

# **Взаимодействие радиоактивных излучений с веществом**

**Прохождение излучений  
через материальную среду**

# Прохождение массивных заряженных частиц через вещество

Массивные заряженные частицы - **протоны, альфа-частицы, ионы и другие с массой много больше массы электрона.**

Рассматриваются частицы с **энергией много больше энергии ионизации атомов**, в первую очередь, продукты радиоактивного распада и продукты ядерных реакций.

Электрическое поле частицы действует на атомы, мимо которых (и сквозь которые) она пролетает. При этом происходит **ионизация** и **возбуждение** атомов, а частица теряет свою энергию. Такие потери энергии называются **ионизационными**.

Потери энергии на единицу длины для нерелятивистской частицы:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4 nM}{Em} \ln\left(\frac{2mE}{E_i M}\right) \quad (6.1)$$

$E$  – кинетическая энергия частицы,

$M$  – масса частицы,  $m$  – масса электрона,

$Z$  – число протонов в частице,

$n$  – концентрация электронов в веществе,

$E_i$  – средняя энергия ионизации атомов вещества.

Формула справедлива при энергии частицы от  $\sim$  МэВ

Потери энергии на единицу длины с релятивистскими поправками:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n}{mv^2} \left[ \ln \left( \frac{2mv^2}{E_i(1 - v^2/c^2)} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (6.2)$$

$v$  – скорость частицы,  $m$  – масса электрона,

$Z$  – число протонов в частице,

$n$  – концентрация электронов в веществе,

$E_i$  – средняя энергия ионизации атомов вещества,

$c$  – скорость света.

Для энергий менее 1 МэВ формула (6.1) несправедлива.

При малой скорости положительно заряженная частица начинает захватывать электроны. Ядро превращается в положительный ион с зарядом  $Z_i e < Ze$ .

Это приводит к уменьшению линейных потерь энергии, согласно (6.1) и (6.2).

Траектория массивной заряженной частицы близка к **прямолинейной**, кроме сравнительно короткого последнего участка.

**Пробег** (расстояние, пройденное частицей)

$$R = \int_{E_0}^{E_{\min}} \frac{dE}{-dE/dx} \quad (6.3)$$

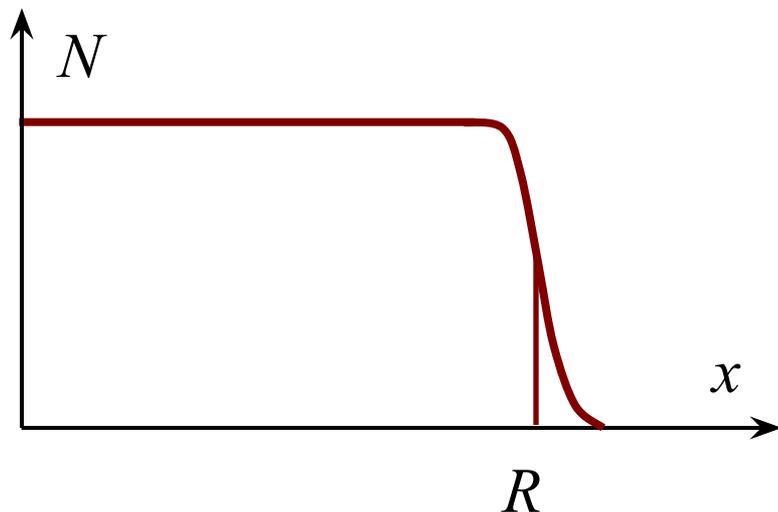
Интегрирование с использованием формулы (6.2) дает зависимость

$$R = \frac{M}{Z^2} f(v) \quad (6.4)$$

где функция  $f$  не зависит от вида частицы.

Для нерелятивистских частиц:  $R \sim E^2$  (6.5)

Формулы (6.3) – (6.5) дают прямолинейный пробег, к которому следует добавить **остаточный** пробег.



Остаточный пробег протонов и  $\alpha$ -частиц в воздухе при нормальных условиях  $\approx 2$  мм.

Пример. Вещество – **алюминий**, частица – **протон**.

<b><math>E</math> (МэВ)</b>	<b>5</b>	<b>10</b>
<b><math>R</math> (мм)</b>	<b>0,06</b>	<b>0,17</b>

## Пробеги альфа-частиц

<b>Энергия альфа-частицы (МэВ)</b>	<b>В воздухе, см</b>	<b>В алюминии, мкм</b>	<b>В биологической ткани, мкм</b>
4	2,5	16	31
5	3,5	23	43
6	4,6	30	56
7	5,9	38	72
8	7,4	48	91
9	8,9	58	110
10	10,6	69	130

При энергиях до нескольких МэВ линейные потери энергии пропорциональны **массе** частицы.  
Следовательно, пробеги массивных частиц гораздо короче, чем у электронов.

Для релятивистских частиц линейные потери энергии практически не зависят от массы.

# Прохождение электронов через вещество

Основные процессы взаимодействия нерелятивистских электронов с веществом:

## Упругое рассеяние на атомных ядрах.

**Кинетическая энергия** электрона изменяется незначительно (из-за различия масс электрона и атомного ядра на несколько порядков).

Направление **импульса** может меняться на угол от 0 до  $\pi$ .

## Неупругое рассеяние на атомных ядрах.

Порождает тормозное электромагнитное излучение с непрерывным спектром.

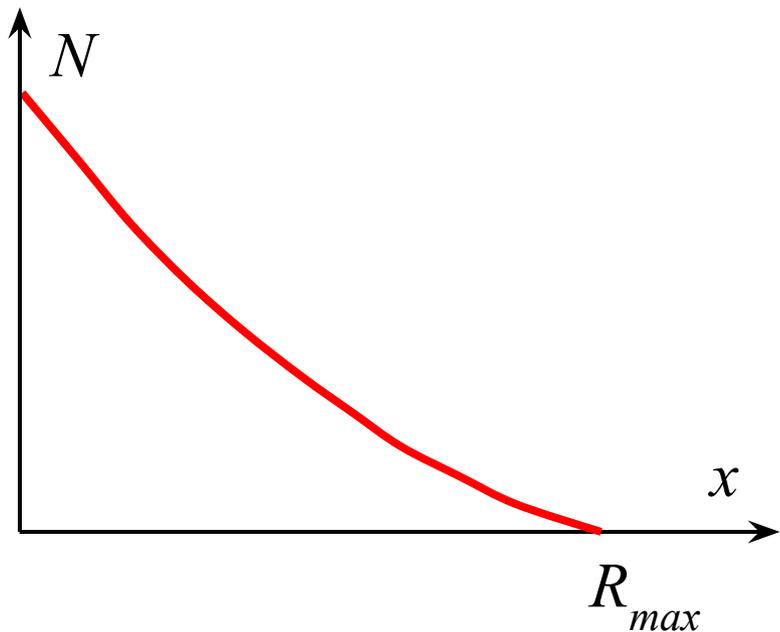
## Неупругое рассеяние на внешних электронах атомов.

Приводит к **ионизации** и **возбуждению** атомов. с последующим испусканием непрерывного и дискретного спектра оптического излучения.

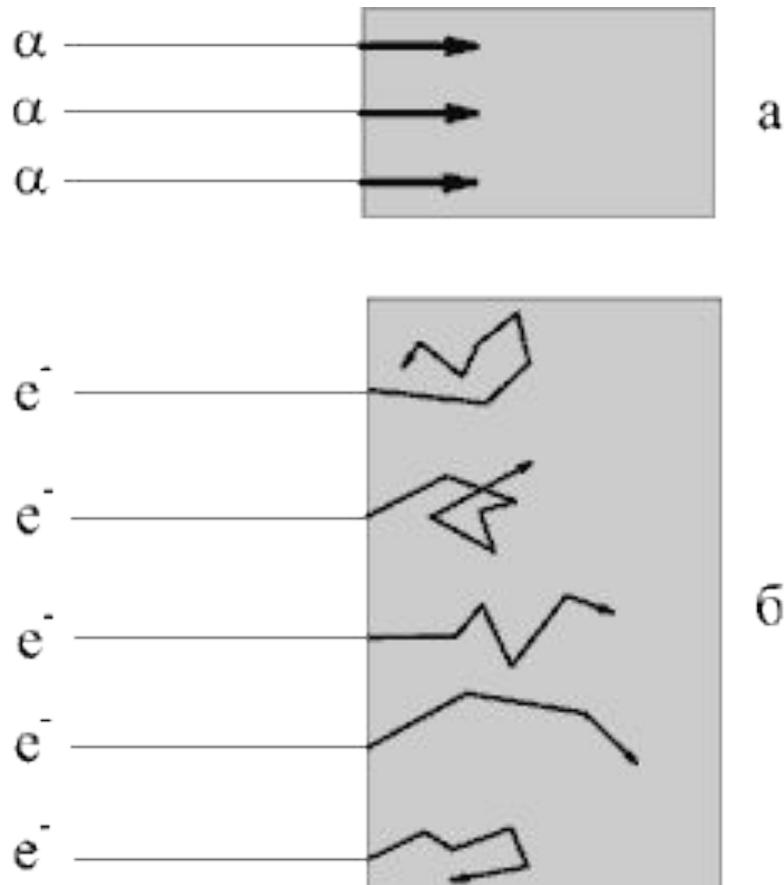
## Неупругое рассеяние на внутренних электронах атомов.

