

## Лекция 8

- 1. Взаимодействие ядерных частиц с веществом**
- 2. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество.**
- 3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество.**
- 4. Прохождение  $\gamma$  - квантов через вещество.**
- 5. Другие механизмы взаимодействия излучения с веществом: Комptonовское рассеяние, фотоэффект, рождение электрон-позитронных пар, эффект Вавилова –Черенкова.**

# 1. Введение.

Будем рассматривать частицы и  $\gamma$  - кванты с энергиями  $E \gg \bar{J} = 13.5 \times Z$  эВ. ( $\bar{J}$  – средний потенциал ионизации атома;  $E < 10$  МэВ).

**Общая картина взаимодействия:**

*частица* ( $m, q, E$ )  $\rightarrow$  *вещество* ( $\rho, A, \bar{J}$ )  $\Rightarrow$   
 $\Rightarrow$  *электроны,  $\gamma$  – кванты,*  
*ядерные реакции, частицы.*

## 2. Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество.

Частица, пролетая сквозь вещество, «расталкивает» атомные электроны своим кулоновским полем. При этом частица теряет свою энергию – ионизационные потери, а атомы ионизируются или возбуждаются. Эти потери энергии на единицу пути будем характеризовать величиной  $-dE/dx$  и полным пробегом  $R$  частицы в веществе.

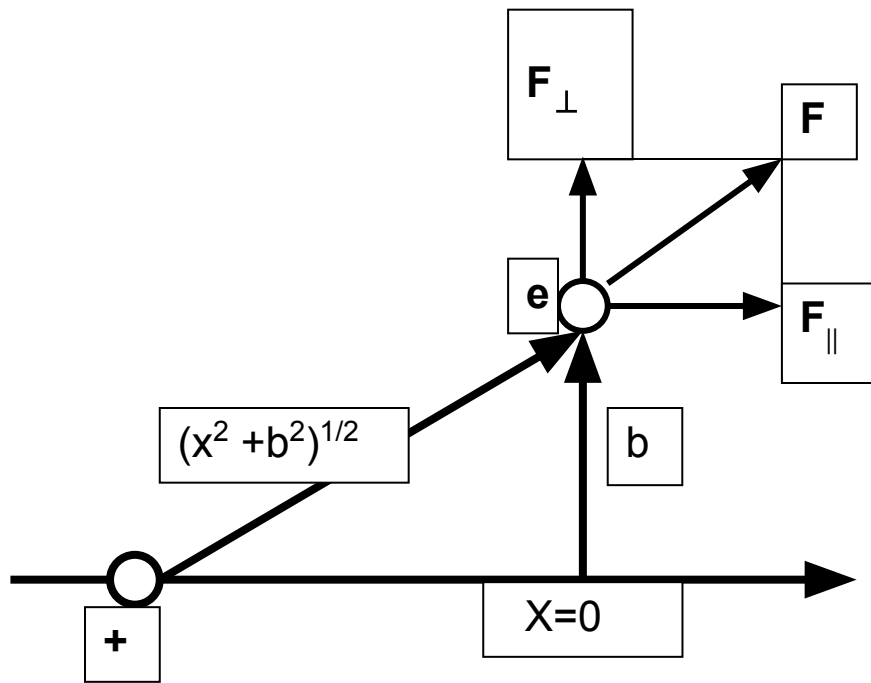
## Приближения:

- применимо классическое рассмотрение процесса столкновения частицы с электроном

атома  $\underline{-pb \gg \hbar}$ ;

- скорости атомных электронов до и после столкновения малы по сравнению со скоростью налетающей частицы, или

$$E_{\text{част}} \gg (M_{\text{част}}/m_e)E_e$$



**Схема взаимодействия заряженной  
частицы (+) с электроном (e)**

**Вычислим потери энергии налетающей частицей при столкновении с одним электроном. Импульс электрона будет меняться в перпендикулярном направлении к оси (X):**

$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt$$

**Пусть взаимодействие эффективно на участке пути равном  $2b$ , которое частица проходит за время  $\Delta t = 2b/v_{\text{ч}}$ . Кулоновская сила взаимодействия примерно равна:**

$$F_{\perp} = Ze^2 / b^2$$

$$F_{\perp} = Ze^2/b^2; \quad \text{отсюда получим } \Delta p_{\perp} = 2Ze^2/bv$$

