

## 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

### 5.1. Ионизирующее излучение. Общие закономерности взаимодействия ионизирующего излучения с атомами вещества

Излучение – перенос энергии от некоторого объекта (источника) в окружающее пространство посредством потока частиц или волн.

Многие объекты в природе являются источниками света, тепла, потоков частиц. Про такие объекты говорят, что они являются источниками излучения.

Общим для всех случаев излучения является то, что часть энергии источника уносится в окружающую среду. Во многих случаях излучение представляет собой электромагнитные волны. Было установлено, что такие волны испускаются, например, при ускоренном движении заряженных частиц. Так, колебания электронов в цепи переменного тока приводят к возникновению радиоволн. Позднее выяснилось, что к электромагнитным волнам относятся также, в порядке возрастания частоты, тепловое (инфракрасное), световое, ультрафиолетовое и рентгеновское излучения. Испускаются эти волны при переходах электронов в атомах из состояния с более высокой энергией в состояния с более низкой.

Открытие радиоактивности привело к пониманию того, что радионуклиды являются источниками трех новых типов излучений: альфа, бета и гамма.

Гамма-излучение представляет собой электромагнитные волны с еще более высокой частотой, чем рентгеновское; оно испускается при переходах между различными энергетическими состояниями ядер.

Альфа- и бета-излучения представляют собой потоки частиц. Альфа-частица состоит из двух протонов и двух нейтронов и является ядром атома гелия.

Бета-частицы – это электроны или позитроны (античастицы по отношению к электронам), обладающие высокими значениями энергии.

Излучения делят на корпускулярные и фотонные. К корпускулярным, кроме альфа- и бета-, относятся также протонное, нейтронное излучения, потоки других элементарных частиц. Они возникают в ходе ядерных превращений, происходящих, например, на Солнце, в звездах, ядерных реакторах. Фотонные – это все электромагнитные излучения, включая рентгеновское и гамма. Такое деление в некоторой мере условно, потому что концепция квантово-волнового дуализма позволила рассматривать все излучения как поток частиц – квантов.

Кванты любого электромагнитного излучения, называемые фотонами, несут энергию  $E$ , пропорциональную частоте  $\nu$  волны:  $E = h\nu$  (таблица 5.1) и движутся со скоростью света  $c$ . Но фотоны – не совсем обычные частицы. Согласно уравнению Эйнштейна устанавливается связь между энергией и массой движущейся частицы  $E = mc^2$ , поэтому каждому такому кванту можно

приписать вполне определенную массу (массу движения). Однако фотоны не могут находиться в состоянии покоя, поэтому теория приписывает им массу покоя  $m_0$ , равную нулю.

Таблица 5.1 – Энергия фотонов для некоторых типов электромагнитного излучения

Оптическое излучение	Ультрафиолетовое излучение	Рентгеновское излучение	Гамма-излучение
1,65 – 3.10 эВ	3,10 – 124 эВ	0,62 – 207 кэВ	Свыше 6,2 кэВ

Из таблицы видно, что диапазоны энергий рентгеновского и гамма-излучений перекрываются: так энергией 10 кэВ могут обладать и рентгеновские и гамма-кванты. Разница состоит в том, что гамма-излучение испускается ядрами, а рентгеновское – атомами.

Однако при воздействии излучения на вещество данное различие никак не сказывается, играет роль только энергия соответствующих фотонов.

Заметим, что энергией 10 кэВ могут обладать кванты еще одного вида электромагнитного излучения – тормозного излучения. Оно возникает в результате ускорения (торможения), которое испытывают заряженные частицы при прохождении через вещество.

Все рассмотренные излучения, за исключением светового и теплового, невидимы и не воспринимаются другими органами чувств. В этом – их потенциальная опасность для человека и живых существ. Эта опасность становится реальной, когда энергия квантов излучения превышает энергию, необходимую для ионизации атомов.

Ионизация – это процесс, когда атом и один из входящих в него электронов перестают существовать как единое целое, а в результате образуется электрон и положительно заряженный ион.

Говоря простыми словами, ионизация – выбивание электрона из атома.

Излучения, которые способны ионизировать вещество, называют ионизирующими. Возникшие в результате ионизации электроны в веществах, не являющихся проводниками, могут захватываться соседними нейтральными молекулами с образованием отрицательных ионов. Поэтому иногда определяют ионизацию как процесс образования пар ионов в веществе под действием излучения. Различают непосредственно и косвенно ионизирующие излучения.

Непосредственно ионизируют вещество излучения, представляющие собой поток заряженных частиц, в том числе альфа и бета.

К косвенно ионизирующим излучениям относятся излучения, кванты которых – незаряженные частицы, например, электромагнитные и нейтронные.

При взаимодействии таких излучений с веществом возникают вторичные заряженные частицы, чаще всего – электроны. Вторичным частицам передается вся или часть энергии излучения, и именно вторичные частицы могут ионизировать вещество. Для большинства атомов энергия ионизации лежит в

пределах от 9 до 30 эВ. Чтобы ответить на вопрос является ли конкретное излучение ионизирующим, нужно знать его энергию. Известно, что энергия бета-частиц превышает 10 кэВ, поэтому бета-излучение является ионизирующим. При этом одна  $\beta$ -частица в зависимости от своей энергии способна ионизировать множество атомов на своем пути. По числу атомов, ионизированных одной частицей, можно судить об ионизирующей способности излучения.

Энергия альфа-частиц превышает единицы МэВ, поэтому альфа-излучение также является ионизирующим, а его ионизирующая способность выше, чем у бета-частиц.

Как следует из таблицы 5.1, рентгеновское и гамма-излучения являются ионизирующими. Наиболее высокоэнергетические кванты ультрафиолетового излучения также способны произвести ионизацию. Свет, а также инфракрасные и радиоволны, имеющие меньшую энергию фотонов, не являются ионизирующими излучениями.

Процесс прохождения ионизирующего излучения, несущего большой запас энергии, через вещество, оставляет след в виде изменений структуры вещества.

При прохождении через вещество частицы взаимодействуют с атомами, из которых оно состоит, т.е. электронами и атомными ядрами (или нуклонами ядер). Характер взаимодействия излучения с веществом зависит от его вида, энергии, плотности потока, а также от физических и химических свойств самого вещества. Ядерные реакции с веществом происходят при взаимодействии с нейтронным излучением. Существенно заметное протекание ядерных реакций на ядрах атомов вещества возможно лишь при значительных потоках  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц,  $\gamma$ -квантах больших энергий (более 1,02 МэВ) и при наличии в веществе ядер с большими сечениями конкретных ядерных реакций (например, фотоядерных). В большинстве же случаев энергия ионизирующего излучения расходуется на взаимодействие с электронными оболочками всех атомов вещества.

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом бывает двух типов: упругое и неупругое.

**Упругое рассеяние** частиц – процесс столкновения частиц, в результате которого меняются только их импульсы, а внутреннее состояние остаются неизменным.

**Неупругое рассеяние** частиц – столкновение частиц, приводящее к изменению их внутреннего состояния, превращению в другие частицы или дополнительному рождению новых частиц.

Ионизирующие излучения в виде  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц при неупругом взаимодействии с электронными оболочками атомов среды сопровождается потерей энергии ионизирующего излучения на ионизацию и возбуждение атомов среды, т.е. оказывает прямое ионизирующее действие на вещество, в котором распространяется. Взаимодействие  $\beta$ -излучения с электронными

оболочками атомов среды иногда называют косвенно ионизирующим излучением.

Количественно ионизирующее действие излучения характеризуют удельной ионизацией. Удельная ионизация, создаваемая  $\gamma$ -излучением, приблизительно в  $5 \cdot 10^4$  раз меньше удельной ионизации от  $\alpha$ -частиц и в 50 раз меньше удельной ионизации от  $\beta$ -частиц с такой же энергии. Для количественной характеристики энергии ионизирующего излучения, поглощенной в единице массы облучаемого вещества, введена величина, называемая поглощенной дозой ионизирующего излучения. В зависимости от поглощенной дозы ионизирующего излучения нарушается структура вещества, в частности, степень действия ионизирующего излучения на конструкционные материалы и другие объекты.

От характера взаимодействия ионизирующего излучения с конкретным веществом зависит проникающая способность ионизирующего излучения. Эта величина имеет важное значение для решения ряда задач: прогнозных расчетов изменения свойств конструкционных материалов, защиты от ионизирующего излучения, регистрации излучения и др.

Ионизация и возбуждение – первый результат действия излучения на вещество.

Ионизации также могут подвергаться положительные ионы, что приводит к увеличению кратности их заряда. Энергия, необходимая для отрыва электрона, называется энергией ионизации. Ионизация происходит при поглощении электромагнитного излучения (фотоионизация), при нагревании газа (термическая ионизация), при воздействии электрического поля (полевая ионизация), при столкновении частиц с электронами, ионами, атомами и др. Нейтральные атомы и молекулы могут в особых случаях присоединять электроны, образуя отрицательные ионы.

**Возбужденное состояние** квантово-механической системы – неустойчивое состояние с энергией, превышающей энергию основного состояния.

