

Профессор  
И.Н.Бекман

## ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

### Лекция 14. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Проблемой взаимодействия ядерного излучения с веществом занимаются такие науки, как радиационная физика, радиационная химия, радиология и др.

**Радиационная физика** – занимается исследованием процессов переноса ядерных излучений через вещество. Существенное внимание уделяется процессам прохождения и отражения (альbedo) излучения и всевозможным ядерным реакциям между излучением и элементами, составляющими вещество, оценке угловых и энергетических распределений рассеянного и образовавшегося в защитной среде вторичного нейтронного и фотонного излучения, методологии измерений нейтронного и фотонного излучений. Физические исследования направлены на расчеты доз, поглощенных конструкционными материалами, и на расчет оптимальных конструкций защитных барьеров.

**Радиационная химия** - область химии, в которой изучаются химические процессы, возбуждаемые действием ионизирующих излучений. Основное применение: радиационная модификация веществ и материалов; разработка способов их защиты от разрушения; использование ионизирующих излучений в химической технологии для радиационно-химического синтеза органических, в том числе высокомолекулярных веществ и др.

**Радиобиология** - наука о действии всех видов ионизирующих излучений на организмы и их сообщества. Радиобиология занимается оценкой доз, получаемых изысканием различных средств защиты организма от излучений и путей его пострadiационного восстановления от повреждений, прогнозированием опасности для человечества повышения уровня радиации окружающей среды, изысканием новых путей использования ионизирующих излучений в медицине, сельском хозяйстве, пищевой и микробиологической промышленности.

Некоторые аспекты взаимодействия излучения используются в радиометрии, ядерной медицине, радиоэкологии, экологической радиохимии, радиогеохимии и других разделах науки и техники.

В данной лекции мы рассмотрим особенности поглощения таких видов излучений, как пучки ускоренных протонов, альфа частиц, нейтронов, электронов, гамма- и рентгеновского излучения твердыми телами.

## 1. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СКВОЗЬ ВЕЩЕСТВО

### 1.1 Терминология: взаимодействие ионизирующих излучений со средой

**Энергия излучения**, переданная веществу, - разность между суммарной энергией всех заряженных и незаряженных частиц (без учета энергии покоя), входящих в данный объем вещества, и суммарной энергией всех частиц, выходящих из этого объема, плюс изменение энергий, связанное с массой покоя частиц при ядерных превращениях, происходящих в объеме.

**Сечение взаимодействия ионизирующих частиц** (сечение взаимодействия) - вероятность взаимодействия ионизирующих частиц с одним атомом, электроном, ядром атома или всеми атомами (электронами, ядрами), находящимися в данном объеме вещества.

**Замечание.** Вероятность взаимодействия характеризуется площадью поперечного сечения такой воображаемой сферы, условно приписываемой бомбардируемой частице (атому, электрону, ядру), проходя через которую бомбардирующие частицы участвуют в реакциях или процессах взаимодействия определенного типа с бомбардируемой частицей. Это сечение взаимодействия часто называют парциальным.

**Полное сечение взаимодействия** - сумма всех сечений взаимодействия, ионизирующих частиц данного вида, соответствующих различным процессам или реакциям.

**Замечание.** Указанные сечения взаимодействия, отнесенные к одному атому, электрону или ядру атома, называют микроскопическими, а отнесенные ко всем атомам (электронам, ядрам атомов), находящимся в единице объема вещества (т. е. к концентрации частиц-мишеней), называют макроскопическими.

**Линейный коэффициент ослабления** - полное макроскопическое сечение взаимодействия косвенно ионизирующих частиц или отношение доли  $\mu$   $dN/N$  косвенно ионизирующих частиц, испытавших взаимодействие при прохождении пути  $dl$  в веществе к длине этого пути:  $\mu = \mu/\rho(dN/dl)$ .

**Замечание.** Массовый коэффициент ослабления излучения  $\mu_m$ , на единице массы вещества выражается через линейный коэффициент  $\mu$  и атомный коэффициент  $\mu_a$ :  $\mu_m = \mu_a(N_A/A)$ .

**Слой половинного ослабления излучения** - толщина слоя вещества, ослабляющего узкий (или широкий) пучок мононаправленного излучения в 2 раза:  $\Delta_{1/2}$ .

**Длина релаксации** - толщина  $l$  слоя вещества, ослабляющего пучок мононаправленного излучения в  $e$  раз ( $e$  - основание натуральных логарифмов):  $l = \Delta_{1/2}/0,693$ .

**Примечание.** Для нейтронов обычно используют длину релаксации, измеренную в геометрии широкого пучка.

**Линейный коэффициент передачи энергии**  $\mu_{tr}$  - отношение доли энергий  $d\omega/\omega$  косвенно ионизирующего излучения (исключая энергию покоя частиц), которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц при прохождении элементарного пути  $dl$  в веществе, к длине этого пути:  $\mu_{tr} = (1/\omega) (d\omega/dl)$

**Примечание.** Массовый коэффициент передачи энергии  $\mu_{tr,m}$ , выражается через линейный:  $\mu_{tr,m} = \mu_{tr}/\rho$ , где  $\rho$  - плотность вещества.

**Линейный коэффициент поглощения энергии**  $\mu_{en}^*$  - произведение линейного коэффициента передачи энергии  $\mu_{tr}$ , на разность между единицей и долей  $g$  энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение в данном веществе:  $\mu_{en} = \mu_{tr} (1 - g)'$

**Примечание.** Массовый коэффициент поглощения энергии  $\mu_{en,m}$  выражается через линейный:  $\mu_{en,m} = \mu_{en}/\rho = \mu_{tr,m} (1 - g)$ .

## 1.2 Типы взаимодействия излучения с веществом

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

**Ионизирующее излучение** (радиация) – поток частиц или квантов электромагнитного излучения, взаимодействие которого с веществом приводит к ионизации и возбуждению его атомов и молекул. К ионизирующему излучению относятся потоки электронов, позитронов, протонов, дейтронов,  $\alpha$ -частиц и др. заряженных частиц, а также потоки нейтронов, рентгеновское и гамма-излучение.

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 сечениях 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.

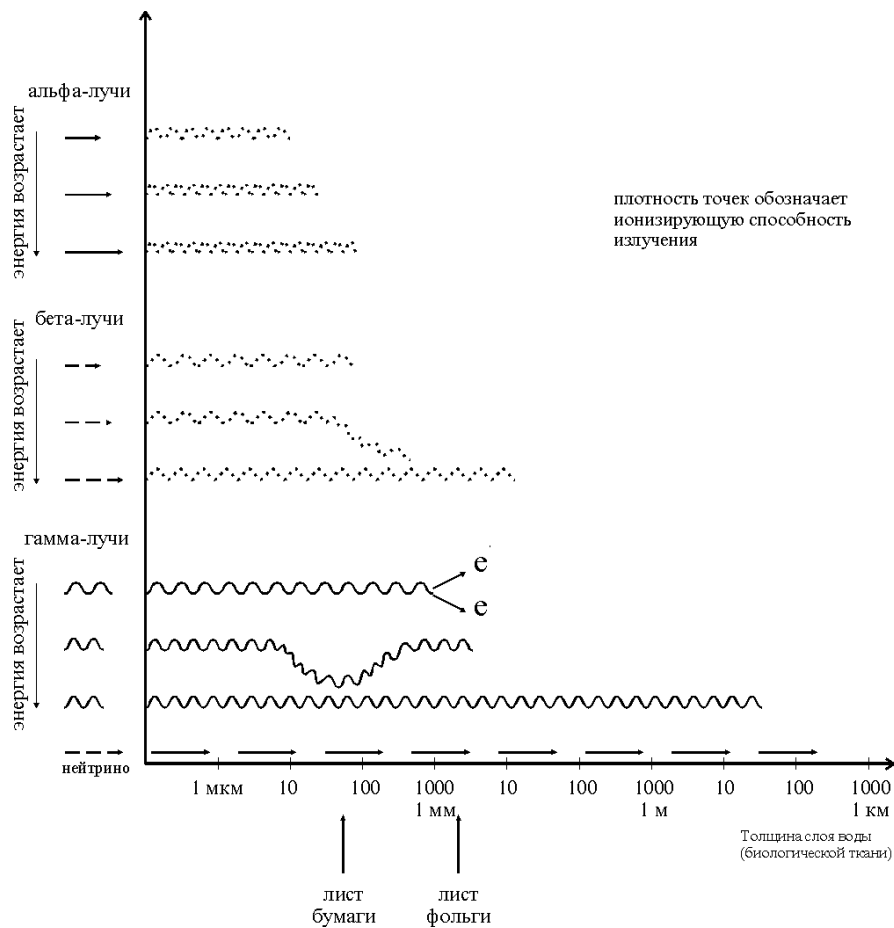
**Упругое рассеяние** частиц – процесс столкновения частиц, в результате которого меняются только их импульсы, а внутреннее состояния остаются неизменным.

**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. Отметим, что удельная ионизация, создаваемая  $\gamma$ -излучением, приблизительно в  $5 \cdot 10^4$  раз меньше удельной ионизации от  $\alpha$ -частиц и 50 раз меньше удельной ионизации от  $\beta$ -частиц 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: прогностического расчета изменения свойств конструкционных материалов, защиты от ионизирующего излучения, регистрации излучения и др.



**Рис. 1.** Схема, иллюстрирующая ионизирующую способность и проникновение различных видов излучений в вещество (биологическая ткань, вода)

### 1.3 Ионизация и возбуждение

Ионизация и возбуждение - первый результат действия излучения на вещество.

**Ионизация** – превращение атомов или молекул в положительные ионы в результате отрыва одного или нескольких электронов.

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 (столкновительная ионизация) 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 молекулы - вот что в первый момент оставляют на своем пути излучения. Этот первый результат действия излучения на молекулу можно символически записать так:  $M \rightarrow M^+ + e$ ,  $M \rightarrow M^*$ , понимая под  $M$  молекулу, электрон которой удален в результате столкновения с частицей излучения;  $M^+$  - ион, получившийся при этом, который называют молекулярным, а  $M^*$  - возбужденная молекула, символ  $\rightarrow$  обозначает действие излучения. Время жизни этих первичных продуктов действия излучения на вещество крайне мало -  $10^{-12}$  -  $10^{-6}$  сек и лишь в некоторых случаях несколько больше, однако их существование надежно доказано, а поведение изучается экспериментально.

Доказательством образования заряженных частиц - ионов и электронов - является тот факт, что вещества, обычно являющиеся изоляторами - воздух, стекло, пластики - в поле излучения становятся проводниками электричества и, в тем большей степени, чем больше интенсивность излучения. Стоит облучение прекратить, и проводимость резко упадет.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

При попадании излучения на вещество, часть излучения отражается от вещества (альбедо), а часть рассеивается в самом веществе. В данной главе мы рассмотрим последний процесс.

Взаимодействие частиц (протонов, дейтронов, альфа-частиц, нейтронов) с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Высокоэнергетичные частицы, стабилизируясь в веществе, передают им свою энергию, вызывая ионизацию. 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.

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

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

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.

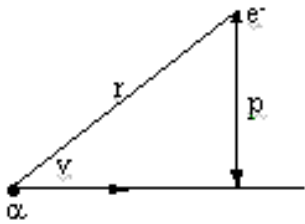
### 2.1 Взаимодействие заряженной частицы с электроном

Рассмотрим элементарную схему взаимодействия заряженной частицы с одним электроном.

