюрия

Изомер	^{237}Pu	^{237}Pu	^{238}Pu	^{241}Cm
$I \quad K$	11/2 5/2	5/2 5/2	2, 2 3, 3 4, 3	7/2 1/2 9/2 1/2 9/2 3/2 11/2 3/2

Авторы работы [61] отмечают, что их идентификация одночастичных состояний для двух изомеров Рu совпадает с выводами более ранней работы [53], в которой идентификация одночастичных состояний изомеров Рu производилась путем анализа данных об изомерном отношении. Как рассказывалось ранее, эксперименты по измерению гиромангнитного отношения для долгоживущего изомера не согласуются с выводом, что его спин равен 11/2.

Данные о ^{238}Pu анализировались в предположении, что этот изомер не является основным состоянием во второй потенциальной яме. Это предположение было высказано Слеттенем и Лимкильде [58] на основании данных о пороге образования этого изомера, и в работе [61] оно находит дополнительное подтверждение из факта существования некоторой анизотропии. Приведенные в табл. 5 комбинации получены в предположении, что вероятность электромагнитного перехода в основное состояние во второй потенциальной яме мала по сравнению с вероятностью деления. Для ^{238}Pu значение спина можно получить, связав состояния $5/2^+$ и $11/2^+$. При этом получается состояние $I, K=3,3$ с необычной четностью (+).

В экспериментах, проведенных в Бухаресте совместно с физиками из Дубны [60], изучалось угловое распределение осколков от распада ориентированных ядер спонтанно делящихся изомеров ^{236}Pu , ^{237}Pu , ^{240}Pu ,

$^{241}\text{Сm}$, $^{243}\text{Сm}$, синтезированных при облучении мишени из ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{242}Pu α -частицами с энергией, менявшейся от 26,7 до 33,0 Мэв.

Осколки деления ядер изомеров, вылетевших из мишени и распадающихся на лету, регистрируются с помощью детекторов из слюды, помещавшихся под углом 180 и 0° по отношению к пучку α -частиц. В табл. 6 приведены результаты экспериментов группы Бухарест — Дубна [60]. Как видно из табл. 6, в случае изо-

Таблица 6

Отношение вероятности эмиссии осколков деления изомеров под углами 180 и 90° к направлению пучка α -частиц

Реакция	T , нсек	Энергия, Мэв	$W(180^\circ)/W(90^\circ)$
$^{235}\text{U}(\alpha, 2n)^{237}\text{Pu}$	114	26,7	$0,90 \pm 0,15$
$^{235}\text{U}(\alpha, 3n)^{236}\text{Pu}$	30	33,0	$0,70 \pm 0,15$
$^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240}\text{Pu}$	3,8	26,7	$1,5 \pm 0,80$
$^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)^{241}\text{Сm}$	15	26,7	$1,87 \pm 0,40$
$^{242}\text{Pu}(\alpha, 3n)^{243}\text{Сm}$	40	33	$1,20 \pm 0,20$

меров ^{237}Pu , ^{240}Pu и $^{243}\text{Сm}$ наблюдается изотропное испускание осколков деления. Анизотропия наблюдается лишь при распаде изомеров ^{236}Pu и $^{241}\text{Сm}$. В работе [60] при анализе результатов исходят из предположения о том, что угловое распределение осколков деления ориентированных ядер описывается суперпозицией собственных функций симметричного ротатора

$$W(\theta) = \sum_M f_M |D_{MK}^I(\theta, \varphi, \chi)|^2,$$

где D_{MK} — собственные функции ротатора со спином I и проекциями спина на ось ZM и на ось симметрии K ; (θ, φ, χ) — угловые координаты в общепринятых обозначениях f_M — вероятности заселения состояний с проекцией M . Это распределение будет возмущено взаимодействием ядерного магнитного момента с неядерными магнитными полями.

Существенное отличие таких экспериментов от экспериментов мюнхенской группы заключается в том, что торможение ядер изомера не осуществляется. Атом, вылетевший из урановой или плутониевой мишени в

вакуум, в принципе может быть ионизован, и это приведет к появлению магнитного поля, создаваемого электронными оболочками. Если направления создаваемых полей никак не будут коррелировать с направлением пучка α -частиц, то это может привести к сильному размытию углового распределения осколков деления. В каком состоянии находятся атомы, вылетевшие из мишени, неизвестно.

В работе [60] отмечается наличие довольно заметной анизотропии в случае изомера ^{236}Pu и совершенно справедливо делается вывод, что это свидетельствует о двухквaziчастичной природе такого состояния. Далее предполагается, что изомер ^{236}Pu характеризуется значениями $I, K=4, 4$, причем высказывается предположение, что это нижнее значение спина. Анизотропию для ^{240}Pu легко объяснить, если предположить, что в данном случае имеем дело с основным состоянием во второй потенциальной яме 0^+ . Довольно четко выраженную анизотропию для изомера $^{241}\text{Сm}$ в настоящее время трудно объяснить, и авторы работы [60] обращают на это внимание.

Факт существования изотропии для изомера ^{237}Pu с периодом полураспада 100 нсек можно объяснить [60], если предположить, что при прохождении через барьер деления проекция K может не сохраниться. Надо, однако, иметь в виду, что результат для короткоживущего изомера ^{237}Pu не согласуется с данными мюнхенской группы, которая наблюдает анизотропию в случае этого изомера. Причину имеющегося расхождения, по-видимому, трудно указать без дополнительных исследований. Во всяком случае, при сравнении результатов двух групп надо помнить о различной постановке экспериментов.

Таким образом, исследования угловой анизотропии осколков, испускаемых при делении ориентированных ядер изомеров, не дают согласованных результатов, и, очевидно, необходимы дальнейшие исследования в этой области.

Если посмотреть на описанные эксперименты, опираясь на модель двугорбого барьера деления, то уже можно говорить о спектроскопии состояний во второй потенциальной яме.

К этим экспериментам очень близко примыкает другой, который можно отнести к спектроскопическим ис-

следованиям спонтанно делящихся изомеров. Речь идет о наблюдении электромагнитного перехода из изомерного состояния. Этот эксперимент был проведен Руссо, Педерсеном и Ванденбошем [62]. В качестве объекта исследования был выбран спонтанно делящийся изотоп ^{238}U . Можно назвать несколько причин, по которым был выбран именно этот изотоп. Если для Pu и других элементов с большими атомными номерами практически все исследованные изотопы имеют изомерные состояния, распад из которых происходит лишь делением, то для более легких элементов такая картина уже не наблюдается. Для Np с атомным номером 93 известен только один спонтанно делящийся изотоп, причем сечение образования этого изомера намного меньше, чем можно ожидать на основании известных данных об образовании соседних изомеров. Кроме того, уже давно было обращено внимание на тот факт, что сечение образования четно-четных спонтанно делящихся изомеров меньше, чем сечение образования соседних четно-четных изомеров Pu , хотя способность последних к делению, казалось, должна быть выше. Это обстоятельство также можно истолковать как указание на то, что для изомеров U электромагнитный переход доминирует над спонтанным делением.

В экспериментах Руссо и др. [62] для производства изомера ^{238}U использовалась (d, pn)-реакция при энергии дейтронов 18 Мэв. При указанной энергии дейтронов сечение образования изучавшегося изомера, определенное по ветви спонтанного деления, составляет приблизительно $5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. Ожидаемое сечение образования, практически совпадающее с сечением для канала эмиссии γ -квантов, должно быть больше в 10–20 раз. Так как полное сечение неупругого взаимодействия дейтронов с энергией 18 Мэв с U близко к 10^{-24} см^2 , то при поиске γ -квантов от распада изомера ^{238}U можно было ожидать серьезных трудностей, связанных с большим фоном. Это — γ -кванты от распада изомеров осколков деления. Чтобы уменьшить фон от осколков деления, в описываемых экспериментах облучалась сравнительно тонкая мишень (меньше 10 мг/см^2). При такой толщине приблизительно 85% осколков вылетает из мишени. Геометрию эксперимента выбирают так, что те осколки, которые вылетают из мишени, тормозятся в пластинке из Pb , которая расположена на расстоянии 20 см

от мишени, и телесный угол, под которым для них виден германиевый детектор, мал. Осколки, вылетевшие в направлении германиевого детектора, тормозятся во вращающемся диске, который удаляет осколки деления от области германиевого детектора. Распад изомера наблюдается в импульсном режиме работы электростатического тандем-генератора. Расстояние между импульсами составляет примерно 100 мксек. Регистрация γ -квантов производится коаксиальным германиевым детектором объемом 28 см^3 . Фон оценивается регистрацией спектра γ -квантов, наблюдаемых при облучении мишени из ^{238}U дейтронами и протонами с энергией 13 Мэв. В обоих случаях имеется заметное падение сечения образования изомера ^{238}U . Нормировка производится на одинаковое число актов мгновенного деления.

В результате эксперимента было обнаружено более 60 линий в спектре γ -излучения. Основным критерием того, что линия может относиться к распаду изомера ^{238}U , служит ее отсутствие в спектрах, полученных при облучении урановой мишени протонами и дейтронами с энергией 13 Мэв, а также соответствие известному периоду полураспада изомера, равному 200 нсек. При анализе полученного спектра γ -квантов [62] было сделано заключение о том, что две линии с энергией 2,514 и 1,879 Мэв удовлетворяют необходимым критериям и могут быть связаны с распадом изомера ^{238}U . Сечения, относящиеся к этим двум линиям, равны соответственно 90 и 40 мкбарн, что примерно в 20 раз превышает сечение образования изучаемого изомера при наблюдении осколков спонтанного деления.

В высокоэнергетической части спектра наблюдается также линия с энергией 3,532 Мэв, но она была исключена из рассмотрения, поскольку некоторые косвенные оценки энергии возбуждения изомера ^{238}U указывают, что она равна $2,2 \pm 0,3 \text{ Мэв}$.

Если находиться в рамках модели двугорбого барьера деления, а в работе [62] при анализе данных так и делалось, то электромагнитный переход осуществляется из состояния 0^+ . Тогда линию 2,514 Мэв можно рассматривать как квадрупольный переход на первый ротационный уровень с энергией 0,045 Мэв, построенный на основном состоянии. Линия с энергией 1,879 Мэв есть не что иное, как дипольный переход на известный

окупольный уровень 1-. Предложенная схема распада изомера ^{238}U приведена на рис. 34.

Изомерное отношение, определенное по ветви канала деления, составляет $5 \cdot 10^{-5}$. Если принять сечение

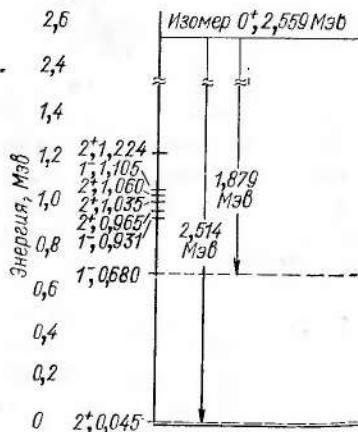


Рис. 34. Схема распада изомера ^{238}U

$$\tau_{if} = \ln 2 / (\omega \hbar P_B) = 4 \cdot 10^{-21} / P_B,$$

где n — число соударений, вычисленное в предположении, что $\hbar \omega_0 \approx 1$ Мэв; P_B — проникаемость внешнего барьера.

Согласно расчетам Никса и Уолкера [63], время электромагнитного перехода в первую потенциальную яму

$$t_{i\gamma} = t_{\gamma} / P_A = 10^{-14} / P_A,$$

где t_{γ} — время электромагнитного перехода без учета запрета; P_A — проникаемость внутреннего барьера.

В работе Линна вероятность электромагнитного перехода в первую потенциальную яму оценивается с учетом смешивания состояний обеих ям при наличии полного затухания вибрационного движения. Время перехода

$$t_{i\gamma} = \frac{t_{\gamma}}{P_A} \cdot \frac{4D_1}{\hbar \omega_{II}},$$

где D_1 — расстояние между уровнями первой потенциальной ямы; $\hbar \omega_{II}$ — частота колебаний во второй потенциальной яме. Добавление коэффициентов $4D_1 / \hbar \omega_{II}$ приблизительно в 2,5 раза уменьшает время, рассчитанное по формуле Никса и Уолкера.

Проницаемость простейшего параболического барьера деления с кривизной $\hbar \omega$ и высотой барьера ΔE следующая:

$$P = 1 / \{1 + \exp [2\pi (\Delta E) / (\hbar \omega)]\},$$

тогда

$$P_A = \exp [-2\pi (E_A - E_{II}) / (\hbar \omega_A)]$$

и

$$P_B = \exp [-2\pi (E_B - E_{II}) / (\hbar \omega_B)].$$

Как увидим далее, параметры барьера были установлены при анализе экспериментальных данных о различных ядерных реакциях, приводящих к делению или образованию спонтанно делящихся изомеров.

Если для ^{238}U принять полученные в этих исследованиях значения E_A и E_B , то для согласования экспериментально установленного соотношения вероятности деления и γ -распада изомера надо предположить $\hbar \omega_A = 1,18$ Мэв, а $\hbar \omega_B = 0,63$ Мэв. Это означает, что внутренний барьер деления уже внешнего.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ, ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ И γ -КВАНТАМИ

После обнаружения спонтанно делящихся изомеров во многих лабораториях были начаты эксперименты по изучению закономерностей их образования в наиболее простых ядерных реакциях. Основная цель подобных экспериментов заключалась в проверке гипотезы о том, что эти изомеры — изомеры формы, возникающие из-за появления дополнительной ямы на барьере деления. Практически во всех работах такого типа [6, 7, 9], а их было выполнено довольно много, речь шла именно об этой гипотезе.

Основная информация, извлекаемая из экспериментов с заряженными частицами, содержит данные о зависимости сечения образования изомера от их энергии. Обычно в этих экспериментах одновременно измеряется и сечение мгновенного деления. Для понимания того, как происходит заселение таких изомерных состояний, важно установить зависимость вероятности заселения изомеров от энергии возбуждения. Использование для этого (d, p) -реакции представляет большой интерес, поскольку при этом можно получить возбужденные ядра с энергией возбуждения, меньшей энергии связи нейтронов, что невозможно при радиационном захвате медленных нейтронов.

В качестве примера подобных измерений приведем результаты экспериментов по изучению спонтанно делящегося изомера ^{236}U Бритта и Эркила [64]. В этих измерениях вместе с осколком деления регистрировался протон. Зная энергию протона, можно установить энергию возбуждения ^{236}U , образовавшегося при переходе нейтрона от дейтона к ^{235}U .

Изменение с энергией возбуждения вероятности образования спонтанно делящегося изомера ^{236}U , точнее,

отношения вероятности образования изомера к вероятности мгновенного деления, приведено на рис. 35. Видно, что с уменьшением энергии возбуждения компаунд-ядра вероятность образования изомера ^{236}U , пронорми-

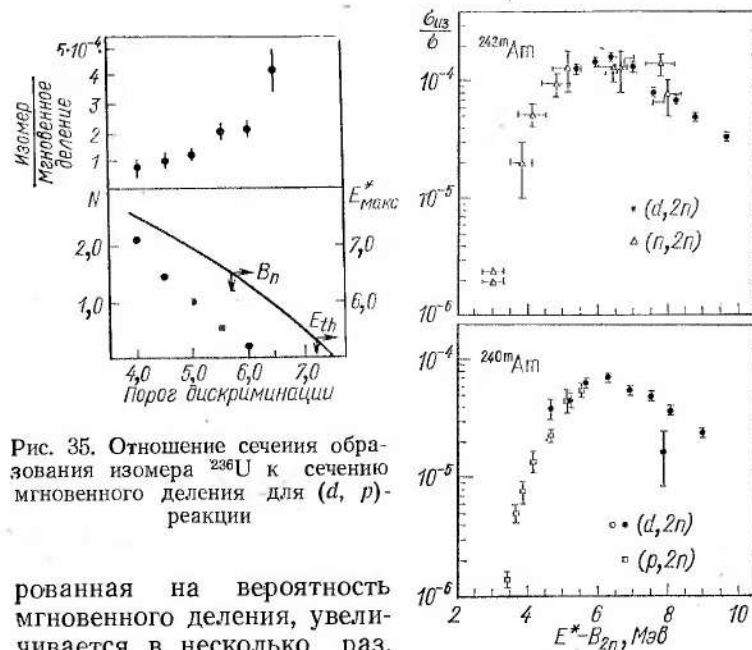


Рис. 35. Отношение сечения образования изомера ^{236}U к сечению мгновенного деления для (d, p) -реакции

рованная на вероятность мгновенного деления, увеличивается в несколько раз. Это указывает на то, что для образования спонтанно делящегося изомера очень важно возбудить атомное ядро до энергии, незначительно превышающей высоту барьера деления. Этот результат хорошо согласуется с данными об образовании изомера ^{242}Am при захвате ядром ^{241}Am нейтрона с энергией 1—2 Мэв. Эксперименты, в которых детально исследовали реакции образования спонтанно делящихся изомеров с временем жизни от нескольких наносекунд до сотни, были проведены в Лос-Аламосе на циклотроне с варьируемой энергией [65]. (α, xn) -Реакция в диапазоне энергии α -частиц 20—29 Мэв и $(d, 2n)$ -, (d, p) - и (d, pn) -реакции при энергии дейтонов 9—14 Мэв, приводящих к спонтанно делящимся изомерам, изучались

Рис. 36. Вероятность образования изомеров Am

при облучении мишеней из ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Pu , ^{243}Am .

В результате проведенных измерений были получены зависимости возбуждения для многих изомеров Pu, Am и Cm. Кривые возбуждения для (α, xn) - и $(d, 2n)$ -реакций имеют характерный для испарения нейтронов вид.

Как пример на рис. 36 показана зависимость возбуждения изомеров Am от разности энергии возбуждения и суммы энергии связи двух нейтронов в ядре ^{244}Am . Нормировка проведена на сечение мгновенного деления. Точки для трех различных реакций образования компаунд-ядра ^{244}Am ложатся на одну кривую. Из рисунка видно, что зависимость для реакции испарения двух нейтронов имеет куполообразный вид, характерный для реакций испарения нейтронов из нагретого компаунд-ядра. Более крутой спад со стороны низких энергий объясняется приближением к порогу реакций. На этом же рисунке представлены данные об образовании изомера ^{240}Am , синтезированного в $(d, 2n)$ - и $(p, 2n)$ -реакциях. Наблюдаемая ситуация сходна с тем, что мы имели для ^{242}Am .

При анализе экспериментальных данных в работе [65] исходили из статистической картины заселения спонтанно делящихся изомеров, впервые в наиболее простом виде представленной Юнгклауссеном [66] при рассмотрении данных о заселении изомеров в реакции радиационного захвата нейтронов.

Схема процесса заселения спонтанно делящегося изомера в предположении, что он является нижним состоянием во второй потенциальной яме, приведена на рис. 37. Символом $A+2$ обозначено возбужденное ядро, из которого должны испариться два нейтрона. Для этого ядра открыты два типа распада: деление и испарение нейтрона. Вероятность этих процессов определяется величинами $\Gamma_f/(\Gamma_f+\Gamma_n)$ и $\Gamma_n/(\Gamma_n+\Gamma_f)$ соответственно. Те ядра, которые поделились, можно считать утерянными.

Распределение по энергии испарившегося нейтрона описывается распределением Максвелла, которое выглядит следующим образом: $N(\epsilon) \sim \epsilon \exp(-\epsilon/T_\epsilon)$, где $-\epsilon = E^*_{\text{макс}}(A+1) - E^*(A+1)$ — энергия вылетевшего нейтрона; $E^*_{\text{макс}}(A+1) = [E^*(A+2) - B(A+2)]$ — максимальная энергия, возможная для ядра $A+1$. Температура T_ϵ предполагалась равной 0,6 Мэв и была

выбрана на основании многочисленных данных об испарении нейтронов из возбужденных ядер.

Поскольку испарение нейтронов из ядра $A+2$ носит статистический характер, ядро $A+1$, образующееся при этом, имеет некоторую дисперсию энергии возбуждения, как это показано на рис. 36. Предполагается, что образующиеся ядра $A+1$ имеют равновесную деформацию, соответствующую основной потенциальной яме.

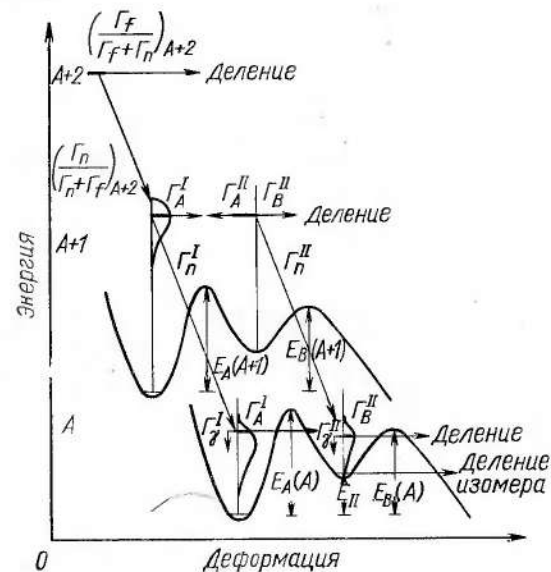


Рис. 37. Схема заселения спонтанно делящегося изомера

Возбужденное ядро $A+1$ может испустить нейтрон с заселением первой потенциальной ямы, но может также изменить форму, перейдя в состояние с большей деформацией. Ширины этих двух процессов можно обозначить соответственно Γ_n^I и Γ_A^I . Из состояния с большей деформацией ядро может снова вернуться к форме основного состояния (ширина процесса — Γ_A^II), но может испытать деление — процесс прохождения через барьер B , характеризующийся шириной Γ_B^II . Поскольку деление — процесс медленный, можно допустить существование некоторого равновесия, при котором чис-

ло переходов через барьер справа и слева одинаково. Тогда

$$N_A = 2\pi\Gamma_A^I/D_I = 2\pi\Gamma_A^{II}/D_{II}.$$

Число переходов через барьер B , $N_B = 2\pi\Gamma_B^{II}/D_{II}$; D_I и D_{II} представляют собой расстояния между уровнями компаунд-ядра в первой и второй потенциальных ямах. Поскольку переход в состояния с большей деформацией требует некоторой дополнительной затраты энергии, в результате чего происходит некоторое охлаждение ядра, расстояние между уровнями при большей деформации несколько больше. На основе такого рассмотрения можно также оценить число переходов в основную и дополнительную потенциальные ямы. Обозначив их как N_I и N_{II} , можно получить:

$$N_I = \Gamma_n^I/D_I; \quad N_{II} = \Gamma_n^{II}/D_{II},$$

где Γ_n^I и Γ_n^{II} — нейтронные ширины для переходов в первую и вторую потенциальные ямы соответственно. Если начальное число ядер $A+1$, имеющих форму основного состояния, обозначить K , то число ядер A в первой и второй потенциальных ямах будет следующее:

$$P_I = KN_I(N_A + N_{II} + N_B)/\alpha;$$

$$P_{II} = KN_A N_{II}/\alpha,$$

где

$$\alpha = N_A(N_I + N_{II} + N_B) + N_I(N_{II} + N_B).$$

Число делений ядра $A+1$

$$P_f = KN_A N_B/\alpha.$$

При проведении расчета степени заселения различных состояний ядра A (имеются в виду обе потенциальные ямы, а также деление) необходимо использовать определенные представления о зависимости плотности уровней от энергии возбуждения.

Параметры статистической теории выбирались так, чтобы наилучшим образом согласовать имеющиеся экспериментальные данные о ширинах эмиссии нейтронов и делении. Детальное изложение выходит за рамки настоящей книги, и ограничимся здесь лишь замечанием о том, что параметры a_1 и a_2 , которые определяются плотностью уровней при деформациях, отвечающих двум

равновесным формам, одинаковы ($a_n = a_1 = a_2$). Равными были приняты и параметры плотности a_f при деформациях, соответствующих обоим барьерам деления, т. е. внутреннему A и внешнему B . Отношение a_f/a_n выбирается так, чтобы наилучшим образом объяснить наблюдаемое в эксперименте соотношение Γ_n/Γ_f . Последний этап рассматриваемого процесса в основном связан с эмиссией γ -квантов или делением. Если ядро находится при деформации основного состояния, то возможен переход в основное состояние испусканием γ -квантов или через барьер A в состояние с большей деформацией. В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра меньше высоты внутреннего барьера, этот переход носит туннельный характер. В принципе некоторая часть ядер A может иметь энергию возбуждения достаточную для того, чтобы испустить один нейтрон с образованием ядра $A-1$. Когда же после эмиссии из ядра $A+1$ нейтрона ядро окажется при деформации второй потенциальной ямы, то возможны деление (прохождение через барьер B), прохождение через барьер A в первую потенциальную яму и эмиссия γ -кванта с образованием изомера формы. При рассмотрении процесса распада ядер, которые находятся при энергии возбуждения, близкой к высоте барьера B , предполагается, что ширина деления зависит от проницаемости барьера B и плотности уровней во второй потенциальной яме.

Анализируя динамику заселения изомерного состояния, авторы работы [65] учитывали возможность того, что ядро A , которое после эмиссии γ -кванта оказывается в состоянии с энергией, несколько превышающей потенциальный барьер B , может испустить второй γ -квант и только после этого уже оказаться во второй потенциальной яме при такой энергии, при которой основным процессом будет повторное испускание γ -кванта с образованием изомера. Этот процесс также учитывался при вычислении вероятности заселения спонтанно делящихся изомеров. Для процесса двукратной эмиссии γ -квантов важна область возбуждения $E^* = E_B + 1,0 \text{ Мэв}$ [65].

Выше говорилось о двухступенчатом механизме заселения изомерного состояния, когда первоначально заселяется состояние в первой потенциальной яме с последующим туннельным просачиванием в область второй

ямы. Во второй потенциальной яме возможны две ситуации: ширина уровня Γ_{γ}^1 велика и мала. В последнем случае вероятность заселения изомера должна быть в общем мала, она заметна лишь при случайной близости положения уровней в обеих потенциальных ямах.