Энергия излучения, проходящего через вещество, теряется при столкновениях главным образом с электронами. Электрон в атоме движется и удерживается на том или ином расстоянии от ядра благодаря действию двух равных, но противоположных сил – силы притяжения между отрицательно заряженным электроном и положительным ядром и центробежной силой отталкивания, возникающей в результате движения вокруг ядра. Если электрон при столкновении с частицей излучения получил значительное ускорение, он может преодолеть силу притяжения к ядру и покинуть атом и молекулу. Молекула при этом превращается в положительный ион. Процесс потери электрона атомом или молекулой называют ионизацией, а ядерные излучения по этой причине часто называют ионизирующими. Если же ускорение недостаточно для ионизации, результатом столкновения явится изменение «орбиты» такого электрона, увеличение расстояния электрона от ядра, т.е.

увеличение потенциальной энергии электрона, «возбуждение» атома или молекулы. Получившуюся при этом молекулу называют электронно-возбужденной или просто возбужденной. Такой процесс могут вызывать не только ионизирующие излучения, но и свет.

Ионы, выбитые электроны и возбужденные атомы (молекулы) – объекты, которые оставляют на своем пути излучения.

Время жизни этих первичных продуктов действия излучения на вещество крайне мало  $10^{-12} \dots 10^{-6}$  с.

Доказательством образования заряженных частиц является тот факт, что вещества, которые обычно являются изоляторами (воздух, стекло, пластики) в поле излучения становятся проводниками электричества и, в тем большей степени, чем больше интенсивность излучения. После прекращения облучения их проводимость резко падает.

При попадании излучения на вещество, часть излучения отражается от вещества (альбедо), а часть рассеивается в самом веществе.

Взаимодействие частиц зависит от таких характеристик вещества как плотность, атомный номер вещества, средний ионизационный потенциал вещества. Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицей и изменению траектории её движения. В случае узкого пучка заряженных частиц с кинетической энергией  $E$  проходящих слой вещества их энергия уменьшается по мере прохождения вещества, разброс энергий увеличивается. Пучок расширяется за счет многократного рассеяния.

Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило, их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако реакции важны, в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать по их взаимодействию с электронами вещества детектора или в результате их взаимодействия с нуклонами ядра. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

## 5.2. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом

К тяжелым частицам относятся частицы, массы которых в сотни раз больше массы электрона. В веществе быстрые заряженные частицы взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов. Под столкновением зарядов будем понимать электрическое взаимодействие частиц.

Столкновения тяжелых частиц с ядрами очень редки, так как ядро занимает относительно малый объем в атоме. Поэтому они мало влияют на торможение тяжелых частиц веществом. В результате взаимодействия с быстрой заряженной частицей электрон получает дополнительную энергию и переходит на один из удаленных от ядра энергетических уровней или совсем покидает атом. В первом случае происходит возбуждение, во втором –

ионизация атома. При прохождении вблизи атомного ядра быстрая частица испытывает торможение в его электрическое поле. Торможение заряженных частиц сопровождается испусканием квантов тормозного рентгеновского излучения. Наконец, возможно упругое и неупругое соударение заряженных частиц с атомными ядрами. Тяжелые заряженные частицы, ускоренные до высоких энергий, взаимодействуют с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистской заряженной частицы в кулоновском поле ядра-мишени описывается формулой Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_\alpha} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

где  $\sigma$  – полное поперечное сечение рассеяния для рассеяния на любые углы;  $\Omega$  – полный телесный угол;  $Z_1$  и  $Z_2$  – заряды налетающей частицы и ядра-мишени;  $e$  – элементарный заряд;  $E_\alpha$  – кинетическая энергия налетающей частицы;  $\theta$  – угол рассеяния.

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельных потерь энергии  $\frac{dE}{dx}$ , где  $dE$  – энергия, теряемая частицей в слое вещества толщиной  $dx$ .

Если энергия заряженной частицы теряется на ионизацию среды, то говорят об удельных ионизационных потерях.

Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы, как показано на рисунке 5.1.

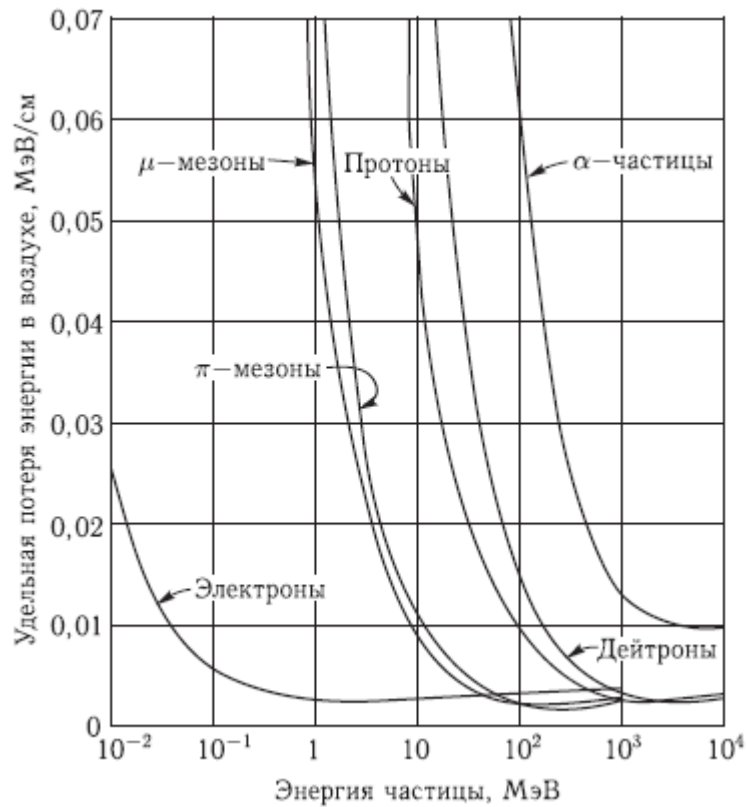


Рисунок 5.1 – Зависимость удельной потери энергии в воздухе от энергии для различных типов частиц

Рассмотрим тяжелую нерелятивистскую заряженную частицу с зарядом  $ze$  и скоростью  $v$ , пролетающую вдоль оси  $x$  на расстоянии  $b$  от электрона, как показано на рисунке 5.2.

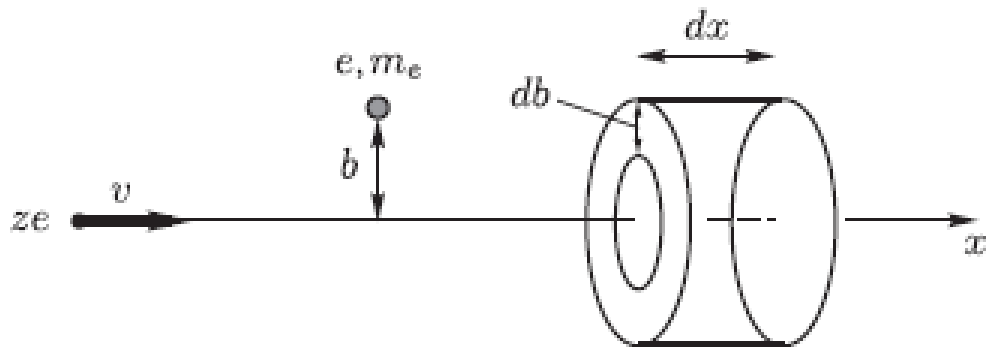


Рисунок 5.2

Максимальная сила взаимодействия в момент наибольшего сближения частиц равна  $F = ze^2 / b^2$ . Если время взаимодействия считать приближенно равным  $\Delta t \approx 2b / v$ , то переданный электрону импульс равен  $\Delta p \approx F \Delta t = 2ze^2 / bv$ , а переданная ему энергия

$\Delta E \approx (\Delta p)^2 / 2m_e = 2z^2 e^4 / m_e v^2 b^2$  ( $m_e$  – масса электрона). В элементе объема  $dV$  содержится число электронов  $dN = n_e dV$ , где  $n_e$  – плотность электронов. Так как  $dV = 2\pi \cdot b \cdot db \cdot dx$ , то суммарная энергия  $dE$ , переданная этим электронам частицей, описывается выражением

$$dE = \Delta E \cdot dN = 4\pi \cdot \frac{n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} dx.$$

Интегрируя по  $b$  от  $b_{\min}$  до  $b_{\max}$ , получим величину удельных ионизационных потерь

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \cdot \frac{n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}.$$

При  $b_{\max} \rightarrow \infty$  и  $b_{\min} \rightarrow 0$  интеграл расходится.

Реально величина  $b_{\max}$  ограничена тем, что при больших  $b$  и малых  $E$  атомный электрон уже не может рассматриваться как свободный, так как энергия взаимодействия будет сравнима с потенциалом ионизации, и при достаточно больших  $b$  передаваемая энергия может оказаться недостаточной для возбуждения атома.

Ограничение на нижний предел интегрирования  $b_{\min}$  связано с тем, что электрону тяжелой нерелятивистской заряженной частицей может быть передана максимальная энергия  $\Delta E_{\max} = 2m_e v^2$ .