*Соответствующая кинетическая энергия равна*

$$\Delta E = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \left( \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2} \right) \left( \frac{1}{b^2} \right)$$

**Это энергия, которую теряет частица и приобретает электрон в атоме вещества.**

**Учтем взаимодействие со всеми электронами на расстоянии  $b$ . Для этого запишем объем цилиндрического слоя радиуса  $b$ , толщиной  $db$  и высотой  $dx$ :**

**$V = 2\pi \cdot b \, db \, dx$ . Число электронов в объеме  $V$  равно**

**$V \cdot n_e = 2\pi \cdot b \cdot n_e \, db \, dx$  ( $n_e$  – плотность электронов).**

**Тогда общие потери энергии частицей:**

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

*и на единице длины после интегрирования*

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{dE}{dx}(b) db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

**Оценка логарифмического множителя приводит к выражению для ионизационных потерь – формула Бора:**

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \ln \frac{m_e v^2}{\bar{J}(1 - \beta^2)}$$



**Выражая скорость через энергию и массу частицы:**

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4 M_\mu}{E_\mu m_e} \cdot \ln \frac{2m_e E}{\bar{J}M}$$

**Выводы из формулы Бора:**

- Число  $n_e$  пропорционально плотности вещества

$n_e = Z \cdot \rho \cdot N_a / A$ . Поэтому  $-dE/dx \sim \rho$ , а величина

$-dE/d(\rho \cdot x)$  примерно одинакова для всех веществ.

- Величину  $(\rho x)$ , имеющую размерность г/см<sup>2</sup>,

принимают за единицу длины и в этих единицах

рассчитывается толщина защиты от радиации.

**- Зависимость  $-dE/dx \sim 1/v^2$  свидетельствует, что чем ниже скорость частицы, тем выше потери. Поэтому треки частиц в камере Вильсона или в фотоэмульсии резко утолщаются в конце пути.**

**- При одной и той же энергии при нерелятивистских скоростях потери пропорциональны массе частицы. Поэтому треки у тяжелых частиц жирнее и короче.**

**Многokrратно заряженные частицы сильнее тормозятся в веществе.**

**Формула Бора не применима при очень малых и очень больших энергиях налетающих частиц.**

**Пробег  $R$  частицы в веществе зависит от энергии, массы и заряда частицы:**

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE/dx} \approx \frac{M}{Z^2} v^4$$

### 3. Прохождение легких заряженных частиц через вещество.

Механизм ионизационных потерь для электронов в общем такой же, как и для других заряженных частиц. Отличие в малости массы электрона, что приводит к большому изменению импульса электрона в каждом столкновении, изменения первоначального направления движения. С учетом всех поправок для ионизационных потерь электронов получены выражения:

а –релят.:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4}{m_e v^2} \cdot \left( \ln \frac{m_e v^2 E}{2\bar{J}^2 (1 - \beta^2)} - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + C \right)$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4}{m_e v^2} \cdot \ln \frac{m_e v^2}{2\bar{J}} - \text{для нерел. энергий}$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4}{m_e v^2} \cdot \left( \ln \frac{E^2}{2\bar{J} \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right) - \text{для ультрарел.}$$

при  $E \gg m_e c^2 = 0.5 \text{ МэВ}$

**Выводы:**

**-При одной и той же скорости потери примерно одинаковы для однократно заряженных частиц любых масс для релятивистских энергий (например: p, e).**

**-В нерелятивистском случае потери пропорциональны массе частицы и для протона они в 2000 раз больше чем для электрона той же энергии. В ультрарелятивистском пределе ионизационные потери слабо зависят и от энергий и от масс частиц. Поэтому эти частицы трудно отличить по толщине треков.**

**Заряженная частица, движущая с ускорением, излучает электромагнитные волны. Поэтому электроны при столкновениях с атомами (ядрами) вещества излучают. Это излучение называют тормозным. Потери энергии на тормозное излучение называются радиационными.**

**Интенсивность тормозного излучения для частицы с ускорением  $v'$  в нерелятивистском некантовом случае определяется соотношением:**

$$W = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 z^2}{c^3} |\ddot{\chi}|^2 \approx \frac{z^2}{m^2} \quad 15$$

