

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР*)

Дж. Уилер

(Институт Лоренца, Лейденский университет, Голландия)

Дается обзор по физике деления. Отмечается значение эффектов, связанных с отдельными каналами, для сечений деления, флуктуаций в делительных ширинах и асимметрии деления. Подчеркивается значение высоты барьера при делении любого типа. Отмечаются трудности получения распределения осколков деления по массам с помощью статистической теории, поскольку этот результат сильно зависит от множества деформаций, которые могут иметь осколки.

Физика деления ядра развивается в наше время чрезвычайно быстро. Открытия так многочисленны и охватывают так много областей, что их трудно суммировать в этом ограниченном докладе. Однако первостепенное значение имеют две темы: делительные ширины и асимметрия деления. Эти два раздела явятся источником многих новых идей и открытий.

Одно счастливое обстоятельство облегчает изучение деления ядра во всех случаях. В противоположность процессу неупругого рассеяния протонов, например, где существо вопроса состоит в том, рассеивается ли протон ядерным потенциалом или он образует сложную систему, в случае деления мы имеем яркий пример образования сложной системы. Мы уверены в этом эффекте, по крайней мере, вследствие большой величины характеристического времени коллективных колебаний ($\sim 5 \cdot 10^{-21}$ сек.) по сравнению со временем, которое необходимо нуклону для прохождения расстояния порядка размеров ядра ($\sim 0,3 \cdot 10^{-21}$ сек.). Очевидно также, что при рассмотрении деления нам приходится иметь дело с коллективным типом движения, настолько не похожим на одночастичное явление,

насколько это возможно в ядерной физике.

Едва ли стоит напоминать, что составное ядро, которое обычно приходится рассматривать при делении, может быть образовано попаданием в ядро частицы, поглощением электромагнитного излучения или поглощением отрицательно заряженного мезона; наконец, оно может даже находиться в своем основном состоянии, как в случае спонтанного деления. В составной системе имеет место конкуренция между различными видами распада составного ядра: испусканием частиц, γ -излучением и делением. Энергетические соотношения для этих трех процессов показаны на рис. 1 (стр. 72).

Испускание γ -лучей может происходить либо прямо с переходом в основное состояние составного ядра с испусканием γ -луча γ_1 , либо — в любое из возбужденных состояний с испусканием γ -лучей $\gamma_2, \dots, \gamma_n$. Вероятность перехода с испусканием γ -лучей на определенный более низкий уровень флуктуирует от уровня к уровню в составном ядре даже для близлежащих уровней с одинаковыми спином и четностью (рис. 2). Однако вероятность перехода с испусканием γ -лучей, включающая переходы на все низшие уровни, почти не испытывает этих флуктуаций и имеет обычно порядок величины $\Gamma_\gamma/\hbar \sim 0,040 \text{ эв}/\hbar = 0,040 \text{ эв}/0,6 \cdot 10^{-15} \text{ эв} \cdot \text{сек} = 0,7 \cdot 10^{14}/\text{сек}$ при

*) Расширенное изложение доклада на Международной конференции по ядерным реакциям в Амстердаме в июле 1956 г.

