

Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом.

Дзюба Алексей / НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ

Апрель 2026г.

Курс лекций для студентов Кафедры радиационной технологии СПбГТИ(ТУ)



Описание курса

План курса

Лекция №1: Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Быстрые тяжелые заряженные частицы

Лекция №2: Взаимодействие фотонов и электронов с веществом

Электроны

Фотоны

Лекция №3: Взаимодействие нейтронов и нейтрино с веществом

Нейтроны

Нейтрино

Защита от ионизирующих излучений различных видов

Что такое ионизирующее излучение?

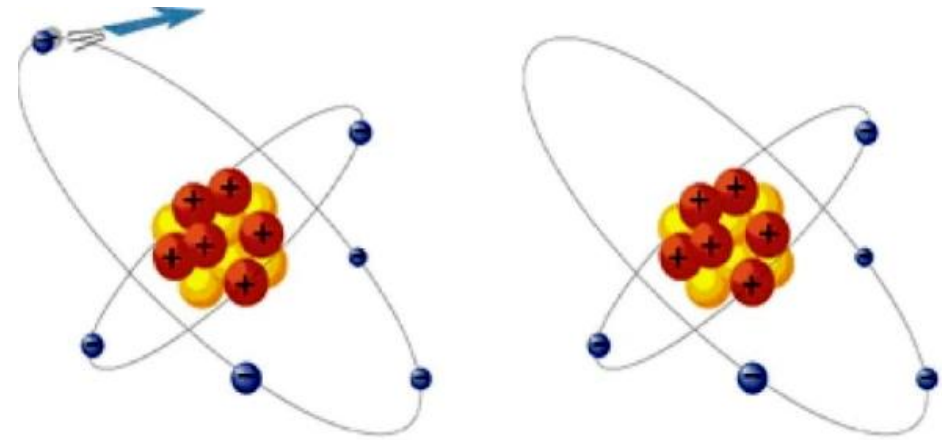


Рисунок 1.7 Пример ионизации атома.

- **Ионизация** — процесс образования ионов из нейтральных атомов или молекул.
 - Положительно заряженный ион образуется, если электрон в молекуле **получает достаточную энергию** для преодоления потенциального барьера, равную ионизационному потенциалу.
- **Ионизирующее излучение** — потоки элементарных частиц или атомных ядер, способные ионизировать вещество.
 - **Непосредственно ионизирующее излучение** — ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении.
 - **Косвенно ионизирующее излучение** — ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, которые могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения.
 - Косвенно ионизирующее излучение: фотоны (γ) и нейтроны (n)

Какие частицы можно **напрямую** детектировать?

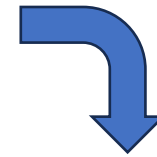
- Электроны (e^-) и позитроны (e^+) - **РАДИОАКТИВНОСТЬ**
- Атомные ядра, например, альфа-частицы (α) – ядра ^4He
 - Состоят из протонов и нейтронов - **РАДИОАКТИВНОСТЬ**
 - Анти-ядра, состоят из антипротонов и антинейтронов
- Протоны (p) и антипротоны (\bar{p}) - **УСКОРИТЕЛИ**
 - Частица, состоящая из трёх кварков или из трёх антикварков
- Электрически заряженные π и K мезоны
 - Частицы, образованные парами кварк-антикварк
- Мюоны (μ^\pm) – **КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ**
 - Более тяжелый аналог электронов и позитронов
- **Все эти частицы имеют электрический заряд!**

Какие частицы можно **напрямую** детектировать?

- Электроны (e^-) и позитроны (e^+)
- Атомные ядра, например, альфа-частицы (α) – ядра ^4He
 - Состоят из протонов и нейтронов
 - Анти-ядра, состоят из антипротонов и антинейтронов
- Протоны (p) и антипротоны (\bar{p})
 - Частица, состоящая из трёх кварков или из трёх антикварков
- Электрически заряженные π и K мезоны
 - Частицы, образованные парами кварк-антикварк
- Мюоны (μ^\pm)
 - Более тяжелый аналог электронов и позитронов
- **Все эти частицы имеют электрический заряд!**



Предмет
Лекции №2



Предмет
Лекции №1

Косвенно ионизирующее излучение

Нейтральные частицы обладают высокой проникающей способностью

- Фотоны (γ)
 - Взаимодействие с атомами и атомными ядрами \rightarrow Электроны
 - РАДИОАКТИВНОСТЬ, УСКОРИТЕЛИ и РЕАКТОРЫ
- Нейтроны (n)
 - Ядерные реакции
 - Активация вещества
 - ИСКУССТВЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИИ
- Нейтрино (ν)
 - Очень малая вероятность взаимодействия
 - Безвредны

Косвенно ионизирующее излучение

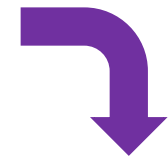
Нейтральные частицы обладают высокой проникающей способностью

- Фотоны (γ)
 - Взаимодействие с атомами и атомными ядрами → Электроны
 - РАДИОАКТИВНОСТЬ, УСКОРИТЕЛИ и РЕАКТОРЫ



Предмет
Лекции №2

- Нейтроны (n)
 - Ядерные реакции
 - Активация вещества
 - ИСКУССТВЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИИ
- Нейтрино (ν)
 - Очень малая вероятность взаимодействия
 - Безвредны

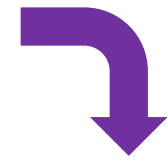


Предмет
Лекции №3

Факторы, влияющие на механизмы взаимодействия

- Основные факторы:
 - Тип ионизирующего излучения
 - Энергия ионизирующего излучения

- Эти факторы определяют
 - Вред, который причиняет ионизирующее излучение
 - Конструкцию защиты от ионизирующего излучения



**Предмет
Лекции 3**

Литература по курсу

- На русском языке:
 - Группен, К. *Детекторы элементарных частиц*
 - Гончарова Н.Г., Ишханов Б.С., Капитонов И.М., *Частицы и атомные ядра. Задачи с решениями и комментариями*
 - Мухин К.Н., *Экспериментальная ядерная физика. Книга 1. Физика атомного ядра*
 - Лейман К., *Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов*
- На английском языке:
 - Knoll G., *Radiation Detection and Measurement*
 - Leo W., *Techniques For Nuclear And Particle Physics*

Лекция №1
**Взаимодействие
тяжелых заряженных
частиц с веществом**

План Лекции №1

- Ионизационные потери быстрых тяжелых заряженных частиц
 - Основной механизм потери энергии быстрой тяжелой заряженной частицей
 - Удельные потери энергии: $-dE/dx$
 - Формула Бете и её применение
 - Пробег и пик Брегга
 - Расчеты с использованием программы PSTAR и ASTAR
 - Распределение потерь в тонких и толстых поглотителях
 - Дельта-электроны
- Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с веществом
 - Адронные ливни

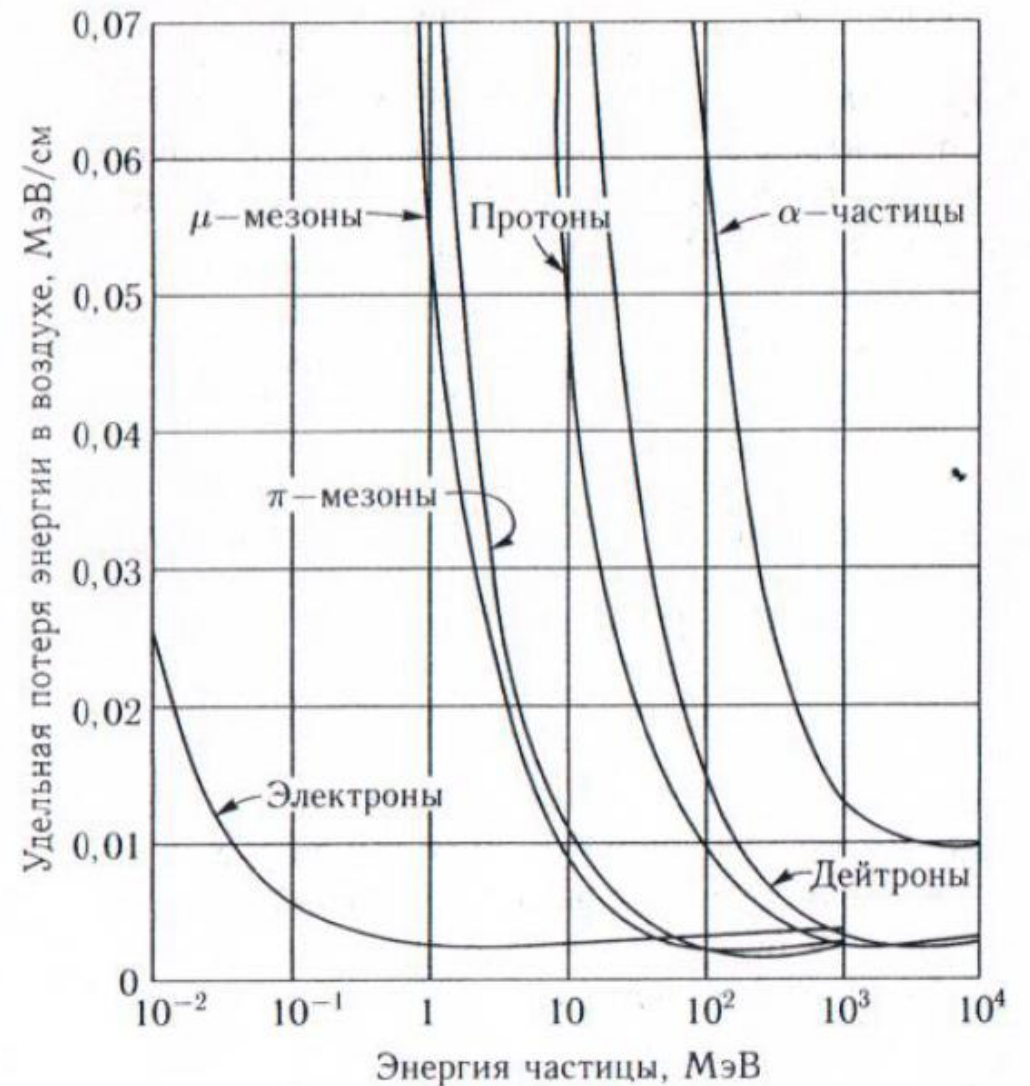
Ионизационные потери быстрых тяжелых заряженных частиц (БТЗЧ)

Тормозная способность вещества характеризуется **удельными потерями энергии: – dE/dx**

Эксперимент показывает, что заряженные частицы можно условно разделить на две категории:

- 1) БТЗЧ в основном теряют энергии на ионизацию атомов, другими потерями можно пренебречь
- 2) Электроны при высоких энергиях в основном теряют энергию за счет излучения фотонов в поле ядра (радиационные потери), а при небольших энергиях на ионизацию (ионизационные потери). [см. Лекцию №2]

Форма функции удельных потерь энергии для БТЗЧ универсальна и отличается от функции для электронов.

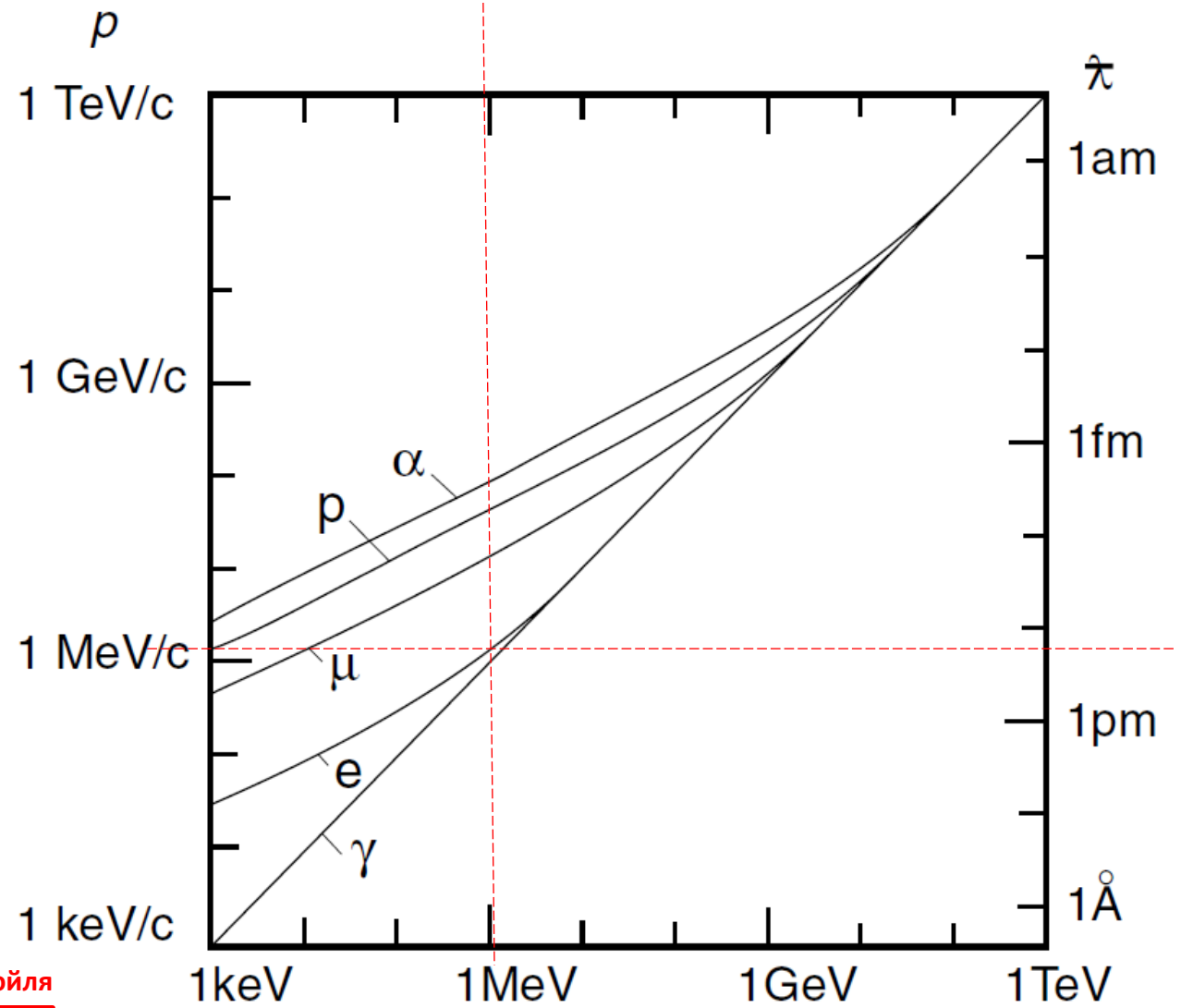


Удельные потери энергии

- Эксперименты показывают, что энергия, потерянная излучением в среде и отнесенная к единице пути в граммах на 1 см^2 , практически не зависит от агрегатного состояния среды (газ, жидкость, твердое тело)
- Малая длина волны – взаимодействие с отдельными электронами
 - Частица не чувствует структуры большого масштаба

Приведенная длина волны де-Бройля

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2mc^2 E_{\text{kin}} + E_{\text{kin}}^2}} \approx \begin{cases} \hbar/\sqrt{2mE_{\text{kin}}} & \text{for } E_{\text{kin}} \ll mc^2 \\ \hbar c/E_{\text{kin}} \approx \hbar c/E & \text{for } E_{\text{kin}} \gg mc^2 \end{cases}$$



Взаимодействие БТЗЧ (не электронов!) с веществом

- Основную роль играют процессы рассеяния на электроне

- Импульс и кин.энергия частицы:

$$p = \gamma m \beta c \quad T = E - m c^2 = c \sqrt{p^2 + m^2 c^2} - m c^2 .$$

γ — лоренц-фактор (E/mc^2), $\beta c = v$ — скорость и m — масса частицы

- Макс. энергия, которая может быть передана e^- :

$$T_{\text{макс}} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m + (m_e/m)^2} = \frac{2m_e p^2}{m^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} .$$

- Низкие энергии $2\gamma m_e/m \ll 1$ и тяжелые частицы :

- Тяжелые частицы: $T_{\text{макс}} = \frac{p^2}{\gamma m + m^2/2m_e} .$

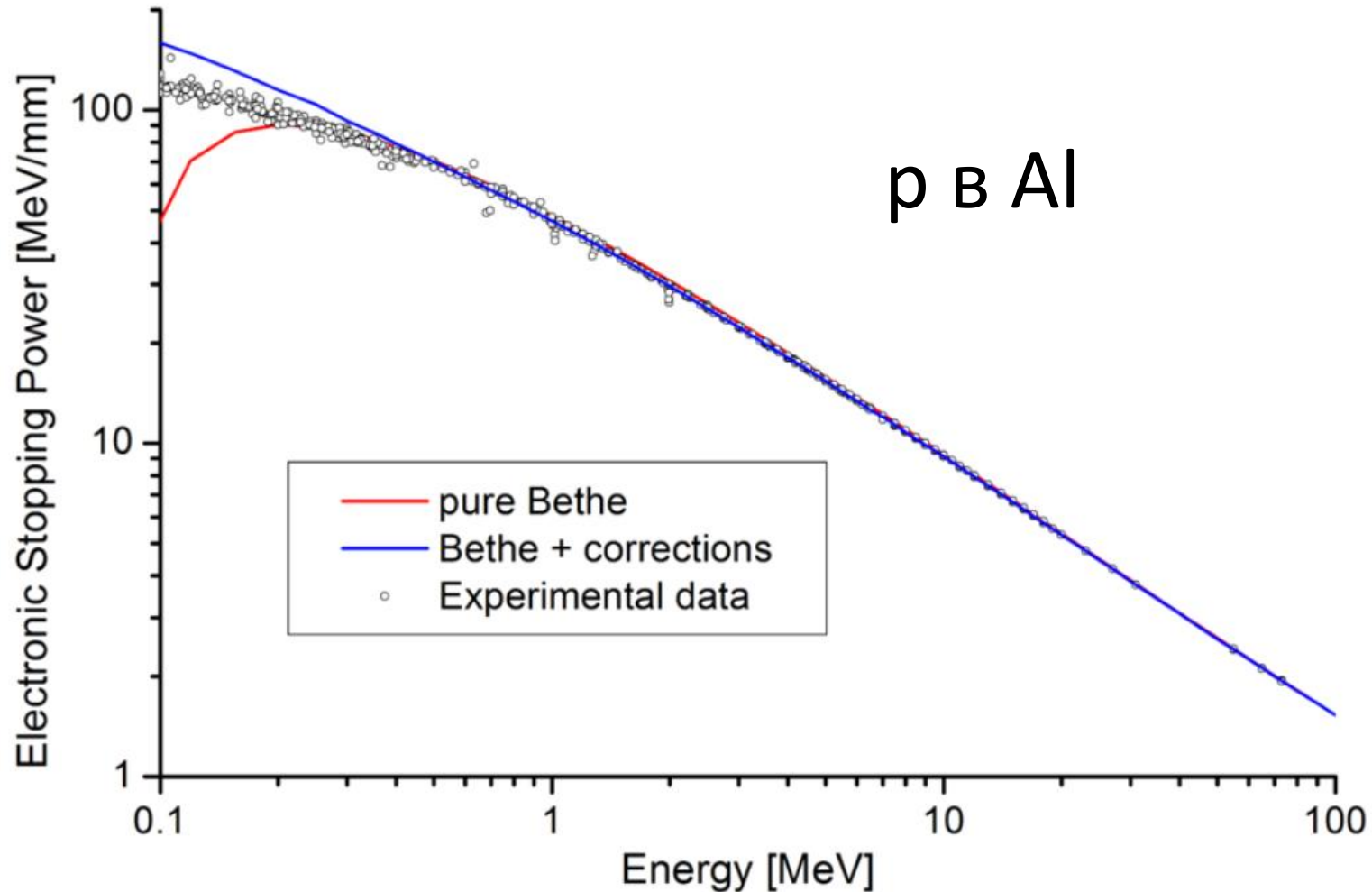
$$T_{\text{макс}} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 .$$

- Ультра-релятивистские частицы ($T \approx E$ и $pc \approx E$): $E_{\text{макс}} = \frac{E^2}{E + m^2 c^2 / 2m_e}$

- Электроны (и позитроны)

$$T_{\text{макс}} = \frac{p^2}{m_e + E/c^2} = \frac{E^2 - m_e^2 c^4}{E + m_e c^2} = E - m_e c^2 ,$$

Формула Бете



I – средний ионизационный потенциал

Феликс Блох показал, что $I = 13.5 Z$ эВ

При низких энергиях:

Поправки Баркас-Андерсон
порядка z^3

Блох порядка z^4

При высоких энергиях:

Поправка Ферми

Удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц при энергиях $E \ll (Mc)^2/m_e$

Точный расчет дает при $E \ll (Mc)^2/m_e$ (E и M — кинетическая энергия и масса частицы):

Область применимости формулы

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = -4\pi \frac{z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.2.1)$$

где:

m_e — масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона);

c — скорость света; $\beta = v/c$; v — скорость частицы;

z — заряд частицы в единицах заряда позитрона;

n_e — плотность электронов вещества;

\bar{I} — средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица: $\bar{I} = 13,5 \cdot Z$ эВ, где Z — заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона;

$r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона.

Зависимость от плотности вещества

$$n_e = Z n = Z \frac{\rho N_A}{A}$$

Выражение для квадрата скорости частицы (в долях от скорости света) в зависимости от $\alpha = T/(Mc^2)$

$$\beta^2 = \frac{\alpha^2 + 2\alpha}{\alpha^2 + 2\alpha + 1}$$

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

```

from math import pow, sqrt, log, e
import matplotlib.pyplot as plt

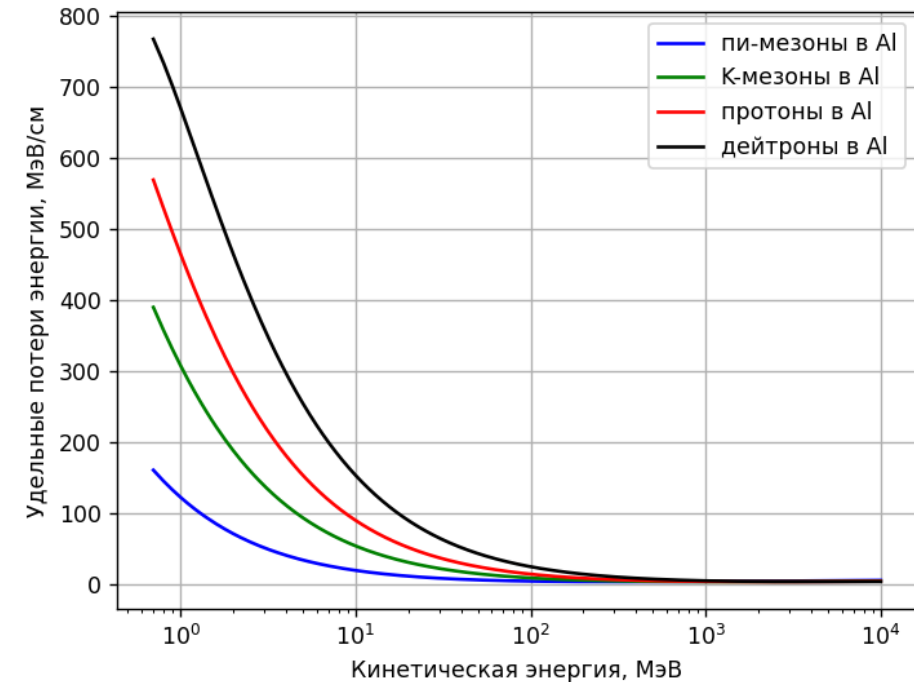
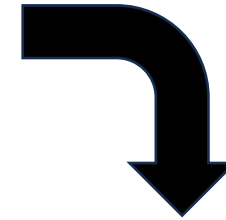
def beta2(T,M):
    a = T/M
    return (a*a+2.*a)/(a*a+2.*a+1)

def Bethe(T,M,z,Z,A,rho):
    """ Возвращает удельные ионизационные потери тяжелой заряженной частицы в МэВ/см
    T - кинетическая энергия частицы
    M - масса частицы (МэВ)
    z - заряд налетающей частицы
    Z - заряд ядра атома вещества
    A - атомное число ядра атома вещества
    rho - плотность вещества в г/см3
    """
    b2 = beta2(T,M)
    if (sqrt(b2)/(z/137.))<0.2:
        print("ВНИМАНИЕ: Выражение неприменимо, слишком медленная частица")
    if (T/(M*M/0.511))>1:
        print("ВНИМАНИЕ: Выражение неприменимо, слишком быстрая частица")
    return 0.3071*Z*z*z*rho*(11.2-b2+log(b2/(Z*(1-b2))))/(A*b2)

T=[]; dEdx_p=[]; dEdx_pi=[]; dEdx_K=[]; dEdx_d=[]
for i in range(1,100001):
    T.append(0.6+i*0.1)
    dEdx_pi.append( Bethe(T[-1], M= 139.571, z=1, Z=13, A=27, rho=2.7) )
    dEdx_K .append( Bethe(T[-1], M= 493.667, z=1, Z=13, A=27, rho=2.7) )
    dEdx_p .append( Bethe(T[-1], M= 938.272, z=1, Z=13, A=27, rho=2.7) )
    dEdx_d .append( Bethe(T[-1], M=1875.613, z=1, Z=13, A=27, rho=2.7) )

plt.plot(T,dEdx_pi,"b-",label="пи-мезоны в Al")
plt.plot(T,dEdx_K,"g-",label="Л-медоны в Al")
plt.plot(T,dEdx_p,"r-",label="протоны в Al")
plt.plot(T,dEdx_d,"k-",label="дейтроны в Al")
plt.xlabel("Кинетическая энергия, МэВ")
plt.ylabel("Удельные потери энергии, МэВ/см")
plt.xscale('log')
plt.grid(True)
plt.legend()
plt.show()

```



Примеры: Протоны \ ... в Алюминии \ ...

