

## § 83. Рассеяние гамма-лучей ядрами

Если энергия  $\gamma$ -лучей меньше пороговой энергии для испускания ядром нуклонов, то при взаимодействии  $\gamma$ -лучей с ядрами возможно только упругое или неупругое рассеяние  $\gamma$ -лучей. Экспериментально трудно отделить упругое рассеяние  $\gamma$ -лучей от неупругого, если в качестве источника излучения используются  $\gamma$ -кванты тормозного излучения, имеющие непрерывное распределение энергии. Поэтому более ценны эксперименты с монохроматическим излучением.

В связи с тем, что рассеяние  $\gamma$ -квантов происходит не только на ядрах, но и в значительно большей степени на электронах, окружающих ядро, исследование упругого рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах очень усложняется. Рассеяние  $\gamma$ -квантов электронами состоит из двух частей: упругого или релеевского рассеяния и комптоновского рассеяния. В работе [52] показано, что эффективное сечение релеевского рассеяния составляет только  $2,1 \cdot 10^{-5} \frac{Z^{1/3} mc^2}{\hbar \omega}$  долю от комптоновского рассеяния.

В этом выражении  $Z$  — число электронов в атоме,  $m$  — масса электрона,  $\hbar \omega$  — энергия  $\gamma$ -кванта. Более  $3/4$  релеевского рассеяния происходит под углами, меньшими  $\theta_0 = 2 \arcsin \left( 2,6 \cdot 10^{-2} \frac{Z^{1/3} mc^2}{\hbar \omega} \right)$ . Угол  $\theta_0 = 16^\circ$  при энергии излучения  $0,41 \text{ Мэв}$  для рассеяния на свинце. Для углов, больших  $\theta_0$ , эффективное сечение в единицу телесного угла выражается формулой

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{8,67 \cdot 10^{-28}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \left( \frac{Zmc^2}{\hbar \omega} \right)^3 \frac{1 + \cos \theta}{2}, \quad \theta > \theta_0.$$

Комптоновское рассеяние  $\gamma$ -квантов на электронах составляет несколько десятых барна на единицу телесного угла. Однако комптоновское рассеяние на большие углы сопровождается значительной потерей энергии и может быть учтено в опытах с монохроматическим излучением.

Упругое рассеяние  $\gamma$ -квантов на ядрах обусловлено ядерным резонансным рассеянием и томсоновским рассеянием на заряде ядра, если длина волны  $\gamma$ -квантов превышает радиус ядра. Например, длина волны фотона с энергий  $3 \text{ Мэв}$  в 50 раз превышает размер ядра свинца, поэтому трудно ожидать для таких  $\gamma$ -квантов рассеяния на отдельных нуклонах ядра.

Эффективное сечение томсоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов ядрами может быть получено из классического выражения для рассеяния рентгеновских лучей на свободных электронах, если туда подставить массу и заряд ядра вместо массы и заряда электрона. Таким образом, дифференциальное сечение томсоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах будет определяться формулой

$$d\sigma_1(\theta) = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega,$$

где  $r_0 = \frac{Z^2 e^2}{Mc^2}$ ;  $M$  — масса ядра. Если  $A$  — массовое число, то

$$d\sigma_r \approx 2,39 \cdot 10^{-32} \frac{Z^4 (1 + \cos^2 \theta)}{2A^2} d\Omega (cM)^2.$$

Полное сечение томпсоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах

$$\sigma_r = \frac{8\pi}{3} \frac{Z^4 e^4}{M^2 c^4}$$

в  $(m/M)^2 \approx \frac{3}{A} \cdot 10^{-7}$  раз меньше соответствующего рассеяния на электронах. Значительное рассеяние  $\gamma$ -квантов на электронах атома очень усложняет исследование процесса рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах.

Особенно сложно исследование томпсоновского рассеяния на ядрах  $\gamma$ -квантов малых энергий ( $< 3 \text{ Мэв}$ ), так как при этих энергиях доля  $\gamma$ -квантов, рассеянных электронами атома без существенного изменения частоты (релеевское рассеяние), очень велика и превышает томпсоновское рассеяние на ядре атома. Трудность усложняется еще тем, что хотя оба типа рассеяния из-за смещения частоты, вызванного тепловым движением и эффектом отдачи ядра, не когерентны с падающим излучением, они когерентны между собой. Поэтому можно говорить только о суммарном рассеянии. Выделение рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядре атома из этого суммарного рассеяния возможно лишь в результате теоретической оценки части рассеяния, обусловленного релеевским рассеянием. Эти оценки не обладают большой точностью, поэтому в интерпретации результатов экспериментов нет полной однозначности. Более подробные сведения по этому вопросу можно найти в работе Баркхардта [53], посвященной исследованию рассеяния  $\gamma$ -квантов энергии 0,5 — 3 Мэв на ядрах.