Пусть **тяжелая частица** с зарядом  $q=ze$  пролетает со скоростью  $v$  на расстоянии  $r$  от свободного (несвязанного) электрона с массой  $m_e$  и зарядом  $-e$  (**Рис.2**). Если скорость электрона намного меньше скорости частицы, то его можно считать покоящимся. Во время движения частицы на покоящийся электрон действует кулоновская сила:

$$F = b_0 * \frac{qe}{\epsilon r^2} \quad (1)$$

где  $r$  - расстояние между зарядами, зависящее от времени;  $b_0 = 9 \cdot 10^9$  м/ф - постоянная, характеризующая взаимодействие зарядов в вакууме;  $\epsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость среды, показывающая, во сколько раз сила взаимодействия в среде меньше, чем в вакууме.



**Рис.2.** Схема столкновений заряженной частицы  $\alpha$  с электроном  $e^-$ .

Кулоновская сила направлена вдоль радиуса  $r$ . Положительно заряженная частица притягивает электрон, и он начинает двигаться по направлению к траектории частицы. Отрицательно заряженная частица, наоборот, удаляет электрон от траектории. Так как масса тяжелой частицы намного больше массы электрона, то частица после столкновения с электроном почти не изменяет направление своего движения.

Энергетические потери частицы за одно столкновение с электроном:

$$\Delta E \approx \frac{b_0 q^2 e^2}{\epsilon m_e v^2} * \frac{1}{d} \quad (2)$$

где  $d$  - кратчайшее расстояние электрона до траектории частицы (параметр столкновения). Энергетические потери пропорциональны квадрату заряда частицы. С увеличением скорости время взаимодействия частицы с электроном, а вместе с ним и потери энергии на одно столкновение уменьшаются. Энергетические потери не зависят от массы частицы. Минимальные неупругие потери ограничиваются энергией возбуждения электрона в атоме. Частица может передать электрону порцию энергии, которая переводит его на один из возбужденных уровней атома. Вследствие этого, начиная с некоторого параметра столкновения  $d > d_0$ , частица взаимодействует не с отдельным электроном, а со всем атомом в целом. В этом случае происходит упругое столкновение частицы с атомом. Максимальный параметр столкновения  $d_0$ , при котором атом возбуждается или ионизируется, зависит от порядкового номера  $Z$ , т.е. от степени связанности электронов в атоме.

В предположении, что масса частицы  $M \gg m_e$ , взаимодействие ее с электроном приведет к тому, последний получит импульс в направлении, перпендикулярном к линии полета частицы,

$$\Delta p_{\perp} = \frac{2ze^2}{rv} \quad (3)$$

Кинетическая энергия, соответствующая этому импульсу, равна

$$\Delta E = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^2}{m_e v^2} * \frac{1}{r^2} \quad (4)$$

Такую энергию приобретает электрон, если мимо него на расстоянии  $r$  проходит заряженная частица с зарядом  $ze$ , двигающаяся со скоростью  $v$ . Такую же энергию теряет заряженная частица.

## 2.2 Ионизация и возбуждение атома

Полные потери энергии частицы при ее движении в среде определяются двумя процессами: возбуждение атомов мишени и их ионизация.

Для расчета потерь на возбуждение обычно делается упрощающее предположение: атом мишени представляется как система только с двумя возбужденными состояниями, энергии которых равны соответственно  $E_1$  и  $E_2$ , относительно основного состояния. Взаимодействие частицы с атомом в этом случае может приводить к **возбуждению** с потерей энергии  $E_1$  или  $E_2$ , или к **ионизации**, с потерей энергии распределенной в соответствии с функцией  $g(E) \sim \frac{1}{E^2}$ :

$$g(E) = \frac{(E_{\max} + I)I}{E_{\max}} \frac{1}{E^2}. \quad (5)$$

Макроскопическое сечение возбуждения ( $i = 1, 2$ ) может быть оценено как

$$\Sigma_i = \frac{\Delta E_{BB}}{\Delta x} (1-r) \frac{f_i}{E_i} \frac{\ln \frac{E_{\max}}{E_i} - \beta^2}{\ln \frac{E_{\max}}{I} - \beta^2}, \quad (6a)$$

а макроскопическое сечение ионизации есть

$$\Sigma_3 = \frac{\Delta E_{BB}}{\Delta x} r \frac{E_{\max}}{I(E_{\max} + I) \ln \left( \frac{E_{\max} + I}{I} \right)}. \quad (66)$$

$E_{\max}$  – максимальная энергия которая может быть передана электрону частицей:

$$E_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left( \frac{m_e}{M} \right)^2}, \quad (7)$$

где  $m_e$  масса электрона, а  $M$  – масса налетающей частицы.  $I$  – средняя энергия возбуждения, которая может быть оценена как  $I = 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$ ,  $E_i$  – уровни энергии атома,  $f_i$  – энергия осциллятора,  $\Delta E_{BB}$  – средние потери энергии после пересечения мишени, вычисляемые в соответствии с уравнением Бете-Блоха (см. ниже), и  $\Delta x$  – толщина мишени.

Максимальная энергия, которая может быть передана в одном акте взаимодействия тяжелой частицей, движущейся со скоростью  $v \ll c$ , неподвижному электрону, примерно равна

$$E_{\max} = 2m_e v^2. \quad (8)$$

Количество элементарных событий  $n_i$  после однократного пересечения частицей мишени:

$$n_i = \Sigma_i \Delta x. \quad (9)$$

$r$  ( $0 \leq r \leq 1$ ) является параметром модели и определяет относительный вклад процессов возбуждения и ионизации в полные потери энергии. При высокой энергии налетающих частиц должны преобладать потери на ионизацию и  $r = 1$ .

Параметры  $f_i$ ,  $E_i$  удовлетворяют условиям  $f_1 + f_2 = 1$ ;  $f_1 \ln E_1 + f_2 \ln E_2 = \ln I$

$$f_2 = \begin{cases} 0, & \text{if } Z \leq 2 \\ 2/Z, & \text{if } Z > 2 \end{cases}, f_1 = 1 - f_2 \quad (10)$$

$$E_2 = 10 \cdot Z^2 \text{ eV}, E_1 = \left( \frac{I}{E_2^{f_2}} \right)^{1/f_1}. \quad (11)$$

При таких значениях уровень атома  $E_2$  соответствует примерно энергии К-оболочки, а  $Zf_2$  – количество электронов в ней.

**Потери энергии на возбуждение** равны

$$\Delta E_e = n_1 E_1 + n_2 E_2, \quad (12)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – целые числа случайные числа, распределенные в соответствии с законом Пуассона.

**Потери энергии на ионизацию** вычисляются как

$$\Delta E_{ion} = \sum_{i=1}^{n_3} \frac{I}{1 - g \xi_i} \quad (13)$$

$n_3$  – целое случайное число, распределенные в соответствии с законом Пуассона,  $\xi_i$  – случайные числа, равномерно распределенные от 0 до 1,  $g = \frac{E_{\max}}{E_{\max} + I}$ .

**Полные потери энергии**  $\Delta E_{total}$  вычисляются как сумма потерь на возбуждение (12) и ионизацию (13).

### 2.3 Тормозная способность

Энергетические потери заряженной частицы в неупругих (возбуждение и ионизация) и упругих столкновениях с атомами принято относить к **ионизационным потерям**. Они характеризуются удельной ионизацией, равной числу ионных пар (электрон, ион), возникающих на единицы пути частицы. На создание одной ионной пары в веществе все заряженные частицы тратят в среднем одинаковую энергию, из которой одна половина идет на ионизацию, а другая – на возбуждение и на упругие столкновения с молекулами. Например, заряженные частицы расходуют на образование одной ионной пары в воздухе 34 эВ. Из этой энергии на ионизацию молекулы идет около 15 эВ, а остальные 19 эВ – на возбуждение и упругие столкновения.



Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии  $\Delta E$  заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка  $\Delta x$ , к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы и особенно резко перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга). Кривая Брэгга для ускоренных протонов приведена на **Рис.4**, а для  $\alpha$ -частиц – на **Рис.3**.



**Рис. 3.** Изменение удельной ионизации при торможении  $\alpha$ -частиц в воздухе (кривая Брэгга).

Выше мы рассмотрели взаимодействие тяжелой частицы с отдельным электроном.

В результате взаимодействия со всеми электронами заряженная частица потеряет кинетическую энергию

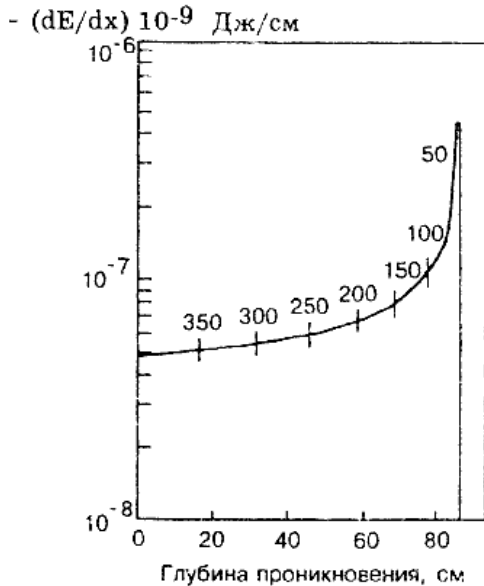
$$dE = \frac{4\pi n_e z^2 e^2}{m_e v^2} \frac{dr}{r} dx, \quad (14)$$

где  $n_e$  – плотность электронов.  
а на единице длины –

$$\frac{dE}{dx}(r) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{dr}{r} \quad (15)$$

Удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости  $\phi(v) \sim 1/v$  и не зависит от массы частицы  $M$

$$\frac{dE}{dx} \approx z^2 n_e \phi(v). \quad (16)$$



**Рис. 4.** Зависимость тормозной способности биологической ткани для протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в слой вещества. Численные значения над кривой - энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега - пик Брэгга.

Удельную ионизацию нетрудно подсчитать по удельной потере энергии  $(dE/dx)_u$ , которая равна изменению кинетической энергии частицы на единице пути в веществе. Число ионных пар на единице пути равно удельной потере энергии, деленной на средние затраты энергии в веществе на образование одной ионной пары:

$$n_u = \frac{1}{\varepsilon} * \left( \frac{dE}{dx} \right)_u \quad (17)$$

Если пролетающая через вещество частица имеет энергию большую, чем энергия связи электрона в атоме, удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц описываются **формулой Бете-Блоха**:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{ эрг/см}^2, \quad (18)$$

где  $m_e$  - масса электрона ( $m_e c^2 = 511$  кэВ - энергия покоя электрона);  $c$  - скорость света;  $v$  - скорость частицы;  $\beta = v/c$ ;  $Z$  - заряд частицы в единицах заряда позитрона;  $n$  - плотность электронов в веществе;  $\bar{I}$  - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица.  $\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} * Z'$ , где  $Z'$  - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона.

**Замечание.** Формулу Бете-Блоха часто записывают в виде:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right], \quad (18a)$$

где  $N_A$  – число Авогадро,  $Z$  и  $A$  – и атомный номер и массовое число вещества,  $I$  – его *средний потенциал ионизации*,  $z$  – заряд (в единицах  $e$ ) ионизирующей частицы,  $\beta$  – её скорость (в единицах скорости света  $c$ ),  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона.