Опираясь на рассмотрение процесса заселения изомеров в $(\alpha, 2n)$ - или $(d, 2n)$ -реакции, можно рассчитать по статистической теории вероятности заселения изомеров. При этом надо фиксировать некоторые величины как параметры, характеризующие форму барьера деления. Естественно, отдельные параметры берутся из других экспериментов. Некоторую информацию о барьерах деления можно извлечь из измерения порогов деления при облучении нейтронами и протонами, из (d, pf) -, (t, pf) -реакций и им подобных. Но такие эксперименты не могут ответить на вопрос, какой из барьеров выше: A или B . Надо заметить, что имеющаяся информация о порогах деления относится главным образом к изотопам более тяжелым, чем полученные в реакциях с α -частицами изомеры. Поэтому высота барьера E_A для изотопов Рц была выбрана 5,8, для изотопов Ам — 6,4 и для изотопов Сп — 6,2 Мэв. Выбор указанных параметров нельзя назвать достаточно обоснованной процедурой, и главным, и практически единственным, оправданием такого выбора можно считать лишь хорошее согласие рассчитанных кривых возбуждения с экспериментальными. Некоторые параметры были извлечены из данных о спонтанном делении изотопа ^{240}Pu . Приняв $E_A=5,8$ Мэв, $\hbar\omega_A=1,30$ Мэв, $E_{\Pi}=2,60$ Мэв, $\hbar\omega_2=1,00$ Мэв, $E_B=5,30$ Мэв и $\hbar\omega_B=0,60$ Мэв, можно получить расчетным путем значения периодов спонтанного деления в основном и изомерном состояниях, равные соответственно $0,8 \cdot 10^{11}$ лет и 6 нсек. Эти значения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными: $1,45 \cdot 10^{11}$ лет и 3,8 нсек соответственно. Параметры $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$, характеризующие кривизну двух барьеров деления, были приняты равными для всех исследованных ядер. При расчете были фиксированы параметры E_A , $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$, а также параметры статистической модели, о которых уже говорилось.

Тремя независимыми параметрами являются:

1) положение второго минимума потенциальной энергии по отношению к основному состоянию, определяемому по порогам соответствующих реакций;

2) $[E_B(A+1) - E_{\Pi}(A)]$ — величина, определяющая конкуренцию между делением и эмиссией нейтронов при распаде ядра $(A+1)$;

3) $[E_B(A) - E_{\Pi}(A)]$ — величина, от которой зависит конкуренция между делением и эмиссией γ -квантов на последнем этапе образования спонтанно делящегося изомера.

Подбирая соответствующим образом указанные параметры, можно добиться наилучшего согласия с экс-

Таблица 7

Параметры барьеров деления

Ядро	$E_A^*, \text{Мэв}$	$E_{\Pi}(A), \text{Мэв}$	$E_B(A+1) - E_{\Pi}(A), \text{Мэв}$	$E_B(A+1), \text{Мэв}$	$E_B(A) - E_{\Pi}(A), \text{Мэв}$	$E_B(A), \text{Мэв}$
^{235}Pu	5,8	$2,4 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,2$	5,0	$2,6 \pm 0,2$	5,0
^{236}Pu	—	$4,0 \pm 0,3^{**}$	—	—	—	—
^{237}Pu	5,8	$2,9 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	5,6	$2,5 \pm 0,2$	5,4
^{238}Pu	—	$3,7 \pm 0,2^{**}$	—	—	—	—
^{239}Pu	5,8	$2,2 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,3$	5,1	—	—
^{240}Pu	5,8	$2,6 \pm 0,3$	$2,65 \pm 0,2$	5,25	$2,75 \pm 0,2$	5,35
^{241}Pu	—	$2,6 \pm 0,3^*$	—	—	—	—
^{237}Am	6,4	$2,4 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,4$	5,3	—	—
^{238}Am	6,4	$2,7 \pm 0,2^*$	$2,8 \pm 0,3^*$	5,5	—	—
^{239}Am	6,4	$2,5 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	5,2	$2,7 \pm 0,2$	5,4
^{240}Am	6,4	$3,0 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	6,2	$3,05 \pm 0,2$	6,05
^{241}Am	6,4	$2,2 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$	5,1	—	—
^{242}Am	6,4	$2,9 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,2$	6,0	$3,1 \pm 0,2$	6,0
^{241}Cm	6,2	$2,3 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,2$	4,7	$2,7 \pm 0,2$	5,0
^{242}Cm	—	$3,2 \pm 0,3^{**}$	—	—	—	—
^{243}Cm	6,2	$2,3 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,3$	4,7	$2,8 \pm 0,3$	5,1
^{244}Cm	—	$3,7 \pm 0,3^{**}$	—	—	—	—
^{245}Cm	6,2	$2,7 \pm 0,3$	$2,1 \pm 0,3$	4,8	$2,5 \pm 0,3$	5,2

* Реакция с протонами, нейтронами и γ -квантами.

** Возбужденные состояния во второй потенциальной яме.

периментальными данными. Вычисленные параметры барьеров деления различных изотопов Рц, Ам и Сп приведены в табл. 7. В ней же включены данные об энергии изомерных состояний, полученные при измерении порогов их образования в реакциях с протонами и нейтронами, а также с γ -квантами. В последнем слу-

чае в результат экспериментов с γ -квантами внесены некоторые поправки, связанные с использованием параметров статистической теории, отличающихся от тех, которые брались в работе [67].

Если говорить о различии методов расчета по статистической теории, описывающей испарение нейтронов из нагретого атомного ядра, то оно обычно связано с использованием неодинаковых параметров статистической теории. Минимальная погрешность параметров барьера деления, равная $0,2 \text{ Мэв}$, опять связана с неопределенностью фиксированных параметров статистической модели. В тех случаях, когда измеряется только начальная часть кривой возбуждения, параметров $E_V(A) - E_{II}(A)$ нельзя определить.

Обращает на себя внимание то, что для изомеров ^{238}Pu и ^{236}Pu энергия изомерного состояния на $1 - 1,5 \text{ Мэв}$ выше, чем для соседних нечетно-четных изомеров. Это обстоятельство отражает тот факт, что оба указанных изомера являются возбужденными состояниями во второй потенциальной яме. Такое заключение хорошо согласуется с уже упоминавшимися данными о существовании у четно-четных ядер Pu спонтанно делящихся изомеров с более короткими периодами полураспада. Похоже, что указанные в табл. 7 изомерные состояния изотопов Sm с массой 242, 244, 246 также являются возбужденными состояниями во второй потенциальной яме.

Выше уже говорилось, что двойная изомерия в четно-четных ядрах — проявление K -изомерии. Поскольку спин этих квазичастичных изомеров, как правило, неизвестен, вычислить вероятность заселения этих изомерных состояний практически невозможно. Из табл. 7 можно сделать несколько заключений: во-первых, для большинства изомеров энергия возбуждения лежит в диапазоне $2 - 3 \text{ Мэв}$; во-вторых, во всех случаях потенциальный барьер V оказывается меньше барьера A . При этом разница между высотой барьеров A и V становится все больше с приближением к изотопам Sm .

Конечно, анализ экспериментальных данных на основе указанных выше предположений является упрощенным и не следует придавать слишком большого значения полученным величинам. В то же время результат анализа позволяет подметить некоторые весьма существенные тенденции в характере изменения формы

барьера деления для достаточно большой области изотопов.

Некоторые противоречия наблюдаются при сопоставлении данных для изотопов Am . Для того чтобы наилучшим образом описать кривые возбуждения для изомеров Am , необходимо предположить:

1) энергия изомерных уровней ^{240}Am и ^{242}Am на $0,5 \text{ Мэв}$ больше, чем для соседних ядер с нечетной массой;

2) разница между высотой барьера V и энергией изомерного состояния практически не зависит от массы ядер;

3) $E_V(A+1) - E_{II}(A) \approx E_V(A) - E_{II}(A)$. Параметры барьера деления выбираются так, чтобы правильно учитывались и вероятность заселения изомера, и вероятность его распада.

Чтобы правильно описать распад изомера ^{240}Am , необходимо высоту барьера V выбрать равной $6,05 \text{ Мэв}$. В то же время, чтобы лучше согласовать расчетные кривые с экспериментальной кривой возбуждения этого изомера, барьер V надо выбрать равным $5,20 \text{ Мэв}$. Несогласие возникает из-за погрешности в значении баланса энергии для $(p, 2n)$ -реакции, но могут быть неточны и вычисления плотности уровней. Ниже при анализе экспериментальных данных в случае образования изомера ^{242}Am при радиационном захвате нейтронов снова вернемся к вопросу соотношения высоты барьеров A и V для этого изотопа.

Одним из критериев правильности расчетов, производившихся при анализе экспериментальных данных в случае образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях с заряженными частицами, является согласие расчетных значений плотности уровней с экспериментальными. Расчетные и экспериментальные данные для плотностей уровней в обеих потенциальных ямах приведены в табл. 8. Для первой потенциальной ямы имеется согласие между экспериментальными и теоретическими значениями плотности уровней, что невозможно сказать о данных для второй потенциальной ямы. Отношение расстояния между уровнями второй ямы к той же величине для первой потенциальной ямы D_{II}/D_I для ^{240}Pu , полученное расчетным путем, всего лишь в 2 раза отличается от экспериментального. Для нечетных же масс это различие доходит до 10.

Таблица 8
Расстояние между уровнями компаунд-ядра при двух деформациях

Компаунд-ядро	I	$D_I, эв$		$D_{II}, эв$		D_{II}/D_I	
		теория	эксперимент	теория	эксперимент	теория	эксперимент
^{239}Pu	1/2+	4,3	13	2800	1000	650	80
^{240}Pu	1+	1,5	3	500	460	360	150
^{241}Pu	1/2+	12	14	6000	700	500	50
^{242}Am	2 ⁻ , 3 ⁻	0,26	0,56	—	—	—	—
^{245}Cm	1/2+	11	14	5000	1000	450	70

Можно указать на возможные причины такого расхождения. Не исключено, что зависимость плотности уровней от энергии для второй потенциальной ямы имеет несколько иной вид, но нельзя исключить и того, что необходимо как-то модифицировать формулы статистической теории для нечетных ядер. Надо также учесть, что в работе [68] зависимость плотности уровней от энергии возбуждения выражается формулой $P(E) \sim \exp(2\sqrt{au})$.

В работе [65] отмечается, что по Гильберту и Камерону [68] эта формула при энергии возбуждения меньше 3 Мэв должна выглядеть следующим образом: $P(E) \sim \exp(E - E_0/T)$. При образовании спонтанно делящихся изомеров последняя стадия процесса как раз связана с энергией возбуждения $3\text{--}4 \text{ Мэв}$, если эту энергию отсчитывать от дна второй потенциальной ямы.

В целом анализ экспериментальных данных об образовании спонтанно делящихся изомеров в реакциях с заряженными частицами, проведенный в предположении о существовании при большой деформации ядра достаточно глубокой дополнительной потенциальной ямы, показывает, что на его основе возможно достаточно хорошее описание наблюдаемых закономерностей. Имеющиеся расхождения можно приписать несовершенству используемой в расчетах статистической модели.

Один из недостатков исследований с заряженными частицами заключается в том, что нельзя получить сравнительно малые возбуждения атомных ядер. Из-за кулоновского барьера, препятствующего слиянию заря-

женной частицы с ядром мишени, необходимо, чтобы энергия заряженной частицы была достаточно велика. Некоторым исключением является (d, p) -реакция. В этом случае энергия возбуждения ядра может быть не очень большой, но для ее определения надо обязательно измерять энергию протонов.

Такая методика весьма успешно используется при изучении подбарьерного мгновенного деления, но эксперименты становятся крайне трудными, как только начинается исследоваться деление из изомерного состояния. В этом отношении совершенно определенное преимущество связано с применением γ -квантов. Поглощение γ -квантов ядром не сопровождается преодолением кулоновского барьера, и поэтому можно получить низкое возбуждение атомного ядра. Это обстоятельство использовалось при исследовании структуры барьера деления и в реакциях с γ -квантами. Эксперименты привели к тем же заключениям о соотношении высоты двух барьеров A и B .

В экспериментах по изучению мгновенного деления ядер под действием γ -квантов, проведенных в работе [69], было установлено, что довольно сильная угловая анизотропия осколков деления наблюдается при энергии возбуждения ядра примерно на 1 Мэв меньше барьера деления.

В соответствии с концепцией О. Бора [26], проявление угловой анизотропии осколков деления всегда связывалось с прохождением ядра через различные каналы деления, а последние, в свою очередь, отражают факт существования возбужденных состояний ядра над барьером деления. Появление сильной анизотропии при глубоко подбарьерном делении, на первый взгляд, серьезно противоречит концепции О. Бора, но это противоречие легко снимается, если предположить, что барьер деления имеет более сложную форму и, в частности, имеется вторая потенциальная яма при большой деформации ядра. Если далее считать, что внешний барьер деления приблизительно на 1 Мэв ниже внутреннего, то все объясняется очень просто.

Вероятность деления определяется главным образом высотой более высокого барьера A , угловая же анизотропия проявляется лишь в том случае, когда энергия возбуждения лишь незначительно превышает высоту внешнего барьера B . В том случае, когда энергия воз-

буждения несколько выше высоты барьера, то те каналовые эффекты, которые могут проявиться в результате существования возбужденных состояний над барьером A , исчезнут при прохождении ядра над второй потенциальной ямой.

При деформации ядра, соответствующей минимуму второй потенциальной ямы, можно ожидать, что произойдет некоторый нагрев ядра за счет уменьшения потенциальной энергии. При этом установится некоторое статистическое распределение проекции спина на ось симметрии ядра. Дальнейшее прохождение ядра над барьером B не изменит существенно установившейся картины.

Отмеченные особенности процесса деления ядер γ -квантами стимулировали постановку экспериментов по исследованию процесса образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях с γ -квантами. Эксперименты были проведены Ю. П. Гангрским и др. [70] на микротроне Института физических проблем в Москве. Энергию электронов, ускоренных на микротроне, можно варьировать в довольно большом диапазоне изменением магнитного поля микротрона или орбиты, с которой выводились электроны. Для получения γ -квантов пучок электронов направляют на вольфрамовую мишень. При этом происходит эмиссия тормозного излучения, направленного вперед.

Для регистрации осколков деления от распада изомеров используется многонитная искровая камера. Серьезная трудность при работе с искровой камерой в импульсном потоке γ -квантов состоит в том, что во время импульса происходит очень сильная ионизация газов камеры и это на какое-то время может сделать ее нечувствительной.

С указанной трудностью можно успешно справиться [70], если применить импульсный источник напряжения, связанный с искровой камерой. При таком режиме работы можно наблюдать распад спонтанно делящихся изомеров с временем жизни в несколько микросекунд и более.

Сечение поглощения γ -квантов ядрами мало. В случае тяжелых делящихся ядер наиболее эффективно поглощаются дипольные γ -кванты в диапазоне энергии 10—20 Мэв. Эта область энергии включает в себя гигантский дипольный резонанс, расположенный при

энергии около 13 Мэв. Даже при энергии резонанса сечение поглощения γ -квантов не превышает нескольких сот миллибарн.

Если учесть, что сечение образования спонтанно делящихся изомеров составляет очень малую долю от полного сечения, то наблюдаемый эффект должен быть очень мал, и поэтому нужно проводить длительные эксперименты. В работе [70] изучается образование известных спонтанно делящихся изомеров Pu и Am при облучении соответствующих мишеней γ -квантами с энергией от 7 до 16 Мэв. В этом диапазоне энергии γ -квантов наиболее вероятными являются (γ, n) - и (γ, γ') -реакции. Анализ процесса образования изомеров в этих реакциях более прост, так как вместо двух ступеней процесса, как это было в реакциях с α -частицами, имеем только одну. Но зато при анализе данных, полученных в реакциях с γ -квантами, возникают некоторые сложности, связанные с непрерывным спектром γ -квантов. При облучении электронами фиксированной энергии максимальная энергия γ -квантов совпадает с энергией электронов, а в область меньших энергий простирается сплошной спектр. Поэтому в экспериментах с тормозным излучением обычно измеряется выход реакции как функция граничной энергии тормозного излучения. При энергии γ -квантов, близкой к барьеру деления или к порогу образования спонтанно делящихся изомеров, работает лишь та часть спектра γ -квантов, которая примыкает к их граничной энергии, и в этом случае наблюдается довольно резкая зависимость выхода реакции от граничной энергии γ -квантов.

В описываемых экспериментах получены данные о сечении (γ, n) -реакции, в результате которой были синтезированы изомеры ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{240}Am и ^{242}Am . Идентификация изомеров (за исключением ^{242}Am) проводилась по периодам полураспада. В случае изомеров Pu значения периодов полураспада хорошо согласуются с полученными ранее. Что касается Am , то при заданном временном режиме работы ускорителя нельзя проследить за распадом изомеров. Заключение о распаде ^{242}Am основано лишь на том, что кривая возбуждения этого изомера не отличается по форме от кривых возбуждения других изомеров.

Сейчас достаточно хорошо разработана техника пересчета кривых выхода в фотоядерных реакциях на

сечение реакции. Выход фотоядерной реакции связан с сечением реакции следующей формулой:

$$Y(E_0) = K \int_0^{E_0} \sigma(E_\gamma) \varphi(E_\gamma, E_0) dE_\gamma,$$

где $\sigma(E_\gamma)$ — сечение реакции; $\varphi(E_\gamma, E_0)$ — спектр тормозного излучения электронов с энергией E_0 ; K учитывает геометрию эксперимента и количество вещества в мишени.

Трудность пересчета кривой выхода на сечение реакции в работе [70] состояла в том, что статистика, накопленная для распада изомеров, не слишком богата. Тем не менее зависимость сечения реакции от энергии γ -квантов была вычислена. Некоторые данные, характеризующие (γ, n) -реакцию, приведены в табл. 9.

Таблица 9
Пороги и сечения образования изомеров, изомерные отношения для (γ, n) -реакции

Реакция	$E_{\text{порог}}$ Мэв	$E_{\text{макс}}$ Мэв	σ_i мкбарн	σ_i/σ_f $\times 10^{-3}$	σ_i/σ_g $\times 10^{-3}$
$^{240}\text{Pu}(\gamma, n)^{239}\text{Pu}$	$10,0 \pm 0,3$	$11,5 \pm 0,2$	170 ± 60	$1,5 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,3$
$^{242}\text{Pu}(\gamma, n)^{241}\text{Pu}$	$8,95 \pm 0,3$	$10,5 \pm 0,2$	200 ± 60	$2,5 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,3$
$^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240}\text{Am}$	$9,7 \pm 0,3$	$11,2 \pm 0,2$	150 ± 50	$1,0 \pm 0,3$	$0,5 \pm 0,2$
$^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242}\text{Am}$	$8,7 \pm 0,3$	$10,6 \pm 0,2$	130 ± 50	$1,3 \pm 0,4$	$0,4 \pm 0,15$

Экспериментальные данные о возбуждении изомера ^{239}Pu в реакции неупругого рассеяния γ -квантов приведены на рис. 38. На рисунке показано и сечение реакции, полученное обработкой кривой выхода.

При анализе данных о сечениях фотоядерных реакций можно довольно просто извлечь некоторые сведения о барьере деления. Как это обычно принято, авторы работы [70] исходят из модели двугорбого барьера деления. Если в общем случае одномерной картины барьер деления должен характеризоваться шестью параметрами: высотой барьеров A и B , энергией изомерного уровня и кривизной трех парабол, то, как справедливо указывается в работе [70], при анализе фотоядерных реакций, приводящих к образованию спонтанно деля-

щихся изомеров, можно извлечь значения отдельных параметров барьера.

Сечение образования изомеров σ_i и мгновенного деления σ_f можно записать следующим образом:

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{\vec{\Gamma}_1}{\vec{\Gamma}_1 + \vec{\Gamma}_{d_1}} \frac{\vec{\Gamma}_2}{\vec{\Gamma}_2 + \vec{\Gamma}_2 + \vec{\Gamma}_{d_2}};$$

$$\sigma_i = \sigma_c \frac{\vec{\Gamma}_1}{\vec{\Gamma}_1 + \vec{\Gamma}_{d_1}} \frac{\vec{\Gamma}_{d_2}}{\vec{\Gamma}_2 + \vec{\Gamma}_2 + \vec{\Gamma}_{d_2}},$$

где Γ с различными индексами — приведенная ширина для переходов через внутренний и внешний барьеры. По смыслу это те же самые параметры, что были ис-

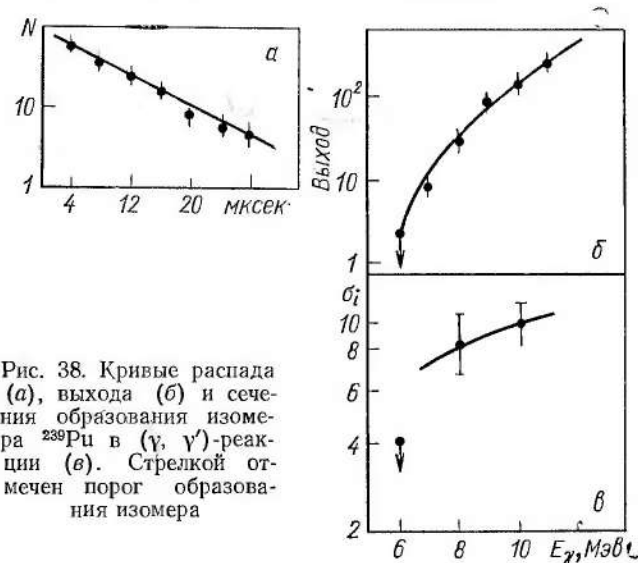


Рис. 38. Кривые распада (а), выхода (б) и сечения образования изомера ^{239}Pu в (γ, γ') -реакции (в). Стрелкой отмечен порог образования изомера

пользованы ранее при анализе данных, полученных в реакциях с заряженными частицами. Стрелки, указывающие направо, относятся к переходам в область больших деформаций ядра, а стрелки, направленные налево, обозначают переходы в область основного состояния. Индексы 1 и 2 относятся к первой и второй потенциальным ямам и, наконец, индекс (γ, n) обозначает эмиссию из ядра γ -кванта или нейтрона.

Как обычно, ширина переходов через барьеры зависит от плотности уровней и числа открытых каналов. Эмиссию γ -квантов и нейтронов можно описать на основе статистической теории ядра. Таким образом, приходим к той же самой процедуре обработки результатов, которая была ранее использована в работе [66]. И снова один из вопросов, возникающих при такой процедуре, — вопрос о правильном выборе параметров статистической теории.

Рассматривая результаты экспериментов с γ -квантами, можно получить некоторую информацию о барьере деления, исходя из простых соотношений:

$$\sigma_i/\sigma_f = \Gamma_{\gamma_2}/\Gamma_2 \text{ для } (\gamma, \gamma')\text{-реакции.}$$

$$\sigma_i/\sigma_f = \Gamma_{n_2}/\Gamma_2 \text{ для } (\gamma, n)\text{-реакции.}$$

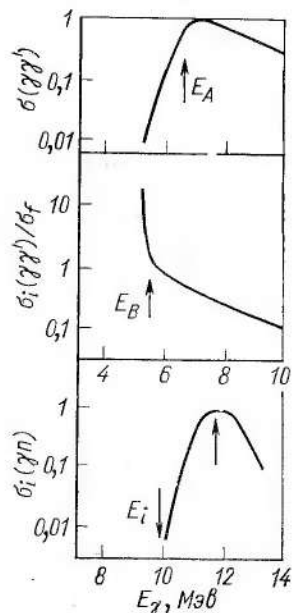


Рис. 39. Зависимость сечения образования изомеров в (γ, γ') -, (γ, n) -реакциях и величины $\sigma_i(\gamma, \gamma')/\sigma_f$ от энергии γ -квантов

Изменение с энергией γ -квантов сечения реакции неупругого рассеяния и сечения (γ, n) -реакции показаны на рис. 39 и приведена ожидаемая зависимость отношения сечения неупругого рассеяния к сечению мгновенного деления. Легко понять, что наблюдаемый излом кривой должен происходить при прохождении через тот или другой барьер.

Так, для реакции неупругого рассеяния γ -квантов начальный рост кривой связан с прохождением через барьер A в область второй потенциальной ямы. Этот рост должен наблюдаться до тех пор, пока энергия γ -кванта не достигнет высоты барьера A . В этом случае ядро сравнительно легко переходит из области первой потенциальной ямы в область второй. При дальнейшем увеличении энергии γ -кванта все большее значение приобретает прохождение ядра через барьер B , т. е. деление. Это объясняет спад правой части кривой.

Для кривой, изображающей отношение сечения двух реакций: неупругого рассеяния и мгновенного деления, излом проявится при энергии γ -кванта, равной высоте барьера B . В том случае, когда ядро оказывается во второй потенциальной яме, вероятность его деления будет существенно уменьшаться, если энергия возбуждения станет меньше высоты барьера B . Значительно более резкий рост кривой $\sigma_i(\gamma\gamma')/\sigma_f$ в области высоты барьера B можно объяснить тем, что прохождение через барьер B в этой области носит туннельный характер. В случае (γ, n) -реакции наблюдается резкий рост сечения выше порога реакции, но, как только энергия возбуждения достигает высоты барьера, сечение сильно падает из-за увеличения вероятности деления.

Из кривой, изображающей сечение реакции возбуждения изомера ^{239}Pu при неупругом рассеянии γ -квантов, можно сразу заметить, что основная часть кривой возбуждения относится к области выше внутреннего барьера A . Единственная экспериментальная точка, которую можно отнести к области ниже барьера A , получена при энергии возбуждения 6 Мэв . Эта точка указывает лишь верхнюю границу сечения, и таким образом можно сказать, что при энергии возбуждения свыше 6 Мэв имеет место резкое увеличение сечения образования спонтанно делящегося изомера ^{239}Pu . Этот факт говорит о том, что высота внутреннего барьера лежит в пределах $6\text{--}7 \text{ Мэв}$.

Теперь обратимся к данным об отношении σ_i/σ_f . При энергии возбуждения 7 Мэв оно достигает 10^{-4} . Из эксперимента известно, что ширина радиационных переходов слабо зависит от энергии возбуждения и при энергии возбуждения 7 Мэв составляет приблизительно $0,03 \text{ эв}$. Зная эту величину и отношение σ_i/σ_f , можно оценить ширину Γ_2 , которая оказывается равной приблизительно 100 эв .

Из экспериментов по изучению подбарьерных делительных резонансов (более подробно см. гл. 7) оценивается плотность уровней во второй потенциальной яме. В случае ^{239}Pu при энергии возбуждения 7 Мэв она составляет примерно 10^3 Мэв^{-1} . Зная ширину прохождение ядра через барьер B , т. е. ширину деления для состояний второй потенциальной ямы, и плотность уровней при этой энергии возбуждения, можно оценить число открытых каналов деления над барьером B и

высоту барьера B по отношению к дну второй потенциальной ямы.

Оценки в работе [70] показывают, что в данном случае число открытых каналов приблизительно равно 10, а превышение энергии возбуждения над барьером B — 1,5 Мэв. Надо заметить, что при таких оценках определяется некоторый эффективный барьер деления, а не тот, который соответствует максимуму потенциальной энергии. Эффективный барьер деления соответствует такой энергии возбуждения, при которой делительная ширина равна радиационной. Согласно имеющимся оценкам, для нечетно-нечетных ядер ^{240}Am и ^{242}Am и для четно-нечетных ядер ^{239}Pu и ^{241}Pu реальный барьер деления превышает эффективный на 0,8 Мэв.