Упругое резонансное рассеяние  $\gamma$ -квантов с энергией 4—28 Мэв на ядрах Au, Pb, U, Cu, Mn, Sn, Bi исследовалось в работах Хейуорда и Фаллера [54]. Зависимость сечения рассеяния от энергии в основном совпадала с соответствующей зависимостью сечения фотореакции  $(\gamma, n)$  (гигантский резонанс). Максимум сечения рассеяния под углом  $120^\circ$  был порядка миллибарна на стерadian. Кроме основного максимума, соответствующего максимуму реакции  $(\gamma, n)$ , для всех исследованных элементов, кроме золота, наблюдался сравнительно острый максимум, соответствующий порогу реакции  $(\gamma, n)$ . Таким образом, в области 4—28 Мэв энергии  $\gamma$ -квантов их рассеяние на ядрах в основном обусловлено резонансным рассеянием на уровнях, соответствующих возбуждениям ядра, возникающим при поглощении  $\gamma$ -квантов в области «гигантского резонанса».

При дальнейшем увеличении энергии  $\gamma$ -квантов ядерное резонансное рассеяние уменьшается, и в процессе рассеяния начинают участвовать отдельные нуклоны ядра, так что при энергиях, превышающих 80 Мэв, рассеяние происходит как бы на свободных протонах и нейтронах (комpton-эффект на нуклонах). Однако поскольку энергия  $\gamma$ -квантов

остается еще малой по сравнению с  $Mc^2$ , то изменение энергии  $\gamma$ -кванта очень незначительно.

При энергиях, превышающих  $135 \text{ Мэв}$ , в рассеянии проявляется внутренняя структура нуклона и взаимодействие  $\gamma$ -квантов с нуклонами сопровождается испусканием  $\pi$ -мезонов.

При энергии  $\gamma$ -квантов, меньшей порога реакции  $(\gamma, n)$ , при которой начинается «гигантский резонанс», может проявиться также резонансное рассеяние на очень узких уровнях ядра. Это резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей ядрами, соответствующее виртуальному поглощению и последующему испусканию  $\gamma$ -квантов ядром, аналогично резонансной флуоресценции в атомах.

Сечение резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов энергии  $\hbar\omega$  определяется формулой

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{g}{k^2} \frac{\Gamma_\gamma^2}{(\epsilon_r - \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}},$$

где  $g$  — статистический множитель, зависящий от спинов ядерных уровней, участвующих в переходе;  $\epsilon_r$  — резонансная энергия уровня. Если резонансная энергия уровня меньше энергии, необходимой для испускания нуклонов, то  $\Gamma_\gamma \approx \Gamma$  и в резонансе эффективное сечение должно достигать очень большой величины:  $(\sigma_{\gamma\gamma})_{\text{рез}} = 4g\lambda^2$ . Так, например, при  $\epsilon_r \sim 1 \text{ Мэв}$   $(\sigma_{\gamma\gamma})_{\text{рез}} \sim 10^{-21} \text{ см}^2$ . Однако вследствие очень малой ширины ядерных уровней ( $\Gamma_\gamma \sim 10^{-4} - 10^{-8} \text{ эв}$ ) сечение резонансного рассеяния достигает больших значений только в очень малой области энергий около резонанса. Уже на расстоянии  $0,5 \text{ эв}$  от резонанса сечение резонансного рассеяния уменьшается в  $10^8 - 10^{16}$  раз. Поэтому интегральное сечение резонансного рассеяния на узких энергетических уровнях ядра очень мало, оно пропорционально величине  $\lambda^2 \Gamma_\gamma^2 / \Gamma$ .

Если ядро облучается потоком  $\gamma$ -квантов с непрерывным спектром (тормозное излучение), то оно будет переходить в возбужденные состояния с малой вероятностью, так как из непрерывного спектра излучения эффективными для возбуждения ядер будут узкие интервалы энергий шириной  $10^{-4} - 10^{-8} \text{ эв}$ , а в общем потоке  $\gamma$ -квантов тормозного излучения кванты с энергией, заключенной в пределах этих интервалов, составляют очень малую долю. Вследствие этого интенсивность тормозного излучения (с энергией, меньшей энергии «гигантского резонанса») при прохождении ядерного вещества практически не изменяется. Выделить экспериментально  $\gamma$ -кванты, испытавшие резонансное рассеяние, на фоне большого числа других  $\gamma$ -квантов тормозного излучения пока еще не удавалось.

