

Таблица 10.1. Реакции под действием нейтронов

Тип реакции	Сечения реакции
Радиационный захват (n, γ)	Идет на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^6 барн (${}_{55}\text{Xe}^{135}$); для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн.
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн.
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговый процесс. Сечение по порядку величины равняется нескольким барн.
(n, p)	Наиболее важные реакции: $n + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + p + 0,76 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 5400 \text{ барн}$, $n + {}_7\text{N}^{14} \rightarrow {}_6\text{C}^{14} + p + 0,63 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 1,75 \text{ барн}$.
(n, α)	Наиболее важные реакции: $n + {}_3\text{Li}^6 \rightarrow {}_1\text{H}^3 + \alpha + 4,78 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 945 \text{ барн}$, $n + {}_5\text{B}^{10} \rightarrow {}_3\text{Li}^7 + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$.
($n, 2n$)	Пороговая реакция. Порог по порядку величины равняется 10—15 МэВ. Сечение: несколько десятых барн.
(n, f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение очень мало, исключая отдельные случаи (${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ и т. д.).

4. В заключение этого параграфа приведем табл. 10.1, иллюстрирующую области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

§ 3. Деление тяжелых ядер

1. Ядерная реакция деления под действием нейтронов состоит в том, что тяжелое ядро, поглотив нейтрон, делится на два (иногда на три и совсем редко на четыре) обычно неравных осколка. Заме-

чательной чертой деления является то, что оно сопровождается испусканием двух-трех нейтронов. При каждом акте деления выделяется довольно большая энергия, равная примерно 200 МэВ. Изложение физики деления здесь, а не в главе о ядерных реакциях, обусловлено двумя причинами. Во-первых, деление связано с очень глубокой перестройкой ядра и по своему механизму резко отличается от других ядерных реакций. Во-вторых, на использовании реакции деления основана работа ядерных реакторов, т. е. вся ядерная энергетика и многие другие отрасли ядерной промышленности. Реакция деления тяжелых ядер может идти под действием не только нейтронов, но и других частиц — фотонов, дейтронов, протонов и т. д. Для некоторых, особенно очень тяжелых ядер наблюдается самопроизвольное деление (К. Л. Петржак, Г. Н. Флеров, 1940). Все эти процессы интересны для понимания структуры тяжелых ядер и механизма деления, но особых практических применений пока не нашли.

Спонтанное деление ограничивает возможности получения трансурановых изотопов, так как при увеличении атомного номера Z период полураспада по отношению к делению в среднем (правда, с большими индивидуальными отклонениями) резко падает. Это падение можно проследить по рис. 10.3, где приведены периоды полураспада по отношению к спонтанному делению для ряда изотопов в зависимости от Z^2/A *).

2. Интенсивность реакции деления сильно зависит от энергии нейтронов и от сорта ядер. Под действием пучка нейтронов достаточно высокой энергии (скажем, выше 100 МэВ) будут делиться практически все ядра, легкие, средние и тяжелые. Нейтронами с энергией в несколько МэВ делятся только достаточно тяжелые ядра, начиная примерно с $A = 210$. Наконец, некоторые тяжелые ядра делятся нейтронами всех энергий, начиная с нулевых. Сюда относятся прежде всего изотопы урана ${}_{92}\text{U}^{233}$, ${}_{92}\text{U}^{235}$, изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$, а также изотоп плутония ${}_{94}\text{Pu}^{249}$, изотопы америция ${}_{95}\text{Am}^{242}$, ${}_{95}\text{Am}^{245}$ и ряд других трансурановых изотопов.