Приводит к **ионизации**, возникновению **ХРИ** и **Оже-электронов**.

Из-за малой массы электрона его траектория торможения не прямолинейна.



**Зависимость количества электронов от толщины пройденного вещества**



Линейные **ионизационные** потери энергии для **нерелятивистских** электронов :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{E} \ln\left(\frac{E}{E_i}\right) \quad (6.6)$$

$E$  – кинетическая энергия электрона,

$n$  – концентрация электронов в веществе,

$E_i$  – средняя энергия ионизации атомов вещества,

Линейные **ионизационные** потери энергии для **релятивистских** электронов :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mv^2} \left\{ \ln \left( \frac{mv^2 E}{2E_i^2 (1-\beta^2)} \right) - \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln(2) + \right. \\ \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right\} \quad (6.7)$$

$\beta = v/c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме.

$E$  – кинетическая энергия электрона

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2 \quad (6.8)$$

Линейные **ионизационные** потери энергии для ультрарелятивистских электронов :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left\{ \ln \left( \frac{E^2}{2E_i^2 \sqrt{1-\beta^2}} \right) + \frac{1}{8} \right\} \quad (6.9)$$

$$E \gg mc^2$$

$E$  – кинетическая энергия электрона

# Радиационные потери энергии

При движении заряженной частицы в веществе на неё действуют электрические силы, придавая ей ускорение  $a$ .

Известно, что ускоренно движущиеся заряженные частицы излучают электромагнитные волны непрерывного спектра. Такое излучение называется **тормозным**.

Интегральная интенсивность тормозного излучения заряженной частицы равна:

$$W = \frac{2}{3} \frac{q^2 a^2}{c^3} \quad (6.10)$$

где  $q$  – заряд частицы,  $c$  – скорость света.

Вследствие различия масс тормозное излучение испускают преимущественно **электроны**.

Интенсивность тормозного излучения **протонов** в

$$(m_p/m_e)^2 \approx 3 \cdot 10^6 \quad (6.11)$$

раз меньше, чем электронов.

Потери энергии заряженной частицы из-за тормозного излучения называются **радиационными**.

Линейные **радиационные** потери энергии выражаются формулой:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{t_R} \quad (6.12)$$

где  $t_R$  – **радиационная длина** для вещества, в котором происходит торможение заряженной частицы.

Примеры. Воздух  $t_R = 300,5$  м, свинец  $t_R = 0,5$  см.

При малых энергиях тормозящейся частицы происходят в основном **ионизационные** потери.

С ростом кинетической энергии частицы начинают преобладать **радиационные** потери.

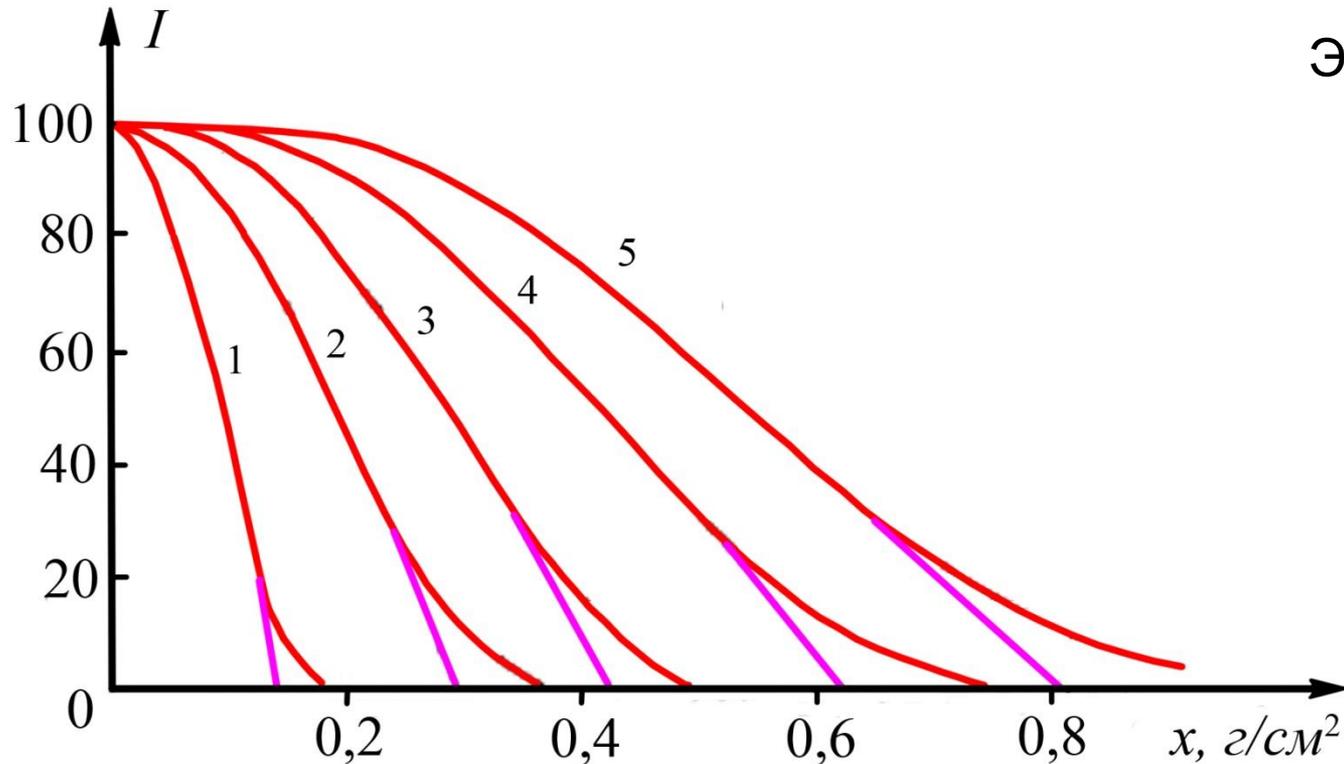
Энергия, при которой ионизационные и радиационные потери выравниваются по величине, называется **критической**.

Грубая оценка критической энергии :

$$800/Z \text{ (МэВ)} \quad (6.13)$$

Вещество	Воздух	C	Al	Fe	Pb
<b>Критическая энергия (МэВ)</b>	<b>83</b>	<b>103</b>	<b>47</b>	<b>24</b>	<b>6,9</b>

## Экстраполированный пробег



Энергии электронов

1 – 421 кэВ

2 – 727 кэВ

3 – 1011 кэВ

4 – 1370 кэВ

5 – 1696 кэВ

Зависимость интенсивности  $I$  моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий электронов.

$x$  – произведение толщины на плотность

Экстраполированные пробеги электронов (в см)  
в различных веществах в зависимости от их энергии

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	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	$5 \cdot 10^{-4}$	0.026	0.30	1.25	2.5

# Прохождение гамма-фотонов через вещество

Длина волны  $\lambda \ll a_0$ . ( $a_0$  - боровский радиус)

Поток (интенсивность) гамма-излучения при прохождении через вещество:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (6.14)$$

$\mu$  – коэффициент линейного ослабления.

Величина  $1/\mu$  называется **средней длиной пробега** гамма-лучей в данном веществе. На расстоянии  $1/\mu$  интенсивность потока уменьшается в  $e$  раз.

Для простых веществ:

$$\mu = \frac{N_A}{M} \rho \sigma_t \quad (6.15)$$

$N_A$  – число Авогадро,

$\rho$  – массовая плотность вещества,

$M$  – молярная масса,

$\sigma_t$  – полное интегральное атомное сечение.