Если теперь снова обратиться к (γ, n) -реакциям, то прежде всего необходимо заметить, что определение из экспериментальных данных точного значения порога реакции затруднительно. Для этого надо было бы продолжить измерение сечения реакции в область меньшей энергии γ -квантов. Тем не менее все же можно оценить энергию порога, если правильно описать наблюдаемую зависимость сечения от энергии γ -квантов.

Здесь возникают две проблемы. С одной стороны, надо знать правильную зависимость сечения реакции от энергии γ -кванта и температуры ядра, а также от величины порога реакции. Эта зависимость, вычисленная на основании статистической модели, описывается следующей формулой:

$$\sigma_n = \sigma_c [1 - \exp(-\Delta E/T)].$$

Имеются соображения, что эта формула должна быть для очень сильно деформированных ядрах другой. Это имеет место при исследовании спонтанно делящихся изомеров, и по Ванденбошу формула имеет такой вид:

$$\sigma_i = \sigma_c [1 - (1 + \Delta E/T) \exp(-\Delta E/T)].$$

В приведенных формулах σ_c означает образование компаунд-ядра; ΔE представляет собой энергию возбуждения, отсчитанную от порога реакции; T — температура ядра.

Вторая трудность при анализе данных заключается в том, что неизвестна температура ядра и, следовательно, при ее расчетах приходится варьировать в определенных пределах. Делая достаточно разумные пред-

положения о значениях температуры (0,5—1 Мэв) и предполагая также, что параметр a , определяющий плотность уровней, лежит в пределах 20—35 Мэв⁻¹, авторы работы [70] оценили неопределенность в величине порога реакции как 0,3—0,4 Мэв. Все параметры барьеров деления, полученные при анализе экспериментальных данных [70], указаны в табл. 10.

Таблица 10

Параметры барьеров деления

Ядро	(γ, n) -Реакция			(γ, γ') -Реакция	
	$E_i, \text{ Мэв}$	$E_B - E_i, \text{ Мэв}$	$E_B, \text{ Мэв}$	$E_B, \text{ Мэв}$	$E_A, \text{ Мэв}$
^{239}Pu	$3,5 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$	$5,8 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,3$	$6,5 \pm 0,5$
^{240}Pu	—	$2,6 \pm 0,3$	—	—	—
^{241}Pu	$2,7 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,3$	$5,1 \pm 0,2$	—	—
^{242}Pu	—	$2,6 \pm 0,3$	—	—	—
^{240}Am	$3,0 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,2$	—	—
^{241}Am	—	$2,5 \pm 0,3$	—	—	—
^{242}Am	$2,4 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,3$	$5,1 \pm 0,2$	—	—
^{243}Am	—	$2,2 \pm 0,3$	—	$5,5 \pm 0,3$	$6,5 \pm 0,5$

Естественно сопоставить данные, найденные в реакциях с γ -квантами, с данными, полученными другим методом. В целом можно констатировать их хорошее согласие. Довольно заметный выброс наблюдается для значения энергии изомерного состояния ^{239}Pu , полученного в экспериментах с γ -квантами. В этом случае энергия изомерного состояния примерно на 1,3 Мэв больше, чем было получено в экспериментах с α -частицами. Причину такого расхождения сейчас трудно объяснить.

В работе [70] предполагалось, что, поскольку в реакциях с γ -квантами в основном имеет место их дипольное поглощение, возбуждаются состояния со сравнительно низким спином. Если далее предположить, что изомерное состояние ^{239}Pu имеет спин больше, чем 5/2, то вероятность приблизиться к истинному порогу в реакциях с γ -квантами должна быть заметно ослаблена. Таким образом, измеряя порог реакции образования изомера ^{239}Pu в реакции с γ -квантами, определяют порог, соответствующий положению самого низкого уров-

ня во второй потенциальной яме с низким значением спина.

В целом при исследовании параметров барьеров деления по данным о сечениях образования изомеров в реакциях с различными частицами получаем согласованные данные. Наиболее простой ядерной реакцией, в которой наблюдалось образование спонтанно делящегося изомера, является реакция радиационного захвата нейтронов. Впервые эта реакция была исследована в совместной работе советских физиков из Дубны и румынских физиков из Бухареста [8].

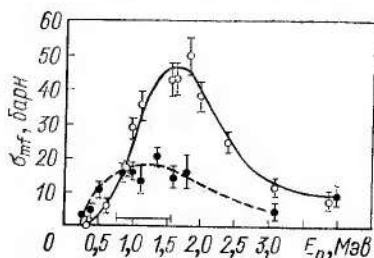


Рис. 40. Сечения образования спонтанно делящихся изомеров Am в реакциях радиационного захвата нейтронов: — — — $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{m}}\text{Am}$; — — — $^{242}\text{Am}(n, \gamma)^{243\text{m}}\text{Am}$

Исследовался спонтанно делящийся изомер ^{242}Am , который образовывался при радиационном захвате нейтрона ^{241}Am . Источником нейтронов служила $^7\text{Li}(p, n)$ -реакция. Пучок протонов получился на циклотроне Института атомной физики в Бухаресте. При облучении протонами Li наблюдается довольно сложный спектр нейтронов. Можно четко видеть в спектре две группы нейтронов, отличающиеся по энергии на 4,54 МэВ. Это обстоятельство затрудняет исследования при энергии нейтронов выше 4,5 МэВ. Для увеличения потока нейтронов применяется достаточно толстая литиевая мишень, и поэтому энергетическое разрешение для пучка нейтронов не очень хорошее. Полная ширина пика на половине высоты составляет приблизительно 1 МэВ. Регистрация осколков деления осуществляется с помощью диэлектрических детекторов.

Зависимость сечения реакции радиационного захвата нейтронов, приводящей к образованию спонтанно делящегося изомера ^{242}Am , от энергии нейтронов приведена на рис. 40. Изучение этой зависимости позволяет отметить некоторые характерные черты рассмотренной реакции. Прежде всего обратим внимание на то, что в области от 0,2 до 1,5 МэВ наблюдается рост сечения реакции. Обычно для реакции радиационного захвата

нейтронов характерно возрастание сечения с уменьшением их энергии. В области совсем медленных нейтронов это сечение имеет обычно максимальное значение. В случае изомера ^{242}Am резкий рост сечения наблюдается при энергии нейтронов, превышающей 200 кэВ, что необычно. При энергии нейтронов, близкой к 1 МэВ, сечение радиационного захвата нейтронов становится равным примерно 10^{-25} см², т.е. вероятность образования спонтанно делящегося изомера, пронормированная на вероятность образования ядра в основном состоянии, составляет приблизительно 10^{-4} .

Интересно отметить, что рост сечения образования изомера происходит в области роста сечения деления. Максимум же кривой сечения образования изомера приходится на ту область энергии нейтронов, где сечение мгновенного деления выходит на плато.

Отмеченную корреляцию в поведении реакций обоих процессов легко понять в рамках модели изомерии формы. Полагая, что спонтанно делящийся изомер является нижним состоянием второй потенциальной ямы, рост сечения образования изомера можно объяснить тем, что попадание ядра во вторую потенциальную яму связано с преодолением внутреннего барьера A, который, в свою очередь, определяет и вероятность мгновенного деления. Спад в правой части объясняется сильной конкуренцией со стороны мгновенного деления при энергии возбуждения, несколько превышающей высоту барьера A. Действительно, ширина радиационных переходов почти не зависит от энергии возбуждения, которая при энергии нейтронов 1,5 МэВ составляет примерно 7 МэВ. Ширина же процесса деления сильно увеличивается с превышением энергии возбуждения барьера деления.

Если говорить о том, какой угловой момент имеет образующееся компаунд-ядро, то надо заметить, что при энергии нейтронов 1,5 МэВ в основном имеет место поглощение s-, p-, d-волн, т.е. орбитальный момент поглощаемых нейтронов равен 0; 1; 2. Таким образом, в случае рассмотренной реакции вряд ли будем иметь дело с состояниями ядер с высоким спином.

Далее, таким же способом [71] были получены данные об образовании изомера ^{244}Am при радиационном захвате нейтронов изотопом ^{243}Am . Найденное сечение реакции пунктиром изображено на рис. 40. Зависимость сечения реакции от энергии нейтронов имеет такую же

форму, что и для изомера ^{242}Am . Сечение мгновенного деления ^{244}Am , образующегося при захвате нейтронов, также практически совпадает с сечением деления ^{242}Am .

Экспериментальные исследования реакции радиационного захвата нейтронов с образованием изомеров ^{242}Am и ^{244}Am были проделаны для области медленных нейтронов [73]. Остановимся сначала на экспериментах

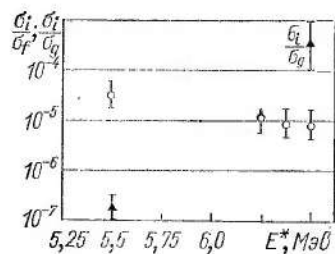


Рис. 41. Зависимость вероятности образования спонтанно делящегося изомера ^{242}Am от энергии возбуждения

с тепловыми нейтронами, которые были проведены в Дубне [72]. Источником нейтронов служила свинцовая мишень, которая облучалась протонами с энергией 600 Мэв, ускоренными на синхроциклотроне. Нейтроны, образующиеся при взаимодействии быстрых протонов с ядрами, имеют в основном энергию, равную нескольким мегаэлектронвольтам. Для их замедления до тепловой энергии свинцовый блок окружали замедлителем нейтронов — водой. Изучалось образование изомера ^{242}Am при захвате медленных нейтронов. Регистрация осколков деления от распада изомера производилась с помощью искровой камеры. Результаты экспериментов с тепловыми нейтронами приведены на рис. 41. На рисунке по горизонтальной оси изображена не энергия нейтронов, а энергия возбуждения. В приведенном диапазоне энергии возбуждения соотношение вероятностей образования изомера и мгновенного деления изменяется мало. В то же время вероятность двух этих процессов очень резко падает по сравнению с переходом в основное состояние при меньшей энергии возбуждения.

При захвате тепловых нейтронов сечение мгновенного деления составляет всего лишь 3 барн, а сечение образования ядра в основном состоянии достигает 10^{-21} см². Такое резкое уменьшение вероятности деления при захвате тепловых нейтронов обусловлено тем, что энергия возбуждения ядра, равная 5,5 Мэв, несколько меньше барьера деления. Соответственно этому

уменьшению вероятности деления понижается вероятность образования спонтанно делящегося изомера.

В Дубне на двухметровом изохронном циклотроне Далхсуреном и др. [73] были поставлены эксперименты по изучению образования изомеров ^{242}Am и ^{244}Am при захвате нейтронов с энергией от 0,2 Мэв до нескольких десятков и сот электронвольт. В этих экспериментах для получения нейтронов мишень из Ве облучалась пучком дейтонов. Спектры нейтронов, испущенных в этой реакции, формируются с помощью замедлителя из парафина и борных фильтров. Меняя соотношение между числом ядер замедлителя нейтронов — парафина и поглотителя медленных нейтронов — В, удалось сформировать [73] различные энергетические спектры нейтронов. Естественно, что при таком способе формирования спектра нейтронов полученные данные о сечениях образования делящихся изомеров усреднялись по большому числу резонансов. Данные, полученные в этих экспериментах, приведены в табл. 11.

Таблица 11

Сечения образования изомеров в реакциях радиационного захвата нейтронов, изомерные отношения

$E_n, \text{ эв}$	$^{241}\text{Am} + n$			$^{243}\text{Am} + n$		
	$\sigma_i/\sigma_f, 10^{-4}$	$\sigma_f, \text{ барн}$	$\sigma_i, \text{ мкбарн}$	$\sigma_i/\sigma_f, 10^{-4}$	$\sigma_f, \text{ барн}$	$\sigma_i, \text{ мкбарн}$
<0,2	$1,0 \pm 0,8$	3,13	300 ± 100	—	0,5	10
0,2–20	$0,8 \pm 0,3$	0,5	41 ± 15	—	—	—
>20	$0,2 \pm 0,06$	1,2	24 ± 6	$0,3 \pm 0,1$	1,4	42 ± 15

При обсуждении экспериментов по изучению процесса образования спонтанно делящегося изомера ^{242}Am при радиационном захвате нейтрона все время подчеркивалось существование корреляции этого процесса с мгновенным делением. То же самое можно повторить, если обратиться к данным, представленным в табл. 11. Из таблицы видно, что изомер ^{244}Am с малым сечением образуется при энергии нейтронов больше 20 эв, но не наблюдается при меньшей энергии. Это не

кажется удивительным, так как сечение мгновенного деления при такой энергии равно всего лишь 0,5 барн.

Анализ экспериментальных данных об образовании спонтанно делящихся изомеров при радиационном захвате нейтронов в довольно упрощенной форме был проведен Юнгклауссеном и Плеве [74]. Ими была принята в качестве исходной гипотеза изомерии формы в рамках модели Струтинского, процесс образования изомера при радиационном захвате нейтронов рассматривался как двухступенчатый.

Первый этап процесса — образование возбужденного ядра при деформации основного состояния. Энергия возбуждения равна сумме энергии связи нейтрона и его кинетической энергии. Возможны два пути распада образовавшегося компаунд-ядра: испускание γ -кванта или нейтрона, характеризуемое ширинами Γ_γ , Γ_n , и переход в состояние с деформацией второй потенциальной ямы.

Ширину последнего процесса обозначим $\overrightarrow{\Gamma}_1$. Ядро, перешедшее в состояние второй потенциальной ямы, может испытать следующие переходы: пройти обратно в первую потенциальную яму $\overleftarrow{\Gamma}_1$, перейти через второй барьер, что означает деление Γ_2 , и, наконец, испустить γ -квант Γ_γ .

Переход из состояния основной деформации в состояние первой потенциальной ямы эмиссией γ -квантов означает переход в основное состояние ядра. Электромагнитный переход во вторую потенциальную яму может перевести ядро в изомерное состояние в том случае, когда после испускания γ -кванта энергия возбуждения окажется ниже высоты второго барьера.

По формуле Бора — Уилера ширина деления определяется числом каналов, открытых для деления, и плотностью уровней составного ядра. Ширину деления можно описать следующей формулой:

$$\Gamma = N/(2\pi\rho),$$

где N — число открытых каналов; ρ — плотность уровней. Зависимость плотности уровней от энергии, получающаяся из модели ферми-газа, имеет вид

$$\rho(E) = \text{const} \exp(2\sqrt{aE}).$$

В этой формуле a — параметр плотности уровней; ϵ — энергия возбуждения. Полная энергия ядра, отсчитываемая от энергии основного состояния: $E = U + \epsilon$, где U — потенциальная энергия деформации. При энергии возбуждения выше барьера деления U_f число делительных каналов

$$N_f(E - U_f) = \int_0^{E-U_f} P_f(\epsilon) d\epsilon.$$

Как видно из формулы, число открытых каналов определяется избытком энергии возбуждения над потенциальной энергией ядра в точке прохождения через барьер деления.

Экспериментальные исследования мгновенного деления при захвате нейтрона ядром ^{241}Am показывают, что высота барьера деления равна 6,4 Мэв. Из этих экспериментов, однако, нельзя заключить, какой из двух барьеров, внутренний или внешний, имеет такую высоту.

Проводя на основе упрощенной модели анализ данных о вероятности образования спонтанно делящегося изомера ^{242}Am при радиационном захвате нейтронов, Юнгклауссен и Плеве [74] пришли к выводу, что в случае ^{242}Am наибольшую высоту имеет первый потенциальный барьер.

Все расчеты, проведенные ими, опирались на соотношение $\sigma_m/\sigma_f = \Gamma_\gamma m/\Gamma$, которое прямо вытекает из предположения о том, что после прохождения ядра через первый барьер происходит образование составного ядра во второй потенциальной яме. Предполагается, что при рассмотрении распада этого ядра полностью применима статистическая теория. Ширина радиационного перехода для уровней второй потенциальной ямы принимается такой же, как и для первой, т. е. равной 0,03 эв. Экспериментально установленное соотношение сечений образования изомера и мгновенного деления при энергии возбуждения, равной высоте барьера деления, составляет $3 \cdot 10^{-5}$. Для вычисления плотности уровней значение параметра a было выбрано 25 Мэв⁻¹. Значение этого же параметра в точке прохождения через барьер деления принималось таким же, т. е. 25 Мэв⁻¹ или 40 Мэв⁻¹.

Результаты расчетов показали, что можно добиться согласия с экспериментальными данными, лишь пред-

положив, что второй барьер деления ниже первого. Можно привести следующие значения высоты второго барьера, найденные для двух разных значений параметра плотности уровней на барьере деления:

$$U_2 = 5,0 - 5,5 \text{ Мэв при } a = 25 \text{ Мэв}^{-1};$$

$$U_2 = 5,5 - 6,0 \text{ Мэв при } a = 40 \text{ Мэв}^{-1}.$$

Таким образом, в результате сравнительно простого анализа удается получить некоторую информацию о барьере деления изотопа ^{242}Am .

Некоторые эксперименты по изучению реакции радиационного захвата быстрых нейтронов с образованием спонтанно делящихся изомеров ^{242}Am и ^{244}Am были поставлены на электростатическом генераторе [75]. В этих экспериментах исследовали образование делящихся изомеров в широком диапазоне энергии нейтронов вплоть до энергии 16 Мэв. Для получения нейтронов использовали реакции облучения мишеней из Li, T и D протонами и дейтонами. Осколки деления регистрировались с помощью искрового счетчика. Для того чтобы отделить распад изомеров от мгновенного деления, производилась пульсация пучка заряженных частиц.

Для области нейтронов с энергией до 3 Мэв полученные данные [75] не отличаются от ранее опубликованных. При энергии 16 Мэв установлена лишь верхняя граница сечения образования изомера ^{242}Am . Анализ экспериментальных данных [75] был проведен практически на той же самой основе, что и в работе Юнгклаусена и Плеве [74]. Результаты анализа привели к выводу, что высота второго барьера для обоих изомеров Am близка к 5,5 Мэв.

До сих пор рассматривались лишь экспериментальные исследования процесса образования нечетно-нечетных изомеров Am при радиационном захвате нейтронов. Для этих изомеров период полураспада достаточно велик, чтобы наблюдать их образование даже при захвате тепловых нейтронов. Это возможно, так как время замедления нейтронов до тепловых энергий, составляющее несколько микросекунд, намного меньше периода полураспада. Осуществив пульсацию пучка заря-

женных частиц, используемых для рождения быстрых нейтронов в той или иной реакции, можно получить и пульсирующий поток быстрых нейтронов.

Значительно сложнее обстоит дело, когда необходимо изучить образование спонтанно делящихся изомеров с временем жизни меньше 1 мксек при захвате медленных нейтронов. В этом случае приходится иметь дело с непрерывным потоком нейтронов. В то же время такие исследования представляют определенный интерес, поскольку известны два спонтанно делящихся изомера, которые могли бы с заметной вероятностью образовываться при захвате медленных нейтронов. Речь идет об изомере ^{236}U с периодом полураспада близким к 110 нсек и ^{240}Pu с периодом полураспада 3,8 нсек. Надо помнить, что сечение деления ^{235}U при захвате тепловых нейтронов составляет 545 барн, а сечение деления ^{239}Pu — 710 барн. Только что говорилось о корреляции двух процессов: мгновенного деления и образования изомеров. Исходя из рассмотренных выше соображений, можно было ожидать, что оба изомера будут хорошо образовываться при захвате медленных нейтронов.

Ранее уже рассказывалось о результатах экспериментов группы западногерманских физиков в Мюнхене [51], измерявших спектр γ -квантов, испускаемых при образовании спонтанно делящегося изомера ^{236}U в результате радиационного захвата тепловых нейтронов. Надо заметить, что это не единственная работа такого рода. Попытки наблюдать γ -кванты или электроны конверсии, предшествующие образованию спонтанно делящихся изомеров U и Pu, предпринимались и в других лабораториях [76, 77]. К сожалению, сейчас возможна только такая постановка эксперимента, когда наблюдается образование изомеров с временем жизни меньше 1 мксек. Действительно, момент образования изомера при захвате теплового нейтрона совпадает с испусканием при образовании изомера электромагнитного излучения.

К первым работам по этому вопросу следует отнести работу Ю. П. Гангского и др. [76], в которой делается попытка обнаружить электромагнитные переходы во второй потенциальной яме спонтанно делящегося изомера ^{236}U регистрацией конверсионных электронов. Источник нейтронов — (d, T)-реакция, осуществляемая на нейтронном генераторе. Тепловые нейтроны получа-

ются замедлением нейтронов с начальной энергией 14 Мэв. В работе сообщается о наблюдении электронов конверсии и, соответственно, выход изомера ^{236}U при захвате тепловых нейтронов оценивается как $(8 \pm 4) \times 10^{-5}$ по отношению к мгновенному делению. В настоящее время эти результаты скорее надо интерпретировать как результаты, указывающие верхнюю границу эффекта. В этих экспериментах регистрация электронов конверсии производится с помощью сцинтилляционного счетчика. Диапазон энергии электронов конверсии, регистрируемых этим детектором, составляет 30—150 кэв. Серьезная трудность в экспериментах такого рода состоит в том, что не известна энергия перехода во второй потенциальной яме, и поэтому приходится исследовать достаточно большой интервал энергии. Условия фона зависят от ширины интервала энергии, и в результате фоновые условия в различных работах не всегда оказываются идентичными, и в какой-то мере граница наблюдаемого эффекта или величина эффекта оценивается условно. В каждом конкретном случае речь идет об эффекте для указанного интервала энергии, выбор которого более или менее произволен.

Дальнейшие эксперименты по наблюдению электронов конверсии [77] позволили установить верхнюю границу вероятности эмиссии электронов конверсии при заселении изомера ^{236}U , равную $5 \cdot 10^{-5}$.

Предположение о существовании во второй потенциальной яме ^{236}U сильно конвертированных переходов легло в основу эксперимента, выполненного Л. А. Попеко и др. [77] на реакторе Ленинградского института ядерной физики. Они проводили поиск характеристического рентгеновского излучения с энергией 20—200 кэв. В эксперименте осуществлялась регистрация задержанных совпадений между осколками деления и электромагнитным излучением. В соответствии с известным периодом полураспада изомера ^{236}U электромагнитное излучение искали в диапазоне 50—120 нсек, предшествующем процессу деления. Этот эксперимент проводили на тангенциальном канале реактора. В результате фон излучения, создаваемый самим реактором, а также быстрыми нейтронами, был сведен к минимуму. Осколки деления регистрировались с помощью поверхностно-барьерного кремниевого детектора. Для регистрации элек-

тромагнитного излучения применяли два типа детекторов — кремниевый и германиевый.

Для поисков рентгеновского излучения *L*- и *M*-серий *U* с энергией в диапазоне 10—25 кэв используется *Si(Li)*-детектор с глубиной чувствительного слоя 3,5 мм. Регистрация длинноволнового γ -излучения, а также *X*-лучей *K*-серии производилась *Ge(U)*-детектором с глубиной чувствительного слоя 7 мм. В реальных условиях эксперимента энергетическое разрешение кремниевого детектора *X*-лучей составляло 1—1,6 кэв, а германиевого — 3 кэв.

Постаточно подробно методику этого эксперимента рассмотрим здесь по той причине, что эксперименты, выполненные на ее основе, привели к результатам, находящимся в противоречии с результатами экспериментов западногерманских физиков [51].

Ориентируясь на поиск очень малых эффектов по отношению к пику мгновенных совпадений, вызванных мгновенным делением, авторы работы [77] очень большое внимание уделяли исследованию «хвостов» пика мгновенных совпадений. Обращалось внимание на существование экспериментальных хвостов, имитирующих запаздывающее деление в диапазоне 7—30 нсек, причем относительный вклад этих хвостов может достигать 10^{-4} . Причиной появления таких хвостов, по мнению авторов работы [77], являются шумы детекторов и преусилителей. Временные распределения событий для областей энергий рентгеновского излучения урана *K*- и *L*-серий даны на рис. 42 [77]. Для установления фона временные события регистрировались в диапазоне 500 нсек, удаленном от пика достаточно далеко, чтобы не чувствовать распада изомера.

Спектры длинноволнового γ -излучения в районе характеристического рентгеновского излучения (*K*-серия) *U* для временных интервалов, предшествующих спонтанному делению изомера, приведены на рис. 43. Для сравнения пунктиром нанесены ожидаемый спектр *K*-серии. Высота пиков выбрана в предположении, что выход изомера составляет $2 \cdot 10^{-4}$, при этом каждому акту его образования сопутствует эмиссия рентгеновского излучения. На основании полученных данных можно оценить верхнюю границу вероятности эмиссии рентгеновского излучения при образовании изомера. Эта граница, по оценке авторов работы [77], для *L*- и *K*-серий

составляет $2 \cdot 10^{-5}$. Такое значение, безусловно, находится в противоречии с экспериментами мюнхенской группы, в которых, как будто, наблюдались γ -кванты, а также рентгеновское излучение, которое предшествует

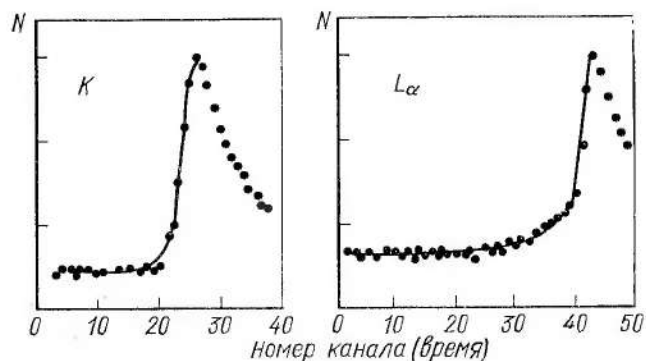


Рис. 42. Временное распределение событий для рентгеновского излучения ^{236}U (K- и L-серии) в ^{235}U (n, γ)-реакции

образованию спонтанно делящегося изомера ^{236}U при захвате тепловых нейтронов [52]. В настоящее время трудно указать причину этого расхождения, и вопрос

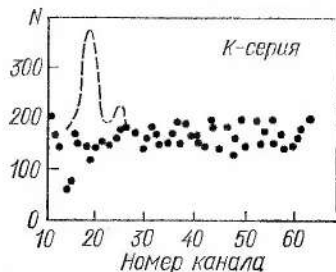


Рис. 43. Спектр длинноволнового рентгеновского излучения для ^{236}U (n, γ)-реакции

о том, какие эксперименты правильны, можно решить только при дальнейших исследованиях. Имеются и другие работы, в которых также пытались обнаружить спонтанно делящийся изомер ^{236}U при захвате относительно медленных нейтронов. Так, Броун и др. [78] пытались обнаружить изомер ^{236}U при захвате резонансных нейтронов с энергией до $0,3 \text{ эв}$.