Основные закономерности, вытекающие из формулы Бете-Блоха, таковы:

1. Потери не зависят от массы, квадратично зависят от заряда частицы и являются функцией её скорости:

$$\frac{dE}{dx} = z^2 f(\beta)$$

2. Эта универсальная для всех частиц функция в области малых скоростей  $\beta \ll 1$  (но больших по сравнению с «внутриатомными скоростями» электронов) изменяется как  $1/\beta^2$ , т.е. по мере замедления *нерелятивистской* частицы её торможение резко усиливается. С ростом  $\beta$  функция достигает (при  $\gamma \sim 3\div 4$ ) минимума. Поэтому умеренно релятивистскую частицу иногда называют «минимально ионизирующей». При дальнейшем росте  $\beta$  потери медленно ( $\sim \ln \gamma$ ) растут.

3. Зависимость  $dE/dx$  от свойств среды главным образом определяется отношением  $Z/A$ , близким к  $1/2$  для большинства веществ. В этом состоит практическая выразительность плотности потерь в единицах «толщины», а не длины. Влияние среднего потенциала ионизации  $I$ , стоящего «под логарифмом», мало. Для *однозарядной минимально ионизирующей частицы* потери составляют от 1 до 2 МэВ см<sup>2</sup>/г.

Замечание. Довольно быстро было замечено, что необходимы поправки к формуле Бете-Блоха, чтобы точно описать экспериментальные данные. Для вычисления средних потерь энергии **релятивистских тяжелых ионов** на единицу длины следует использовать формулу Бете - Блоха с поправками: поправка Мотта и Блоха - при умеренно релятивистских энергиях, поправка на плотность и поправка Линдхарда - Соренсена на конечный размер ядра-снаряда - при высоких энергиях.

Удельные потери энергии прямо пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы теряющей энергию на ионизацию и обратно пропорциональны квадрату скорости тяжелой частицы. Удельные потери энергии не зависят от массы  $m$  проходящей через вещество частицы (при условии  $m \gg m_e$ ), но существенно зависят от скорости частицы. Удельные потери энергии линейно зависят от плотности атомных электронов  $n$ . Ионизационные удельные потери энергии в двух веществах относятся друг к другу как порядковые номера этих веществ:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{z_1} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{z_2} = Z_1 : Z_2 \quad (19)$$

Так, ионизационные потери протона в свинце ( $Z = 82$ ) примерно в 16 раз больше, чем в углероде ( $Z = 6$ ).

Если частица движется в веществе, состоящем из нескольких сортов атомов, то удельные потери энергии принято характеризовать эффективным порядковым номером  $Z_{эф}$ . Он равен порядковому номеру однородного вещества, в котором удельные потери такие же, как и в неоднородном веществе. Эффективный порядковый номер вводят для удобства расчетов. Он может быть не равным целому числу, как у элементов. Так, воздуху приписывается  $Z_{эф} = 7.64$ .

Потери энергии ведут к замедлению частицы при взаимодействии с мишенью. Флуктуации потерь энергии для каждой отдельной частицы, вызванные случайным характером процесса, ведут к уширению разброса по импульсу. Статистический характер процесса ионизации приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь. В частном случае при взаимодействии с тонкой мишенью, форма распределения по импульсу близка к гауссовой. Флуктуации пар ионов можно описать распределением Пуассона только в первом приближении. Коррекция отклонение от закона Пуассона осуществляется фактором Фано, который равен отношению реальной дисперсии числа пар носителей к дисперсии по Пуассону.

Для определенной среды и частицы с данным зарядом  $Z$  величина  $dE/dx$  является функцией только кинетической энергии:  $dE/dx = \varphi(E)$ . Проинтегрировав это выражение по всем значениям  $E$  от 0 до  $E_{max}$ , можно получить полный пробег частицы, то есть полный путь  $R$ , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{max}} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (20)$$

здесь  $dE/dx$  - удельные потери энергии в веществе, в случае  $\alpha$ -распада  $E_{max} = E_0$  - начальной энергии  $\alpha$ - частицы.



Основная часть ионизации происходит в две стадии. На первой стадии падающая частица непосредственно выбивает из атомов электроны. Это так называемая *первичная* ионизация. Спектр кинетической энергии первичных электронов быстро падающий:  $dN/dT \sim 1/T^2$ .

Достаточно энергичные из них (кэВ- и даже МэВ-ные), называемые  $\delta$ -электронами, в свою очередь производят *вторичную* ионизацию. Полный пробег  $R_T$   $\delta$ -электрона в веществе, измеренный вдоль его траектории, может быть вычислен интегрированием формулы Бете-Блоха на длине  $l=R_T$  и приравниванием полученного интеграла и начальной энергии.

По мере ионизационного торможения электроны испытывают также весьма значительное угловое рассеяние, так что процесс их распространения подобен диффузии. Поэтому для характеристики толщины вещества, на которую *эффективно* проникают электроны и которая существенно меньше полного пробега, используется т.н. *практический пробег*  $R_p$ . Для тонких детекторов  $\delta$ -электроны могут вылетать за пределы чувствительной области, уменьшая тем самым детектируемые ионизационные потери. Пробег слабо зависит от геометрии поглотителя и его состава (за исключением водорода и тяжелых элементов).

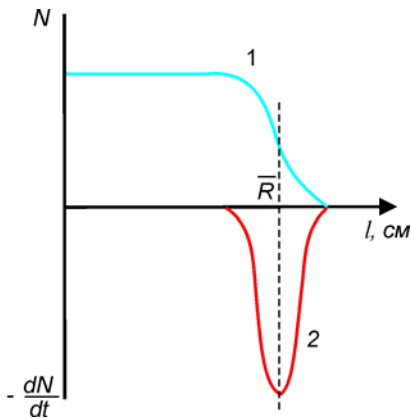
Полное число ион-электронных пар, произведенное в результате первичной и вторичной ионизации, пропорционально ионизационным потерям и меняется в широких пределах для разных веществ. Так, на образование одной пары в газообразном аргоне требуется в среднем 26 эВ, а в полупроводнике всего  $\sim 3$  эВ.

## 2.4 Пробег

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Поэтому, пробег тяжелой частицы  $R$  измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность ( $\text{г/см}^2$ ). Длина пробега частицы зависит от её заряда, массы, начальной энергии, а также от свойств среды, в которой частица движется. Пробег увеличивается с возрастанием начальной энергии, массивные частицы обладают меньшими скоростями, чем легкие. Медленно движущиеся частицы взаимодействуют с атомами более эффективно и быстрее растрачивают имеющуюся у них энергию.

Остановимся несколько подробнее на пробеге  $\alpha$ -частиц в веществе.

Заряженная частица проходит в веществе некоторое расстояние, прежде чем она потеряет всю свою кинетическую энергию. Численное значение проникающей способности  $\alpha$ -излучения соответствует пробегу  $\alpha$ -частицы. Пробегом  $\alpha$ -частицы называют длину траекторий (трека), по которой двигается частица в веществе с момента входа в вещество до полной стабилизации. Величина пробега определяется удельными потерями энергии. Чем больше плотность атомных электронов и заряд частицы, тем выше эти потери и тем меньше пробег частицы в веществе. Тяжелые заряженные частицы, взаимодействующие в основном с атомными электронами, мало отклоняются от направления своего первоначального движения – треки прямолинейны. Поэтому пробег тяжелой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки ее остановки.



**Рис.5.** Зависимость числа  $\alpha$ -частиц от расстояния до источника. 1 – число  $\alpha$ -частиц на расстоянии  $l$ ; 2 –  $-dN/dl$  – число  $\alpha$ - частиц с пробегом  $l$ ;  $R$  – средний пробег  $\alpha$ -частиц.

$\alpha$ -излучение характеризуется малой проникающей способностью и сильным ионизирующим действием.  $\alpha$ -частицы, обладающие значительно большей массой, при столкновениях с электронами атомных оболочек испытывают очень небольшие отклонения от своего первоначального направления и движутся почти прямолинейно. Пробеги  $\alpha$ -частиц в веществе очень малы. Например, у  $\alpha$ -частицы с энергией 4 МэВ длина пробега в воздухе примерно 2,5 см, в воде или в мягких тканях животных и человека – сотые доли миллиметра.

Распределение числа  $\alpha$ - частиц по толщине слоя поглощающего газа представлено на **Рис.5**. В результате неоднородности поглощающего энергию  $\alpha$ -частиц вещества, не все  $\alpha$ -частицы с равной начальной энергией имеют одинаковый пробег, поэтому более точное определение величины пробега  $\alpha$ -частиц производится дифференцированием кривой 1, показывающей распределение числа стабилизировавшихся  $\alpha$ -частиц по длине пути. Абсцисса максимума дифференциальной кривой 2 даёт значение среднего пробега  $\alpha$ -частиц в веществе.

Параметр столкновения  $\alpha$ - частиц с электронами имеет вероятностный характер и отсюда пробеги  $\alpha$  - частиц в веществе имеют некоторый разброс. Незначительная часть  $\alpha$  - частиц проникает дальше других от источника. Измеряя пробег  $\alpha$ -частицы в веществе, например в воздухе, можно определить её энергию. Средний пробег  $R_\alpha$  моноэнергетических  $\alpha$  - частиц обычно рассчитывают по эмпирическим формулам. В воздухе при нормальных условиях:

$$R_\alpha = a * E_\alpha^m \quad (21)$$

где  $R_\alpha$  - пробег в см;  $E_\alpha$  - кинетическая энергия  $\alpha$  - частиц в МэВ,  $m$  – показатель степени.

Для  $\alpha$  - частиц, испускаемых естественными  $\alpha$  - излучателями ( $4 < E_\alpha < 9$  МэВ),  $a=0.318$ ,  $m = 1.5$ . Для  $\alpha$  - частиц с более высокими энергиями  $E_\alpha \leq 200$  (МэВ)  $a = 0.148$ ,  $n = 1.8$ . Так,  $\alpha$  - частицы с энергиями  $E_\alpha=5$  МэВ пробегают в воздухе расстояние 3.51 см, а с энергией  $E_\alpha=30$  МэВ - 68 см. Отношение линейных пробегов двух типов частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями, пропорционально отношению удельных потерь энергии частиц:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} * \left( \frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 \quad (22)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  - это массы частиц.

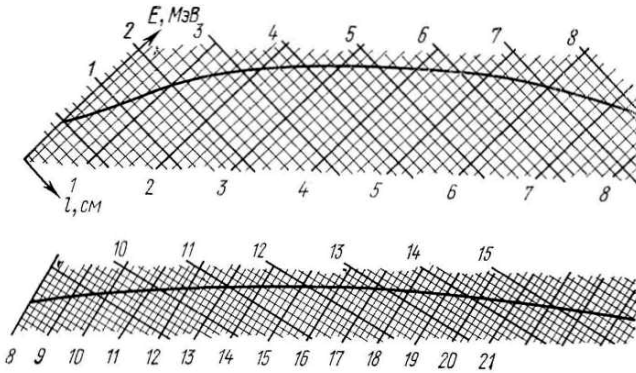
Часто вместо линейного пробега используют массовый пробег *заряженной частицы*  $R_m$ , выражаемый в граммах на квадратный сантиметр ( $г/см^2$ ). Численно он равен массе вещества, заключенного в цилиндре, высота которого равна линейному пробегу частицы  $R$  в сантиметрах, а площадь поперечного сечения -  $1 \text{ см}^2$ .

$$R_m = \rho R \quad (23)$$

где  $\rho$  - плотность вещества в  $г/см^3$ .