Основной вклад от первого члена

$$\begin{aligned}
 -\left(\frac{dE}{dx}\right)_1 &= 4\pi \frac{z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) = 92,310 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \\
 -\left(\frac{dE}{dx}\right)_2 &= 4\pi \frac{z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \ln(1 - \beta^2) = 0,407 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \\
 -\left(\frac{dE}{dx}\right)_3 &= 4\pi \frac{z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \beta^2 = -0,403 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}.
 \end{aligned}$$

$$-\ln(1 - \beta^2) - \beta^2 = -(-\beta^2 + \beta^4/2 + \dots) - \beta^2 \approx -\beta^4/2 \rightarrow 0 \text{ при } \beta^2 \ll 1.$$

Примеры для протонов:

$$\begin{aligned}
 1 \text{ МэВ: } & -\frac{dE}{dx} = 477 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \\
 10 \text{ МэВ: } & -\frac{dE}{dx} = 92 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \\
 100 \text{ МэВ: } & -\frac{dE}{dx} = 15 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \\
 500 \text{ МэВ: } & -\frac{dE}{dx} = 6 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \\
 1 \text{ ГэВ: } & -\frac{dE}{dx} = 5 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}.
 \end{aligned}$$

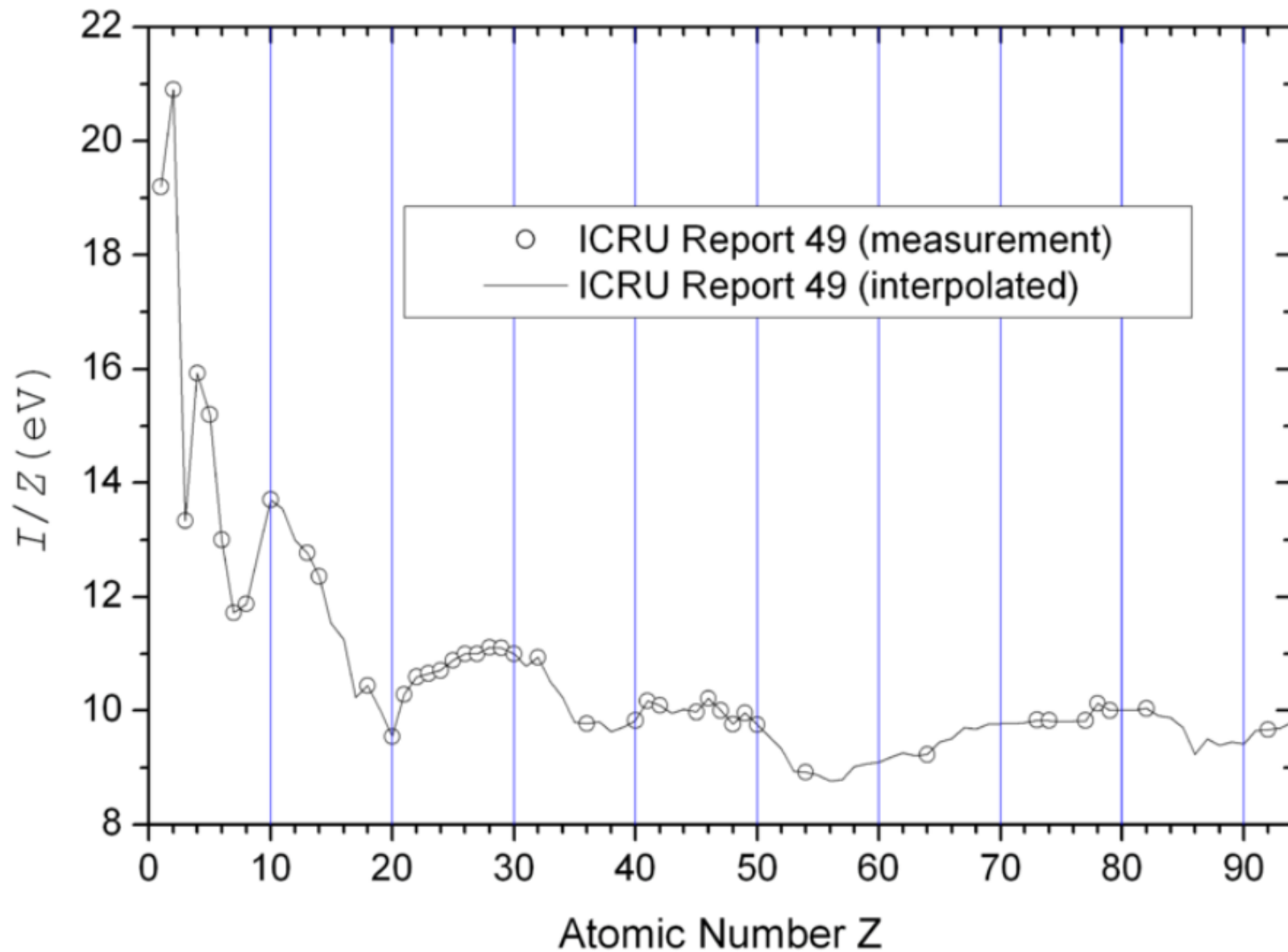
Потери энергии как критерий идентификации типа частиц
альфа и протон в железе

$$\begin{aligned}
 -\left(\frac{dE}{dx}\right)_\alpha / -\left(\frac{dE}{dx}\right)_p &= 4 \text{ (при энергии 1 МэВ)} \\
 -\left(\frac{dE}{dx}\right)_\alpha / -\left(\frac{dE}{dx}\right)_p &= 7 \text{ (при энергии 1000 МэВ)}.
 \end{aligned}$$

К-мезоны и протоны 100 МэВ в алюминии

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_p / -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{K^+} = \frac{0,309}{0,183} \left(\frac{11,2 + \ln \frac{0,183}{13(1 - 0,183)} - 0,183}{11,2 + \ln \frac{0,309}{13(1 - 0,309)} - 0,309} \right) = 1,56.$$

Mean Excitation Energy I versus Atomic Number Z , relative



В расчетах PSTAR \ ASTAR
используются эти потенциалы

Минимально ионизирующие частицы

Уравнение (1.4) справедливо для всех скоростей $\beta \gg \alpha z$. С увеличением скорости частиц удельные потери энергии падают как $1/\beta^2$ и достигают широкого ионизационного минимума вблизи $\beta\gamma \approx 4$. Релятивистские частицы ($\beta \approx 1$), которые имеют потери энергии, соответствующие этому минимуму, называются «минимально ионизирующими» частицами. В легких веществах, в которых отношение $Z/A \approx 0.5$, потери энергии минимально ионизирующих частиц можно представить как

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\min} \approx 2 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}.$$

Смесь химических элементов

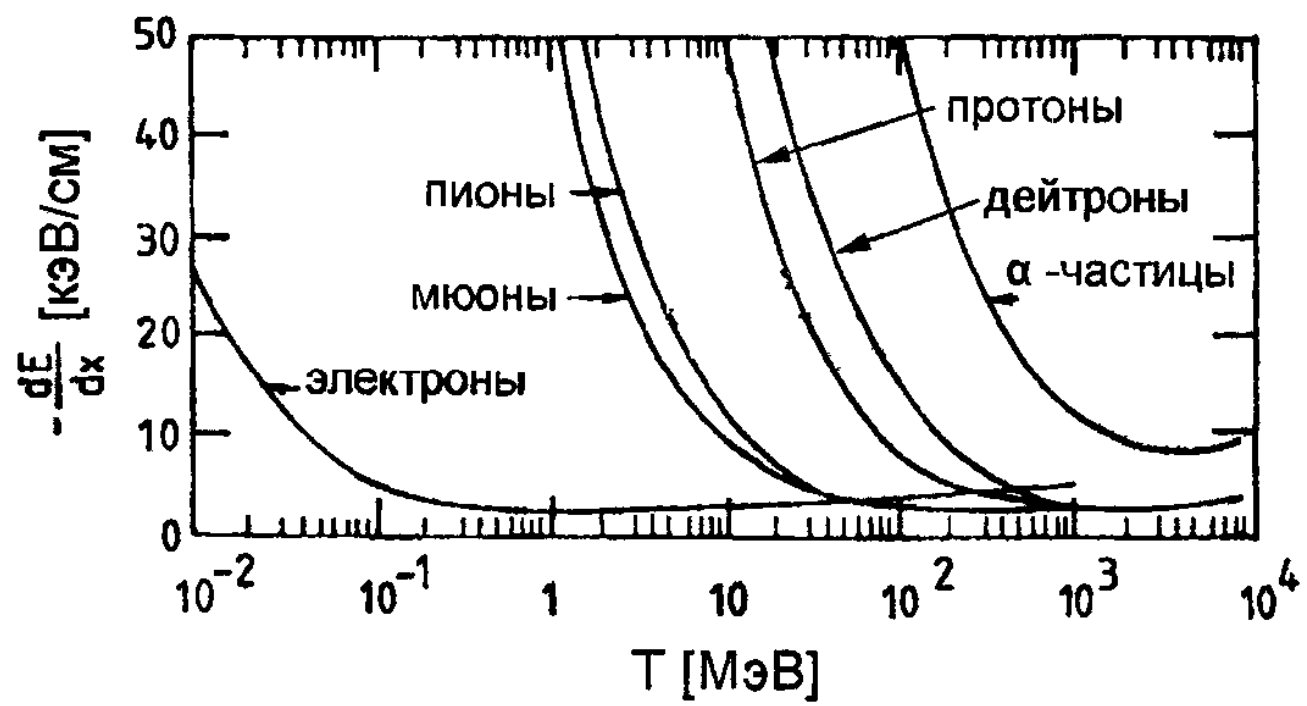
Потери энергии dE/dx в смеси различных элементов i даются выражением

$$\frac{dE}{dx} \approx \sum_i f_i \left. \frac{dE}{dx} \right|_i ,$$

где f_i — массовая доля i -го элемента, а $\left. \frac{dE}{dx} \right|_i$ — средние потери энергии в этом элементе. Поправками к этому соотношению из-за зависимости ионизационной постоянной от молекулярной структуры можно спокойно пренебречь.

Поглотитель	$\frac{dE}{dx}_{\text{МИН}}$ $\left[\frac{\text{МэВ}}{\text{Г/см}^2}\right]$	$\frac{dE}{dx}_{\text{МИН}}$ $\left[\frac{\text{МэВ}}{\text{см}}\right]$
Водород (H ₂)	4.12	$0.37 \cdot 10^{-3}$
Гелий	1.94	$0.37 \cdot 10^{-3}$
Литий	1.58	.084
Бериллий	1.61	2.98
Углерод (графит)	1.78	4.03
Азот	1.82	$2.28 \cdot 10^{-3}$
Кислород	1.82	$2.60 \cdot 10^{-3}$
Воздух	1.82	$2.35 \cdot 10^{-3}$
Двуокись углерода	1.82	$3.60 \cdot 10^{-3}$
Неон	1.73	$1.56 \cdot 10^{-3}$
Алюминий	1.62	4.37
Кремний	1.66	3.87
Аргон	1.51	$2.69 \cdot 10^{-3}$
Титан	1.51	6.86
Железо	1.48	11.65
Медь	1.44	12.90
Германий	1.40	7.45
Олово	1.26	9.21
Ксенон	1.24	$7.30 \cdot 10^{-3}$
Вольфрам	1.16	22.39
Платина	1.15	24.67
Свинец	1.13	12.83
Уран	1.09	20.66
Вода	2.03	2.03
Люцит	1.95	2.30
Армированный бетон	1.70	4.25
Кварц (SiO ₂)	1.72	4.54

$$dE/dx_{\text{МИН}}$$



Ограничения применения формулы Бете-Блоха

- Нельзя применять при малых скоростях (сравнимых со скоростями электронов в атоме)

$$\beta \gg \alpha z \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \text{ — постоянная тонкой структуры}$$

- При малых скоростях потери энергии пропорциональны β
- Например для протонов в кремнии

$$-\frac{dE}{dx} = 61.2 \beta \frac{\text{ГэВ}}{\text{г/см}^2}, \quad \beta < 5 \cdot 10^{-3}.$$

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

где



$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}$$

z — заряд налетающей частицы в единицах элементарного заряда;

Z, A — атомный номер и атомный вес вещества;

m_e, r_e — масса электрона и его классический радиус ($r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.818 \cdot 10^{-13}$ см, где ϵ_0 — проницаемость в вакууме);

N_A — число Авогадро (число атомов на грамм-атом, равное $6.022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹);

I — средний потенциал ионизации, характеризующий вещество и приблизительно равный

$$I = 16 Z^{0.9} \text{ эВ для } Z > 1.$$

До определенной степени I также зависит от молекулярного состояния атомов поглотителя: например, $I = 15$ эВ для атомарного и 19.2 эВ для молекулярного водорода, а для жидкого водорода $I = 21.8$ эВ;

δ — параметр, который характеризует, насколько электрическое поле налетающих релятивистских частиц экранируется плотностью заряда атомных электронов. Из-за этого эффекта потери энергии уменьшаются («эффект плотности», «плато Ферми» в энергетических потерях). Как следует из самого названия, эффект плотности важен в поглотителях с большой плотностью, например, в свинце или железе. Для газов при нормальном давлении и при не очень высоких энергиях этим эффектом можно пренебречь. Для релятивистских частиц δ принимает вид

$$\delta = 2 \ln \gamma + \zeta ,$$

где ζ — константа, зависящая от материала. В литературе приводятся различные приближения для δ , а также зависимость параметров, описывающих эффект плотности, от материала среды [33].

Уравнение (1.4) справедливо для всех скоростей $\beta \gg \alpha z$.

Пробеги БТЗЧ

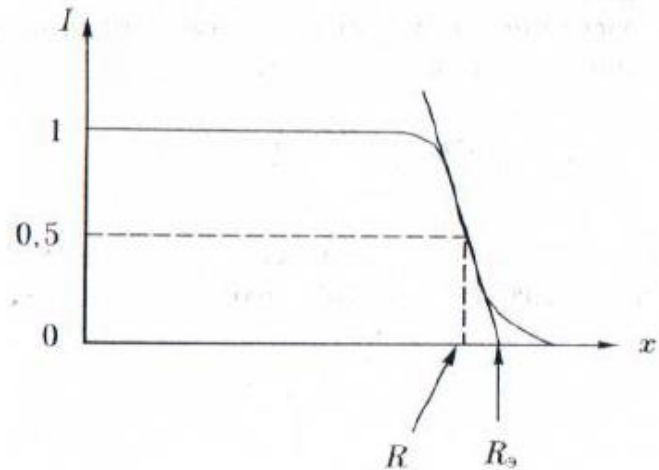


Рис. 3.5.3. Зависимость интенсивности I первоначально моноэнергетических тяжелых заряженных частиц от пути x , пройденного ими в веществе. R — пробег частиц; R_3 — их экстраполированный пробег

Таблица 3.2

Пробеги α -частиц различных энергий в некоторых веществах

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

Таблица 3.3

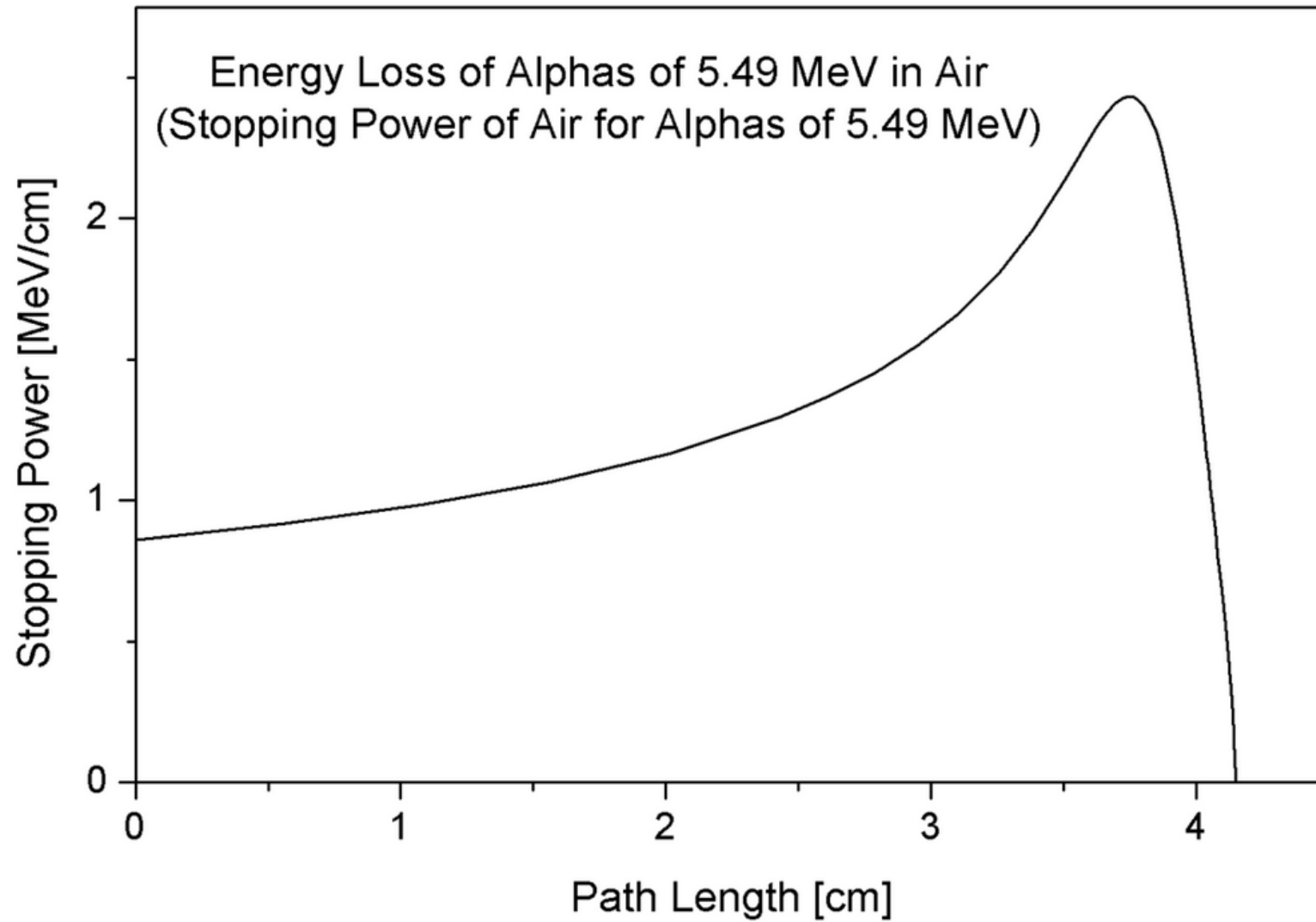
Пробеги протонов различных энергий в алюминии

Энергия, МэВ	1	3	5	10
Пробег, см	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
Пробег, мг/см ²	3,45	21	50	170
Энергия, МэВ	20	40	100	1000
Пробег, см	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$	3,6	148
Пробег, мг/см ²	560	$1,9 \cdot 10^3$	$9,8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$

Пик Брегга

Не стоит есть альфа-источники !

Пик Брэгга



Используется при терапии
раковых опухолей


The PSTAR program calculates stopping power and range tables for protons in various materials. Select a material and enter the desired energies or use the default energies. Energies are specified in MeV, and must be in the range from 0.001 MeV to 10000 MeV.

[Help](#)

[Text version](#)

[Material composition data](#)

Material:

1: Hydrogen 

Graph stopping power:

- Total Stopping Power
- Electronic Stopping Power
- Nuclear Stopping Power

Graph range:

- CSDA Range
- Projected Range

Graph detour factor

No graph

Additional Energies (optional):


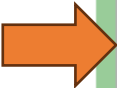

Use energies from a file*

No file selected.

