

обычно криволинейным путем, который электрон проходит в веществе. *Средним пробегом* называется толщина слоя, которую проходит электрон в среднем. На практике более удобной величиной является максимальный пробег. Теоретически рассчитать максимальный пробег R_{\max} трудно. Поэтому для оценок обычно пользуются таблицами и полуэмпирическими формулами. Например, для моноэнергетических электронов с энергиями $E < E_{\text{критич}}$ хорошо действует простая формула

$$R_{\max} = 0,526E - 0,24, \quad (8.37)$$

где энергия E выражена в МэВ, а R_{\max} в г/см².

5. Для практических целей часто бывает важно знать среднеквадратичный угол $\sqrt{\overline{\vartheta^2}}$ отклонения электрона от первоначального пути после прохождения слоя вещества. При прохождении тонких фольг, когда электрон замедляется незначительно, средний угол отклонения пропорционален квадратному корню из толщины x фольги и может быть рассчитан по формуле

$$\sqrt{\overline{\vartheta^2}} = \frac{21}{p \cdot v/c} \sqrt{\frac{x}{t_r}}, \quad (8.38)$$

где p — импульс в МэВ/с.

При прохождении толстых фольг ситуация меняется. Качественная картина здесь такова. Сначала быстрый электрон летит, почти не отклоняясь, но постепенно теряя энергию. С уменьшением энергии отклонение от первоначального направления становится все более и более заметным. Угловое распределение электронов в этой области имеет гауссовскую форму

$$n(\vartheta) d\vartheta \sim \exp\left(-\frac{\vartheta^2}{2\overline{\vartheta^2}}\right) d\vartheta.$$

При дальнейшем уменьшении энергии и соответственно возрастании числа столкновений отклонения становятся столь сильными и частыми, что электроны «забывают» о первоначальном направлении движения и начинают равномерно диффундировать во все стороны. На этой стадии среднеквадратичный угол отклонения уже перестает зависеть от толщины фольги. Например, для алюминия этот предельный угол равен 30°.

§ 4. Прохождение γ -квантов через вещество

1. К γ -излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний:

$$\lambda \ll a,$$

где a имеет порядок 10⁻⁸ см. В корпускулярной картине это излучение представляет собой поток частиц, называемых γ -квантами.

Нижний предел энергии γ -квантов

$$E = 2\pi\hbar c/\lambda$$

имеет порядок десятков кэВ. Естественного верхнего предела энергии нет. В современных ускорителях получают кванты с энергией вплоть до 20 ГэВ. Для практических приложений наибольший интерес представляет область от десятков кэВ до 200—300 МэВ.

Подобно заряженным частицам (и в отличие от нейтронов), пучок γ -квантов поглощается веществом в основном за счет электромагнитных взаимодействий. Однако механизм этого поглощения существенно иной. На это есть две причины. Во-первых, γ -кванты не имеют электрического заряда и тем самым не подвержены влиянию дальнедействующих кулоновских сил. Как мы установили в гл. VII, § 6, взаимодействие γ -лучей с электронами происходит в областях с радиусом порядка 10^{-11} см, что на три порядка меньше межатомных расстояний. Поэтому γ -кванты при прохождении через вещество сравнительно редко сталкиваются с электронами и ядрами, но зато при столкновении, как правило, резко отклоняются от своего пути, т. е. практически выбывают из пучка. Вторая отличительная особенность γ -квантов состоит в том, что они обладают нулевой массой покоя и, следовательно, не могут иметь скорости, отличной от скорости света (см. гл. I, § 2). А это значит, что γ -кванты в среде не могут замедляться. Они либо поглощаются, либо рассеиваются, причем в основном на большие углы.