Для сложных веществ:

$$\mu = N_A \rho \sum_{j=1}^n \frac{\delta_j \sigma_j}{A_j} \quad (6.16)$$

$\delta_j$  – относительная доля атомов  $j$ -го химического элемента в данном веществе,

$M_j$  и  $\sigma_j$  – молярная масса и сечение для атомов  $j$ -го химического элемента соответственно,

$n$  – количество различных химических элементов в данном веществе.

Полное сечение представляется суммой:

$$\sigma_t = \sigma_{Ph} + \sigma_{SC} + \sigma_{PP} + \dots, \quad (6.17)$$

$\sigma_{Ph}$  – сечение фотопоглощения,

$\sigma_{SC}$  – сечение комптоновского рассеяния,

$\sigma_{PP}$  – сечение образования пар.

Вероятность каждого процесса равняется отношению

$$p_k = \sigma_k / \sigma_t \quad (6.18)$$

где  $k$  – номер элементарного процесса.

## Фотопоглощение

**Гамма-фотон** поглощается атомом, который испускает **электрон**. Иначе говоря, происходит **ионизация** атома, с наибольшей вероятностью на внутренней оболочке.

При энергиях фотонов  $E_\gamma \gg E_K$  для К-оболочки

$$\sigma_{Ph} \sim Z^5 E_\gamma^{-7/2} \quad (6.19)$$

При энергиях фотонов  $E_\gamma \gg m_e c^2$  для К-оболочки

$$\sigma_{Ph} \sim Z^5 E_\gamma^{-1} \quad (6.20)$$

Вклад остальных электронных оболочек не превышает **20%**.

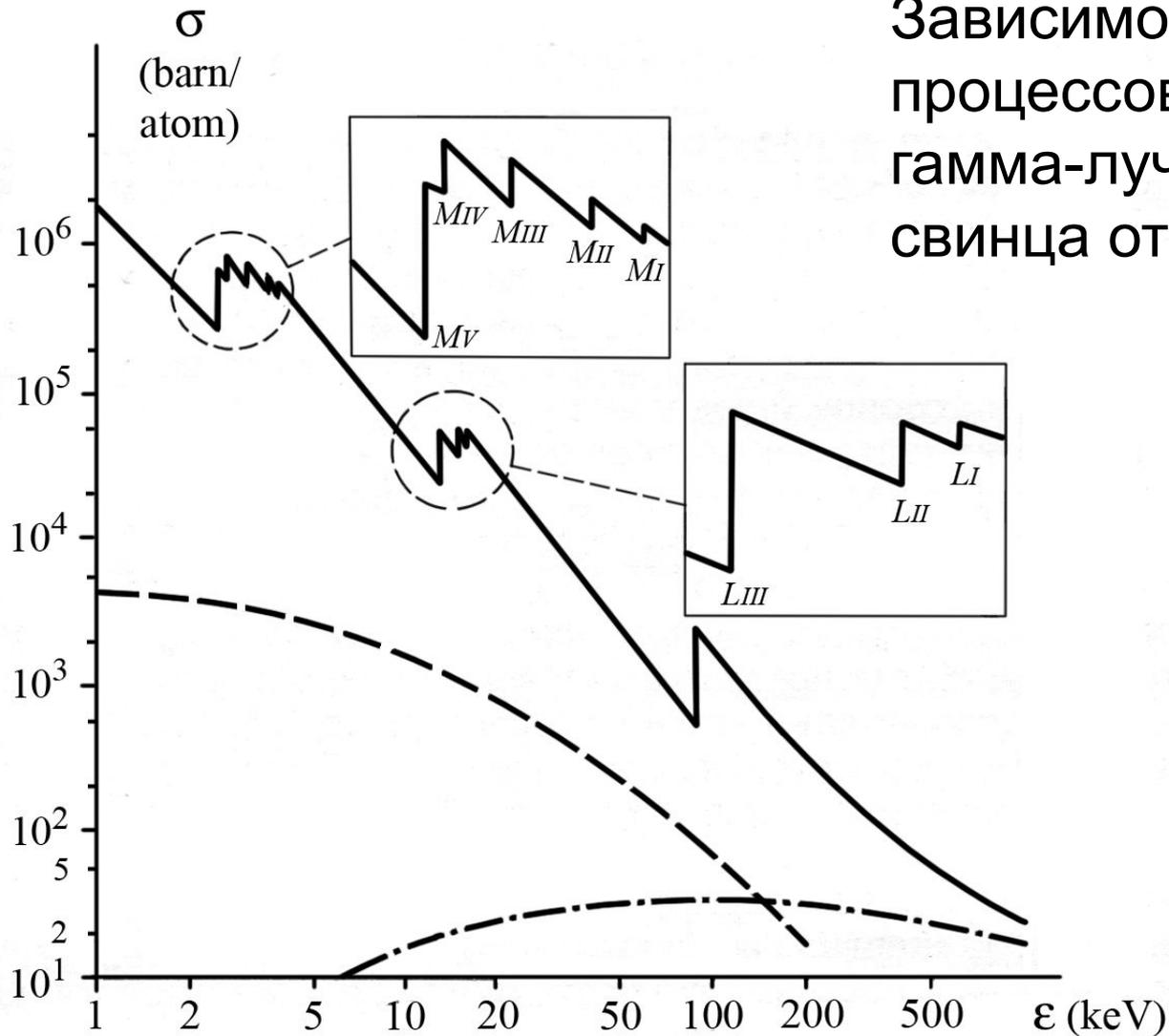
Сечение рассеяние гамма-фотонов на электроне при энергиях фотонов  $E_\gamma \ll m_e c^2$  выражается формулой Томсона :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \quad (6.21)$$

где параметр  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2,818 \cdot 10^{-6} \text{ нм}$  (6.22)

называется **классическим радиусом электрона**.

Зависимости сечений процессов взаимодействия гамма-лучей с атомом свинца от энергии фотонов.



Сплошная линия – фотопоглощение, штриховая – упругое рассеяние, штрих-пунктирная – неупругое рассеяние.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на атоме выражается формулой КНТ.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{E'}{E_0} \right)^2 \left( \frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - \sin^2(\theta) \right) \quad (6.24)$$

$E_0$  – энергия первичного фотона,

$E'$  – энергия рассеянного фотона

$\theta$  – угол рассеяния

$r_e$  – классический радиус электрона

Энергии  $E_0$  и  $E'$  связаны уравнением Комптона

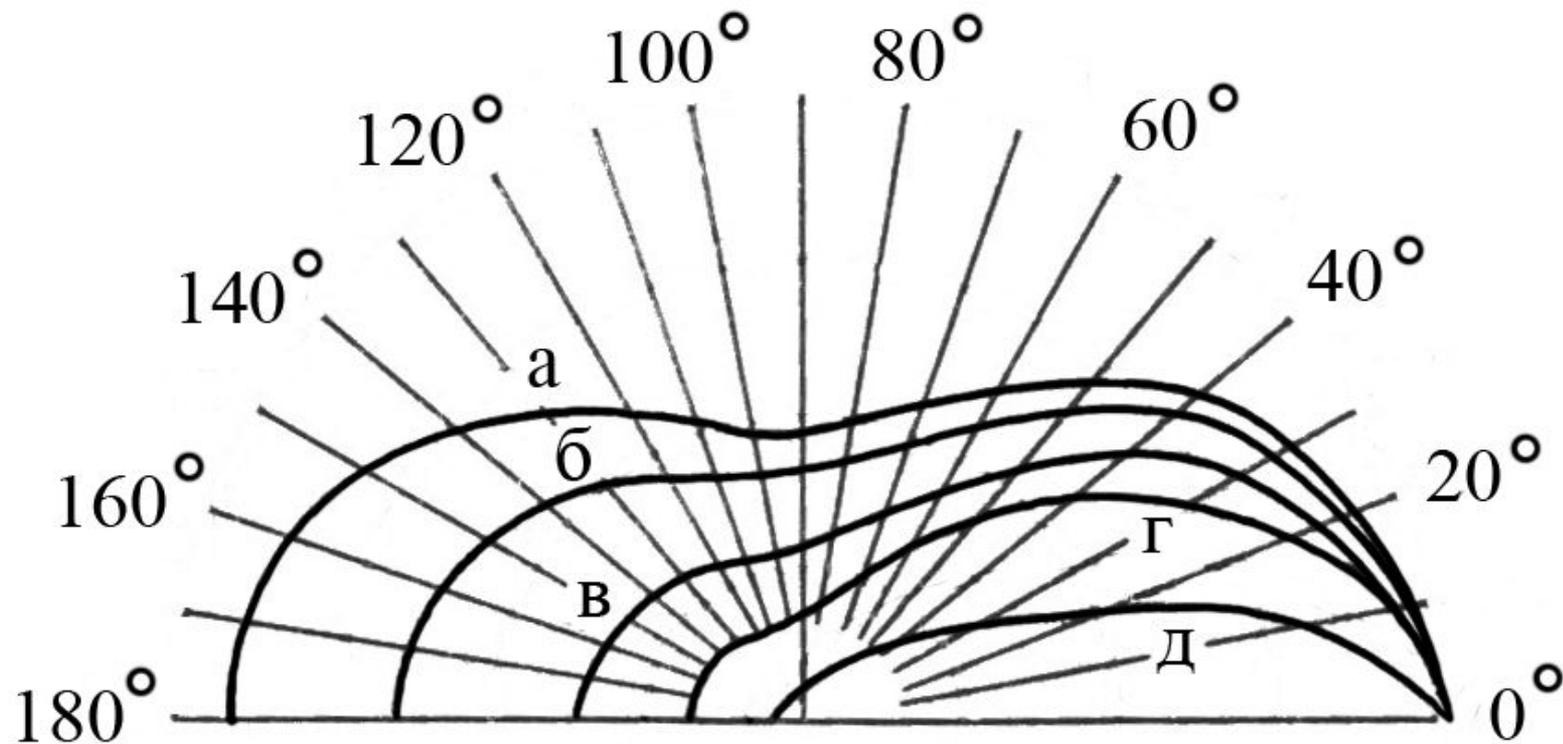
$$E' = \frac{E_0}{1 + \left( \frac{E_0}{m_e c^2} \right) (1 - \cos(\theta))} \quad (6.25)$$