Зависимость сечения деления σ_{nf} от энергии, разумеется, подчиняется установленным в гл. IV, § 4 общим для всех ядерных реакций закономерностям. Если реакция идет при любых энергиях, то в соответствии с законом « $1/v$ » сечение резко возрастает при приближении энергии нейтрона к нулю. Начиная с энергий порядка 0,5 эВ и до 1 кэВ сечение представляет собой частокол из острых резонансов. При дальнейшем увеличении энергии сечение сравнительно монотонно падает. Типичным примером является изображенная на рис. 10.2 энергетическая зависимость сечения σ_{nf} для изотопа

*) Как мы уже указывали в гл. III, § 4, имеются теоретические оценки, согласно которым период полураспада у некоторых более тяжелых ядер ($A \approx 280$) может оказаться сравнительно большим,

${}_{92}\text{U}^{235}$. Отметим, что масштабы по обеим осям логарифмические, так что, например, возрастание сечения при переходе к очень малым энергиям очень резкое. Для тепловых нейтронов ($E = 0,025$ эВ) сечение равно 600 барн, а для нейтронов с энергией в 2 эВ — всего лишь 10 барн.

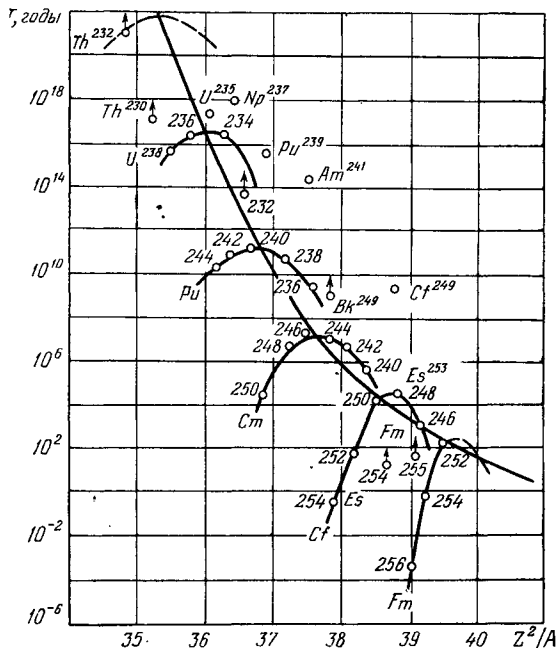


Рис. 10.3. Зависимость периода T спонтанного деления от параметра Z^2/A .

Белые кружочки — экспериментальные данные; пересекающая рисунок сплошная кривая рассчитана по модели жидкой капли.

В области энергий падающих нейтронов от нуля до нескольких МэВ с реакцией деления конкурируют упругое рассеяние (n, n) и радиационный захват (n, γ). Важные для ядерной энергетики относительные вероятности этих процессов могут меняться при переходе от одного резонансного уровня к другому уровню. Для тепловых нейтронов деление, если оно идет, является преобладающим процессом. Так, при захвате теплового нейтрона ядром ${}_{92}\text{U}^{235}$ деление происходит в 84 случаях из 100. Если тяжелое ядро не делится медленными нейтронами, то для него существует *эффективный порог деления*, т. е. энергия, начиная с которой деление начинает идти с заметной вероятностью. Ядра ${}_{90}\text{Th}^{232}$, ${}_{92}\text{U}^{236}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$ имеют пороги деления в области около 1 МэВ. Понятие порога можно ввести и для ядер, делящихся тепловыми нейтронами. Порог в этом

случае будет отрицательным. Действительно, при захвате теплового нейтрона, т. е. нейтрона практически нулевой энергии, тяжелое ядро возбуждается до энергии порядка 6 МэВ, равной энергии связи этого нейтрона в получившемся составном ядре. Поэтому, если получить то же составное ядро другими способами и при меньших возбуждениях, то можно определить пороговую энергию возбуждения. Например, ядро ${}_{92}\text{U}^{233}$ делится тепловыми нейтронами. Если же производить деление этого изотопа с помощью реакции срыва (гл. IV, § 10) (d, pf), то составное ядро может получаться с энергией возбуждения меньшей, чем при простом захвате нейтрона, за счет того, что часть энергии расходуется на разрыв связи в дейтроне. Измеренный таким способом порог деления оказался отрицательным и чуть превышающим 2 МэВ по абсолютной величине.