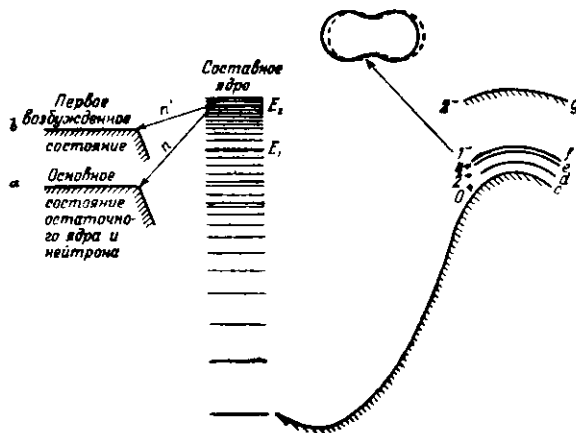


Рис. 1. Сравнение энергетических уровней составного ядра (в центре) с барьерами, соответствующими испусканию нейтрона (слева) и делению (справа). Если составное ядро находится в состоянии с энергией E_1 , испускание нейтронов возможно только с переходом в основное состояние остаточного ядра a . Если составное ядро возбуждено в большей степени, до состояния E_2 , то открыты два канала для испускания нейтронов, оставляющие остаточное ядро или в основном состоянии a , или в первом возбужденном состоянии b . Вероятность процесса испускания нейтронов изменяется с энергией, как показано на рис. 2. Приведенная схема (рис. 1) должна рассматриваться в применении к уровням составного ядра с определенными спином и четностью. Для различных спинов и четностей энергетические уровни будут различны для составного ядра, но останутся теми же для остаточного ядра. Кривая справа для барьера деления в зависимости от параметра деформации α относится к случаю, когда составное ядро четно-четное и находится в состоянии 0^+ . Вероятность деления спадает плавно, если энергия возбуждения составного ядра падает ниже высоты барьера. Она равна 0,5 на вершине барьера и экспоненциально стремится к нулю так же, как для обычного процесса прохождения через барьер, когда энергия падает существенно ниже высоты барьера E_f . Кривая энергии как функция деформации, обозначенная на схеме буквой c , соответствует основному состоянию «внутреннего» или нуклонного движения системы. Не изменяя этого внутреннего состояния движения, можно возбудить коллективные состояния вращения системы, соответствующие уровням с моментом количества движения 2^+ , или 4^+ , или 6^+ и т. д. С небольшой дополнительной затратой энергии можно также возбудить грушевидную деформацию низшего порядка (показанную в верхней части рисунка), соответствующую первому колебательному состоянию. В этом случае колебательная волновая функция антисимметрична по отношению к повороту всей системы на 180° . Следовательно, вращательное состояние должно также быть антисимметричным, и система может иметь лишь вращательные состояния 1^- , 3^- и т. д. Соответствующие потенциальные барьеры деления, обозначенные буквами d , e , f , в действительности не должны были бы появиться на схеме, которая имеет целью описать деление составного ядра в состоянии 0^+ . Однако соответствующий барьер (несколько десятков кэВ над 0^+) определяет скорость деления в том случае, когда составное ядро получается в одном из состояний вида 1^- , или в одном из состояний 2^+ , 3^- , 4^+ и т. д. Когда, наоборот, составное ядро получается в противоположном состоянии, таком как 2^- , деление через нижний делительный канал невозможно. Однако ядро в переходном состоянии может обладать тем или иным возбужденным внутренним состоянием, которое характеризуется более высокой энергией и измененным моментом нуклонного состояния. Буквой g на схеме показан барьер деления для возбужденного внутреннего состояния вида 2^- (вероятно, на величину ~ 1 или 2 МэВ выше 0^+).

Рис. 2. Ширины уровней Г. Существуют флуктуации ширины от уровня к уровню даже для уровней с определенными спином и четностью, лежащими в узком энергетическом интервале ΔE . Флуктуации в ширинах уровней являются наибольшими в том случае, когда рассматриваемая ширина является частичной шириной для единственного канального процесса, например для перехода с испусканием γ -лучей с рассматриваемого уровня на один из более низких уровней или для испускания нейтронов с переходом на определенный уровень остаточного ядра, или для деления, происходящего через определенное внутреннее состояние промежуточного ядра (рис. 1). Для всех этих одноканальных процессов Портер и Томас рассматривают распределение парциальных ширин Г около среднего значения $\bar{\Gamma}$ согласно статистическому закону, указанному наверху слева. Относительно меньшие флуктуации парциальных ширин имеют место, когда рассматриваемые парциальные ширины относятся к многоканальному процессу (рис. 2, наверху справа). Таким образом, парциальная ширина испускания γ -лучей, усредненная по переходам на все более низкие уровни, по-видимому, должна меняться очень мало при переходе от одного резонанса на медленных нейтронах к другому. Теория ядра не может сделать предсказаний о частичной ширине индивидуального уровня для какого-либо определенного процесса. Однако статистическое рассмотрение часто помогает предсказать зависимость средней ширины от энергии. Для отношения средней делительной ширины к расстоянию между уровнями с определенными спином и четностью Бор и Уилер дают формулу

$$\bar{\Gamma}_j/D = N/2\pi,$$

где N —число доступных каналов.