**Массовый пробег заряженной частицы** удобен тем, что он мало зависит от состава вещества. Удельная потеря энергии пропорциональна плотности атомных электронов  $n_e = Nz$  ( $N$  - плотность атомов). Поэтому линейный пробег пропорционален  $Nz$ . По формуле  $\left( N = \frac{\rho}{\mu} * N_A \right)$  плотность вещества пропорциональна произведению плотности атомов на атомную массу:  $\rho \sim NA$ . Массовый пробег  $R_m = \rho R \approx \frac{NA}{Nz} = \frac{A}{z}$ . Так как отношение  $A/Z$  для многих веществ изменяется мало, то и массовый пробег для этих веществ почти постоянен.

Для определения энергии  $\alpha$ -частицы по ее пробегу часто используются номограммы типа представленной на **Рис.6** )



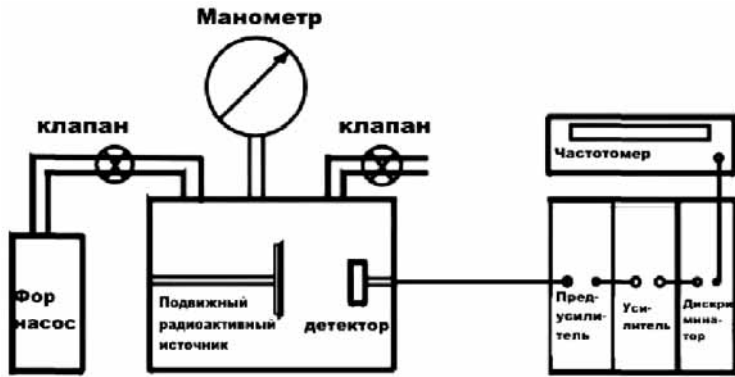
**Рис.6.** Связь между энергией и средним пробегом для  $\alpha$ -частицы в воздухе при давлении 760 мм рт. ст. и  $15^\circ \text{C}$

Измерение пробега  $\alpha$ -частиц проводится на экспериментальной установке, схема которой приведена на **Рис. 7**. На одном торце камеры установлен полупроводниковый детектор, а на другом находится подвижный шток, на конце которого укреплен источник альфа-частиц. Источник представляет собой подложку из стали, в углубление которой зафиксирован радиоактивный препарат.

С помощью механизма перемещения расстояние между детектором и источником можно изменять от 2 до 50 мм. Давление газа в камере изменяют с помощью форвакуумного насоса. Сигнал с детектора подается сначала на предусилитель, затем на формирователь-усилитель, дискриминатор и пересчетное устройство - частотомер.

Если исследовать прохождение параллельного пучка  $\alpha$ -частиц в зависимости от толщины газа (воздуха), то оказывается, что число частиц  $N$  в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем падает, но падает не сразу до нуля, а с некоторым наклоном (**Рис.5**). Если эту кривую продифференцировать и построить величину  $dN/dx$  в зависимости от толщины слоя  $x$ , то получится кривая 2. Эта кривая имеет резкий минимум при  $x = R$ , показывающий, что подавляющее большинство альфа-

частиц имеет определенный пробег с некоторым разбросом в ту и другую сторону. Величина  $R$  называется средним пробегом, а разброс пробега - страгглинг.



**Рис.7.** Схема экспериментальной установки для определения длины пробега α-частиц в газе

Страгглинг обусловлен флуктуациями ионизационных потерь. Если среднее число ионов, образуемое α-частицей при ее движении равно  $N_i$ , то возможное отклонение от этого числа, согласно статистическому закону, равно  $N_i$ . Флуктуация  $N_i$  составляет доли процента, тогда как флуктуация пробега значительно больше. Это объясняется тем, что при прохождении через вещество к альфа-частице могут примкнуть один

или два электрона. На всем пути частица имеет разный заряд, что вызывает дополнительные флуктуации в ионизации и, следовательно, в пробеге.

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

По сравнению с α-излучением, ионизирующее действие β-частиц на единицу длины пройденного пути в веществе (удельная ионизация) меньше, а их проникающая способность, соответственно, больше. (Однако она обычно не очень велика, например, от потока бета – частиц, максимальная энергия которых 2 МэВ, полностью защищает слой алюминия толщиной 3,5 мм).

#### 3.1 Потери энергии движущимися электронами

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

Потери энергии движущимися электронами в веществе подразделяются на ионизационные и радиационные. Энергетическая зависимость удельных ионизационных потерь падает с увеличением скорости до кинетических энергий, равных удвоенной энергии покоя электрона, а затем медленно поднимается. Радиационные потери наблюдаются при ускоренном движении свободной заряженной частицы в электрическом поле ядра. Пролетая вблизи ядра, заряженная частица отклоняется от своего первоначального направления под действием кулоновской силы  $F$ . Эта сила связана с массой частицы  $m$  и ее ускорением  $a$  вторым законом Ньютона  $F=ma$ . Свободный заряд, движущийся с ускорением  $a$ , излучает электромагнитные волны, энергия которых пропорциональна порядковому номеру элемента  $a^2=F^2/m^2$ . Так как кулоновская сила пропорциональна порядковому номеру  $z$ , то  $a^2 \sim z^2/m^2$ . Следовательно, радиационные потери тяжелых заряженных частиц значительно меньше радиационных потерь (электронов и позитронов). С увеличением энергии электронов их электрическое поле в перпендикулярном направлении усиливается, поэтому радиационные потери растут пропорционально кинетической энергии электронов  $E_e$ . Следовательно, удельные радиационные потери энергии  $E_e$  пропорциональны энергии и квадрату порядкового номера вещества:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_p \propto Z^2 * E_e \quad (24)$$

Ионизационные потери у электронов преобладают в области сравнительно небольших энергий. По мере увеличения кинетической энергии вклад ионизационных потерь в общие потери энергии уменьшается. С ростом энергии электрона  $E$  растут радиационные потери.

Так как удельные ионизационные потери  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_u \propto Z$ , то отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии пропорциональны  $zE_e$ . Отношение  $K$  удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависят в основном от энергии электрона  $E$  и заряда ядер среды  $Z$ :

$$K=(dE/dx)_{рад}/(dE/dx)_{иониз}=ZE/600, \quad (25)$$

где  $E$  выражается в МэВ,  $Z$  - средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов  $E_{\text{крит}}$ , при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь ( $K=1$ ) - называется критической.

Критическая энергия для железа ( $Z=26$ ) равна 31 МэВ, а для свинца ( $Z = 82$ ) - 9.8 МэВ.

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 при прохождении через вещество:

$$E = E_0 \exp(x/L_r) \quad (26)$$

где  $E_0$  - начальная энергия электрона,  $E$  - энергия электрона после прохождения длины  $x$ ,  $L_r$  - радиационная длина.

Прохождение позитронов в веществе описывается теми же соотношениями. Дополнительно необходимо учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества. Сечение аннигиляции обратно пропорционально скорости движения позитрона:

$$\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v, \quad (27)$$

поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.

Формула для вычисления ионизационных потерь электронов имеет вид:

$$\left( -\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{m_e v^2 E_e}{2\bar{I}^2 (1-\beta^2)} - \ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) - 1 + \beta^2 \right] \quad (28)$$

где  $E_e$  - релятивистская кинетическая энергия электрона.

Это отличие объясняется тем, что при рассмотрении элементарного процесса взаимодействия двух электронов надо учитывать отклонение обеих частиц, а также квантовомеханический эффект обмена, обусловленный их тождественностью. При очень больших энергиях электроны начинают эффективно терять энергию за счет все большего и большего возрастания роли тормозного излучения.

Удельные потери электронов с кинетической энергией  $E$  складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

$$E = m_e c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (29)$$

А. Ионизационные потери

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз}} = \frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left( \ln \frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \quad (30)$$

Б. Радиационные потери

при  $E \ll m_e c^2$

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \frac{16}{3} \quad (31)$$

при  $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{1/3}$

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \left[ 4 \ln \left( \frac{2E}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad (32)$$

при  $E \gg 137 m_e c^2 Z^{1/3}$

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = \frac{n_e E Z r_0^2}{137} \left[ 4 \ln \left( \frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{2}{9} \right] \quad (33)$$

здесь  $m_e$  - масса электрона ( $m_e c^2 = 511$  кэВ - энергия покоя электрона);  $c$  - скорость света;  $v$  - скорость электрона;  $\beta = v/c$ ;  $Z$  - заряд ядер вещества в единицах заряда позитрона;  $\bar{I}$  - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица.  $\bar{I} = 13.5$  эВ;  $n_e$  - плотность электронов в веществе;  $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-13}$  см - классический радиус электрона.

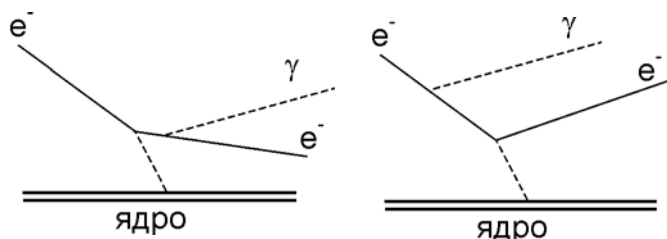
Радиационные потери при больших энергиях электронов можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = E/L_r, \text{ или } E = E_0 e^{-x/L_r} \quad (34)$$

Величина  $L_r$  называется радиационной длиной. Радиационная длина - средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в  $e$  раз

$$1/L_r = 4(\hbar/mc)^2 nZ(Z+1)\alpha^3 \ln(183/Z^{1/3}) \quad (35)$$

Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения показаны на **Рис. 8**.



**Рис. 8.** Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения (Взаимодействие ускоренных электронов с ядром атома).

### 3.2 Эффективный пробег электронов

Масса электронов значительно меньше массы

тяжелых частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. Для электронов вводится эффективный пробег, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов.

Практический интерес представляет не истинный *линейный* пробег, а *эффективный*. Он равен толщине вещества, которое поглощает электроны. Эффективные массовые пробеги  $R_{me}$  моноэнергетических электронов находят по эмпирическим формулам. Эффективные пробеги в ( $\text{г}/\text{см}^2$ ) электронов с энергией  $E$  (МэВ) в алюминии можно оценить по формулам:

$$R_{me} = 0,407 * E_e^{-1,38} \text{ для } E_e \leq 0,8 \text{ МэВ}, \quad (36a)$$

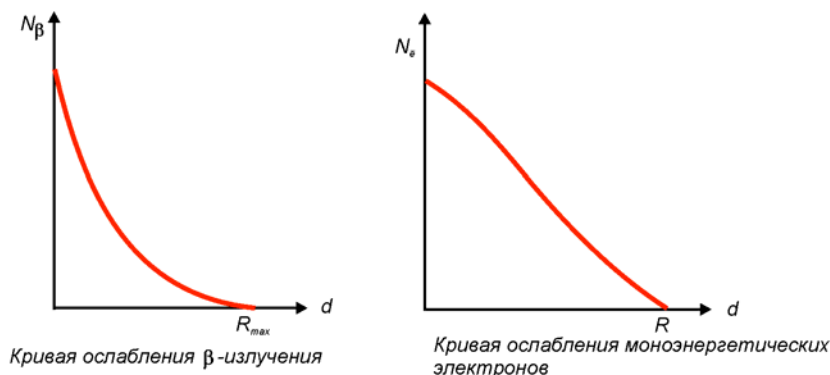
$$R_{me} = 0,542 * E_e - 0,133 \text{ для } E_e \leq 0,8 \text{ МэВ}, \quad (36b)$$

где  $R_{me}$  измеряют в граммах на квадратный сантиметр ( $\text{г}/\text{см}^2$ );  $E_e$  - кинетическая энергия электронов в МэВ.