3. Рассмотрим теперь механизм реакции деления (Я. И. Френкель, Н. Бор и Дж. Уиллер, 1939). Прежде всего надо понять, почему при переходе к тяжелым ядрам становится возможным процесс деления. Возможность этого процесса подсказывается формой кривой удельной энергии связи как функции массового числа A (см. рис. 2.5). Правый конец этой кривой лежит ниже ее середины примерно на 1 МэВ. А поскольку в акте деления участвуют примерно 200 нуклонов, то полная энергия, выделяющаяся при делении, должна иметь порядок 200 МэВ в соответствии с опытными данными. Происхождение этих 200 МэВ становится ясным, если вспомнить, что спад правой части кривой удельной энергии связи объясняется кулоновским взаимодействием. Поэтому и процесс деления вызывается кулоновскими силами, так что выделяемая энергия обусловлена не ядерным, а электростатическим взаимодействием внутри ядра.

Если бы выигрыш в удельной энергии связи был не только необходим, но и достаточен для осуществления деления, то деление шло бы на всех ядрах тяжелее железа — кобальта. На самом деле, однако, деление идет лишь на самых тяжелых ядрах, причем не на всех одинаково. Причина здесь та же, которая препятствует α -распаду тяжелых ядер — кулоновский потенциальный барьер. Появление и влияние кулоновского потенциального барьера легко объяснить с помощью полумпирической формулы для энергии связи (гл. II, § 3, формула (2.8))

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta E_{\text{св}}.$$

Пусть ядро изменит свою форму, например, из сферического станет эллипсоидальным. Объем ядра не изменится (ядерная материя практически несжимаема), но поверхность увеличится. Поэтому поверхностная энергия возрастет по абсолютной величине, так что поверхностные силы будут стремиться вернуть ядро в исходное недеформированное состояние. С другой стороны, кулоновская энер-

гия, наоборот, уменьшится по абсолютной величине (за счет увеличения среднего расстояния между протонами). Таким образом, поверхностное натяжение препятствует, а кулоновское отталкивание способствует делению. Для малой деформации нетрудно подсчитать соответствующие изменения энергий $\Delta E_{\text{пов}}$ и $\Delta E_{\text{кул}}$. Если $|\Delta E_{\text{пов}}| > |\Delta E_{\text{кул}}|$, то ядро вернется в исходное состояние, и деления не произойдет. Если же $|\Delta E_{\text{пов}}| < |\Delta E_{\text{кул}}|$ (изменение кулоновской энергии перевешивает), то ядро, начав деформироваться, будет увеличивать свою деформацию и в конце концов разделится. Очевидно, что величиной, определяющей способность ядра к делению, будет отношение кулоновской энергии к поверхностной, т. е.

$$\left(a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right) : (a_2 A^{2/3}) = \frac{a_3}{a_2} \frac{Z^2}{A}. \quad (10.7)$$

Поскольку коэффициенты a_2 , a_3 постоянны для всех ядер, то определяющей величиной является Z^2/A . Расчеты показывают, что критическим (т. е. таким, при котором $|\Delta E_{\text{пов}}| = |\Delta E_{\text{кул}}|$) является значение $Z^2/A = 45$. При $Z^2/A > 45$ ядра не могут существовать (если ядро с $Z^2/A > 45$ образуется, то оно мгновенно делится).

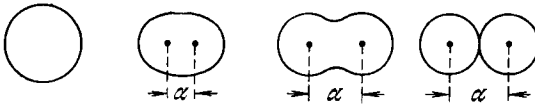


Рис. 10.4. Схематическое изображение последовательных этапов деления ядра.