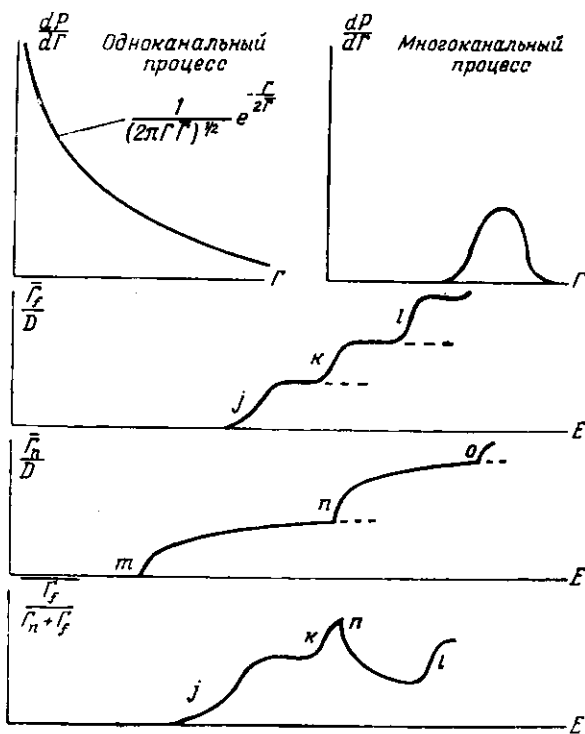
Хилл и Уилер показали, что значение этой величины не возрастает на единицу, когда энергия E составного ядра начинает превосходить высоту барьера E_f нового делительного канала, но что этот подъем описывается формулой

$$N = \frac{1}{1 + \exp 2\pi (E_f - E)/\hbar\omega}.$$

Здесь ω является мерой толщины барьера (ω —является той круговой частотой, которая была бы связана с коллективным движением составного ядра вблизи точки перехода, если бы знак потенциала деформации был изменен на обратный). Величина $\hbar\omega$, вероятно, значительно меньше 1 Мэв . Этот эффект проникновения через барьер сглаживает ступени в $\bar{\Gamma}_j$ и в N , встречающиеся при увеличении энергии. В противоположность этому нейтронные ширины имеют резкие изломы при открытии каждого нового канала (при условии, что испускание s -нейтронов разрешено законами сохранения). В этом случае Γ_n растет пропорционально первой степени скорости испускаемого нейтрона, как показано на схеме. Испускание нейтронов в p -состоянии и в состояниях с более высокими орбитальными моментами становится значительным только при энергиях, намного больших соответствующих порогов. Конкуренция между делением и другими способами рассеяния энергии составного ядра описывается отношением

$$\bar{\Gamma}_f/(\bar{\Gamma}_f + \bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_\gamma).$$

Это отношение нанесено на нижней кривой для энергий порядка 1 Мэв и выше. Здесь радиационная ширина относительно мала и потому опущена. Вероятность деления растет плавно и быстро, по мере того как открываются новые делительные каналы, но испытывает резкое падение, когда открывается новый нейтронный канал, что иллюстрируется нижней кривой схемы [ср. экспериментальные кривые для $\sigma(n, f)$ на рис. 3].



возбуждении, относящемся к обычным случаям деления, вызванного медленными нейтронами.

Когда нейтрон испускается в s -состоянии и остаточное ядро находится в основном состоянии, средняя ширина в этих же случаях порядка

$$\bar{\Gamma}_n = (E_n/1 \text{ эв})^{1/2} \cdot \bar{\Gamma}_n^{(0)} \sim 0,002 \text{ эв} (E_n/1 \text{ эв})^{1/2}.$$

Поскольку испускание медленного нейтрона является одноканальным процессом, индивидуальные нейтронные ширины сильно флуктуируют вокруг этого среднего значения. Измерения индивидуальных ширин (Женевская конференция, 1955 г.) ясно показывают эти флуктуации. Портер и Томас нашли, что ширины следуют с достаточной точностью простому статистическому закону (рис. 2, наверху слева). Ниже на том же рисунке показана ожидаемая зависимость $\bar{\Gamma}_n$ (или отношения $\bar{\Gamma}_n/D$) от энергии с учетом новых каналов, которые открываются в том случае, когда энергии достаточно для образования остаточного ядра в одном из возбужденных состояний.

Для вероятности деления и делительных ширин статистический анализ уже давно дал простую формулу:

$$\bar{\Gamma}_f/D = N/2\pi,$$

где N —эффективное число каналов деления, открытых при данном возбуждении. Недавно получена формула с учетом эффекта прохождения через барьер, приводящая к сглаживанию ступеней в $N(E)$, появившихся по мере того, как становятся доступны новые делительные каналы (рис. 2).