### 3.3 Поглощение $\beta$ -излучения веществом

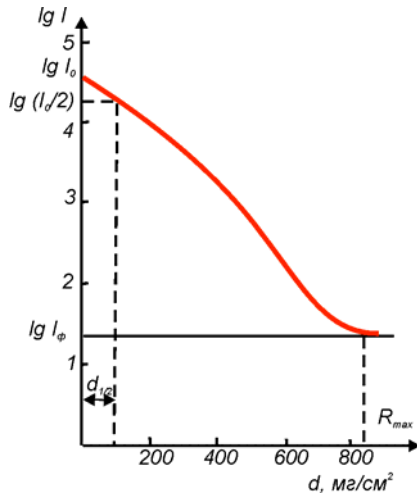
При прохождении через вещество  $\beta$ -частицы легко рассеиваются в веществе, в связи с чем траектория  $\beta$ -частицы в 1,5 - 4 раза превышает пройденную толщину слоя вещества. Поэтому пробегом  $\beta$ -частиц данной энергии в веществе называют не длину траектории (как для  $\alpha$ -частиц), а минимальную толщину поглотителя, при которой практически полностью задерживаются все электроны начального потока  $\beta$ -частиц. Поскольку  $\beta$ -излучение имеет непрерывный энергетический спектр, то проникающая способность  $\beta$ -частиц характеризуется максимальным пробегом частиц. Максимальный пробег  $R_{max}$  - пробег в данном веществе  $\beta$ -частиц максимальной энергии  $E_{max}$  в данном спектре  $\beta$ -излучения.

**Рис.9** Ослабление пучка  $\beta$ -частиц (а) и электронов (б) при прохождении через вещество.



Суммарный процесс поглощения и рассеяния  $\beta$ -излучения веществом характеризуется величиной ослабления потока  $\beta$ -излучения. Кривая зависимости числа  $\beta$ -частиц  $N$ , проходящих через поглотитель данной толщины от ослабляющего слоя  $d$  изображена на **Рис.9а**, для сравнения на **Рис.9б** приведена кривая ослабления моноэнергетических электронов.





**Рис.10.** Кривая ослабления  $\beta$ -излучения в веществе, построенная в полулогарифмическом масштабе.

Ослабление  $\beta$ -излучения с непрерывным энергетическим спектром описывается сложным законом, представляющим собой суперпозицию, которая возникает при сложении всего множества линейных кривых ослабления, соответствующих моноэнергетическим электронам со всевозможными энергиями от нулевой до максимальной энергии  $E_{max}$  данного спектра  $\beta$ -излучения. Однако начальный участок графика ослабления (при толщинах менее  $0,3R_{max}$ ) довольно хорошо описывается экспоненциальной зависимостью:

$$n_l = n_0 * e^{-\mu' l}, \quad (37)$$

$n_0$  - число  $\beta$ - частиц, падающих на вещество - поглотитель;  $n_l$  - число  $\beta$ - частиц, прошедших сквозь вещество - поглотитель;  $l$  - толщина поглотителя;  $\mu'$  - линейный коэффициент ослабления, выражаемый в  $см^{-1}$ .

Линейный коэффициент ослабления  $\mu'$  зависит от максимальной энергии излучения  $E_{max}$  и свойств вещества - поглотителя. При определении энергии  $\beta$ -частиц в первом приближении  $\mu'$  зависит от числа электронов  $n_e$  в единице объема вещества - поглотителя. Последнюю величину  $n_e$  легко определить с помощью параметров  $Z$  и  $A$ , числа Авогадро  $N_a$  и плотности вещества  $\rho$ , используя соотношение:

$$n_e = N_a \rho Z / A. \quad (38)$$

Считая линейный коэффициент ослабления  $\mu'$  пропорциональным числу электронов  $n_e$

$$\mu' = K n_e. \quad (39)$$

$K$  - коэффициент пропорциональности,

получаем удобное для теоретического анализа соотношение:

$$\mu' = K N_a \rho Z / A. \quad (40)$$

Поскольку отношение  $Z/A$  для различных веществ - поглотителей меняются в достаточно узких пределах (0,5-0,4), практичнее пользоваться вместо линейного коэффициента ослабления  $\mu'$  массовым коэффициентом ослабления  $\mu = \mu' / \rho$  ( $см^2/г$ ).

Численные значения массового коэффициента  $\mu$  для данного  $\beta$ -излучения мало изменяются, отличаясь при переходе от легкого поглотителя к тяжелому не более чем на 25%. Дополнительное удобство использования массового коэффициента ослабления  $\mu$  заключается в том, что при экспоненциальной форме закона поглощения  $n_l = n_0 * e^{-\mu l}$ , толщину поглотителя  $l$  определяют по формуле:

$$d = l \rho \quad (41)$$

в граммах вещества, приходящихся на кв.см. поверхности.

$$n_d = n_0 e^{-\mu d} \quad (42)$$

Используя экспоненциальный закон ослабления  $n_l = n_0 * e^{-\mu d}$ , можно вывести зависимость между слоем половинного ослабления  $d_{1/2}$  и массовым коэффициентом ослабления  $\mu$ . Слой половинного ослабления  $\beta$ -излучения  $d_{1/2}$  называют толщину поглотителя, снижающую вдвое количество  $\beta$ -частиц.

$$n_l / n_0 = e^{-\mu d_{1/2}} \quad (43)$$

Откуда легко определяется слой половинного ослабления  $\beta$ -излучения  $d_{1/2}$

$$d_{1/2} = \lg 2 / \mu = 0,693 / \mu. \quad (44)$$

Для  $\beta$ -излучения с  $E_{max}$  более 0,8 МэВ максимальный пробег  $R_{max}$  составляет порядка  $7,2 d_{1/2}$ .

На практике экспоненциальная зависимость для ослабления  $\beta$ -излучения даже при малых, по сравнению с пробегом толщинах поглотителей исполняется с точностью в 10-15%. При толщине поглотителя, превышающей  $0,3R_{max}$ , экспоненциальная зависимость несправедлива вследствие того, что  $\beta$ -излучение имеет конечный пробег в веществе. При экспериментальном определении пробега  $\beta$ -частиц строят кривую ослабления в полулогарифмических координатах (**Рис.7**), причём пробегу  $R_{max}$  соответствует такая толщина поглотителя  $d$ , начиная с которой дальнейшее увеличение толщины поглотителя  $d$  не приводит к спаду регистрируемой радиоактивности  $I$ . Обычно в качестве поглотителя используют алюминий. Зная экспериментально определенный максимальный пробег  $\beta$ -излучения в алюминии ( $R_{max})_{Al}$ , можно рассчитать максимальный пробег в любом другом поглотителе  $F$  с известными параметрами  $A$  и  $Z$ .



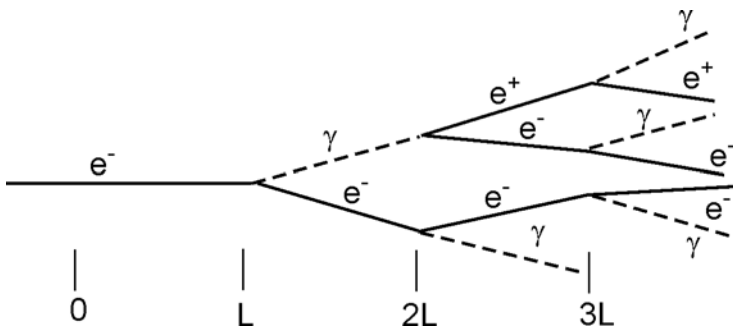
$$(R_{\max})_F = (R_{\max})_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_F} \quad (45)$$

Поскольку максимальный пробег  $\beta$ -частиц в поглотителе-алюминии  $(R_{\max})_{Al}$  является функцией максимальной энергии  $E_{\max}$  для  $\beta$ -излучения, то можно воспользоваться эмпирическими таблицами и графиками, устанавливающими зависимость между значениями  $R_{\max}$  и  $E_{\max}$ . Для некоторых случаев использование графиков нецелесообразно, поэтому применяют эмпирические формулы, достаточно точно описывающие эти функции:

условие, МэВ	формула
$E_{\max} < 0.05$	$E_{\max} = 1.92R_{\max}^2 + 0.22R_{\max}^{1/2}$
$R_{\max} < 1.5$ $R_{\max} > 0.003$	$R_{\max} = (0.0121 + 0.27 E_{\max}^2)^{1/2} - 0.11$
$E_{\max} < 0.8$	$E_{\max} = 1.85R_{\max} + 0.245$
$R_{\max} > 0.3$	$R_{\max} = 0.542 E_{\max} - 0.133$

где  $E_{\max}$  в МэВ,  $R_{\max}$  – в г/см<sup>2</sup>. Точность этих формул не превышает 10-15%.

### 3.4 Каскадный ливень



Электроны высоких энергий ( $E > 100$  МэВ.) образуют в результате последовательных актов испускания  $\gamma$ -квантов (которые рожают затем электрон - позитронные пары) каскадные ливни (Рис. 11).

Рис. 11. Каскадный ливень

Каскадный ливень может быть инициирован и  $\gamma$ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. 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 высокоэнергетичных электронов может достигать  $10^6$ .

## 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА- ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Рентгеновские, бетатронные, синхротронные и гамма - лучи относятся к электромагнитному излучению, свойство которого зависит от частоты. Они не различаются между собой, если их частоты совпадают. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать особенности взаимодействия гамма - лучей с веществом. Такие же особенности свойственны и другим лучам в соответствующем частотном интервале  $\gamma$ -лучей.

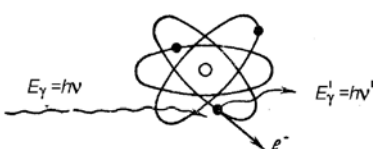


Схема образование электронно-позитронной пары

### 4.1 Процессы поглощения гамма-излучения

Гамма-излучение обладает высокой проникающей способностью, однако взаимодействие  $\gamma$ -излучения с веществом сложнее, чем при корпускулярном излучении.

Рис.12. Различные механизмы взаимодействия  $\gamma$ - излучения с веществом.

При прохождении через вещество гамма-кванты взаимодействуют с электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. К

потерям энергии  $\gamma$ -излучения приводят процессы, связанные с фотоэффектом, комптоновским рассеянием электронов в веществе и образованием электрон-позитронных пар. Вклад каждого из процесса в ослабление  $\gamma$ -излучения зависит от энергии  $\gamma$ -квантов ядерного излучения и параметра  $Z$  вещества-поглотителя.

