

Исследование γ -квантов, излучаемых при захвате ядрами протонов, также неоднократно использовалось для определения спинов и четностей возбужденных ядерных состояний (см., например, [40]).

§ 81. Фотоядерные реакции

Фотоядерными реакциями называются процессы взаимодействия высокоэнергетических фотонов с ядром, сопровождающиеся испусканием одного или нескольких γ -квантов, нейтронов, протонов и др.

Большинство экспериментов, относящихся к фотоядерным реакциям, выполняется с тормозным излучением, которое образуется при торможении быстрых электронов. Спектр энергии тормозного излучения является непрерывным, ограниченным сверху максимальной энергией E_0 (равной кинетической энергии электронов). Непрерывный спектр энергии γ -излучения затрудняет интерпретацию результатов экспериментов.

Обычно определяют зависимость выхода соответствующей реакции от максимальной энергии фотонов (E_0). Проведя измерения при многих значениях E_0 и зная энергетическое распределение фотонов в тормозном спектре и энергетическую чувствительность приборов, регистрирующих интенсивность излучения, можно вычислить эффективные сечения соответствующих реакций. В других менее точных, но более простых методах выход реакции определяется как функция некоторой эффективной энергии тормозного излучения, которая находится из дополнительных экспериментов.

Для простоты здесь мы рассмотрим только случай монохроматического γ -излучения.

В ядерных реакциях, вызываемых фотонами энергии, меньшей 50 Мэв, основные значения могут иметь только $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы, сопровождающиеся поглощением излучения. Переходы более высокой мультипольности не играют существенной роли.

У легких четно-четных ядер с равным числом протонов и нейтронов ($T_3 = 0$) большое значение могут иметь правила отбора по изотопическому спину, которые были указаны в § 73. У ядер с $T_3 = 0$ возможны электрические дипольные переходы только при $\Delta T = \pm 1$. Основное состояние этих ядер имеет спин, равный нулю, и положительную четность (0^+). Если обозначить E_1 энергию нижайшего возбужденного состояния таких ядер с изотопическим спином $T = 1$, то процесс поглощения γ -излучения должен удовлетворять следующим правилам [41].

а) При энергии γ -квантов ($\hbar\omega$), меньшей E_1 , может поглощаться излучение типа $M1$ с переходом в состояния положительной четности с полным моментом $J = 1$ ($T = 0$) или типа $E2$ с переходом в состояния $J = 2$ ($T = 0$) положительной четности.

б) Для энергии γ -квантов, большей E_1 , возможно поглощение излучения типов $E1$, $E2$ и $M1$. Такое поглощение может сопровождаться

выбросом дейтронов ($T=0$) или α -частиц ($T=0$) только в том случае, если $\hbar\omega - E_1$ больше или равно энергии связи таких частиц в ядре.

Для нечетно-нечетных ядер с $T_3 \neq 0$ правила отбора по изотопическому спину менее существенны. В этом случае интересные выводы могут быть сделаны [41] относительно соотношения между реакциями (γ, np) и (γ, d) . Если при поглощении излучения типа $E1$ с переходом ядра в состояние с $T=1$ энергия γ -кванта $\hbar\omega$ недостаточна для того, чтобы при испускании дейтрона конечное ядро осталось в состоянии $T=1$, то испускаться будут нейтрон и протон в состоянии с изотопическим спином 1, которое соответствует отсутствию связи между n и p .

Дипольное электрическое поглощение ($E1$) с точки зрения отношения λ/R должно быть больше квадрупольного излучения $E2$ в $(\lambda/R)^2$ раз, однако большая корреляция положений нейтронов и протонов в ядре значительно уменьшает матричный элемент, соответствующий дипольному поглощению, и при малых энергиях фотонов вероятность квадрупольного поглощения становится больше вероятности дипольного поглощения. При энергиях фотонов, превышающих 9 Мэв для тяжелых ядер и 17 Мэв для легких, дипольное поглощение превышает квадрупольное.

Следует, конечно, иметь в виду, что отсутствие дипольных переходов при поглощении γ -квантов малых энергий может быть обусловлено правилами отбора. У многих ядер первые возбужденные уровни имеют четность, совпадающую с четностью основного состояния, и такие уровни не могут возбуждаться дипольным электрическим излучением.