Источником нейтронов служит линейный ускоритель электронов, а регистрация длинноволнового γ -излучения осуществляется пластическим сцинтиллятором. В экспериментах опять была установлена верхняя граница эффекта $3 \cdot 10^{-5}$.

Говоря о поисках изомера ^{236}U , следует также упомянуть, что Ю. В. Рябов и др. [79] на электростатическом генераторе в Дубне стремились обнаружить спонтанно делящийся изомер ^{236}U при радиационном захвате нейтронов с энергией примерно 30 кэв . Нейтроны получали при облучении протонами литиевой мишени на электростатическом генераторе; энергия облучения лишь незначительно превышала порог (p, n)-реакции. Нейтроны вылетали в сравнительно узком конусе в переднюю полусферу.

В отличие от других экспериментов в работе [79] производилось облучение толстой мишени из ^{235}U (масса в несколько десятков граммов). Акты деления регистрировались наблюдением нейтронов, испущенных при делении. Детектирование нейтронов осуществлялось пластическим сцинтиллятором с применением специальной схемы, которая по разнице в форме импульсов отделяла нейтроны от γ -квантов. Детектирование γ -квантов производилось также пластическим сцинтиллятором. Порог регистрации γ -квантов соответствовал $0,6 \text{ Мэв}$. В этих экспериментах снова определили лишь верхнюю границу вероятности образования изомера, которая пропорциональна на мгновенное деление и равна $2 \cdot 10^{-4}$.

Д. А. Вальский и др. [80] пытались наблюдать реакцию радиационного захвата тепловых нейтронов с образованием спонтанно делящегося изомера ^{240}Pu с периодом полураспада, близким к 4 нсек . Эти эксперименты, как и эксперименты по поиску изомера ^{236}U , выполнялись на тангенциальном канале реактора Ленинградского института ядерной физики. Осколки деления регистрировались с помощью газового сцинтиллятора, а γ -кванты детектировались пластическим сцинтиллятором. Для того чтобы учесть возможные аппаратные «хвосты», имитирующие распад изомеров, ставился эксперимент с мишенью из ^{235}U . Результаты последнего эксперимента рассматривались как фон, который при обработке результатов вычитался из кривой, полученной для Pu . Результаты этой работы не позволяют говорить о существовании эффекта. Граница эффекта составляет $8 \cdot 10^{-5}$ [80].

Таким образом, говоря о поиске изомеров ^{236}U и ^{240}Pu в реакциях радиационного захвата нейтронов, можно отметить противоречивость полученных результатов. С одной стороны, в работе западногерманских фи-

зиков [51] приведена спектроскопическая информация об электромагнитном излучении, сопутствующем образованию изомера. С другой стороны, в работе ленинградских физиков [77] указывается лишь граница эффекта, которая в несколько раз ниже, чем в работе западногерманских физиков.

В настоящее время можно уверенно говорить об образовании лишь изомера ^{242}Am при захвате медленных нейтронов. Отсутствие образования спонтанно делящихся изомеров ^{236}U и ^{240}Pu при захвате нейтронов не столь уж удивительно, так как вероятность радиационного захвата очень сильно зависит от того, насколько энергия возбуждения превышает внешний барьер B .

Глава 7

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДБАРЬЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Выше были рассмотрены некоторые экспериментальные исследования спонтанно делящихся изомеров, которые условно разобьем на две группы. К первой можно отнести эксперименты, в которых исследуются закономерности различных ядерных реакций с образованием спонтанно делящихся изомеров. Как правило, при анализе результатов этих работ [5] можно предположить, что спонтанно делящиеся изомеры являются изомерами формы в рамках модели двугорбого барьера деления, т. е. нижними состояниями второй потенциальной ямы, появляющейся при большой деформации ядра. Ко второй — исследования, связанные с получением спектроскопической информации, которая включает в себя данные о других способах распада изомеров (электромагнитное излучение), а также данные о двойных изомерах, угловой анизотропии распада осколков деления ориентированных ядер изомеров, электромагнитном излучении, сопутствующем образованию изомеров. Результаты этих исследований достаточно хорошо описываются в рамках предложенной модели изомерии формы.

В то же время естественно посмотреть, не существуют ли другие факты, которые вписываются в рамки модели двугорбого барьера деления, тем самым укрепляя ее основы и, в частности, делая более убедительным объяснение природы спонтанно делящихся изомеров как изомеров формы.

Одним из выводов модели изомерии формы является предположение о существовании во второй потенциальной яме энергетических уровней различного происхождения. При рассмотрении свойств делящихся изомеров уже говорилось о ротационных уровнях, построенных на изомерных состояниях, а также обсуждался вопрос о су-

существовании двух изомеров у одного изотопа. Имеются предположения, что в последнем случае наблюдаются проявления K -изомерии, которая, как известно, связана с существованием двухквантовых состояний. В круг изучаемых вопросов можно включить также вибрационные уровни и уровни возбужденного составного ядра. При этом можно полагать, что такие уровни будут иметь некоторые общие черты с состояниями такой же природы в основной потенциальной яме. В то же время можно было бы заранее предсказать и некоторые отличительные особенности этих уровней. Можно ожидать, что уровни второй потенциальной ямы будут характеризоваться большей делительной шириной. Это связано с тем, что ядро, находящееся в дополнительной потенциальной яме, при делении должно преодолевать меньший барьер, чем в случае основной потенциальной ямы.

Однако некоторые новые явления сначала были обнаружены экспериментаторами и лишь потом получили объяснение в рамках модели двугорбого барьера деления. К числу таких явлений в первую очередь надо отнести подбарьерные делительные резонансы. При изучении деления ^{230}Th под действием нейтронов [81] было обнаружено существование резонансов в сечении деления при энергии нейтронов около 750 кэВ. Это соответствует возбуждению образующегося при захвате нейтрона ^{231}Th до энергии примерно 5,8 МэВ. Прецизионные измерения этого резонанса проведены в Харуэлле [82].

Первоначально предпринимались попытки объяснить появление этого резонанса как результат того, что при такой энергии нейтронов открывается дополнительный канал неупругого рассеяния нейтронов и, следовательно, уменьшается вероятность деления. Данное объяснение не проходило при количественном анализе. После появления микро-макроскопического метода учета оболочечных поправок было предложено новое объяснение наблюдаемого эффекта уже на основе новых представлений о барьере деления (рис. 44).

Для того чтобы понять происхождение этого резонанса, были проведены [82] измерения углового распределения осколков деления в области резонанса. Угловое распределение изучалось не только в области максимумов сечения, но и на склонах резонанса.

Ранее, при описании угловой анизотропии осколков деления ориентированных ядер изомеров отмечалось, что

при таких исследованиях удается установить спин ядра и его проекцию на ось деления. Такая же точно процедура была использована [82] при анализе данных об угловом распределении осколков деления в области резонанса.

Бернхольмом и В. М. Струтинским [17] отмечалось, что появление подбарьерных делительных резонансов

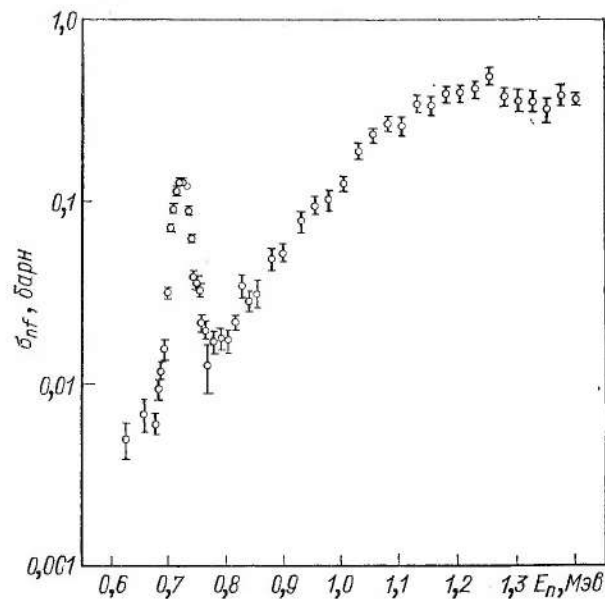


Рис. 44. Сечение $^{230}\text{Th}(n, f)$ -реакции

с достаточно большой шириной можно связать с существованием вибрационных уровней во второй потенциальной яме на барьере деления. Эти уровни должны характеризоваться большой делительной шириной и в тех случаях, когда энергия возбуждения ядра будет совпадать с их положением, проницаемость внутреннего барьера A будет резко расти.

В случае спонтанно делящихся изомеров, когда время жизни составляет наносекунды, микросекунды и миллисекунды, ширина изомерных уровней равна ничтожным долям электронвольта, а для вибрационных уровней, расположенных достаточно высоко, она может достигать нескольких килоэлектронвольт.

Вторая потенциальная яма ядра ^{231}Th , согласно расчетам, расположена достаточно высоко и поэтому должна быть неглубокой. Когда говорят о вибрационных состояниях во второй потенциальной яме, то имеют в виду уровень, соответствующий нулевым колебаниям, и бо-

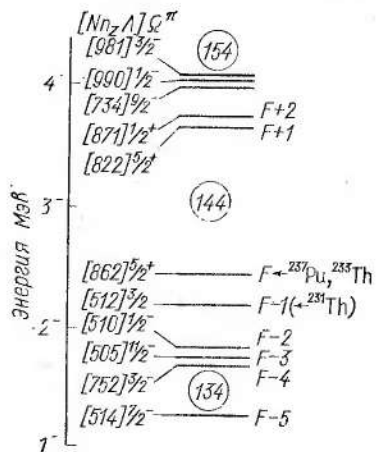


Рис. 45. Одночастичные состояния второй потенциальной ямы

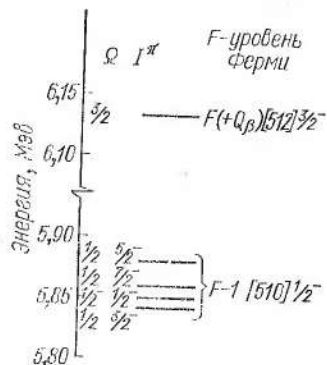


Рис. 46. Идентифицированные уровни в пределах резонанса ^{231}Th

лее высоко расположенные состояния. Если ядро имеет одну нечетную частицу, то спин состояния будет определяться связью спина этой частицы с колебаниями четно-четного остова. Расположение одночастичных уровней при деформации ядра, отвечающей положению второго минимума потенциальной энергии, показано на рис. 45. Полученное расположение уровней следует из нильссоновской диаграммы, определяющей положение одночастичных состояний при различной форме атомного ядра. Исследуя анизотропию углового распределения осколков деления в области делительного резонанса, удалось идентифицировать состояние ротационной полосы, которая объединяет уровни, построенные на состояниях

$$F = -1, (510) 1/2^{-1}.$$

Символ F относится к нуклону, находящемуся на ферми-уровне. Получено также указание на то, что в пре-

делах резонанса находится и состояние $(512) 3/2^{-}$. Положение идентифицированных уровней с указанием их квантовых характеристик в энергетической шкале приведено на рис. 46. Ротационная константа $\hbar^2/2I$ составляет $2,3 \pm 0,5$ кэв; она приблизительно в два раза меньше ротационной константы основного состояния. Таким образом, имеющиеся данные о свойствах делительного резонанса ^{231}Th хорошо укладываются в рамки модели двугорбого барьера деления.

К этой же серии исследований следует отнести исследование угловой анизотропии осколков деления при захвате ^{232}Th нейтронов с энергией 0,95—2,30 Мэв. Такие эксперименты проводились С. Д. Андросенко и др. [69] на электростатическом генераторе Физико-энергетического института. В этих экспериментах весьма тщательно изучалось угловое распределение осколков деления в указанном диапазоне энергии нейтронов. Оказалось, что при делении ^{233}Th нейтронами отсутствует какой-либо четко выраженный резонанс в сечении деления. В то же время обнаружено, что при сравнительно небольших изменениях энергии нейтрона, примерно на 50 кэв, наблюдаются резкие изменения в угловом распределении осколков деления. Согласно работе [69] это происходит потому, что кривая сечения деления образуется сложением нескольких резонансов, отвечающих различным состояниям нечетного нейтрона. Эти одночастичные состояния можно идентифицировать на основе схемы Нильссона для сильно деформированного ядра, т. е. так же, как и в случае экспериментов с ^{230}Th наблюдаемую картину можно связать с существованием второго минимума потенциальной энергии.

Уже сравнительно давно было подмечено, что для изучения подбарьерного деления очень удобно использовать (d, p) -реакцию. Если известна начальная энергия дейтона, то, регистрируя энергию протона, можно установить энергию возбуждения ядра, которое образовалось при захвате нейтрона. Такой способ возбуждения ядер удобен тем, что при этом можно исследовать деление ядер при энергии возбуждения меньше энергии связи нейтрона. Если на ускорителе, который используется для этих экспериментов, пучок дейтонов имеет хорошее энергетическое разрешение, то зависимость вероятности деления от энергии возбуждения можно изучать тоже с весьма хорошей точностью.

Связь между резонансом, наблюдаемым при делении ^{230}Th нейтронами, и существованием второй потенциальной ямы на барьере деления стимулировала поиски новых резонансных эффектов при подбарьерном делении в реакциях с дейтонами. Такие резонансы действительно были обнаружены и получили название «широких» подбарьерных резонансов.

Результаты экспериментов по изучению подбарьерного деления ^{240}Pu в $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ -реакции [83] приведе-

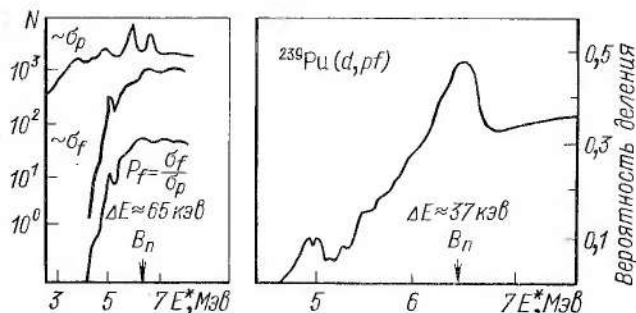


Рис. 47. Спектр протонов в $^{239}\text{Pu}(d, p, f)$ -реакции, измеренный кремниевым детектором

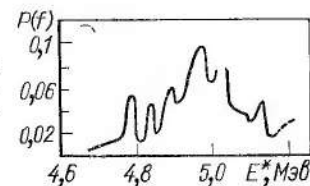
ны на рис. 47. Эксперименты проводились на электростатическом генераторе при энергии дейтонов 13 Мэв. Осколки деления и протоны регистрировались кремниевыми детекторами. Спектр протонов имеет два хорошо выраженных пика, которые появляются из-за взаимодействия дейтонов с примесью С и О в мишени.

Сечение деления имеет резонанс при энергии около 4,9 Мэв. Вероятность деления определена как отношение сечения деления к сечению испускания протонов (за вычетом протонов, рождаемых на примеси С). В работе [83] наблюдаемый резонанс интерпретировался как вибрационное состояние во второй потенциальной яме ^{240}Pu . Отмечается, что ширина этого уровня несколько больше, чем можно было бы ожидать, если ширину деления рассчитать на основе модели двугорбого барьера деления при более или менее разумных предположениях о форме барьера деления. Это уширение резонанса объясняется предположением о том, что при энергии возбуждения, близкой к 5 Мэв, может происходить довольно сильное затухание вибрационного дви-

жения во второй потенциальной яме из-за взаимодействия с другими степенями свободы. Действительно, внутренняя энергия возбуждения (тепловой нагрев ядра) при энергии 5 Мэв может оказаться достаточно высокой даже для второй потенциальной ямы. Это означает, что образуется компаунд-ядро и вибрационное движение, которое характерно для процесса деления, начнет затухать из-за связи с другими видами возбуждения ядра.

Изложенная концепция нашла сильное подтверждение в экспериментах Шпехта и др. [84], выполненных

Рис. 48. Спектр протонов в $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ -реакции, измеренный магнитным спектрометром



на электростатическом тандем-генераторе в Чок-Ривере (Канада). В этих экспериментах протоны регистрировались с помощью магнитного спектрометра. В остальном схема эксперимента напоминала схему датской группы. Благодаря высокой разрешающей способности магнитного спектрометра протонов удалось установить, что делительный резонанс ^{240}Pu при энергии 4,9 Мэв имеет тонкую структуру. Это ясно видно на рис. 48, где показаны результаты канадской группы [84].

Видно, что резонанс разбился на группу более узких резонансов, некоторые из них очень хорошо разрешены. Если принять изложенную выше концепцию о смешивании вибрационного состояния во второй потенциальной яме с состояниями компаунд-ядра, то расстояние между отдельными резонансами уже должно соответствовать плотности уровней во второй потенциальной яме. Грубые оценки показывают, что если энергию возбуждения отсчитывать от дна второй потенциальной ямы, то расстояние между резонансами внутри группы примерно соответствует расчетному значению плотности уровней. Для того чтобы лучше понять природу отдельных резонансов внутри группы, надо иметь более полную информацию о значении спина, его проекции на ось симметрии и четности состояния. Эту информацию мож-

Энергия резонансов и максимальное значение проницаемости барьера деления

Ядро	Реакция	E^* , Мэв	$P_{\text{макс}}$
^{230}Th	t, α		$\sim 0,24$
^{232}Th	t, p	5,5	0,33
^{234}Th	t, p	5,5; 5,8	0,09
^{232}U	$^3\text{He}, d$		0,75
^{234}U	d, p	5,0; 5,5	0,45
^{236}U	t, p	5,1	0,80
^{238}U	t, p	5,15; 5,8	0,40
^{240}U	t, p	5,4	0,30
^{238}Pu	$^3\text{He}, d$	5,1	0,82
^{240}Pu	t, p	4,5; 5,0	0,60
^{242}Pu	t, p	4,65	0,60
^{244}Pu	t, p	4,6	0,64

но получить, лишь изучая угловое распределение осколков деления.

В дальнейшем подобные же измерения были продолжены на электростатическом тандем-генераторе в Мюнхене [85]. Для регистрации протонов использовался магнитный спектрометр, имеющий лучшую разрешающую способность и большую эффективность регистрации протонов по сравнению с канадским вариантом. В результате экспериментов на этом спектрометре с мишенью из ^{239}Pu были идентифицированы отдельные составляющие вибрационного резонанса.

Использование дейтонов для изучения подбарьерного деления оказалось очень полезным. Однако из-за ограниченного числа доступных мишеней количество исследованных изотопов оказывается незначительным. Представляется интересным для изучения процесса деления использование и других заряженных частиц.

Надо заметить, что при изучении подбарьерного деления интересно обратить внимание на два обстоятельства. С одной стороны, важно установить, если возможно, существование резонансов, получить о них более точную информацию, как это было сделано, например, для изотопа ^{240}Pu . С другой стороны, интересно изучить плавную зависимость вероятности деления в максимально широком диапазоне энергии. При этом желательно провести измерения для многих изотопов. В этом отношении большой интерес представляют экспериментальные работы, проведенные Баком и др. [86] на электростатическом тандем-генераторе в Лос-Аламосе. В указанных экспериментах для изучения подбарьерного деления использовались ионы T , ^3He и протоны. Облучая мишени из ^{230}Th , ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{237}Np , ^{243}Am и ^{248}Cm , авторы работы [86] изучали деление тринадцати различных изотопов. Результаты анализировались на основе статистической модели с учетом резонансных эффектов.

Энергии резонансов, замеченных при исследовании, а также значения максимальной вероятности деления приведены в табл. 12. Как правило, максимальное значение вероятности деления наблюдается при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона.

Таким образом, условия для получения резонансов реализуются в области изотопов с атомным номером 92—94 при числе нейтронов 146—148. Можно напомнить,

что согласно модели Струтинского именно в этой области изотопов должен существовать наиболее глубокий минимум на барьере деления. Зависимость вероятности деления ядер от энергии возбуждения, полученная для некоторых изотопов, приведена на рис. 49. Основная тенденция, которую можно заметить из рисунка 49, проявляется в том, что кривые становятся менее крутыми при переходе от Th к U . Заметно и то, что наклон этих кривых увеличивается при переходе от нейтронно-дефицитных ядер к ядрам с избытком нейтронов. В работе [86] это рассматривается как указание на то, что внешний барьер деления, который считается более широким, чем внутренний, доминирует в случае более крутой кривой и, наоборот, меньший наклон кривых указывает на более высокий внутренний барьер.

Рассмотрим теперь основные предпосылки той модели процесса, которая была принята [86] при анализе экспериментальных данных. Начнем с процесса образования компаунд-ядра. Вероятность заселения состояния ядра с определенными энергией, спином и четностью была получена на основе приближения возмущенных волн для прямых реакций. При этом параметры, описывающие плотность уровней, выбирались таким образом, чтобы лучше описать соответствующие экспериментальные данные. Распределение моментов количества движения внесенных в ядро в реакциях передачи двух нейт-

ронов от трития оказывается достаточно широким с центром при $l=4$ и спадающим довольно заметно при $l=10$. В случае (d, p) - и $(^3\text{He}, d)$ -реакций распределения компаунд-ядра по спином более узкие, чем в реакциях с тритием, и максимум приходится на $l=3-4$. Следует подчеркнуть, что в реакциях с тритием обычно идет

речь о передаче динейтрона со спином 0 или 1. Спектр переходных состояний при делении включает в себя ротационные полосы с состояниями различного спина, расположенные очень близко друг к другу, и поэтому точное знание формы распределения состояния возбужденного ядра по энергии, спину и четности не столь важно.

Предполагалось, что возбужденное ядро распадается делением через все переходные состояния, а также эмиссией γ -квантов. Указанные исследования были проведены при энергии частиц, лишь немного превышающей кулоновский барьер. При этой энергии частиц угловое распределение вторичных частиц оказывается довольно близким к изотропному, и поэтому погрешность получается минимальной.

При анализе экспериментальных данных авторы исходили из того, что форма барьера определяется параболой и его можно описать шестью параметрами: высотой внешнего и внутреннего барьеров, энергией внутреннего состояния и кривизной трех парабол. Как уже говорилось, имеет место некоторое уширение резонанса, которое вызвано взаимодействием движения, ведущего к делению, с другими степенями свободы. Для того чтобы учесть это взаимодействие, к реальной части потенциала второй потенциальной ямы добавляется мнимая отрицательная часть. Наличие смешивания различных состояний приводит к тому, что во второй потенциальной яме происходит перераспределение проекций спина на ось симметрии.

Наиболее общая модель должна в принципе предполагать, что для различных переходных состояний должны существовать различные барьеры деления. Это, однако, потребовало бы слишком большого числа параметров. Для упрощения теории вводится предположение, что барьер деления для всех переходных состояний одинаков. Это означает, что возбуждение внутренней степени свободы просто уменьшает энергию деления. Только что рассмотренные предположения не всегда выполняются, и это будет показано ниже. При анализе данных необходимо провести расчет, связывающий вероятность деления с его шириной. Это можно сделать, опираясь на приводимые ранее формулы, которые устанавливают связь между шириной деления, плотностью уровней и проникаемостью барьера деления. Не будем сно-

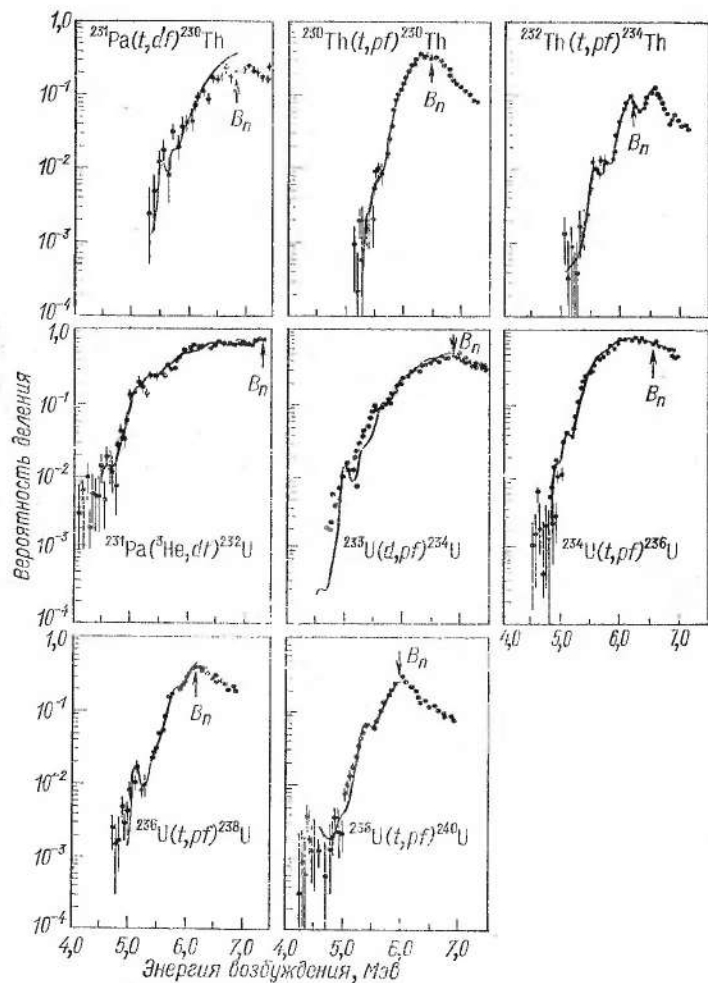


Рис. 49. Зависимость вероятности деления изотопов Th и U от энергии возбуждения

ва повторять их, а перейдем к сравнению результатов эксперимента с теорией.

Начало процесса деления можно рассматривать как возникновение некоего потока, описывающего упорядоченное движение материи. Начальный поток расщепляется на три части: поток, связанный с прохождением через барьер деления, отраженный поток и часть потока, поглощенная во второй потенциальной яме. Принимая начальный поток за единицу, можно записать выражение $I = T + R + A$. Часть потока, которая поглотилась во второй потенциальной яме, в свою очередь, может далее пойти по трем путям, а именно: может произойти испускание γ -кванта, проникновение в основную потенциальную яму и проникновение через второй барьер, приводящее к делению. Вероятность деления из состояний второй ямы

$$T_1 = AP_B / (P_B + P_A).$$

В этом случае коэффициент полной проницаемости $T_2 = T + T_1$. Фактор проницаемости через барьер A и B можно вычислить на основе формулы

$$P(E) = \{1 + \exp[(2\pi/\hbar\omega)(B_f - E)]\}^{-1}.$$

Если учесть уширение резонанса за счет взаимодействия делительной степени свободы с другими степенями свободы, то для описания вероятности деления необходимо ввести шесть параметров, учитывающих высоту и ширину барьера, глубину и форму второй потенциальной ямы, а также двух параметров, учитывающих затухание колебаний. Эти параметры по-разному влияют на вероятность деления, и некоторые из них можно достаточно хорошо определить на основе экспериментальных данных. Что касается других параметров, то они, как отмечается в работе [86], остаются почти неопределимыми. Например, невозможно получить независимые значения глубины ямы и кривизны параболы, описывающей дно ямы, хотя положение резонанса во второй потенциальной яме, зависящее от этих двух величин, для некоторых изотопов определялось достаточно хорошо. Значения энергии изомерного уровня, которые можно получить из данных о времени жизни изомеров, используются в расчетах. В качестве фиксированных параметров выбирается кривизна параболы, описы-

вающей дно ямы $\hbar\omega_B$, а также параметры, описывающие затухание колебаний.