**Релятивистский квантовый расчет приводит к следующей формуле для радиационных потерь:**

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{t_r} \text{ где } t_r \text{ — радиационная длина,}$$

$$\text{отсюда } E = E_0 \exp(-x/t_r)$$

**С увеличением энергии электронов радиационные потери становятся преобладающими при  $E_{кр}$ . Для оценки критической энергии получено соотношение:**

$$\frac{(-dE/dx)_{рад}}{(-dE/dx)_{иониз}} \approx \frac{ZE(MэВ)}{800} \quad E_{кр} = \frac{800}{Z}$$

$$E_{кр}({}_{6}^{12}\text{C}) = \frac{800}{6} = 133 \text{ МэВ}$$



## **4. Прохождение $\gamma$ - квантов через вещество.**

**К  $\gamma$  - квантам относят электромагнитные волны, длина которых,  $\lambda_\gamma$ , значительно меньше межатомных расстояний  $d = 10^{-8}$  см:  $\lambda_\gamma \ll d$ .**

**Энергия  $\gamma$  - квантов может принимать значение в пределах:  $10 \text{ кэВ} < E_\gamma < 1000 \text{ ГэВ}$**

**Поскольку  $\gamma$  - кванты имеют нулевую массу покоя, то скорость их должна равняться скорости света.**

**Поэтому, при взаимодействии с веществом  $\gamma$  - кванты или поглощаются, или рассеиваются на большие углы и их интенсивность**

**понижается:** 
$$dJ = - \mu J_0 dx$$

**здесь  $J, J_0$  – число частиц, проходящих через  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ сек.}$  и начальная интенсивность, соответственно;  $\mu$  - коэффициент поглощения;  
 $\mu / \rho$  - массовый коэффициент поглощения или  
толщина слоя вещества, измеряется в единицах  $\text{г} / \text{см}^2$ .**

**Если коэффициент поглощения разделить на число поглощающих центров, то получим полное сечение рассеяния данного процесса:**

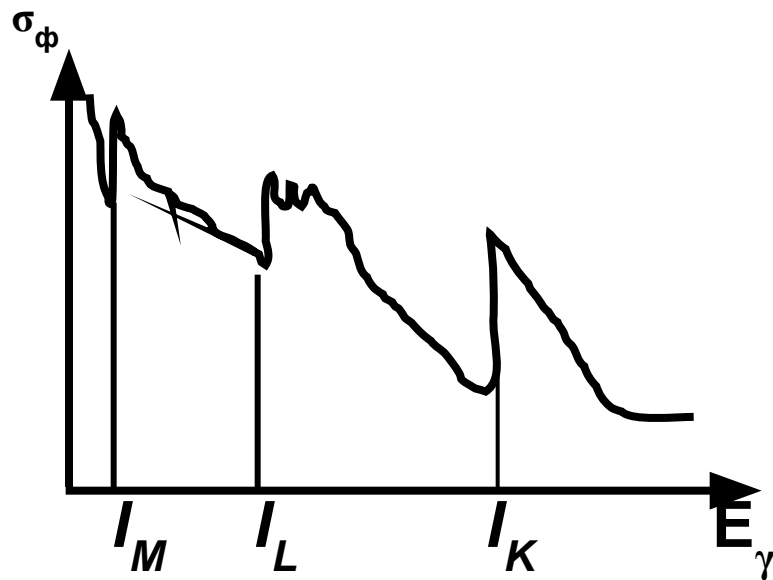
**$\mu_i = n_i \sigma_i$ , а полный коэффициент поглощения будет равен:  $\mu = \sum \mu_i$**

**Поглощение  $\gamma$  - квантов веществом происходит за счет трех процессов: фотоэффекта, комpton-эффекта и рождения электронно-позитронных пар в кулоновском поле ядра.**

# Фотоэффект.

**Фотоэффектом называется процесс поглощения  $\gamma$  - кванта атомом с испусканием электрона.**

**Поскольку свободный электрон не может поглотить  $\gamma$  - квант (вследствии нарушения законов сохранения энергии и импульса), то вероятность поглощения будет максимальна при  $E_\gamma \sim E_{св}$  для электронов. Таким образом, на зависимости эффективного сечения ионизации  $\sigma_\Phi$  от  $E_\gamma$  будут наблюдаться резкие пики при  $E_\gamma$  равных потенциалу ионизации оболочек К, L, М и т. Д. ...**