Общая закономерность заключается в том, что вероятность потери энергии в процессе фотоэффекта и комптоновского рассеяния снижается с ростом энергии  $\gamma$ -излучения, а вероятность образования электрон-позитронных пар растет (начиная с энергии 1,02 МэВ) с повышением энергии  $\gamma$ -кванта. Вероятность потери энергии  $\gamma$ -квантов с ростом параметра  $Z$  пропорционально  $Z$  - для комптоновского рассеяния,  $Z^2$  - для процессов образования электрон-позитронных пар и  $Z^4$  - для процессов фотоэффекта. Иначе, с ростом параметра  $Z$  и энергии  $\gamma$ -излучения будет увеличиваться вероятность процессов в ряду: фотоэффект - комптоновское рассеяние - возникновение электрон-позитронных пар.

В области энергий до 10 МэВ наиболее существенными процессами являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. При энергии гамма-квантов больше 10 МэВ превышает порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ . Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 МэВ составляют 1% полного сечения взаимодействия гамма-квантов с атомом. Однако фотоядерные реакции необходимо учитывать в процессах преобразования фотонного излучения в веществе, так как вторичные заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы, могут создавать высокую плотность ионизации.

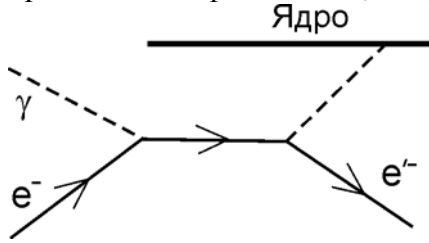


Рис. 13. Фотоэффект

**Фотоэффект** – явление, связанное с освобождением электронов твердого тела (или жидкости) под действием электромагнитного излучения. Различают внешний фотоэффект – испускание электронов под действием света (фотоэлектронная эмиссия),  $\gamma$ -излучения и др.; внутренний фотоэффект – увеличение электропроводности полупроводников или диэлектриков под действием света (фотопроводимость); вентильный фотоэффект – возбуждение светом эдс на границе между металлом и полупроводником или между разнородными полупроводниками.

Фотоэффектом называется такое взаимодействие  $\gamma$ -кванта с атомом, при котором  $\gamma$ -квант поглощается (исчезает), а из атома вырывается электрон. Одна часть энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  расходуется на разрыв связи электрона с ядром  $\epsilon_e$ , другая часть преобразуется в кинетическую энергию электрона  $E_e$ :

$$E_\gamma = E_e + \epsilon_e \quad (46)$$

Таким образом, при фотоэффекте часть энергии первичного гамма-кванта преобразуется в энергию электронов (фотоэлектроны и электроны Оже), а часть выделяется в виде характеристического излучения.

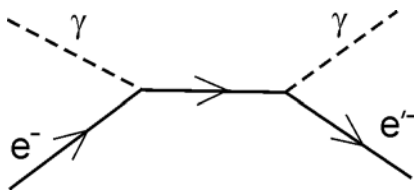


Рис.14. Эффект Комптона

После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке образуется вакансия. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже).

Фотоэффект происходит только тогда, когда энергия  $\gamma$ -кванта больше энергии связи электрона в оболочке атома. Фотоэлектрон движется почти перпендикулярно направлению распространения поглощенного  $\gamma$ -кванта. Движение фотоэлектрона совпадает с направлением колебания электрической напряженности электромагнитного поля. Это показывает, что фотоэлектрон вырывается из атома электрическими силами. Фотоэлектрическое поглощение  $\gamma$ -квантов увеличивается с ростом связанности электронов в атоме. Фотоэффект практически не наблюдается на слабо связанных электронах атома. При энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma \gg \epsilon_e$  их можно считать свободными. Такой электрон не может поглощать  $\gamma$ -квант. Это следует из законов сохранения энергии и импульса:

$$E_\gamma = \frac{m_e v^2}{2}; \quad m_e v = \frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e v^2}{2c} \quad (47)$$

По второму уравнению свободный электрон, поглотив  $\gamma$ -квант, должен бы двигаться со скоростью, в два раза большей скорости света, чего не может быть.

Фотоэффект в основном происходит на  $K$  - и  $L$  - оболочках атомов. Линейный коэффициент ослабления фотоэффекта резко уменьшается с увеличением энергии, и при энергиях свыше 10 МэВ в свинце практически не возникают фотоэлектроны.

На слабо связанных атомных электронах происходит рассеяние  $\gamma$ - квантов, называемое **комптоном - эффектом**. Взаимодействие  $\gamma$ - кванта с электроном в комптон-эффекте представляется как столкновение двух упругих шариков с массами  $m_\gamma = \frac{E_\gamma}{c^2}$  и  $m_e$ .

**Эффект Комптона** – упругое рассеяние электромагнитного излучения малых длин волн (рентгеновского и  $\gamma$ -излучения) на свободных электронах, сопровождающийся увеличением длины волны  $\lambda$ . Комптона эффект противоречит классической теории, согласно которой при таком рассеянии  $\lambda$  не должно меняться. Комптона эффект подтвердил правильность квантовых представлений об электромагнитном излучении как о потоке фотонов и может рассматриваться как упругое столкновение двух частиц – фотона и электрона, при котором фотон передает электрону часть своей энергии (и импульса), вследствие чего его частота уменьшается, а  $\lambda$  увеличивается.

**Комптона эффект обратный** – упругое рассеяние на электронах высокой энергии, приводящее к увеличению энергии (частоты) фотонов (уменьшению длины волны).

**Комптовская длина волны** – величина, имеющая размерность длины и указывающая область проявления релятивистских квантовых эффектов. Название связано с тем, что через комптовскую длину волны электромагнитного излучения при эффекте Комптона. Для частицы массы  $m$  комптовская длина волны  $\lambda_0 = h/mc$ , где  $h$  – постоянная планка,  $c$  – скорость света. Для электрона  $\lambda_0 = 3,86 \cdot 10^{-11}$  см, для протона  $\lambda_0 = 2,10 \cdot 10^{-14}$  см.

**Оже эффект** – эффект автоионизации атома, протекающий в два этапа: 1) образование вакансии в одной из внутренних оболочек атома при его облучении (например, быстрыми электронами); 2) заполнение этой вакансии электроном одной из вышележащих оболочек этого же атома и одновременный вылет другого электрона (оже-электрона) с этой или с еще более высоколежащей оболочки. По энергии оже-электронов можно установить электронную структуру участвующих в оже-эффекте атомов.

В случае эффекта Комптона, часть энергии  $\gamma$ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон. Вероятность рассеяния  $\gamma$ -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов  $n_e \sim Z$ , то вероятность Комpton-эффекта определяется порядковым номером вещества  $Z$ . Рассеяние  $\gamma$  - квантов происходит главным образом на слабосвязанных электронах внешних оболочек атомов. Линейный коэффициент ослабления комптон - эффекта пропорционален отношению  $Z/E_\gamma$ . Поэтому с увеличением энергии доля рассеянных  $\gamma$  - квантов уменьшается.



**Рис.15.** Эффект образования электрон-позитронных пар

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий  $E_\gamma > 2 - 3$  МэВ (В свинце комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом при энергиях выше 0,5 МэВ). Комpton-эффект слабее зависит от энергии  $E_\gamma$  по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий  $E_\gamma > 10$  МэВ, где становится существенным эффект образования электрон-позитронных пар (При энергиях выше 50 МэВ комптон-эффектом всегда можно пренебречь).

Гамма - квант в поле ядра может образовать пару частиц: электрон и позитрон (**Рис.15**). Вся энергия  $\gamma$  - кванта преобразуется в энергию покоя электрона и позитрона  $2m_e c^2$  и их кинетические энергии  $E_{e^-}$  и  $E_{e^+}$ .

В случае **образования электрон-позитронных пар** баланс энергии имеет следующий вид (закон сохранения энергии):

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (48)$$

где  $E_{e^-}$  и  $E_{e^+}$  кинетические энергии электрона и позитрона

При образовании электрон-позитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции  $2m_e c^2$ . Пара частиц возникает только в том случае, если энергия  $\gamma$  - кванта превышает удвоенную массу покоя электрона, равную 1.02 МэВ. Вне поля ядра  $\gamma$  - кванту запрещено превращаться в пару частиц, так как в этом случае нарушается закон сохранения импульса. Это следует, например, из предельного условия образования пар. Гамма - квант с энергией 1.02 МэВ энергетически может породить электрон и позитрон. Однако их импульс будет равен нулю, тогда как импульс  $\gamma$  - кванта равен  $E/c$ . В поле ядра импульс и энергия  $\gamma$  - кванта распределяются между электроном, позитроном и

ядром без нарушений законов сохранения энергии и импульса. Масса ядра несравненно больше массы электрона и позитрона, поэтому оно получает пренебрежимо малую долю энергии. Причем вся энергия  $\gamma$  - кванта в энергию электрона и позитрона.

Линейный коэффициент ослабления образованием пар пропорционален  $z^2/\ln E_\gamma$ . Этот эффект заметен в тяжелых веществах при больших энергиях. Коэффициент становится отличным от нуля при пороговой энергии  $E_\gamma = 1.02$  МэВ. В области энергий  $E_\gamma > 10$  МэВ основную роль в ослаблении пучка  $\gamma$ -квантов играет эффект образования пар, при этом основное поглощение  $\gamma$  - квантов происходит в поле ядра.

Таким образом, во всех трех процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения.

## 4.2 Поглощение гамма-излучения.

Найдем закон ослабления параллельного моноэнергетического пучка  $\gamma$ - квантов в плоской мишени. Пусть на поверхность плоской мишени перпендикулярно к ней падает поток  $\gamma$ - квантов  $I_0$ . Ослабление пучка в веществе вызывается поглощением и рассеянием  $\gamma$ - квантов. Рассеянный  $\gamma$ - квант теряет часть своей энергии при столкновении с электронами и меняет направление своего распространения. На расстоянии  $x$  от внешней поверхности поток  $\gamma$ - квантов ослабляется до величины  $I(x)$ . В тонком слое мишени толщиной  $dx$  из потока уводится  $dI$   $\gamma$ - квантов. Величина  $dI$  пропорциональна потоку  $I(x)$  на поверхности слоя и толщине слоя  $dx$ :

$$dI = -\mu \cdot I dx \quad (49)$$

Знак минус в правой части уравнения показывает, что в слое поток уменьшается на  $dI$   $\gamma$ - квантов. Перепишем уравнение в виде:

$$\mu = -\frac{dI}{I dx} \quad (50)$$

**Коэффициент пропорциональности  $\mu$**  называют **полным линейным коэффициентом ослабления**. Он имеет размерность  $\text{см}^{-1}$  и численно равен доле моноэнергетических  $\gamma$ - квантов, выбывающих из параллельного пучка на единице пути излучения в веществе. Полный линейный коэффициент ослабления зависит от плотности, порядкового номера вещества, а также от энергии  $\gamma$ - квантов:  $\mu = \mu(\rho, z, E_\gamma)$

Умножим левую и правую части последнего уравнения на  $dx$ , а затем проинтегрируем его в пределах от 0 до  $x$ :

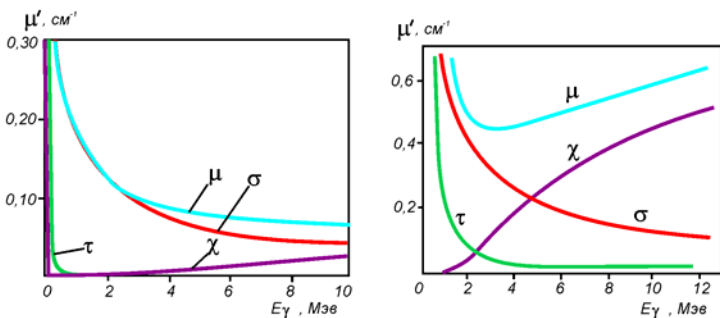
$$\ln \frac{I(x)}{I_0} = -\mu x \quad (51)$$

После потенцирования получим закон ослабления параллельного моноэнергетического пучка  $\gamma$  - квантов в веществе:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (52)$$

Описывающий ослабление интенсивности ( $I$ ) падающего пучка фотонов в зависимости от толщины слоя вещества. Здесь  $\mu = \tau + \varepsilon + \chi$  и  $\tau$ - линейный коэффициент ослабления в случае фотоэффекта,  $\varepsilon$ - линейный коэффициент ослабления для комптон-эффекта,  $\chi$ - линейный коэффициент ослабления в случае эффекта образования пар.