Для нормального соотношения между протонами и нейтронами в ядре этому значению величины Z^2/A соответствует $Z \approx 110$. При меньших значениях параметра Z^2/A деление возможно, лишь начиная с некоторой энергии возбуждения, которая необходима для того, чтобы «нейтрализовать» влияние поверхностной энергии. Необходимая энергия возбуждения растет с уменьшением Z^2/A , т. е. при переходе к менее тяжелым ядрам. Конечно, все это лишь средние цифры, от которых возможны небольшие индивидуальные отклонения. В частности, необходимо ввести поправку на деформацию ядра в основном состоянии.

4. Рассмотрим теперь подробнее процесс деления ядра, который схематически изображен на рис. 10.4. Различные стадии деформации ядра характеризуются различными значениями параметра деформации α . Для невозбужденного (сферического) ядра $\alpha = 0$. Для слабо деформированного ядра параметр α совпадает с расстоянием между фокусами эллипсоида. При возрастании деформации α приобретает смысл расстояния между центрами будущих осколков.

Посмотрим теперь, как будет вести себя полная энергия связи ядра при возрастании параметра деформации (рис. 10.5).

Если $Z^2/A < 45$, то при малых α будет $|\Delta E_{\text{пов}}| > |\Delta E_{\text{кул}}|$. Поэтому кривая сначала будет идти вверх (сплошная линия). Однако, поскольку энергия разделенных ядер меньше, чем энергия исходного ядра, то кривая должна иметь максимум с последующим спадом к суммарной энергии разделенных ядер. Разность $E_{\text{акт}}$ между максимумом кривой и энергией связи невозбужденного ядра называется *энергией активации*. Очевидно, что деление не будет

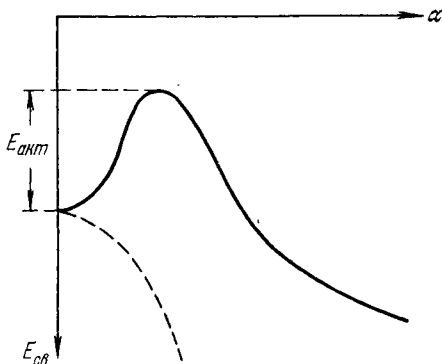


Рис. 10.5. Зависимость энергии связи ядра от параметра деформации α . Пунктирная кривая соответствует $Z^2/A > 45$, для сплошной $Z^2/A < 45$.

идти, пока энергия возбуждения ядра не превысит энергию активации. Значение энергии активации, конечно, зависит от Z^2/A . При $Z^2/A = 45$ энергия активации обращается в нуль. При $Z^2/A > 45$ энергия активации также равна нулю, так как функция $E_{\text{св}}(\alpha)$ (пунктирная кривая на рис. 10.5) монотонно убывает с увеличением α .

Таким образом, рассмотрение второго (поверхностная энергия) и третьего (кулоновская энергия) слагаемых в полуэмпирической формуле для удельной энергии связи ядер приводит к следующему вы-

воду: деление возможно, если энергия возбуждения ядра превышает энергию активации. Энергия активации определяет порог реакции. Этот порог и называют эффективным, так как с небольшой интенсивностью деление может идти и ниже порога за счет квантового проникновения сквозь барьер.

5. Существенную роль для понимания процесса деления играет пятое слагаемое в формуле для энергии связи ядер, учитывающее эффект «спаривания» одинаковых нуклонов в ядре. Для уяснения роли этого слагаемого рассмотрим деление нейтронами изотопов урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ (0,7% в естественной смеси) и ${}_{92}\text{U}^{238}$ (99,3% в естественной смеси). Деление происходит соответственно через составные ядра ${}_{92}\text{U}^{236}$ и ${}_{92}\text{U}^{239}$, возбуждение которых и следует рассматривать. Очевидно, что величина Z^2/A больше и, следовательно, энергия активации $E_{\text{акт}}$ меньше для ядра ${}_{92}\text{U}^{236}$, так что изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ должен делиться легче. Из расчетов следует, что

$$E_{\text{акт}} = \begin{cases} 6,5 \text{ МэВ} & \text{для } {}_{92}\text{U}^{236}, \\ 7,0 \text{ МэВ} & \text{для } {}_{92}\text{U}^{239}. \end{cases} \quad (10.8)$$

