

Итак, дифференциальное эффективное сечение электрического дипольного фоторасщепления дейтрона в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил определяется окончательно выражением

$$d\sigma_f(E1) = \frac{2}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \beta \left(\frac{k}{\beta^2 + k^2} \right)^3 \sin^2 \theta d\Omega. \quad (79,12a)$$

Вблизи порога ($k \ll \beta$) дифференциальное сечение (79,12a) растет с энергией как $k^3 \sim (\hbar\omega - E_d)^{3/2}$ и достигает максимума при $k = \beta$, т. е. при $\hbar\omega = \frac{2\hbar^2\beta^2}{M} = 2E_d$, а затем снова уменьшается.

В отличие от сферически симметричного распределения продуктов фотомангнитного расщепления эффективное сечение (79,12a) характеризуется анизотропией, определяемой $\sin^2\theta$, где θ — угол между направлением разлета нейтрона и протона и направлением падения γ -квантов.

Максимум в сечении при энергии фотонов, в 2 раза превышающей энергию порога, не является резонансным, а соответствует тому, что значение $k = \beta$ есть наиболее вероятное значение относительного импульса нейтрона и протона в дейтроне в состоянии, описываемом волновой функцией (79,10).

Электрическое и магнитное фоторасщепления можно экспериментально различить по угловому распределению продуктов реакции. При энергиях $\hbar\omega$, близких к порогу, преобладает магнитное дипольное расщепление; при энергиях, соответствующих $k^2 \gg \beta^2$, наоборот, преобладает электрическое дипольное расщепление; при этом

$$\frac{\sigma_f(M1)}{\sigma_f(E1)} \sim \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2 \frac{\beta\alpha_s - 1}{\alpha_s^2} (\mu_n - \mu_p)^2.$$

Следует, конечно, заметить, что при энергиях $\hbar\omega$, превышающих примерно $10 M\text{эв}$, становится существенным поведение волновых функций в области действия ядерных сил, растет роль квадрупольного электрического излучения, а при расчете поглощения магнитного излучения, могут проявиться поправки, связанные с мезонными токами. Многочисленные попытки распространения теории на эту область энергии опираются на конкретные предположения о силах, действующих между протоном и нейтроном.

§ 80. Захват нуклона ядром и испускание гамма-лучей

Возбуждение ядра с последующим испусканием γ -лучей может осуществляться при резонансном захвате ядром нейтронов, протонов и α -частиц. Реакции (n, γ) наиболее эффективны при малых энергиях нейтронов. Реакции (p, γ) и (α, γ) наблюдаются в энергетической области, которая ограничена со стороны малых энергий условием, чтобы частица могла проникнуть через кулоновский барьер; со стороны больших энергий ограничение сводится к требованию, чтобы энергия

возбуждения ядра была недостаточна для испускания нейтрона. Кроме того, верхний предел энергий падающих частиц ограничивается также условием разрешения резонансов. Захват ядром дейтрона или трития приводит обычно к столь большим энергиям возбуждения, что сопровождается в основном испусканием нуклонов, а не γ -квантов.

Исследование γ -лучей в реакциях захвата позволяет судить о свойствах энергетических уровней (спине, четности и изотопическом спине) ядер. Наиболее полные данные могут быть получены, если наряду с реакциями захвата исследуются реакции неупругого рассеяния.

При радиационном захвате нейтронов нечетно-четным ядром образуется нечетно-нечетное ядро. Эти ядра за исключением H^2 , Li^6 , B^{10} , N^{14} , V^{50} , Lu^{176} являются радиоактивными. Энергетические уровни нечетно-нечетных ядер обладают интересными особенностями. В последнее время уровни энергии этих ядер изучались Л. В. Грошевым и А. М. Демидовым [30]. При интерпретации экспериментальных данных они исходили из предположения, что малые возбужденные состояния нечетно-нечетных ядер определяются состояниями нечетного нейтрона и нечетного протона. Если предположить, что полные моменты количества движения нейтрона j_n и протона j_p в таких ядрах сохраняются, то полный момент количества движения ядра может принимать несколько значений в соответствии с законом сложения моментов

$$|j_p - j_n| \leq J \leq j_p + j_n. \quad (80,1)$$

Все состояния с разными значениями J , соответствующими (80,1), имеют одинаковую четность и могут отличаться по энергии из-за взаимодействия между нуклонами. Можно ожидать, что разность энергии этих состояний должна быть мала, если орбитальные моменты нечетных нуклонов различны, и значительно больше в тех случаях, когда они одинаковы. Совокупность энергетических состояний, соответствующих разным значениям J при заданных j_n и j_p , Грошев и Демидов назвали *ядерным мультиплетом*.