Для γ -квантов не существует понятий пробега, максимального пробега, потерь энергии на единицу длины. При прохождении пучка γ -квантов через вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений постепенно ослабляется интенсивность пучка. Нетрудно получить закон, по которому происходит это ослабление. Обозначим через J монохроматический поток падающих частиц, т. е. число частиц, проходящих через 1 см^2 в 1 с. Пройдя слой вещества dx , пучок ослабнет на величину dJ . Очевидно, что dJ пропорционально потоку и толщине слоя:

$$dJ = -\mu J dx. \quad (8.39)$$

Если среда однородна, то коэффициент μ постоянен. В этом случае уравнение (8.39) легко интегрируется:

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \quad (8.40)$$

где J_0 — начальная интенсивность. Величина μ называется *коэффициентом поглощения*. Часто пользуются понятием *массового коэффициента поглощения*, равного μ/ρ , где ρ — плотность вещества. В этом случае толщину удобно измерять в единицах $\text{г}/\text{см}^2$. С этой единицей длины мы уже встречались при рассмотрении ионизационных потерь. Коэффициент поглощения полностью характеризует процесс прохождения γ -излучения через вещество. Он зависит

от свойств среды и от энергии квантов. Задачей настоящего параграфа является получение вида этой зависимости.

Если поглощение идет за счет нескольких различных процессов, то каждому процессу будет соответствовать свой коэффициент поглощения μ_i , а полный (т. е. входящий в формулу (8.40)) коэффициент поглощения μ будет суммой всех μ_i :

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (8.41)$$

Величины μ , μ_i имеют размерность см^{-1} . Если коэффициент поглощения μ_i , соответствующий определенному процессу, разделить на число n_i поглощающих центров в 1 см^3 , то мы получим полное сечение σ_i данного процесса:

$$\mu_i = n_i \sigma_i. \quad (8.42)$$

Таким образом, для определения μ надо понять, какие процессы дают существенный вклад в общее поглощение, и определить зависимость сечений этих процессов от энергии квантов и от рода вещества.

2. При рассмотрении механизма прохождения γ -излучения через вещество нельзя ограничиться классическими волновыми представлениями об излучении, а приходится учитывать квантовую, корпускулярную природу света. Квантовые свойства становятся важными потому, что длина волны γ -кванта по определению значительно меньше расстояний между атомами и между электронами.

Последовательный квантовомеханический расчет взаимодействия γ -квантов с атомами может быть проведен лишь на основе квантовой электродинамики (см. гл. VII, § 6). Поскольку ее знание у читателя не предполагается, мы приведем результаты расчетов без выводов, а лишь с качественными пояснениями.

3. Поглощение γ -излучения веществом в основном происходит за счет трех процессов: а) фотоэффекта, б) комптон-эффекта и в) рождения электронно-позитронных пар в кулоновском поле ядра (гл. VII, § 6). В первых двух процессах кванты сталкиваются с электронами, в третьем — с ядрами. Столкновения с электронами преобладают при низких энергиях, а столкновения с ядрами — при высоких. Подчеркнем, что в процесс в) входят далеко не все виды столкновений γ -квантов с ядрами (см. ниже § 5, п. 6).

4. *Фотоэффектом* называется процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. С достаточной для практических приложений точностью можно считать, что каждый квант поглощается одним атомным электроном.

Основные особенности фотоэффекта связаны с тем, что свободный электрон не может поглотить фотон из-за совместного действия законов сохранения энергии и импульса (см. гл. VII, § 6). Отсюда следует, что фотоэффект наиболее интенсивно будет идти для γ -квантов с энергиями E , сравнимыми с энергиями связи электронов

в атомах. При повышении энергии сечение должно резко падать, поскольку электроны становятся все более и более похожими на свободные. Энергия связи электрона в атоме тем больше, чем глубже электронная оболочка и чем больше атомный номер Z . Поэтому фотоэффект идет, во-первых, в основном (примерно на 80%) с низшей, т. е. с K -оболочки, а во-вторых, тем интенсивней, чем больше средний атомный номер Z вещества.

Общая формула для сечения σ_f фотоэффекта очень громоздка. Она приводит к следующей зависимости сечения от энергии кванта и от атомного номера вещества. Сечение пропорционально Z^5 , т. е. очень сильно растет при переходе к тяжелым элементам.