Точный расчет для случая  $E \ll \frac{(Mc)^2}{m_e}$  ( $E$  и  $M$  – кинетическая энергия и масса частицы) дает следующее выражение для удельных ионизационных потерь энергии для тяжелых заряженных частиц:

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi \cdot \frac{z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (5.1)$$

где  $m_e$  – масса электрона ( $m_e c^2 = 511$  кэВ – энергия покоя электрона);  $c$  – скорость света;  $\beta = v/c$ ;  $v$  – скорость частицы;  $z$  – заряд частицы в единицах заряда позитрона;  $n_e$  – плотность электронов вещества;  $\bar{I}$  – средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица:  $\bar{I} = 13,5 \cdot Z$  эВ, где  $Z$  – заряд ядер вещества в единицах заряда позитрона;  $r_0 = e^2 / m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона.

Учитывая, что плотность электронов вещества  $n_e = Zn$ , где  $n$  – плотность ядер вещества,  $Z$  – заряд ядер в единицах заряда позитрона, можно выразить  $n_e$  через параметры среды

$$n_e = Zn = Z \frac{\rho N_A}{A},$$

где  $N_A$  – число Авогадро;  $A$  – массовое число ядер вещества среды;  $\rho$  – плотность вещества среды в  $\text{г}/\text{см}^3$ .

Тогда формула удельных ионизационных потерь тяжелых частиц преобразуется к виду, более удобному для вычислений:

$$-\frac{dE}{dx} = 3,1 \cdot 10^5 \cdot \frac{Z \cdot z^2 \rho}{A \beta^2} \left( 11,2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \frac{\text{эВ}}{\text{см}}. \quad (5.2)$$

Из выражения (5.1) видно, что удельные ионизационные потери тяжелых частиц пропорциональны квадрату заряда частицы. Поэтому для частиц с разными  $z$ , движущихся в одной и той же среде с одной и той же скоростью  $v_0$ , то есть с одной и той же величиной  $\beta^2$ , отношение удельных потерь можно представить выражением:

$$-\left(\frac{dE_1}{dx}\right)_{v_1=v_0} / -\left(\frac{dE_2}{dx}\right)_{v_2=v_0} = \left(\frac{z_1}{z_2}\right)^2, \quad (5.3)$$

где  $z_1$  и  $z_2$  – заряды первой и второй частиц.

При использовании не скорости, а кинетической энергии частиц необходимо учесть, что квадраты скоростей частиц соотносятся обратно пропорционально их массам ( $\beta^2 = 2E/mc^2$ ). Поэтому формула для отношения удельных ионизационных потерь будет более громоздкой.

Как следует из формулы (5.1), удельные ионизационные потери частиц в веществе зависят от их кинетической энергии:

$$\frac{dE}{dx} = f(E).$$

По мере прохождения частиц в веществе их кинетическая энергия уменьшается. Поэтому для того, чтобы рассчитать потери в достаточно толстом поглотителе (таком, что теряемая при его прохождении энергия  $\Delta E$  по порядку величины сопоставима с величиной начальной энергии частиц  $E$ ), нужно проинтегрировать потери по всей толщине вещества:

$$\Delta E = \int f(E) dx.$$

Так как зависимость  $f(E)$  достаточно сложная, вычислить такой интеграл аналитически трудно (см. формулу (5.1)). Можно вычислить его численно, разбив всю толщину поглотителя на  $n$  малых частей толщиной  $dx_i$  и заменив интеграл следующей суммой:

$$\Delta E = \int f(E) dx = \sum_{i=1}^n f(E_i) dx_i = \sum_{i=1}^n \left( \frac{dE_i}{dx} \right) \cdot dx_i, \quad (5.4)$$

где  $E_i$  – энергия частиц, прошедших в поглотителе расстояние  $x_i$ .

Поэтому

$$\Delta E = E - E_n = E - \sum_{i=1}^n \left( \frac{dE_i}{dx} \right) \cdot dx_i.$$

При прохождении заряженной частицы в веществе ее кинетическая энергия идет на возбуждение и ионизацию атомов среды. Электроны, которые выбиваются из атомов в процессе ионизации и, в свою очередь, способные ионизировать другие атомы, называются  $\delta$ -электронами. Энергия их велика по сравнению с энергией ионизации, поэтому процесс образования  $\delta$ -электронов можно рассматривать как процесс рассеяния тяжелой заряженной частицы на свободном электроны. Угол вылета  $\delta$ -электрона заключен в пределах  $0 \leq \psi \leq 90^\circ$ , причем максимальную энергию  $\delta$ -электрон получает при выбивании его вперед ( $\psi = 0$ ).

Дифференциальное сечение образования  $\delta$ -электронов заряженной частицей с зарядом  $z$ , движущейся со скоростью  $v$  в среде, определяется соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{ze^2}{m_e v^2} \right) \frac{1}{\cos^3 \psi},$$

где  $\psi$  – угол вылета  $\delta$ -электрона относительно направления движения частицы.

Заряженная частица, движущаяся в веществе, испытывает большое число столкновений, приводящих к изменению направления ее движения. Этот процесс называется **многократным рассеянием**.

Угол рассеяния  $\theta$  заряженной частицы с импульсом  $p$ , скоростью  $v$  и зарядом  $z \cdot e$  на неподвижном ядре с зарядом  $Z \cdot e$ :

$$\operatorname{tg} \theta \approx \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{2Zze^2}{pv} \frac{1}{b}.$$

Для среднего квадрата угла многократного рассеяния частицы при прохождении ею слоя  $x$  вещества с плотностью ядер  $n$  можно получить выражение

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi(Zze^2)^2 nx}{(pv)^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}.$$

Если выбрать для оценки в качестве  $b_{\max}$  и  $b_{\min}$  размеры атома и ядра, то эта формула приобретает вид

$$\langle \theta^2 \rangle = 0,157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{z^2 x}{(pv)^2} \ln \left[ 1,13 \cdot 10^4 \frac{Z^{4/3}}{A} \frac{z^2 x}{\beta^2} \right]$$

где  $A$  – атомная масса вещества (в а.е.м.),  $pv$  – в МэВ,  $x$  – в г/см<sup>2</sup>,  $\beta = v/c$ . Логарифм является слабоменяющейся функцией, так что основную роль играет множитель, стоящий перед ним.

Для тяжелой нерелятивистской заряженной частицы  $p = mv$  и, ввиду большой величины ее массы  $m$  и малости пробега  $x$ , средний угол рассеяния невелик и траектория является практически прямолинейной (рисунок 5.3).

Для  $\alpha$ -частиц с энергиями 2 и 5 МэВ средний угол многократного рассеяния  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$  составляет 0,054 и 0,040 радиан соответственно.

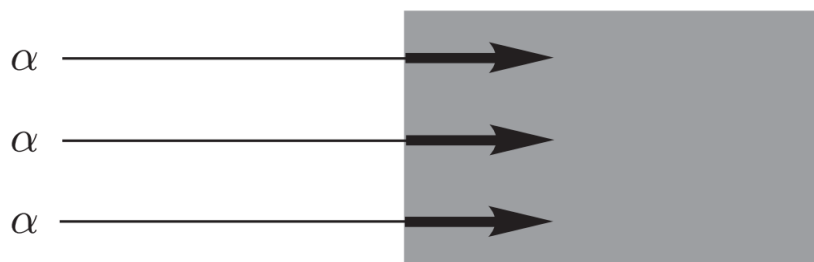


Рисунок 5.3 – Схематическое представление траекторий первоначально параллельного пучка тяжелых заряженных частиц в веществе

### 5.3. Взаимодействие электронов с веществом

Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина – малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса электрона при каждом его столкновении с частицами среды, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат – электромагнитное радиационное излучение.

Удельные потери энергии электронов с кинетической энергией

$$E = m_e c^2 = \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

являются суммой **ионизационных и радиационных потерь**.

В области низких энергий электронов ( $E < 1$  МэВ) определяющий вклад в потери энергии дают неупругие процессы взаимодействия с атомными электронами, включающие ионизацию атомов. Передаваемая в одном столкновении энергия в среднем очень мала и при движении в веществе потери складываются из очень большого числа таких малых потерь. Статистические флуктуации в ионизационных процессах ведут к разбросу потерь и величин пробегов.

**Ионизационные потери** энергии электронов даются выражением

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = - \frac{2\pi}{\beta^2} \cdot n_e r_0^2 m_e c^2 \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(1 - \beta^2)} \right) - \left( 2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 \right],$$

где  $m_e$  – масса электрона ( $m_e c^2 = 511$  кэВ – энергия покоя электрона);  $c$  – скорость света;  $\beta = v/c$ ;  $v$  – скорость электрона;  $E$  – кинетическая энергия электрона;  $n_e$  – плотность электронов вещества;  $\bar{I}$  – средний ионизационный

потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица:  $\bar{I} = 13,5 \cdot Z$  эВ, где  $Z$  – заряд ядер вещества в единицах заряда позитрона;  $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона.