Ядерные реакции (γ, α) , (γ, n) и (γ, p) , вызываемые квадрупольным электрическим поглощением, наблюдаются в том случае, когда они имеют достаточно выраженный порог, лежащий ниже области энергий, при которых становится более вероятно дипольное поглощение. Наиболее часто это наблюдается в реакциях (γ, α) .

На рис. 66 приведена зависимость эффективного сечения реакции (γ, n) от энергии γ -квантов для ядра N^{14} , у которого эта реакция в области $10,5 - 17 \text{ Мэв}$ соответствует квадрупольному поглощению, а второй большой максимум соответствует дипольному поглощению [42]. Максимум в сечении поглощения γ -квантов углеродом C^{12} соответствует дипольному поглощению.

Экспериментальные кривые, выражающие сечение фотоядерных реакций от энергии фотонов, обычно имеют вид широких размытых максимумов. Такой характер кривых (в случае легких ядер) возможно не всегда обусловлен природой явления, а лишь отражает трудности экспериментального определения зависимости сечений от энергии фотонов при использовании источников излучения с непрерывным спектром. Например, улучшение методики измерения позволило наблюдать [43] тонкую структуру кривой реакции (γ, n) на ряде легких ядер Li^7, F^{19} ,

C^{12} , O^{16} . Эти эксперименты показали, что поглощение фотонов легкими ядрами происходит при возбуждении вполне определенных уровней ядра. Большинство из обнаруженных резонансов соответствовало электрическому дипольному поглощению. В работе [44] отмечается дискретный характер поглощения фотонов и на ядрах Cu , Zn , Ag .

Порог фотоядерной реакции (γ, n) может отличаться от энергии связи нейтрона в ядре, если спины ядра мишени и ядра, остающегося после испускания нейтрона, значительно отличаются друг от друга, так как в этом случае для возможности испускания нейтрона ядро надо

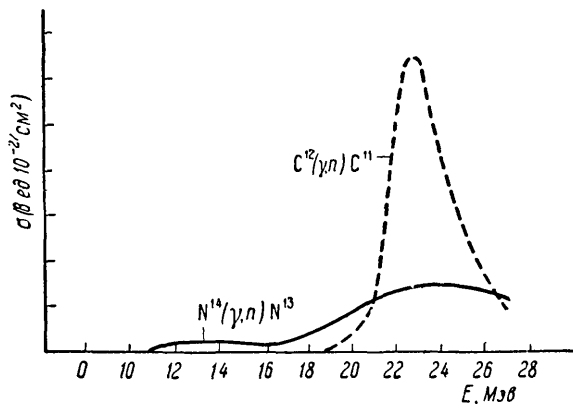


Рис. 66. Зависимость сечений реакций $N^{14}(\gamma, n)N^{13}$ и $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ от энергии γ -квантов.

возбудить до более высоких энергетических состояний, обладающих соответствующим спином.

Фотоядерные реакции вызываются в основном поглощением дипольных γ -квантов. Зависимость сечения фотоядерных реакций от энергии имеет хорошо выраженный резонансный характер. Эффективное сечение поглощения в максимуме составляет примерно 0,1 барн. Положение максимума сечения (E_m) соответствует примерно энергии 22 Мэв у легких ядер и с ростом массового числа A постепенно сдвигается в сторону меньших энергий до значения 14 Мэв. Уменьшение E_m с ростом A можно выразить эмпирической формулой $E_m \sim A^{-0,2}$. Ширина резонансов (ширина на половине высоты) изменяется в пределах от 1,7 до 7,9 Мэв. Эффективное сечение поглощения спадает сравнительно круто от своего максимального значения. Интеграл по энергии от эффективного сечения $\int \sigma(\epsilon) d\epsilon$ пропорционален атомному весу.

Вопрос о механизме дипольного электрического поглощения в ядре, приводящий к указанному выше широкому резонансу, называемому «гигантским резонансом», многократно обсуждался в литературе.

В 1945 г. А. Б. Мингал [45] предложил в качестве причин дипольного поглощения рассматривать возбуждение колебаний центра инерции всех протонов относительно центра инерции всех нейтронов. Пользуясь правилом сумм для матричных элементов дипольных переходов и значением дипольной поляризуемости ядерного вещества, полученным из полуэмпирической формулы Вайцзекера для энергии связи, Мингал оценил «центры тяжести» для энергий дипольных переходов и получил значения 14 и 16 *Мэв* соответственно для $A=240$ и $A=200$.