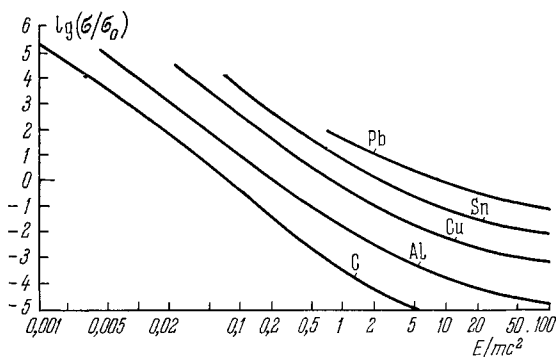


Рис. 8.6. Зависимость эффективных сечений фотоэффекта на различных элементах от энергии E γ -кванта ($\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$).

При энергиях, ненамного больших энергии связи атомных электронов, сечение $\sigma_f(E)$ пропорционально примерно $E^{-3,5}$, т. е. очень быстро падает с ростом энергии. При энергиях, намного превышающих энергии связи, это сечение падает медленнее, примерно как E^{-1} . Наконец, в области атомных энергий связи сечение изменяется скачкообразно. Например, сечение имеет резкий максимум чуть выше энергии связи K -электронов, поскольку ниже этой энергии K -электроны перестают участвовать в фотоэффекте из-за запрета по энергии. В области атомных энергий связи сечение фотоэффекта очень велико сравнительно с сечениями других процессов. Например, для алюминия

$\sigma_f \approx 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при $E = 1 \text{ кэВ}$, $\sigma_f = 6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ при $E = 0,1 \text{ МэВ}$.

Поэтому фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения при низких энергиях, а при высоких энергиях его роль становится ничтожной. Графики зависимости сечения фотоэффекта от энергии для разных материалов приведены на рис. 8.6 Для полноты еще раз отметим (см. гл. VII, § 6), что реакция фотоэффекта

имеет энергетический порог, равный энергии связи последнего электрона. Поэтому при низких энергиях квантов энергия электрона равна (см. также (7.93))

$$E_c = E - I, \quad (8.43)$$

где I — ионизационный потенциал атома.

5. С увеличением энергии квантов фотоэлектрическое поглощение отходит на задний план, уступая место комптон-эффекту. Комптон-эффект как механизм поглощения становится существенным в области энергий, значительно превышающих среднюю энергию связи электрона с атомом. Поэтому при расчете сечения комптон-эффекта электроны с достаточной для практических целей точностью можно считать свободными.

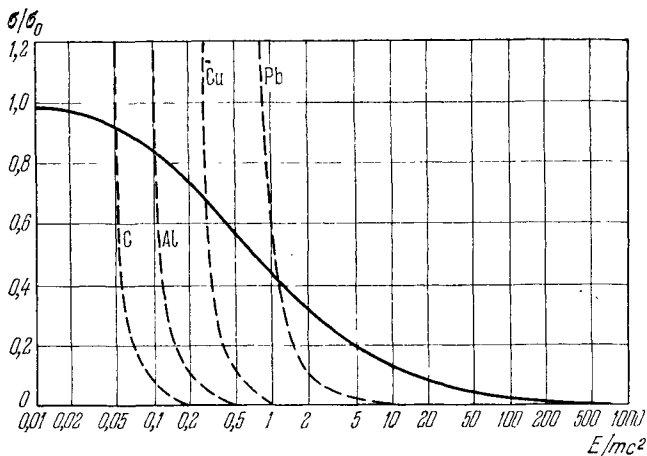


Рис. 8.7. Полные сечения комптон-эффекта (сплошная линия) и фотоэффекта (пунктирные линии) для различных веществ ($\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$).

На рис. 8.7 изображен график зависимости полного сечения σ_c комптон-эффекта от энергии на фоне графиков сечений фотоэффекта на различных веществах. На этом рисунке видно, как с повышением энергии кванта комптон-эффект становится преобладающим механизмом поглощения.