До последнего времени никто не рассматривал серьезно ступенчатую зависимость от энергии средних нейтронных и делительных ширин, как это было предсказано простым статистическим анализом, о котором только что упоминалось. Однако произведенные в последние годы измерения сечения деления в зависимости от энергии нейтронов в области от нескольких сот кэв до 3 Мэв обнаруживают немонотонный ход с характеристической энергией порядка от 50 до 200 кэв , что особенно хорошо показано измерениями Лэмфира и Грина на U^{234} и U^{236} (рис. 3). О. Бор несколько месяцев назад очень естественно объяснил наблюдаемые изломы: сечение по-

вышается, когда открывается каждый новый делительный канал, и спадает, когда открывается каждый новый нейтронный канал (нижняя кривая на рис. 2). В двух случаях можно найти корреляцию между энергией, при которой происходит резкое падение σ_f , и энергией известного возбужденного уровня остаточного ядра.

Теперь мы имеем полное основание рассматривать серьезно детали картины деления, показанные на рис. 1 и 2. Применяя

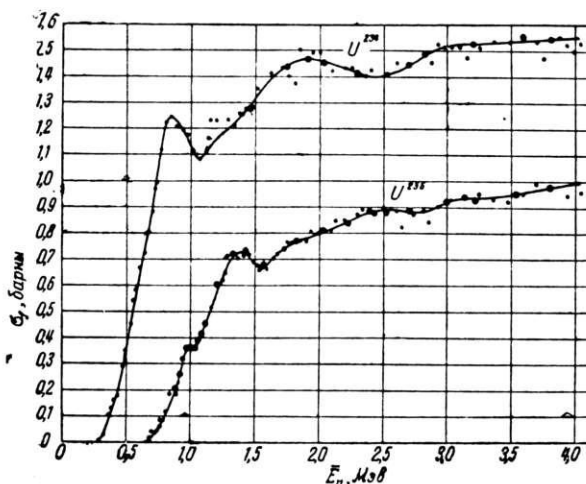


Рис. 3. Экспериментальные результаты Лэмфира и Грина (Phys. Rev. 100, 763, 1955) для сечений деления U^{234} и U^{236} , вызванного нейтронами (ср. нижнюю кривую рис. 2).

эту картину, можно объяснить угловое распределение нейтронов и γ -лучей при вынушенном делении и его зависимость от энергии, что впервые было рассмотрено Бором и Моттельсоном и недавно детально изучено Чейзом и Уилетсом с целью сравнения с интересными наблюдениями Хенкеля и Бролли (ср. доклад Уилетса на этой же конференции). Вторым применением является рассмотрение деления ниже порога. Обычно думают, что ядро Pu^{240} имеет порог деления при энергии нейтронов в несколько сот кэв . Однако формула для эффекта прохождения через барьер (рис. 2) указывает на то, что резкий порог деления отсутствует и что среднее значение делительной ширины быстро, но плавно спадает вблизи и ниже вершины делительного барьера. Конечность делительной ширины при энергии ниже барьера видна особенно хорошо в резонансе при 1 эв для Pu^{240} . В точ-

ном резонансе этот уровень имеет сечение порядка 100 000 барн. По-видимому, поглощение нейтронов на этом уровне почти полностью приводит к захвату. Однако Леонард недавно нашел небольшой резонанс в сечении деления при этой же энергии с значением в максимуме порядка 30 барн. Поэтому вероятность деления не является пренебрежимо малой по сравнению с вероятностью испускания γ -лучей. Наблюдаемая ширина резонанса, равная 30 *ме*, почти целиком обусловлена испусканием γ -лучей. Следовательно, делительная ширина имеет порядок величины: $\Gamma \sim 30$ *ме* (30 барн/100 000 барн) $\sim 10^{-5}$ *эв*.