В нерелятивистской области ионизационные потери быстро уменьшаются при увеличении энергии и достигают минимума при энергии  $E \approx 1,5$  МэВ. Далее потери очень медленно (по логарифмическому закону) растут с энергией, выходя на плато. Причиной такой зависимости является поляризация среды пролетающим электроном (эффект плотности). В результате ослабляется кулоновское поле релятивистского электрона, и в плотных средах (твердые тела, жидкости) потери не растут. В газах рост потерь может достигать нескольких десятков процентов. При расчетах потерь учитывается движение обоих электронов после взаимодействия и то, что приведенная масса взаимодействующих электронов равна  $m_e/2$ . Принимаются в расчет также квантово-механические эффекты тождественности электронов. Относительная величина этих поправок составляет несколько процентов.

Ионизационные потери энергии электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона  $E$  растут радиационные потери. Согласно классической электродинамике, заряд, испытывающий ускорение (замедление)  $a$ , излучает энергию. Мощность излучения  $W$  определяется соотношением

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3}.$$

**Радиационные потери** энергии электронов в зависимости от его энергии определяются одним из следующих выражений:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = -\frac{16}{3} nE \frac{Z^2 r_0^2}{137} \text{ при } E < m_e c^2 = 511 \text{ кэВ},$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = -nE \frac{Z^2 r_0^2}{137} \cdot \left[4 \ln \left(\frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right)\right] \text{ при } 1 < \frac{E}{m_e c^2} < \frac{137}{Z^{1/3}},$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = -nE \frac{Z^2 r_0^2}{137} \cdot \left[4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right] \text{ при } \frac{E}{m_e c^2} > \frac{137}{Z^{1/3}},$$

где  $m_e$  – масса электрона ( $m_e c^2 = 511$  кэВ – энергия покоя электрона);  $c$  – скорость света;  $Z$  – заряд ядра в единицах заряда позитрона;  $n$  – концентрация атомов вещества;  $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона.

Ускорение частицы с зарядом  $ze$  и массой  $m$ , пролетающей на расстоянии  $b$  от атомного ядра с зарядом  $Ze$ , можно оценить как

$$a \approx \frac{1}{m} \frac{Zze^2}{b^2}.$$

Оно пропорционально произведению зарядов ядра и частицы и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому энергия, излучаемая при торможении протона, меньше энергии, излученной электроном в том же поле,

$$\text{примерно в } \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 = \left(\frac{938,3}{0,511}\right)^2 \approx 3,37 \cdot 10^6 \text{ раз.}$$

По этой причине радиационные потери, играющие важную роль в торможении электронов высокой энергии, практически не влияют на прохождение через вещество тяжелых заряженных частиц.

Отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии  $K$  определяется следующей зависимостью

$$K = \frac{(dE/dx)_{\text{рад}}}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \approx 1,64 \cdot 10^6 ZE,$$

где  $E$  выражается в МэВ, а  $Z$  – средний заряд ядер атомов среды (эта зависимость применима к твердым веществам и жидкостям).

Энергия электронов  $E_{\text{кр}}$ , при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь, называется **критической**. Критические энергии электронов для различных веществ приведены в таблице 5.2.

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так, для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз. В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает с ростом толщины  $x$  поглотителя. Скорость этого убывания характеризуют так называемой **радиационной длиной**  $L_r$ :

$$E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{L_r}}$$

где  $E_0$  – начальная энергия электрона.

Таблица 5.2 – Критические энергии электронов  $E_{\text{кр}}$  и радиационные длины  $L_r$  различных веществ

Вещество	Критическая энергия $E_{\text{кр}}$ , МэВ	Радиационная длина $L_r$	
		г/см <sup>2</sup>	см
H <sub>2</sub> (жидкость)	340	63,0	888
C	103	42,7	19,3
Воздух	83	36,6	3·10 <sup>4</sup>
Al	47	24	8,9

Вещество	Критическая энергия $E_{кр}$ ,	Радиационная длина $L_r$	
Fe	24	13,8	1,76
Cu	21,5	12,9	1,44
Pb	6,9	6,4	0,56

Как показано выше, при многократном рассеянии зависимость среднего квадрата угла отклонения  $\langle \theta^2 \rangle$  заряженной частицы от ее импульса  $p$ , скорости  $v$  и пройденного в веществе расстояния  $x$  имеет вид

$$\langle \theta^2 \rangle \sim \frac{x}{(pv)^2}.$$

Поскольку масса электронов мала, то углы их рассеяния, особенно при небольших энергиях, значительно больше, чем у тяжелых частиц. Так для электронов с энергиями 2 и 5 МэВ средний угол многократного рассеяния  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$  составляет 1,27 и 1,00 радиан соответственно, т.е. примерно в 25 раз больше среднего угла рассеяния  $\alpha$ -частиц с такой же энергией.

Таким образом, сравнительно небольшая масса электронов существенно сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны часто и значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории (рисунок 5.4). Поэтому для электронов процесс многократного рассеяния на атомах вещества должен существенно сказываться на их пробеге.

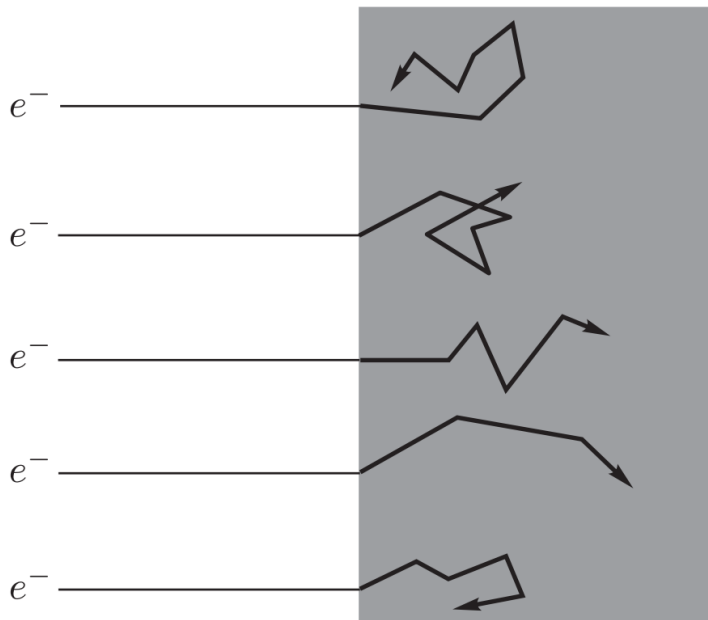


Рисунок 5.4 – Схематическое представление траекторий первоначально параллельного пучка электронов в веществе

Увеличению среднего угла рассеяния электронов способствует и большая длина их траектории. В результате многократного рассеяния направление движения электрона значительно отклоняется от исходного, и длина траектории электрона может в 1,5–4 раза превосходить пробег, понимаемый как расстояние, проходимое электроном в направлении первоначального движения.

На рисунке 5.5 показано, как меняется интенсивность  $I$  пучка первоначально моноэнергетичных электронов от толщины  $x$  слоя алюминиевого поглотителя, пройденного ими в направлении первоначального движения, для разных начальных энергий электронов. При больших энергиях ( $E \gg m_e c^2 = 511 \text{ кэВ}$ ) рассеяние сравнительно невелико, и основная часть электронов движется в первоначальном направлении. Их интенсивность на начальных отрезках пути практически не меняется, что соответствует участкам плато на кривых поглощения.

Это похоже на поведение слаборассеивающихся  $\alpha$ -частиц (рисунок 5.4).

По мере увеличения пройденного расстояния и уменьшения энергии угол рассеяния электронов растет, и интенсивность пучка в первоначальном направлении уменьшается. При малых энергиях направления движений электронов приобретают хаотический характер, а распространение пучка – характер диффузии (см. рисунок 5.4).