Сечение σ_c , очевидно, не зависит от заряда ядра. Коэффициент поглощения μ_c за счет комптон-эффекта по определению равен произведению σ_c на число электронов в единице объема вещества:

$$\mu_c = NZ\sigma_c, \quad (8.44)$$

где N — число атомов в единице объема. Из (8.44) следует, что массовый коэффициент для комптоновского поглощения (μ , как

мы увидим, только для него) в первом приближении не зависит от рода вещества.

В заключение этого пункта отметим, что комптоновское рассеяние на ядрах пренебрежимо мало из-за того, что у ядер очень мал их «классический электромагнитный радиус» $Z^2 e^2 / M_{\text{ядерн}} c^2$.

6. Процесс рождения электронно-позитронных пар в поле ядра состоит в том, что квант поглощается, а рождаются и вылетают электрон и позитрон. При этом ядро получает некоторый импульс отдачи (см. также гл. VII, § 6). Согласующийся с опытом квантово-электродинамический расчет показывает, что поглощение фотона и рождение пары происходит не внутри ядра, а около него в области, имеющей размер порядка комптоновской длины волны электрона. Передача импульса отдачи ядру происходит через посредство его кулоновского поля. Без передачи импульса постороннему телу превращение фотона в электронно-позитронную пару запрещено законами сохранения энергии-импульса.

Так как масса фотона равна нулю, то превратиться в пару он может, только имея энергию больше суммы энергий покоя электрона и позитрона $2mc^2 = 1,02$ МэВ. Поэтому сечение σ_{π} рождения пар равно нулю при $E < 2mc^2$. Выше пороговой энергии сечение постепенно возрастает, а при очень больших (порядка $1000 mc^2$) энергиях практически стремится к константе:

$$\sigma_{\pi} \approx 0,08 Z^2 r_0^2 \quad (E \gg mc^2). \quad (8.45)$$

Поскольку сечения фотоэффекта и комптон-эффекта в области высоких энергий спадают практически до нуля, то рождение пар становится здесь основным механизмом поглощения γ -излучения. Пропорциональность сечения величине Z^2 имеет место практически при всех энергиях. График зависимости σ_{π} от энергии для свинца и алюминия приведен на рис. 8.8. Универсальная кривая «без экранирования» рассчитана в пренебрежении экранированием заряда ядра атомными электронами.

Электронно-позитронные пары могут рождаться фотонами в кулоновском поле не только ядра, но и электрона. Однако последний процесс приводит к гораздо более слабому поглощению γ -излучения из-за малости соответствующего сечения (для электрона $Z = 1$), несмотря на то, что электронов в веществе больше, чем ядер.

7. Полный коэффициент поглощения μ γ -излучения в веществе представляет собой сумму коэффициентов поглощения за счет всех возможных механизмов. Поэтому, если учесть рассмотренные нами три основных механизма, то

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_{\pi}. \quad (8.46)$$

При переходе к сечениям надо учесть, что для фотоэффекта и рождения пар рассеивающими центрами являются атомы, а для

комpton-эффекта — электроны. Поэтому

$$\mu = N\sigma_f + NZ\sigma_c + N\sigma_\pi, \quad (8.47)$$

где N — число атомов в единице объема вещества.

Как следует из нашего рассмотрения, первое слагаемое в (8.46) преобладает при низких энергиях, второе — при средних (несколько МэВ), а третье — при высоких. Поэтому суммарный коэффициент поглощения имеет минимум в области, где вклад комптоновского

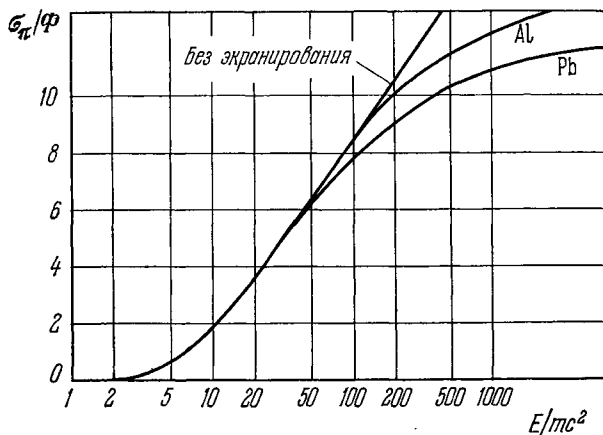


Рис. 8.8. Зависимость эффективного сечения рождения пар на свинце и алюминии от энергии E γ -кванта ($\Phi = \frac{1}{137} Z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = Z^2 \cdot 0,58 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$).