В работе Гольдгабера и Теллера [46] рассматривалось три различных приближения для описания классических гармонических колебаний нейтронов относительно протонов: а) каждый протон и каждый нейтрон совершают колебания около своих положений равновесия подобно ионам в кристаллической решетке; б) протоны и нейтроны совершают колебания друг относительно друга как две сжимаемые жидкости; в) протоны и нейтроны совершают колебания как несжимаемые жидкости. При этом оказалось, что положение максимума сечения E_m не зависит от A для случая а), $E_m \sim A^{-1/2}$ для случая б) и, наконец, $E_m \sim A^{-1/3}$ для случая в). Таким образом, модель взаимных колебаний несжимаемых протонной и нейтронной жидкостей позволяла при соответствующем подборе параметров объяснить зависимость E_m от массового числа. Штейнведель и Енсен [47] рассматривали протоны и нейтроны как две гидродинамические жидкости и получили для резонансной частоты и интеграла по энергии от эффективного сечения результаты:

$$\hbar\omega = 60A^{-1/2} \text{ Мэв}, \quad \int \sigma(\varepsilon) d\varepsilon = 0,0065A \text{ Мэв} \cdot \text{барн}.$$

В работе Ферентца, Гелл-Манна и Пайнса [48] на основе квантово-механического рассмотрения системы многих тел были исследованы резонансные колебания протонов и нейтронов как колебания плазмы; при этом получено, что $E_m = 80A^{-1/2}$.

Согласно указанным выше теориям энергия возбуждения, полученная при поглощении фотона, распределяется между всеми нуклонами ядра и испускание α -частиц, нейтронов и протонов должно происходить обычным механизмом испарения. Так, например, эффективное сечение реакции (γ, p) должно выражаться формулой

$$\sigma(\gamma, p) = \sigma(\gamma) W_p,$$

где $\sigma(\gamma)$ — эффективное сечение поглощения γ -лучей и W_p — отношение вероятности испускания протонов к суммарной вероятности испускания всех частиц.

Эти выводы теории не вполне согласуются с экспериментом. Расхождения особенно велики для случая средних и тяжелых ядер. Так, в работе Томса и Стефенса [49] указывается, что выход протонов в реакции (γ, p) (для фотонов энергии $\sim 7-9$ *Мэв*) превышает выход, ожидаемый согласно теории испарения в 17 раз для Bi , в 1300 раз для Pb^{208} , в 110 раз для Ta , в 170 раз для Ce . Эти расхождения

возможно указывают на то, что испускаемые протоны получают энергию непосредственно от фотонов.

В § 73 и 74 были получены формулы для вероятности испускания ядром мультипольного электромагнитного излучения. Для определения вероятности поглощения мультипольного излучения можно использовать то, что процесс поглощения является процессом, обратным испусканию, и связан с ним теоремой взаимности (§ 51). Вследствие теоремы взаимности вероятность спонтанного испускания ядра равна вероятности поглощения, если интенсивность падающего электромагнитного излучения при поглощении соответствует одному кванту для каждого собственного колебания поля излучения. Поэтому, чтобы получить эффективное сечение поглощения, надо разделить вероятность испускания на плотность потока фотонов в электромагнитном излучении, интенсивность которого определена выше. Плотность потока фотонов для излучения мультипольности 2^J равна $\frac{2k^2}{\pi^2(2J+1)}$, а вероятность дипольного излучения

$$P_{ba} = \frac{16\pi e^2 k^3}{9\hbar} B(E1);$$

поэтому эффективное сечение дипольного поглощения при переходе $a \rightarrow b$ будет равно

$$\sigma_{ab}(E1) = \frac{8\pi^3 c^2 k}{3\hbar} B(E1), \quad (81,1)$$

где приведенная вероятность дипольного перехода

$$B(E1) = \sum_m | \langle b | \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} r_{\alpha} Y_{1m}(\theta_{\alpha}, \varphi_{\alpha}) | a \rangle |^2 = \frac{3}{2\pi} | \langle b | \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} z_{\alpha} | a \rangle |^2. \quad (81,2)$$

При выводе (81,2) мы использовали равенство $r_{\alpha} Y_{1m} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} r_m$ и то, что в плоской падающей волне из-за поперечности поляризации присутствуют только состояния с $m = \pm 1$, матричные элементы для которых одинаковы. Далее $\epsilon_{\alpha} = 1$ для протона и равно нулю для нейтрона.