При прохождении ядра через два барьера проницаемость не зависит от последовательности прохождения барьеров лишь в том случае, когда в потенциальной яме на барьере деления не происходит затухания колебаний. На практике такое затухание всегда имеет место, но тем не менее оно мало влияет на проницаемость двугорбого барьера.

Из работ, проводимых в Лос-Аламосе [65], по исследованию формы барьера деления на основе экспериментальных данных о заселении спонтанно делящихся изотопов в реакциях с заряженными частицами был сделан вывод о том, что барьер деления A выше, чем второй барьер деления B , и более узок. Характерные значения для кривизны парабол, полученные в этих экспериментах, таковы: $\hbar\omega_A = 0,9$ Мэв и $\hbar\omega_B = 0,6$ Мэв. Вводя в расчет некоторые ограничения, можно вычислить четыре параметра E_A , $\hbar\omega_A$, E_B , $\hbar\omega_B$. В том случае, когда известен резонанс, эти параметры можно достаточно хорошо определить лишь на основании экспериментальных данных [86]. При отсутствии резонансов выбор менее однозначен.

Таким образом, анализ экспериментальных данных о вероятности подбарьерного деления даже при введении упрощающих предположений оказывается довольно сложным и требует использования различных предположений. Критерием правильности полученных результатов может служить лишь согласованная картина для всех найденных данных. В том числе важно и согласие с данными о барьере деления, определенными в работе [65]. Разумеется, о согласии можно говорить лишь в том случае, когда в обеих работах [65, 86] исходят из одних и тех же предпосылок о процессе деления.

Заметим, что, хотя число вводимых параметров довольно велико, некоторые из них фиксированы при одном и том же значении для каждого исследованного изотопа, и поэтому наблюдение достаточно плавного изменения установленных экспериментально параметров барьера заставляет верить в полученные результаты. На рис. 49 приведены экспериментальные данные с вероятности деления и для сравнения результаты расчетов. Можно заметить достаточно хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными во всем диапазоне из-

менения энергии. Видно также, что расчетные кривые хорошо описывают положение отдельных резонансов.

Результаты вычисления барьеров деления в некоторых четно-четных изотопах, полученные на основе анализа экспериментальных данных об их подбарьерном делении, приведены в табл. 13. Там же для сравнения

Таблица 13

Параметры барьеров деления

Ядро	E_A	E_B	$\hbar\omega_A$	$\hbar\omega_B$	Реакция
^{232}Th	—	6,15	—	0,50	t, p
^{234}Th	—	6,50	—	0,75	t, p
^{234}U	6,20	5,95	1,00	0,65	d, p
^{236}U	5,70	5,70	0,90	0,50	t, p
^{238}U	5,90	6,10	1,00	0,62	t, p
^{240}U	5,75	5,95	1,00	0,70	t, p
^{238}Pu	—	5,20	—	0,55	t, p
^{240}Pu	5,80	5,45	0,82	0,60	t, p
^{242}Pu	5,60	5,65	0,82	0,59	t, p
^{244}Pu	5,45	5,35	0,80	0,57	t, p

приведены экспериментальные данные, полученные в других работах [70]. Из таблицы видно, что высота первого барьера приблизительно постоянна в диапазоне от Th до Pu. Отклонения от средней высоты первого барьера, равной 5,2 Мэв, малы, и лишь при переходе от ^{248}Sm к ^{250}Sm наблюдается уменьшение барьера на 1 Мэв. Этот эффект [86] связан с подоболочкой при числе нейтронов $N=152$, изменяющей положение основного состояния на 600 кэв. Кроме того, при числе нейтронов $N=150 \div 152$ в области первого максимума появляется антиоболочка, уменьшающая барьер на 400 кэв. В противоположность постоянству первого барьера для второго максимума видно его уменьшение от Th к Pu. Кривизна барьеров колеблется в очень малых пределах вблизи 0,9 и 0,62 Мэв для внутреннего и внешнего барьеров соответственно.

В целом можно сказать, что значение барьеров четно-четных ядер, полученное при изучении подбарьерного деления, достаточно хорошо согласуется с данными; найденными при изучении спонтанно делящихся изомеров.

Описанная здесь методика экспериментального исследования подбарьерного деления в реакциях с заряжен-

ными частицами использовалась Лос-Аламосской группой также при изучении подбарьерного деления ядер с нечетной массой, а также нечетно-нечетных ядер в области актиноидов [87]. В экспериментах использовались нейтроны, тритоны и ядра ^3He . В общей сложности было исследовано 19 различных изотопов в области от

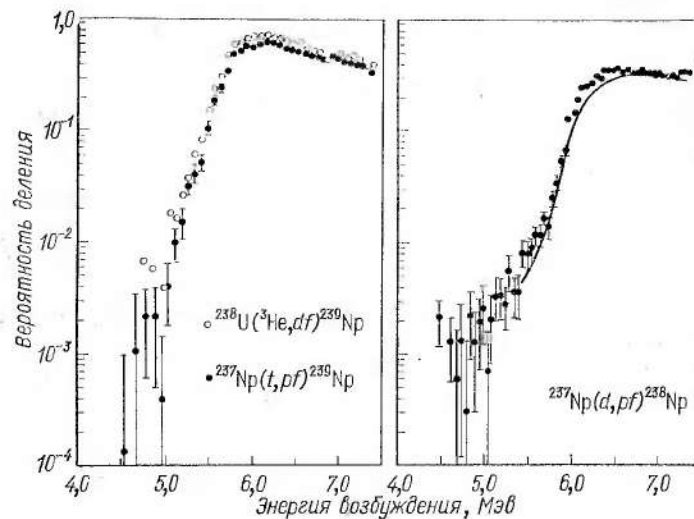


Рис. 50. Зависимость вероятности деления изотопов Np от энергии возбуждения

Th до Bk. Подобно тому как это было сделано для четно-четных ядер, при анализе экспериментальных данных в работе [87] опирались на модель двугорбого барьера деления. В качестве примера на рис. 50 показаны данные о вероятности деления изотопа ^{239}Np , полученные экспериментально Лос-Аламосской группой [87]. Там же для сравнения приведены данные копенгагенской группы [83] о делении ^{238}Np . При рассмотрении этих данных обращает на себя внимание отсутствие резонансов. Это обстоятельство можно легко понять, если вспомнить, что плотность уровней у ядер с нечетным числом нуклонов при данной энергии возбуждения значительно выше, чем у четно-четных ядер. В результате происходит полное затухание вибрационных движений не только в первой, но и во второй потенциальной яме. При

учете этого проникновение через два барьера деления надо рассматривать совершенно независимо. Второе обстоятельство, которое необходимо учитывать, состоит в том, что с процессом деления сильно конкурирует испускание нейтронов. Поэтому статистическая модель, использованная для анализа, видоизменена. При анализе экспериментальных результатов о подбарьерном делении нечетных ядер наряду с данными, полученными в реакциях с заряженными частицами, использовались также данные экспериментов с нейтронами, представленные авторам сотрудниками Брукхэйвенской национальной лаборатории.

Остановимся более подробно на некоторых положениях, используемых в статистической модели. Прежде всего отметим предположение о независимости процесса деления от типа возбуждения ядра. Сравнение данных, полученных с нейтронами и тритонами, показывает, что это действительно так. В статистической модели вероятность деления ядра, находящегося в состоянии с определенными спином, четностью и энергией возбуждения, можно записать следующим образом:

$$P_f(EJ\pi) = \left\langle \frac{N_f(EJ\pi)}{N_f(EJ\pi) + N_n(EJ\pi) + N_\gamma(EJ\pi)} \right\rangle.$$

В этой формуле N с соответствующим индексом обозначает число открытых каналов распада, которое для эмиссии γ -кванта или нейтрона составляет

$$N_i = 2\pi\Gamma(EJ\pi)/D_i(EJ\pi),$$

где Γ — ширина соответствующего процесса; D_i — среднее расстояние уровней компаунд-ядра в первой потенциальной яме.

Число открытых каналов

$$N_f = \frac{N_A N_B}{N_A + N_B} f \left(\frac{W_{II}}{D_{II}} \right).$$

Здесь N с индексами A и B — эффективное число переходных состояний в двух седловых точках; W_{II} и D_{II} — средняя ширина уровней во второй потенциальной яме и расстояние между ними. Функция f учитывает связь уровней первой и второй потенциальных ям.

Если уровни во второй яме очень узкие, то уровни первой ямы лишь слабо перекрываются с ними и зна-

чение f мало. Если же уровни во второй потенциальной яме шире расстояния между ними, то существует связь между состояниями двух ям и f приближается к единице. В рассматриваемой модели вероятность деления получается усреднением по всем возможным значениям углового момента и четности. При определении числа переходных состояний, которое совпадает с числом открытых каналов деления, а также числа открытых каналов для эмиссии нейтронов приходилось исходить из теоретического одночастичного спектра возбуждений при соответствующей деформации. Анализ, проведенный в работе [87], показал, что последовательность уровней дискретного спектра переходных состояний не очень существенна при извлечении данных о параметрах барьера деления. В общей сложности приходилось иметь дело с шестью варьируемыми параметрами: четыре описывают два барьера A и B и два — эмиссию нейтронов и γ -квантов. Данные для параметров барьера деления, найденные при анализе измеренных кривых вероятности деления, приведены в табл. 14. Параметры барьеров де-

Таблица 14
Расстояние между уровнями в двух потенциальных ямах и энергия изомеров

Ядро	$D_I, \text{эВ}$	$D_{II}, \text{эВ}$	$E_i, \text{МэВ}$
^{235}U	12 ($I\pi = -1/2^+$)	$7 \cdot 10^3$	2,7
^{236}U	0,5 ($I\pi = 3^-4^-$)	≥ 600	$> 2,6$
^{236}Np	0,67 ($I\pi = 2^+3^+$)	54	2,2
^{239}Pu	13 ($I\pi = 1/2^+$)	10^3	2,1
^{240}Pu	3 ($I\pi = 1^+$)	460	2,4
		$50 \cdot 10^3$	2,3
	160 ($I\pi = 0^+$)	700	1,9

ления различных изотопов, полученные в экспериментах с заряженными частицами, показаны на рис. 51. Видно, что для ядер с нечетным числом нуклонов наблюдается та же самая тенденция в изменении барьеров A и B , которая ранее уже отмечалась для четно-четных ядер.

Для изотопов U , Pu и Am с нечетным числом нейтронов барьер A на 0,3—0,5 МэВ больше, чем с четным числом. Однако этот эффект не наблюдается для изотопов Pa и Np . В случае изотопов Sm он не так ясно ви-

ден из-за аномалий, связанной с существованием оболочки при числе нейтронов $N=152$.

Надо, однако, заметить, что такого же масштаба флуктуации в массах наблюдаются и для ядер в основном состоянии при переходе от четного числа нейтронов к нечетному. Последнее обстоятельство означает, что барьеры деления, оцененные по модели жидкой капли,

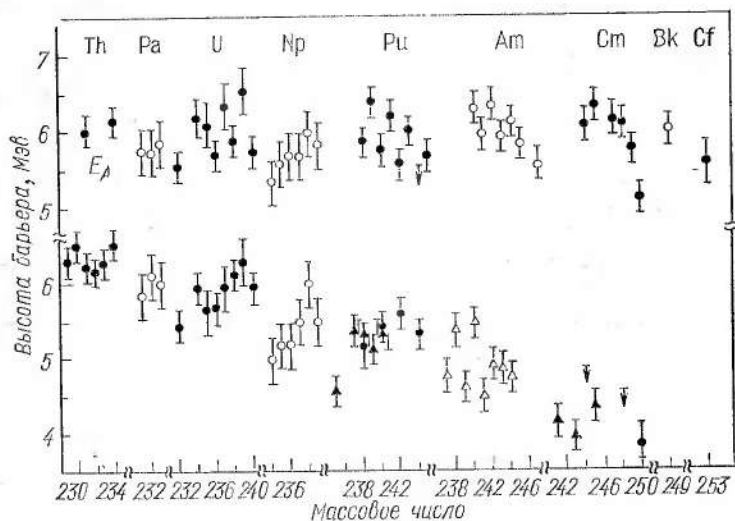


Рис. 51. Параметры барьеров деления:

● — четно-четное ядро; ○ — нечетно-четные ядра; △ — четно-нечетные ядра; ▲ — нечетно-нечетные ядра

идентичны для ядер с четным и нечетным числом нейтронов.

В заключение еще раз заметим, что для анализа используется весьма упрощенная модель барьера деления и, в частности, предполагается аксиальная симметрия делящегося ядра. Включение неаксиальности сразу приведет к изменению числа переходных состояний на барьере деления, и соответственно оценки барьеров деления могут привести к иным значениям описывающих его параметров.

В Лос-Аламосе [88] проводились измерения вероятности деления для ядер актиноидов в области энергии возбуждения от барьера до 12 Мэв. В этих экспериментах использовалась методика, идентичная описанной ра-

нее. Ядра облучались пучком ионов ${}^3\text{He}$, изучались (${}^3\text{He}, df$)-, (${}^3\text{He}, tf$)-реакции. Энергия возбуждения ядер определялась измерением энергии дейтона или тритона. Преимущество таких реакций заключается в том, что расщепления ${}^3\text{He}$ в кулоновском поле ядра на протон и дейтон или тритон происходят с очень малой вероятностью. Значение вероятности деления, как это обычно делается в подобных исследованиях, определялось как отношение числа делений, зарегистрированных в совпадении с заряженными частицами, к их числу. Анализ экспериментальных данных производился на основе модели двугорбого барьера деления. В отличие от статистической модели, которая использовалась при анализе подбарьерного деления, в работе [88] применялась модифицированная модель, учитывающая некоторые новые взгляды на барьер деления [89]. Работа [89] более подробно рассмотрена ниже, а здесь ограничимся лишь перечислением тех модификаций, которые были введены в статистическую модель при анализе экспериментальных данных.

Они сводятся к следующему: 1) при вычислении вероятности деления учитываются эффекты коллективного усиления плотности ядерных уровней; 2) предполагается, что ядро, проходя через барьер деления, может иметь менее симметричную форму, чем это считалось ранее. Не исключается [89] возможность нарушения аксиальной симметрии, симметрии по отношению к вращению вокруг трех перпендикулярных осей симметрии, при отражении и т. п.

Экспериментальные данные об отношении нейтронной делительной ширины для изученных изотопов приведены на рис. 52. На этом же рисунке нанесены прямые линии, отражающие тенденцию в изменении отношения ширины [90]. Значения Γ_n/Γ_f из работы [88] в целом хорошо ложатся на эти прямые линии, но для легких изотопов наблюдаются довольно сильные отклонения. Так, для изотопа ${}^{237}\text{Pu}$ при изменении энергии от 8 до 11 Мэв Γ_n/Γ_f увеличивается в 4 раза.

До сих пор подробно обсуждались эксперименты, в которых изучалось подбарьерное деление ядер дейтонами или другими заряженными частицами. В этом случае было обнаружено существование достаточно широких подбарьерных делительных резонансов при энергии возбуждения 4—5 Мэв. В рамках модели двугорбого барье-

ра деления и другой класс подбарьерных делительных резонансов, получивших название «узких» делительных резонансов, находит объяснение. Само явление было открыто неожиданно во время экспериментов, целью которых отнюдь не была проверка модели, предполагающей существование второй потенциальной ямы на барьере деления.

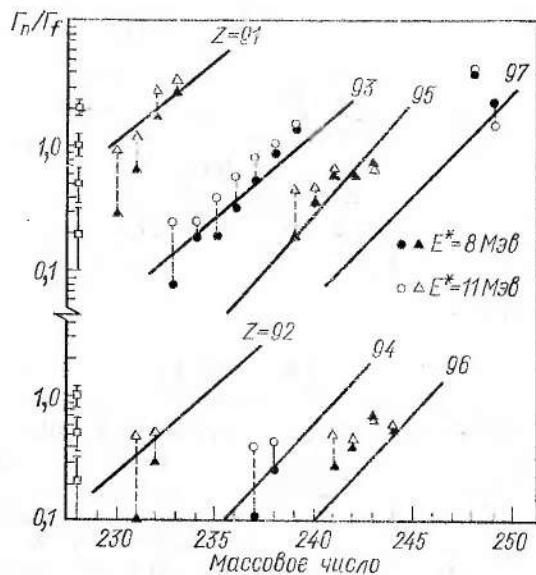


Рис. 52. Отношение Γ_n/Γ_f для изотопов Ра—Ст

Исследования в области нейтронной спектроскопии, успешно развивающиеся в течение многих лет, непрерывно сопровождались повышением разрешающей способности источников нейтронов, используемых для этой цели. Довольно большой прогресс был, в частности, связан с применением для этого линейных ускорителей электронов. При использовании линейных ускорителей электронов в Бельгии и Франции [91, 92] практически одновременно двумя группами были проведены эксперименты по прецизионному исследованию делительных резонансов.

Спектры делительных резонансов, обнаруженных при облучении ^{240}Pu медленными нейтронами, даны на

рис. 53. Там же для сравнения приведены данные о полном сечении захвата нейтронов, которое в этом диапазоне энергий практически целиком совпадает с сечением радиационного захвата нейтронов. Резонансы, связанные с делением, образуют группы, расстояние между которыми близко к 700 эв. Что же касается резонансов пол-

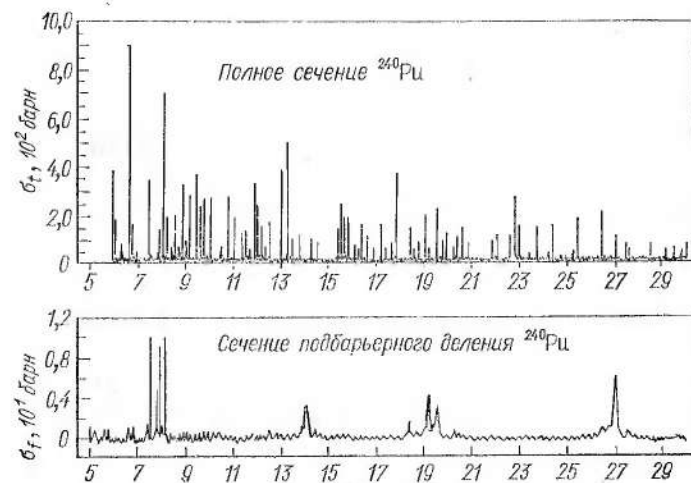


Рис. 53. Резонансы при взаимодействии медленных нейтронов с ^{240}Pu : на оси ординат отложено $E, 10^2 \text{ эв}$

ного сечения, то они более или менее равномерно заполняют всю исследованную область. Некоторые из делительных резонансов имеют малую ширину деления, а для некоторых из них она достигает 100 Мэв. Существование групп делительных резонансов нашло довольно быстрое объяснение в рамках модели двугорбого барьера деления, которое сводится к следующему: захват нейтронов с энергией, лишь слегка превышающей тепловую, приводит к возбуждению ядра до энергии, равной энергии связи нейтронов. При такой энергии возбуждения расстояние между уровнями четно-четного ядра может составлять десятки электронвольт, а для ядер с нечетным числом нейтронов оно еще меньше. Если говорить о состояниях второй потенциальной ямы, то и там плотность состояний достаточно большая. Во всяком

случае она достаточна, чтобы привести к затуханию колебаний. Состояние второй ямы характеризуется большой шириной деления, так как при делении приходится преодолевать лишь барьер B .

Как показывают эксперименты, о которых говорилось выше, барьер B обычно ниже барьера A . Это приводит к увеличению делительной ширины состояний второй ямы потенциальной ямы. Между состояниями второй ямы и более узкими, но чаще расположенными уровнями первой ямы, будет происходить смешивание, и это приведет к появлению изолированных групп с повышенной делительной шириной по сравнению с состояниями первой потенциальной ямы. Схематически это показано на рис. 54. Ширина огибающей каждой группы резонансов соответствует делительной ширине уровней второй потенциальной ямы. В случае ^{241}Pu , который образуется при захвате нейтронов ядром ^{240}Pu , возбуждаются состояния $1/2^+$ и $3/2^-$. Расстояние между этими уровнями для каждого из двух классов состояний составляет соответственно 3 и 160 эв. Расстояние же между аналогичными уровнями во второй яме будет 460 и 700 эв. Таким образом, группы делительных резонансов, наблюдаемые при облучении ^{240}Pu медленными нейтронами, как и более широкие, но ниже расположенные резонансы, наблюдаемые в реакциях с заряженными частицами, отражают состояния второй потенциальной ямы.

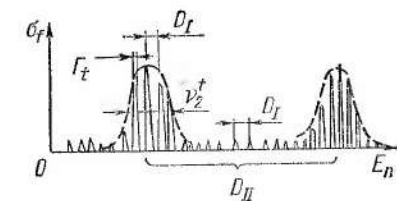


Рис. 54. Образование групп «узких» делительных резонансов

Одновременно с Минько и др. [92], обнаружившими подбарьерные резонансы ^{241}Pu , аналогичные результаты были получены Мишадомом и др. [91] для ^{238}Np — продукта захвата медленного нейтрона ^{237}Np . В этом случае группы делительных резонансов расположены на меньшем расстоянии друг от друга. Позднее узкие делительные резонансы были открыты и для других изотопов.

Говоря о группах делительных резонансов, до сих пор мы имели в виду нечетно-нечетные изотопы и изотопы с нечетным числом нейтронов. В этих случаях энергия

связи нейтронов меньше высоты барьера, разделяющего обе потенциальные ямы. Здесь приходится действительно подбарьерное деление, вероятность которого зависит от силы смешивания состояний двух ям.

Если же обратиться к случаю, когда энергия связи почти равна высоте первого барьера, а это имеет место при захвате нейтронов изотопами ^{235}U и ^{239}Pu , то здесь происходит значительно более сильное смешивание двух классов состояний. Анализ экспериментальных данных о соотношении делительных и радиационных ширин для ^{236}U и ^{240}Pu , образующихся при захвате медленных нейтронов, указывает на то, что имеют место систематические изменения отношений этих двух ширин. Подобные изменения можно понять, если рассматривать процесс деления на основе новых представлений о барьере деления. Период, с которым происходит изменение отношения делительной и радиационной ширин, есть не что иное, как расстояние между уровнями второй потенциальной ямы.

Линном [93] был проведен подробный анализ данных об узких делительных резонансах. При этом учитывалось смешивание состояний первой и второй потенциальных ям. Знание плотности состояний во второй потенциальной яме позволяет рассчитать положение ее дна. Конечно, при этом приходится делать те или иные предположения о параметрах, определяющих плотность состояний. В табл. 14 приведены результаты такого анализа [93]. Как видно из таблицы, энергия изомерных состояний, вычисленная при этом, равна 2—3 Мэв. Это находится в грубом согласии с данными, полученными совсем другим способом, что можно рассматривать как одно из подтверждений правильности представлений о барьере деления, использованных при анализе.

Вейгман и Теобальд [94] провели комбинированный анализ данных о подбарьерных узких резонансах с использованием данных о широких резонансах, наблюдаемых в реакциях с нейтронами и дейтонами, а также с использованием известных значений периодов полураспада спонтанно делящихся изомеров. Анализ проводился в рамках модели двугорбого барьера деления. Цель этого анализа — установить параметры барьера деления, которые наилучшим образом описывают барьер деления и, в частности, позволяют оценить периоды полураспада для спонтанного деления изомеров формы. Использован-

Таблица 15

Экспериментальные данные, использованные при вычислении параметров барьеров деления

Ядро	$E, \text{ эв}$	$\Gamma_I, \text{ эв}$	$\Gamma_f, \text{ эв}$	$E_2, \text{ Мэв}$	$E_A, \text{ Мэв}$	$E_B, \text{ Мэв}$	$T_{1/2}, \text{ сек}$
^{234}U	—	—	—	—	6,2	—	—
^{235}U	$7 \cdot 10^3$	50	0,3	2,7	5,9	6,0	—
^{238}U	260	—	—	2,6	6,1	—	$1,3 \cdot 10^{-7}$
^{237}U	—	≈ 8	≈ 8	—	6,3	5,7	—
^{238}U	—	—	—	—	—	—	$2 \cdot 10^{-7}$
^{239}U	—	—	—	—	6,25	—	—
^{238}Np	54	0,01	3,3	2,2	6,05	5,6	—
^{235}Pu	—	—	—	—	—	—	$3 \cdot 10^{-8}$
^{237}Pu	—	—	—	—	—	—	$9 \cdot 10^{-7}$
^{239}Pu	$1 \cdot 10^{-3}$	—	—	2,1	6,27	—	$8 \cdot 10^{-6}$
^{240}Pu	460	—	—	2,35	6,05	—	$3,8 \cdot 10^{-9}$
^{241}Pu	700	0,1	40	2,0	6,04	5,45	$2,7 \cdot 10^{-5}$
^{242}Pu	—	—	—	—	6,11	—	$5 \cdot 10^{-8}$
^{243}Pu	600	—	20	1,8	5,8	5,2	$6 \cdot 10^{-8}$
^{245}Pu	$1,5 \cdot 10^3$	—	—	2,3	5,5	—	—
^{237}Am	—	—	—	—	—	—	$5 \cdot 10^{-9}$
^{238}Am	—	—	—	—	—	—	$6,6 \cdot 10^{-5}$
^{239}Am	—	—	—	—	—	—	$1,6 \cdot 10^{-7}$
^{240}Am	—	—	—	—	—	—	$9 \cdot 10^{-4}$
^{241}Am	—	—	—	—	—	—	$1,5 \cdot 10^{-6}$
^{242}Am	—	—	100	—	6,35	—	$1,4 \cdot 10^{-2}$
^{243}Am	—	—	—	—	—	—	$6,5 \cdot 10^{-6}$
^{244}Am	—	—	—	—	6,15	—	$1,1 \cdot 10^{-3}$
^{241}Cm	—	—	—	—	—	—	$1,5 \cdot 10^{-8}$
^{243}Cm	—	—	—	—	—	—	$3,8 \cdot 10^{-8}$
^{245}Cm	—	—	—	—	6,3	—	$2,3 \cdot 10^{-8}$
^{247}Cm	—	—	—	—	6,1	—	—
^{244}Bk	—	—	—	—	—	—	$1 \cdot 10^{-7}$
^{245}Bk	—	—	—	—	—	—	$2 \cdot 10^{-9}$

ные для анализа экспериментальные данные приведены в табл. 15. Высота первого барьера деления взята из работ [83, 95], где измеряли порог деления в реакциях с нейтронами и дейтонами. Были также использованы те ограниченные данные, которые имеются для узких подбарьерных резонансов.