Для обнаружения резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах необходимо облучать последние потоком  $\gamma$ -квантов очень монохроматического излучения. В оптике резонансное рассеяние наблюдается при освещении атомов фотонами, испущенными такими же атомами [55]. В ядерной физике

в обычных условиях невозможно использование  $\gamma$ -квантов, испускаемых одним ядром, для исследования рассеяния на другом таком же ядре из-за большого значения эффекта отдачи при испускании и поглощении, приводящего к смещению частоты и нарушению условий резонанса. Предположим, что энергия возбуждения ядра равна  $\varepsilon$ . При испускании кванта часть энергии возбуждения переходит в кинетическую энергию ядра отдачи, поэтому  $\gamma$ -квант унесет энергию  $\hbar\omega$ , которую можно определить, используя законы сохранения энергии и импульса:

$$\frac{\hbar\omega}{c} = p, \quad \hbar\omega + \frac{p^2}{2M} = \varepsilon.$$

Решая эти уравнения относительно  $\hbar\omega$ , получим:

$$\hbar\omega \approx \varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{2Mc^2}.$$

При поглощении этого кванта другим ядром часть энергии  $\left(\sim \frac{\varepsilon^2}{2Mc^2}\right)$  перейдет в кинетическую энергию этого ядра, а на его возбуждение пойдет энергия

$$\varepsilon^* = \hbar\omega - \frac{\varepsilon^2}{2Mc^2} = \varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{Mc^2}.$$

Разность  $\varepsilon - \varepsilon^*$  очень мала в оптике ( $\sim 10^{-8}$  эв) и значительна в ядерной физике. Так, при  $\varepsilon \sim 1$  Мэв и  $M \sim 100$  разность  $\varepsilon - \varepsilon^* \approx 10$  эв, что значительно превышает ширину энергетических уровней ядер. Если не принять специальных мер для компенсации энергии  $\varepsilon^2/(2Mc^2)$ , переходящей в кинетическую энергию при поглощении и испускании, то резонансное рассеяние осуществить нельзя. Допплеровское уширение полос поглощения и испускания, происходящее из-за теплового движения (см. § 56), при комнатных температурах значительно меньше разности  $\varepsilon - \varepsilon^*$  и поэтому не может компенсировать смещение частоты, возникающее вследствие отдачи ядра при испускании и поглощении  $\gamma$ -квантов. В оптике изменение частоты вследствие отдачи атома не сказывается на резонансном рассеянии, так как оно в сотни раз меньше доплеровского уширения линий.

Для осуществления резонансного рассеяния относительно мягких (энергия  $< 1$  Мэв)  $\gamma$ -квантов на ядрах можно использовать: а) нагревание источника или рассеивателя; б) механическое движение одного ядра по отношению к другому, осуществляемое либо перемещением всего источника механическим приспособлением, либо в результате отдачи ядра при  $\beta$ -распаде или другой ядерной реакции, предшествующей процессу рассеяния.

Резонансное рассеяние  $\gamma$ -квантов на ядрах  $\text{Au}^{198}$ ,  $\text{Hg}^{198}$  удалось наблюдать Мальмфросу [56] при нагревании источника до  $1100^\circ$ . Результаты опытов Мальмфроса были подтверждены в работах Метцгера и Тодда [57] и Метцгера [58]. В последней работе удалось значительно повысить роль резонансного рассеяния  $\gamma$ -квантов на ядрах атомов (до  $8^0/6$ )

по сравнению с релеевским рассеянием этих квантов на электронах атома.

Механическое движение источника для компенсации смещения частоты при отдаче ядра использовалось в опытах Муна и Сторраста [59]. В этих опытах удалось при скорости источника  $v = 7 \cdot 10^4$  см/сек получить резонансное рассеяние на ядрах  $\text{Hg}^{198}$ , превышающее релеевское рассеяние в 1,5 раза.

Резонансное рассеяние мягких  $\gamma$ -квантов удалось наблюдать в ряде работ (Деягин и Шпинель [60], Бургов и Терехов [61], Метигер [62], Илаковак [63]) при использовании ядер отдачи, получаемых в результате предшествующих  $\beta$ - и  $\gamma$ -распадов.

При исследовании рассеяния более жестких  $\gamma$ -квантов (энергия  $> 1$  Мэв) смещение частоты  $\epsilon - \epsilon^*$  становится столь значительным, что его трудно компенсировать нагреванием или механическим движением, так как нужны слишком высокие температуры или слишком большие скорости движения.

Более подробные сведения о резонансном рассеянии  $\gamma$ -квантов на ядрах можно найти в обзоре Б. С. Дзелепова [64].

---