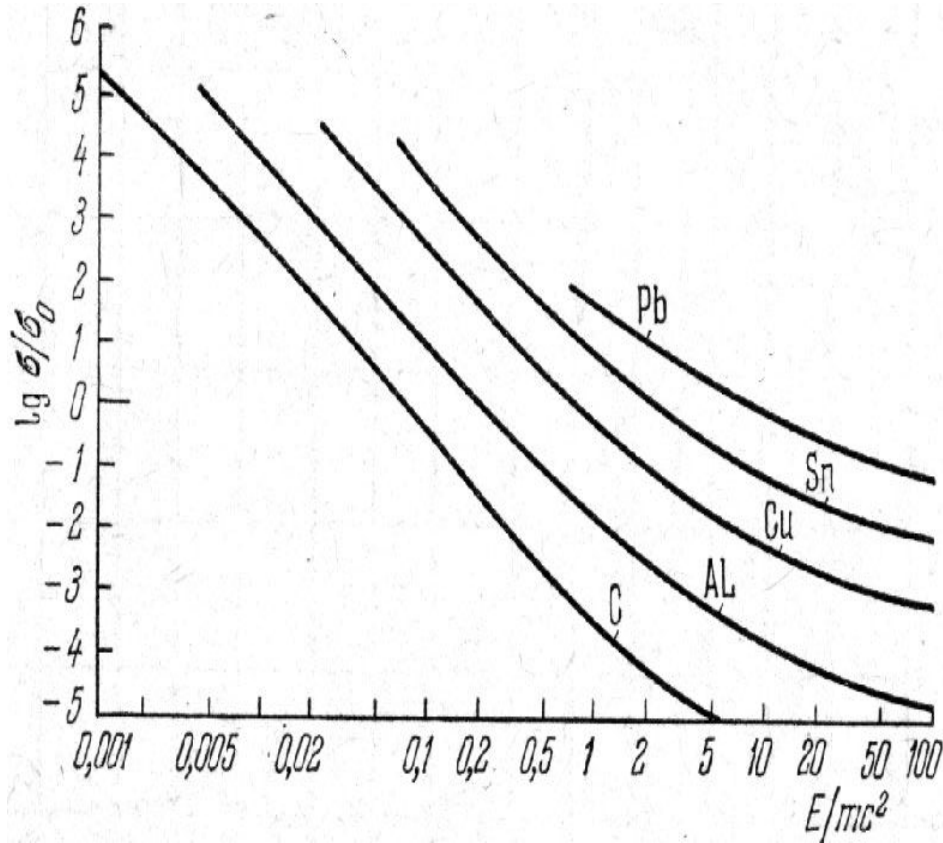
**Рис . Зависимость сечения ионизации от энергии энергии  $\gamma$  - кванта.**

**Сечение фотоионизации  $\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$ , т.е. сильно зависит от атомного номера вещества; растёт при переходе к тяжёлым элементам; является преобладающим механизмом поглощения при низких энергиях  $\gamma$ -квантов:**

$$\sigma_{\text{ф}} \approx 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ при } E_{\gamma} = 1 \text{ КэВ};$$

$$\sigma_{\text{ф}} \approx 6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \text{ при } E_{\gamma} = 0.1 \text{ МэВ}.$$

$$\sigma_0 = \frac{8}{3} \pi \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2$$



**Рис . Зависимость эффективных сечений фотоэффекта для разных элементов от энергии  $\gamma$  - кванта (в единицах  $m_e c^2$ ).**