При энергиях фотонов  $E_0 \gg m_e c^2$  интегральное сечение комптоновского рассеяния на атоме:

$$\sigma_{SC} \approx Z \frac{\pi r_e^2}{\alpha_e} (\ln(2\alpha_e) + 1/2) \quad (6.26)$$

где  $\alpha_e = \frac{E_0}{m_e c^2}$  (6.27)

При увеличении энергии гамма-фотонов от 10 кэВ до 100 МэВ сечение комптоновского рассеяния  $\sigma_{SC}$  монотонно убывает на 2 порядка.



Диаграммы углового распределения рассеянного излучения для различной энергии  $E$  гамма-лучей.

а)  $E = 10$  кэВ, б)  $E = 60$  кэВ, в)  $E = 200$  кэВ,

г)  $E = 500$  кэВ, д)  $E = 3$  МэВ.

## Образование электронно-позитронных пар

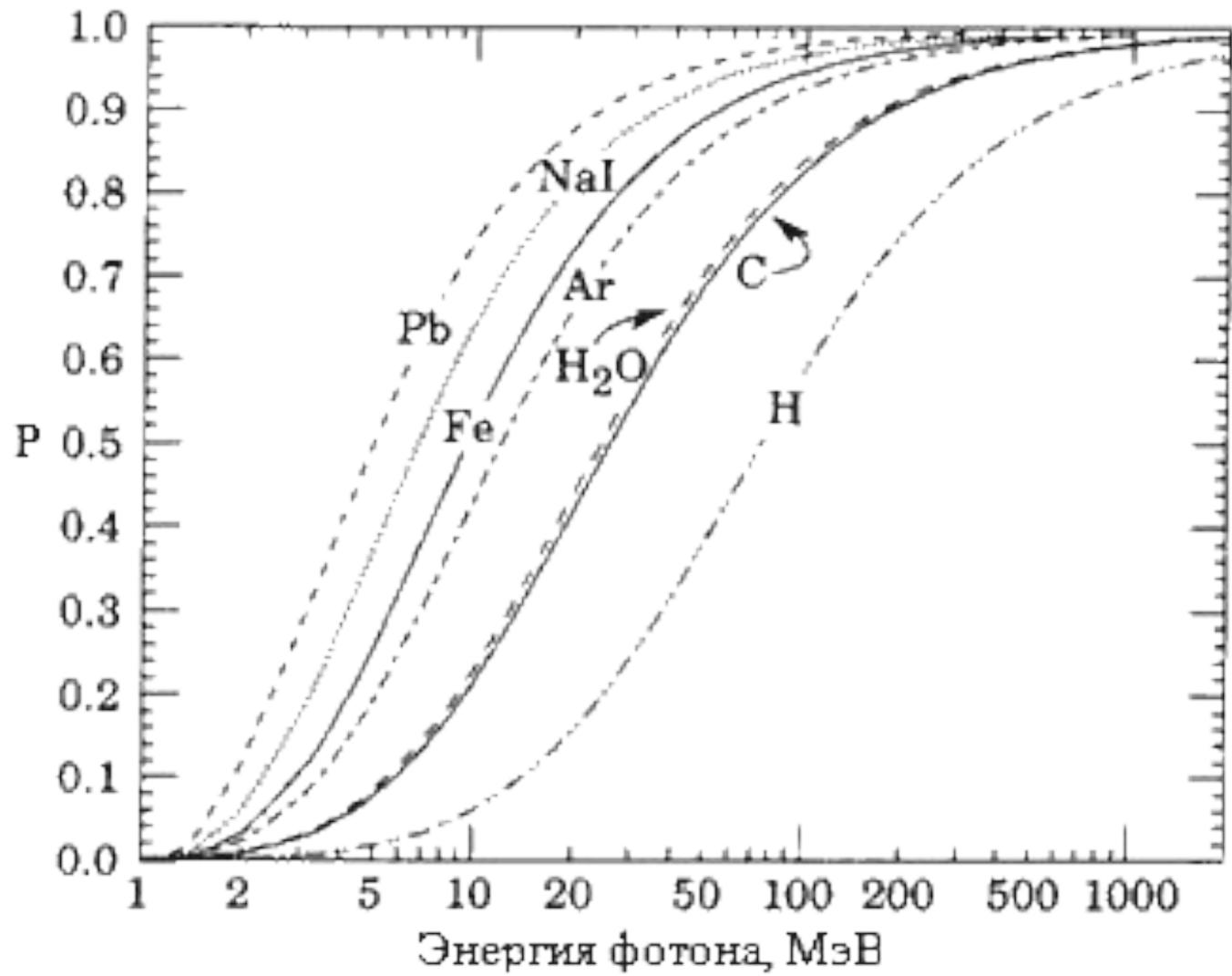
При энергиях гамма-фотонов  $E_\gamma \gg 2m_e c^2$  происходит **образование электронно-позитронных пар.**

Сечение образование пар растет с увеличением энергии гамма-фотонов.

$$\sigma_{PP} \sim Z^2 \quad (6.28)$$

Образование пар доминирует

при  $E_\gamma > 15$  МэВ в алюминии, при  $E_\gamma > 6$  МэВ в свинце.



