

где энергия  $\mathcal{E}$  измеряется в мегаэлектронвольтах. Из формулы видно, что при  $\mathcal{E} > 800/Z$  радиационные потери превышают ионизационные. Энергия  $\mathcal{E}_{\text{кр}}$ , при которой радиационные потери становятся равными ионизационным, называется *критической*. Для этой энергии приближенная формула (81.7) в мегаэлектронвольтах дает  $\mathcal{E}_{\text{кр}} \approx 800/Z$ . При очень высоких энергиях ионизационными потерями можно пренебречь и уравнение (81.6) проинтегрировать. Тогда получится

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{-x/l_r}. \quad (81.8)$$

## § 82. Прохождение гамма-квантов через вещество \*)

1. Ориентировочно к  $\gamma$ -излучению относят электромагнитные волны, длина которых значительно меньше межатомных расстояний, т. е.  $\lambda \ll 10^{-8}$  см. В современных ускорителях получаются  $\gamma$ -кванты с энергией  $\mathcal{E} \sim 20$  ГэВ, т. е. с длиной волны  $\lambda = 2\pi\hbar c/\mathcal{E} \approx 6 \cdot 10^{-15}$  см = 0,06 Фм. Для практических приложений наибольший интерес представляет область от десятков килоэлектропольт до 200—300 МэВ.

Теория прохождения  $\gamma$ -квантов в веществе есть проблема квантовой электродинамики, а потому здесь мы не можем ее касаться. Отметим только, что пучок  $\gamma$ -квантов поглощается веществом за счет электромагнитных взаимодействий. Однако по сравнению с заряженными частицами  $\gamma$ -кванты не имеют электрического заряда. По этой причине они не подвержены влиянию дальнодействующих кулоновских сил. Взаимодействие  $\gamma$ -кванта с электроном ограничено областью, линейные размеры которой порядка комптоновской длины волны электрона, т. е. порядка  $10^{-11}$  см. Поэтому, проходя через вещество,  $\gamma$ -кванты сравнительно редко сталкиваются с электронами и атомными ядрами. Зато эти столкновения, как правило, сопровождаются резкими изменениями направления движения  $\gamma$ -квантов, что выводит их из пучка. Вторая особенность  $\gamma$ -квантов состоит в том, что они, как безмассовые частицы, могут двигаться только со скоростью  $c$ . Они не могут замедляться, а могут только либо поглощаться, либо отклоняться в сторону, либо порождать пары частица — античастица.

Таким образом,  $\gamma$ -кванты выбывают из пучка, как правило, в результате единичных актов столкновения с электронами или атомными ядрами вещества, через которое они проходят. Для  $\gamma$ -квантов нельзя ввести понятие пробега аналогично тому, как это делается для тяжелых заряженных частиц, испытывающих ионизационное торможение в веществе. Число  $\gamma$ -квантов, выбывающих из моноэнергетического пучка при прохождении слоя

\*) Изложенное в этом параграфе в равной мере относится к рентгеновскому излучению эквивалентной энергии.

вещества толщиной  $dx$ , пропорционально  $dx$  и интенсивности пучка, падающего на этот слой. Поэтому с расстоянием  $x$  интенсивность параллельного моноэнергетического пучка  $\gamma$ -квантов должна убывать экспоненциально:

$$I(x) = I(0) e^{-\sigma x}, \quad (82.1)$$

где  $\sigma$  — полное эффективное сечение ослабления (поглощения и рассеяния)  $\gamma$ -квантов на атоме, а  $n$  — число атомов поглотителя в единице объема. Величина  $\tau = n\sigma$  называется линейным коэффициентом поглощения  $\gamma$ -квантов. Вместо нее удобнее пользоваться массовым коэффициентом поглощения  $\mu = \tau/\rho$ . Если расстояние  $x$  выражать в граммах на квадратный сантиметр, то формулу (82.1) можно переписать в виде

$$I(x) = I(0) e^{-\mu x}. \quad (82.2)$$

Основными процессами, выводящими  $\gamma$ -кванты из параллельного пучка, являются *фотоэффект*, *эффект Комptonа* и *рождение электронно-позитронных пар*.

2. Фотоэффект уже рассматривался в § 2. Однако там речь шла преимущественно о фотоэффекте с поверхности металлов. Здесь же нас интересует главным образом фотоэффект на атомах среды, в которой распространяется пучок  $\gamma$ -квантов.