Численные значения  $\tau$ ,  $\sigma$  и  $\chi$  табулированы: величину  $\mu_\gamma$  иногда называют полным коэффициентом ослабления  $\gamma$ - излучения.



**Рис.16.** Зависимость коэффициента ослабления  $\gamma$  - излучения для алюминия (слева) и свинца (справа) от энергии  $\gamma$  - лучей.

Линейный коэффициент фотопоглощения можно записать в виде:

$$\tau = \tau_e + \tau_s, \quad (53)$$

где  $\tau_e$  - характеризует часть коэффициента

поглощения, приводящую к преобразованию первичной энергии фотона в кинетическую энергию электрона.  $\tau_s$  - характеризует преобразование энергии первичных фотонов в энергию характеристического излучения.

Линейный коэффициент фотоэлектрического поглощения пропорционален отношению:

$$\tau = Z^5/E_\gamma^{3.5} \quad (54)$$

Величина  $\tau$  резко уменьшается с ростом энергии и при  $E_\gamma > 10$  МэВ фотоэлектроны практически не образуются.

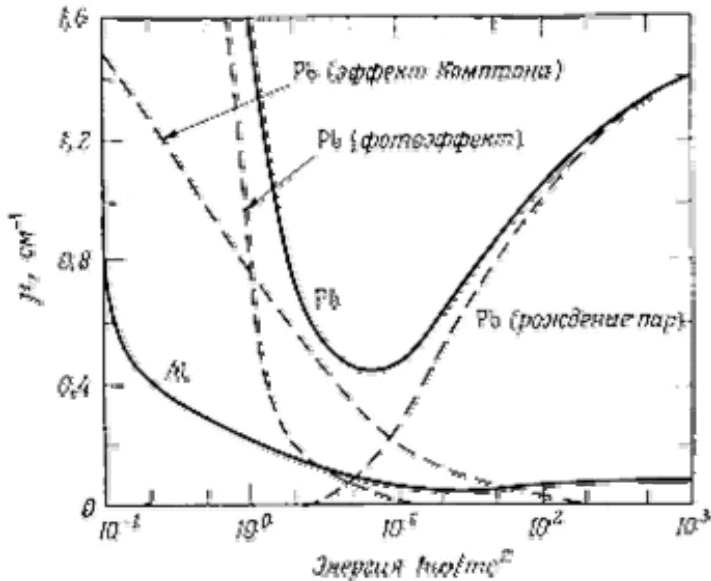
В случае эффекта Комптона, часть энергии  $\gamma$ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон. Аналогично фотоэффекту линейный коэффициент комптоновского взаимодействия можно представить в виде:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_s \quad (55)$$

где  $\varepsilon_e$  и  $\varepsilon_s$  имеют тот же смысл, что  $\tau_e$  и  $\tau_s$  в случае фотоэффекта.

Вероятность рассеяния  $\gamma$ -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов  $n_e - Z$ . Линейный коэффициент комптоновского рассеяния  $\varepsilon - Z/E_\gamma$ . Поэтому с увеличением энергии число рассеянных  $\gamma$ -квантов уменьшается.

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий  $E_\gamma > \text{МэВ}$ . Комптон-эффект слабее зависит от энергии  $E_\gamma$  по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий  $E_\gamma > 10 \text{ МэВ}$ , где становится существенным эффект образования электрон-позитронных пар. В случае эффекта образования электрон-позитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляционного излучения.



**Рис. 17.** Зависимость линейных коэффициентов ослабления  $\gamma$ -квантов от их энергии для свинца (для сравнения дана суммарная кривая алюминия – практически полное отсутствие эффекта образования пар).

Если через  $\chi$  обозначить линейный коэффициент эффекта образования пар, то часть коэффициента  $\chi_e$ , характеризующая преобразование энергии первичного фотона в кинетическую энергию электрона и позитрона, определяется соотношением:

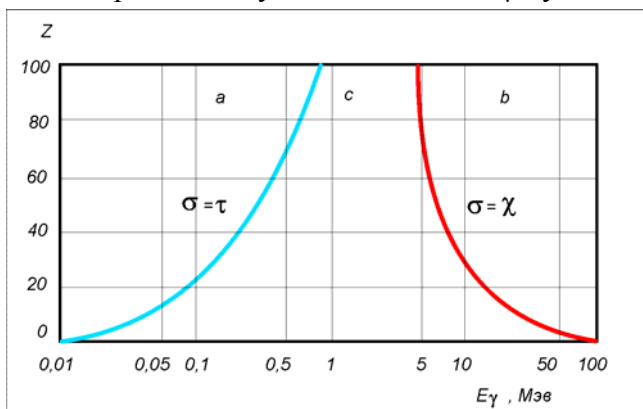
$$\chi_e = (E_\gamma - 1.022)\chi/E_\gamma \quad (56)$$

Линейный коэффициент эффекта образования пар  $\chi - Z^2 \ln E_\gamma$ .

В области энергий  $E_\gamma > 10$  МэВ основную роль в ослаблении пучка  $\gamma$ -квантов играет эффект образования пар. Итак, во всех трех процессах взаимодействия

первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения. В случае фотонов нельзя указать определённую длину пробега, но можно указать среднее расстояние, проходимое фотоном в веществе до взаимодействия. Это среднее расстояние называется средней длиной свободного пробега и равно  $1/\mu$ .

Проникающую способность  $\gamma$ -лучей характеризуют толщиной слоя половинного ослабления  $d_{1/2}$  или связанной с нею величиной коэффициента ослабления:  $d_{1/2} = 0,693/\mu_\gamma$ .



**Рис.18** Относительная роль трех эффектов поглощения фотонов: а – область преобладания фотоэлектрического эффекта; б – область преобладания комптоновского эффекта; в – область преобладания эффекта образования пар.



На **Рис.17** показана зависимость линейных коэффициентов ослабления  $\gamma$  - квантов от их энергии для свинца и алюминия.

Величина  $\mu$  зависит от плотности  $\rho$ , заряда ядер вещества  $Z$  и энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$ :

$$\mu = \mu(\rho, Z, E_\gamma). \quad (57)$$

Можно ввести массовый коэффициент ослабления  $\mu_m = \mu/\rho$ .

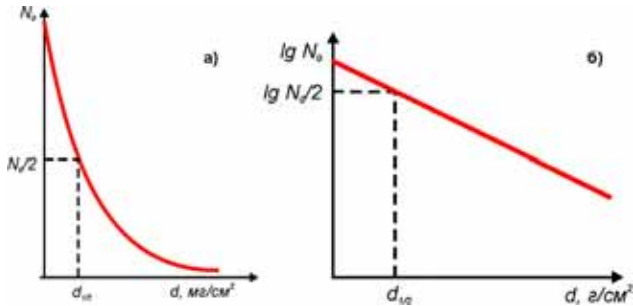
Вещества с **одинаковыми** эффективными порядковыми номерами имеют **равные** массовые коэффициенты ослабления. Так, массовые коэффициенты ослабления воды, кислорода, азота, воздуха, углерода и живой ткани мало отличаются друг от друга, так как их эффективные порядковые номера близки по величине.

После замены  $\mu = \mu_m \cdot \rho$  закон ослабления переписывается в виде:

$$I = I_0 \exp(-\mu_m \mu_x), \quad (58)$$

где  $\mu_x = \rho \cdot x$  - масса в граммах, расположения на  $1 \text{ см}^2$  мишени в слое толщиной  $x$ .

На **Рис. 15 и 16** показана зависимость коэффициентов  $\tau$ ,  $\sigma$  и  $\chi$  от энергии  $\gamma$ - излучения. С ростом энергии коэффициент  $\tau$  резко уменьшается, величина коэффициента  $\sigma$  снижается, но медленнее, чем  $\tau$ , коэффициент образования пар растет с повышением энергии, начиная с 1,02 МэВ. С ростом атомного номера вещества поглотителя фотоэффект возрастает пропорционально  $Z^4$ , Комpton-эффект – пропорционально  $Z$ , эффект образования пар – пропорционально  $Z^2$ . На **Рис.17** показаны области энергии  $\gamma$ -квантов, в которых преобладает тот или иной процесс поглощения фотонов. В точках левой кривой Комpton эффект равен фотоэффекту, в точках правой кривой Комpton эффект равен эффекту образования пар. Фотоэлектрическое поглощение - основной процесс уменьшения интенсивности  $\gamma$ - излучения в тяжелых элементах при малой энергии  $\gamma$ -квантов. При прохождении  $\gamma$ -лучей как низких, так и высоких энергий через легкие вещества основной вид взаимодействия - комптоновское рассеяние. Коэффициент ослабления пар составляет значительную долю в суммарном коэффициенте ослабления для жесткого  $\gamma$ -излучения и тяжелых поглощающих веществ.



**Рис.19.** Ослабление  $\gamma$ - излучения в веществе: а - обычный масштаб; б) полулогарифмических координатах

В свинце полный линейный коэффициент ослабления с увеличением энергии сначала уменьшается принимая минимальное значение при энергии 3 МэВ, а затем увеличивается. Такой ход кривой объясняется тем, что при низких энергиях зависимость  $\mu(E_\gamma)$  обуславливается фотоэффектом и комpton- эффектом, а уже при энергиях больше 3 МэВ, в коэффициент  $\mu$  основной вклад дает эффект образования пар. Свинец наиболее прозрачен для  $\gamma$  - квантов с энергией около 3 МэВ. Взаимодействие излучения с веществом заканчивается в одних эффектах поглощением  $\gamma$  - квантов (фотоэффект, образование пар), в других рассеянием (комpton - эффект).

Поэтому полный линейный коэффициент часто подразделяют на две составляющие:

$$\mu = \mu_e + \mu_s, \quad (59)$$

где  $\mu_e = \tau + \chi$ ,  $\mu_s = \varepsilon$  - линейный коэффициент рассеяния.

Коэффициент  $\mu_e$  называют коэффициентом истинного поглощения или коэффициентом электронного преобразования. Он определяет долю энергии  $\gamma$ -излучения, переданную электронам и позитронам в слое вещества.  $\mu_s$  - линейный коэффициент рассеяния, он определяет долю энергии  $\gamma$ -излучения, преобразованную в энергию вторичного  $\gamma$ -излучения.