С другой стороны, экспериментальные данные таковы: изотоп ${}_{92}\text{U}^{235}$ делится тепловыми нейтронами (т. е. нейтронами нулевой энергии), а изотоп ${}_{92}\text{U}^{238}$ делится только быстрыми нейтронами, имеющими энергию не ниже 1,1 МэВ. Столь большое различие в требуемых энергиях падающих нейтронов прямо указывает на влияние энергии спаривания, поскольку энергии активации различаются всего лишь на 0,5 МэВ. Найдем, чему равна энергия спаривания (пятое слагаемое в формуле для энергии связи ядер) для рассматриваемых четырех изотопов урана:

$${}_{92}\text{U}^{235}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{нечетное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = 0,$$

$${}_{92}\text{U}^{236}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{четное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = \Delta,$$

$${}_{92}\text{U}^{238}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{четное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = \Delta,$$

$${}_{92}\text{U}^{239}, \quad \text{четное } Z, \quad \text{нечетное } A, \quad \delta E_{\text{св}} = 0.$$

Отсюда видно, что энергия связи нейтрона в ядре ${}_{92}\text{U}^{236}$ больше, чем в ядре ${}_{92}\text{U}^{239}$. Поэтому при захвате нейтрона ядром ${}_{92}\text{U}^{235}$ возникает более возбужденное ядро, чем при захвате нейтрона той же энергии ядром ${}_{92}\text{U}^{238}$ (энергия возбуждения ядра = энергии связи нейтрона в составном ядре + кинетическая энергия падающего нейтрона). Таким образом, ядро ${}_{92}\text{U}^{236}$ не только имеет более низкую энергию активации, но и сильнее возбуждается. Этот эффект действует и в других случаях. Например, ядро ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ делится тепловыми нейтронами, а ядро ${}_{90}\text{Th}^{232}$ нет. Следовательно, слагаемое, учитывающее эффекты спаривания, важно для решения вопроса о том, идет ли деление только на быстрых нейтронах или также на медленных.

6. Разберем теперь влияние на процесс деления взаимодействий, описываемых четвертым слагаемым в формуле для удельной энергии связи ядер. Эти взаимодействия стремятся уравнять число протонов и нейтронов в ядре. Из-за кулоновского отталкивания протонов (третье слагаемое) ядру, напротив, энергетически выгодно иметь поменьше протонов. Для легких ядер влияние четвертого слагаемого преобладает, и они имеют примерно поровну протонов и нейтронов (например, ${}_{20}\text{Ca}^{40}$). С увеличением числа частиц в ядре возрастает роль кулоновской энергии. Чем тяжелее ядро, тем больший процент нейтронов имеют стабильные ядра (например, ${}_{82}\text{Pb}^{208}$). Когда тяжелое ядро начинает делиться, то оно растягивается. При этом кулоновская энергия уменьшается, в то время как энергия симметрии (четвертое слагаемое в формуле для энергии связи) не меняется. За счет увеличения относительной роли четвертого слагаемого делящееся ядро и получающиеся после деления перегруженные нейтронами осколки стремятся избавиться от избыточных нейтронов. Уменьшение процентного содержания нейтронов совершается двумя путями. Во-первых, в осколках происходит

β -распад, каждый акт которого превращает нейтрон в протон. И действительно, осколки деления являются интенсивнейшими β -излучателями. Бета-распады часто сопровождаются γ -переходами. Кроме того, около десяти γ -квантов испускается во время самого акта деления. Поэтому ядерные реакторы являются мощными источниками β - и γ -излучений. Во-вторых, перегруженность нейтронами может быть столь сильной, что во время деления или сразу же после него (обычно не позднее, чем через $5 \cdot 10^{-14}$ с) испускаются нейтроны. Например, при каждом акте деления изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$

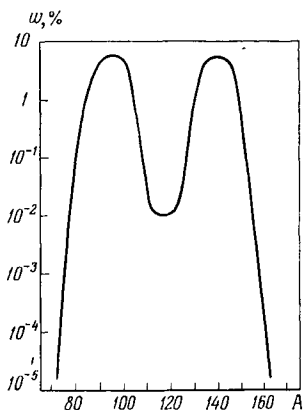


Рис. 10.6. Распределение осколков деления ядра изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{235}$ по массовым числам A

По вертикальной оси отложена вероятность ω появления осколков.