# Комптон – эффект.

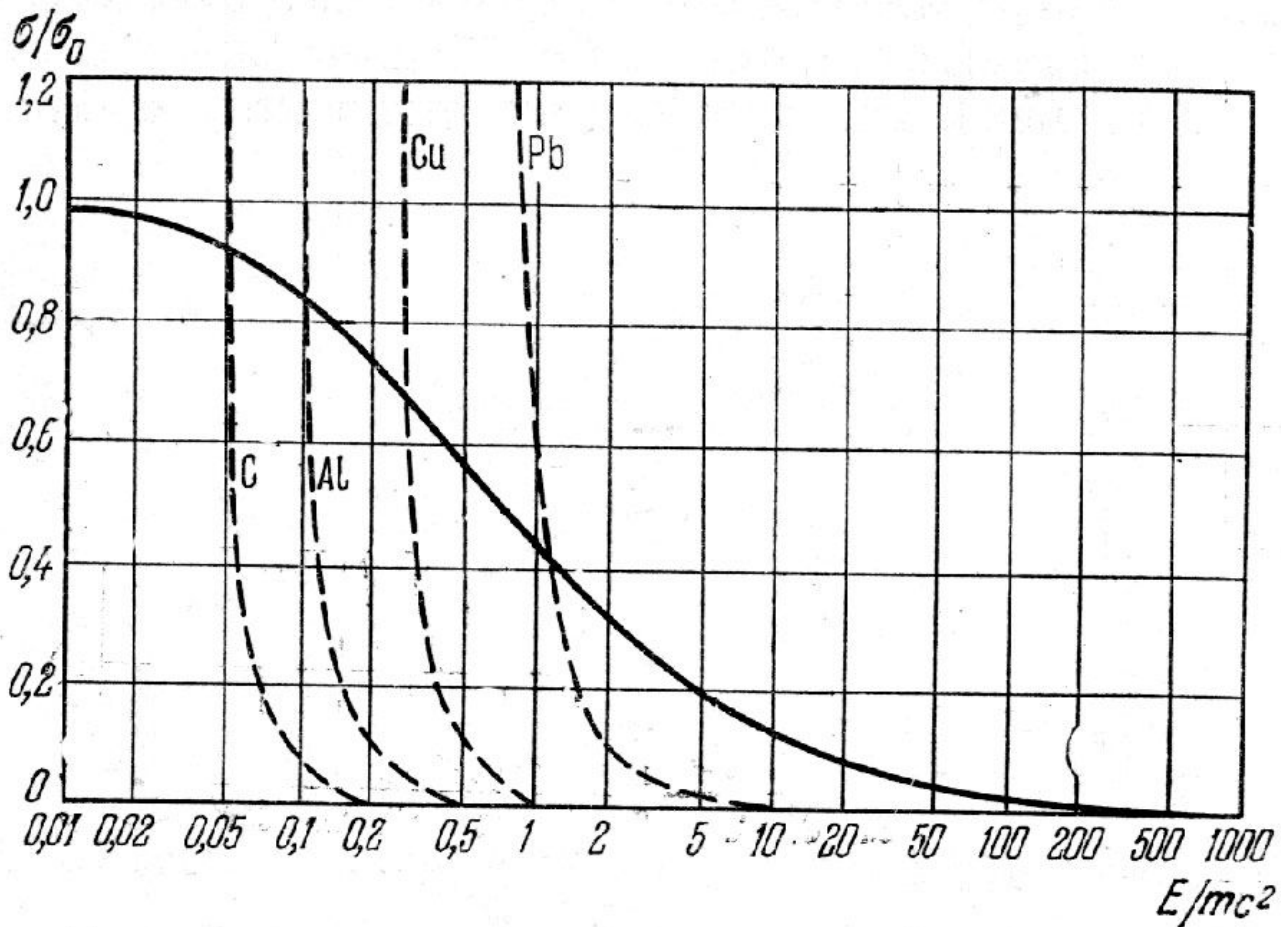
С увеличением энергии  $\gamma$  -кванта электроны в атоме можно считать свободными и взаимодействие принимает характер рассеяния. При этом наблюдается рассеянное излучение с большей длиной волны. Изменение длины волны  $\gamma$  -кванта равно:

$$\Delta\lambda = h / m_e c (1 - \cos\Theta) = \Lambda_k (1 - \cos\Theta),$$

где  $\Theta$  - угол рассеяния,  $\Lambda_k$  – Комптоновская длина волны электрона:

$$\Lambda_k = h / m_e c = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ см } (0.024\text{\AA})$$





**Полные сечения комптон-эффекта (спл. линия) и фотоэффекта для разных элементов от энергии  $\gamma$  - кванта (в единицах  $m_e c^2$ ).**