Координаты z_{α} в (81,2) отсчитываются от центра инерции ядра: $z_0 = A^{-1} \{ \sum_p z'_p + \sum_n z'_n \}$, поэтому

$$\sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} z_{\alpha} = \sum_p (z'_p - z_0) = \frac{N}{A} \sum_p z'_p - \frac{Z}{A} \sum_n z'_n,$$

и сечение поглощения (81,1) принимает вид

$$\sigma_{ab} = \frac{4\pi^2 e^2 k}{\hbar} \left\{ \left(\frac{N}{A} \right)^2 \sum_p | \langle b | z'_p | a \rangle |^2 + \left(\frac{Z}{A} \right)^2 \sum_n | \langle b | z'_n | a \rangle |^2 \right\}. \quad (81,3)$$

Введем далее силу осциллятора перехода $a \rightarrow b$ с помощью обычного соотношения:

$$f_{ba} \equiv \frac{2M(E_b - E_a)}{\hbar^2} |(b|z|a)|^2; \quad (81,4)$$

тогда интеграл по энергии от эффективного сечения дипольного поглощения может быть выражен с помощью (81,1) — (81,3) через сумму сил осцилляторов всех дипольных переходов:

$$\int \sigma_{ab} d\varepsilon = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar N Z}{McA} \sum_b f_{ba}. \quad (81,5)$$

Если силы, действующие между нуклонами, относятся к обычным (необменным) силам, то скорости зарядов совпадают со скоростью нуклонов; поэтому

$$(b|z|a) \equiv z_{ba} = \frac{\hbar}{i\mu(E_b - E_a)} p_{ba}, \quad (81,6)$$

где p_{ba} — матричный элемент оператора импульса, и (81,4) можно написать в виде

$$f_{ba} = \frac{1}{i\hbar} (z_{ab} p_{ba} - p_{ab} z_{ba}),$$

из которого сразу же следует хорошо известное в теории атомных спектров правило сумм:

$$\sum_b f_{ba} = \frac{1}{i\hbar} (\hat{z}\hat{p} - \hat{p}\hat{z})_{aa} = 1, \quad (81,7)$$

если учесть перестановочные соотношения между операторами импульса и координаты. В этом случае правило сумм принимает вид *)

$$\int \sigma_{ab} d\varepsilon = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} \approx 0,058 \frac{NZ}{A} \cdot 10^{-24} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2. \quad (81,8)$$

При наличии обменных сил, приводящих к обмену зарядом между нуклонами, скорость заряда больше скорости нуклонов и сумма (81,7) становится больше единицы. Предполагая, что обменные силы составляют некоторую долю x от обычных сил, Левингер и Бете [50] вычислили поправку к правилу сумм (81,7) и получили

$$\int \sigma_{ab} d\varepsilon = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} (1 + 0,8x). \quad (81,8a)$$

Согласие экспериментальных значений интегралов по энергии от эффек-

*) Общее исследование правил сумм для сечений фотоядерного эффекта проводилось в работах Ю. К. Хохлова [67].

тивных сечений поглощения γ -излучения с формулой (81,8) подтверждает представление о том, что дипольное поглощение является главным механизмом в явлении фотоядерного эффекта.

Большой интерес представляет работа Гелл-Манна, Гольдбергера и Тирринга [65], в которой на основе общего принципа причинности выведена формула для правила сумм, включающая переходы всех мультипольностей. В этой работе показано, что величина интеграла по энергиям от сечения поглощения γ -лучей ядрами определяется формулой

$$\int_0^{\infty} \sigma d\varepsilon = 2\pi^2 \frac{ZNe^2\hbar}{AMc} \left(1 + 0,1 \frac{A^2}{NZ} \right).$$

Верхний предел интеграла соответствует энергии порога образования мезонов. Первое слагаемое правой части относится ко всем процессам поглощения фотонов, протекающим без участия мезонов; второе слагаемое ответственно за все мезонные эффекты, например обменные ядерные силы, видоизменение нуклонных токов мезонным полем и т. д.