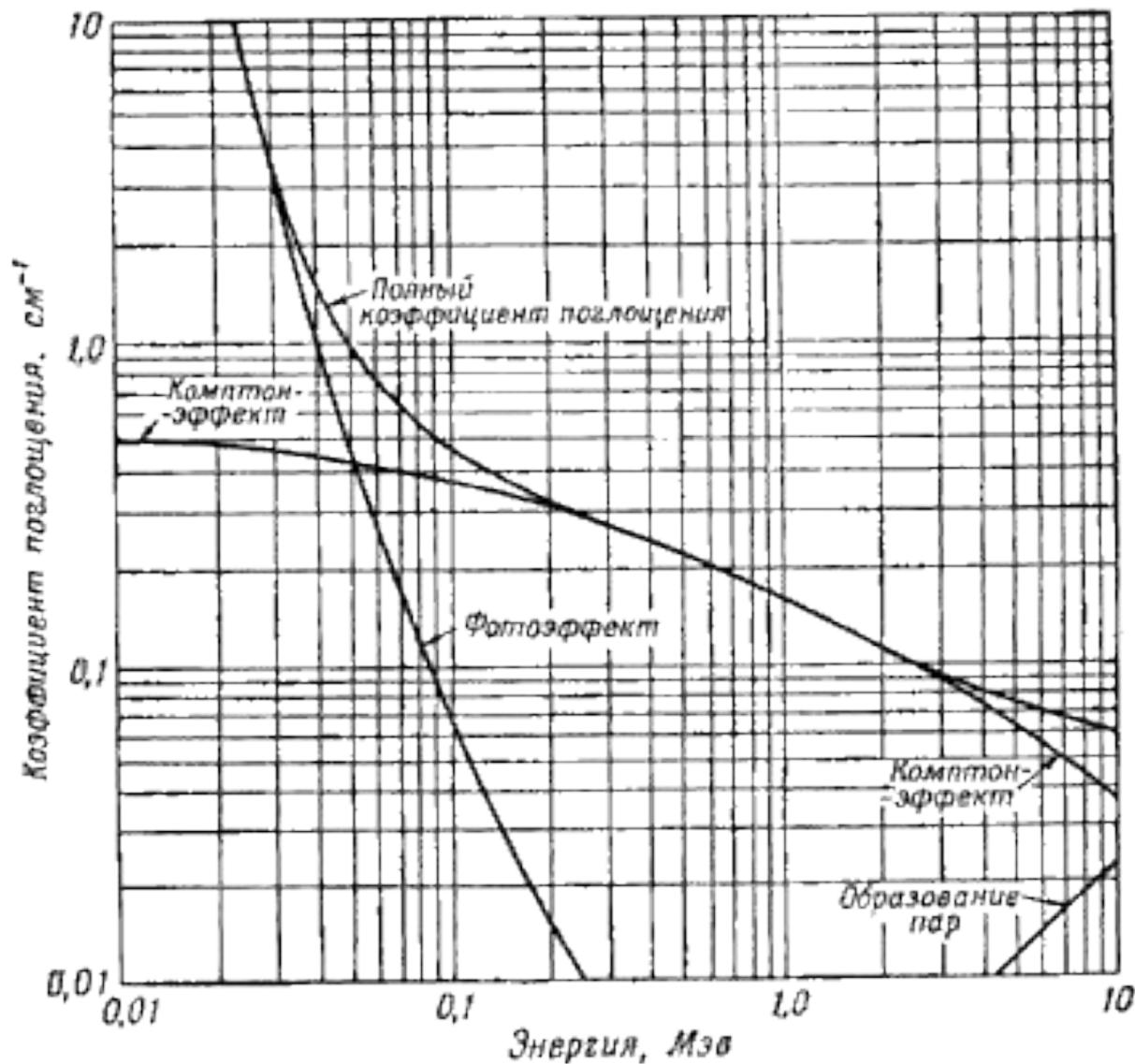
Вероятность образования электрон-позитронной пары

При **аннигиляции** позитрона с электроном образуется **два, три и более гамма-фотонов**. Количество фотонов растет с энергией позитрона.

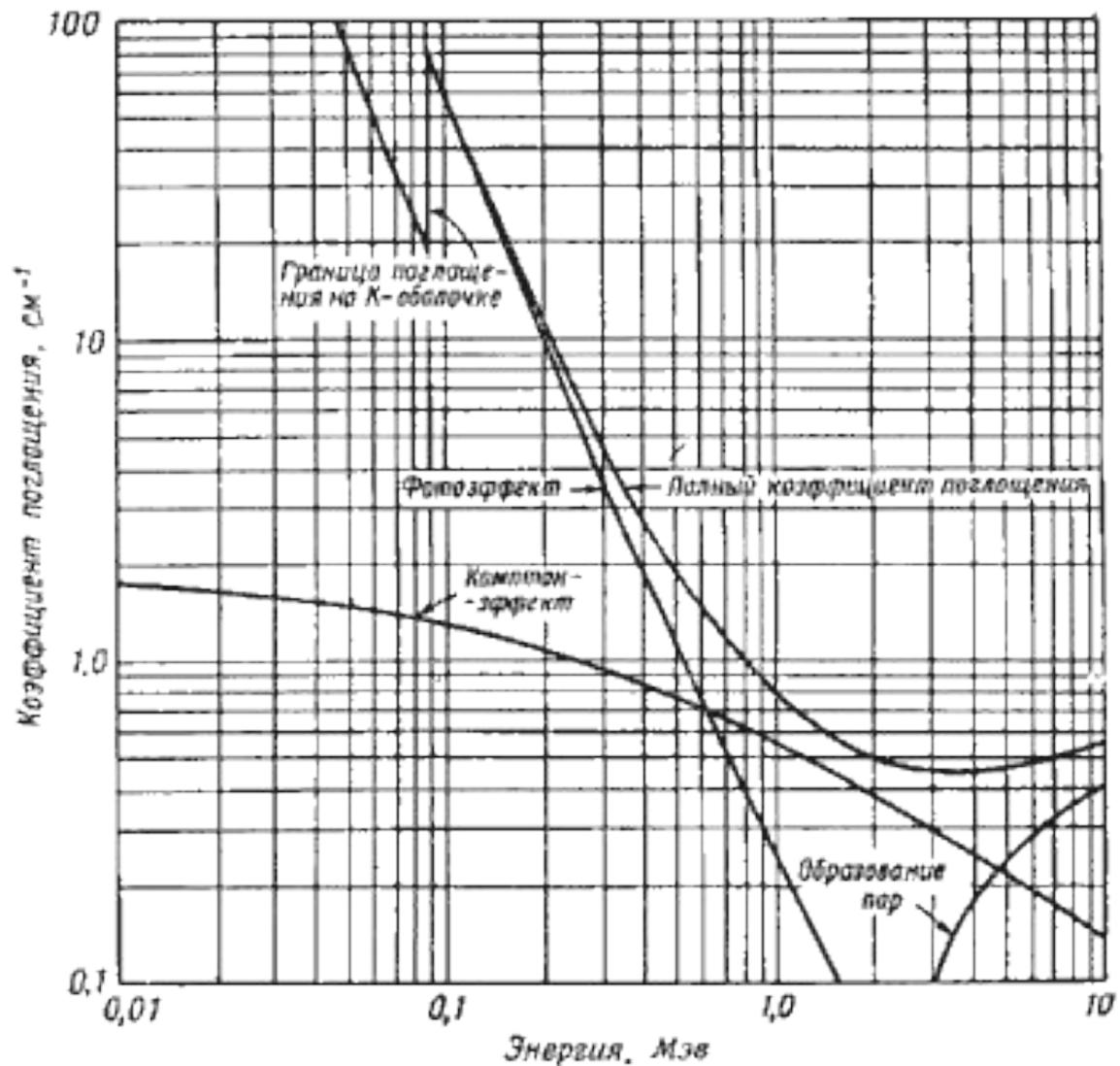
При аннигиляции **энергия покоя** частиц превращается в **кинетическую энергию** продуктов реакции.

**Сечение аннигиляции** обратно пропорционально скорости позитронов, поэтому позитроны аннигилируют, после замедления в веществе посредством упругих и неупругих столкновений.

**Среднее время жизни** позитрона в твердых веществах составляет  **$\tau \sim 10^{-10}$  с**, а в воздухе при нормальных условиях  **$\tau \sim 10^{-5}$  с**.



Зависимость **линейного коэффициента ослабления** от энергии фотонов в **алюминии**.



Зависимость **линейного коэффициента ослабления** от энергии фотонов в **свинце**.