Свободный электрон принципиально не может поглощать и испускать  $\gamma$ -квант, так как в противном случае было бы нарушено одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса (см. § 1, пункт 5). При фотоэффекте же на электроне атома вся энергия и импульс падающего  $\gamma$ -кванта передаются электрону и атомному остатку. Поэтому электрон должен быть обязательно связан. Кинетическая энергия  $\mathcal{E}_e$ , которую получает освободившийся электрон, определяется соотношением

$$\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_i - I_i, \quad (82.3)$$

где  $I_i$  — энергия ионизации той оболочки, с которой был вырван электрон (под  $i$  надо понимать  $K, L_1, L_2, L_3, \dots$ ). Энергией отдачи, которую приобретает атом, точнее, образовавшийся ион, ввиду ее малости мы пренебрегаем.

Ясно, что фотоэффект с  $i$ -й оболочки невозможен, если  $\mathcal{E}_i < I_i$ , так как по своему смыслу кинетическая энергия  $\mathcal{E}_e$  существенно положительна. Если же  $\mathcal{E}_i > I_i$ , то естественно ожидать, что с возрастанием  $\mathcal{E}_i$  вероятность фотоэффекта должна убывать, так как при этом электрон становится все менее и менее связанным и его поведение должно приближаться к поведению свободного электрона. Опыт и теория оправдывают это ожидание.

На схематическом рис. 145 показан ход эффективного сечения фотоэффекта на атоме  $\sigma_f$  в зависимости от энергии падающего  $\gamma$ -кванта  $\mathcal{E}_i$ . При очень больших  $\mathcal{E}_i$  сечение  $\sigma_f$  мало. С уменьшением  $\mathcal{E}_i$  оно возрастает, но при  $\mathcal{E}_i = I_k$  внезапно

резко падает. Это падение происходит потому, что при  $\mathcal{E}_\gamma < I_\kappa$  вырывание электрона с  $K$ -слоя атома становится невозможным. После этого падения с дальнейшим уменьшением  $\mathcal{E}_\gamma$ , снова начинается возрастание  $\sigma_\phi$ , пока не наступит новое резкое падение на  $L$ -слое.

Поскольку этот слой состоит из трех близко расположенных оболочек  $L_1, L_2, L_3$ , на кривой  $\sigma_\phi = \sigma_\phi(\mathcal{E}_\gamma)$  появляются **три** зубца, изображенные на рис.

145. После прохождения слоя  $L$ , при дальнейшем уменьшении  $\mathcal{E}_\gamma$  опять происходит увеличение  $\sigma_\phi$ , пока не будет достигнут слой  $M$  и не произойдет соответствующее ему резкое падение  $\sigma_\phi$ , и т. д. При  $\mathcal{E}_\gamma < 0,2$  МэВ эффективное сечение фотоэффекта падает с ростом энергии приблизительно как  $\mathcal{E}_\gamma^{-7/2}$ , а при  $\mathcal{E}_\gamma > 0,5$  МэВ — приблизительно как  $\mathcal{E}_\gamma^{-1}$ .

При этом, когда  $\mathcal{E}_\gamma > I_\kappa$ , основную часть (около 80 %)

в сечение  $\sigma_\phi$  вносит вырывание электронов из  $K$ -слоя (для  $Z > 60$ ). Вероятность фотоэффекта растет с ростом  $Z$  приблизительно пропорционально  $Z^n$ , где  $n$  заключено между 4 и 5. Такая сильная зависимость опять-таки объясняется тем, что в легких элементах электроны в атомах связаны слабее, чем в тяжелых. Поэтому фотоэффект особенно существует при взаимодействии  $\gamma$ -излучения с тяжелыми атомами.

С описанным ходом эффективного сечения  $\gamma$ -излучения мы уже встречались в § 48, когда говорили о поглощении рентгеновских лучей в веществе.

В области энергий порядка энергий связи электронов в атомных оболочках сечение фотоэффекта очень велико по сравнению с сечением при более высоких энергиях. Например, для алюминия  $\sigma_\phi \approx 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  при  $\mathcal{E}_\gamma = 1 \text{ кэВ}$  и  $\sigma_\phi \approx 6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  при  $\mathcal{E}_\gamma = 0,1 \text{ МэВ}$ . Таким образом, фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения при низких энергиях  $\gamma$ -излучения, а при высоких энергиях его роль становится ничтожной.