Для объяснения большого выхода высокоэнергетических протонов в фотоядерных реакциях и их углового распределения Уилкинсон [8] в последнее время развил теорию фотоядерного эффекта, на основу которой положено предствление о том, что первым актом фотоядерной реакции является возбуждение однонуклонных состояний. При этом в возбуждении участвуют не только нуклоны внешних незаполненных оболочек, но и нуклоны, входящие в состав полностью заполненных оболочек. Так как число нуклонов, входящих в состав заполненных оболочек, превышает число внешних нуклонов, то основной вклад в фотоядерную реакцию должны давать именно нуклоны заполненных оболочек. При переходе в высоковозбужденное состояние, соответствующее энергии возбуждения, превышающей энергию связи нуклона с ядром, нуклон может либо покинуть ядро (этот процесс будет соответствовать прямому фотоэффекту), либо передать свою энергию другим нуклонам (за счет взаимодействия с ними) и образовать составное ядро, которое затем распадается обычным механизмом испарения. Оба механизма приводят к значительному уширению уровней высоковозбужденных состояний. При этом основной причиной уширения уровня, по-видимому, следует считать эффект взаимодействия с другими нуклонами, приводящий к перераспределению энергии однонуклонного возбуждения по всем степеням свободы ядра. Величина этого уширения может быть оценена по значению мнимой части комплексного оптического потенциала для соответствующей энергии нуклона, которая обусловлена также этим эффектом перераспределения энергии. В модели Уилкинсона грубость модели однонуклонных возбуждений частично исправляется учетом ширины уровней. Вероятность прямого фотоэффекта из состояний с большим орбитальным моментом сильно уменьшается из-за большого центробежного барьера. По оценке Уилкинсона в ядре олова наиболее существенные переходы относятся к типу $1g \rightarrow 1h$; при этом

даже для нейтрона, энергия возбуждения которого превышает энергию связи на 5 Мэв , уширение за счет испускания равно только 500 кэв , что значительно меньше полной ширины уровня.

Нуклоны, испускаемые в результате прямого фотоядерного эффекта, уносят большую энергию. Их угловое распределение должно отличаться от изотропного. Нуклоны же, испускаемые после перераспределения энергии однонуклонного возбуждения по всем степеням свободы ядра, должны иметь малую энергию ($1 < 2 \text{ Мэв}$), и их распределение по энергии должно быть близким к максвелловскому. Эти качественные выводы теории подтверждаются экспериментом [66].

§ 82. Возбуждение ядер кулоновским полем тяжелых заряженных частиц

Если энергия относительного движения тяжелой заряженной частицы заряда Z_a меньше энергии кулоновского барьера ядра заряда Z_A , равной

$$E_B = \frac{Z_A Z_a e^2}{R}, \quad (82,1)$$

где R — эффективный радиус взаимодействия, равный сумме радиуса ядра и радиуса частицы, то вероятность проникновения частицы в область действия специфических ядерных сил будет очень малой. В этом случае возможно возбуждение ядра путем электромагнитного взаимодействия ядра и частицы. Такое взаимодействие может быть рассмотрено методом теории возмущений.

Вероятность возбуждения ядер электромагнитным полем заряженной тяжелой частицы была впервые рассчитана К. А. Тер-Мартirosяном [51] на основе полуклассического метода, при котором предполагается, что налетающая частица движется по классической траектории. Такое классическое описание возможно при условии

$$\eta \equiv \frac{Z_a Z_A e^2}{\hbar v} \gg 1,$$

где v — относительная скорость движения частицы и ядра. Условие квазиклассичности всегда выполняется, если энергия относительного движения частицы и ядра меньше высоты кулоновского барьера. При этом скорость частицы мала по сравнению со скоростью света, поэтому взаимодействие частицы с ядром можно считать чисто кулоновским, так как влияние магнитного поля будет ничтожно мало.

Выберем начало координат в центре ядра. Если налетающую частицу рассматривать как точечную и обозначить $r_p(t)$ радиус-вектор ее траектории, то оператор взаимодействия ядра и частицы можно записать в виде

$$H'(t) = \int \rho(r) \varphi(r, t) dr, \quad (82,2)$$