Интересная ситуация существует для ^{241}Pu . При образовании этого изотопа в реакциях захвата медленных нейтронов наблюдается группа делительных резонансов при энергии 790 эв. Известен и спонтанно делящийся изотоп этого изотопа с периодом полураспада 27 мксек. Если для этого изотопа высота первого барьера меньше

высоты второго, то делительная ширина уровня второй потенциальной ямы при 790 эв равна сумме делительных ширин, составляющих группу резонансов. Ширина делительного резонанса второй потенциальной ямы, вычисленная таким образом, равна 0,1 эв. Ширина радиационных переходов состояний второй потенциальной ямы составляет примерно 0,10 эв. Тогда отношение радиационной ширины к делительной для состояния 790 эв равно $\Gamma_\gamma(\text{II})/\Gamma_f(\text{II}) \approx 0,1$.

Из эксперимента известны площадь резонанса и площадь «хвоста» в пределах интервала времени, в котором должен происходить распад изомера. Наблюдаемое значение «хвоста» по крайней мере в 5 раз меньше ожидаемого. Это означает, что на самом деле мы имеем дело с ситуацией, когда барьер B ниже барьера A .

Для анализа экспериментальных данных используется феноменологическая модель барьера деления, в которой ядро рассматривается как жидкая капля, но во внимание берется оболочечная поправка. Речь идет по существу о некотором упрощении микро-макроскопической модели. Как обычно, предполагается, что барьеры A и B описываются параболой. Некоторые параметры этой модели варьируют таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными значениями высоты барьеров A и B . Вычисленные значения высоты барьера B в комбинации с данными о периодах полураспада изомеров используются для определения кривизны барьера B .

Сравнение вычисленных и экспериментальных значений параметров барьера деления, представленных в табл. 16, показывает, что имеет место неплохое согласие. Можно заметить значительное различие кривизны барьера B для ядер с четным и нечетным числом нейтронов и протонов.

Если усреднить значения $\hbar\omega_B$ в пределах отдельных групп изотопов, то для четно-четных ядер среднее значение равно 0,68, для ядер с нечетной массой — 0,50 и для ядер с нечетным числом нейтронов и протонов — 0,40. При этом в пределах каждой группы флуктуации кривизны второго барьера незначительны. Согласно выводу в работе [94], именно различие в кривизне барьера B определяет изменение периода полураспада спонтанно делящихся изомеров при переходе от одной группы к другой,

Таблица 16

Экспериментальные и теоретические значения параметров барьеров деления

Ядро	E_a , Мэв		E_A , Мэв		E_B , Мэв		$\hbar\omega_B$, Мэв	$\hbar\omega_{A'}$, Мэв	$T_{1/2}$ (f), сек		$T_{1/2}$ (γ), сек
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.			эксп.	теор.	
^{234}U	—	2,68	6,2	6,02	—	5,95	—	—	—	8,1·10 ⁻⁸	1,6·10 ⁻⁷
^{235}U	2,7	2,55	5,9	5,97	6,0	5,93	—	1,44	—	1,1·10 ⁻²	6,9·10 ⁻⁶
^{236}U	2,6	2,44	6,1	5,89	—	5,90	0,70	—	1,3·10 ⁻⁷	4,6·10 ⁻⁷	2,8·10 ⁻⁷
^{237}U	—	2,58	6,3	6,05	5,7	6,10	—	0,96	—	6,9·10 ⁻²	9,4·10 ⁻⁶
^{238}U	—	2,33	—	5,78	—	5,90	0,72	—	2·10 ⁻⁷	1,2·10 ⁻⁶	2,8·10 ⁻⁷
^{239}U	—	2,34	—	5,74	—	5,93	—	—	—	1,5·10 ⁻¹	6,4·10 ⁻⁶
^{237}Np	—	2,35	—	6,13	—	5,48	—	—	—	5,1·10 ⁻⁴	5,9·10 ⁻⁵
^{238}Np	—	2,55	—	6,33	—	5,74	—	0,72	—	5,2·10 ⁻¹	2,3·10 ⁰
^{239}Np	2,2	2,15	—	5,92	5,6	5,39	—	—	—	2,0·10 ⁻³	5,6·10 ⁻⁵
^{240}Np	—	2,21	—	5,93	—	5,48	—	—	—	1,6·10 ²	1,3·10 ⁰
^{235}Pu	—	2,14	—	6,05	—	4,62	0,53	—	3·10 ⁻⁸	1,4·10 ⁻⁷	1,3·10 ⁻⁴
^{236}Pu	—	2,12	—	6,12	—	4,72	—	—	—	1,5·10 ⁻¹⁰	4,2·10 ⁻⁶
^{237}Pu	—	2,36	—	6,42	—	5,06	0,52	—	9·10 ⁻⁷	2,6·10 ⁻⁶	3,3·10 ⁻⁴
^{238}Pu	—	2,25	—	6,35	—	5,04	—	—	—	9,5·10 ⁻¹⁰	7,0·10 ⁻⁶
^{239}Pu	2,1	2,40	6,27	6,51	—	5,26	0,51	—	—	8·10 ⁻⁶	4,3·10 ⁻⁴
^{240}Pu	2,35	2,11	6,03	6,20	—	5,02	0,67	—	3,8·10 ⁻⁹	2,7·10 ⁻⁹	6,5·10 ⁻⁶
^{241}Pu	2,0	2,22	6,05	6,26	5,45	5,16	0,51	0,76	2,7·10 ⁻⁵	4,4·10 ⁻⁵	2,8·10 ⁻⁴
^{242}Pu	—	2,00	6,1	5,96	—	4,94	0,62	—	5,5·10 ⁻⁸	3,7·10 ⁻⁹	3,4·10 ⁻⁶

Продолжение табл. 16

Ядро	E_a , Мэв		E_A , Мэв		E_B , Мэв		$\hbar\omega_B$, Мэв	$\hbar\omega_{A'}$, Мэв	$T_{1/2}$ (f), сек		$T_{1/2}$ (γ), сек
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.			эксп.	теор.	
^{243}Pu	1,8	2,08	5,8	5,93	5,2	5,01	0,61	—	6·10 ⁻⁸	4,0·10 ⁻⁵	9,0·10 ⁻⁵
^{244}Pu	—	1,92	—	5,63	—	4,82	—	—	—	2,4·10 ⁻⁹	9,9·10 ⁻⁷
^{245}Pu	2,3	1,87	5,5	5,41	—	4,71	—	—	—	1,3·10 ⁻⁵	1,4·10 ⁻⁵
^{237}Am	—	2,05	—	6,39	—	4,30	0,51	—	5·10 ⁻⁵	8,6·10 ⁻⁹	1,7·10 ⁻³
^{238}Am	—	2,29	—	6,69	—	4,65	0,40	—	6,6·10 ⁻⁵	3,10 ⁻⁵	5,1·10 ⁻²
^{239}Am	—	2,03	—	6,47	—	4,49	0,50	—	1,6·10 ⁻⁷	1,0·10 ⁻⁷	3,0·10 ⁻³
^{240}Am	—	2,34	—	6,78	—	4,86	0,40	—	9·10 ⁻⁴	1,1·10 ⁻³	7,2·10 ²
^{241}Am	—	2,15	—	6,57	—	4,72	0,48	—	1,5·10 ⁻⁶	4,5·10 ⁻⁷	2,7·10 ⁻³
^{242}Am	—	2,12	6,35	6,49	—	4,72	0,38	—	1,4·10 ⁻²	3,9·10 ⁻³	3,7·10 ²
^{243}Am	—	1,80	—	6,08	—	4,40	0,47	—	6,5·10 ⁻⁶	7,2·10 ⁻⁷	1,2·10 ⁻³
^{244}Am	—	1,89	6,15	6,06	—	4,48	0,41	—	1,1·10 ⁻³	3,7·10 ⁻³	6,7·10 ⁻¹
^{241}Cm	—	2,11	—	6,90	—	4,29	0,47	—	1,5·10 ⁻⁸	3,1·10 ⁻⁹	2,4·10 ⁻²
^{242}Cm	—	1,83	—	6,59	—	4,05	—	—	—	4,6·10 ⁻¹²	1,8·10 ⁻⁴
^{243}Cm	—	1,85	—	6,56	—	4,11	0,48	—	3,8·10 ⁻⁸	8,6·10 ⁻⁹	1,5·10 ⁻²
^{244}Cm	—	1,74	—	6,35	—	4,00	—	—	—	6,7·10 ⁻¹²	9,0·10 ⁻⁵
^{245}Cm	—	2,08	6,3	6,58	—	4,33	0,49	—	2,3·10 ⁻⁸	8,7·10 ⁻⁹	4,5·10 ⁻³
^{246}Cm	—	1,72	—	6,08	—	3,95	—	—	—	4,6·10 ⁻¹²	2,5·10 ⁻⁵
^{247}Cm	—	1,88	6,1	6,07	—	4,05	—	—	—	3,2·10 ⁻⁹	6,8·10 ⁻⁴
^{244}Bk	—	1,68	—	6,72	—	3,57	0,39	—	1·10 ⁻⁹	6,1·10 ⁻⁸	1,4·10 ⁻⁵
^{245}Bk	—	1,56	—	6,52	—	3,47	0,45	—	2·10 ⁻⁹	1,2·10 ⁻¹⁰	6,7·10 ⁻²
^{246}Bk	—	1,80	—	6,65	—	3,71	—	—	—	6,6·10 ⁻⁸	2,4·10 ⁻⁴

Помимо вычисления периодов спонтанного деления изомеров Вейгман и Теобальд [94] определяли значения периодов полураспада для эмиссии γ -квантов из изомерного состояния по формуле для вычисления времени электромагнитных переходов:

$$T_{1/2}(\gamma) = 10^{-14} \exp [2\pi (E_A - E_B)/h\omega_A] \text{ сек.}$$

Основным фактором, приводящим к торможению электромагнитных переходов, является проницаемость барьера A . Как видно из табл. 16, для изомеров Np и U электромагнитный переход во вторую яму является доминирующим каналом распада.

Сравнительно недавно были поставлены эксперименты, которые дали дополнительные сведения о природе узких подбарьерных делительных резонансов. Совместной группой Лос-Аламоса [96] и Ок-Риджа [95] проводились на линейном электронном ускорителе эксперименты, которые позволили установить спины группы подбарьерных делительных резонансов для ^{238}Np . Полное сечение имеет характерное (S -волна) для нечетно-нечетных ядер состояние между уровнями, равное приблизительно $0,7 \text{ эв}$, в то время как расстояние между группами делительных резонансов составляет 60 эв . Если считать правильным объяснение природы узких подбарьерных резонансов как состояний второй потенциальной ямы, смешанных с состояниями первой ямы, то спин этих состояний в пределах одной группы должен быть одинаковым.

Для определения спина [96] применялась довольно сложная методика с использованием поляризованных нейтронов и мишени из поляризованных ядер. Для поляризации нейтронов, получаемых на электронном ускорителе в Ок-Ридже, применяли методику создания пучков поляризованных нейтронов, предложенную Ф. Л. Шапиро [97]. В этой методике используется сильная зависимость от спина взаимодействия нейтрона с протонами. В синглетном состоянии сечение рассеяния в 20 раз больше, чем в триплетном. Поэтому при пропускании пучка через поляризованную мишень протонов получается поляризованный пучок нейтронов. В экспериментах по изучению деления Np используется пучок нейтронов с поляризацией нейтронов, равной примерно 50%.

Для поляризации мишени из Np последняя охлаждается до температуры $0,135^\circ \text{K}$. Охлажденная мишень

(массой $2,5 \text{ г}$) помещается в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящей обмоткой таким образом, что спины ядер мишени и нейтрона оказываются параллельными. Детектирование актов деления производится регистрацией нейтронов с помощью сцинтилляционного счетчика.

В основном состоянии ^{237}Np имеет спин $5/2$ и положительную четность. Это означает, что при поглощении S -волны нейтронов спин и четность окажутся равными 3^+ для случая параллельной ориентации мишени и нейтрона и 2^+ — для антипараллельной ориентации. Тогда отношение измеряемых сечений реакции

$$R = \sigma_{\text{пар}}/\sigma_{\text{антипар}} = (1 + f_1 f_n f_N)/(1 - f_1 f_n f_N),$$

где f_N — поляризация мишени; f_n — поляризация нейтрона; f_1 равно $1/(1+1)$ для параллельной ориентации и 1 — для антипараллельной ориентации. Для ^{238}Np R больше единицы для состояния 3^+ и меньше единицы для состояния 2^+ . Неопределенность, которая может возникнуть при интерпретации результатов, состоит в том, что поляризация ядра мишени во внешнем магнитном поле происходит так, что внутреннее магнитное поле будет иметь противоположный знак по отношению к внешнему. Ранее проведенные исследования, основанные на интерпретации эффекта Мёссбауэра, показали, что внутреннее поле совпадает по направлению с внешним.

Анализ экспериментов по исследованию группы подбарьерных делительных резонансов, расположенных вблизи 40 эв , привел к выводу [96], что спины всех девяти резонансов в пределах этой группы равны 3^+ . В общей сложности было исследовано 94 резонанса и для всех идентифицированы спин и четность. Пятьдесят семь оказались со спином 3 и двадцать семь — со спином 2. Тот факт, что все девять делительных резонансов имеют спин 3, подтверждает предположение, что их появление связано с существованием «материнского» состояния во второй потенциальной яме.

Кайкен и др. [98] измеряли угловое распределение осколков деления ориентированных ядер ^{238}Np в области группы делительных резонансов. Это распределение можно описать формулой

$$W(\theta) = 1 + A_2 f_2 P_2(\cos \theta),$$

где f_2 — параметр ориентации ядер;

$$A_2 = \frac{15}{4} \frac{I}{I+1} \left\{ \frac{3k^2}{J(J+1)} - 1 \right\}.$$

Комбинируя данные Кейворта и др. [96], которые определяли спины резонансов, с данными об угловой анизотропии осколков, можно найти проекцию спина K делящегося ядра на ось симметрии. Анализ показал, что для всех девяти резонансов преобладает значение $K=3$, хотя приходится допускать некоторую примесь состояний с $K=2$.

Глава 8

ИССЛЕДОВАНИЯ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ В РЕАКЦИИ С γ -КВАНТАМИ МАЛОЙ ЭНЕРГИИ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ МЮОНАМИ

Выше были рассмотрены основные закономерности образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях с γ -квантами, нейтронами и заряженными частицами. Общим для большинства изученных реакций является заселение изомерных состояний сверху. Первый этап таких реакций — довольно сильное возбуждение ядра, в дальнейшем распадающегося с испусканием нейтронов или делением. Лишь в незначительном числе случаев после испускания одного или двух нейтронов ядро оказывается в таком состоянии, что может образоваться изомер. В рамках модели двугорбого барьера деления это соответствует такой ситуации, когда после испускания нейтронов ядро оказывается во второй потенциальной яме при энергии возбуждения меньше высоты наружного барьера деления.

Только небольшое число ядерных реакций, к которым можно отнести радиационный захват медленных нейтронов, неупругое рассеяние γ -квантов и (d, p) -реакцию, происходит таким образом, что начальное возбуждение ядра лишь незначительно превышает внутренний барьер деления. В этом случае первым этапом реакции является прохождение через внутренний барьер в область второй потенциальной ямы. Вероятность образования изомера на втором этапе процесса определяется конкуренцией между эмиссией γ -квантов, приводящей к заселению изомерного состояния, и прохождением через внешний барьер, т. е. делением.

Из систематики барьеров деления, которая определяется на основании экспериментальных данных, полученных в реакциях заселения изомеров и подбарьерного деления, вытекает, что для большинства изотопов внешний барьер меньше внутреннего и только в отдельных слу-

чаях они равны. Это обстоятельство и есть основная причина того, что изомеры образуются с очень малой вероятностью даже в случаях близкого к высоте внутреннего барьера начального возбуждения.

Боуман и др. [99] провели чрезвычайно интересные эксперименты по изучению подбарьерного деления γ -квантами очень малой энергии. Использовалось тормозное излучение пучка электронов с энергией до 4 Мэв. Так как в области малых энергий γ -квантов вероятность деления очень резко падает с энергией, то практически весь эффект деления вызывается незначительной частью спектра у граничной энергии тормозного излучения.

Эксперимент проводили в диапазоне энергии электронов от 2,75 до 5,75 Мэв (рис. 55). В области близкой к 4,0 Мэв происходит довольно резкое изменение наклона кривой, представляющей сечение фотоделения. Излом кривой деления [99] связывается с тем, что при малых энергиях γ -квантов весь наблюдаемый эффект обусловлен делением из изомерного состояния. Предполагается, что вероятность деления в данном случае определяется лишь проникаемостью первого барьера. На рис. 55 проведены две пунктирные линии, связанные с двумя указанными механизмами деления, а также показано изменение сечения, обусловленное тем, что при энергии ниже изомерного состояния, т. е. 2,65 Мэв, деление снова протекает как мгновенное. При этом ширина барьера деления увеличивается.

Используя полученные экспериментальные данные, Боуман и др. [99] оценили параметры барьера ^{238}U . Один из выводов заключался в том, что каждый из

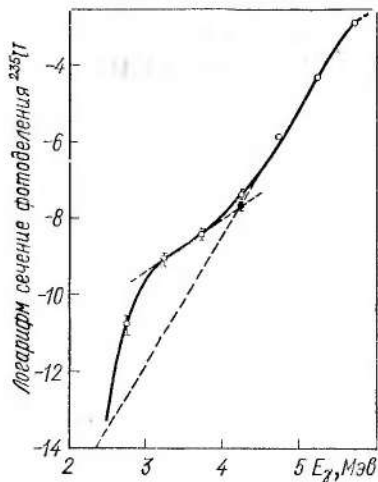


Рис. 55. Сечение фотоделения ^{238}U :

○ — суммарное сечение деления; ● — часть сечения деления, обусловленная мгновенным делением

барьеров *A* и *B* нельзя описать лишь одной параболой. Крайне интересно поэтому провести более детальное исследование указанного процесса — глубоко подбарьерного деления и, в частности, исследовать временное распределение деления относительно момента образования возбужденного ядра.

В. Е. Жучко и др. [100] исследовали на микротроне Института физических проблем глубоко подбарьерное деление изотопов ^{232}Th , ^{236}U и ^{237}Np . Результаты этих

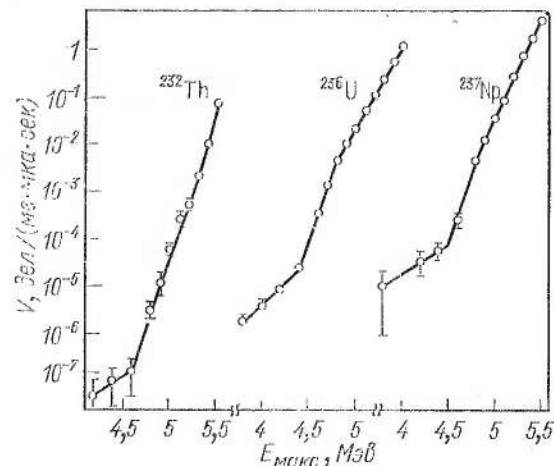


Рис. 56. Подбарьерное фотоделение изотопов ^{232}Th , ^{236}U и ^{237}Np

экспериментов приведены на рис. 56, из которого видно, что данные результаты согласуются с результатами Боумана и др. Примечательно, что наблюдение изомерного «шельфа» для ^{232}Th — первое прямое указание на существование у ^{232}Th второго минимума потенциальной энергии.

Остановимся на одной из возможностей возбуждения спонтанно делящихся изомеров, точнее изомеров формы, которая позволяет совсем по-новому подойти к исследованию этого явления.

В настоящее время принято считать, что наиболее прямым экспериментом, указывающим на то, что спонтанно делящиеся изомеры — изомеры формы в виде модели двугорбого барьера деления, является эксперимент, в котором установлено существование ротационной по-

лосы, построенной на изомерном состоянии ^{240}Pu . Эти эксперименты показали, что значение момента инерции для изомерного состояния в два раза больше, чем для основной полосы.

Момент инерции должен расти, если ядро находится в нижнем состоянии на дне второй потенциальной ямы, поскольку квадрупольный момент в этом состоянии больше, чем в основном состоянии. Именно поэтому двукратное увеличение момента инерции для изомера рассматривается как наиболее прямое доказательство того, что это состояние — основное состояние второй потенциальной ямы.

Если подходить к вопросу очень строго, то нельзя исключить и того, что рост момента инерции вызывается не изменением формы, а чем-то иным. Например, увеличение момента инерции можно объяснить уменьшением парных корреляций в ядре. Кроме большого момента инерции изомера необходимо объяснить много других фактов: заторможенность электромагнитных переходов, подборьерные делительные резонансы и т. д. Все это заставляет верить в правильность даваемого объяснения. И тем не менее было бы очень интересно найти новые способы измерения формы ядер в изомерном состоянии. В этом случае определенный интерес представляет использование отрицательных мюонов. Остановимся коротко на основных свойствах мюонных атомов тяжелых элементов, прежде чем перейти к конкретным экспериментам.

Принято рассматривать отрицательный мюон как тяжелый электрон. Единственное отличие мюона от электрона — это его масса, которая примерно в 200 раз больше, чем у электрона. Мюон, испытывая электромагнитное взаимодействие, может образовывать с атомным ядром водородоподобную систему.

Характерной особенностью мюонного атома тяжелого элемента является то, что его наиболее сильно связанное состояние соответствует орбитам мюона, находящимся в непосредственной близости от атомного ядра. Так, мюон, находящийся на орбите $1S$ тяжелого ядра, примерно половину времени проводит внутри ядра.

Образование мюонных атомов, сопровождающееся переходом мюона с одной атомной орбиты на другую, ведет к эмиссии мезорентгеновского излучения. Наибольшую энергию имеют переходы $2P-1S$. Энергия та-

ких переходов у U несколько превышает 6 Мэв . Поскольку для деформированных ядер имеет место сильное квадрупольное взаимодействие, уровень $2P$ расщепляется на уровни $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ и соответственно наблюдаются две линии $2P-1S$.

В 1960 г. под руководством Б. М. Понтекорво [101] было обнаружено явление так называемого «безрадиационного перехода». Оно было предсказано Уиллером [102], а теория разработана Д. Ф. Зарецким и В. В. Новиковым [103]. Суть явления заключается в том, что энергия мезорентгеновского перехода передается непосредственно ядру, приводя его в возбужденное состояние. Естественно, что такой переход не сопровождается эмиссией рентгеновского излучения. Сопоставляя интенсивность мезорентгеновских переходов для тяжелых элементов, М. Я. Балац и др. [101] пришли к выводу, что для делящихся элементов вероятность такого перехода велика (20—30%). По окончании каскада мезорентгеновских переходов мюон оказывается на орбите $1S$. В большей части случаев ядро при этом остается холодным, но возможна и такая ситуация, когда ядро оказывается возбужденным при безрадиационном переходе мюона. В первом случае образовавшийся мюонный атом живет довольно долго (примерно 80 нсек для делящихся ядер). Распад такого мюонного атома происходит в результате поглощения мюона ядром. Большая часть энергии, выделяемой при таком процессе, уносится нейтрино, но некоторая часть энергии передается ядру, которое в свою очередь распадается, испуская нейтроны и γ -кванты, а также и делением. В том случае, когда ядро возбуждено при безрадиационном переходе мюона, процесс распада возбужденного ядра происходит за ядерное время.

Сравнительно давно обратили внимание на то, что при исследовании мюонных атомов можно получить информацию о форме атомных ядер. В частности, если ядро находится в возбужденном состоянии, то, сопоставляя энергию перехода в основное состояние в присутствии мюона и без него, можно обнаружить разницу в форме ядер для возбужденного и основного состояний.

Первые эксперименты, в которых исследовалось в числе различных эффектов и возможное изменение формы ядра за счет вращения, были направлены на изменение эффекта, вызванного присутствием мюона на ор-

бите 1 S. Эксперименты показывают, что в тех случаях, когда ядро «мягкое», примером чего может служить ^{152}Sm , при вращении происходит довольно заметное увеличение среднего радиуса. В результате энергия перехода с первого ротационного уровня 2^+ в основное состояние 0^+ в присутствии мюона изменяется на 0,5 кэв, и эту разницу удастся заметить в экспериментах с германиевым детектором. Измерения «изомерного сдвига» — смещение линии в присутствии мюона на орбите 1 S — проводились для многих изотопов, однако интерпретация эффекта не всегда проста, потому что существуют другие эффекты, которые могут вызвать изомерные сдвиги разного знака, причем по абсолютной величине сравнимые со сдвигом от эффекта изменения формы.

Не будем здесь останавливаться на рассмотрении этих эффектов, а посмотрим только, что происходит в случае делящегося ядра, когда на орбите 1 S находится отрицательный мюон. У мюонных атомов легких элементов орбита 1 S расположена довольно далеко от ядра и энергия связи мюона мало зависит от формы ядра. Если же имеем дело с делящимся ядром, то все выглядит иначе. По мере того как ядро принимает форму вытянутого эллипсоида вращения, энергия связи мюона, находящегося на орбите 1 S, уменьшается. Точное решение задачи об изменении энергии связи мюона можно найти лишь при помощи уравнения Дирака. Уменьшение энергии связи мюона на орбите 1 S сопровождается увеличением барьера деления.

Качественно это можно понять следующим образом: проводя часть времени в ядре, отрицательный мюон несколько уменьшает силы кулоновского отталкивания. С удлинением ядра мюон все меньше времени проводит в ядре, и это приводит к уменьшению экранировки, производимой им. Следовательно, потенциальная энергия ядра растет, что эквивалентно увеличению барьера деления.