Среднее расстояние между уровнями составного ядра Pu^{241} при соответствующем возбуждении, вероятно, порядка 50 *эв*, что соответствует величине безразмерного отношения $N_{\text{эфф}} = 2\pi\Gamma_f/D$ порядка $10^{-6} = e^{-14} = e^{-2 \cdot 7}$. Статистическая теория не делает, конечно, никаких предсказаний относительно индивидуальных делительных ширин, но для среднего значения ширины значительно ниже барьера она приводит к формуле

$$N_{\text{эфф}} = 2\pi\bar{\Gamma}_f/D = e^{-2\pi(E_f - E)/\hbar\omega}$$

при $(E_f - E)$ порядка одной, двух или трех сотен *кэв* и при $\hbar\omega$ порядка от 500 до 1000 *кэв*. Если вычислить рассматриваемый экспоненциальный множитель, то его значение может находиться между $e^{-2\pi \cdot 0,1}$ и $e^{-2\pi \cdot 0,6}$. Следовательно, можно ожидать, что характерные делительные ширины Pu^{240} будут существенно больше, чем ширина отдельного уровня, для которого Леонард обнаружил деление.

Существуют, по крайней мере, два пути для объяснения этого противоречия: 1) наблюдаемый уровень относится к классу уровней с ожидаемым средним значением ширины, но случайно (ср. одноканальную формулу для флуктуаций ширин, рис. 2) имеет ширину, значительно меньшую, чем среднее значение; 2) наблюдаемый уровень с предполагаемой характеристикой $\frac{1}{2}^+$ принадлежит к классу уровней, не связанных с нижним делительным каналом. Соответствующий делительный канал имеет энергию на 1 или 2 *Мэв* выше, поэтому вероятность прохождения через барьер очень мала. Нижний делительный канал существует, но он не доступен для составного ядра в состоянии $\frac{1}{2}^+$. Этот нижний канал может иметь, например, спин $3/2^-$. На это внутреннее

состояние накладывается коллективное вращение ядра с очень незначительным увеличением энергии. Следовательно, в связи с этим чисто иллюстративным предположением мы будем иметь группу близко лежащих делительных барьеров с энергией на несколько сот *кэв* больше энергии связи нейтрона. Хотя эти значения спина существенно недостижимы при облучении надтепловыми нейтронами, они могут быть получены при облучении нейтронами с энергией в несколько сот *кэв*. Таким образом, согласно этой картине следует ожидать быстрого роста сечения деления при этих энергиях в соответствии с наблюдениями.

Третьим применением анализа деления по способам распада является объяснение деления U^{235} под действием нейтронов. Этому ядру Бор и Моттельсон приписали спин $7/2^-$ на основании кривых, построенных Нильсоном, для энергии отдельных частиц в зависимости от деформации. В случае облучения медленными нейтронами делящееся ядро находится в одном из состояний 3^- или 4^- . Низший делительный канал четно-четного ядра U^{238} имеет спин 0^+ . При несколько большей энергии находятся каналы 2^+ , 4^+ , 1^- , 3^- и т. д. Из них канал 3^- , очевидно, должен находиться вблизи или ниже тепловой энергии из-за большой способности к делению U^{235} . Наоборот, когда составное ядро образуется в состоянии 4^- , деление должно идти по другому каналу, образованному другим внутренним состоянием составного ядра. Этот канал может находиться выше первых упомянутых каналов на 1 *Мэв* или более. Если канал 4^- находится достаточно выше тепловой энергии, то соответствующий резонанс на медленных нейтронах должен иметь сильно уменьшенную среднюю делительную ширину. Однако внимательное исследование пятнадцати низших резонансов не дает возможности разделить делительные ширины на два определенных класса уровней.

Возникают три возможных различных объяснения:

1) Уровни класса 4^- могут попадаться так редко при тепловой энергии, что случайно первые пятнадцать уровней не включают такого состояния. Статистический анализ плотностей уровней, сделанный Блохом, предполагает, что плотности уровней с моментами количества движения 3 и 4 сравнимы между собой, но это рассмотрение ничего не

говорит об относительных плотностях уровней более узкого класса, например 3^- и 4^- . Таким образом, нет очевидного доказательства, включающего это понятное объяснение эксперимента (В. Сэйлор). Для проверки этого объяснения будет необходимо определение спинов либо путем измерения резонансного рассеяния на поляризованных ядрах (В. Сэйлор), либо, возможно, путем измерения характерного различия между двумя классами уровней в смысле относительной пространственности симметричного деления (см. ниже).