3. С увеличением энергии  $\gamma$ -квантов фотоэлектрическое поглощение отходит на задний план. Оно уступает место **эффекту Комптона**, разобранному в § 3. Эффект Комптона начинает играть существенную роль, когда энергия  $\gamma$ -квантов начинает преувеличивать энергию связи электрона в атоме. Когда энергия связи электрона в атоме мала по сравнению с энергией  $\gamma$ -кванта, электрон может считаться свободным, как мы и полагали в § 3. Ослабление пучка  $\gamma$ -квантов в веществе, обусловленное явлени-

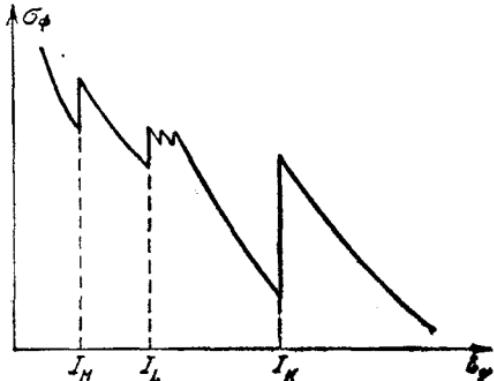


Рис. 145

ем Комптона, приводит и к рассеянию  $\gamma$ -излучения (при этом оно выбывает из параллельного пучка) и к частичному уменьшению энергии  $\gamma$ -излучения (т. е. к поглощению) за счет передачи части энергии комптоновским электронам отдачи.

Сечение рассеяния мягких  $\gamma$ -квантов ( $\hbar\omega/m_e c^2 \ll 1$ ) на электроне определяется классической формулой Томсона

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \quad (82.4)$$

где  $r_e$  — «классический радиус электрона», т. е.

$$r_e = e^2/m_e c^2 = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (82.5)$$

Формула Томсона была выведена в § 10 (пункт 2). Томсоновское, или классическое, рассеяние когерентно, т. е. происходит без изменения длины волны. Если условие  $\hbar\omega/m_e c^2 \ll 1$  не выполняется, то формула Томсона не справедлива. В этом случае надо пользоваться формулой Клейна — Нишины — Тамма (10.4), которую дает квантовая электродинамика. В отличие от томсоновского рассеяния, комптоновское рассеяние (при энергии  $\gamma$ -квантов, большей энергии связи электрона в атоме) некогерентно и происходит с уменьшением длины волны. Это уменьшение, как было выяснено в § 3, однапаково для всех веществ.

Заметим еще, что вероятность комптоновского рассеяния на ядрах пренебрежимо мала, так как в этом случае роль «классического радиуса электрона»  $r_e$  играет величина  $Z^2 e^2/M_{яд} c^2$ , а она в тысячи, десятки или сотни тысяч раз меньше, чем у электрона.

4. Гамма-кванты, если их энергия достаточно велика, взаимодействуют с веществом также посредством *образования пар электрон — позитрон*. Не будем останавливаться на истории предсказания существования позитрона, которое теоретически было сделано Дираком, так как его первое толкование (позитрон — «дырка» в состояниях электрона с отрицательной энергией) пришлось оставить. Напомним только, что позитрон является античастицей по отношению к электрону. Он обладает той же массой, тем же спином, теми же по величине, но противоположными по знаку зарядом и магнитным моментом, что и электрон. Позднейшее развитие физики элементарных частиц показало, что каждая элементарная частица, как правило, имеет свою античастицу.

Электрон и позитрон, сталкиваясь друг с другом, могут «исчезать», превращаясь в электромагнитное излучение. Этот процесс называется (не вполне удачно) *аннигиляцией*. При аннигиляции свободных электрона и позитрона не может появиться только один  $\gamma$ -квант, так как в противном случае нарушилось бы одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Это наиболее очевидно, если электрон и позитрон до столкновения находились в состоянии покоя. В этом случае сум-

марный импульс до столкновения равен нулю, тогда как импульс образовавшегося  $\gamma$ -кванта отличен от нуля. Но образование одного  $\gamma$ -кванта невозможно и в том случае, когда до столкновения электрон и позитрон двигались с различными скоростями.

Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть процесс анигиляции в системе центра масс. В такой системе суммарный импульс до столкновения также равен нулю, а импульс образовавшегося  $\gamma$ -кванта по-прежнему отличен от нуля, так что заключение остается в силе. Но оно остается в силе и при рассмотрении процесса анигиляции в любой системе отсчета, так как число образовавшихся  $\gamma$ -квантов от выбора системы отсчета не зависит. Таким образом, при анигиляции электрона и позитрона должны возникать по меньшей мере два  $\gamma$ -кванта. Рассуждение, проведенное в обратном порядке, показывает, что свободно распространяющийся  $\gamma$ -квант не может породить пару, т. е. превратиться в электрон и позитрон. Но процесс образования пар может осуществляться и действительно осуществляется в электрическом поле атомного ядра. Как показывает квантовомеханический расчет, согласующийся с опытом, превращение  $\gamma$ -квантов в электрон-позитронные пары происходит не внутри ядра, а около него в пределах области с линейными размерами порядка кулоновской длины волны электрона. Ядро воспринимает импульс отдачи, обеспечивая тем самым выполнение закона сохранения энергии — импульса, причем передача импульса отдачи ядру происходит посредством его кулоновского поля. Гамма-кванты могут рождать электрон-позитронные пары и в кулоновском поле электрона. (Возможно также рождение пар при столкновении двух  $\gamma$ -квантов.) Однако с наибольшей вероятностью происходит рождение пар  $\gamma$ -квантами в кулоновском поле ядра. Поскольку масса  $\gamma$ -кванта равна нулю, превратиться в электрон-позитронную пару он может только тогда, когда его энергия  $\mathcal{E}_\gamma$  больше суммы энергий покоя электрона и позитрона, т. е.  $2mc^2 \approx 1,02$  МэВ. Сечение  $\sigma_{\text{пар}}$  рождения пары равно нулю, если  $\mathcal{E}_\gamma < 2mc^2$ . Таков действительно порог рождения пары, если оно происходит в электрическом поле тяжелой частицы — атомного ядра, так как тяжелая частица уносит малую энергию. Если же пара рождается при столкновениях  $\gamma$ -квантов с электроном, то электрон получает энергию того же порядка, что и частицы пары. Поэтому в этом случае рождение пары возможно только при энергии  $\gamma$ -кванта, существенно превышающей  $2m_e c^2$ . В области энергий порядка  $5m_e c^2 < \mathcal{E}_\gamma < 50m_e c^2$  теоретические расчеты в квантовой электродинамике для эффективного сечения  $\sigma_{\text{пар}}$  образования пары на атомном ядре приводят к соотношению

$$\sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \ln(\hbar\omega/m_e c^2). \quad (82.6)$$

По модулю сечение  $\sigma_{\text{пар}}$  того же порядка, что и сечение тормозного излучения. При очень высоких энергиях величина  $\ln(\hbar\omega/m_e c^2)$  заменяется постоянной из-за экранирования поля ядра электронами атомной оболочки.

Таким образом, выше порога рождения пар сечение  $\sigma_{\text{пар}}$  постепенно возрастает, а при очень высоких энергиях (порядка  $1000 m_e c^2$ ) практически стремится к постоянному пределу:

$$\sigma_{\text{пар}} \approx 0,08 Z^2 r_e^2. \quad (82.7)$$

Наоборот, сечения фото- и комптон-эффектов при высоких энергиях  $\gamma$ -квантов спадают практически до нуля. При увеличении энергии рождение пар становится сначала основным, а при дальнейшем росте энергии практически единственным механизмом поглощения  $\gamma$ -излучения в веществе.

5. Если ограничиться только тремя основными механизмами ослабления, рассмотренными выше, то при определении полного линейного коэффициента ослабления  $\tau$   $\gamma$ -квантов в веществе надо принять во внимание, что в случае фотоэффекта и рождения пар рассеивающими центрами являются атомы, а в случае эффекта Комптона — электроны, которых в  $Z$  раз больше, чем атомов. Поэтому

$$\tau = n\sigma_\phi + nZ\sigma_K^\epsilon + n\sigma_{\text{пар}}, \quad (82.8)$$

где  $n$  — число атомов в единице объема вещества, а  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_K^\epsilon$  и  $\sigma_{\text{пар}}$  — эффективные сечения фотоэффекта на атоме, эффекта Комптона на электроне и рождения пары на атомном ядре. Первое слагаемое в (82.8) преобладает при низких энергиях, второе — при средних (несколько мегаэлектронвольт), а третье — при высоких. Поэтому  $\tau$  имеет минимум в области, где влияние комптоновского рассеяния наибольшее. Такой минимум особенно резко выражен для тяжелых элементов. В качестве примера на рис. 146 приведены кривые для свинца, которые наглядно показывают относительную роль всех трех рассмотренных нами механизмов ослабления в различных областях энергий  $\gamma$ -квантов.