вылетает в среднем 2,5 нейтрона с энергиями от нуля до нескольких МэВ. Этот процесс приводит к размножению нейтронов. Существование процесса размножения делает возможным осуществление цепной реакции деления (см. гл. XI, § 2). Небольшое количество нейтронов вылетает не в момент акта деления, а несколько позже. Эти нейтроны называются *запаздывающими*. Время запаздывания может доходить до нескольких минут. Происхождение запаздывающих нейтронов таково: после одного или нескольких последовательных β -распадов (на которые и уходит время запаздывания) ядро становится нестабильным по отношению к вылету нейтрона. Такое ядро мгновенно, т. е. за время порядка времени пролета, испускает нейтрон. Наличие запаздывающих ней-

тронов, несмотря на их ничтожное количество, важно для стабильности работы ядерных реакторов (см. гл. XI, § 3).

7. Ядро чаще всего делится на два осколка. Отношение масс осколков может быть различным. Интересно, что при делении тепловыми нейтронами осколки равных или близких друг к другу масс почти не наблюдаются (менее 1%). Наиболее вероятно деление на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого (рис. 10.6). Считается, что эта *асимметрия осколков деления* объясняется влиянием ядерных нейтронных оболочек (гл. III, § 4), т. е. что ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число нейтронов в осколке было близко к одному из магических чисел 50 и 82.

8. Проследим, на что тратится энергия, высвобождаемая при делении. Из ядра непосредственно вылетают осколки, нейтроны и γ -кванты. Осколки уносят кинетическую энергию и дополнительную внутреннюю энергию, высвобождаемую в дальнейших процессах β -

и γ -распадов. Эти энергии для ${}_{92}\text{U}^{235}$ в среднем распределяются примерно так:

кинетическая энергия осколков	160 МэВ,
энергия γ -излучения деления	8 МэВ,
кинетическая энергия нейтронов деления	6 МэВ,
энергия радиоактивного распада осколков	21 МэВ.

(10.9)

В сумме эти величины дают полную энергию, выделяющуюся при делении и равную 195 МэВ.

9. Изучение спонтанного деления ядер трансурановых элементов позволило обнаружить новый класс изомеров — *делящиеся изомеры* (Дубна, 1962). В отличие от обычных изомеров, рассмотренных в гл. VI, § 6, делящиеся изомеры а) обладают значительной энергией возбуждения, равной примерно 3 МэВ; б) имеют небольшой (не более нескольких единиц) спин; в) характеризуются аномально большими вероятностями спонтанного деления.

О степени возрастания вероятности деления при переходе от основного к изомерному состоянию можно судить по тому, например, что в ядре изотопа америция ${}_{95}\text{Am}^{242}$ эта вероятность возрастает в 10^{21} раз (период полураспада основного состояния равняется 10^{14} лет, изомера — $0,014$ с *). Делящиеся изомеры обнаружены у ядер изотопов урана ${}_{92}\text{U}^{236,238}$, нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$, плутония ${}_{94}\text{Pu}^{236-243}$, америция ${}_{95}\text{Am}^{237-246}$, кюрия ${}_{96}\text{Cm}^{240-245}$. С вполне заметным сечением (10^{-29} — 10^{-30} см²) они образуются в реакциях (p, 2n), (n, 2n), (α , α n), (B^{10} , α 2n), (n, γ) и т. д.