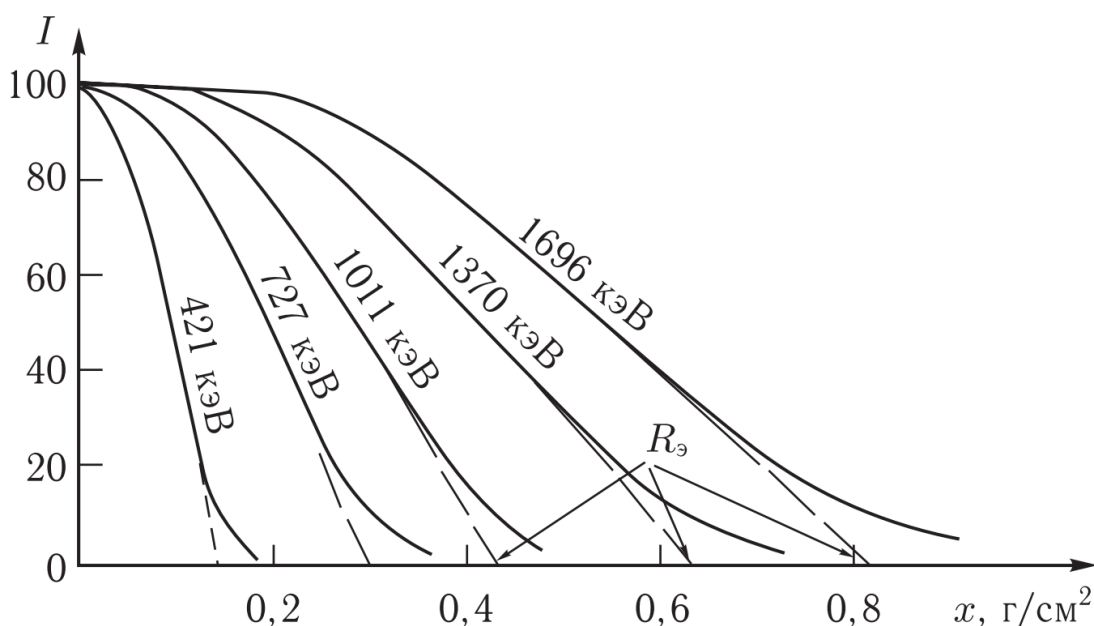


Рисунок 5.5 – Зависимость изменения интенсивности  $I$  первоначально моноэнергетического пучка электронов от толщины слоя алюминиевого поглотителя для разных энергий пучка

Электроны высоких энергий ( $E > 100 \text{ МэВ}$ ) образуют в результате последовательных актов испускания  $\gamma$ -квантов, которые рождают затем электрон-позитронные пары, каскадные ливни вторичных частиц (рисунок

5.6). Каскадный ливень может быть инициирован и  $\gamma$ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. Однако по мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон-позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетических электронов может достигать  $10^6$ .

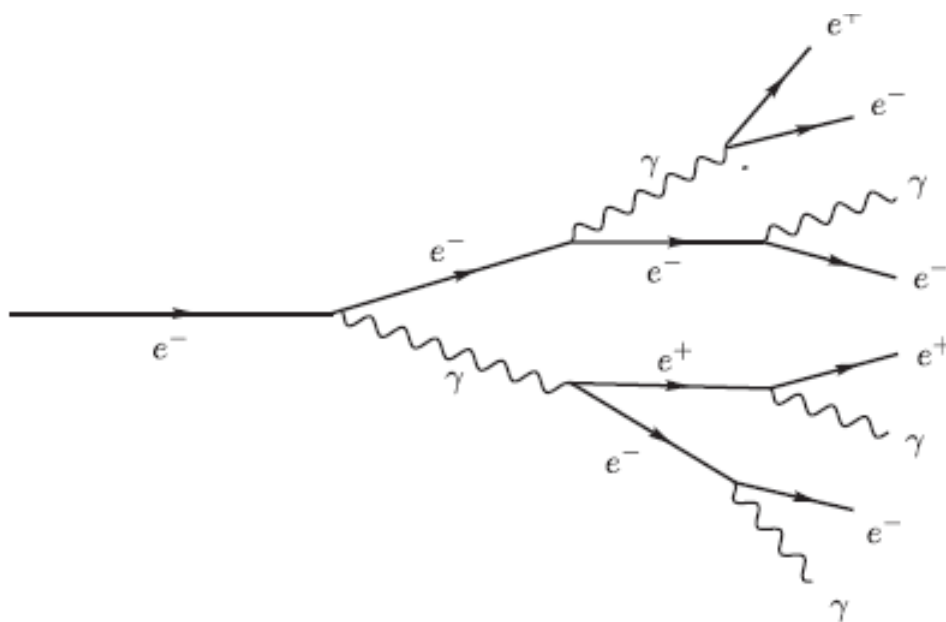


Рисунок 5.6 – Каскадный ливень, вызванный высокоэнергетическим электроном

Для высокоэнергетических электронов ионизация атомов является лишь одним из способов их взаимодействия со средой. При энергиях электронов  $E \approx 50$  МэВ вероятности различных процессов составляют соответственно:

упругие столкновения – 5%;

ионизация – 35%;

возбуждение атомов – 60%.

#### 5.4. Взаимодействие гамма-квантов с веществом

При прохождении  $\gamma$ -излучения через вещество происходит ослабление интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества. На рисунке 5.7 показано полное эффективное сечение взаимодействия с веществом фотонов с энергиями от 10 эВ до 100 ГэВ для двух поглощающих материалов – углерода ( $Z = 6$ ) и свинца ( $Z = 82$ ). Показаны вклады различных физических процессов в полное сечение поглощения.

Эффективное сечение фотоэффекта на атомах вещества ( $\sigma_{\text{ф}}$ ) доминирует при энергиях фотонов ниже 0,1 МэВ в углероде и ниже 1 МэВ в свинце (см. рисунок 5.7).

Вторым по величине вклада в полное сечение в этой же области энергий  $\gamma$ -квантов является когерентное (или релеевское) рассеяние фотонов на атомах вещества (его сечение обозначено на рисунке как  $\sigma_{\text{когернт}}$ ). При релеевском рассеянии  $\gamma$ -квантов не происходит ни ионизации, ни возбуждения атомов. Это упругое рассеяние.

При энергиях  $\gamma$ -кванта выше 0,1 МэВ в веществе с малыми значениями  $Z$  и выше 1 МэВ в веществах с большим  $Z$  главным механизмом ослабления первичного пучка  $\gamma$ -квантов становится некогерентное рассеяние фотонов на электронах вещества, т.е. эффект Комптона. Его сечение обозначено как  $\sigma_{\text{к}}$ .

Если энергия  $\gamma$ -кванта превышает удвоенную массу электрона  $2m_e c^2 = 1,02$  МэВ, становится возможным процесс образования пары, состоящей из электрона и позитрона. Сечение рождения пары в поле ядра ( $\sigma_{\text{п}}^{\text{я}}$  на рисунке 5.6) доминирует в области высоких энергий фотонов. На рисунке 5.6 показано также сечение образования пар в поле атомных электронов ( $\sigma_{\text{п}}^{\text{е}}$ ).

Перечисленные выше механизмы взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом не затрагивают внутреннюю структуру атомных ядер. При больших энергиях  $\gamma$ -квантов ( $E > 10$  МэВ) увеличивается вероятность процесса взаимодействия фотона с ядрами вещества с возбуждением ядерных состояний. Если энергия кванта больше энергии связи нуклона в ядре, поглощение  $\gamma$ -кванта высокой энергии будет сопровождаться вылетом нуклона из ядра. При энергиях  $\gamma$ -квантов около 20–25 МэВ для легких ядер ( $A < 40$ ) и 13–15 МэВ для тяжелых ядер в эффективном сечении ядерного фотопоглощения наблюдается максимум, который называется гигантским дипольным резонансом ( $\sigma_{\text{я}}$  на рисунке 5.7).