6. Подводя итог последних трех параграфов, заметим, что заряженная частица, пролетая в воздухе, образует в среднем одну пару ионов противоположного знака на 33 эВ потерь. Например,  $\alpha$ -частица с энергией 5 МэВ образует в воздухе  $5 \cdot 10^6 : 33 \approx \approx 150\,000$  пар ионов. Ионизационная способность заряженной частицы в других газовых средах примерно такая же, как и в воздухе. Гамма-кванты при прохождении через вещество передают свою энергию в основном электронам и, следовательно, вызывают ионизацию среды.

Приведем пример, иллюстрирующий это утверждение. Пусть электроны с энергией  $E_e = 1$  МэВ и  $\gamma$ -излучение той же энергии

падают на поверхность алюминия. Экстраполированный пробег электрона такой энергии может быть приближенно рассчитан по формуле  $R(r/\text{см}^2) \approx 0,5\mathcal{E}_e(\text{МэВ}) - 0,1$ .

При  $\mathcal{E}_e = 1$  МэВ значение  $R \approx 0,4 \text{ } r/\text{см}^2 \approx 0,15 \text{ см}$ . Средняя длина свободного пробега  $\gamma$ -лучей в веществе  $\lambda = \frac{1}{n_0\sigma}$  (из формулы (82.1)) видно, что па пути  $x = \lambda$  интенсивность  $\gamma$ -излучения уменьшается в  $e$  раз). Для  $\gamma$ -квантов с  $\epsilon = 1$  МэВ значения  $n_0\sigma = 0,165 \text{ см}^{-1}$  и  $\lambda = 6 \text{ см}$ . Но в отличие от заряженных частиц проникающая способность  $\gamma$ -квантов очень велика.

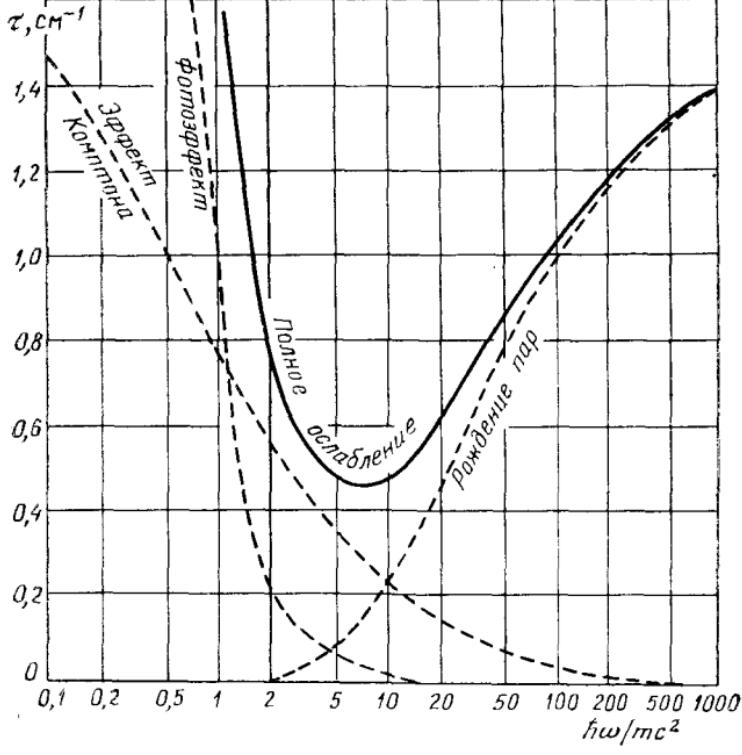


Рис. 146

При облучении заряженными частицами ионизуется лишь только тонкий поверхностный слой, а при облучении  $\gamma$ -квантами — вся толщина вещества.

### § 83. Другие проявления взаимодействия ядерных частиц с веществом

1. Заряженная частица, проходя через вещество, испытывает торможение из-за кулоновского взаимодействия не только с электронами, но и с атомными ядрами. Это — упругие столкновения с передачей энергии. Потери энергии частицы из-за этого