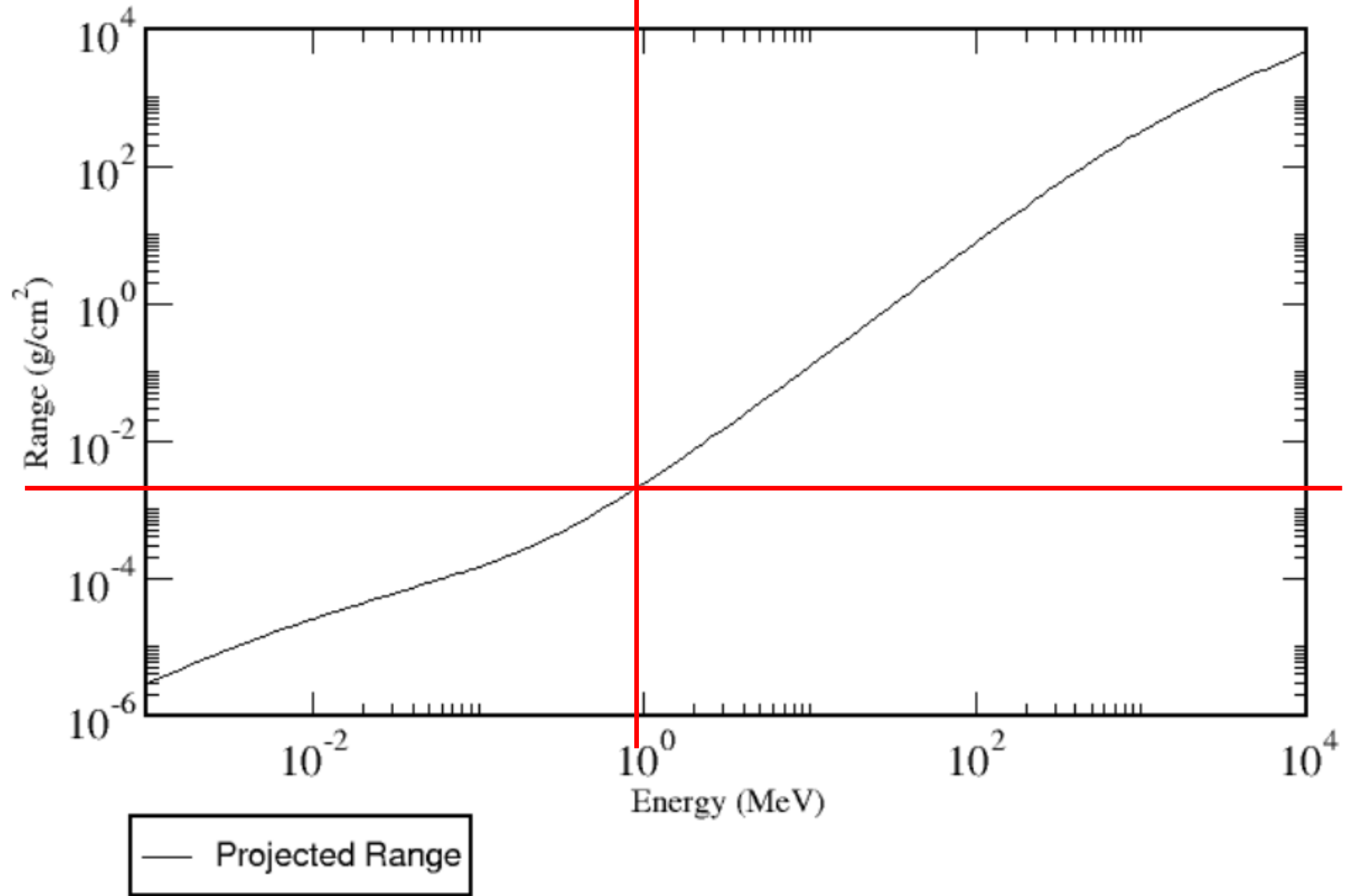
or

Use energies entered below (one per line)

Include default energies



WATER, LIQUID



WATER, LIQUID

To download data in spreadsheet (array) form, choose a delimiter and use the checkboxes in the table heading. After downloading, save the output by using your browser's save As feature.

Delimiter:

- space
- | (vertical bar)
- tab (some browsers may use spaces instead)
- newline

Download data

Reset

(required) Kinetic Energy (MeV)	Stopping Power (MeV cm ² /g)			Range		
	<input type="checkbox"/> Electronic	<input type="checkbox"/> Nuclear	<input type="checkbox"/> Total	<input type="checkbox"/> CSDA (g/cm ²)	<input type="checkbox"/> Projected (g/cm ²)	<input type="checkbox"/> Detour Factor Projected / CSDA
1.000E-03	1.337E+02	4.315E+01	1.769E+02	6.319E-06	2.878E-06	0.4555
1.500E-03	1.638E+02	3.460E+01	1.984E+02	8.969E-06	4.400E-06	0.4906
2.000E-03	1.891E+02	2.927E+01	2.184E+02	1.137E-05	5.909E-06	0.5197
2.500E-03	2.114E+02	2.557E+01	2.370E+02	1.357E-05	7.380E-06	0.5440
3.000E-03	2.316E+02	2.281E+01	2.544E+02	1.560E-05	8.811E-06	0.5647
4.000E-03	2.675E+02	1.894E+01	2.864E+02	1.930E-05	1.155E-05	0.5986
5.000E-03	2.990E+02	1.631E+01	3.153E+02	2.262E-05	1.415E-05	0.6254
6.000E-03	3.276E+02	1.439E+01	3.420E+02	2.567E-05	1.661E-05	0.6473
7.000E-03	3.538E+02	1.292E+01	3.667E+02	2.849E-05	1.896E-05	0.6656
8.000E-03	3.782E+02	1.175E+01	3.900E+02	3.113E-05	2.121E-05	0.6813
9.000E-03	4.012E+02	1.080E+01	4.120E+02	3.363E-05	2.337E-05	0.6950
1.000E-02	4.229E+02	1.000E+01	4.329E+02	3.599E-05	2.545E-05	0.7070
1.250E-02	4.660E+02	8.485E+00	4.745E+02	4.150E-05	3.037E-05	0.7318

aleksha / pyrange Public

Code Issues Pull requests Actions Projects Security Insights

<https://github.com/aleksha/pyrange>

master Go to file Code

aleksha Merge pull request #33 from aleksha/redo_stopping_po... cdb79a7 · 5 years ago

pyrange	comment changed	5 years ago
.gitignore	added: .gitignore, NIST parser script, n...	5 years ago
README.md	added plot options to README	5 years ago

Интерполяция по данным NIST для расчетов на Python

README

pyrange

Python module to calculate range and stopping power for protons in different materials.

The module makes interpolation over tables provided by National Institute of Standards and Technology.

Proton tables: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PTSTAR.html>



The ASTAR program calculates stopping power and range tables for helium ions in various materials. Select a material and enter the desired energies or use the default energies. Energies are specified in MeV, and must be in the range from 0.001 MeV to 1000 MeV.

[Help](#)

[Text version](#)

[Material composition data](#)

Material:
Water, Liquid

Graph stopping power:
 Total Stopping Power
 Electronic Stopping Power
 Nuclear Stopping Power

Graph range:
 CSDA Range
 Projected Range

Graph detour factor

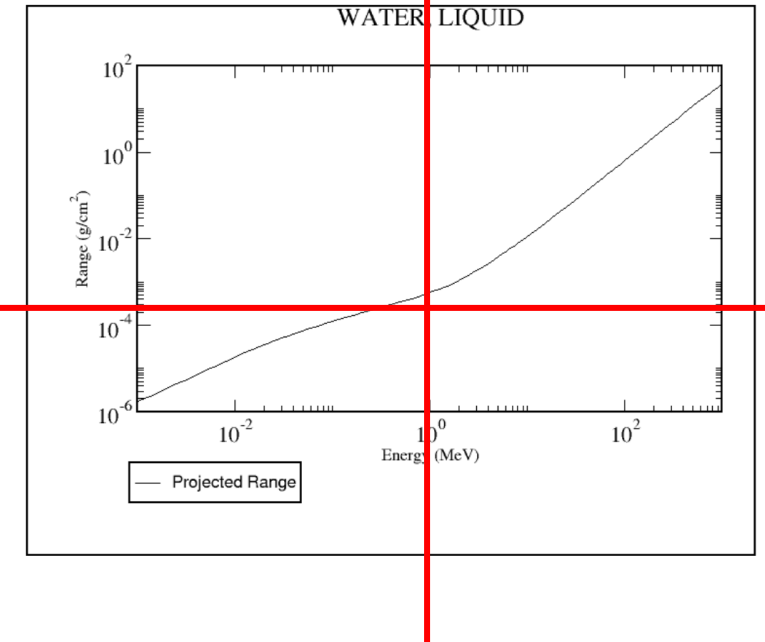
No graph

Additional Energies (optional):
 Use energies from a file*
 Browse... No file selected.

or
 Use energies entered below (one per line)

Include default energies

Submit Reset



Show compositional data for [WATER LIQUID](#)

WATER, LIQUID

To download data in spreadsheet (array) form, choose a delimiter and use the checkboxes in the table heading. After downloading, save the output by using your browser's save As feature.

Delimiter:

- space
 - | (vertical bar)
 - tab (some browsers may use spaces instead)
 - newline
- Download data Reset

(required) Kinetic Energy (MeV)	Stopping Power (MeV cm ² /g)			Range		
	Electronic	Nuclear	Total	CSDA (g/cm ²)	Projected (g/cm ²)	Detour Factor Projected / CSDA
1.000E-03	9.891E+01	2.282E+02	3.271E+02	3.273E-06	1.706E-06	0.5212
1.500E-03	1.227E+02	2.078E+02	3.305E+02	4.789E-06	2.569E-06	0.5364
2.000E-03	1.431E+02	1.912E+02	3.342E+02	6.294E-06	3.463E-06	0.5501
2.500E-03	1.611E+02	1.775E+02	3.386E+02	7.781E-06	4.376E-06	0.5625
3.000E-03	1.775E+02	1.660E+02	3.435E+02	9.247E-06	5.305E-06	0.5737
4.000E-03	2.069E+02	1.477E+02	3.546E+02	1.211E-05	7.188E-06	0.5934
5.000E-03	2.330E+02	1.336E+02	3.667E+02	1.489E-05	9.084E-06	0.6102
6.000E-03	2.568E+02	1.225E+02	3.793E+02	1.757E-05	1.098E-05	0.6250
7.000E-03	2.788E+02	1.133E+02	3.921E+02	2.016E-05	1.286E-05	0.6380
8.000E-03	2.993E+02	1.056E+02	4.049E+02	2.267E-05	1.473E-05	0.6497

Дельта-электроны

Электроны, выбиваемые БТЗЧ из атомов, которые сами могут ионизовать среду

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

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ze^2}{m_e v^2} \right) \frac{1}{\cos^3 \psi}, \quad (3.4.1)$$

где ψ — угол вылета δ -электрона относительно направления движения частицы.

Максимальной энергией обладают электроны вылетающие вперед

Альфа-частица 5 МэВ

$$(E_e)_{\max} = \frac{4m_e M_\alpha}{(m_e + M_\alpha)^2} E = \frac{4 \cdot 0,511 \cdot 3727}{(0,511 + 3727)^2} \cdot 5 \text{ МэВ} = 2,7 \text{ кэВ.}$$

Если угол ψ вылета электрона составляет 60° , то его энергия определяется выражением:

$$(E_e)_{60^\circ} = (E_e)_{\max} \cos^2 \psi = 2,7 \text{ кэВ} \cdot \cos^2 60^\circ \approx 0,7 \text{ кэВ.}$$

Первичная и полная ионизация

Для минимально
ионизирующей
частицы:

Потенциал
ионизации на 1
электрон

Средняя потеря
энергии на отрыв
электрона

Число пар

Газ	плотность ρ [г/см ³]	I_0 [эВ]	W [эВ]	$n_{\text{перв}}$ [см ⁻¹]	$n_{\text{полн}}$ [см ⁻¹]
H ₂	$8.99 \cdot 10^{-5}$	15.4	37	5.2	9.2
He	$1.78 \cdot 10^{-4}$	24.6	41	5.9	7.8
N ₂	$1.25 \cdot 10^{-3}$	15.5	35	10	56
O ₂	$1.43 \cdot 10^{-3}$	12.2	31	22	73
Ne	$9.00 \cdot 10^{-4}$	21.6	36	12	39
Ar	$1.78 \cdot 10^{-3}$	15.8	26	29	94
Kr	$3.74 \cdot 10^{-3}$	14.0	24	22	192
Xe	$5.89 \cdot 10^{-3}$	12.1	22	44	307
CO ₂	$1.98 \cdot 10^{-3}$	13.7	33	34	91
CH ₄	$7.17 \cdot 10^{-4}$	13.1	28	16	53
C ₄ H ₁₀	$2.67 \cdot 10^{-3}$	10.8	23	46	195

Потери в тонких поглотителях

- Потери в газовых промежутках проп.камер или тонких сцинтилляторах
- Распределение Ландау

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right\}$$

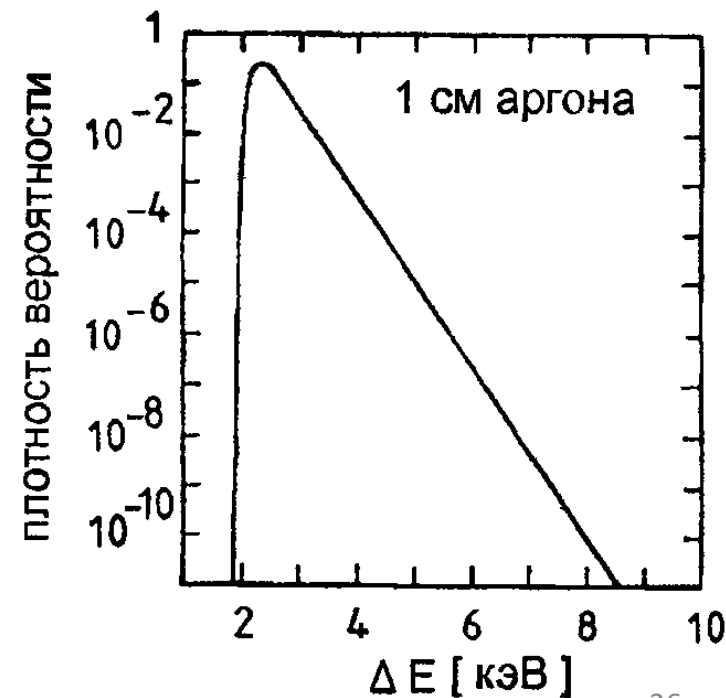
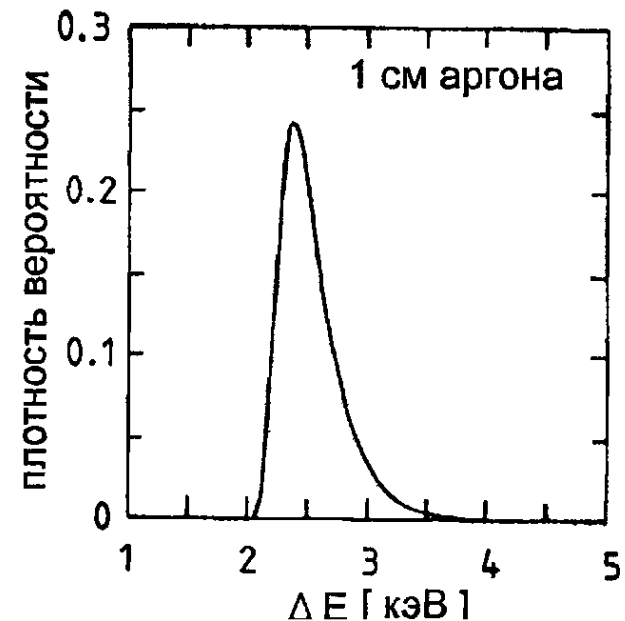
λ — отклонение от наиболее вероятных потерь энергии

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi} \quad \xi = 2\pi N_{Ar} r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{\beta^2} \rho x$$

Рассмотрим в качестве примера ионизационные потери электронов с энергией 250 МэВ в слое аргона толщиной 1 см. Наиболее вероятные потери энергии, т. е. потери энергии, соответствующие максимуму распределения потерь, можно получить, взяв в качестве приближения уравнение (1.9):

$$\Delta E^W = 2.4 \text{ кэВ} .$$

Такие потери энергии конечно меньше, чем средние потери энергии в слое аргона толщиной 1 см.



Толстые поглотители / Смеси элементов

Для толстых поглотителей хвост распределения Ландау, связанный с передачами большой энергии, сокращается [46]. Для очень толстых поглотителей $\left(\frac{dE}{dx} \cdot x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2\right)$ распределение потерь энергии можно представить гауссовским.

Потери энергии dE/dx в смеси различных элементов i даются выражением

$$\frac{dE}{dx} \approx \sum_i f_i \left. \frac{dE}{dx} \right|_i,$$

где f_i — массовая доля i -го элемента, а $\left. \frac{dE}{dx} \right|_i$ — средние потери энергии в этом элементе. Поправками к этому соотношению из-за зависимости ионизационной постоянной от молекулярной структуры можно спокойно пренебречь.

Многократное рассеяние

- Толстый слой – нормальное распределение
- Для проекции угла рассеяния

$$\Theta_{rms}^{пр} = \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} = \frac{13.6 \text{ МэВ}}{\beta c} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] ,$$

где p (в МэВ/с) — импульс, βc — скорость и z — заряд рассеиваемой частицы. x/X_0 — толщина среды рассеивания, измеренная в единицах длины рассеяния (см. главу 1.1.4) [27,56,57]. Последняя определяется выражением

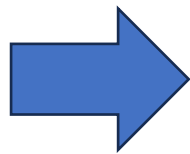
$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3})} ,$$

- Для не спроектированных углов нельзя забывать про фактор $\sqrt{2}$

Адронные калориметры

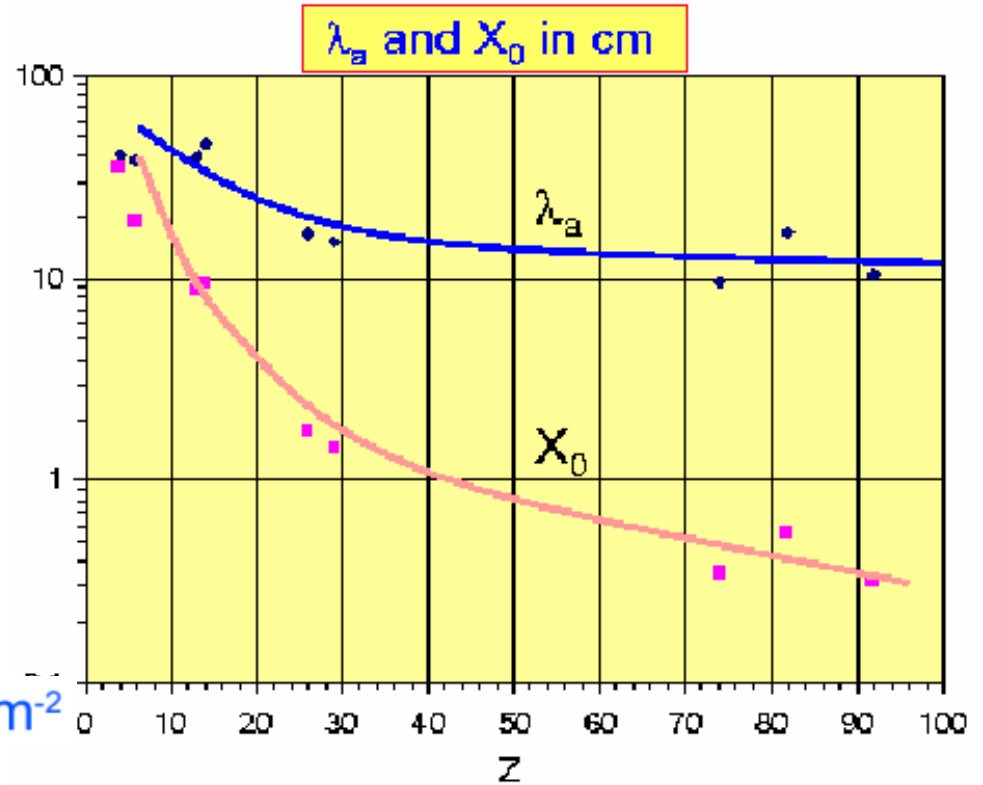
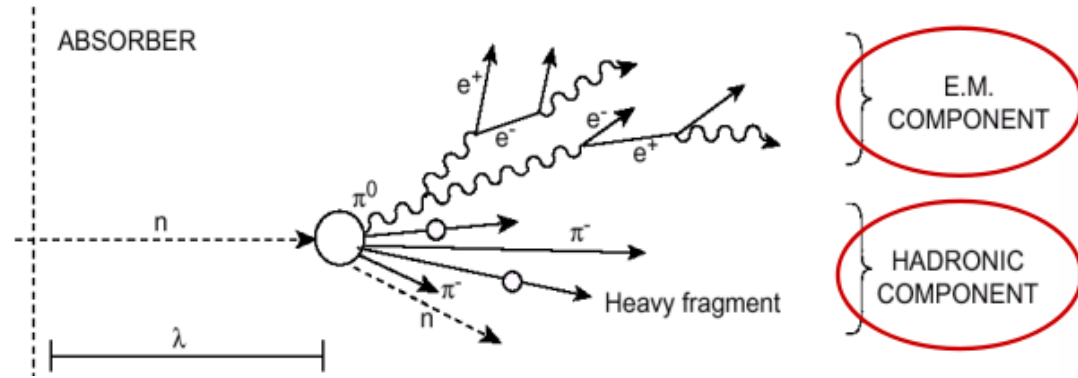
- Сильное взаимодействие → А-ливень
- Множественное рождение адронов (в основном мезонов), которые в дальнейшем взаимодействуют с ядрами
- Развал ядра, эмиссия протонов и нейтронов
- Ливень разрастается до порога рождения пионов ($E \sim 2m_\pi \sim 0.28$ ГэВ)

$$\lambda_{int} = \frac{A}{N_A \sigma_{int}} \propto A^{1/3}$$



$$\lambda \sim 35 A^{1/3} \text{ g cm}^{-2}$$

$$\sigma_{int} = \pi R^2 \rightarrow A^{2/3}$$

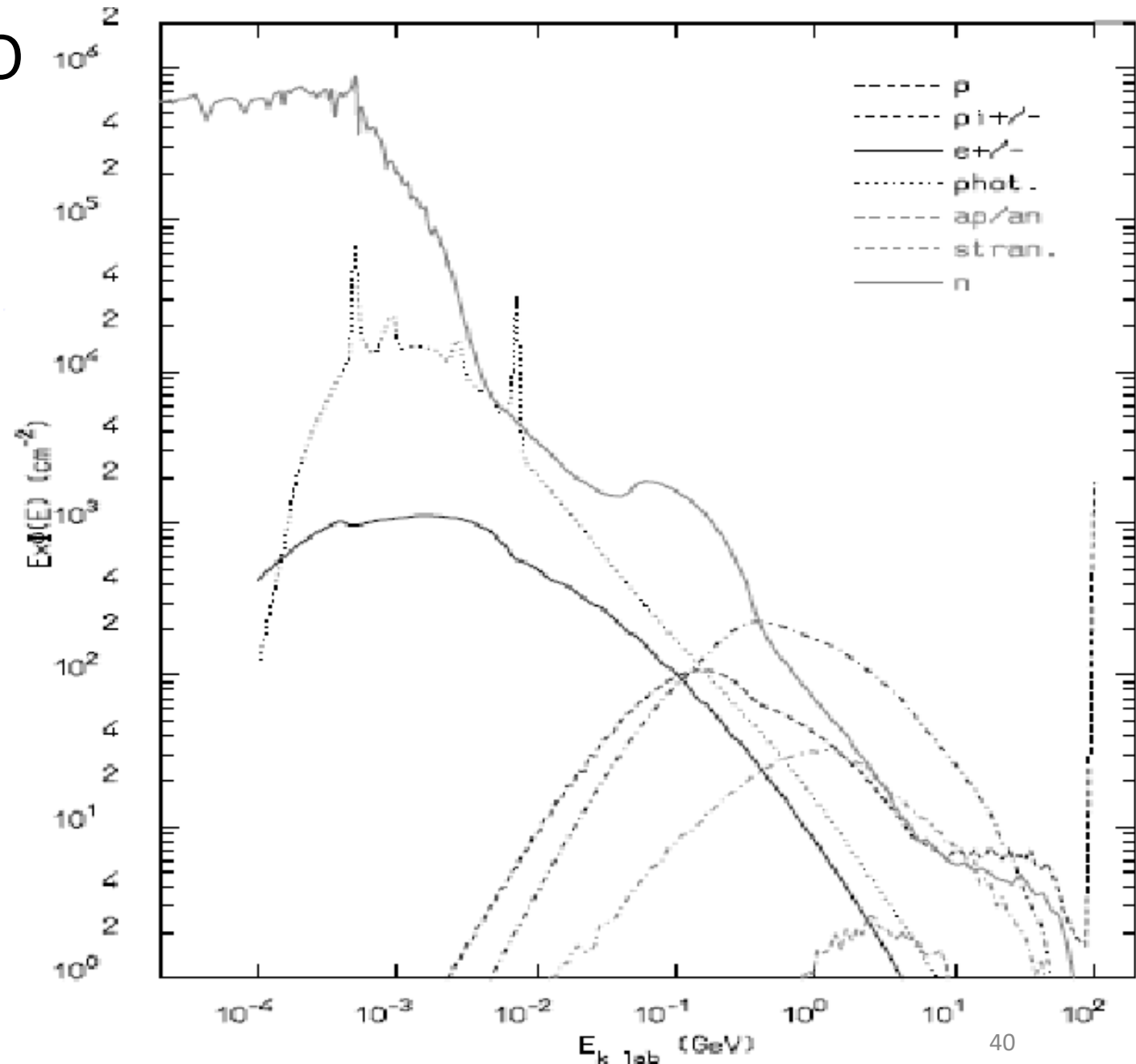


Структура адронного ливня

100 ГэВ протон в свинце - энергетический спектр важнейших компонент адронного ливня