Первую попытку вычислить форму барьера деления в присутствии отрицательного мюона сделали Блоцкий и др. [104]. Еще раньше [103] отмечалось, что в присутствии мюона произойдет некоторое увеличение барьера деления, но никаких расчетов формы барьера не производилось. В работе [104] вычислялся с учетом оболочечных поправок барьер деления. Расчеты показали, что уменьшение проницаемости барьера деления происхо-

дит в присутствии мюона на орбите 1 S. Леандер и др. [105] вычислили барьер деления в присутствии мюона. Результаты расчетов для изотопа ^{236}U даны на рис. 57. Из рисунка видно, что происходит довольно существенное изменение барьера и, в частности, сдвиг положения дна второй потенциальной ямы. Величина сдвига изомерного состояния составит несколько сот килоэлектронвольт. Можно ожидать, что такого же масштаба сдвиг

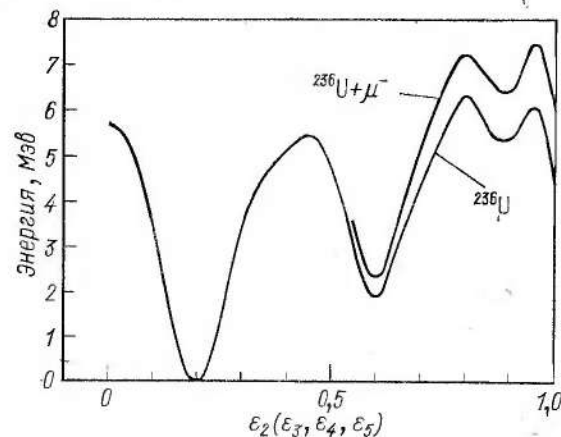


Рис. 57. Барьер деления в присутствии отрицательного мюона на орбите 1 S

изомерного уровня должен быть и для других изотопов актиноидной области.

Если бы удалось синтезировать мюонный атом спонтанно делящегося изомера, то исследование его свойств могло бы дать весьма ценную информацию о природе явления, которое принято называть изомерией формы. Так, измерение сдвига изомерного уровня явилось бы прямым доказательством того, что форма ядра в изомерном состоянии сильно отличается от формы в основном. Наконец, в присутствии мюона изменяется форма барьера деления. Высота внутреннего барьера увеличивается по отношению к основному состоянию и уменьшается по отношению к изомерному, а высота второго барьера растет по отношению как к основному, так и к изомерному состоянию. Это означает, что спонтанно делящийся изомер в присутствии мюона может изменить свои свойства.

Время по отношению к спонтанному делению должно увеличиться. Если вероятность электромагнитного перехода из изомерного состояния зависит главным образом от проницаемости внутреннего барьера, то время для электромагнитного перехода должно уменьшиться.

Возникает вопрос, каким образом можно получить мюонный атом спонтанно делящегося изомера? Известно, что при безрадиационном переходе происходит возбуждение атомного ядра до энергии 6 Мэв при переходе $2 P \rightarrow 1 S$. Отсюда сразу становится понятным, что возможно образование спонтанно делящихся изомеров в процессе образования мюонного атома. Возникает второй вопрос, как детектировать распад спонтанно делящегося изомера в присутствии мюона, если вспомнить о существовании запаздывающего деления с периодом полураспада в несколько десятков наносекунд, которое происходит при захвате мюона ядром. Трудность детектирования изомера в этих условиях велика из-за большого фона событий, связанных с делением ядер, эмиссией нейтронов и γ -квантов.

Блум [106] обратил внимание на то, что время жизни мюонных атомов ^{238}U , измеренное при регистрации деления, заметно отличается от времени жизни, установленного при наблюдении электронов от β -распада мюонов. Разница времени жизни выходит за пределы указанных погрешностей. Согласно последним данным, время жизни, измеренное при регистрации запаздывающего деления, составляет $76 \pm 1 \text{ нсек}$. Время же жизни, определенное по электронам распада, составляет $88 \pm 4 \text{ нсек}$. Расхождение в значениях времени жизни привело Блума [106] к гипотезе о том, что время жизни, измеренное при наблюдении деления, включает компоненту, связанную с распадом спонтанно делящегося изомера ^{238}U . В этом предположении парадоксально то, что наблюдаемую разницу периодов полураспада можно объяснить, лишь предположив, что вероятность образования спонтанно делящегося изомера ^{238}U близка к вероятности его заселения в основном состоянии.

Вспомним, что в многочисленных экспериментах, в которых заселение изомерного состояния производится, если можно так сказать, сверху, вероятность образования изомера не превышает 10^{-4} . В экспериментах при захвате медленных нейтронов и с γ -квантами с энергией, близкой к барьеру деления, она приближается к

10^{-3} . При безрадиационном переходе мюонов энергия возбуждения ядра примерно такая же. Это означает, что в случае гипотезы Блума приходится думать о каком-то особенном механизме заселения спонтанно делящихся изомеров при образовании мюонных атомов, который должен существенно отличаться от механизма статистического заселения, поскольку речь идет приблизительно о тысячекратном увеличении вероятности образования изомера. Гипотеза Блума привлекла к себе внимание, и были повторены эксперименты [108] по измерению времени жизни мюонных атомов U регистрацией электронов, испускаемых при β -распаде мюона. Оказалось, что, согласно этим измерениям, время жизни мюонных атомов лишь незначительно превышает 80 нсек . Таким образом, последние измерения показывают, что разница времени жизни мюонного атома ^{238}U , измеренного двумя разными способами, еще существует, но она значительно меньше, чем в тот период, когда Блумом была высказана гипотеза об интенсивном заселении изомерного состояния при образовании мюонных атомов ^{238}U . После работы Блума были поставлены эксперименты по поиску спонтанно делящегося изомера ^{238}U в мюонных атомах.

Каплан и др. [107] в Беркли поставили эксперименты по поиску ветви γ -распада изомера формы ^{238}U . Этот изомер имеет время жизни 200 нсек , и, как показали эксперименты Ванденбоша и др. [62], при γ -распаде этого изомера испускаются γ -кванты с энергией $2,514$ и $1,879 \text{ Мэв}$. Нельзя исключить и того, что схема распада в присутствии мюона будет выглядеть иначе. Если предположить, что изменение формы ядра в изомерном состоянии не повлияет заметным образом на вероятность захвата мюона ядром, то время жизни мюонного атома спонтанно делящегося изомера будет определяться формулой

$$1/\tau = 1/\tau_3 + 1/\tau_{\text{и}},$$

где τ — время жизни мюона; τ_3 — время захвата мюона ядром; $\tau_{\text{и}}$ — время жизни изомера. Если произойдет некоторое сокращение времени электромагнитного перехода из изомерного состояния ядра в мюонном атоме, то время жизни этого атома может оказаться коротким.

Каплан и др. [107] измеряли энергетические спектры γ -квантов и их временное распределение относительно момента остановки мюонов в мишени из U . В спектре γ -квантов не было замечено ни одной линии, которую

можно было бы приписать электромагнитным переходам из изомерного состояния. Верхняя граница эффекта, установленная Капланом и др. [107], соответствует тому, что при образовании мюонных атомов не более 1% можно отнести к изомерному состоянию*.

Сказанное верно при условии, что вероятность распада изомеров электромагнитным переходом в основное состояние по-прежнему превышает вероятность спонтанного деления. Вероятность электромагнитного перехода не может зависеть лишь от проницаемости внутреннего барьера деления; по-видимому, она может в какой-то степени определяться также и близостью того или иного уровня в первой потенциальной яме к изомерному состоянию. В присутствии мюона проницаемость из второй потенциальной ямы в первую, безусловно, увеличится, но ничего нельзя сказать о том, как изменится положение изомерного уровня относительно ближайших по энергии уровней в первой яме. В экспериментах Каплана основные ограничения накладывал фон от γ -излучения, возникающего при захвате мюона ядром.

Анализируя вопрос о механизме образования изомеров формы в мюонных атомах, обратим внимание на некоторые характерные черты процесса безрадиационного перехода мюона. Мезоатомный переход $2P-1S$ — чисто дипольный переход. Следовательно, если при этом происходит возбуждение ядра, то это будет эквивалентно дипольному поглощению γ -кванта. Но картина более проста, чем при поглощении γ -квантов, так как в последнем случае кроме дипольного поглощения имеет место и квадрупольное. При анализе экспериментальных данных о делении, вызванном безрадиационным переходом мюона, естественно проводить сравнение с данными, полученными при изучении взаимодействия с ядрами γ -квантов с энергией, близкой к 6 Мэв. Данные о делении ядер γ -квантами с энергией до 10 Мэв были получены разными группами, и если и имеются некоторые противоречия между результатами некоторых авторов, то они скорее относятся к области выше 7 Мэв.

Для того чтобы сравнить данные о вероятности деления ядер, вызванного безрадиационными переходами

мюонов, с данными о вероятности фотоделения, необходимо знать не только сечение фотоделения, но и вероятность фотопоглощения при соответствующей энергии. К сожалению, такой информации для делящихся ядер нет и поэтому приходится пользоваться расчетными данными о сечении фотопоглощения, предполагая плавную зависимость последнего от энергии γ -квантов. На рис. 58

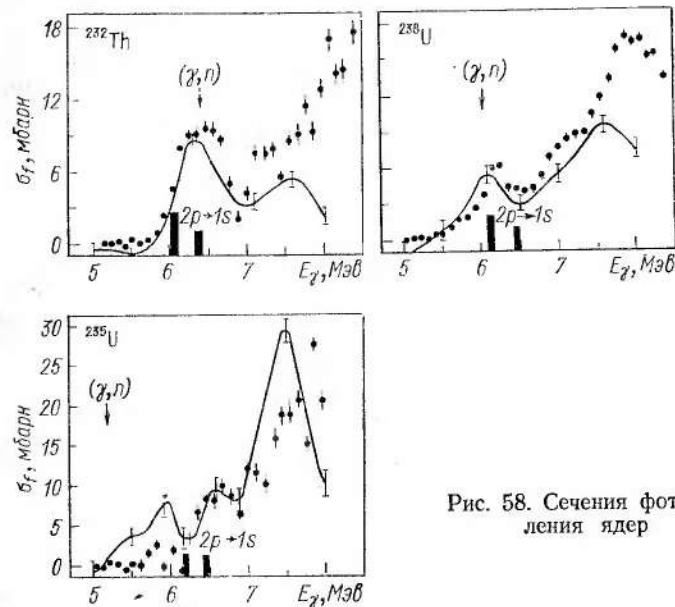


Рис. 58. Сечения фотоделения ядер

показана зависимость сечения фотоделения ^{238}U , измеренная в экспериментах с моноэнергетическими γ -квантами [109]. На этом же рисунке сплошная линия относится к результатам, полученным при анализе данных для тормозного излучения. Вертикальными линиями указаны энергии мезоатомных переходов $2P-1S$.

В настоящее время не ясна природа резонансов при энергии 6 Мэв. Можно лишь сказать, что анализ Хана и Ноулса [109] привел к выводу, что это действительно резонанс фотоделения, а не спад кривой сечения из-за включения канала эмиссии нейтрона.

Данные о вероятности деления ядер, возбужденных при безрадиационных переходах мюона [110], и о вероятности фотоделения при соответствующих энергиях

* Недавние эксперименты в Дубне указывают на возможность существования ветви электромагнитного распада мюонного атома изомера формы ^{238}U .

возбуждения приведены на рис. 59. Видно, что в присутствии мюона происходит заметное уменьшение вероятности деления (P_{μ}/P_0). Это находится в согласии с ранее высказанными предположениями о повышении барьера деления в присутствии мюона. В случае ^{232}Th и ^{238}U это понижение вероятности деления можно объяснить и тем, что наблюдаемые резонансы в сечении фотоделения связаны с состояниями ядер, для которых форма ядер отличается от формы в основном состоянии. При безрадиационном возбуждении ядер имеем дело с подбарьерным делением, а, как видно из работы [99], роль изомерного деления может возрасти.

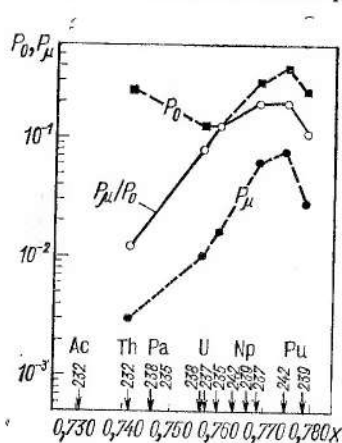


Рис. 59. Вероятность фотоделения и деления, вызванного безрадиационными переходами мюонов

Интересные сведения о подбарьерном делении ^{238}U , которые, может быть, имеют какое-то отношение к процессу возбуждения изомеров при безрадиационном переходе мюонов, получены Альмом и др. [111]. Ими изучалось соотношение выходов для симметричного и асимметричного фотоделения ^{238}U в подбарьерной области. Источником γ -квантов служил микротрон, на котором электроны ускоряются до энергии 6,5 Мэв. Выход симметричного деления измерялся по выходу изотопов Cd с массой 115 и 117, а выход асимметричного деления — по выходу ^{139}Ba .

Как будет показано ниже, расчеты различных авторов [112], и в частности В. В. Пашкевича [113], показывают, что внутренний барьер деления ^{238}U одинаков для асимметричного и симметричного деления. Что же касается наружного барьера деления, то асимметричное деление проходит через более низкий барьер. Анализ экспериментальных данных был проведен Альмом и др. [111] на основе модели двугорбого барьера деления.

Остановимся на некоторых предположениях, использованных при расчетах. Форма барьера деления аппрок-

симируется параболами. Ширина деления и эмиссий нейтронов определялась по принятым формулам. В соответствии с расчетами высота наружного асимметричного барьера составляет примерно 6 Мэв, а высота внутреннего барьера, вычисленная с учетом неаксиальной деформации, — 5,6 Мэв. Состояние 2^+ , 0 расположено на несколько сот килоэлектронвольт ниже состояния $1^-, 0$.

Эксперименты по изучению углового распределения осколков деления и полного сечения фотоделения [69] показывают, что асимметричное деление проходит преимущественно через канал $1^-, 0$ в области энергии 5,5—6 Мэв. Таким образом, можно предполагать, и это было сделано в работе [69], что асимметричное деление проходит через каналы $K=0$. Что касается симметричного деления, то при анализе учитываются следующие факты: 1) поскольку барьер для симметричного деления близок к 9 Мэв, вероятность симметричного деления через канал 1^- сильно уменьшается; 2) предполагается существование резонансов в сечении деления при энергии 5,2 и 5,8 Мэв; 3) поскольку внутренний барьер — общий для симметричного и асимметричного деления, начальный этап для симметричного и асимметричного деления протекает одинаково.

Обращает на себя внимание вывод о существовании резонанса для симметричного деления в канале $1^-, 0$ при энергии 5,8 Мэв. Можно сделать предположение, что этот канал окажется важным при заселении изомеров формы в результате безрадиационных переходов мюонов. Допустим, что этот резонанс связан с состоянием второй потенциальной ямы. В присутствии мюона оно сместится в область большой энергии. Согласно Леандеру и др. [105], сдвиг будет равен примерно 400 кэв. Этот резонанс в присутствии мюона может оказаться расположенным как раз при энергии перехода $2P-1S$. Поскольку энергия внешнего барьера в присутствии мюона увеличивается приблизительно на 1 Мэв, рассматриваемый резонанс может оказаться заметно ниже барьера деления. Тогда можно ожидать преимущественного заселения изомерного состояния.

Приведенные только что соображения о возможном значении радиационного заселения изомера формы ^{238}U в реакции с отрицательными мюонами носят весьма качественный характер и их, конечно, нельзя принимать слишком серьезно.

Глава 9

РАЗВИТИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О БАРЬЕРЕ ДЕЛЕНИЯ

Выше были проанализированы экспериментальные данные о закономерностях образования спонтанно делящихся изомеров в различных реакциях, а также о подбарьерном делении на основе модели двугорбого барьера деления. В основе этой модели лежит макро-микроскопический метод вычисления потенциальной энергии атомного ядра. Наиболее широко используемым методом вычисления формы барьеров деления является способ вычисления, развитый В. М. Струтинским [10].

В последние годы предпринимались попытки определения барьеров деления на основе чисто микроскопического подхода. В частности, некоторыми авторами была сделана попытка вычислить барьеры деления по методу Хартри — Фока. Для проведения расчетов таким способом надо сделать определенное предположение о характере взаимодействия нуклонов.

Примером расчетов по методу Хартри — Фока может служить работа [114], в которой предполагалось, что взаимодействие между двумя нуклонами можно описать в виде эффективного взаимодействия Скиме. Ранее такие вычисления делали для легких и средних ядер, и эти расчеты показали неплохое согласие с экспериментальными данными и в то же время они близки с предсказаниями феноменологических моделей.

Результаты расчетов [114] сводятся для ^{240}Pu к получению правильных значений деформации ядер для основного состояния, к наблюдению в области деформации, соответствующей параметру $B \approx 0,65$, т. е. отношению осей эллипсоида 1,85, достаточно глубокого минимума потенциальной энергии. Положение этого минимума близко к положению минимума в модели гармонического осциллятора, для которого оболочка возникает

при отношении осей эллипсоида, равном двум. Сравнение вычисленного барьера для ^{240}Pu с результатами расчетов показывает, что внешний барьер B , полученный по методу Хартри — Фока, несколько завышен. Таким образом, использование метода самосогласованного поля приводит к качественному согласию с макро-микроскопическим методом.

Как отмечалось, при анализе экспериментальных данных использовалась упрощенная модель двугорбого барьера деления, форма которого аппроксимировалась в виде парабол. При вычислении ширины деления было естественно использовать статистическую модель, и это требовало введения тех или иных предположений о характере изменения зависимости плотности уровней от энергии.

В работе [89] проводился анализ роли симметрии ядерной формы. Существенное увеличение плотности уровней в случае деформированных ядер можно связать с включением в спектр ротационных уровней. В том случае, когда энергия вращения меньше температуры ядра, плотность состояний с энергией E и спином I определяется формулой

$$\rho(E, I) \approx (2I + 1)\rho_{\text{вн}}(E),$$

где $\rho_{\text{вн}}$ — плотность состояний, не связанных с коллективным движением. В случае делящихся ядер ядро претерпевает сильное изменение формы и предположение о том, что во время этого процесса ядро имеет форму эллипсоида вращения, является упрощенным.

Естественно, максимальной степенью симметрии обладает сфера. Однако и эллипсоид вращения обладает достаточной степенью симметрии, в частности по отношению к поворотам и отражению на 180° . Предположение о том, что при делении происходит нарушение аксиальной симметрии, сразу должно привести к увеличению числа степеней свободы для коллективного движения и соответственно к росту плотности уровней для внутреннего возбуждения ядра. Это ведет к увеличению ширины деления и было показано в исследованиях, проведенных в Лос-Аламосе Гавроном и др. [88].

До сих пор, говоря о барьерах деления, все время молчаливо предполагали, что имеем дело с теми максимумами потенциальной энергии, которые получаются в расчетах. Это означает, что мы имеем дело со стати-

ческой картиной. В действительности при рассмотрении процесса деления атомного ядра необходимо учитывать и динамические эффекты, связанные с перемещением массы с определенной скоростью при изменении формы атомного ядра. Энергия делящегося ядра должна складываться из суммы потенциальной и кинетической энергий:

$$E = W(q(t)) + B_q(q) \dot{q}^2/2,$$

где q — координата, описывающая изменение формы ядра со временем; W — потенциальная энергия; B_q — коэффициент, учитывающий инерциальные свойства системы.

Паули и Ледергербер [115] провели вычисления, в которых учитывались динамические эффекты при прохождении через барьер деления, в частности при спонтанном делении. О спонтанном делении известно не слишком много, и основная величина, характеризующая этот процесс, — время жизни по отношению к нему, которое связано с шириной процесса соотношением неопределенности. Как известно, ширина процесса спонтанного деления определяется формулой

$$\Gamma \approx \hbar \omega_f \exp\{-2S/\hbar\} \text{ при } S \gg \hbar,$$

где S — интеграл действия, который можно рассчитать, если известны потенциальная энергия и эффективная масса:

$$S = \int_{q_1}^{q_2} \sqrt{|E - W(q)| 2B_q(q)} dq.$$

Коэффициент $\hbar \omega_f$ обозначает энергию нулевых колебаний, и при проведении грубых оценок ее можно принять равной 1 Мэв. Координата q , которая названа коллективной координатой, представляет собой совокупность различных координат, описывающих те или иные изменения формы атомного ядра в процессе деления. Проведение расчетов сводится к нахождению траектории деления, т. е. характера изменения коллективной координаты, при котором интеграл действия оказывается минимальным. При прохождении через траекторию деления массовый параметр B_q испытывает колебания, напоминающие колебания оболочечной поправки.

Одним из результатов работы является вывод о том, что траектория деления (совокупность координат, опи-

сывающих изменение формы ядра при делении) проходит несколько в стороне от седловой точки статического барьера деления. Такие расчеты были проведены для ^{240}Pu при рассмотрении спонтанного деления из основного и изомерного состояний. Оказалось, что для процесса деления в обоих случаях траектории на участке от второй потенциальной ямы до точки разрыва совпадают.

Данные, полученные в работе [115] для периодов спонтанного деления четно-четных изотопов Pu, для основного и изомерного состояния приведены на рис. 60. Можно говорить о хорошем согласии расчетных данных с экспериментальными, особенно если учесть, что при переходе от основного состояния к изомерному вероятность деления увеличивается примерно в 10^{25} раз. Паули и Ледергербером [115] были вычислены барьеры деления с учетом динамических эффектов. Результаты этих расчетов для изотопов U, Pu и Cm приведены на рис. 61.

Сравнение статических барьеров с экспериментальными уже давно привело к выводу о существовании так называемой «кюриево-ториевой аномалии», которая проявляется в том, что барьер A для Th заметно меньше экспериментального. Учет динамических эффектов, как это видно из рис. 61, меняет ситуацию. Барьер B слабо зависит от массы изотопа. При этом теоретические значения барьера для всех трех элементов несколько превышают экспериментальные. В то же время динамический барьер B оказывается меньше, чем экспериментально измеренный, и это особенно заметно для легких изотопов Cm и Pu.

В настоящее время трудно понять причину расхождения теоретических и экспериментальных данных. Возможно, отмечают Паули и Ледергербер, это связано с неудачным выбором спектра одночастичных состояний, но до конца причина не ясна. Претерпела дальнейшее

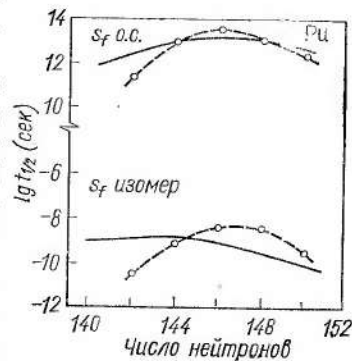


Рис. 60. Периоды спонтанного деления изотопов плутония
— — — теория; - - - - эксперимент

развитие и статическая модель. В своем первоначальном варианте она предполагала простейшее изменение формы делящегося ядра. В дальнейшем была исследована устойчивость полученных результатов по отношению к другим, более сложным, изменениям формы.

В частности В. В. Пашкевичем впервые была проверена устойчивость второго минимума потенциальной энергии, ответственного за происхождение изомеров формы, по отношению к неаксиальной деформации. Была показана устойчивость минимума. В последние годы

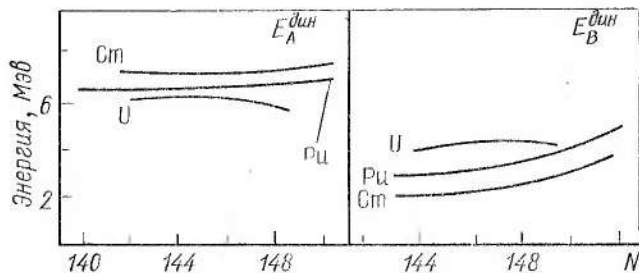


Рис. 61. Барьеры деления, вычисленные с учетом динамических эффектов

были проведены систематические исследования влияния неаксиальной деформации на барьеры деления различных изотопов.

Напомним, что понятие неаксиальности ядер было введено в физику О. Бором. Степень отклонения формы ядра от аксиальной принято характеризовать углом γ , который изменяется в пределах от 0 до 60°. Углы 0 и 60° соответствуют аксиально-симметричной форме эллипсоидов вращения — вытянутого и сплюснутого соответственно. Промежуточное значение угла γ относится к состоянию аксиальной несимметрии.

В работе [116] исследованы барьеры деления актиноидов в предположении, что возможны отклонения от аксиальной симметрии. Барьеры деления вычисляются с использованием макро-микроскопического метода. Для вычисления одночастичных состояний использовалась модель модифицированного гармонического осциллятора, которая предполагает анизотропию осцилляции по трем перпендикулярным направлениям. Кроме того, в потенциал введены члены, учитывающие спин-орбитальные

взаимодействия, а также член, пропорциональный квадрату орбитального момента нуклона.

Методика расчета, прежде чем ее применили в области актиноидных элементов, была проверена вычислением равновесной деформации для некоторых переходных ядер в области массы 190.

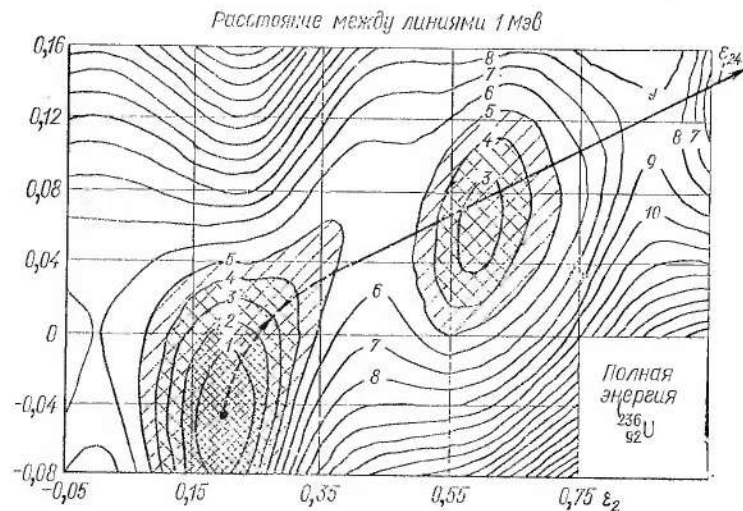


Рис. 62. Траектория деления с учетом квадрупольной и декагексапольной деформации

В применении к актиноидным элементам расчеты [116] показывают, что введение неаксиальной деформации приводит к некоторому понижению внутреннего барьера А. Для области U и Th это изменение не велико, но для области Cm оно уже достигает заметного значения близкого к 1 Мэв.

В работе [116] исследовалось изменение барьеров деления при добавлении к квадрупольной деформации не только аксиально-несимметричного возмущения, но также гексадекапольного. Введение гексадекапольной деформации учитывает образование шейки в процессе деления ядра. Таким образом, в рассматриваемых расчетах предполагалась зависимость потенциальной энергии от трех координат: ϵ_2 , характеризующей квадрупольный момент ядра; ϵ_4 , учитывающей образование

шейки, и γ , характеризующей отклонение от аксиальной симметрии. Макроскопический член, как обычно, включает в себя энергию кулоновского отталкивания при условии сохранения объема. В расчетах также учитывалась энергия парного взаимодействия. Траектория деления ^{236}U при учете квадрупольной и гексадекапольной деформации показана на рис. 62.