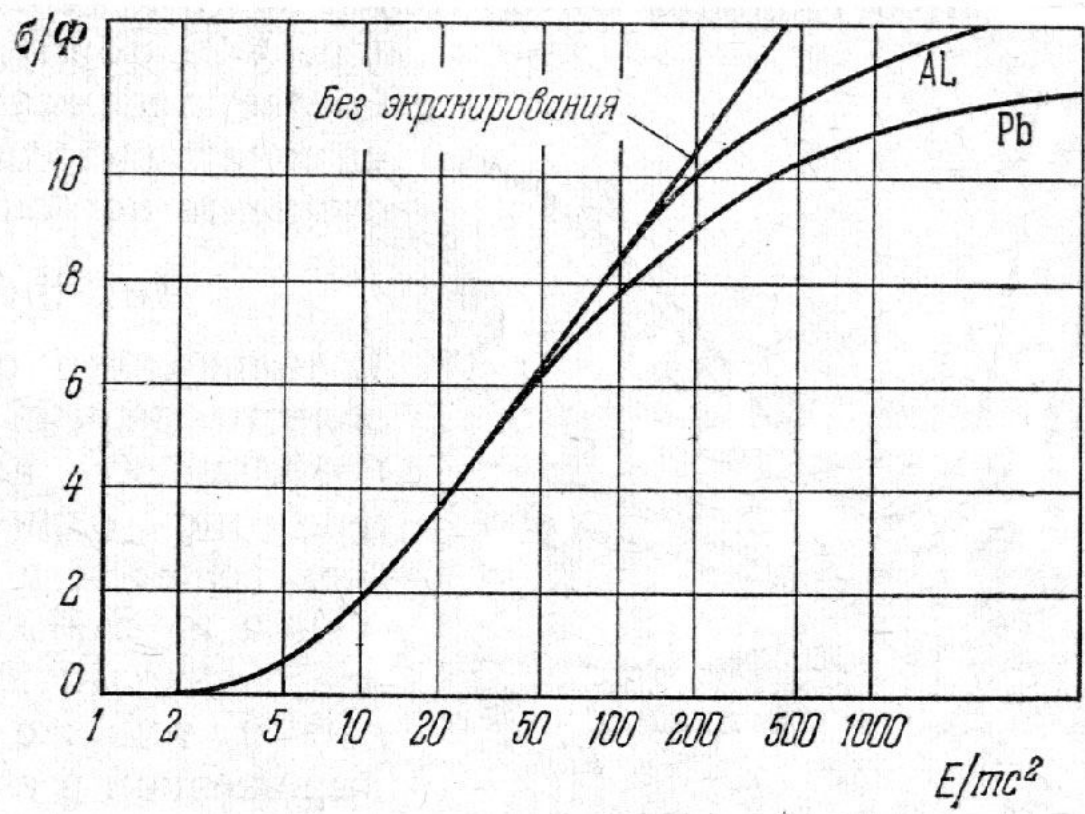
**В поле ядра возможен процесс образования электрон-позитронных пар. При высоких  $E_\gamma$  пороговая энергия образования равна**

$$E_0 \approx 2m_{\text{я}}c^2 = 1.02\text{Мэв}$$

**При образовании электрон-позитронных пар в кулоновском поле электрона пороговая энергия  $\gamma$  - кванта повышается до:**