– Мягкая часть спектра – доминирование вкладов нейтронов и фотонов

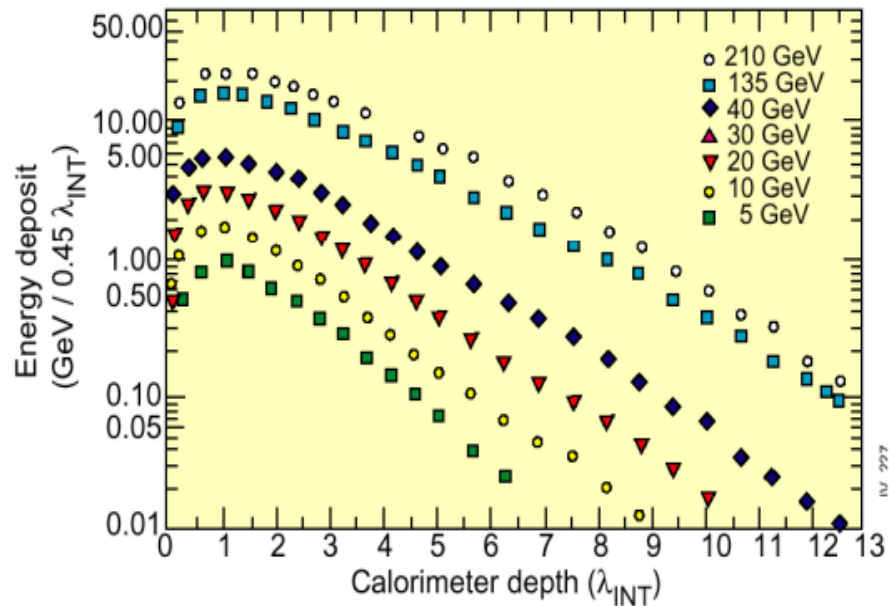
– Жесткая часть спектра – заряженные пионы



Профиль адронного ливня

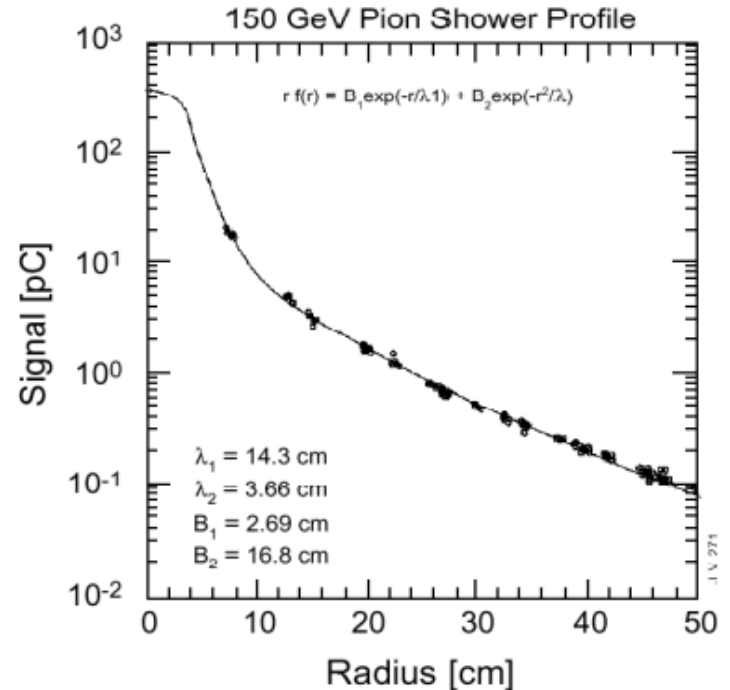
Продольный:

WA78 : 5.4 λ of 10mm U / 5mm Scint + 8 λ of 25mm Fe / 5mm Scint



Примерно 10 длин взаимодействия необходимо для поглощения 99% энергии 200 ГэВ пионов (1-2 м тяжелого абсорбера)

Поперечный:



Поперечный радиус 95%Е примерно соответствует одной длине взаимодействия

Лекция №1

- Ионизационные потери быстрых тяжелых заряженных частиц
 - Основной механизм потери энергии быстрой тяжелой заряженной частицей
 - Удельные потери энергии: $-dE/dx$
 - Формула Бете и её применение
 - Пробег и пик Брегга
 - Расчеты с использованием программы PSTAR и ASTAR
 - Распределение потерь в тонких и толстых поглотителях
 - Дельта-электроны
- Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с веществом
 - Адронные ливни

Лекция №2
Взаимодействие
электронов и фотонов с
веществом

План Лекции №2

- Ионизационные потери быстрых заряженных частиц
 - $-dE/dx$
- Энергетические потери электронов и позитронов
 - Потери на ионизацию
 - Потери на излучение
- Взаимодействие фотонов с веществом
 - Фотоэффект
 - Комптон-эффект
 - Рождение пар
- Взаимодействие частиц высоких энергий с веществом
 - Электромагнитные ливни
 - Адронные ливни
 - Организация типового детектора физики высоких энергий

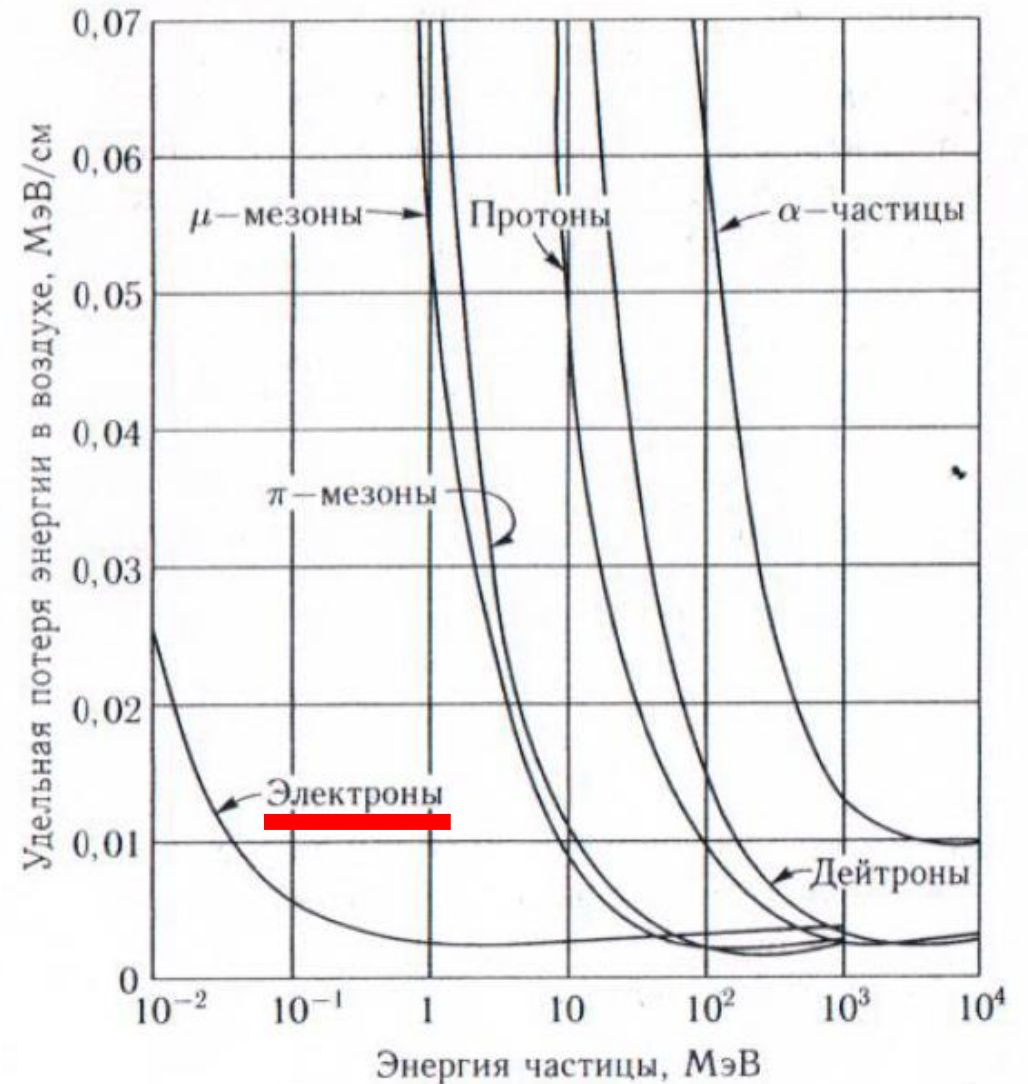
Ионизационные потери быстрых тяжелых заряженных частиц (БТЗЧ)

Тормозная способность вещества характеризуется **удельными потерями энергии: – dE/dx**

Эксперимент показывает, что заряженные частицы можно условно разделить на две категории:

- 1) БТЗЧ в основном теряют энергии на ионизацию атомов, другими потерями можно пренебречь [см. Лекцию №1]
- 2) Электроны при высоких энергиях в основном теряют энергию за счет излучения фотонов в поле ядра (радиационные потери), а при небольших энергиях на ионизацию (ионизационные потери).

Форма функции удельных потерь энергии для БТЗЧ универсальна и отличается от функции для электронов.



1.7 Потеря энергии электронами и фотонами

Электроны и фотоны теряют энергию, взаимодействуя с атомами, атомными ядрами и атомными электронами

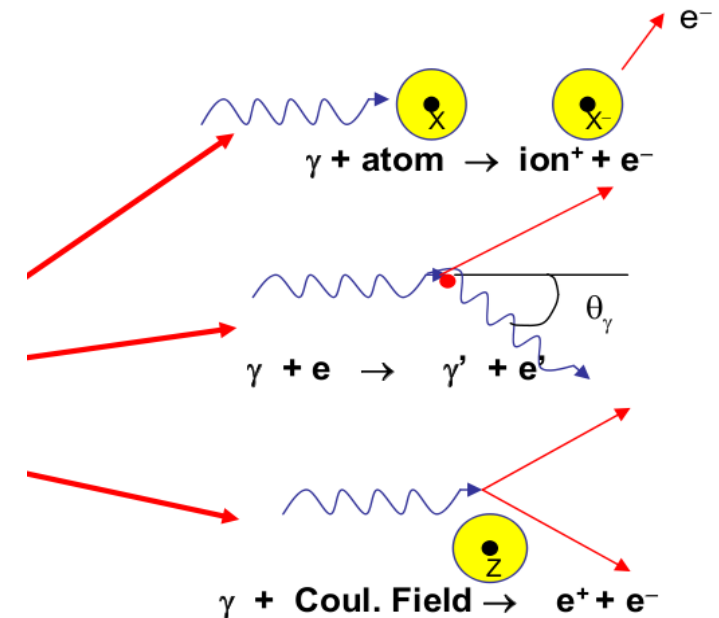
Электроны:

- ионизация (атомные электроны)
- тормозное излучение (ядра)

Фотоны:

- фотоэффект (атом в целом)
- комптоновское рассеяние (электроны)
- рождение электрон-позитронных пар (ядра)

При энергиях выше 1 ГэВ в энергетических потерях электронов и фотонов доминируют процессы излучения



Ионизационные потери электронов

- Приблизительная формула
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{\gamma m_e c^2}{2I} - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2} \right)$$

- Более аккуратная

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2}I} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right]$$

Для позитронов

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\gamma m_e c^2 \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} \cdot I} - \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) \right]$$

Для позитронов также необходимо учитывать аннигиляцию в два фотона энергией 511 кэВ

Сечение дается выражением

$$\sigma(Z, E) = \frac{Z \pi r_e^2}{\gamma + 1} \left(\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) .$$

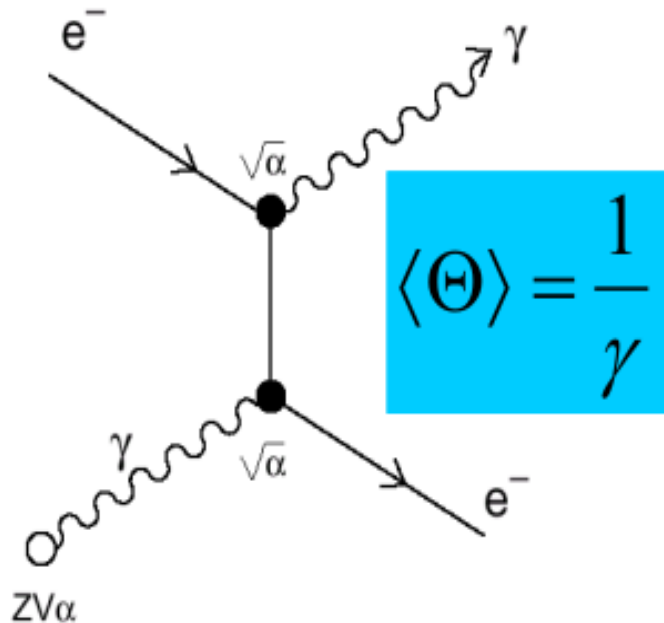
Электроны.

Ионизация

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{ion} = N_A \frac{Z}{A} \frac{4\pi\alpha^2 (\hbar c)^2}{m_e c^2} \frac{Z_i^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Тормозное излучение

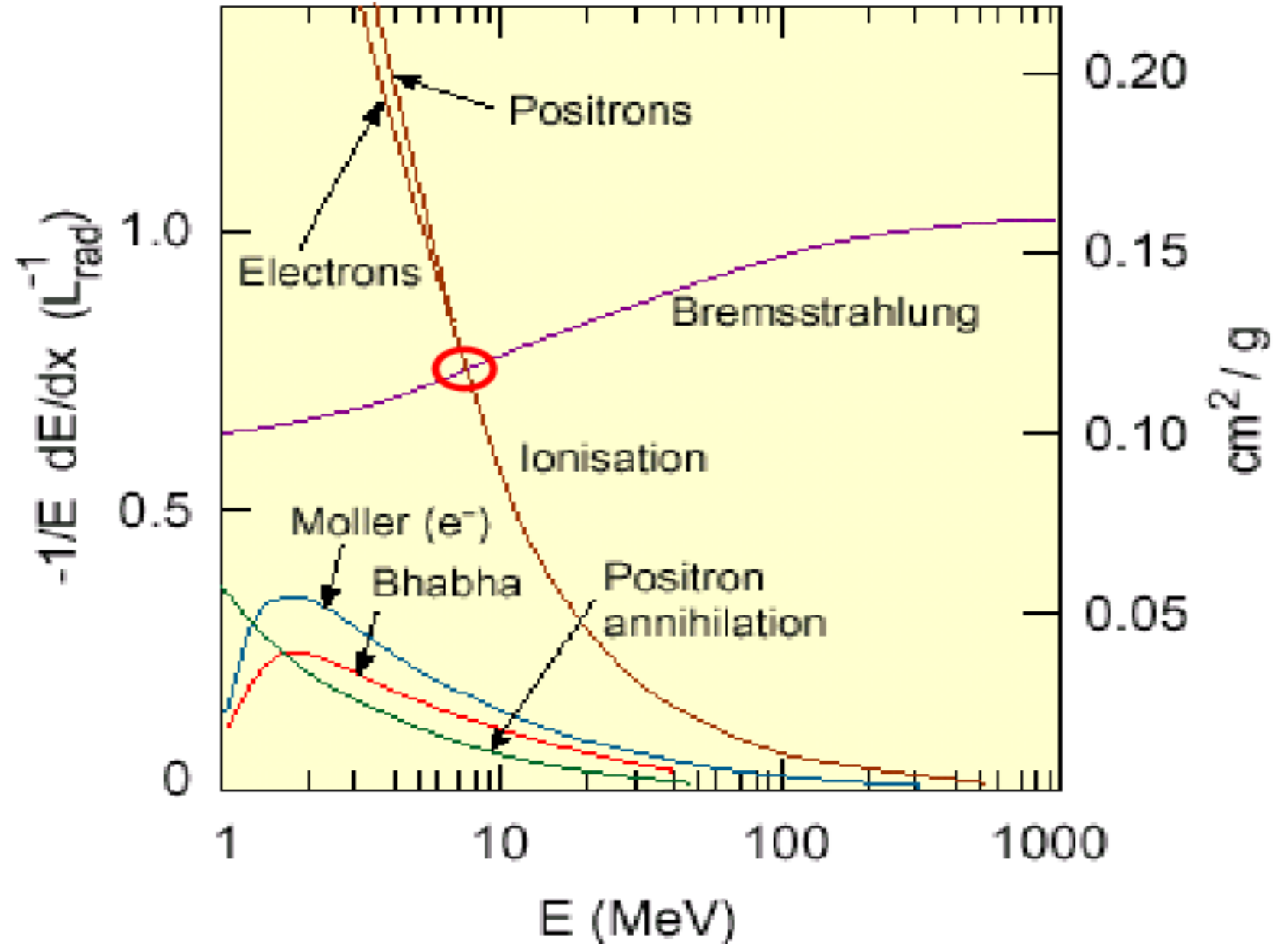
$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{rad} = \left[4n \frac{Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \right] E$$

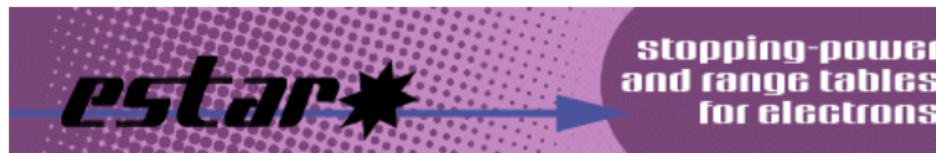


Радиационная длина - толщина материала уменьшающая среднюю энергию электронного пучка в e раз. Для плотных материалов ~ 1 см

$$X_0 = \left[4n \frac{Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \right]^{-1} \quad \frac{dE}{dx} = - \frac{E}{X_0} \quad X_0 \approx \frac{180A}{Z^2} \text{ g.cm}^{-2}$$

Относительны е потери энергии электронами





The ESTAR program calculates stopping power, density effect parameters, range, and radiation yield various materials. Select a material and enter the desired energies or use the default energies. Energies and must be in the range from 0.001 MeV to 10000 MeV.

[Help](#)

[Text version](#)

[Material composition data](#)

Select a common material:

1: Hydrogen

or enter a [unique material](#)

Graph stopping power:

- Total Stopping Power
- Collision Stopping Power
- Radiative Stopping Power

Graph density effect parameter

Graph CSDA range

Graph radiation yield

No graph

Additional Energies (optional):

Use energies from a file*

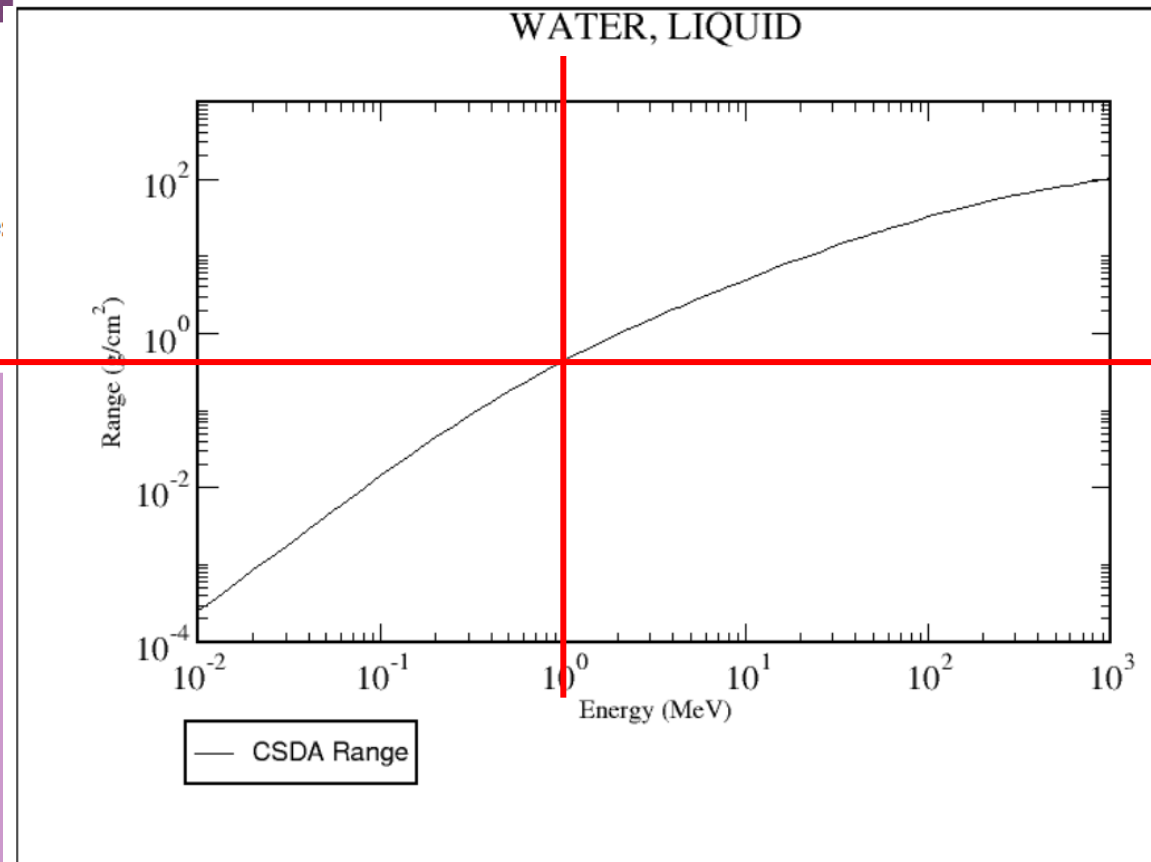
No file selected.

or

Use energies entered below (one per line)

Include default energies

Note: Only stopping powers and the density effect parameter will be calculated if additional energies are used.



WATER, LIQUID

To download data in spreadsheet (array) form, choose a delimiter and use the checkboxes in the table heading. Use the output by using your browser's Save As feature.