2) Делительные барьеры для двух различных составных ядер могут различаться на 1 Мэв или более и оба барьера тем не менее могут находиться значительно ниже тепловой энергии. Тогда для каждого из двух ядер эффективное число каналов будет равно

$$N_{\text{эфф}} = 2\pi\bar{\Gamma}/D = 1.$$

Очевидно, то обстоятельство, что высота над барьером в одном случае гораздо больше, чем в другом, никоим образом не предполагает различия в средних делительных ширинах для этих двух состояний. Однако это объяснение сталкивается с двумя трудностями: а) наблюдаемое среднее значение делительной ширины $0,075 \text{ эв}$ и предполагаемое среднее расстояние между уровнями для одного вида состояний $D = \frac{1}{2} \cdot 1,3 \text{ эв} = 0,65 \text{ эв}$ соответствуют эффективному числу каналов $N_{\text{эфф}} = 2\pi \cdot 0,075 / 0,65 = 0,7$, которое несколько меньше единицы, что противоречит гипотезе; б) если полностью пренебречь абсолютной величиной средней делительной ширины и рассматривать вместо этого только относительные флуктуации в наблюдаемых делительных ширинах в соответствии с выводами, представленными в верхней части рис. 2, то согласно Портеру и Томасу для эффективного числа каналов получаем почти 2 или, возможно, даже несколько больше чем 2.

3) В качестве третьей попытки объяснения предположим, что канал 3^- находится ниже тепловой энергии на величину, несколько меньшую 1 Мэв . Тогда для состояний 3^- , образованных захватом медленного нейтрона, значение N будет близко к единице; допустим для примера, что $N_3 = 0,9$. Барьер 4^- будет связан с одним или другим возбужденным внутренним состоянием составного ядра. Допустим, опять лишь для примера, что

существуют три таких внутренних состояния, мало различающихся по энергии, причем все три барьера, a , b , c , слегка превышают тепловую энергию. В соответствии с проницаемостью барьеров можно предположить для иллюстрации, что $N_{4a} = 0,4$, $N_{4b} = 0,3$, $N_{4c} = 0,2$. Для упрощения мы пренебрежем разностями энергий между тремя каналами и напомним: $N_{4a} = N_{4b} = N_{4c} = 0,3$. Тогда средняя ширина каналов 4^- будет иметь то же значение, что и средняя ширина каналов 3^- ,

$$\bar{\Gamma}_{f3} = \bar{\Gamma}_{f4} = N_3 (\text{или } 4) \cdot D / 2\pi,$$

что не противоречит наблюдаемой величине $N_{\text{эфф}} = 0,7$. Для оценки флуктуаций в Γ , допустим, что шесть из наблюдаемых уровней являются характерными уровнями 3^- , а девять — уровнями 4^- . Используя функцию флуктуаций Портера—Томаса $F(\nu)$ [где $F(1) = -1,270$; $F(1,63) = -0,729$; $F(3) = -0,369$] для этих характерных распределений ширин, получим:

$$\sum_{\text{шесть уровней } 3^-} \ln \Gamma_3 / \bar{\Gamma} = 6F(1) = -7,620,$$

$$\sum_{\text{девять уровней } 4^-} \ln \Gamma_4 / \bar{\Gamma} = 9F(3) = -3,321.$$

откуда находим:

$$\begin{aligned} \sum_{\text{все уровни}} \ln \Gamma / \bar{\Gamma} &= -10,941 [= 15 F(\nu_{\text{эфф}}) = \\ &= 15 \cdot (-0,729) = 15 F(1,63)]. \end{aligned}$$

Таким образом, чисто иллюстративный анализ уровней с точки зрения феноменологического анализа Портера—Томаса приводит к «эффективному числу каналов с учетом флуктуаций» $\nu_{\text{эфф}} = 1,6$. Этот результат не противоречит измерениям. Известный спад сечения деления U^{235} в интервале от 0 до 1 Мэв можно было бы объяснить с помощью этой картины конкуренцией все большего и большего числа каналов для испускания нейтронов. Проверку этого объяснения можно, по-видимому, сделать после определения спинов (или характеристики асимметрии деления) отдельных уровней.

В качестве четвертого применения анализа деления по способу распада мы рас-

смотрим вопрос о том, возможно ли симметричное деление для четно-четного составного ядра.