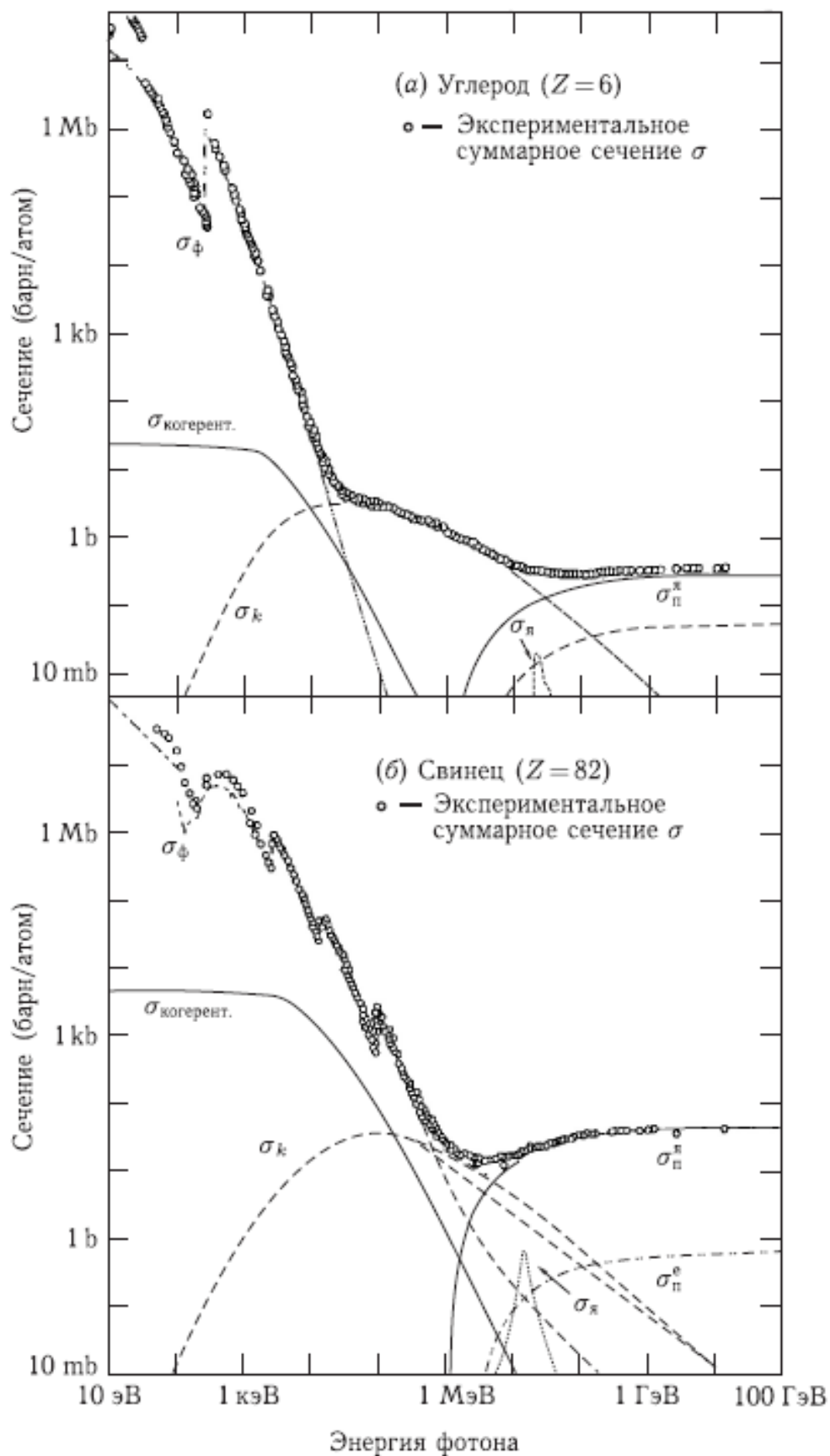


Рисунок 5.7 – Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ( $Z = 6$ ) и свинцом ( $Z = 82$ ) при энергиях фотона от 10 эВ до 100 ГэВ. Показаны сечения отдельных процессов, формирующих полное сечение

В области энергий  $\gamma$ -квантов, излучаемых возбужденными ядрами при переходах в основное и низшие возбужденные состояния, т.е. при  $E_\gamma$  от 10 кэВ до примерно 10 МэВ наиболее существенны три процесса взаимодействия фотонов с веществом: комптоновское (некогерентное) рассеяние, фотоэффект и образование пар электрон-позитрон. Суммарное эффективное сечение в этой области энергий является суммой эффективных сечений отдельных процессов, участвующих в ослаблении первичного потока:

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_\pi.$$

Эффективное сечение каждого из процессов, рассчитанное на один атом поглотителя, является функцией как энергии  $\gamma$ -излучения, так и атомного номера  $Z$  вещества поглотителя.

Уменьшение интенсивности  $I(x)$  моноэнергетического коллимированного пучка  $\gamma$ -квантов не слишком толстым слоем  $x$  однородного вещества происходит по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-n\sigma x} = I(0) \cdot e^{-\tau x},$$

где  $n$  – концентрация атомов поглотителя. Величину  $\tau$  (она обычно выражается в  $\text{см}^{-1}$ ) называют линейным коэффициентом поглощения.

На рисунках 5.8 и 5.9 показаны зависимости линейного коэффициента поглощения фотонов в алюминии и свинце от энергии фотонов.

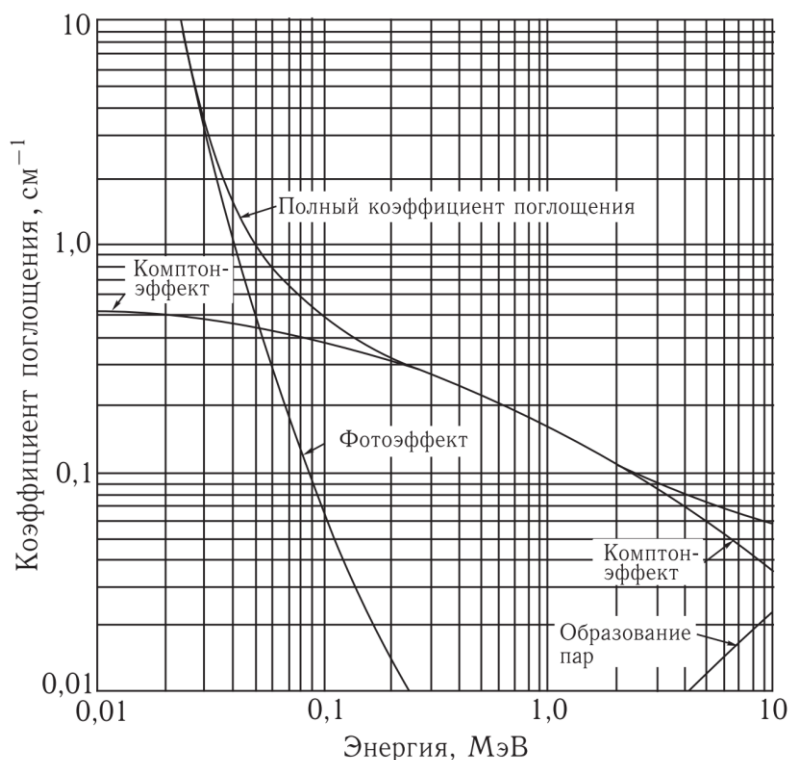


Рисунок 5.8 – Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов в алюминии от их энергии

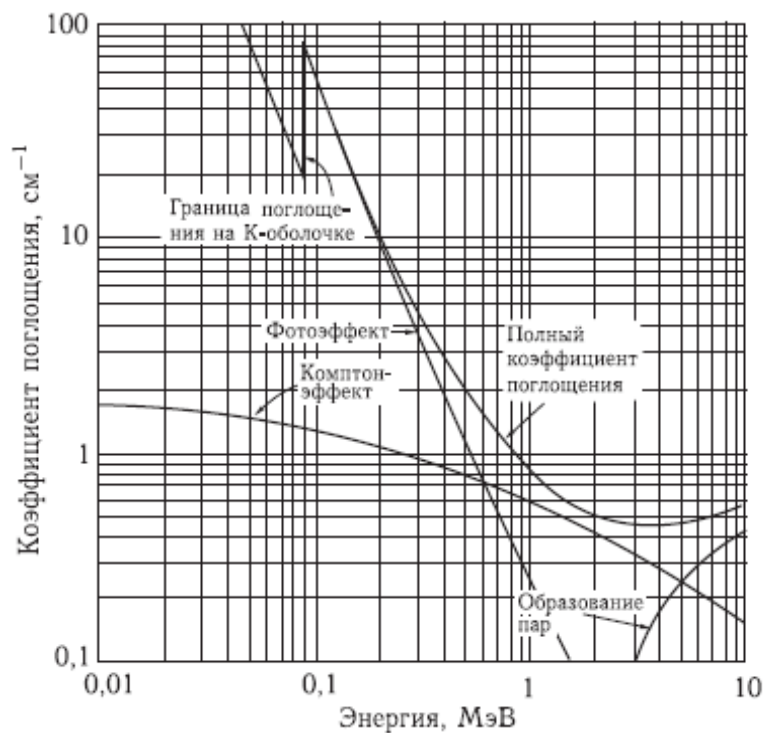


Рисунок 5.9 – Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов в свинце от их энергии

Если энергия  $\gamma$ -кванта больше энергии связи электрона оболочки атома, происходит **фотоэффект**. Это явление состоит в том, что фотон целиком поглощается атомом, а один из электронов атомной оболочки выбрасывается за пределы атома. Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию фотоэлектрона  $E_e$  :

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_\gamma,$$

где  $I_i$  – ионизационный потенциал оболочки атома, из которой выбивается электрон;  $E_\gamma$  – энергия ядра-отдачи,  $E_\gamma$  – энергия  $\gamma$ -кванта. Величина энергии ядра-отдачи обычно мала, поэтому ею можно пренебречь. Тогда энергия фотоэлектрона определится соотношением  $E_e \approx E_\gamma - I_i$ , где  $i = K, L, M, \dots$  – индекс электронной оболочки. Хорошо видные «зубцы» в кривой эффективного сечения (см. рисунок 5.7) являются следствием скачков сечения фотоэффекта при росте энергии фотона выше различных ионизационных потенциалов электронных оболочек атома.

Эффективное сечение фотоэффекта является суммой эффективных сечений фотоэффекта на отдельных электронных оболочках атома. Фотоэффект происходит с наибольшей вероятностью (около 80%) на электронах атомной оболочки, наиболее сильно связанной с ядром атома, т.е. на К-оболочке. Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может происходить на свободном электроне, так как законы сохранения импульса и энергии в случае фотоэффекта на свободном электроне не выполняются одновременно. Формулы для сечения фотоэффекта имеют следующий вид:

$$\sigma_{\phi} = \frac{5}{4} \cdot 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left( \frac{13,61}{E_{\gamma}(\text{эВ})} \right)^{7/2} \text{ см}^2 \quad \text{при } \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \ll 1,$$

$$\sigma_{\phi} = \frac{5}{4} \cdot 1,34 \cdot 10^{-33} \frac{Z^5}{E_{\gamma}(\text{МэВ})} \text{ см}^2 \quad \text{при } \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} \gg 1.$$

Сечение фотоэффекта значительно растет с ростом от атомного номера  $Z$  вещества поглотителя:  $\sigma_{\phi} \sim Z^5$ . Величина эффективного сечения фотоэффекта

резко спадает с ростом энергии  $\gamma$ -квантов:  $\sigma_{\phi} \sim \left( \frac{1}{E_{\gamma}} \right)^{7/2}$ .