Еще один тип нарушения симметрии учитывался в расчетах разных групп [117]. Речь идет об октупольной деформации (P_3 и P_5). В тех случаях, когда рассматриваются изменения формы жидкой капли, этот вид деформации всегда увеличивает потенциальную энергию. Однако для достаточно большой квадрупольной деформации жидкая капля становится мягкой по отношению к октупольной (грушевидной) деформации.

Введение оболочечных эффектов может существенно изменить ситуацию. В работе [117] было показано, что с учетом оболочечных эффектов октупольная деформация может привести к понижению барьера деления. При этом оказалось, то имеет место большая неустойчивость по отношению к асимметричному возмущению на втором барьере деления B . Октупольная деформация приводит к понижению высоты второго барьера приблизительно на 2 Мэв. Следует заметить, что введение октупольной деформации наиболее сильно сказывается на высоте второго пика лишь в области $\text{U}-\text{Th}$.

Понижение второго барьера деления за счет октупольной деформации приводит к тому, что канал асимметричного по массам деления оказывается «открытым» сильнее, чем канал симметричного.

Ранее предполагалось, что асимметричное деление ядер в первую очередь обязано существованию оболочек в осколках деления. Сейчас можно предполагать, что тенденция к появлению асимметрии наблюдается уже при прохождении через второй внешний барьер A .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1974.
2. Swiatecki W. Systematics of Spontaneous Fission Half-lives.— «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 937.
3. Спонтанное деление с аномально коротким периодом полураспада.— «Журн. эксперим. и теор. физики», 1962, т. 42, с. 1464. Авт.: Поликанов С. М., Друин В. А., Карнаухов В. А. и др.

4. Hill D. L., Wheeler J. A. Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena.— «Phys. Rev.», 1953, v. 89, p. 1102.
5. Поликанов С. М. Ядерные изомеры формы.— «Успехи физ. наук», 1972, т. 107, вып. 4, с. 686.
6. Excitation energy of the spontaneously fissioning isomeric state in ^{240}Am .— «Nucl. Phys.», 1967, v. 95, p. 513. Auth.: Bjørnholm S., Borrgreen J., Westgaard L., Karnaukhov V. A.
7. Excitation energy of spontaneously fissioning isomer ^{242}Am .— «Nucl. Phys. A», 1967, v. 97, p. 444. Auth.: Flerov G. N., Pleve A. A., Polikanov S. M. e. a.
8. A study of the spontaneously fissioning isomer of ^{242}Am through the $^{241}\text{Am} (n \gamma)$ -reaction.— «Nucl. Phys. A», 1967, v. 102, p. 443. Auth.: Flerov G. N., Pleve A. A., Polikanov S. M. e. a.
9. Изомерные отношения в ядерных реакциях, приводящих к изотопам ^{190}Ir , ^{196}Au и ^{242}Am .— «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 17. Авт.: Флёров Г. Н., Гангрский Ю. П., Марков Б. Н. и др.
10. Search for a spontaneous fission branch in a metastable state of ^{242}Cm .— «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1964, v. 26, p. 219. Auth.: Vandenbosh R., Fields P. R., Vandenbosh S. E., Metta D.
11. Пекер Л. К. Об ожидаемых особенностях распада 6-квантитных изомерных состояний в нечетно-нечетных ядрах с $A \approx 240$.— «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1964, т. XXVIII, вып. 2, с. 298.
12. Малов Л. А., Поликанов С. М., Соловьев В. Г. О структуре спонтанно делящихся изомеров.— «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 528.
13. Зельдович Я. Б. Вихревые изомеры.— «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. IV, вып. 2, с. 78.
14. Слив Л. А., Харитонов Ю. И. Остаточные np -взаимодействия в тяжелых ядрах.— «Журн. эксперим. и теор. физика», 1964, т. 46, с. 811.
15. Polikanov S. M. Spontaneously fissioning isomers.— In: Nucl. Structure. Dubna Symposium, 1968, p. 449.
16. Strutinsky V. M. Shell effects in nuclear masses and deformation energies.— «Nucl. Phys. A», 1967, v. 95, p. 420.
17. Strutinsky V. M., Bjørnholm S. Intermediate states in fission.— In: Nucl. Structure, Dubna Symposium, 1968, p. 431.
18. Geilikman B. T. On the energy of excitation of fission fragments.— In: Proc. Intern. Conf. Nuclear Structure, Kingston, Canada, 1968, p. 874.
19. Holzer P., Mosel U., Greiner W. Double centre oscillator and its application to fission.— «Nucl. Phys. A», 1969, v. 138, p. 241.
20. Черданцев П. А., Маршалкин В. Е. К вопросу о делении атомных ядер.— «Изв. АН СССР», 1966, т. XXX, вып. 2, с. 343.
21. The Shell-Correction Approach in Nuclear Shell Effects.— «Rev. Mod. Phys.», 1972, v. 44, p. 320. Auth.: Brack M., Damgaard J., Pauli H. C. e. a.
22. Möller P., Nix J. Calculation of fission barriers.— In: IAEA Third Symp. Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/202.
23. Nix J. Fission Barriers in Heavy Nuclei.— «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1972, v. 22, p. 65.
24. On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements.— «Nucl. Phys. A», 1969, v. 131, p. 1. Auth.: Nilsson S. G., Tsang C. F., Sobczewski A. e. a.

25. Пашкевич В. В. Оболочки в ядрах с $Z > 80$. Препринт ОИЯИ Р4-4383. Дубна, 1969.
26. Бор О. К теории деления ядер.— В кн.: Материалы Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. Т. 7. М., Изд-во АН СССР, 1956, с. 175.
27. Bjørnholm S. Fission isomers and intermediate states in near barrier fission.— In: Proc. of Robert A. Welch Foundations. XIII Conf. Transuranic Elements. Huston, 1969, p. 447.
28. Спонтанно делящийся изомер с периодом полураспада 10^{-7} сек.— «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. IV, вып. 10, с. 429. Авт.: Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Поликанов С. М., Юнгклауссен Х.
29. Spontaneously fissioning isomer in U, Np, Pu and Am isotopes.— «Nucl. Phys. A», 1969, v. 139, p. 481. Aut.: Lark N. L., Sletten G., Pedersen J., Bjrnholm S.
30. Evidence for a direct reaction mechanism in the production of fission isomers.— «Nucl. Phys. A», 1970, v. 147, p. 183. Aut.: Repnow R., Metag V., Fox J. D., von Brentano P.
31. Flerov G. N., Polikanov S. M. Nuclear Fission.— In: Compt. rend. de Congrès Intern. de Physique Nucleaire. V. 1. Paris, 1964, p. 407.
32. Polikanov S. M., Sletten G. Spontaneous Fission Isomers.— «Nucl. Phys. A», 1970, v. 151, p. 656.
33. Specht H. J. Nuclear Fission International Conference on Nuclear Physics. Munich, Germany, 1973.
34. Wolf K. L., Unik J. R. The fissioning isomer of ^{237}Np .— «Phys. Lett. B», 1973, v. 43, p. 25.
35. Поиски α -излучения при распаде спонтанно делящихся изомеров.— «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 942. Авт.: Белов А. Т., Гангрский Ю. П., Далхсурен Б. и др.
36. Temperley J. K., Morrisson J. A., Bacharach S. L. Spontaneously fissioning isomers in ^{237}Pu .— «Nucl. Phys. A», 1971, v. 175, p. 433.
37. Поиски спонтанно делящихся изомеров с наносекундными временами жизни в реакциях с тяжелыми ионами. Препринт ОИЯИ Р-5018. Дубна, 1970. Авт.: Флёрв Г. Н., Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., и др.
38. Bjørnholm S., Borggreen J., Hyde E. K. Search for new islands of fission isomerism.— «Nucl. Phys. A», 1970, v. 156, p. 561.
39. Frauendorf S., Pashkevich V. V. On oblate-prolate transition in the ground state rotational band of light mercury isotopes. Preprint JINR E2-8087. Dubna, 1974.
40. Равновесные деформации ядер в области $50 < N < 82$, $50 < Z < 82$.— «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 883. Авт.: Арсеньев Д. А., Малов Л. А., Пашкевич В. В., Собичевски А., Соловьев В. Г.
41. Howard W. M., Nix J. R. Production of Superheavy Nuclei by Multiple Capture of Neutrons.— «Nature», 1974, v. 247, p. 17.
42. Sobiczewski A., Gareev F. A., Kalinkin B. N. Closed shells for $Z > 82$ and $N > 126$ in a diffuse potential well.— «Phys. Lett.», 1966, v. 22, p. 500.
43. Музыка Ю. А., Пашкевич В. В., Струтинский В. М. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 616.
44. On the spontaneous fission of nuclei with Z near 114 and N near 184.— «Nucl. Phys. A», 1968, v. 115, p. 545. Auth.: Nilsson S. G., Nix J. R., Sobiczewski A., Szymanski Z., Wycech S., Gustafson G., Möller P.
45. Shape of the Island of Superheavy Nuclei.— «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 681. Auth.: Bolsterli M., Fiset E. O., Nix J. R., Norton J. L.
46. Boleu R., Nilsson S. G., Sheline R. K. On the termination of the R -process and the synthesis of superheavy elements.— «Phys. Lett.», 1972, v. 408, p. 517.
47. Sheline K., Ragnarsson I., Nilsson S. G. Shell structure for deformed nuclear shapes.— «Phys. Lett. B», 1972, v. 41, p. 115.
48. Identification of a rotational band in the ^{240}Pu fission isomer.— «Phys. Lett. B», 1972, v. 41, p. Auth.: Specht H. J., Weber J., Konechy E., Heuneman D.
49. Sobiczewski A., Bjørnholm S., Pomorski K. The moment of inertia and the energy gap of fission isomers.— «Nucl. Phys. A», 1973, v. 202, p. 274.
50. Nilsson S. G. Shapes and Shells. Lecture at Varenna Summer School on Nuclear Physics, 1974.
51. γ -Übergänge im Spaltungsisomer ^{236}U . Jahresbericht. 1973, 2.3.5. Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität, München. Auth.: Harrach D. V., Konecny E., Löbner K. E., Nenoff N., Specht H. J.
52. Der Spaltung vorausgehende Röntgenstrahlung bei der Reaktion $^{235}\text{U} + n_{\text{th}}$ — Jahresbericht, 1974, 2.3.2. Beschleunigerlaboratorium der Universität und der Technischen Universität, München. Auth.: Harrach D. V., Konechy E., Löbner K. E., Nenoff N., Specht H. J.
53. Vandenbosh R., Wolf K. L. Spontaneously fission isomers with very short half-lives. In: 2nd IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1969.
54. Bolsterli M., Fiset E. O., Nix J. R. Single-particle calculations for deformed potentials appropriate to fission.— In: 2nd IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1969.
55. Spin Isomers of the Shape Isomer ^{237}Pu .— «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 1595. Auth.: Russo P. A., Vandenbosh R., Mehta M., Tesmer J. R., Wolf K. L.
56. Measurement of the g -Factor for the 1.1 msec Shape Isomeric State in ^{237}Pu .— «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1009. Auth.: Kalish R., Herrkind R., Pedersen J., Shackleton D., Strabo L.
57. Hyperfine Interaction Studies on Shape Isomeric States in ^{237}Pu .— In: Intern. Conf. on Hyperfine Interaction, Uppsala, Sweden, 1974. Auth.: Shackleton D., Herskind B., Kalish R., Pedersen J., Strabo L.
58. Limkilde P., Sletten G. A subnanosecond and a nanosecond fission isomer in ^{233}Pu .— «Nucl. Phys. A», 1973, v. 199, p. 504.
59. Half-life systematics of fission isomers in even-even Pu isotopes.— In: IAEA Third Symp. Physics and Chemistry of Fission, SM-174/26. Rochester, 1973. Auth.: Metag V., Lukkonen E., Glomset O., Bergman A.
60. Delayed fission fragment angular distribution in some alpha-particle-induced reactions.— In: IAEA Third Symp. Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/15. Auth.: Galeriu D., Marinescu N., Poenaru D., Vilcov I., Vilcov N., Gangrsky Yu. P., Hien P. Z., Khan N. C.
61. Fragment anisotropy in isomer fission.— In: IAEA Third Symp. Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/19. Auth.: Specht H. J., Konechy E., Weber J., Kozuharov G.

62. **Russo P. A., Pedersen J., Vandenbosh R.** Gamma branch of the ^{238}U shape isomer. — In: IAEA Third. Symp. Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/96.
63. **Nix J. R., Walker G. E.** A discussion of the secondary-minimum hypothesis for spontaneously fissioning isomers. — «Nucl. Phys. A», 1969, v. 132, p. 60.
64. **Britt H. C., Erkkila B. H.** Population of Fission Isomers by the (d, p) -Reaction. — «Phys. Rev. C», 1971, v. 4, p. 1441.
65. **Systematics of Spontaneously Fissioning Isomers.** — «Phys. Rev. C», 1971, v. 4, p. 1444. Auth.: Britt H. C., Burnett S. C., Erkkila B. H., Lynn J. E., Stein W. E.
66. **Юнгклауссен Х.** Изомерное отношение для спонтанно делящегося изомера ^{242}Am . — «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 83.
67. **Gangrsky Yu. P., Markov B. N., Tsipenyuk Yu. M.** Investigation of the properties of the spontaneously fissioning isomer ^{241}Pu in the reaction (γ, n) . — «Phys. Lett. B», 1970, v. 32, p. 182.
68. **Gilbert A., Cameron A. C. W.** A composite nuclear-level density formula with shell corrections. — «Can. J. Phys.», 1965, v. 43, p. 1446.
69. **Угловая анизотропия и структура барьера деления.** — In: 2nd IAEA Symp. on Physics and Chemistry on Fission. Vienna, IAEA, 1969, SM-122/134. Auth.: Androsenko C. D., Ermagambetov S. B., Ignatjuk A. V., Rabortnov N. S., Smirenkin G. N., Soldatov A. S., Usachev L. N., Spak D. L., Kapitza S. P., Tsipenyuk J. M., Kovach I.
70. **Gangrsky Yu. P., Markov B. N., Tsypenyuk Yu. M.** Investigation of photonuclear reactions leading to spontaneously fissioning isomers. — Препринт ОИЯИ Е15-7362, Дубна, 1973.
71. **Population of the spontaneously fissioning isomer ^{244}mAm through the (n, γ) -reaction.** — «Nucl. Phys. A», 1969, v. 134, p. 541. Auth.: Boca I., Martologu N., Sezon M., Vilkov I., Vilkov N., Flerov G. N., Pfeve A. A., Polikanov S. M., Tretiakova S. P.
72. **Образование спонтанно делящегося изомера ^{242}Am при захвате тепловых нейтронов.** — «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 65. Авт.: Гангрский Ю. П., Гаврилов К. А., Марков Б. Н., Нгуен Конг Кхань, Поликанов С. М.
73. **Production of spontaneously fissioning isomers ^{242}Am and ^{244}Am by slow neutron capture.** — «Nucl. Phys. A», 1970, v. 148, p. 492. Auth.: Dalhsuren B., Flerov G. N., Gangrsky Yu. P., Lasarev Yu. A., Markov B. N., Nguen Gong Khanh.
74. **Юнгклауссен Х., Плева А. А.** Анализ реакции $^{241}\text{Am} (n, \gamma) ^{242\text{m}}\text{Am}$. Препринт ОИЯИ Р15-3618. Дубна, 1967.
75. **Исследование реакций радиационного захвата быстрых нейтронов, приводящих к спонтанно делящимся изомерам ^{242}Am и ^{244}Am .** — «Acta phys. Acad. scient. Hung.», 1971, köt 30, old 293. Авт.: Надь Т., Белов А. Г., Гангрский Ю. П., Марков Б. Н., Сизов И. В., Харисов И. Ф.
76. **Получение спонтанно делящегося изомера ^{238}U при радиационном захвате тепловых нейтронов.** — «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 685. Авт.: Белов А. Г., Гангрский Ю. П., Далхсурен Б., Кучер А. М.
77. **О спонтанно делящемся изомере ^{238}U , возбуждаемом при захвате тепловых нейтронов.** — «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 234. Авт.: Попеко Л. А., Петров Г. А., Кочубей Е. Ф., Звездкина Т. К.
78. **Browne J. C., Bowman C. D.** Investigation of the γ -decay of sub-threshold-fission resonances of ^{244}Pu to a fission isomeric state. — «Phys. Rev. C», 1974, v. 9, p. 1177.
79. **Поиск спонтанно делящегося изомера ^{238}U при радиационном захвате нейтронов с энергией 24 кэВ.** — «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 29. Авт.: Пантелеев И., Поликанов С. М., Рябов Ю. В., Тянь Сан Хак.
80. **Поиски спонтанно делящегося изомера ^{240}Pu в реакции захвата тепловых нейтронов.** — «Ядерная физика», 1942, т. 16, с. 667. Авт.: Вальский Д. А., Рачковский О. М., Петров Г. А., Плева Ю. С.
81. **Воротников П. Е.** Промежуточная структура зависимости вероятности деления ядра ^{238}U от энергии возбуждения. — «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 214.
82. **Lynn J. E., James C. D., Earwaker L. D.** Nuclear spectroscopy of highly deformed ^{231}Th . — AERE-R6901, Nuclear Physics Division, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire, 1971.
83. **Fission of U, Np, Pu and Am isotopes excited in the (d, p) -reaction.** — «Nucl. Phys. A», 1971, v. 165, p. 449. Auth.: Bak B. B., Bondorf J. P., Otroschenko G. A., Pedersen J., Rasmussen B.
84. **A high-resolution study of the $^{239}\text{Pu} (d, pf)$ -reaction.** — In: 2nd IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1969, SM-122/128. Auth.: Specht H. J., Fraser J. S., Milton J. C. D., Davies W. G.
85. **Feinstrukturen bei Spaltung durch doppeltöckerrige Barrieren.** — Jahresbericht, 1974, 2.3.3. Beschleuniger-laboratorium der Universität der Technischen Universität München. Auth.: Glässer P., Huenges E., Löffler M., Maier-Komor P., Rösler H., Scheerer H.-J., Vonach H.
86. **Fission of doubly-even actinide nuclei from (t, pf) , $(^3\text{He}, df)$, $(P, \gamma f)$ and $(t, 2f)$ studies.** — In: IAEA Third Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/27. Auth.: Back B. B., Hansen O. G., Britt H. C., Garrett J. D.
87. **Experimental fission barriers for actinide nuclei.** — In: IAEA Third Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/201. Auth.: Back B. B., Britt H. C., Hansen Ole, Garrett J. D., Leroux B.
88. **Measurements and Interpretation of Γ_n/Γ_γ for Actinide Nuclei.** Preprint LA-UR-75-161. Los Alamos Scientific Laboratory. 1975. Auth.: Gavron A., Britt H. C., Konecny E., Weber J., Wilhelmy J. B.
89. **Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B. R.** Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contributions to nuclear level densities. — In: Third IAEA Symp. of Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/205.
90. **Vandenbosh R., Huizenga J. R.** Nuclear Fission. Chapter VII. N. Y., Academic press, 1973.
91. **Short-range intermediate structure observed in the ^{237}Np subthreshold fission cross section.** — «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1373. Auth.: Fubini A., Blous J., Michandon A., Paya D.
92. **Migneco E., Theobald J. P.** Resonance grouping structure in neutron induced subthreshold fission of ^{240}Pu . — «Nucl. Phys. A.», 1968, v. 112, p. 603.

93. **Lynn E. L.** Structure phenomena in near-barrier fission reactions.—In: 2nd IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, 1969, SM-122/204.
94. **Weigmann H., Theobald J. P.** Evaluation of fission barrier parameters from near-barrier fission and isomeric half-life data.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 187, p. 305.
95. **Moore M. S., Keyworth G. A.** Analysis of the Fission and Capture Cross Sections of the Curium Isotopes.—«Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 1656.
96. **Determination of spins of intermediate structure resonances in subthreshold fission.**—In: Third IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/65. Auth.: Keyworth G. A., Lemitey J. R., Olson C. E., Seibel F. T., Dabbs J. W. T., Hill N. W.
97. **Шапиро Ф. Л.** Ultracold Neutrons. Nuclear Structure Study with Neutrons. Изд-во АН ВНР.
98. **Kuiken R., Pattenden N. J., Postma H.** Subthreshold neutron-induced fission of aligned ^{237}Np nuclei.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 196, p. 389.
99. **Bowman C. D.** Выступление в дискуссии.—In: IAEA Third Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, p. 68.
100. **Изомерные шельфы в сечении глубоко подбарьерного фотоделения тяжелых ядер.**—«Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 255. Авт.: Жучко В. Е., Игнатьев А. В., Остапенко Ю. Б., Смиреникин Г. Н., Солдатов А. С., Ципенюк Ю. М.
101. **Об интенсивности безрадиационных переходов в мезоатомах.**—«Журн. эксперим. и теор. физ.», 1960, т. 39, с. 1168. Авт.: Балац М. Я., Кондратьев Л. Н., Ландсберг Л. Г., Лебедев П. И., Обухов Б. В., Понтекорво Б.
102. **Wheeler J. A.** Meson Induced Fission.—«Phys. Rev.», 1948, v. 73, p. 1252.
103. **Zaretsky D. F., Novikov V. V.** Theory of nuclear excitations by muons in heavy mesic atoms.—«Nucl. Phys.», 1961, v. 28, p. 177.
104. **Błocki J., Suikowski Z., Zielinska-Pfabe M.** Penetrability of nuclear fission barrier for muonic atoms.—«Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 415.
105. **Leander G., Möller P.** Augmentation of the barrier for prompt μ^- induced fission.—«Phys. Lett. B», 1975, v. 57, p. 245.
106. **Bloom S. D.** Difference in the electronic and fission decay modes for muonic atoms.—«Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 420.
107. **Kaplan S. N., Monard J. A., Nagamiya S.** Shape isomer excitation by mu-minus capture.—In: Sixth Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. V. II. Santa Fe and Los Alamos, 1975, p. 31.
108. **Hashimoto O., Nagamiya S., Nagamine K., Yamazaki T.** Lifetimes of Negative Muons Bound to Actinide Nuclei.—In: Sixth Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. V. II. Santa Fe and Los Alamos, 1975, p. 16.
109. **Khan A. M., Knowles J. W.** Photofission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{235}U near threshold using a variable energy beam of γ -rays.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 179, p. 333.
110. **Fission of ^{232}Th , ^{238}U and ^{235}U induced by negative muons.** Preprint JINR E15-8134, Dubna, 1974. Auth.: Chultem D., Cojocar V., Ganzorig D., Kim Si Chwan, Krogulski T., Kuznetsov W. D., Ortlepp H. G., Polikanov S. M., Sabirov B. M., Schmidt U., Wagner W.
111. **Alm A., Kivikas T., Lindgren L. J.** Subbarrier photofission of ^{238}U .—In: Third IAEA Symp. of Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/36.
112. **Möller P., Nilsson S. G.** The fission barrier and odd-multipole shape distortions.—«Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 283.
113. **Пашкевич В. В.** Об асимметричной деформации делящихся ядер. Препринт ОИЯИ Р4-5581. Дубна, 1971.
114. **Hartree-Fock calculations of the fission barriers of plutonium isotopes.**—In: Third IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/38. Auth.: Flocard H., Quentin P., Vautherin D., Veneroni M.
115. **Pauli H. C., Ledergerber T.** The dynamics of fission in the subbarrier region of deformation.—In: Third IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/206.
116. **Larsson S. E., Leander G.** Fission barriers for heavy elements with quadrupole, hexadecapole and axially distorted shapes taken into account simultaneously.—In: Third IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973, SM-174/06.
117. **Möller P.** Odd-multipole shape distortions and the fission barriers of elements in the region $84 \leq Z \leq 120$.—«Nucl. Phys. A», 1972, v. 192, p. 529.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. Спонтанное деление ядер и спонтанно делящиеся изомеры	13
Глава 2. Изомеры делящихся ядер	26
Глава 3. Оболочки в деформированных ядрах и барьер деления	37
Глава 4. Области изомерии формы	53
Глава 5. Спектроскопия уровней во второй потенциальной яме	79
Глава 6. Исследование спонтанно делящихся изомеров в реакциях с нейтронами, заряженными частицами и γ -квантами	108
Глава 7. Исследование подбарьерного деления ядер	141
Глава 8. Исследования спонтанно делящихся изомеров в реакции с γ -квантами малой энергии и отрицательными мюонами	171
Глава 9. Развитие теоретических представлений о барьере деления	184
Список литературы	190

ИБ № 444

Сергей Михайлович Поликанов

Изомерия формы атомных ядер

Редактор *А. И. Мельникова*
Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*
Переплет художника *О. В. Камаева*
Технический редактор *О. Н. Моцева*
Корректоры *Е. П. Пьянкова, Н. И. Курьянова*

Сдано в набор 21/VI 1976 г.

Подписано к печати 24/XI 1976 г. Т-19743.

Формат 84×108^{1/8}. Бумага типографская № 1.

Усл. печ. л. 10,5. Уч.-изд. л. 10,67. Тираж 1900 экз.

Цена 1 р. 23 к. Зак. изд. 74173. Зак. тип. 2107.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

В 1977 году выйдет в свет книга

Гулькаров И. С. Исследование ядер электронами. М., Атомиздат, 1977 (II кв.), 12 л., 3000 экз., 1 р. 40 к. В пер.

В книге описаны исследования ядер методом рассеяния электронов высоких энергий. Наиболее подробно рассмотрены процессы упругого и неупругого рассеяния электронов на ядрах с возбуждением дискретных уровней и особенно гигантского резонанса. Обсуждаются электрическое и магнитное рассеяние, рассеяние на изотопах, процессы, сопровождающие упругое и неупругое рассеяние электронов. Основное внимание уделяется методам анализа сечений и форм-факторов ядер, позволяющим получить многие характеристики ядер — радиусы, квадрупольные и магнитные моменты, радиационную ширину уровней, колебательные параметры и т. д. Показано преимущество использования метода рассеяния электронов по сравнению с методами фотоядерных реакций для исследования гигантского резонанса в ядрах. Рассмотрены радиационные и дисперсионные поправки, методика измерения спектров рассеянных электронов, квазиупругое рассеяние с выбиванием нуклонов.

Книга рассчитана на студентов старших курсов, аспирантов, физиков, работающих в области атомного ядра и интересующихся новыми направлениями в ядерной физике.

Заказы принимают все книжные магазины, распространяющие научно-техническую литературу. В Москве обращайтесь по адресу: Москва, Г-19, проспект Калинина, 26, книжный магазин № 200, отдел «Книга — почтой».

АТОМИЗДАТ