Используя линейный коэффициент поглощения, легко рассчитать энергию излучения  $E$ , поглощенную в единице объема вещества. Если поток моноэнергетических  $\gamma$  - квантов с энергией  $E_\gamma$  равен  $\Phi$ , то:

$$E_e = \mu_e \cdot \Phi E_\gamma. \quad (60)$$

Если точечный источник  $\gamma$ -излучения находится в вакууме, то плотность потока  $\gamma$ -излучения  $I$  будет меняться с изменением расстояния  $R$  до источника по закону:

$$I(R) = I_0 / 4\pi R^2 \quad (61)$$

Если точечный источник  $\gamma$ -излучения помещен в вещество, то на ослабление плотности потока моноэнергетических  $\gamma$ -квантов влияет и взаимодействие с веществом и увеличение расстояния:

$$I(R) = \exp(-\mu R) I_0 / 4\pi R^2 \quad (62)$$



Это соотношение не учитывает вклад в интенсивность рассеянного излучения. Рассеянные  $\gamma$ -кванты после многократных столкновений с электронами могут выйти из вещества. В точку  $A$ , расположенную после защитного слоя, попадают как первичные, так и рассеянные  $\gamma$ -кванты. Тогда приведенное соотношение будет иметь вид:

$$I(R) = \exp(-\mu R) B I_0 / R^2 \quad (63)$$

Величина  $B$  называется фактором накопления. Она обычно измеряется экспериментально.

Пути пробега гамма – квантов и нейтронов в воздухе измеряются сотнями метров, в твердом веществе – десятками сантиметров. Проникающая способность гамма – излучения увеличивается с ростом энергии гамма – квантов и уменьшается с увеличением плотности вещества – поглотителя.

Величина  $\mu$  зависит от плотности  $\rho$ , заряда ядер вещества  $Z$  и энергии  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$ :

## 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Нейтроны, не имеющие электрического заряда, при движении в веществе не взаимодействуют с электронными оболочками атомов. Нейтроны, проходя через вещество, непосредственно не ионизируют атомы и молекулы, как заряженные частицы. Поэтому нейтроны обнаруживают по вторичным эффектам, возникающим при взаимодействии их с ядрами. При столкновениях с атомными ядрами они могут выбивать из них заряженные частицы, которые ионизируют и возбуждают атомы среды. В результате соударения нейтронов с ядрами вещества природа последних не изменяется, а сами нейтроны рассеиваются на атомных ядрах. При этом следует рассматривать упругое и неупругое рассеяния. При втором виде взаимодействия изменяется природа соударяющихся частиц. Происходят ядерные реакции типа  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, 2n)$  и т.д., и наблюдается деление тяжелых ядер.

Явления, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами, зависят от кинетической энергии нейтронов. Поэтому обычно нейтроны делят на отдельные энергетические группы - тепловые, медленные и быстрые нейтроны (Табл. 1).

Табл. 1. Классификация нейтронов по энергии.

Энергия нейтронов	Типы нейтронов
<0.05 эВ (=580 К)	Тепловые нейтроны
0.05 эВ - 1 кэВ	Медленные нейтроны
> 1 кэВ	Быстрые нейтроны

В зависимости от энергии нейтронов, их подразделяют на следующие группы:

- ультрахолодные нейтроны - нейтроны с энергией менее  $10^{-7}$  эВ.
- холодные нейтроны - нейтроны с энергией меньше  $5 \cdot 10^{-3}$  эВ. Ультрахолодные и холодные отличаются аномально большой проникающей способностью при прохождении через поликристаллические вещества.
- тепловые нейтроны - нейтроны, находящиеся в термодинамическом равновесии с рассеивающими атомами окружающей среды. При диффузии через относительно слабо поглощающие среды их скорости стремятся к максвелловскому распределению. Поэтому они и названы тепловыми. Их скорости характеризуются энергией  $E_0 = k \cdot T$ , соответствующей максимуму максвелловского распределения ( $T$  - абсолютная температура среды, сквозь которую диффундируют нейтроны,  $k$  - постоянная Больцмана).
- надтепловые нейтроны - нейтроны с энергией от 0.1 эВ до 0.5 кэВ. При прохождении надтепловых нейтронов через поглощающие и рассеивающие среды сечение взаимодействия подчиняется в основном закону  $1/v$ , где  $v$  скорость нейтрона. При определенных значениях энергии нейтронов возникают реакции радиационного захвата - реакции  $(n, \gamma)$ .
- нейтроны промежуточных энергий - нейтроны с энергией от 0.5 кэВ до 0.2 МэВ. Для нейтронов этих энергий наиболее типичным процессом взаимодействия с веществом является упругое рассеяние.
- быстрые нейтроны - нейтроны с энергией от 0.2 МэВ до 20 МэВ. Характеризуются как упругим, так и неупругим рассеянием и возникновением пороговых ядерных реакций.
- сверхбыстрые нейтроны - нейтроны, обладающие энергией свыше 20 МэВ. Они отличаются ядерными реакциями с вылетом большого числа частиц. При энергии нейтронов выше 300 МэВ наблюдается слабое взаимодействие нейтронов с ядром (прозрачность ядер для сверхбыстрых нейтронов) и появление "реакции скалывания", в результате которой бомбардируемое ядро испускает несколько осколков

В связи с отсутствием у нейтронов электрического заряда они проходят в веществе без взаимодействий сравнительно большие расстояния, измеряемые сантиметрами. Эффективные сечения взаимодействия нейтронов с электронами атома малы ( $\sigma \approx 10^{-22} \text{ см}^2$ ) по сравнению с сечением взаимодействия заряженной частицы с атомом ( $\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ ).

Вероятность прохождения той или иной реакции определяется микроскопическим сечением реакции  $\sigma(n, \alpha)$ ,  $\sigma(n, p)$ ,  $\sigma(n, \gamma)$ ,  $\sigma(n, 2n)$  и т.д. (первой в скобках записывается бомбардирующая частица - нейтрон, второй - испускаемая частица или  $\gamma$ -квант).

**Микроскопическое сечение**  $\sigma$  можно представить себе как сечение сферы, описанной вокруг ядра. Пересекая сферу, нейтрон может вступить в реакцию с ядром. Вне сферы радиусом  $r = \sqrt{\sigma/\pi}$  взаимодействия не происходят. Микроскопическое сечение измеряется в квадратных сантиметрах ( $\text{см}^2$ ) и барнах ( $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ ). Каждый радионуклид имеет определенное значение  $\sigma$ , зависящее от энергии нейтронов. Экспериментально доказано, что при энергии нейтронов более 10 МэВ полное эффективное сечение равно:  $\sigma_n = 2\pi R^2$ , где  $R$  - радиус ядра. Отсюда радиус ядра  $R = \sqrt{\sigma_n/\pi}$ . Более точные экспериментальные измерения радиуса ядра  $R$  в зависимости от массового числа  $A$  были проведены с использованием нейтронов с энергией 14 и 25 МэВ. Измерения показали, что

$$R = (1,3 \div 1,4) * 10^{-13} A^{1/2} \text{ (см)}. \quad (64)$$

Умножив микроскопическое сечение  $\sigma$  на число ядер в  $1 \text{ см}^3$  поглощающего вещества  $N$ , получим полное сечение всех ядер в  $1 \text{ см}^3$  поглощающего вещества - макроскопическое сечение данного вещества для данной реакции:

$$\Sigma = \sigma N \quad (65)$$

Макроскопическое сечение имеет размерность, обратную размерности длины,  $\text{см}^{-1}$ . Так как  $N = N_0 \rho / A$ , где  $N_0$  - число Авогадро, то

$$\Sigma = \sigma N_0 \rho / A. \quad (66)$$

Быстрые нейтроны передают энергию главным образом в результате прямых столкновений с атомными ядрами. Энергия, переданная от нейтрона ядру ( $E_{\text{ядра}}$ ), зависит от массы ядра и угла рассеяния.

В среде из легких ядер нейтроны могут передавать практически всю свою энергию в результате одного столкновения, если столкновение лобовое. Для быстрых нейтронов наиболее важным результатом взаимодействия являются упругие ( $n, n$ ) и неупругие ( $n, n'$ ) столкновения с атомными ядрами. В зависимости от типа ядра и энергии налетающего нейтрона величина сечения изменяется в интервале нескольких барн.

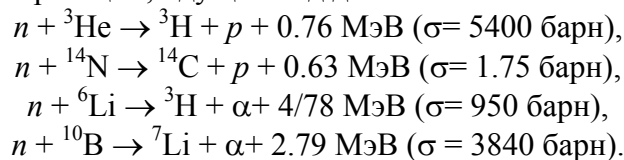
$$E_{\text{ядра}} = \frac{4Mm}{(M+m)} E_n \cos^2 \theta \quad (67)$$

где  $M$ ,  $m$  - масса ядра и масса нейтрона,  $E_n$  - начальная энергия нейтрона,  $\theta$  - угол между первоначальным направлением движения нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат.

Для медленных нейтронов наблюдаются максимумы в сечении взаимодействия при определенных значениях энергий нейтронов  $E_n$ , характерных для данного вещества. Основные процессы - рассеяние и замедление нейтронов до тепловых скоростей. Энергии тепловых нейтронов не превышают энергии связи атомов в водородосодержащих молекулах. Поэтому в случае, если не происходит ядерной реакции, тепловые нейтроны могут вызвать лишь возбуждения колебательных степеней свободы, что приводит к разогреву вещества.

Наиболее характерными реакциями при взаимодействии тепловых нейтронов с веществом являются реакции радиационного захвата ( $n, \gamma$ ). При уменьшении энергии нейтронов сечение упругого рассеяния ( $n, n$ ) остается постоянным на уровне нескольких барн, а сечение ( $n, \gamma$ ) растет по закону  $1/v$ , где  $v$  - скорость налетающего нейтрона. Поэтому для очень медленных нейтронов возрастает не только абсолютная, но и относительная роль реакций радиационного захвата.

Наиболее существенные реакции, идущие под действием тепловых нейтронов, следующие:



В области тяжелых ядер начинают проявлять себя реакции деления ( $n, f$ ). Однако для живой материи, состоящей преимущественно из легких элементов, эти реакции несущественны. Ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I_0 \exp(-N\sigma x) \quad (68)$$

где  $I_0$  и  $I(x)$  - значения плотности потока до и после прохождения слоя вещества  $x$ ,  $N$  - число ядер в единице объема вещества,  $\sigma$  - полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом.

Величина  $\Sigma = N\sigma$  имеет размерность обратной длины ( $\text{см}^{-1}$ ) и называется - линейный коэффициент ослабления потока нейтронов в веществе. Величина  $\lambda = 1/\Sigma$  имеет размерность длины и называется - длина свободного пробега нейтрона в веществе. Средняя длина пробега по отношению к поглощению  $\lambda_a$  - это расстояние, при прохождении которого плотность потока нейтронов из-за поглощения уменьшается в  $e$  раз.

Плотность потока нейтронов  $N(R)$  на расстоянии  $R$  от точечного источника, испускающего  $N_0$  моноэнергетических нейтронов в единицу времени, определяется соотношением:

$$N(R) = \frac{N_0}{4\pi R^2} e^{-\frac{R}{\lambda_a}} \quad (69)$$

Для защиты от нейтронных источников высокой интенсивности наиболее употребительным материалом в промышленности является бетон.

В лабораторных условиях для защиты от быстрых нейтронов обычно используют комбинированную защиту, состоящую из парафина (воды), кадмия (бора) и свинца. В такой защите последовательно происходит замедление быстрых нейтронов (парафин, вода), поглощение нейтронов в результате ( $n, \gamma$ ) реакции (кадмий, бор) и ослабление интенсивности образующихся  $\gamma$ -квантов (свинец).