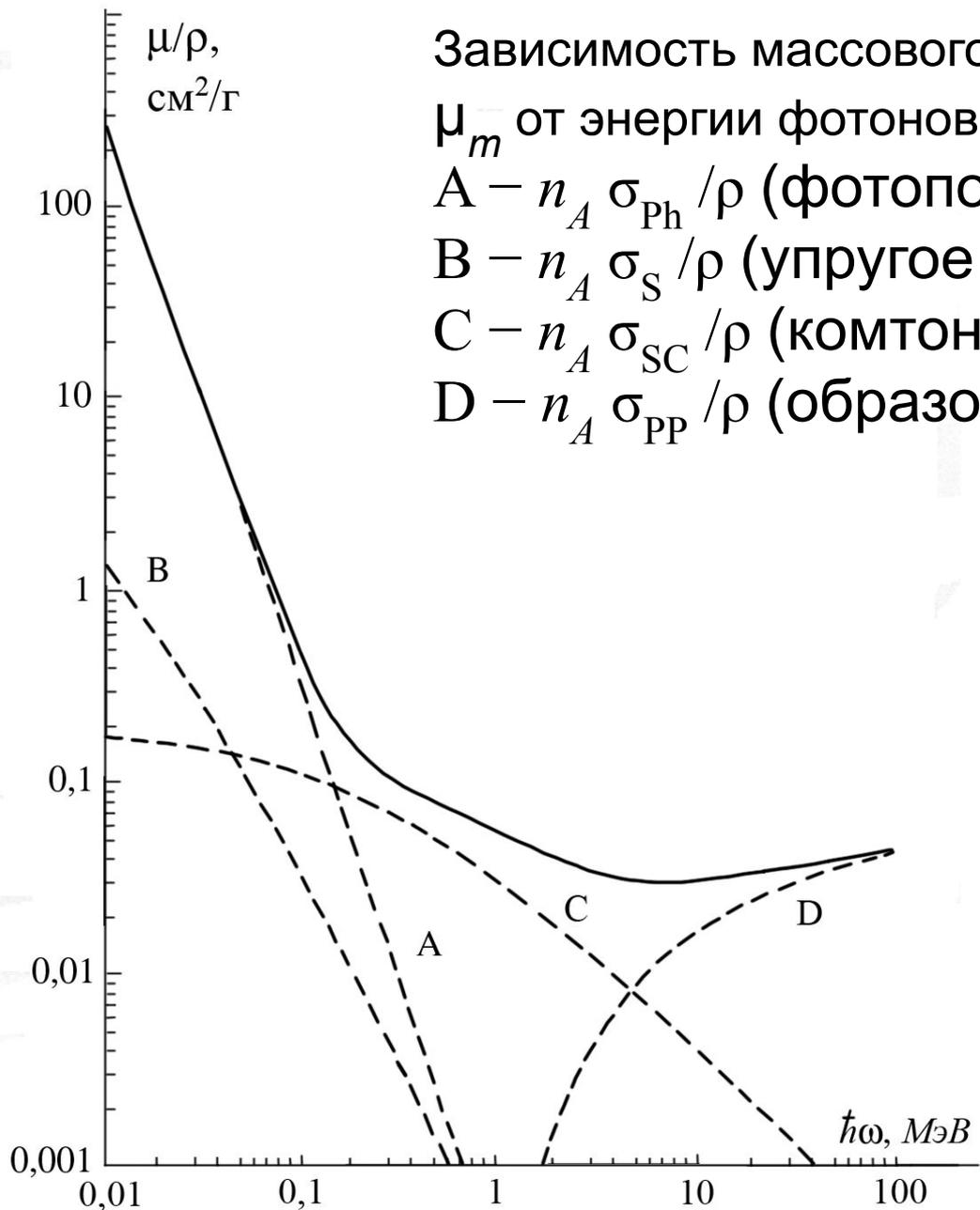
Зависимость массового коэффициента ослабления  $\mu_m$  от энергии фотонов  $\hbar\omega$  для меди ( $Z=29$ ).

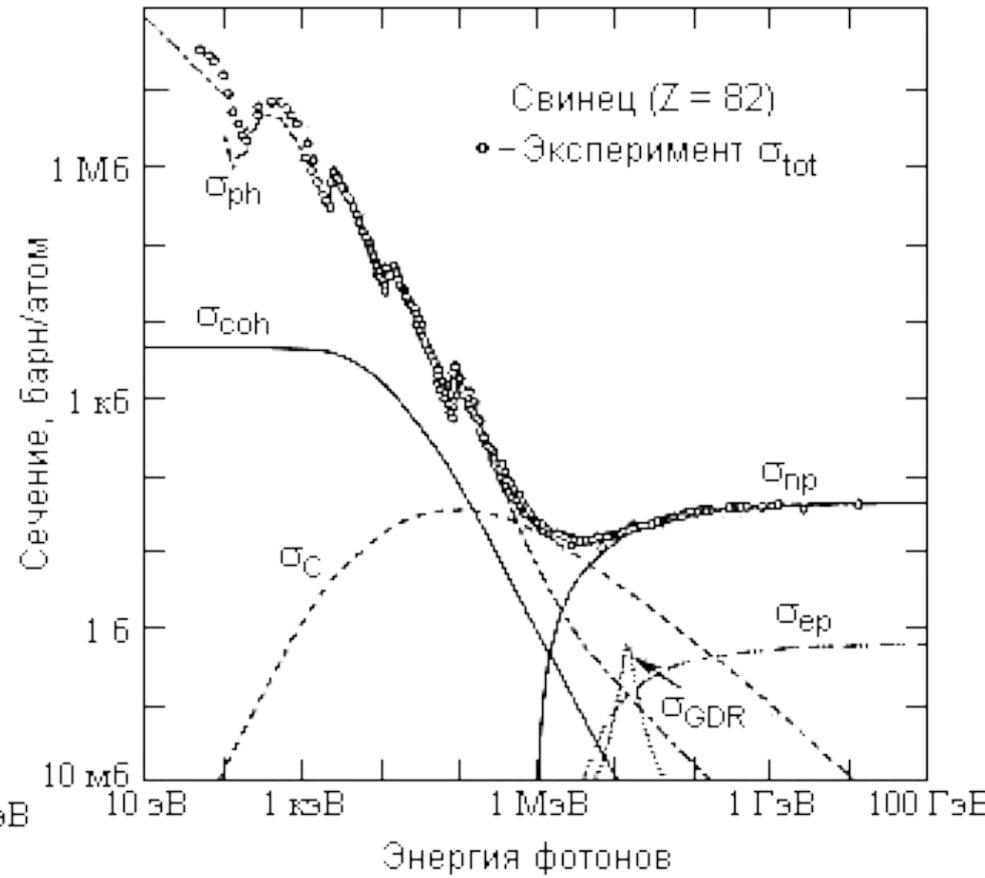
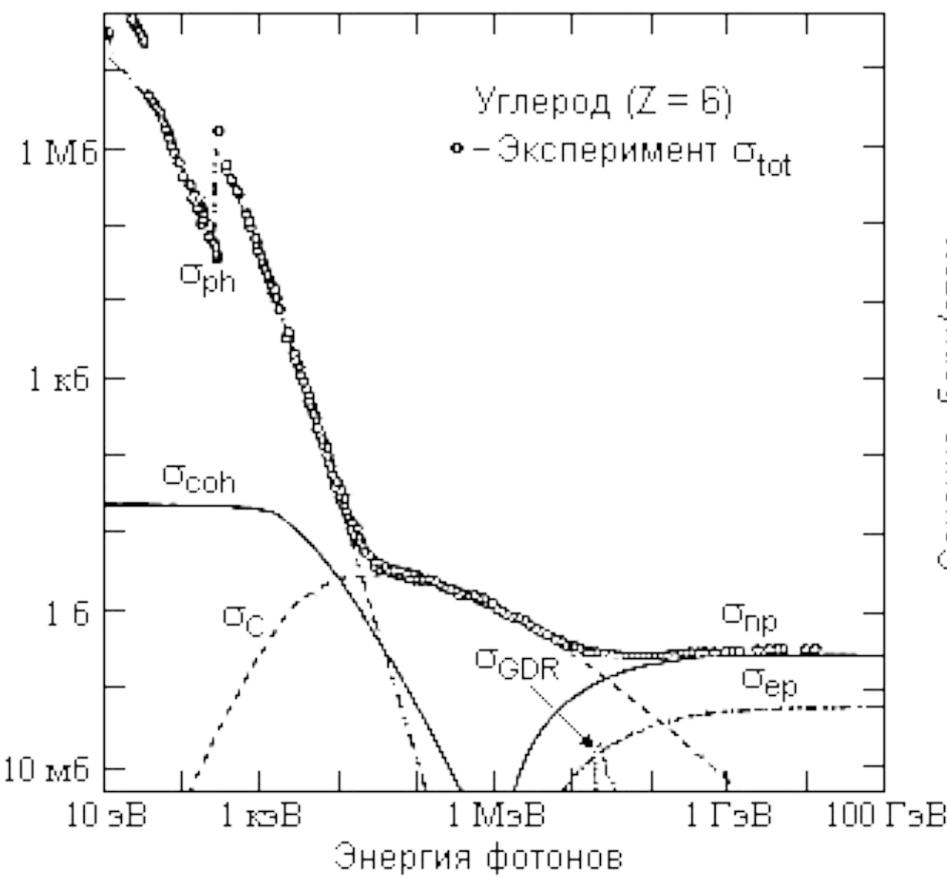
A —  $n_A \sigma_{\text{Ph}} / \rho$  (фотопоглощение),