рассеяния наибольший. Этот минимум особенно резко выражен для тяжелых элементов, так как величины μ_f , μ_π пропорциональны соответственно Z^6 и Z^2 , а μ_c пропорционально Z . На рис. 8.9 приведены кривые полных коэффициентов поглощения для алюминия, меди, олова и свинца. Пунктиром для свинца приведены кривые коэффициентов μ_f , μ_c , μ_π в отдельности. В важной для практики области энергий от двух до десяти МэВ комpton-эффект является преобладающим, так что коэффициент поглощения пропорционален числу электронов в единице объема, т. е. плотности вещества. Поэтому и для γ -квантов толщины поглотителей часто измеряют в г/см^2 (ср. § 2, формула (8.26)). Соответственно используется понятие массового коэффициента поглощения

$$\mu_m = \mu/\rho.$$

В только что отмеченной области энергий массовый коэффициент поглощения примерно одинаков для всех веществ, а защитные стенки из любых материалов эквивалентны при одной и той же толщине, выраженной в г/см^2 .

Полный коэффициент поглощения γ -квантов нетрудно измерять, пользуясь формулой (8.40). А зная коэффициент поглощения, по кривым на рис. 8.9 можно определить энергию монохроматического пучка γ -квантов. Так как одному и тому же значению коэффициента поглощения могут соответствовать две различные энергии, то измерение обычно приходится проводить на двух различных материалах. Следует также учитывать, что для применимости формулы (8.40) необходимо, чтобы размеры поглотителя были малы по сравнению с расстояниями от поглотителя до источника и до детектора. Кроме того, даже в условиях хорошей геометрии эксперимента формула (8.40) может нарушаться за счет различных вторичных процессов, рассматриваемых в следующем параграфе.

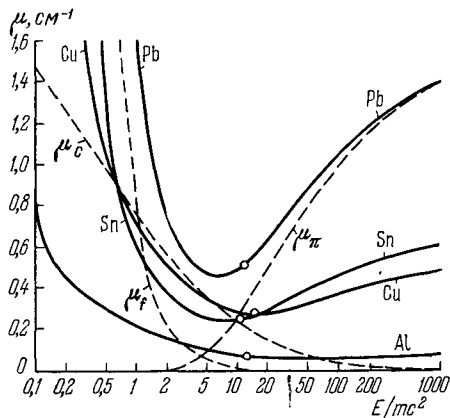


Рис. 8.9. Зависимость полного коэффициента μ поглощения фотонов от энергии в различных веществах.

§ 5. Другие механизмы взаимодействия ядерных частиц с веществом

1. В предшествующих трех параграфах были изложены основные механизмы взаимодействия заряженных частиц и γ -квантов с веществом. На практике в подавляющем большинстве случаев именно этими механизмами определяется процесс прохождения частиц. Однако в отдельных случаях важное значение приобретают некоторые другие механизмы. Кроме того, часто оказываются существенными разного рода вторичные процессы, сопровождающие прохождение. Этот круг вопросов и будет рассмотрен в настоящем параграфе.

2. Заряженные частицы, проходя через вещество, испытывают кулоновские столкновения не только с электронами, но и с ядрами. Потери энергии $(-dE/dx)_{\text{яд. кул}}$ за счет таких столкновений описываются формулой типа (8.11) с учетом отличия массы и заряда ядра от соответствующих величин для электрона:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{яд. кул.}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{v^2 M_{\text{ядро}}} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} = \frac{mZ}{AM_p} \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}}, \quad (8.48)$$

где $N = n/Z$ — число ядер в единице объема, M_p — масса протона. Множитель mZ/AM_p имеет порядок $1/4000$, так что ядерные кулонов-