Если протон или нейтрон в нечетно-нечетном ядре имеют момент количества движения равный $\frac{1}{2}$, то основное и первое возбужденное состояния должны образовать ядерный дублет. Такой дублет ясно выражен в ядре Al^{28} , где протон и нейтрон находятся соответственно в состоянии $d_{3/2}$, $s_{1/2}$. Основное состояние ядра Al^{28} имеет спин 3 и положительную четность, первое возбужденное состояние отстоит от основного на 29 кэв и характеризуется спином 2 и положительной четностью, а следующее возбужденное состояние находится при энергии 970 кэв. Аналогичный дублет имеется у фосфора P^{32} (состояния нуклонов $s_{1/2}$ и $d_{3/2}$). Основное и первое возбужденное состояния ядра фосфора отстоят друг от друга по энергии на 77 кэв и характеризуются соответственно спинами и четностями 1^+ и 2^+ . Следующий возбужденный уровень находится при 570 кэв.

Если моменты нечетного протона и нечетного нейтрона равны или больше $3/2$, то наблюдаются мультиплеты более высокого порядка. Они особенно хорошо выражены у ядер, нечетный протон и нечетный нейтрон которых относятся к состояниям с различным l , когда взаимодействие нейтрона и протона не очень велико и величина расщепления не превышает расстояния между уровнями, относящимися к другим возбуждениям.

При исследовании γ -лучей, испускаемых после захвата медленных нейтронов, можно определять параметры резонансных уровней, соответствующих энергиям возбуждения ядра около $6-7$ Мэв. Так, например, путем исследования относительного числа γ -квантов как функции энергии падающих нейтронов в работе [31] измерялось эффективное сечение захвата и положение резонансов в сечении захвата. Было показано, что такой метод является более чувствительным для определения параметров формул Брейта—Вигнера, чем методы, основанные на исследовании рассеяния или ослабления пучка нейтронов при прохождении изучаемого вещества (см. § 56). Особенно полезен этот метод для обнаружения уровней захвата при относительно высокой энергии, когда вероятность захвата мала.

Ядро, образующееся в результате захвата медленного нейтрона, переходит в основное состояние путем излучения каскада γ -квантов. В легких ядрах, имеющих малое число возбужденных уровней, обычно излучается только один квант, который соответствует переходу в основное состояние. В более тяжелых ядрах переход в основное состояние может происходить как непосредственно, так и путем ряда последовательных переходов. Наибольшая энергия γ -квантов (с точностью до малой поправки на энергию отдачи) равна энергии связи нейтрона с ядром мишенью. В таблице 29 приведены значения энергии γ -квантов, соответствующих переходу на основной уровень в некоторых легких ядрах, получаемых при захвате нейтрона.

Т а б л и ц а 29

Элемент	ϵ_{γ} , Мэв	Элемент	ϵ_{γ} , Мэв
H ²	2,230	C ¹³	4,949
H ³	6,251	N ¹⁵	10,832
Li ¹⁰	6,816	F ²⁰	6,63

При захвате нейтрона средними и тяжелыми ядрами излучается большое число γ -квантов, поэтому их спектр имеет сложную, плохо разрешимую структуру. Форма спектра γ -квантов зависит от относительной вероятности переходов между различными уровнями ядра, от числа и расположения уровней.

Исследование γ -спектров захвата представляет большой интерес, так как позволяет установить положение и основные характеристики

ядерных уровней. Исследования γ -спектров, испускаемых при захвате медленных нейтронов, в последнее время проведены Кинси с сотрудниками [32, 33] и Грошевым и Эстулиным с сотрудниками [34—37]. Для исследования γ -спектров Кинси с сотрудниками использовал магнитный спектрометр, анализирующий электронные пары, образованные γ -квантами. Исследовались γ -лучи с энергией, превышающей 3 Мэв. Грошев с сотрудниками использовал для измерения энергии и интенсивности γ -лучей магнитный спектрометр, анализирующий комптоновские электроны. Это позволило проводить исследования γ -лучей в области энергии от 0,3 до 12 Мэв. Эстулин с сотрудниками использовали однокристалльный люминесцентный спектрометр в энергетическом интервале 50—500 кэв.