B —  $n_A \sigma_S / \rho$  (упругое рассеяние),

C —  $n_A \sigma_{\text{SC}} / \rho$  (комтоновское рассеяние),

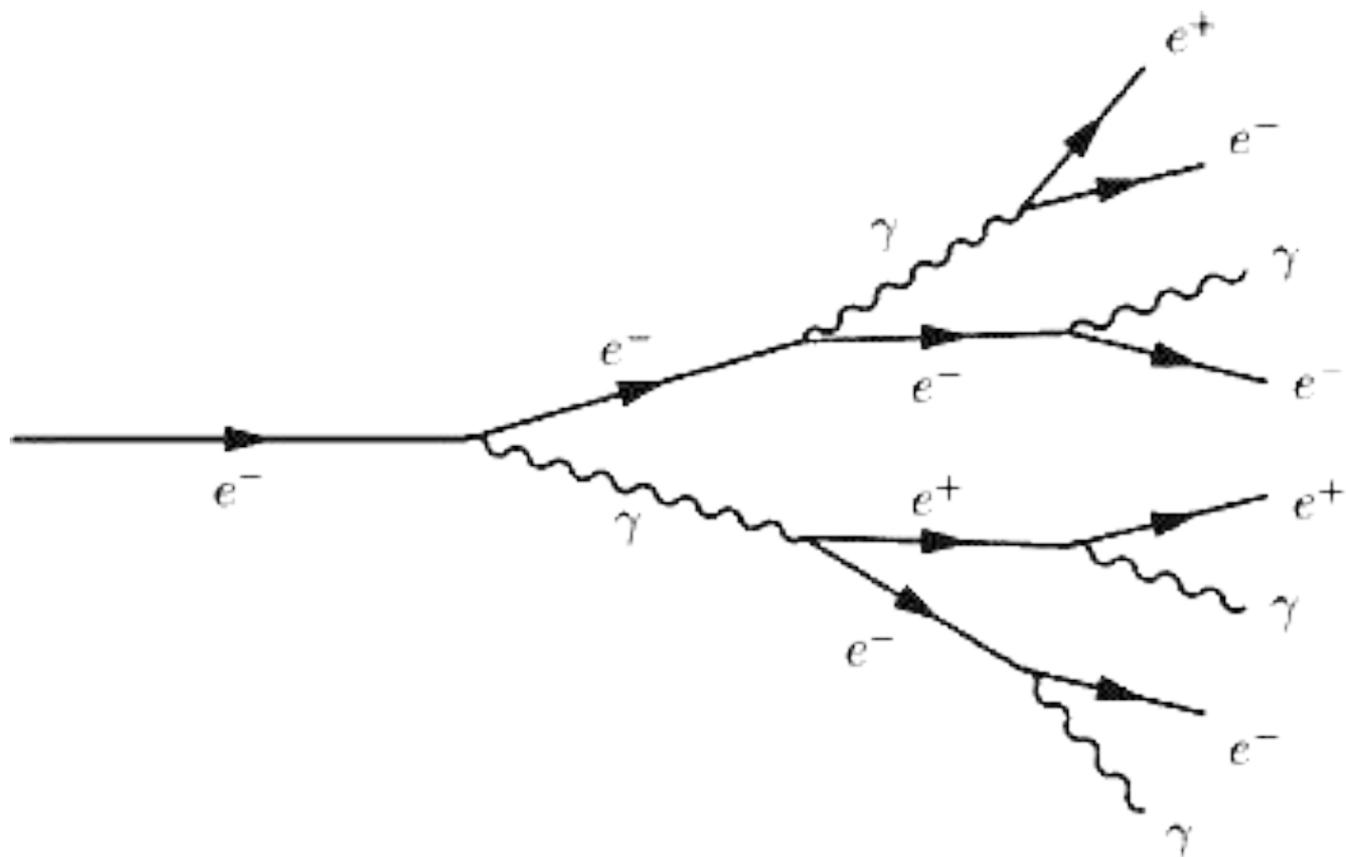
D —  $n_A \sigma_{\text{PP}} / \rho$  (образование пар).





$\sigma_{ph}$  - сечение фотоэффекта,  $\sigma_{coh}$  - сечение релеевского рассеяния,  $\sigma_C$  - сечение комптоновского рассеяния,  $\sigma_{np}$  - сечение рождения пары в поле ядра,  $\sigma_{ep}$  - сечение образования пар в поле атомных электронов,  $\sigma_{GDR}$  - сечению ядерного фотопоглощения.

# Каскадные ливни



**Электроны высоких энергий** ( $E > 100$  МэВ) при рассеянии образуют **гамма-фотоны** (путём тормозного излучения), которые рожают затем **электрон-позитронные пары**.

# Прохождение нейтронов через вещество

Нейтроны, не обладая электрическим зарядом, имеют **высокую проникающую способность**.

Основные процессы взаимодействия нейтронов с веществом: **упругое рассеяние**, **неупругое рассеяние** и **радиационный захват**.

При упругом и неупругом рассеянии нейтроны постепенно теряют свою энергию.

Вероятность радиационного захвата растет с уменьшением энергии нейтрона.

Неупругое рассеяние и радиационный захват порождают **гамма-излучение**.

Средняя длина свободного пробега быстрых нейтронов  
(в сантиметрах) для разных энергий

<b>Материал</b>	<b>E = 4 MeV</b>	<b>E = 14,9 MeV</b>
Полиэтилен	5,5	13,9
Плексиглас	6,3	15,2
Карбид бора	12	17,2
Графит	11,4	24
Алюминий	14,1	15,9
Железо	7,6	8,3
Свинец	15	15,5

# Замедление нейтронов

При упругом столкновении с атомным ядром потеря энергии нейтроном определяется законами сохранения **кинетической энергии** и **импульса**.

**Средняя энергия** нейтрона после столкновения:

$$E_1 = E_0 \left( 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} \right) \quad (6.29)$$

$E_0$  – начальная энергия нейтрона,  $A$  – массовое число ядра.

**Усреднение** проведено по всем углам рассеяния

При столкновении с **протоном** нейтрон теряет в среднем **половину** своей энергии, при столкновении с ядром **углерода** – **14%** своей энергии.

Замедление идёт тем эффективнее, чем легче атомные ядра вещества.

Хорошими замедлителями являются водородосодержащие материалы (**парафин, полиэтилен, полистирол, ...**), и содержащие легкие элементы: **вода, бериллий, углерод, ...**

В тяжелых металлах замедление нейтронов идёт очень медленно (т.е. требуется огромное количество столкновений с упругим рассеянием).

$\overline{r_S^2}$  – среднеквадратичное расстояние, которое нейтрон проходит при замедлении от энергии **1 МэВ** до энергии **1 эВ**.

«Возраст» нейтронов:  $\tau = \overline{r_S^2} / 6$  (6.30)

Длина замедления:  $L_S = \sqrt{\tau}$  (6.31)

Вещество	<b>H<sub>2</sub>O</b>	<b>D<sub>2</sub>O</b>	<b>Be</b>	<b>C</b>
Длина замедления (см)	<b>5,6</b>	<b>11,2</b>	<b>9,3</b>	<b>17,7</b>

# Термализация нейтронов

При энергии нейтронов  $E < 1$  эВ упругие столкновения обуславливают **максвелловское распределение** энергий нейтронов.

$$\frac{dN}{dE} \sim \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (6.32)$$