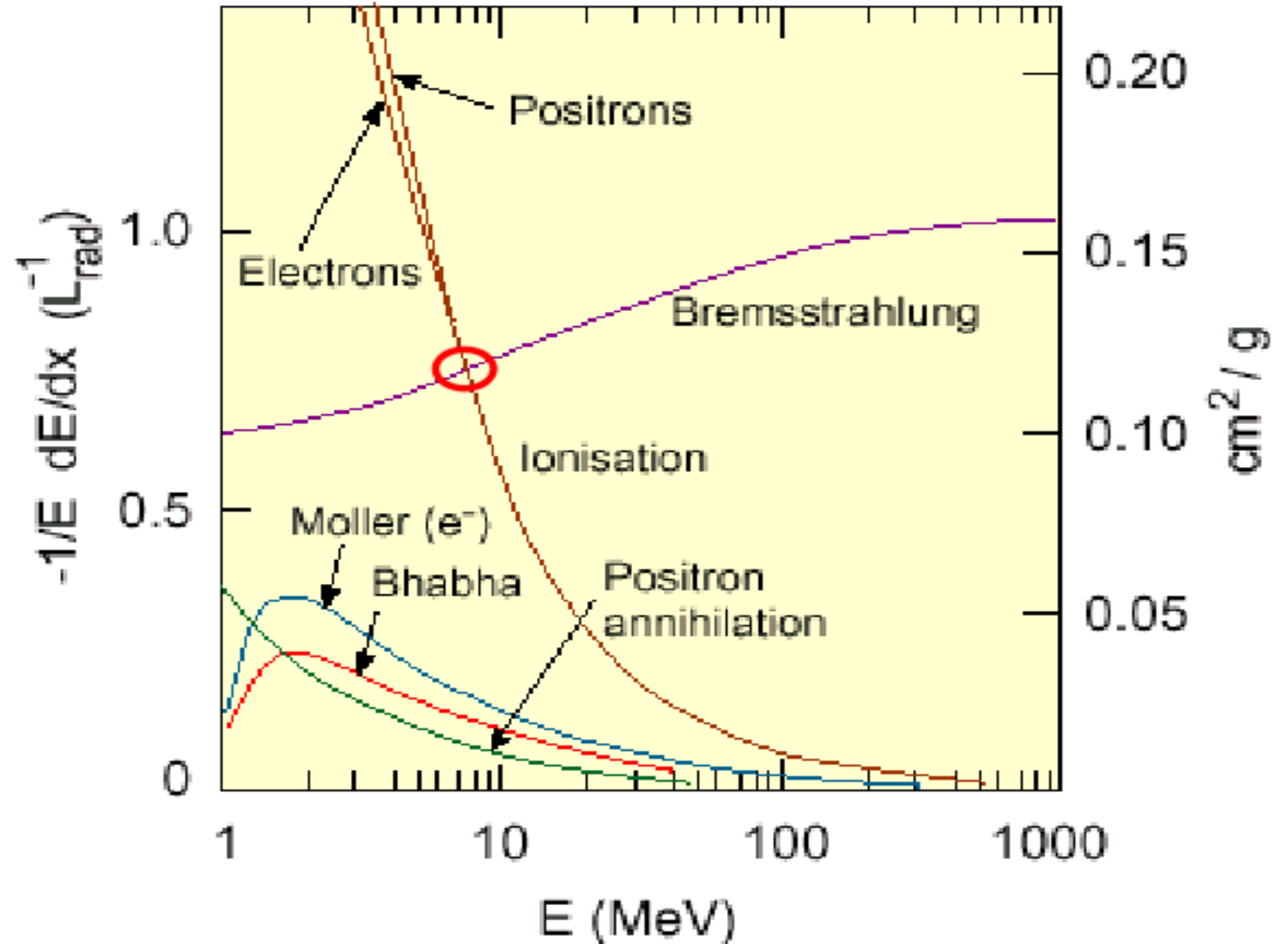
Delimiter:

- space
- | (vertical bar)
- tab (some browsers may use spaces instead)
- newline

Download data

(required) Kinetic Energy (MeV)	Stopping Power (MeV cm ² /g)			<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
	<input type="checkbox"/> Collision	<input type="checkbox"/> Radiative	<input type="checkbox"/> Total	CSDA Range (g/cm ²)	Radiation Yield	Density Effect Parameter
1.000E-02	2.256E+01	3.898E-03	2.256E+01	2.515E-04	9.408E-05	0.000E+00
1.250E-02	1.897E+01	3.927E-03	1.898E+01	3.728E-04	1.133E-04	0.000E+00
1.500E-02	1.647E+01	3.944E-03	1.647E+01	5.147E-04	1.316E-04	0.000E+00
1.750E-02	1.461E+01	3.955E-03	1.461E+01	6.762E-04	1.493E-04	0.000E+00
2.000E-02	1.317E+01	3.963E-03	1.318E+01	8.566E-04	1.663E-04	0.000E+00
2.500E-02	1.109E+01	3.974E-03	1.110E+01	1.272E-03	1.990E-04	0.000E+00
3.000E-02	9.653E+00	3.984E-03	9.657E+00	1.756E-03	2.301E-04	0.000E+00
3.500E-02	8.592E+00	3.994E-03	8.596E+00	2.306E-03	2.599E-04	0.000E+00
4.000E-02	7.777E+00	4.005E-03	7.781E+00	2.919E-03	2.886E-04	0.000E+00
4.500E-02	7.130E+00	4.018E-03	7.134E+00	3.591E-03	3.165E-04	0.000E+00

Относительны е потери энергии электронами



Критическая энергия

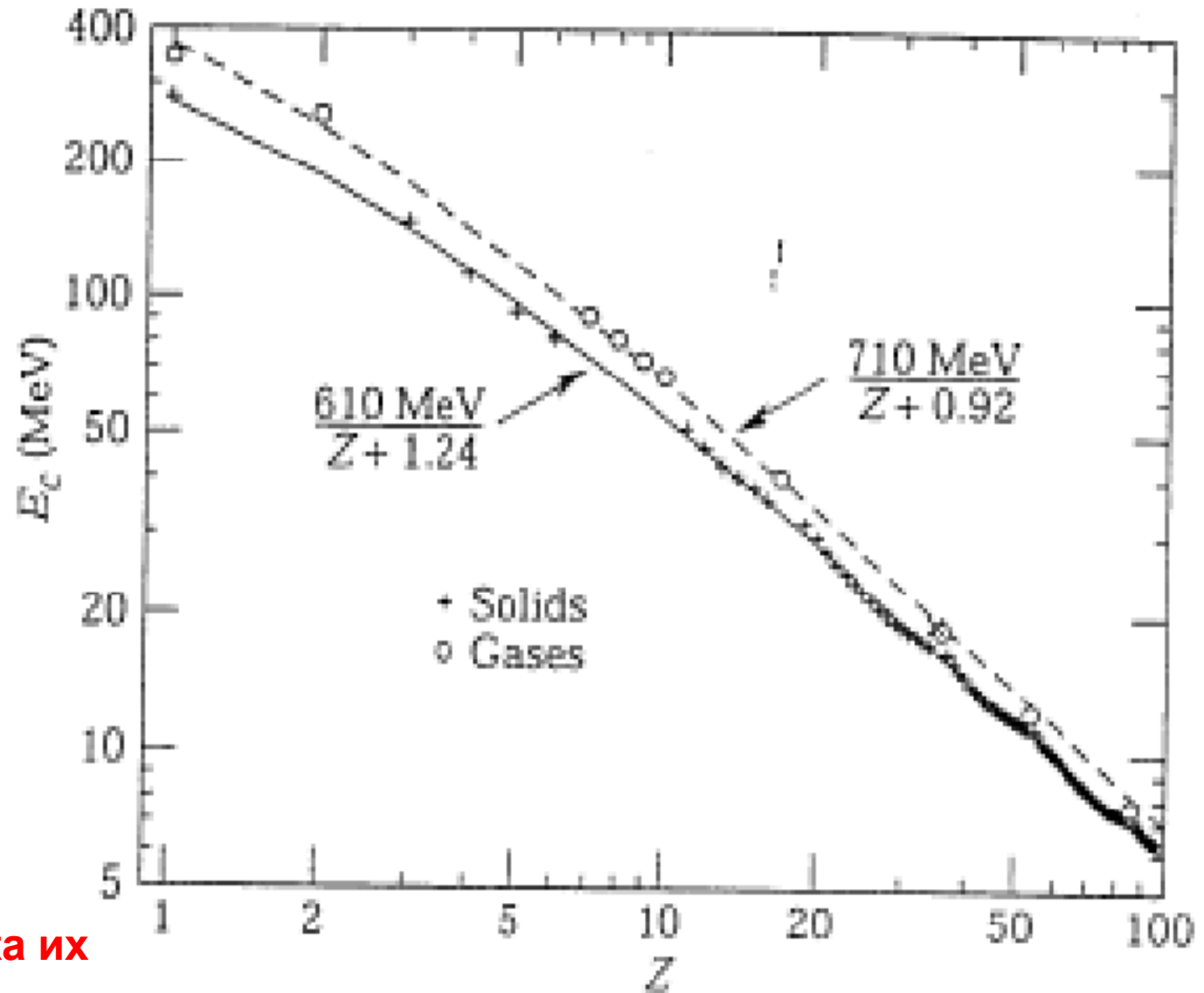
$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} = 1$$

$$E_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$$

(твердые вещества, жидкости)

Сильно зависит от материала
 $\sim 1/Z$ (7 МэВ для свинца)

Электроны преимущественно теряют энергию за счет излучения фотонов пока их энергия выше критической



ФОТОНЫ.

Фотоэффект

$$\sigma_{pe} \approx Z^5 \alpha^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}}$$

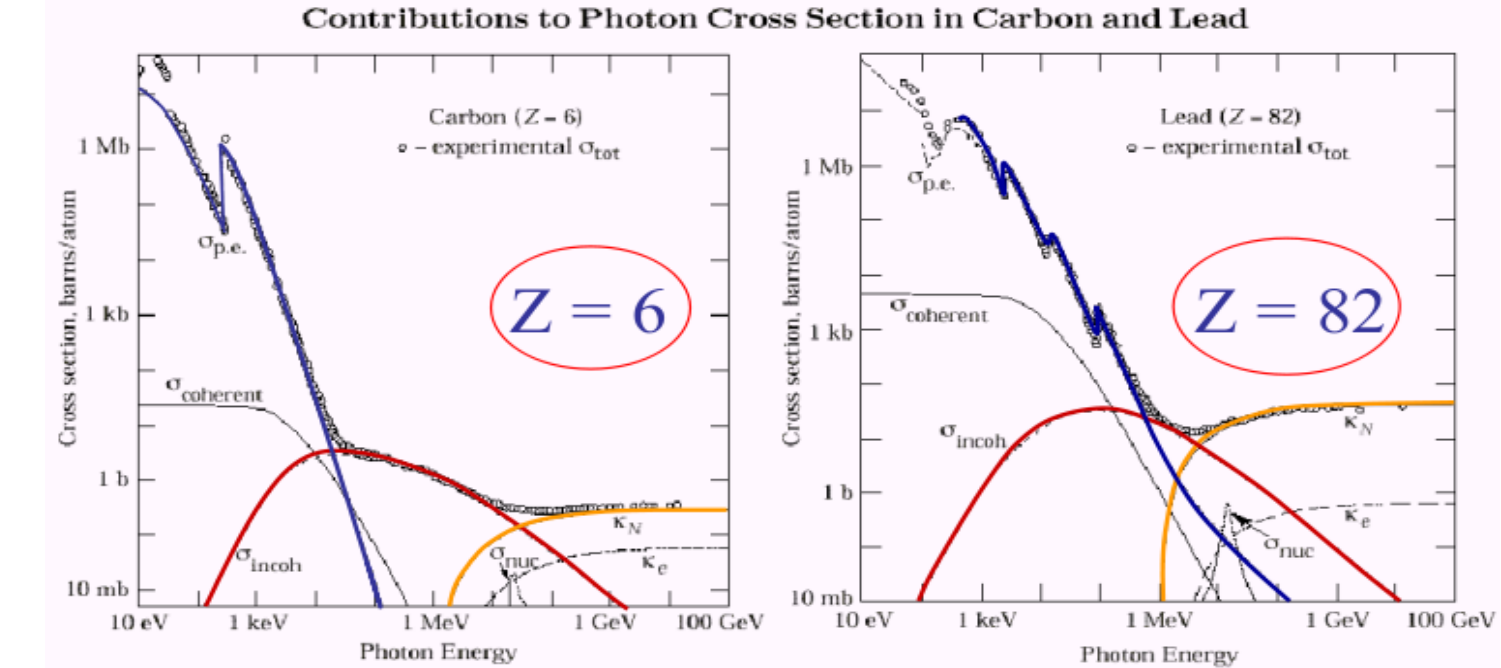
$$\sigma \propto Z^5, E^{-3.5}$$

Комptonовское рассеяние

$$\sigma_c \approx Z \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma}$$

Рождение пар в поле ядра (порог $E > 2m$)

$$\sigma_{pair} \approx \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$$



$\sigma \propto Z(Z+1)$; $\propto \ln E/m_e$ for $E < 1\text{GeV}$, constant $E > 1\text{GeV}$

Probability of conversion in $1X_0$ is $e^{-7/9}$

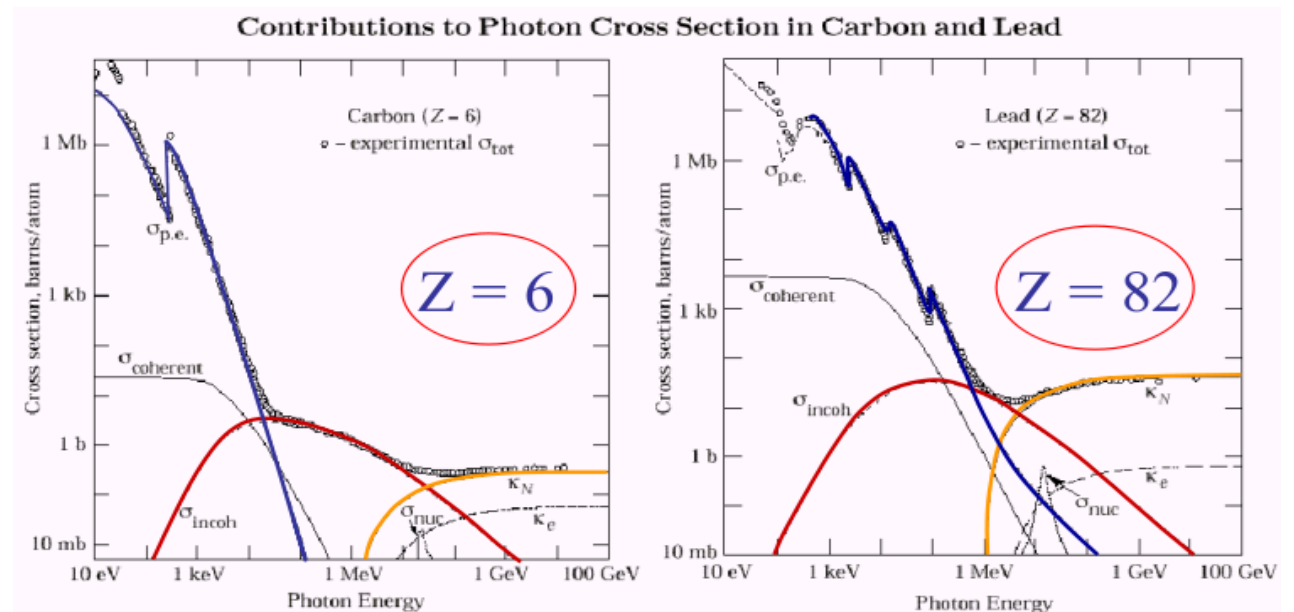
Define a m.f.p. $L_{pair} = 9/7 X_0$ (γ disappears)

Фотоэффект

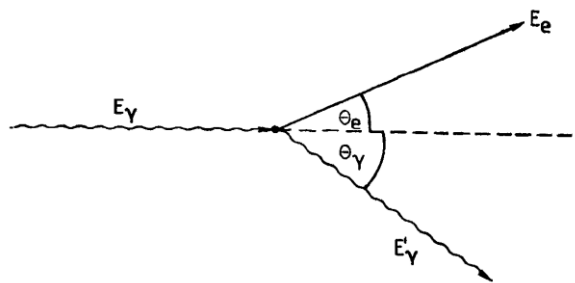


$$\sigma_{\text{фэ}}^K = \left(\frac{32}{\epsilon^7} \right)^{1/2} \alpha^4 \cdot Z^5 \cdot \sigma,$$

Фотоэффект на K, L и других оболочках



Комптон-эффект



$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}$$

Сечение Кляна-Нишины

$$\sigma_{\text{КЭ}}^e = 2\pi r_e^2 \left[\left(\frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \frac{2(1 + \epsilon)}{1 + 2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right) \right]$$

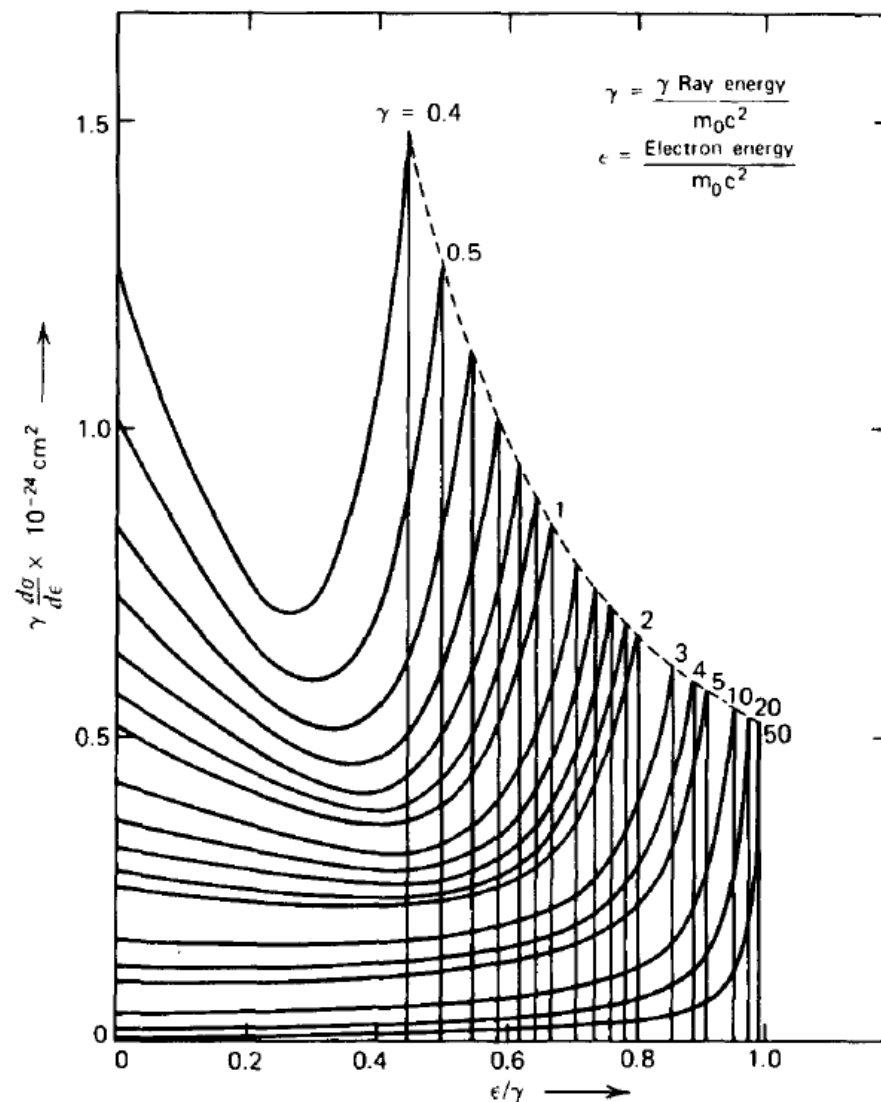
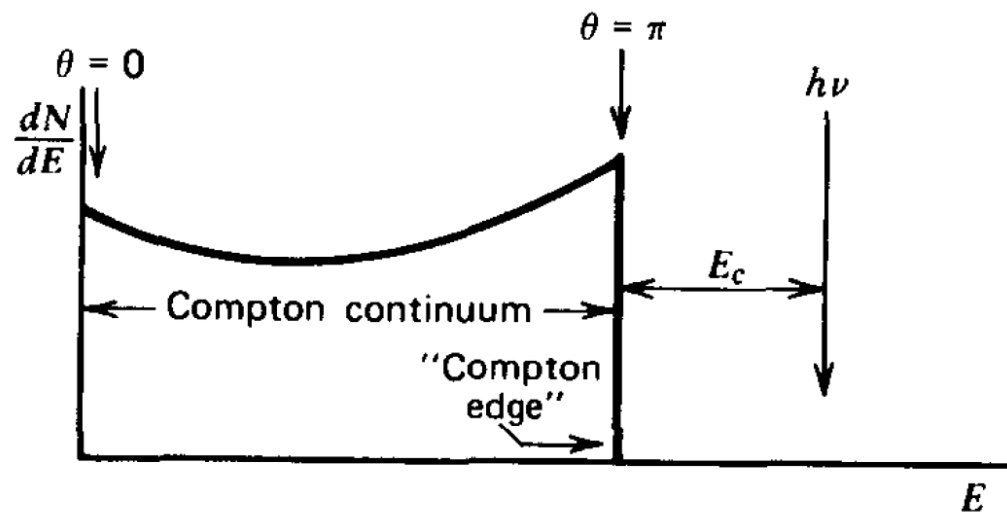
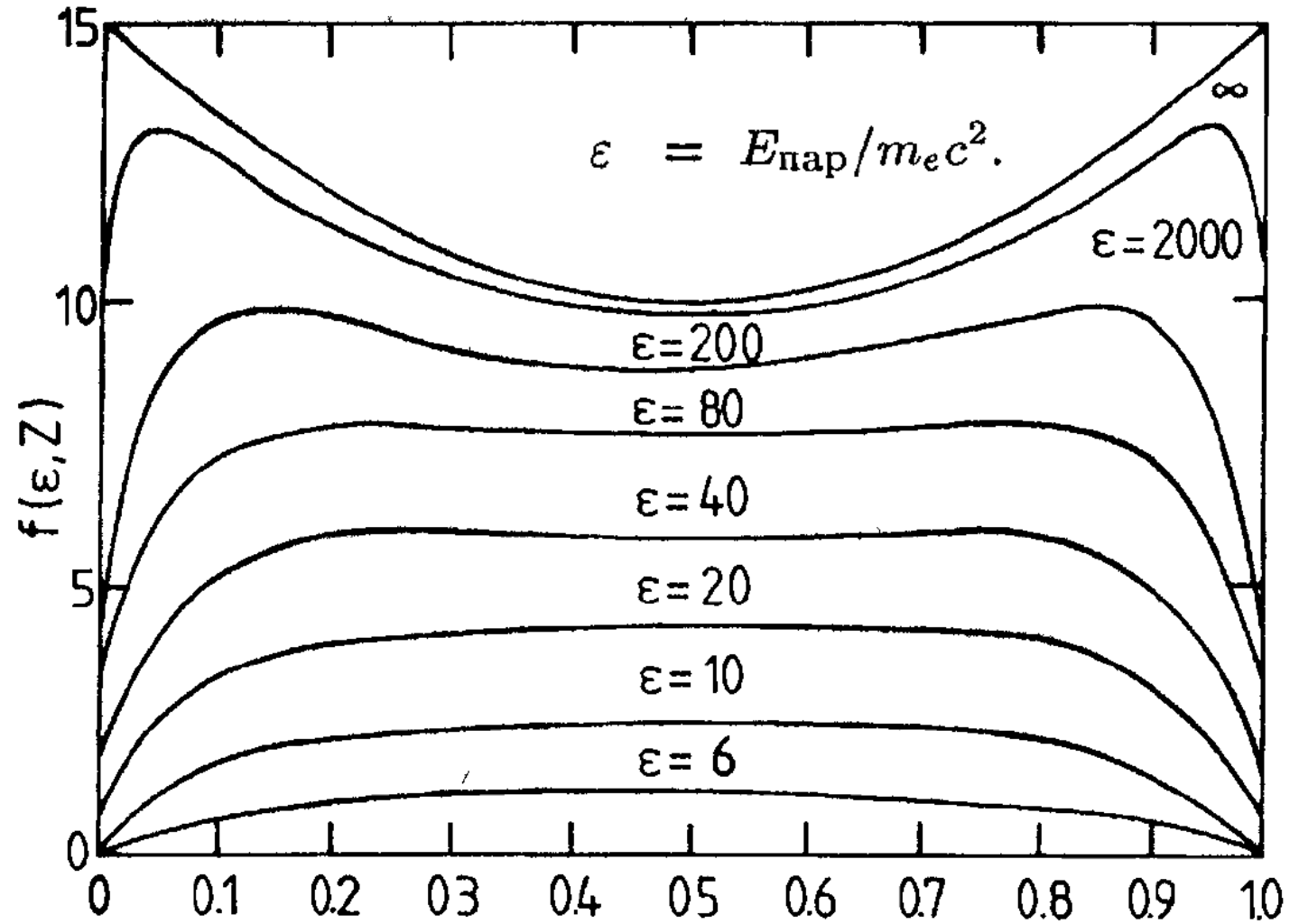
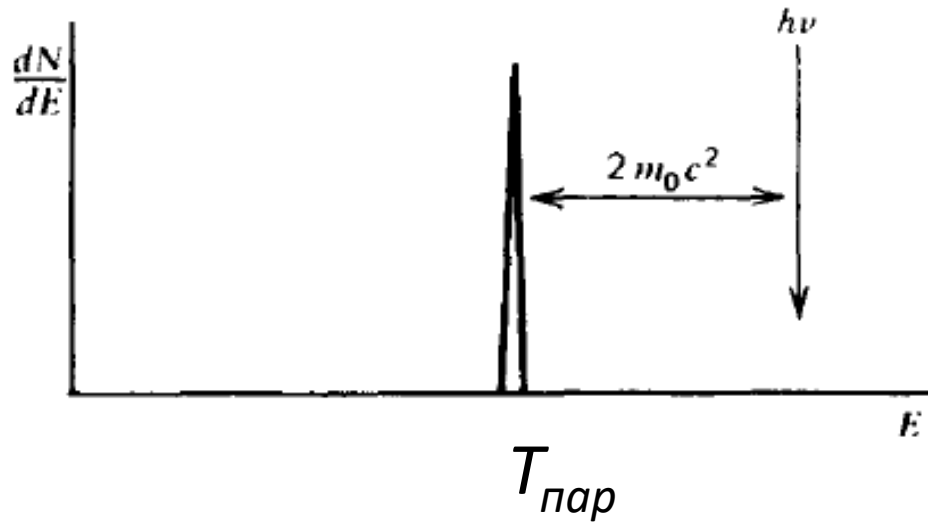


Figure 10.1 Shape of the Compton continuum for various gamma-ray energies. (From S. M. Shafroth (ed.), *Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation*. Copyright 1964 by Gordon & Breach, Inc. By permission of the publisher.)