При исследовании γ -лучей, полученных в реакции (n, γ) с медленными нейтронами на четно-четных ядрах, спин входного канала равен $\frac{1}{2}$. В этом случае излучение происходит при переходе с вполне определенного уровня. При захвате нейтрона нечетным ядром, имеющим в основном состоянии спин $i \neq 0$, возможно образование составного ядра со спинами $i \pm \frac{1}{2}$. Поэтому возникает неопределенность в выборе спина входного канала, а следовательно, и значение статистического множителя

$$g = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2i + 1} \right)$$

в формуле Брейта — Вигнера становится неопределенным. Эта неопределенность может быть устранена при исследовании захвата поляризованных нейтронов ориентированными ядрами (см., например, [38]).

При измерении радиационных и нейтронных ширин резонансных уровней, наблюдаемых при захвате медленных нейтронов, было обнаружено, что радиационные ширины различных уровней одного ядра примерно одинаковы, нейтронные же ширины изменяются от уровня к уровню. В качестве примера приведем (таблица 30) данные о радиационных и нейтронных ширинах нескольких уровней двух изотопов серебра [39].

Сравнительное постоянство радиационных ширин различных уровней связано с тем, что γ -лучи, испускаемые при захвате медленных нейтронов, соответствуют многочисленным переходам на очень многие уровни ядра. Суммарная γ -ширина всех этих переходов практически не зависит от уровня возбуждения ядра. Зависимость радиационных ширин при захвате медленных нейтронов от атомного веса очень слабая, заметные изменения радиационных ширин наблюдаются только в области магических ядер (рис. 65).

В спектре γ -лучей, полученных в реакции (n, γ) , наблюдаются переходы, соответствующие энергии возбуждения, близкой к энергии связи нейтрона (~ 7 Мэв). В работе Кинси и Бартоломея [33] показано,

Т а б л и ц а 30. Радиационные и нейтронные ширины энергетических уровней двух изотопов серебра

$\epsilon_0, \text{эВ}$	Изотоп Ag	$\Gamma_n, \text{МэВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{МэВ}$	Спин
5,22	109	12,1	158	1
16,3	107	12	138	0
30,7	109	6,7	142	1
51,8	107	20,8	136	1
56	109	36,3	144	0
71	109	27,8	162	1
88	109	18,3	140	0

что при захвате медленных нейтронов ядрами четного заряда наиболее вероятно испускание дипольного электрического излучения большой энергии. На трех ядрах Mg^{25} , Si^{29} и S^{33} установлено непосредственным

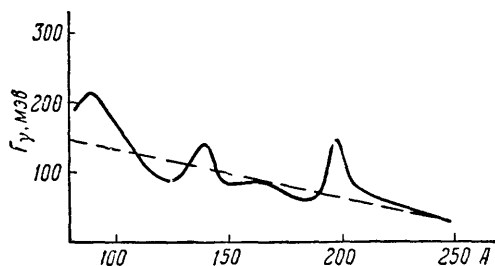


Рис. 65. Зависимость радиационных ширины при захвате медленных нейтронов от атомного веса.

сравнением, что вероятность излучения $E1$ в 200 раз превышает вероятность излучения $M1$, отнесенную к той же энергии перехода. На примере ядра Mg^{25} удалось показать, что интенсивность квадрупольного излучения в 2000 раз меньше интенсивности дипольного излучения, если их отнести к одной энергии (7 МэВ). При захвате медленного нейтрона наибольшую энергию уносят γ -лучи, соответствующие переходу образующегося ядра в основное состояние. Излучение будет особенно интенсивным, если правилами отбора разрешен дипольный электрический переход $E1$. При захвате медленного нейтрона четно-четным ядром образуется возбужденное состояние $\frac{1}{2}^+$, поэтому излучение типа $E1$ при переходе в основное состояние возможно только в том случае, если это состояние принадлежит типу $p_{1/2}$ или $p_{3/2}$. Если же основное состояние образующегося ядра относится к s -, d - или f - состояниям, то переход в основное состояние будет сопровождаться малоинтенсивным излучением типа $M1$, $E2$ или $E3$. При захвате четно-нечетным ядром медленного нейтрона образуется четно-четное ядро, основное состояние которого 0^+ . В этом случае испускание при переходе в основное состояние интенсивного электрического дипольного излучения возможно только в том случае, когда нечетный нейтрон ядра мишени находится в состоянии $p_{3/2}$ или $p_{1/2}$.

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