Фотоэффект является основным процессом, который обеспечивает поглощение  $\gamma$ -квантов в области малых энергий.

**Комптон-эффект** – это рассеяние  $\gamma$ -кванта на свободном электроне. Электрон можно считать свободным, если энергия  $\gamma$ -кванта во много раз превышает энергию связи электрона. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией  $E_{\gamma}$  появляется рассеянный фотон с энергией  $E'_{\gamma} < E_{\gamma}$ , а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию  $E_e = E_{\gamma} - E'_{\gamma}$ .

На рисунке 5.10 показана схема рассеяния  $\gamma$ -кванта на электроне.

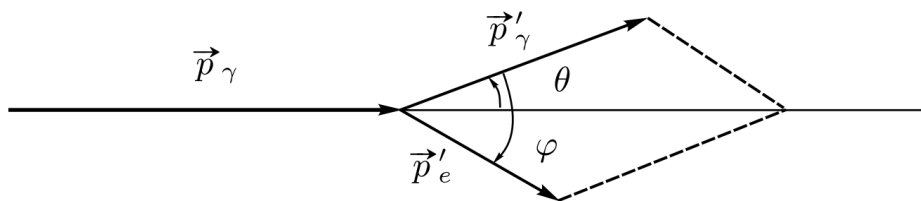


Рисунок 5.10 – Схема рассеяния  $\gamma$ -кванта на электроне

Уравнения, составленные в соответствии с законами сохранения энергии и импульса для данного процесса, имеют следующий вид:

$$E_{\gamma} = E'_{\gamma} + E_e,$$

$$\vec{p}_{\gamma} = \vec{p}'_{\gamma} + \vec{p}_e,$$

где  $\vec{p}_{\gamma}$  и  $\vec{p}'_{\gamma}$  – импульсы первичного и рассеянного  $\gamma$ -квантов,  $\vec{p}_e$  – импульс электрона.

При комптоновском рассеянии происходит изменение длины волны  $\gamma$ -кванта на следующую величину

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0 (1 - \cos \theta),$$

где  $\lambda$  и  $\lambda'$  – длины волн первичного и рассеянного  $\gamma$ -кванта;

$\lambda_0 = \frac{h}{m_e c}$  – комптоновская длина волны электрона;  $\theta$  – угол между направлениями импульсов  $\vec{p}_\gamma$  и  $\vec{p}'_\gamma$  падающего и рассеянного  $\gamma$ -квантов.

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии не зависит от  $\lambda$  и определяется лишь углом  $\theta$  рассеяния  $\gamma$ -кванта. Кинетическая энергия электрона определяется выражением

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2 \frac{\theta}{2}}}.$$

Эффективное сечение рассеяния  $\gamma$ -кванта на электроне  $\sigma_k^e$  не зависит от характеристик вещества-поглотителя, а определяется энергией кванта:

$$\sigma_k^e = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[ \frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\},$$

где  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см,  $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ .

Из последнего выражения следует, что сечение комптоновского рассеяния убывает с ростом энергии  $\gamma$ -кванта:  $\sigma_k^e \approx \frac{1}{E_\gamma}$ .

Эффективное сечение комптоновского рассеяния, рассчитанное на один атом  $\sigma_k$ , кривые для которого показаны на рисунке 5.7, пропорционально атомному номеру (или числу электронов в атоме)  $Z$ :

$$\sigma_k = Z \cdot \sigma_k^e.$$

Энергии  $\gamma$ -квантов, возникших в результате переходов атомных ядер из возбужденных состояний в основное и низшие возбужденные, как правило, много больше как энергии связи электронов в атоме, так и кинетических энергий этих электронов. Поэтому при их комптоновском рассеянии первичный электрон можно считать покоящимся. Некогерентное рассеяние  $\gamma$ -кванта приводит в этом случае к передаче части энергии кванта электрону и появлению  $\gamma$ -кванта с меньшей энергией (и большей длиной волны).

Можно показать, что одиночный  $\gamma$ -квант, независимо от своей энергии, не может в вакууме превратиться в электрон-позитронную пару, так как при этом не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле заряженной частицы или ядра, получающими часть энергии и импульса.

Образование пар в поле ядра может иметь место, если энергия

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + E_{\text{я}},$$

где слагаемое  $2m_e c^2$  соответствует энергии покоя пары электрон-позитрон;  $E_{\text{я}}$  – энергия ядра-отдачи. Так как энергия ядра-отдачи сравнительно мала, то энергия, определяемая первым слагаемым, является порогом рождения электронно-позитронной пары ( $2m_e c^2 \approx 1,022$  МэВ).

В основном образование  $e^+e^-$ -пар происходит в кулоновском поле ядер атомов и эффективное сечение этого процесса пропорционально квадрату заряда ядра,  $\sigma_{\text{II}}^{\text{я}} \approx Z^2$ .

Порог рождения пар в поле электрона равен  $2m_e c^2$ . Это связано с тем, что энергию получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона характеризуется сравнительно малым сечением  $\sigma_{\text{II}}^{\text{е}}$  (см. рисунок 5.7).

На рисунке 5.11 представлены графики зависимости вероятности  $P$  того, что фотон, взаимодействуя с веществом, образует электрон-позитронную пару, от энергии фотона. Вероятность образования электрон-позитронной пары растет с ростом энергии фотона и с увеличением заряда ядра.

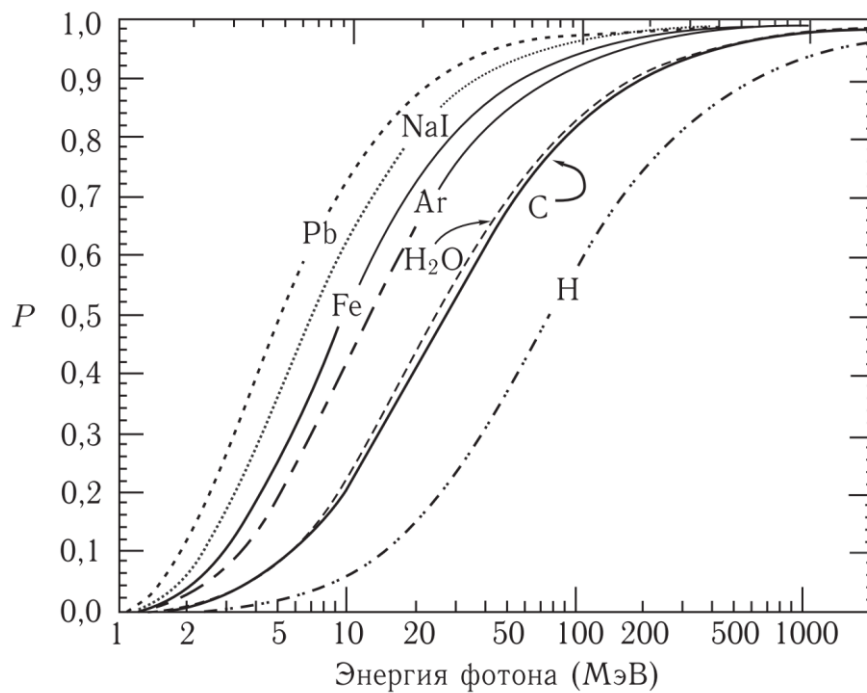


Рисунок 5.11 – Зависимости вероятности образования фотоном электрон-позитронной пары от энергии фотона для различных ядер

Ниже приведено выражение для сечения образования электрон-позитронной пары в области энергий фотонов  $m_e c^2 \ll E_{\gamma} \ll m_e c^2 \frac{137}{Z^{1/3}}$ :

$$\sigma_p = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left( \frac{28}{9} \ln \left( \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right).$$

Анализ графиков на рисунках 5.7 – 5.9 позволяет определить границы областей энергий  $\gamma$ -квантов и значений  $Z$ , в которых наибольшее значение имеет тот или иной механизм взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом.

Комптон-эффект играет основную роль в ослаблении интенсивности  $\gamma$ -излучения в алюминии при  $60 \text{ кэВ} < E_\gamma < 15 \text{ МэВ}$  и в свинце при  $0,7 \text{ МэВ} < E_\gamma < 5 \text{ МэВ}$ .

Фотоэлектрическое поглощение в алюминии наиболее существенно при  $E_\gamma < 50 \text{ кэВ}$  и в свинце при  $E_\gamma < 0,5 \text{ МэВ}$ . Образование пар доминирует над этими двумя процессами при больших энергиях  $\gamma$ -квантов: в алюминии при  $E_\gamma > 15 \text{ МэВ}$  и в свинце при  $E_\gamma > 6 \text{ МэВ}$ .