$$E_0 \approx 2m_e c^2 = 2.04\text{Мэв}$$

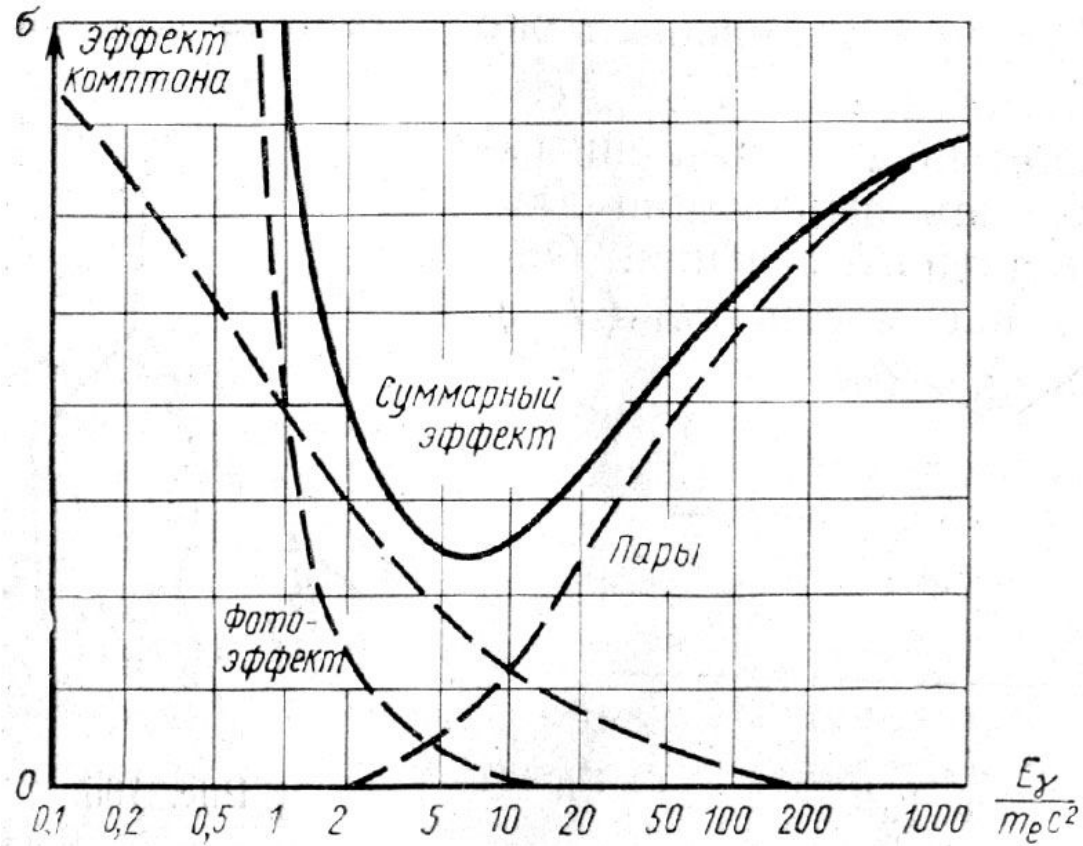
$\sigma \equiv \sigma$   
0



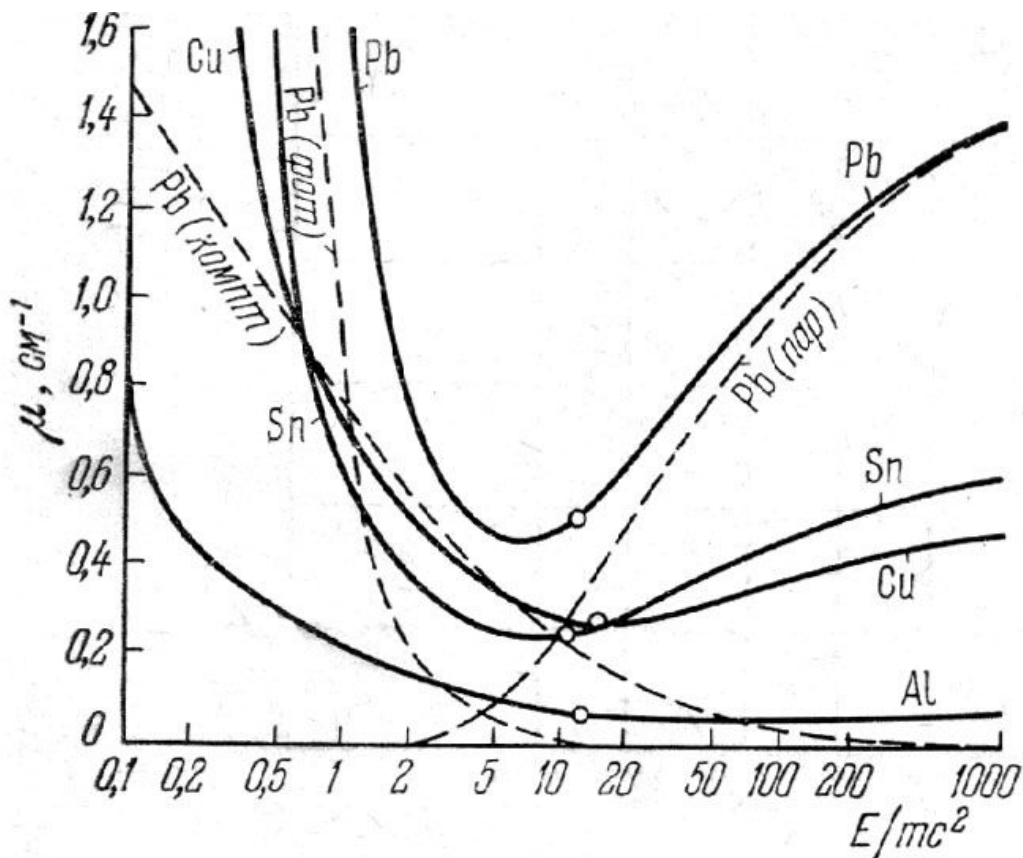
**Зависимость эффективного сечения рождения электрон-позитронных пар на свинце и алюминии от энергии  $\gamma$  - кванта (в единицах  $m_e c^2$ ).**