Рождение пар

Пороговый эффект

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2$$



$$\frac{d\sigma_{\text{пар}}}{dE_+} = \frac{\alpha r_e^2}{E_{\text{пар}} - 2m_e c^2} \cdot Z^2 \cdot f(\epsilon, Z) \quad [\text{см}^2/\text{МэВ} \cdot \text{атом}],$$

$$x = \frac{E_+ - m_e c^2}{h\nu - 2m_e c^2} = \frac{T_+}{T_{\text{пар}}}$$

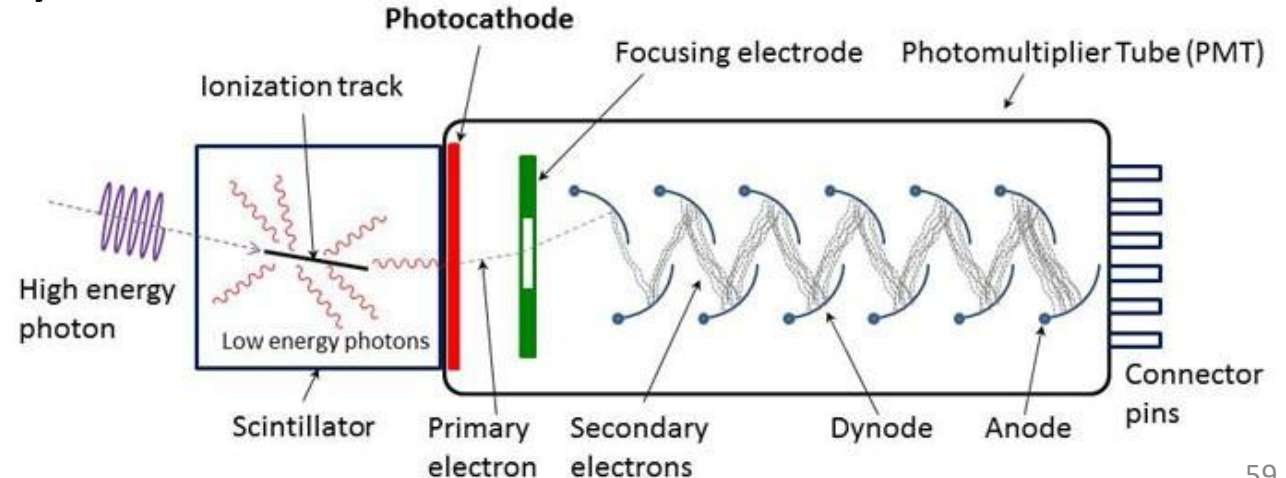
Кин. энергия
позитрона

Сцинтилляционные детекторы

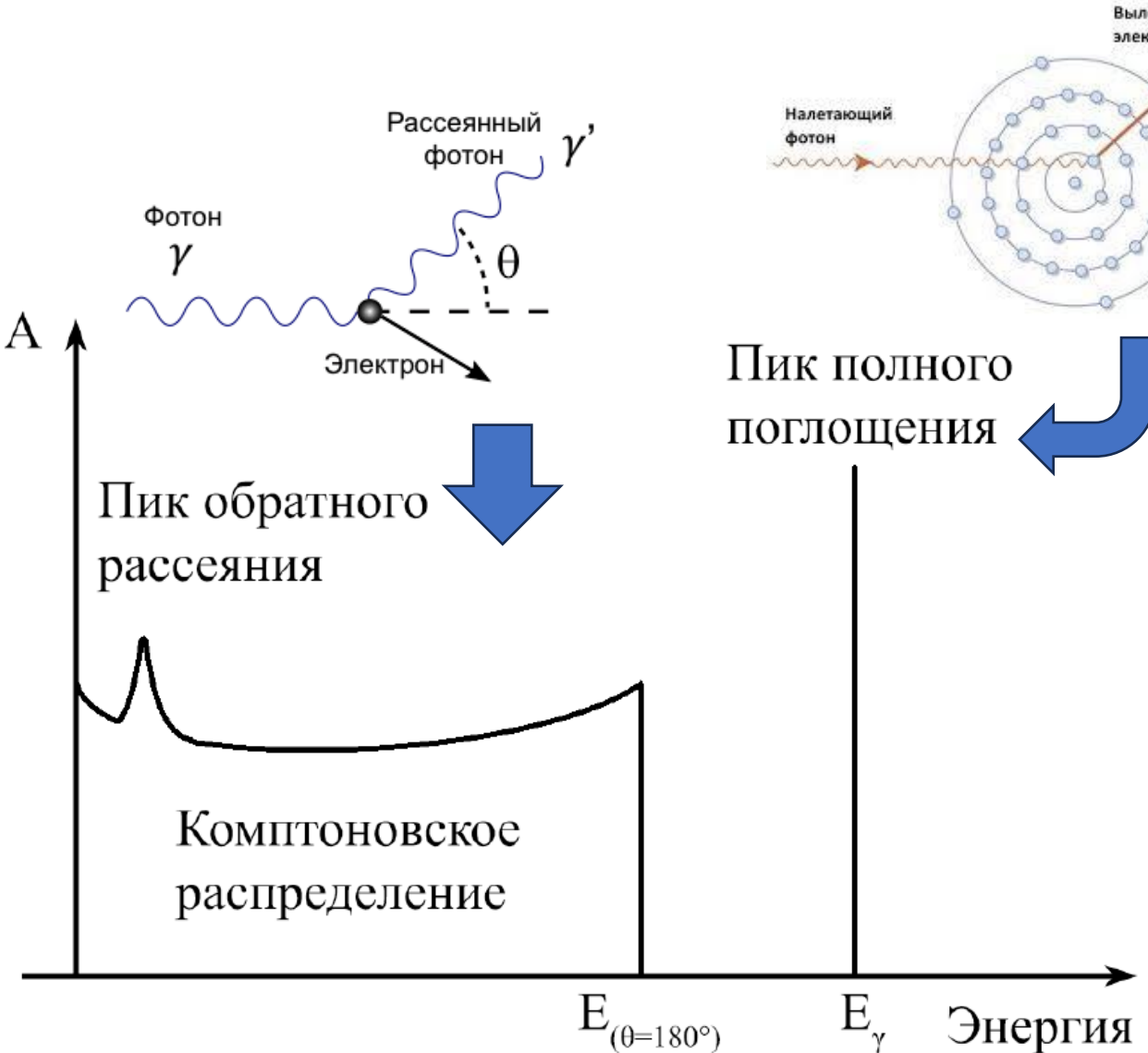
- **Сцинтилляторы** — вещества, излучающие свет при поглощении ионизирующего излучения
 - Как правило, излучаемое количество фотонов для данного типа излучения приближённо пропорционально поглощённой энергии, что позволяет получать энергетические спектры излучения.
 - Пластиковые, кристаллические, жидкие
- Свет, излученный при сцинтилляции, собирается на фотоприёмнике, преобразуется в импульс тока, усиливается

- **Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)**

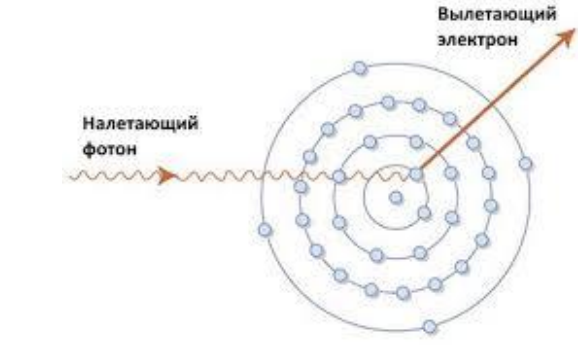
- Относительно дешевые быстрые детекторы



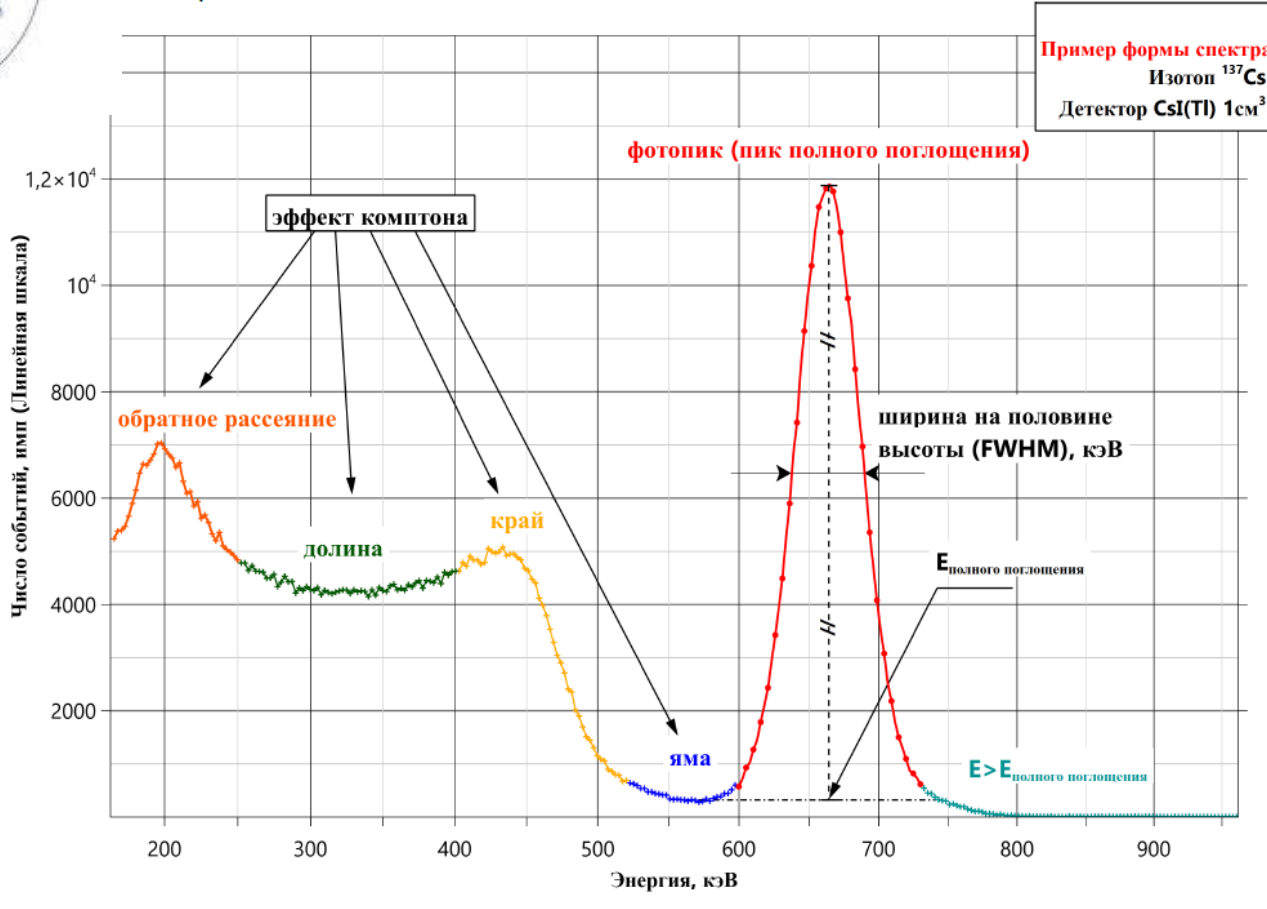
Спектр сцинтилляционного детектора



Идеальный спектр

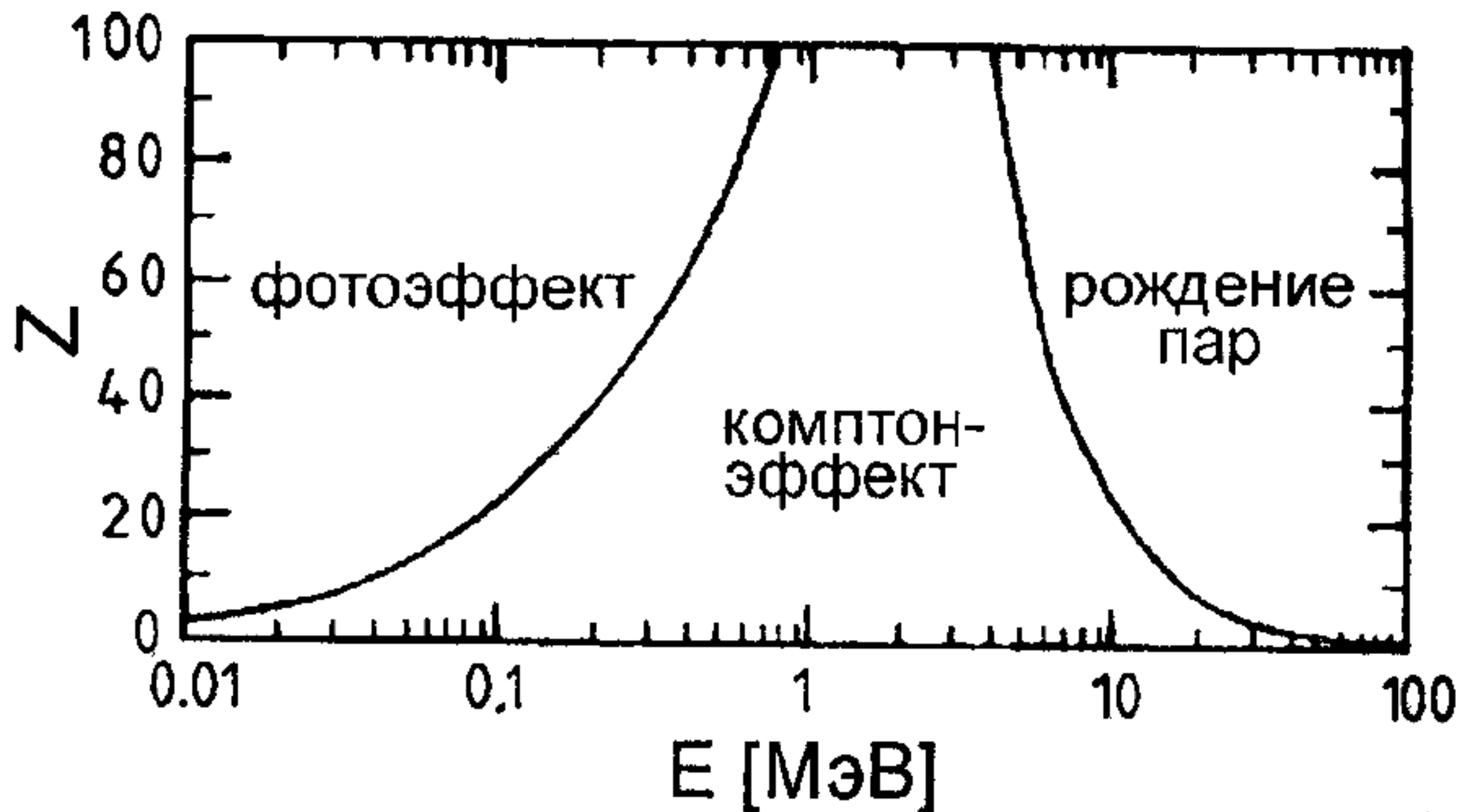


Пик полного поглощения



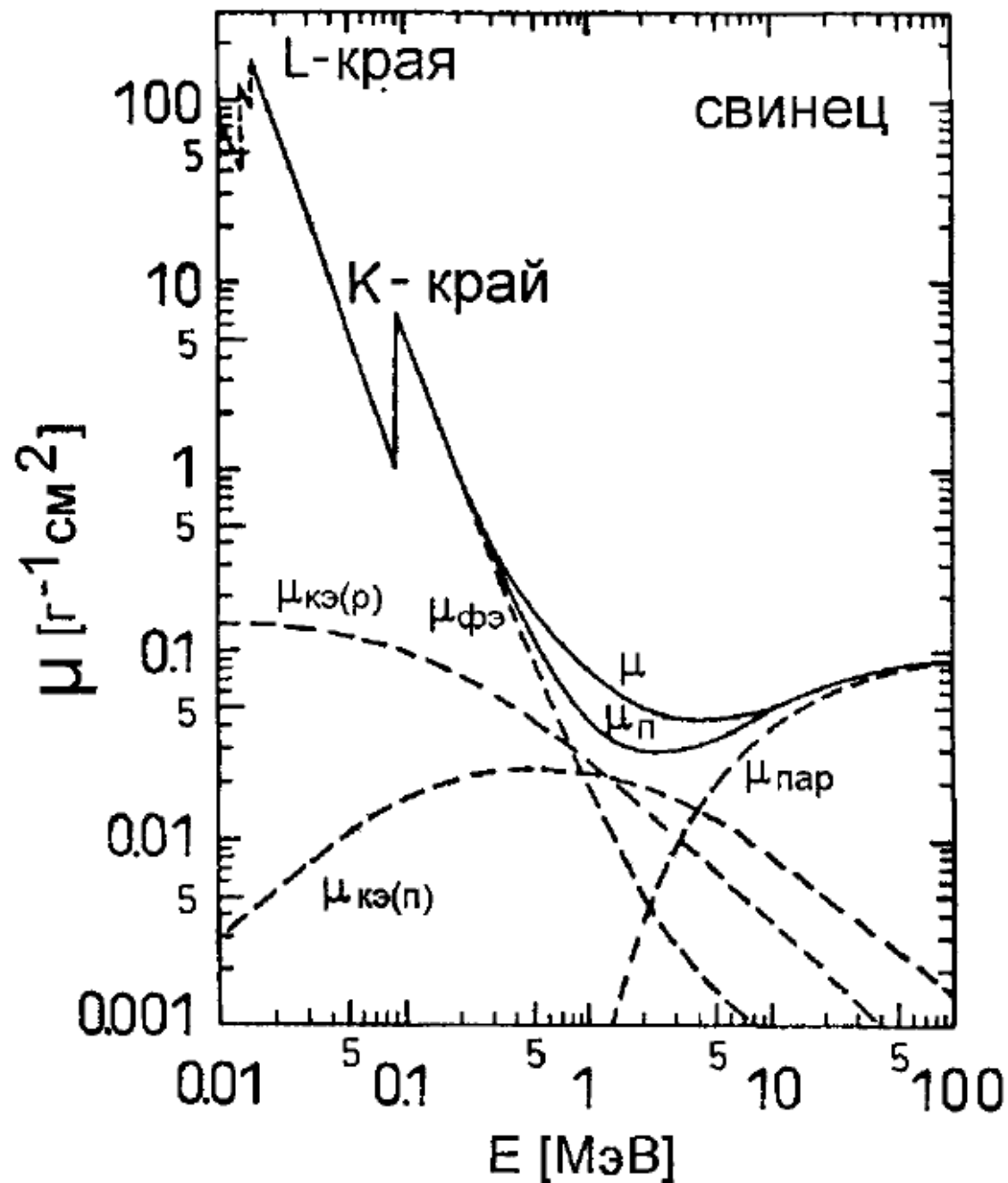
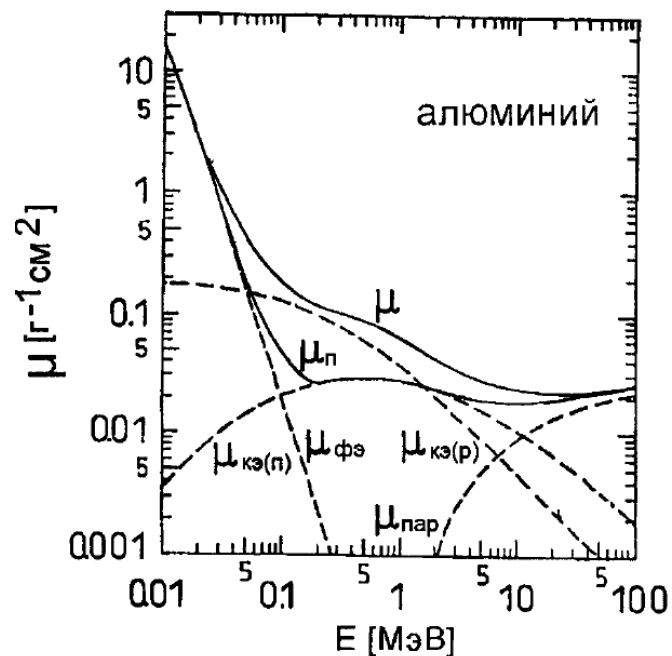
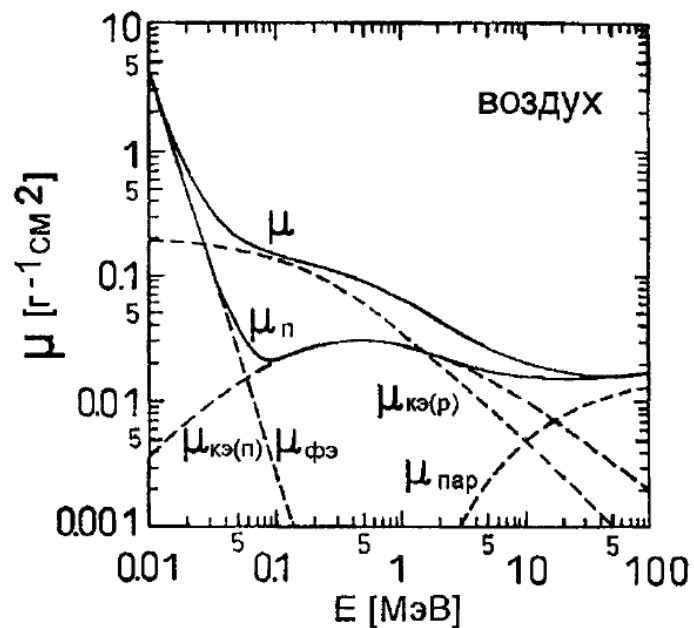
Реальный спектр