### 5.5. Пробеги частиц ионизирующего излучения в веществе

Под **длиной пробега частицы** в воздухе или других средах принято называть наибольшее расстояние от источника излучения, при котором еще можно обнаружить частицу до ее поглощения веществом. Длина пробега частицы зависит от заряда, массы, начальной энергии и среды, в которой происходит движение. С возрастанием начальной энергии частицы и уменьшением плотности среды длина пробега увеличивается. Если начальная энергия излучаемых частиц одинакова, то тяжелые частицы обладают меньшими скоростями, чем легкие. Если частицы движутся медленно, то их взаимодействие с атомами вещества среды более эффективно и частицы быстрее растрачивают имеющийся у них запас энергии.

Длина пробега альфа-частиц в воздухе обычно менее 10 см. Так, например, альфа-частицы с энергией 4 МэВ обладают длиной пробега в воздухе примерно в 2,5 см. В воде или в мягких тканях человеческого тела, плотность которых более чем в 700 раз превышает плотность воздуха, длина пробега альфа-частиц составляет несколько десятков микрометров. За счет своей большой массы при взаимодействии с веществом альфа-частицы быстро теряют свою энергию. Это объясняет их низкую проникающую способность и высокую удельную ионизацию: при движении в воздушной среде альфа-частица на 1 см своего пути образует несколько десятков тысяч пар заряженных частиц – ионов.

Заряженные частицы относятся к малопроникающим видам ионизирующего излучения. При своем движении в веществе они взаимодействуют с электрическими полями атомов среды. В результате взаимодействия электрон атомов среды получает дополнительную энергию и переходит на более удаленные от ядра энергетические уровни (процесс возбуждения) или совсем покидает атомы (процесс ионизации). При

прохождении вблизи атомного ядра частицы испытывает торможение в его электрическом поле, которое сопровождается испусканием тормозного гамма излучения.

Пробег бета-частиц в воздухе достигает нескольких метров в зависимости от энергии. От потока бета-частиц с максимальной энергией 2 МэВ полностью защищает слой алюминия толщиной 3,5 мм, железа – 1,2 мм, свинца – 0,8 мм. Одежда поглощает до 50 % бета-частиц. При внешнем облучении организма на глубину более 1 мм проникает 20–25 % бета-частиц.

Нейтронное излучение представляет собой поток ядерных частиц, не имеющих электрического заряда. Масса нейтрона приблизительно в 4 раза меньше массы альфа-частиц. В зависимости от энергии различают медленные нейтроны (с энергией менее 1 кэВ), нейтроны промежуточных энергий (от 1 до 500 кэВ) и быстрые нейтроны (от 500 кэВ до 20 МэВ). Среди медленных нейтронов различают тепловые нейтроны с энергией менее 0,2 эВ. Тепловые нейтроны находятся по существу в состоянии термодинамического равновесия с тепловым движением атомов среды. Наиболее вероятная скорость движения таких нейтронов при комнатной температуре составляет 2200 м/с. При неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами атомов среды возникает вторичное излучение, состоящее из заряженных частиц и гамма-квантов (гамма-излучение). При упругих взаимодействиях нейтронов с ядрами может наблюдаться обычная ионизация вещества. Проникающая способность нейтронов зависит от их энергии, но она существенно выше, чем у альфа- или бета-частиц. Так, длина пробега нейтронов промежуточных энергий составляет около 15 м в воздушной среде и 3 см в биологической ткани, аналогичные показатели для быстрых нейтронов – соответственно 120 м и 10 см. Таким образом, нейтронное излучение обладает высокой проникающей способностью и представляет для человека наибольшую опасность из всех видов корпускулярного излучения. Мощность нейтронного потока определяется плотностью потока нейтронов (нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ).

Гамма-излучение, представляющее собой электромагнитное излучение с высокой энергией и с малой длиной волны, обладает большой проникающей способностью. Гамма-лучи не отклоняются в электрических и магнитных полях. Это излучение обладает меньшей ионизирующей способностью, чем альфа- и бета-излучение. Рентгеновские лучи представляют собой разновидность электромагнитного излучения с энергией не выше 1 МэВ. Рентгеновское излучение, как и гамма-излучение, обладает малой ионизирующей способностью и большой глубиной проникновения.

Для определенной среды и частицы с известным зарядом  $Z$  величина  $dE/dx$  является функцией только ее кинетической энергии  $E$ :  $\frac{dE}{dx} = \varphi(E)$ . Проинтегрировав это выражение по всем значениям  $E$  от 0 до начальной энергии частицы  $E_0$ , можно получить полный путь  $R$ , который заряженная частица проходит до остановки:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}.$$

Величину  $R$  называют **длиной пробега** или просто пробегом частицы в веществе.

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробеги тяжелых частиц измеряют расстоянием по прямой от точки входа частиц в среду до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или в единицах длины, умноженной на плотность вещества (в основном в единицах  $\text{г}/\text{см}^2$ ).

Зависимость интенсивности  $I$  частиц, проходящих через единицу площади в единицу времени, от пройденного расстояния  $x$  для первоначально моноэнергетического параллельного пучка тяжелых заряженных частиц (например, протонов или  $\alpha$ -частиц), показана на рисунке 5.12. Пробеги таких частиц имеют разброс значений, описываемый функцией Гаусса. Он обусловлен, в частности, статистическими флуктуациями ионизационных потерь. Так  $\alpha$ -частица, проходя через среду, может испытывать перезарядку, превращаясь в однозарядный ион гелия  ${}^4\text{H}^+$  или атом гелия  ${}^4\text{H}$ . В силу статистических флуктуаций пробег тяжелой частицы определяется как расстояние, на котором интенсивность пучка частиц составляет половину от начальной интенсивности. Кроме того, вводится понятие **экстраполированного пробега**  $R_3$ , который определяется как расстояние, на котором прямая, аппроксимирующая средний участок спада кривой интенсивности, пересекает ось  $x$  (см. рисунок 5.12).

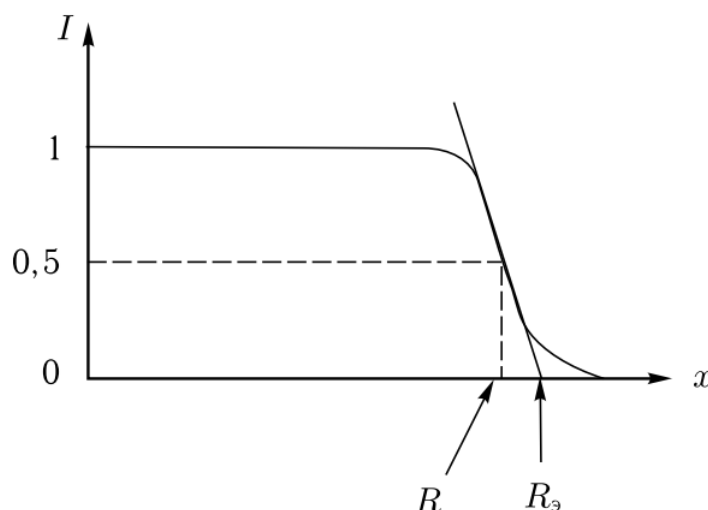


Рисунок 5.12 — Зависимость интенсивности  $I$  пучка первоначально моноэнергетических тяжелых заряженных частиц от пути  $x$ , пройденного ими в веществе

Пробеги  $\alpha$ -частиц в некоторых средах приведены в таблице 5.3.

Таблица 5.3 – Пробеги  $\alpha$ -частиц различных энергий в некоторых веществах

Энергия, МэВ	4	5	6	7	8	9	10
Воздух, см	2,5	3,5	4,6	5,9	7,4	8,9	10,6
Алюминий, мкм	16	23	30	38	48	58	69
Биологическая ткань, мкм	31	43	56	72	91	110	130

Процессы рассеяния электронов и потери ими энергии, ведущие к уменьшению интенсивности, носят вероятностный характер, что приводит к значительному разбросу величин пробегов отдельных частиц. Для электронов в качестве средней величины пробегов, как правило, используют экстраполированный пробег, т.е. такую толщину поглотителя, при которой продолжение линейно спадающего участка зависимости интенсивности электронного пучка  $I(x)$  пересекает уровень нулевой интенсивности (см. рисунок 5.5)

Экстраполированные пробеги в  $\text{г}/\text{см}^2$  электронов с энергией  $E$  (МэВ) в алюминии можно определить с использованием следующих выражений:

$$R_{\text{э}}(\text{Al}) = 0,4E^{1,4} \text{ при } E < 0,8 \text{ МэВ},$$

$$R_{\text{э}}(\text{Al}) = 0,54E - 0,133 \text{ при } E > 0,8 \text{ МэВ}.$$

Причем экстраполированный пробег электронов в веществе с зарядом  $Z$  и массовым числом  $A$  связан с пробегом в алюминии выражением:

$$R_{\text{э}}(A, Z) = R_{\text{э}}(\text{Al}) \frac{(Z/A)_{\text{Al}}}{(Z/A)}.$$

Экстраполированные пробеги электронов в различных веществах приведены в табл. 5.4.

Таблица 5.4 – Экстраполированные пробеги электронов различных энергий (в см) в некоторых веществах

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0,05	0,5	5	50	500
Воздух	41	160	$2 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$
Вода	$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,19	2,6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0,056	0,95	4,3	8,6
Свинец	$5 \cdot 10^{-3}$	0,026	0,30	1,25	2,5