Пусть возбуждение достаточно мало, так что значительный вклад в деление вносит только низшая группа каналов 0^+ , 1^- , 2^+ , 3^- , ... с почти одинаковыми делительными барьерами. Допустим, что переходное состояние ядра является состоянием 3^- , образованным 1) из нуклонного состояния 0^+ , 2) из состояния коллективных колебаний, соответствующих первому возбужденному уровню колебаний грушевидного типа (рис. 1, вверху), которые часто определяются параметром деформации α_3 , и 3) из третьего состояния коллективного вращения. Волновая функция для всей системы является симметричной по отношению к перестановке двух концов гантелеобразного составного ядра, так как колебательные и вращательные волновые функции антисимметричны по отношению к этой перестановке. Эта антисимметрия колебательной волновой функции, о которой дают представление известные диаграммы для волновой функции первого возбужденного состояния гармонического осциллятора, соответствует равной нулю вероятности для полностью симметричной формы, $\alpha_3 = 0$. Это обстоятельство заставляет ожидать в этом состоянии нулевую или практически нулевую вероятность симметричного деления. Наоборот, для состояний 0^+ , 2^+ ... с симметричной колебательной волновой функцией α_3 вероятность для симметричного деления может быть малой благодаря другим обстоятельствам, но не будет обязательно нулевой или практически нулевой. Вследствие этого следует ожидать исключительно низкую относительную распространенность продуктов симметричного деления, образованных при резонансах 3^- U^{235} .

О симметричном делении при резонансах 4^- этого же ядра нельзя сделать никаких простых предсказаний без дополнительных сведений о свойствах первых внутренних возбужденных состояний составного ядра. Если уровни 4^- с заметной вероятностью допускают симметричное деление, то тогда представляется простая возможность установить различие между двумя типами уровней. Современная техника (Оклер и Лэндон, Роланд и Ратено, Боллингер) позволяет обнаружить это различие, если оно существует.

Подтверждение некоторых особенностей делительных каналов при рассмотрении асимметрии деления следует из измерений Даффилда (доложенных на этой же конференции) по фотоделению Th^{232} . Для описания наблюдаемых черт рассмотрим сильно упрощенную модель, многие особенности которой, возможно, в дальнейшем потребуют изменения для согласования с другими свойствами данного ядра.

Предположим, что фотопоглощение в основном состоянии 0^+ Th^{232} происходит главным образом за счет электрического дипольного компонента падающего излучения, что приводит к возбужденному состоянию 1^- , и, во-вторых, за счет магнитного дипольного поглощения, приводящего к возбужденному состоянию 1^+ . При сравнении мы пренебрежем квадрупольным поглощением и поглощением высшей мультипольности при возбуждениях от 4 Мэв до 10 Мэв , которые имеют место в этих экспериментах. Канал 1^- будет иметь практически тот же порог деления, что и канал 0^+ , и будет соответствовать нулевой или почти нулевой вероятности симметричного деления. Канал 1^+ относится к состоянию внутреннего возбуждения, энергия которого, по-видимому, больше на 1 или 2 Мэв . Допустим, что этот канал приводит к малой, но заметной распространенности симметричного деления.

Рассматривая конкуренцию между процессами деления и испускания нейтронов, мы предполагаем, что остаточное ядро Th^{231} в своем основном состоянии имеет такие спин и четность, что в состоянии 1^+ составного ядра легко испускаются нейтроны над нейтронным порогом $E_n = 6,3\text{ Мэв}$, в то время как в состоянии 1^- это затруднено. В этой связи мы ожидаем, что обычное асимметричное деление будет расти приблизительно экспоненциально с энергией γ -лучей. Этот рост будет замедляться около и выше энергии E_n , частично вследствие асимптотического приближения N_γ к единице и частично за счет увеличения вероятности испускания нейтрона из состояния 1^- в области энергий выше E_n на $\frac{1}{2} - 1\text{ Мэв}$.

Мы ожидаем, что симметричное деление будет весьма мало вероятным, но будет экспоненциально расти как раз до энергии E_n , при которой будет испытывать сильное падение вследствие конкуренции

Т а б л и ц а

Оценка Фонгом энергии возбуждения осколков в момент разделения при делении U^{235} нейтронами

Характер деления	Разность масс начального ядра и осколков деления ΔM , Мэв	Энергия недеформированных соприкасающихся сфер, Мэв	Энергия деформации осколков деления, Мэв	Энергия, оставшаяся на возбуждение осколков, Мэв
Несимметричный	201	176	14	12
Симметричный	199	180	13	7

Дополнительное возбуждение, увеличивающее вероятность несимметричного деления, равно 5 Мэв.