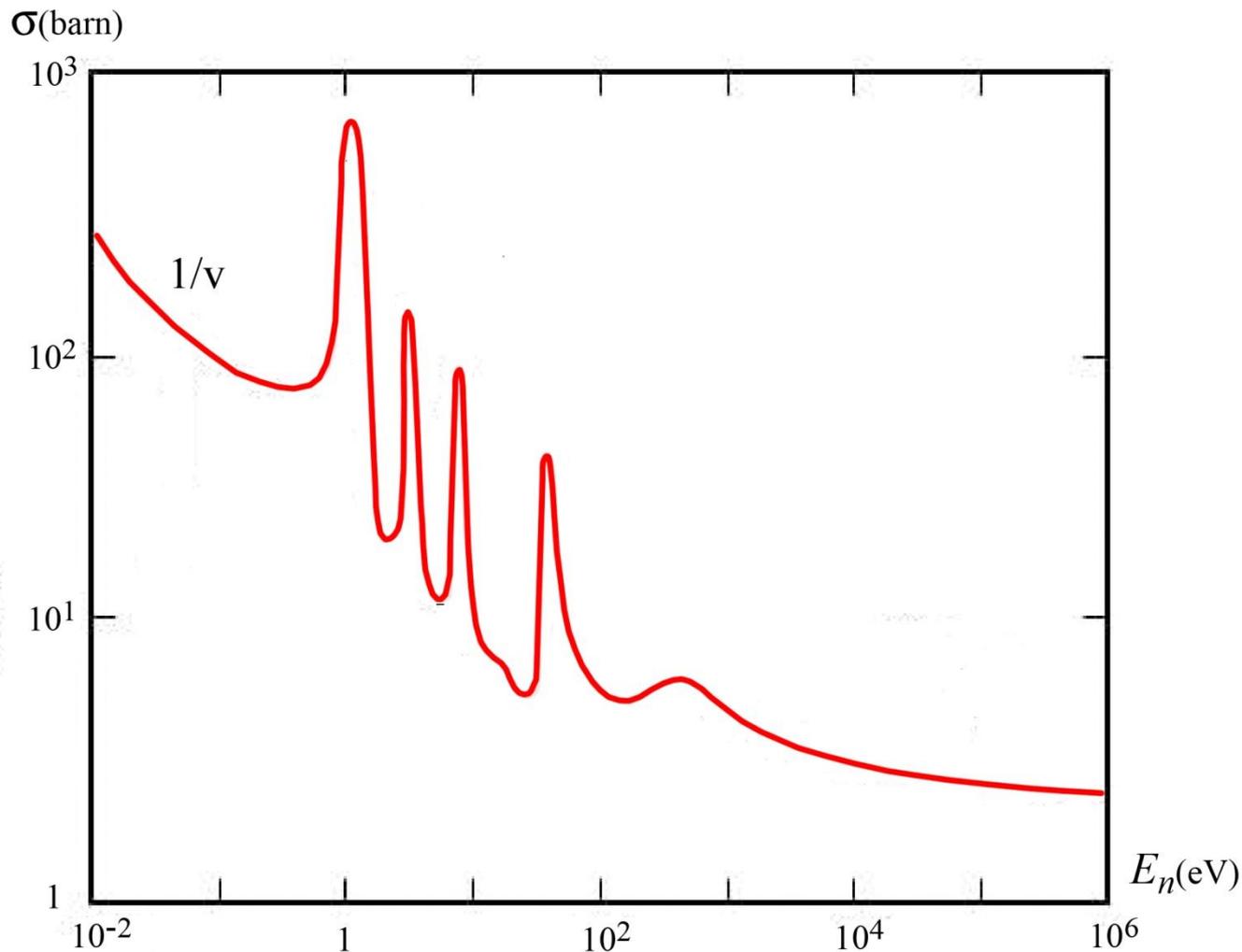
Замедленные до тепловых энергий нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника.

$\overline{r_D^2}$  – среднеквадратичное расстояние, которое **тепловой** (или **термализованный**) нейтрон проходит до **поглощения**.

Длина диффузии: 
$$L_D = \sqrt{\frac{\overline{r_D^2}}{6}} \quad (6.33)$$

Вещество	<b>H<sub>2</sub>O</b>	<b>D<sub>2</sub>O</b>	<b>Be</b>	<b>C</b>
Длина диффузии (см)	<b>2,7</b>	<b>159</b>	<b>21</b>	<b>58</b>

После замедления нейтронов эффективно идет их **радиационный захват**.



Большое сечение радиационного захвата имеет **кадмий**

Для поглощения сопутствующего гамма-излучения используются вещества с **большим атомным номером** (например, свинец).

$$\sigma_{Ph} \sim Z^5$$

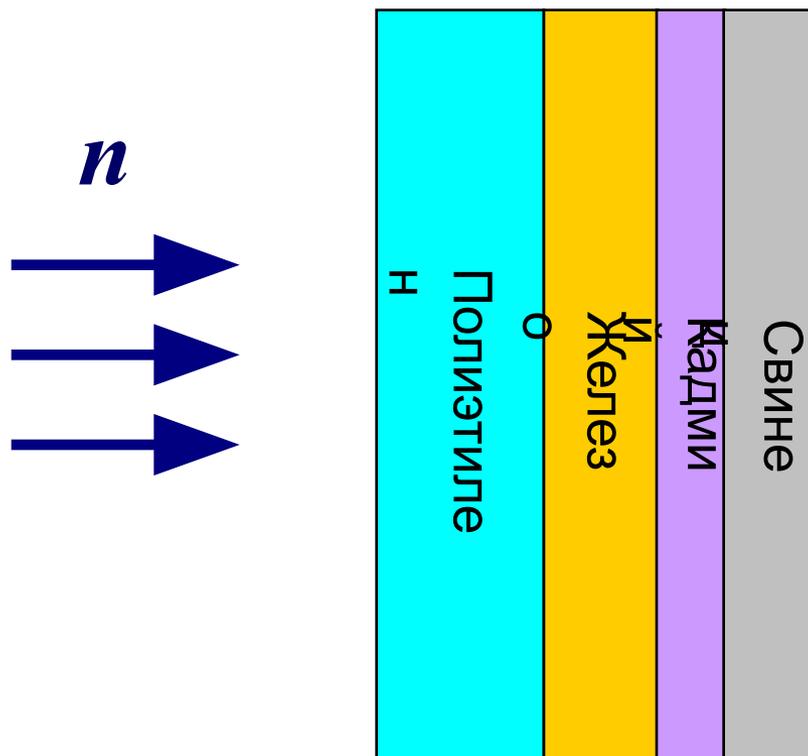


Схема защиты от потока быстрых нейтронов

# Искусственная радиоактивность

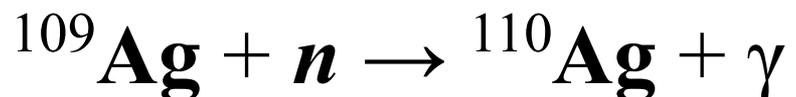
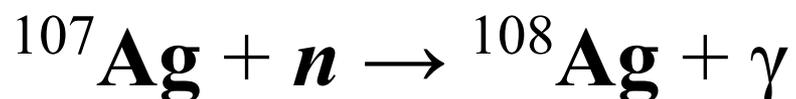
Чаще всего возникает при облучении потоком нейтронов стабильного вещества.

Причина: после поглощения нейтрона в результате некоторой ядерной реакции стабильное атомное ядро становится активным (альфа-активным, бета-активным и т.д.)

Пример.

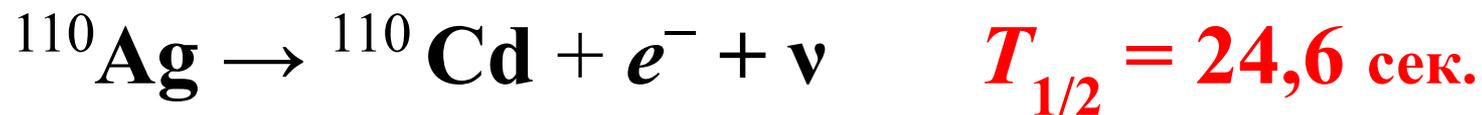
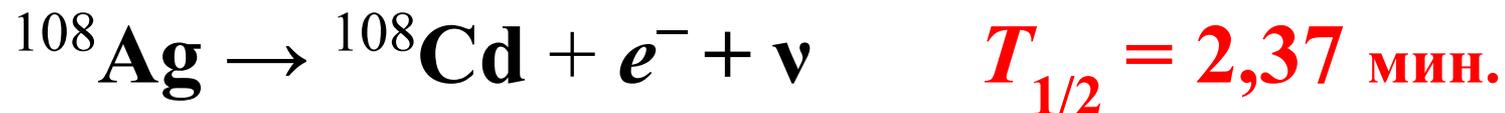
Природное **серебро** представляет собой смесь двух стабильных изотопов: **Ag-107** ( $\approx 52\%$ ) и **Ag-109** ( $\approx 48\%$ ).

Пластинка серебра располагается поблизости от источника нейтронов, окруженного **парафином**. В парафине нейтроны **замедляются**, а тепловые нейтроны эффективно **захватываются** ядрами:



В результате образуются два новых изотопа серебра:  
**Ag-108** и **Ag-110**

Оба полученных изотопа являются **бета-активными**.



Через 20 – 30 мин. искусственная радиоактивность практически исчезает