Пример формы спектра
Изоотоп ^{137}Cs
Детектор CsI(Tl) 1см^3

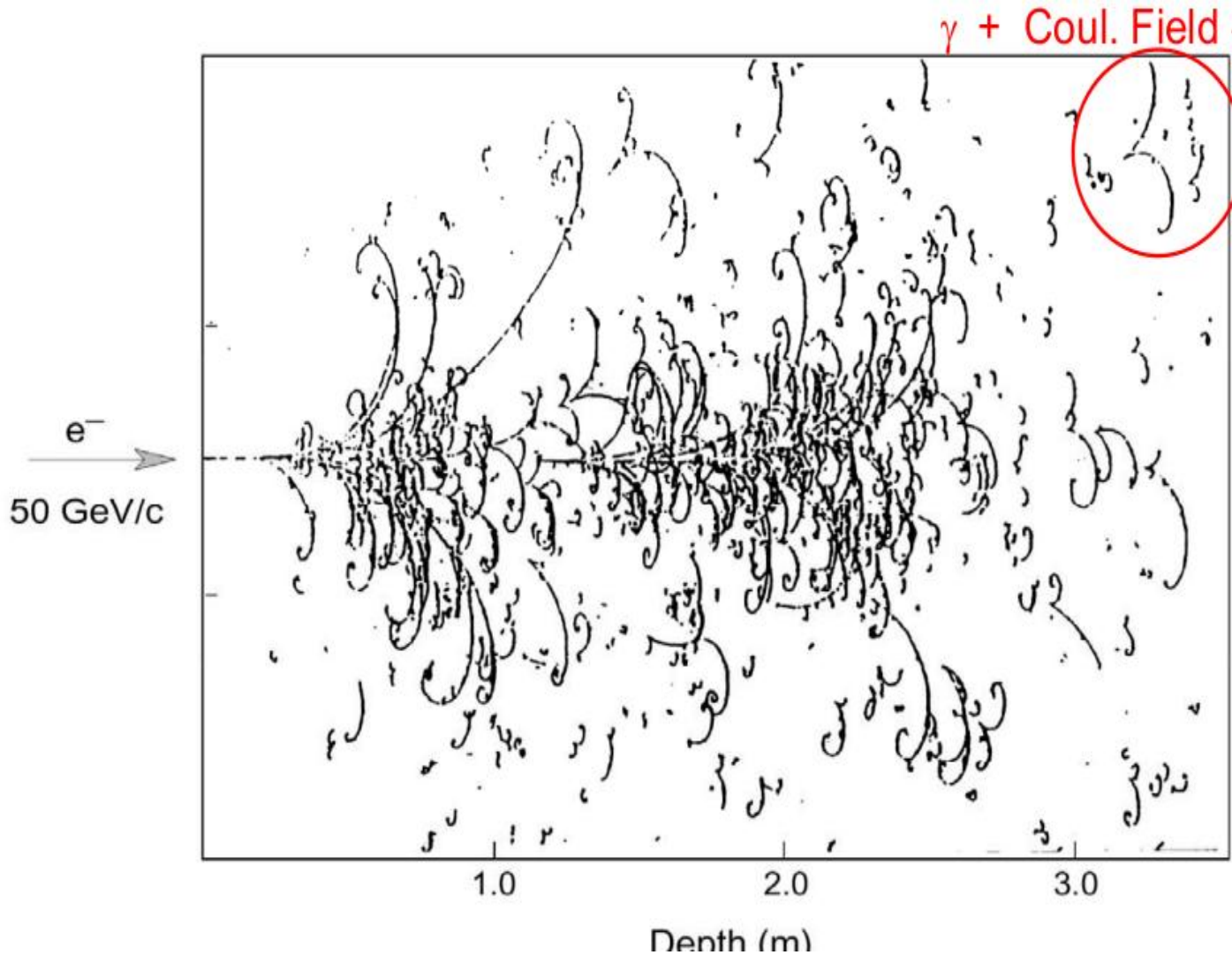


Массовый коэффициент ослабления: $\exp(-\mu x)$

Полный массовый коэффициент поглощения μ , связанный с сечением согласно уравнению (1.27), и его отдельные составляющие показаны на Рис. 1.14а для таких поглотителей, как вода, воздух, алюминий и свинец [63,73–75]. На этих рисунках $\mu_{\text{фэ}}$ описывает фотоэлектрический эффект, $\mu_{\text{кэ(р)}}$ — комптоновское рассеяние, $\mu_{\text{кэ(п)}}$ — комптоновское поглощение, а $\mu_{\text{пар}}$ — рождение пар, $\mu_{\text{п}}$ — полный массовый коэффициент поглощения ($\mu_{\text{п}} = \mu_{\text{фэ}} + \mu_{\text{пар}} + \mu_{\text{кэ(п)}}$), а μ — полный массовый коэффициент ослабления ($\mu = \mu_{\text{фэ}} + \mu_{\text{пар}} + \mu_{\text{кэ}}$, где $\mu_{\text{кэ}} = \mu_{\text{кэ(р)}} + \mu_{\text{кэ(п)}}$).



1.7 Калориметры. Эл.-магнитный ливень



Big European Bubble Chamber
Азот : гелий = 70% : 30%
Магнитное поле 3 Тл
 $X_0 = 34$ см, 50 ГэВ электроны

При $E > 1$ ГэВ доминируют процессы рождения пар для фотонов и тормозного излучения. Их интенсивность мало зависит от энергии

Ливень развивается до достижения критической энергии

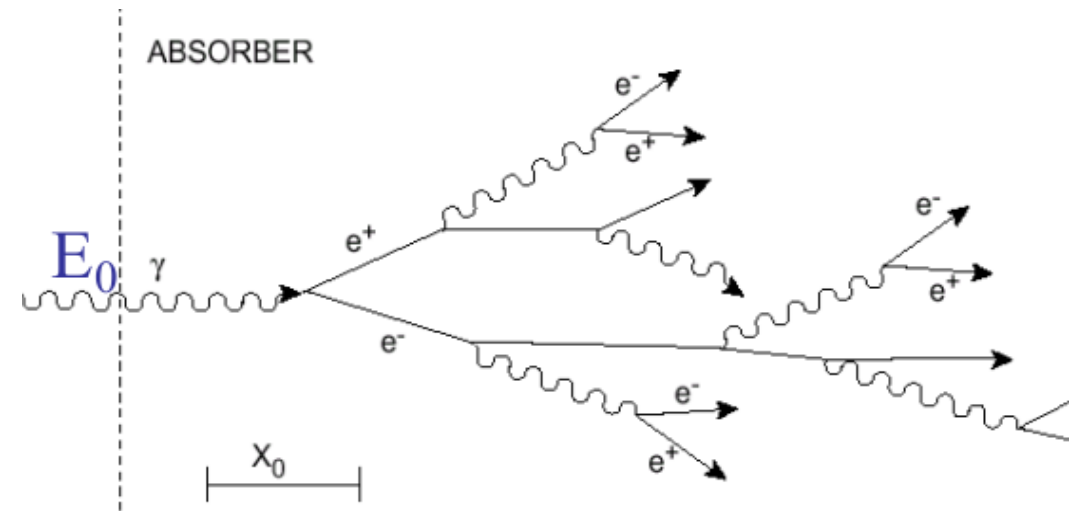
Ниже критической энергии медленное уменьшение числа рожденных частиц. Электроны останавливаются, фотоны поглощаются

1.7 Упрощенная модель развития ЭМ-ливня

При прохождении $1X_0$ электрон теряет $2/3$ своей энергии, а высокоэнергичный фотон имеет вероятность $7/9$ родить пару

Можно рассматривать X_0 как генерационную длину

В каждой генерации число частиц увеличивается вдвое



@ $\Delta x = X_0$ $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ $E = E_0/2$

@ $\Delta x = 2X_0$ $e \rightarrow \gamma e'$ $E' = E_0/4$

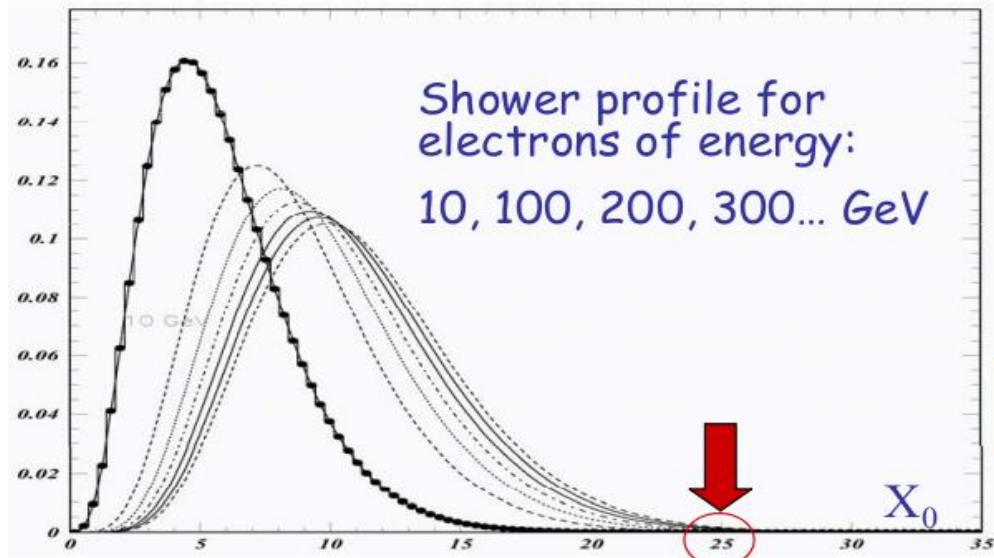
@ $\Delta x = tX_0$ $N(t) = 2^t$ $E(t) = E_0 / 2^t$

$E(t_{\max}) = E_c$ $E_0 / 2^{t_{\max}} = E_c$

$t_{\max} = \ln(E_0/E_c)/\ln(2)$

$N(t_{\max}) \sim E_0/E_c$

1.7 Продольный профиль ЭМ-ливня



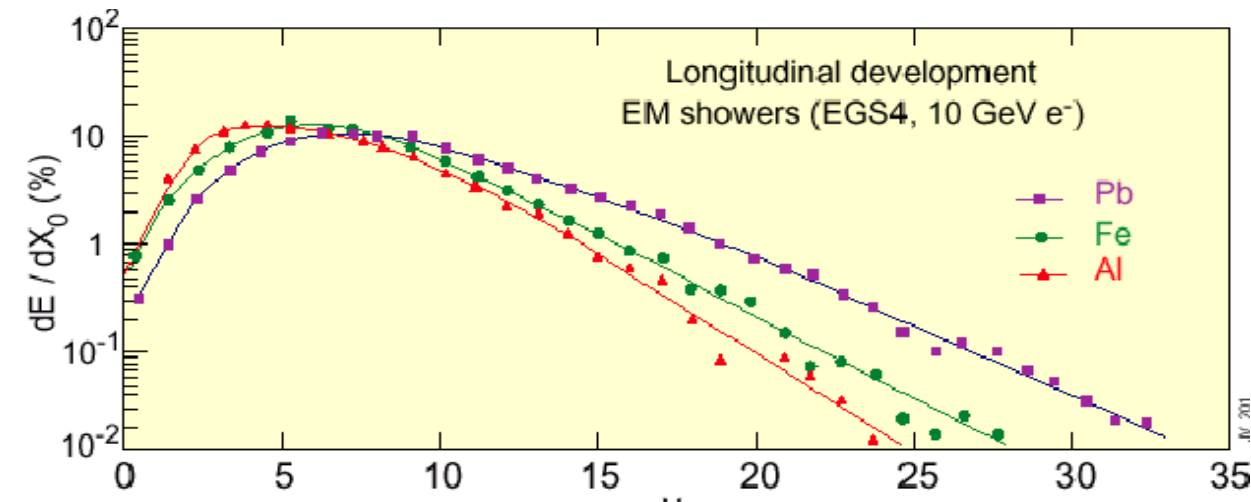
Параметризация
энергетической
зависимости ливня

$$\frac{dE}{dt} \propto E_0 t^\alpha e^{\beta t}$$

E.Longo & I.Sestili
NIM 128 (1975)

$$t_{\max} = 1.4 \ln(E_0/E_c)$$

$$N_{\text{tot}} \propto E_0/E_c$$



$E_c \propto 1/Z$  — максимум ливня
— хвост ливня

Продольный профиль

$$t_{95\%} = t_{\max} + 0.08Z + 9.6$$

1.7 Перпендикулярный профиль ЭМ-ливня

Процессы за счет которых ливень утолщается:

- Многократное рассеяние электронов
- Фотоны с энергией в районе минимального поглощения могут уходить довольно далеко от оси развития ливня

Мольеровский радиус R_M определяет поперечные размеры ЭМ-ливня.

90% E_0 внутри $1 R_M$, 95% – $2 R_M$, 99% – $3.5 R_M$

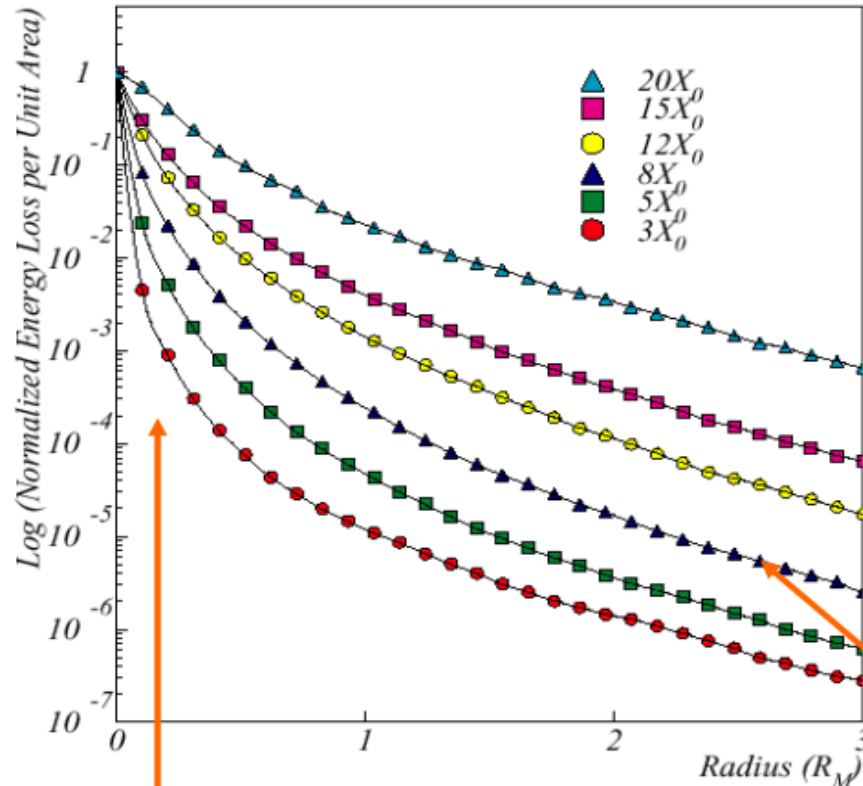
$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0$$

$$R_M \propto \frac{X_0}{E_C} \propto \frac{A}{Z} (Z \gg 1)$$

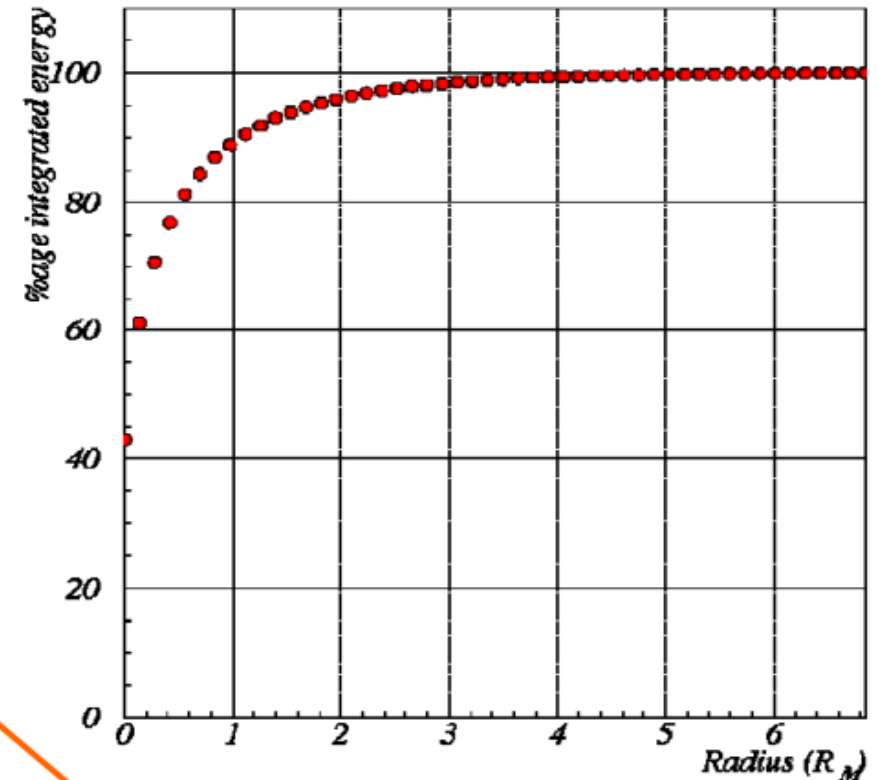
1.7 Перпендикулярный профиль ЭМ-ливня

Центральная область определяется многократным рассеянием

50 GeV electrons in PbWO₄



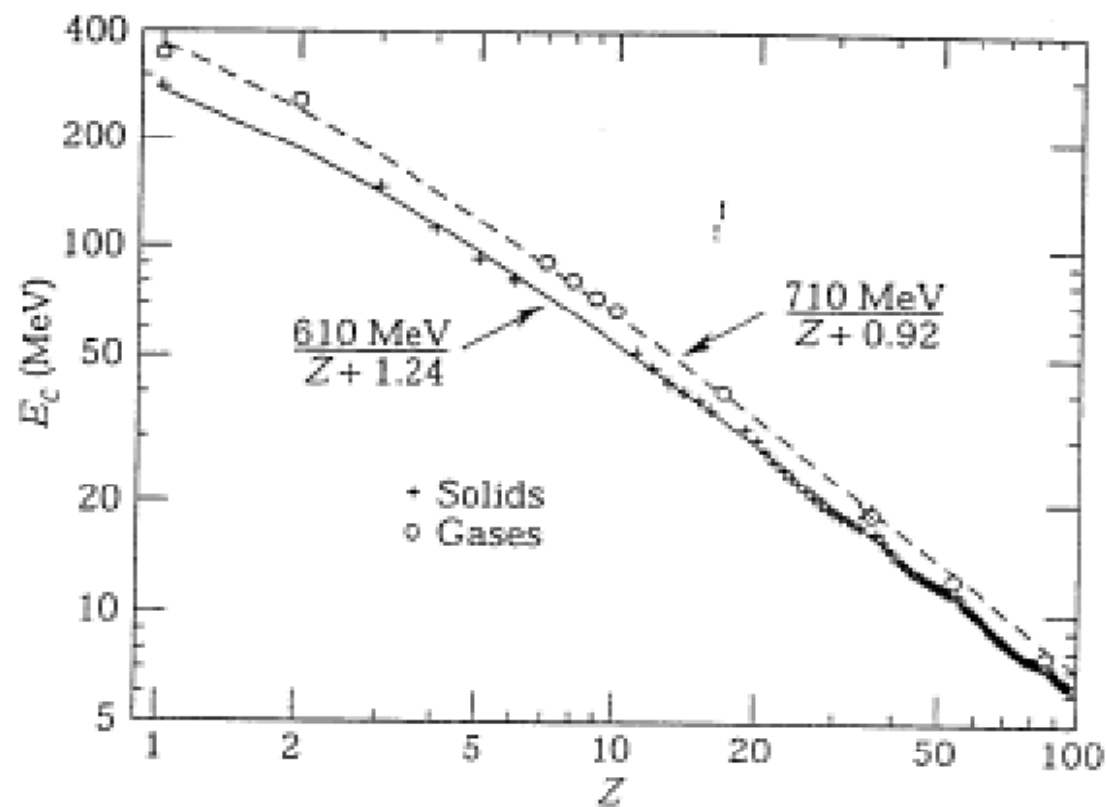
50 GeV electrons in PbWO₄



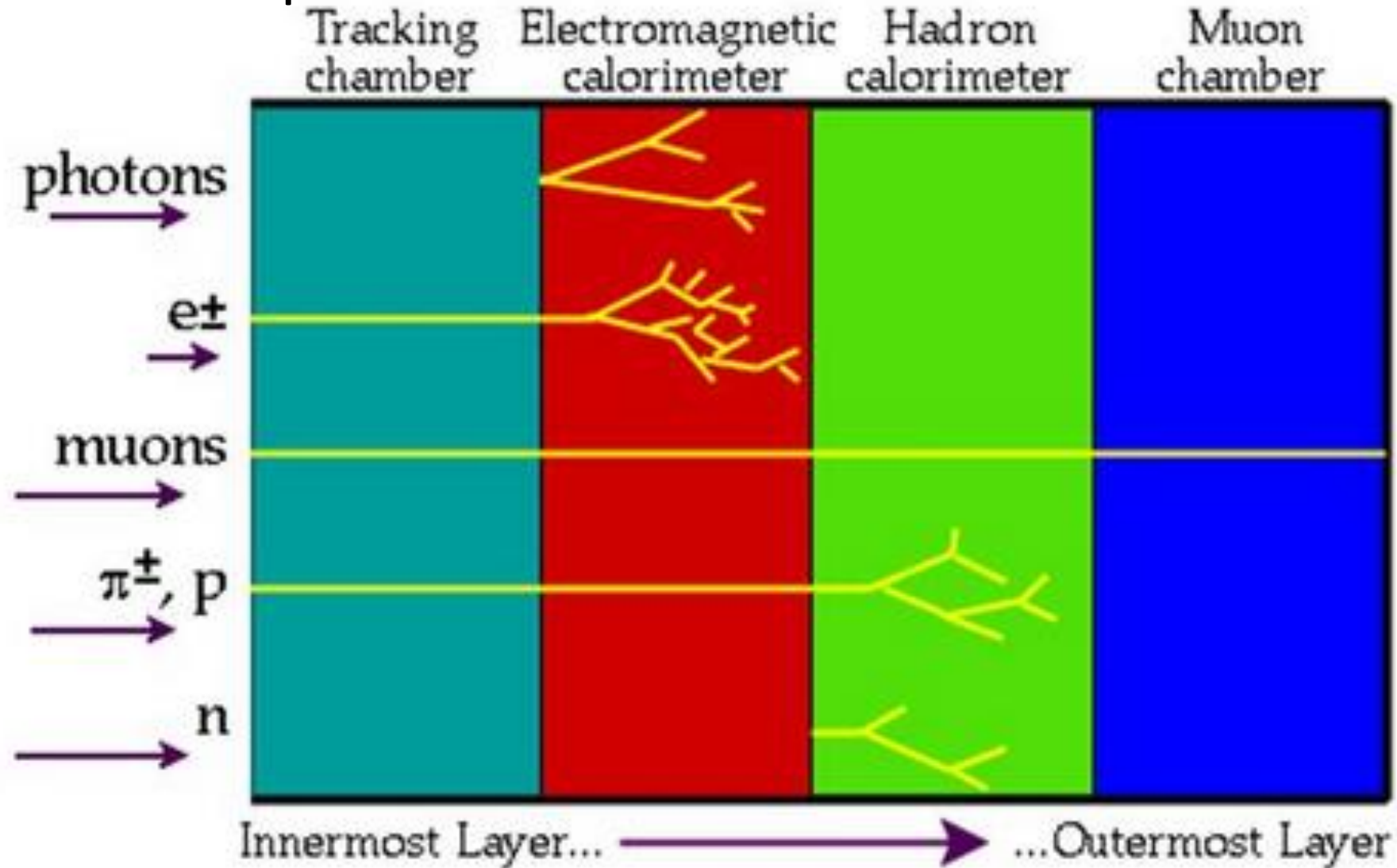
Периферическое гало – распространение фотонов, уширяется с глубиной ЭМ-ливня