процесса испускания нейтронов, и затем будет продолжать вновь экспоненциально расти на гораздо более низком абсолютном уровне в интервале 1 или 2 Мэв до тех пор, пока не будет достигнут соответствующий барьер и Γ , не упадет. Отношение вероятностей симметричного и несимметричного деления, полученное при этом рассмотрении, ведет себя качественно в согласии с результатами Даффилда.

Обращаясь к другой важной теме этого доклада, а именно к распределению осколков деления по массам, следует заключить из существования одноканального деления, что правильным является давно высказанное утверждение о том, что распределение по массам определяется не на стадии прохождения через делительный барьер, а значительно позднее, приблизительно в момент действительного разделения. Слегка деформированное составное ядро не имеет возможности «предвидеть» существование и распределение по энергиям конечных продуктов деления. Другими словами, парциальные волновые функции, описывающие разлетающиеся продукты деления, следует понимать как тесно связанные друг с другом части единой волновой функции, которая относится к одному начальному состоянию составного ядра и одному каналу в промежуточном состоянии. В принципе можно было бы выяснить эту связь с помощью соответствующих интерференционных экспериментов. На практике число исходящих парциальных волн так велико, что такие интерференционные эксперименты становятся, очевидно, чрезвычайно сложными из-за большого числа возможных состояний возбуждения осколков деления даже одинаковой массы.

Фонг связал число возможных состояний с относительной вероятностью данного типа деления. Расчет числа возможных состояний в момент разделения является более трудной задачей. Он требует знания: 1) формы двух осколков в момент разделения и 2) энергии возбуждения, приходящейся на два осколка.

Фонг применил модель двух деформированных соприкасающихся сфер и вычислил электрическую и поверхностную энергию этой конфигурации (см. таблицу) в предположении, что можно пренебречь оболочечными эффектами для ядерных радиусов и ядерных деформаций.

Этот анализ предполагает, что при симметричном делении кинетическая энергия больше, чем при несимметричном делении, что противоречит существующим не вполне убедительным представлениям (Брантон и Ханна, Стейн). Баланс энергии настолько сложен, что не совсем ясно, законно ли пренебрежение оболочечными эффектами при подсчете энергии в данном случае. Фонг в значительной степени привнес во внимание оболочечные эффекты при оценке ΔM (см. таблицу) и нашел, что они устраняют преобладание симметричного деления, ожидаемое при упрощенной оценке ΔM .

В поучительном анализе Фонга неявно предполагается, что кинетическая энергия, соответствующая делительным степеням свободы, составляет в полной энергии такую же долю, как и энергия внутреннего возбуждения осколков. Как показал Фонг, отсюда следует, что эта кинетическая энергия не равна 7–12 Мэв, как указано в таблице, а скорее близка к $\frac{1}{2}(kT) \sim 0,5$ Мэв. Другими словами, осколки разделяются подобно вязким каплям, а не каплям идеальной жидкости.

Медленность разделения, связанная с этой «вязкой моделью деления», оставляет достаточно времени для образования различных типов коллективной деформации осколков, рождающихся в момент деления. Следовательно, можно ожидать большого разнообразия форм в момент действительного разделения, тогда как в анализе Фонга принята

одна форма. С этим разнообразием форм будет связано большое разнообразие значений кинетической энергии разделения осколков даже при вполне определенных массах. Наоборот, предположению о существовании одной формы при разделении соответствует относительно малый разброс кинетических энергий. Эксперименты (Брантон и Ханна, Личман, Козн) показывают, что разброс кинетических энергий составляет около 11% от ~ 167 Мэв. Можно заключить, что статистическая теория распределения масс при делении даст непротиворечивые предсказания только в том случае, если она допустит обилие форм при разделении, а также

множество путей образования каждой формы.

В настоящее время следует обратить внимание на важную регулярность в делительных барьерах, скоростях спонтанного деления и в асимметрии деления, что отмечено недавно Святецким, а также на поразительное открытие Феерхоллом того факта, что висмут делится преимущественно симметричным образом.

Докладчик приносит благодарность О. Бору, Д. Юзу, Р. Личману, А. Паппасу, В. Сэйлору, В. Святецкому и другим коллегам за ценные обсуждения.

Поступила в редакцию 6 VIII 1956 г.