Очевидно, что делящийся изомер должен сильно отличаться по своей структуре от окружающих его уровней. Это отличие необходимо как для того, чтобы запретить радиационный распад изомера, так и для того, чтобы облегчить процесс деления, поскольку обнаруженное резкое возрастание вероятности деления нельзя объяснить только энергетическими факторами.

Делящиеся изомеры отличаются от других уровней ядра равновесной формой. На рис. 10.7 приведены обнаруженные на опыте вращательные спектры ядра ${}_{94}\text{Pu}^{240}$, построенные над основным состоянием и над делящимся изомером. Сравнение этих спектров показывает, что вращательная полоса делящегося изомера характеризуется значительно большим моментом инерции и, следовательно, значительно большей деформацией, чем вращательная полоса основного состояния. Появление у возбужденного ядра формы, отличной от формы основного состояния, обусловлено особой зависимостью потенциальной энергии (энергии связи) ядра от деформации. Изоб-

*) Строго говоря, период полураспада изомера не определяет непосредственно вероятности ω_f его деления. Для оценок, однако, можно считать $\omega_f \approx (0,014)^{-1}$, поскольку вероятность деления во всяком случае сравнима с вероятностью радиационного распада. Фактически же единственно известным каналом распада изомера является деление: все попытки обнаружить его радиационный распад пока не увенчались успехом.

раженная на рис. 10.5 зависимость энергии связи от деформации получена в приближении модели жидкой капли и справедлива, если пренебречь оболочечными эффектами. Оболочечные поправки могут качественно изменить вид этой зависимости (В. М. Струтинский, 1967). На рис. 10.8 приведена качественная зависимость потенциальной энергии от деформации с учетом оболочечных поправок для ядра, у которого имеется делящийся изомер. Главной особенностью этой кривой является существование двух минимумов

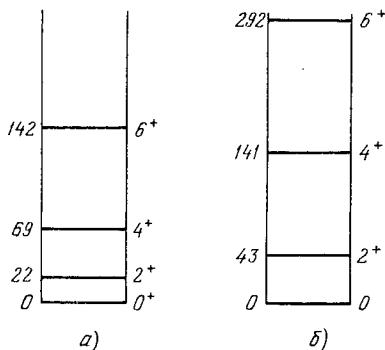


Рис. 10.7. Вращательные полосы в ядре изотопа ${}_{94}\text{Pu}^{240}$.

а) Полоса построена на изомерном состоянии; б) на основном состоянии.

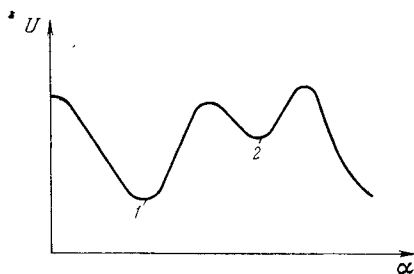


Рис. 10.8. Качественная зависимость потенциальной энергии ядер, имеющих делящиеся изомеры, от параметра деформации α .

(1 и 2). Первый минимум соответствует равновесной форме «обычных» уровней (в частности, основного состояния); второй минимум отвечает равновесной форме делящегося изомера. Существенное различие в равновесных формах обычных уровней и делящихся изомеров позволяет естественно объяснить особенности делящихся изомеров. В самом деле, аномально большая вероятность деления из состояния делящегося изомера связана с тем, что при таком делении ядро должно преодолеть более узкий потенциальный барьер, чем при делении из основного состояния. Малая вероятность радиационного распада изомера объясняется следующим образом. Для того чтобы протекал процесс радиационного распада, необходимо, чтобы ядро приобрело «обычную» форму. Этому, однако, препятствует потенциальный барьер, разделяющий два минимума на рис. 10.8.

§ 4. Замедление и диффузия нейтронов

1. Как в физике, так и в технике часто приходится иметь дело с движением большого количества нейтронов внутри различных веществ. Рассмотрим происходящие при этом процессы и выясним,