**В итоге, для  $\gamma$  - квантов, необходимо учитывать все три процесса взаимодействия со средой: фотоэффект, эффект Комтона и процесс образования электрон-позитронных пар:**

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{компт.}} + \sigma_{\text{пар}} \approx \\ &\approx Z^5 / E_{\gamma}^{7/2} + Z / E_{\gamma} + Z^2 \ln 2 E_{\gamma}\end{aligned}$$



**Зависимость сечения поглощения для свинца от энергии  $\gamma$  - кванта (в единицах  $m_e c^2$ ).**

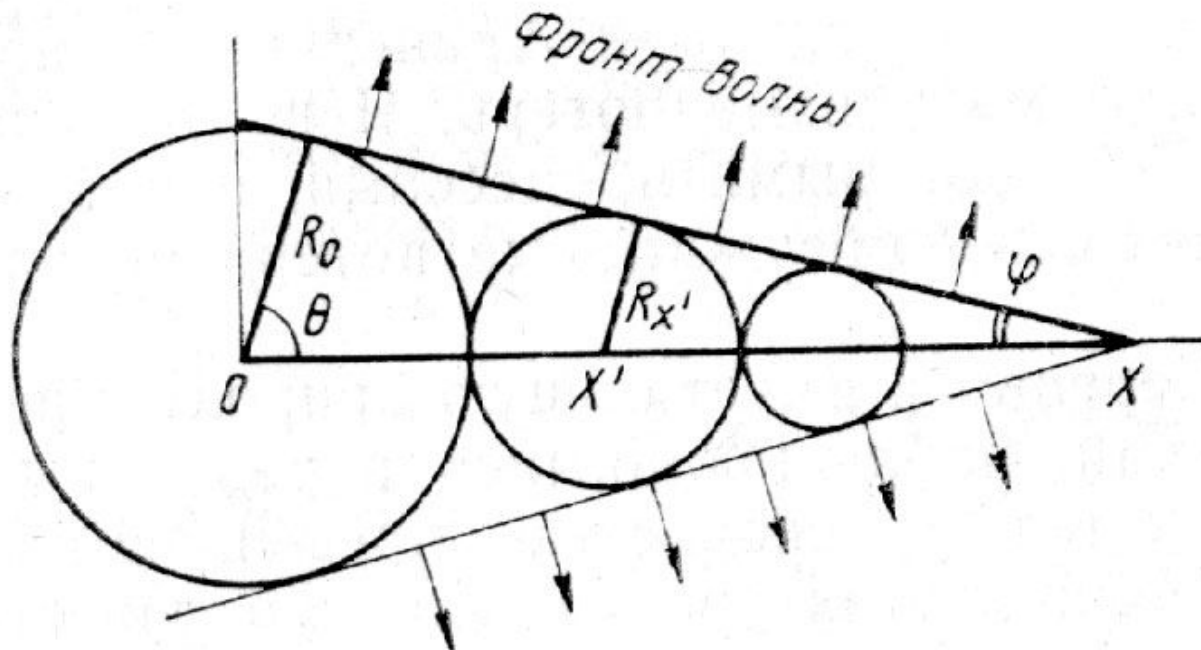


**Зависимость коэффициента поглощения от энергии  $\gamma$  - кванта (в единицах  $m_e c^2$ ) для разных элементов.**

## **5. Другие механизмы взаимодействия излучения с веществом.**

**Эффект Черенкова. 1958 г. – Нобелевская премия, П. Черенков, И. Франк, И. Тамм.**

**Скорость света в среде определяется формулой:  $v = c' = c/n$ . Так как  $n > 1$ , то частица может двигаться быстрее скорости света в среде. Такая сверхсветовая частица, если она заряжена, будет излучать свет даже при неускоренном движении.**



**Фронт волны черенковского излучения является огибающей сферических волн испущенных частицей. При  $v = c' < c/n$  черенковское излучение отсутствует. Угол испускания черенковского излучения  $\Theta$  равен:  $\cos\Theta = R_0 / X = c/nv$ , что позволяет определить скорость частицы. Черенковские счетчики.**