1.7 ЭМ-ливни

Material	Atomic No. (Z)	Critical Energy (E _c) (MeV)	Radiation Length (X ₀) (g/cm ²)	Radiation Length (X ₀) (cm)	Moliere Radius (R _M) (cm)
Beryllium	4	116	65.19	35.28	6.4
Carbon	6	84	42.70	18.8	4.7
Aluminum	13	43	24.01	8.9	4.4
Iron	26	22	13.84	1.76	1.7
Copper	29	20	12.86	1.43	1.5
Tungsten	74	8.1	6.76	0.35	0.9
Lead	82	7.3	6.37	0.56	1.6
Uranium	92	6.5	6.00	0.32	1.0

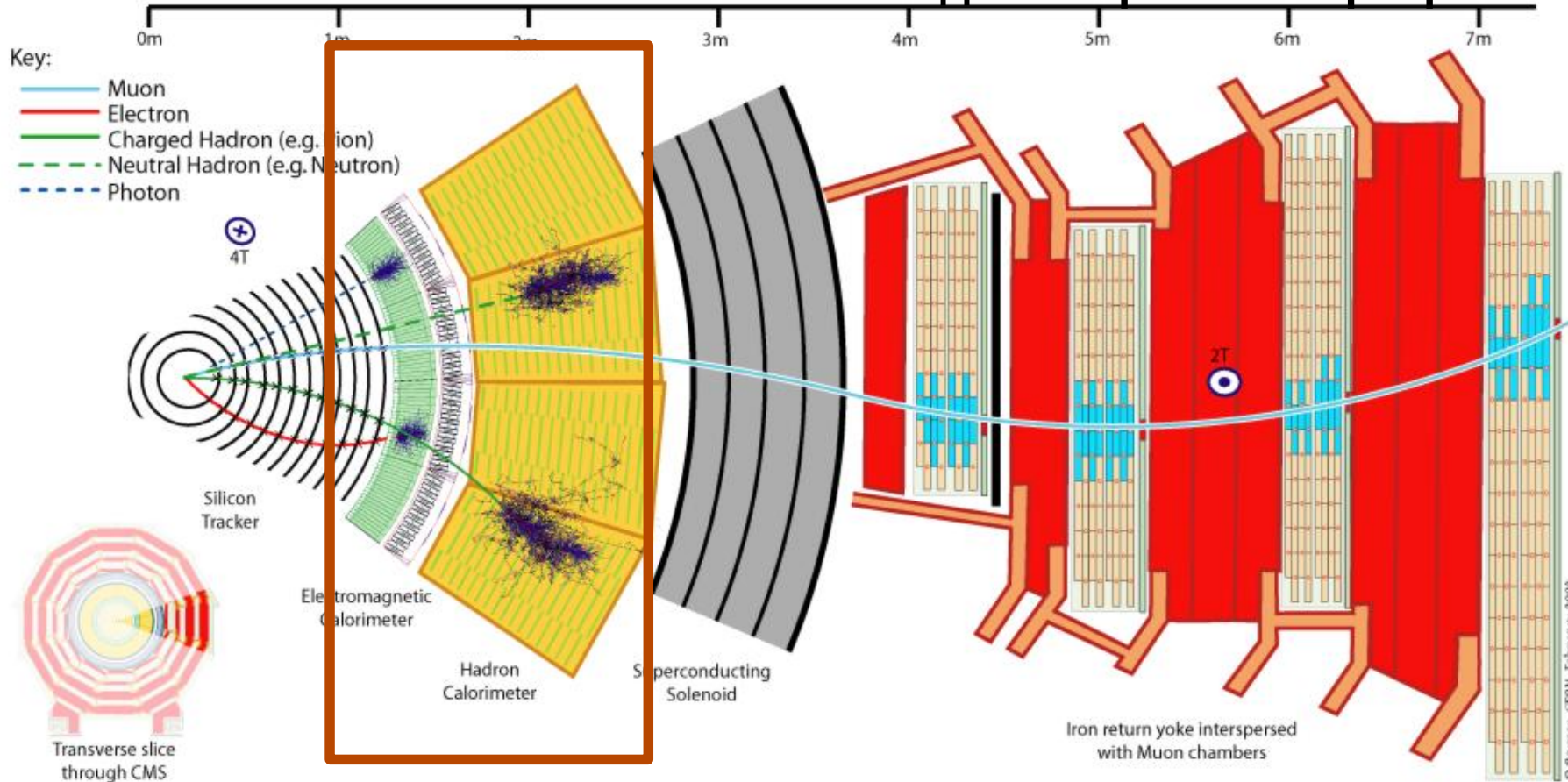


Организация типового детектора физики высоких энергий



Калориметры и детектирование частиц

Сегмент детектора CMS в разрезе



Характеристики частиц измеряются детекторами различных типов, работа которых основана на различных свойствах взаимодействия излучения с веществом

Фотоны, электроны, струи (глюонные и кварковые), потерянная энергия (нейтрино) детектируются при помощи калориметров

Электромагнитный и адронный калориметры

Лекция №2

- Ионизационные потери быстрых заряженных частиц
 - $-dE/dx$
- Энергетические потери электронов и позитронов
 - Потери на ионизацию
 - Потери на излучение
- Взаимодействие фотонов с веществом
 - Фотоэффект
 - Комптон-эффект
 - Рождение пар
- Взаимодействие частиц высоких энергий с веществом
 - Электромагнитные ливни
 - Адронные ливни
 - Организация типового детектора физики высоких энергий

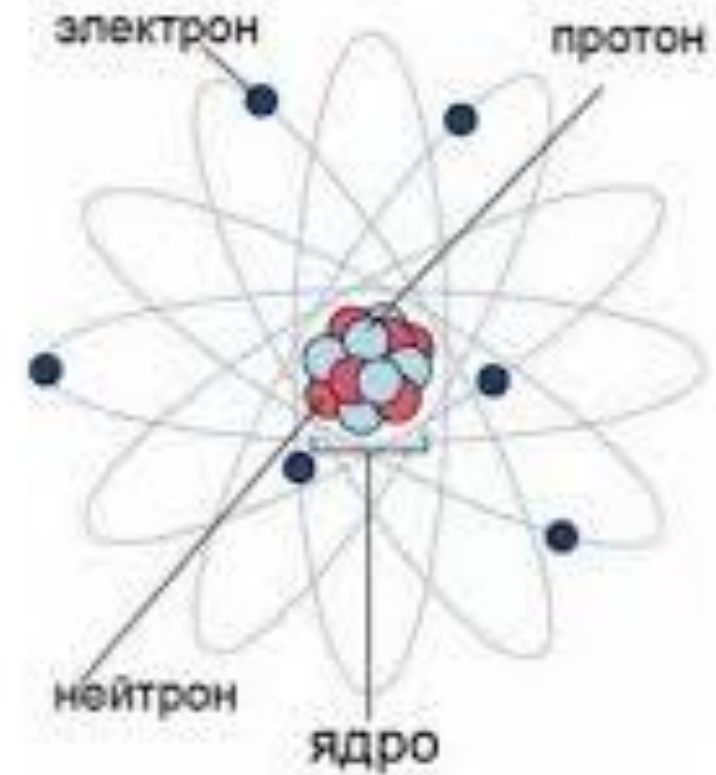
Лекция №3
**Взаимодействие
нейтронов и нейтрино с
веществом**

План Лекции №3

- Нейтроны
 - Свойства и классификация нейтронов
 - Открытие и свойства нейтрона
 - Классификация нейтронов по энергиям
 - Особенности взаимодействия нейтронов различных категорий
 - Замедление и диффузия нейтронов
 - Альbedo нейтронов
- Нейтрино
- Длина свободного пробега нейтральных частиц
- Защита от излучения различных видов
 - Заряженные частицы
 - Фотоны
 - Нейтроны

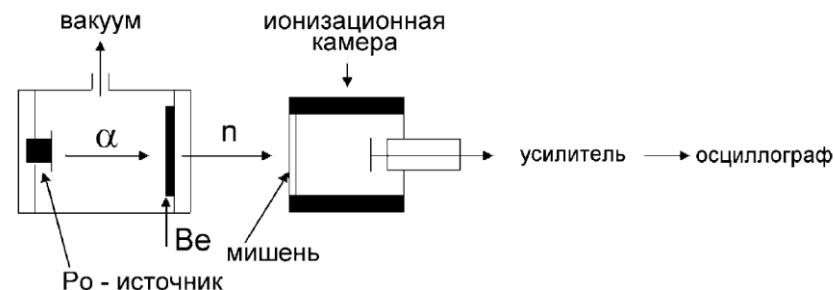
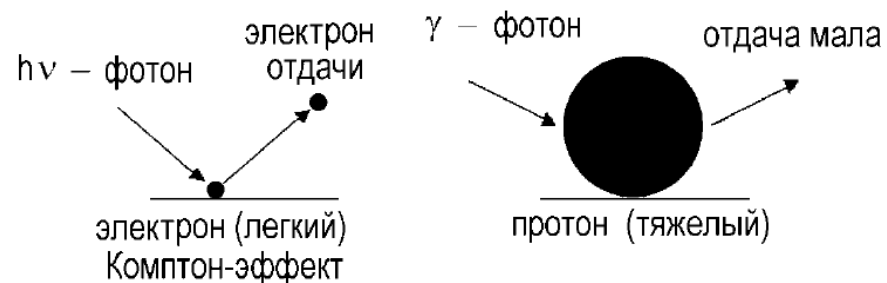
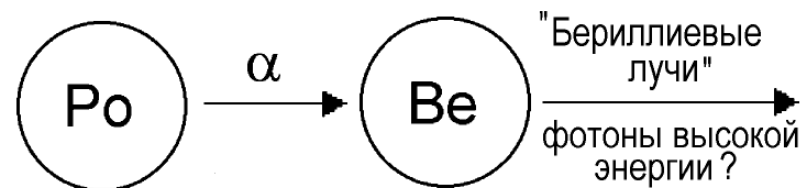
Нейтрон

- Нейтрон (1_0n) – **нестабильная в свободном состоянии частица**, которая вместе с **протоном** и **электроном** формирует окружающую нас материю.
 - Нейтроны наряду с протонами образуют **атомные ядра, в составе которых могут стать стабильны**.
- Взаимодействие нейтронов с протонами и между собой – **ключевой вопрос физики атомного ядра**.
- Процессы взаимодействия нейтронов с тяжелыми ядрами лежат в основе ядерной энергетики.



История открытия

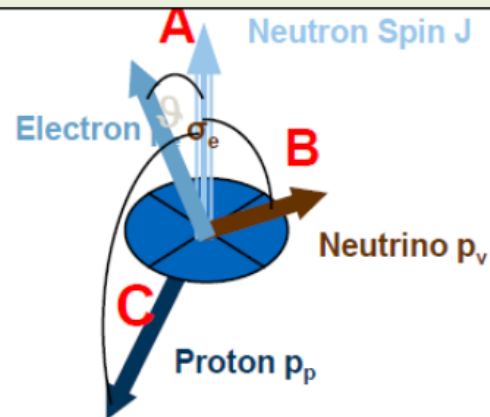
- 1930 году **Вальтер Боте** и **Ганс Беккер** обнаружили, что при бомбардировке ядер бериллия α -частицами вместо протонов возникает проникающее излучение, которое очень слабо поглощается свинцом и воздействует на счетчик Гейгера–Мюллера
- В 1932 году **Ирен Кюри** и **Фредерик Жолио** показали, что *бериллиевые лучи* обладают удивительным свойством выбивать быстрые протоны из водородсодержащих веществ, таких как, например, парафин.
 - Однако они объясняли это тем, что "электромагнитное излучение очень высокой частоты способно освобождать в водородсодержащих веществах протоны и придавать им высокие скорости"
- Нейтрон был открыт в 1932 г. английским физиком **Джеймсом Чедвиком** при облучении ядер бериллия α -частицами в Кавендишской (Резерфордской) лаборатории.
- В 1934 г. **Морис Гольдхабер** (сотрудник Чедвика) измерил массу нейтрона в реакции фоторасщепления дейтрона.



Прецизионные исследования распада нейтрона и поиск отклонений от Стандартной модели

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1+3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \quad \text{Jackson, Treiman, Wyld, Nucl. Phys. 4, 1957}$$

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\sigma_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$



$$A = -2 \frac{\lambda^2 + \lambda}{1 + 3\lambda^2}$$

-0.11958(21) 0.17%

$$B = 2 \frac{\lambda^2 - \lambda}{1 + 3\lambda^2}$$

0.9807(30) 0.3%

$$\lambda = g_A/g_V$$

-1.2757(5) 0.04%

$$a = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)}$$

-0.1049(13) 1.3%

$$D = 2 \cdot \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2}$$

-1.2 (2.0) × 10⁻⁴

Neutron lifetime

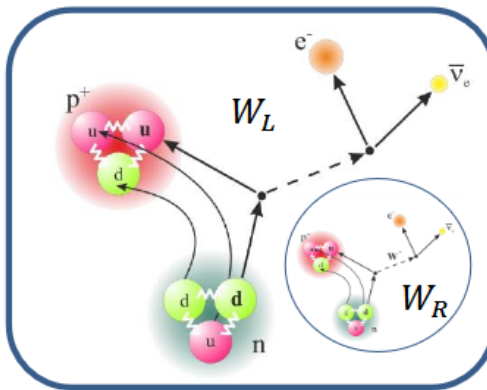
$$\tau^{-1} = G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) \frac{f^R m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

877.75 ± 0.35s 0.04%

Unitarity CKM

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

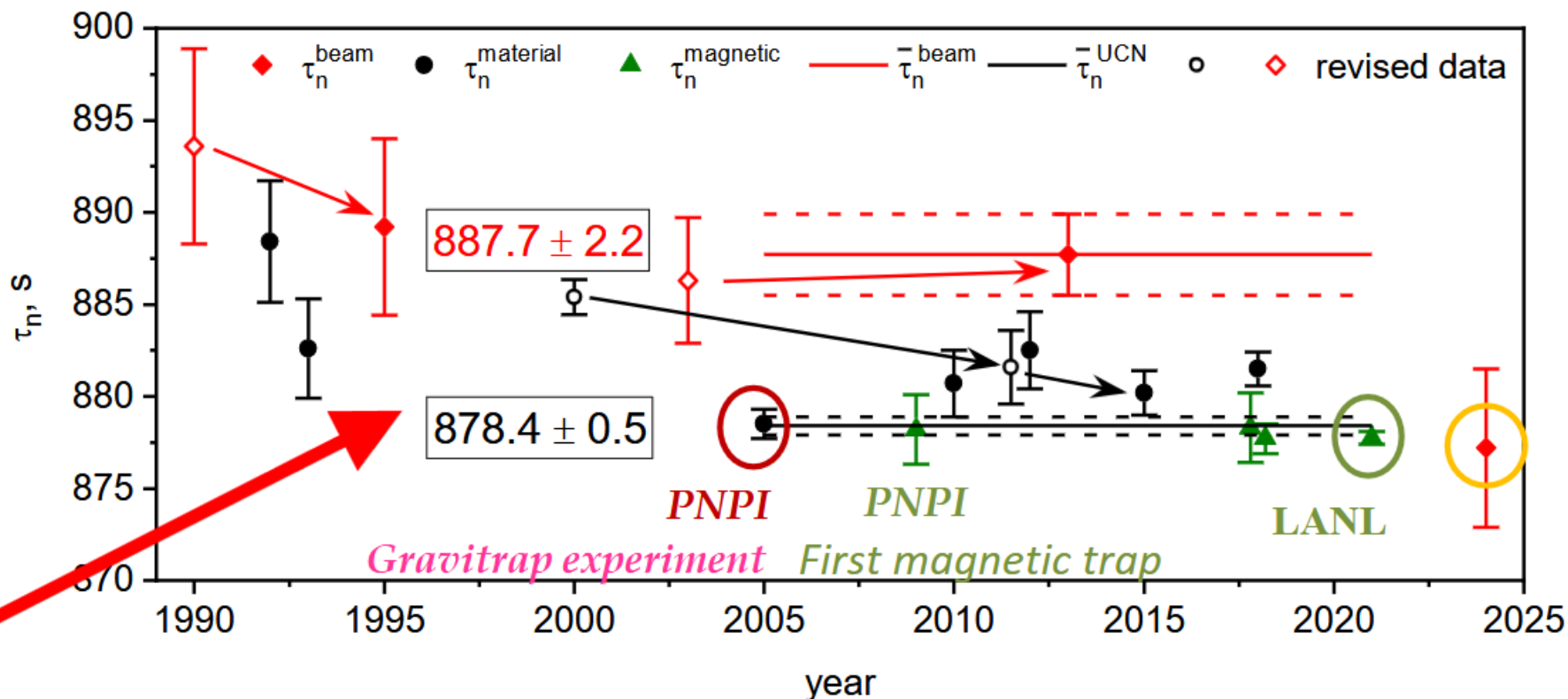
$$V_{ud}^{unit} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0.97452(18).4$$



Повышение точности измерений и тенденции изменения времени жизни нейтрона

Время жизни нейтрона

Результаты ПИЯФ в 2005 году радикально изменили значение времени жизни нейтрона.



Результат ПИЯФ с гравитационной ловушкой, который был далее подтвержден экспериментами ПИЯФ и LANL с магнитным хранением.

Методы получения нейтронов

- Изотопные источники
 - Распадные (^{252}Cf)
 - (α, n) на легких ядрах, например $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$
 - $d(\gamma, n)p$ и $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$
- Ядерные реакторы
 - Непрерывные
 - Импульсные (механические и ускоритель-бустер)
- Ядерные реакции
 - Нейтронные генераторы: $t(d, n)^4\text{He}$ и $d(d, n)^3\text{He}$
 - Фотоядерные реакции: (γ, xn) от тормозного излучения электронов, падающих на мишень из тяжелых ядер.
 - Реакции на ускорителях
 - $^9\text{Be}(p, n)^9\text{B}$, $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$
 - Источники быстрых нейтронов высокой интенсивности можно получить при использовании **реакции развала дейтронов средних энергий** ($\sim 20\text{-}50$ МэВ) на легких ядрах.
 - Реакции скалывания (**pHg- и pU-реакции при энергиях > 1 ГэВ**)

В настоящее время все источники нейтронов искусственного происхождения

Классификация нейтронов

- Из-за отсутствия электрического отталкивания между нейтроном и атомным ядром, нейтрон-ядерные реакции возможны при любых энергиях, но то, какой из возможных процессов будет в таких реакциях доминирующим, зависит от энергии нейтрона.
- Обычно нейтроны группируют по их кинетическим энергиям, и границы этих групп определяются наиболее вероятными процессами, происходящими при нейтрон-ядерном взаимодействии

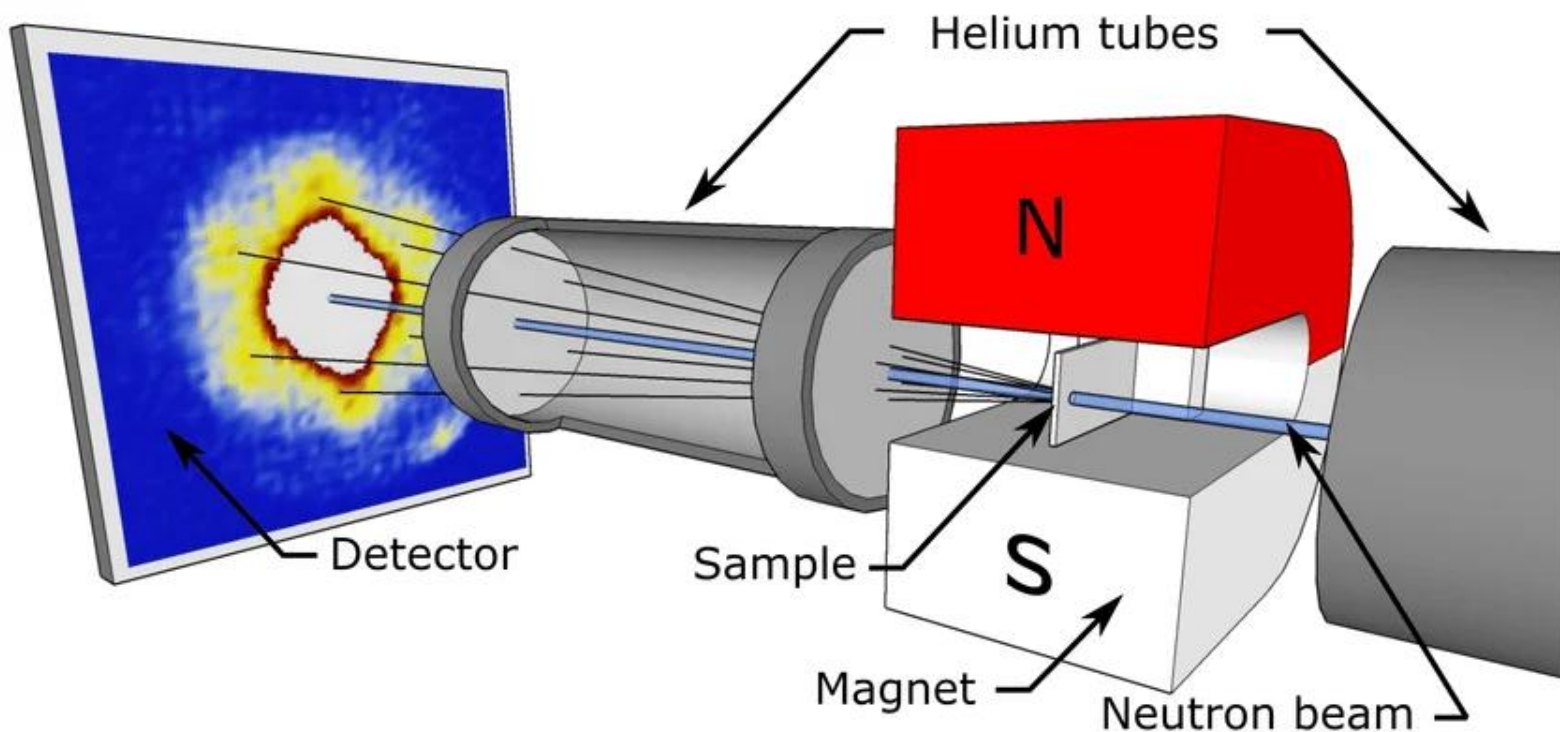
$$\lambda_n = \frac{h}{p_n} = 2\pi \frac{\hbar c}{p_n c} = \frac{2\pi \hbar c}{\sqrt{T_n^2 + 2T_n m_n c^2}} \approx \frac{28,6}{\sqrt{T_n}},$$

Энергетическая группа		Диапазон энергий T_n , эВ	Длина волны λ_n
Медленные	Ультрахолодные	$< 3 \cdot 10^{-7}$	$> 500 \text{ \AA}$
	Холодные	$3 \cdot 10^{-7} - 0,025$	$1,8 - 500 \text{ \AA}$
	Тепловые	$0,025 - 0,5$	$0,4 - 1,8 \text{ \AA}$
	Резонансные	$0,5 - 10^3$	$0,01 - 0,4 \text{ \AA}$
	Промежуточные	$10^3 - 100 \cdot 10^3$	$100 - 1000 \text{ ФМ}$
Быстрые		$> 100 \cdot 10^3$	$< 100 \text{ ФМ}$

Ультрахолодные нейтроны (УХН)

- Свободные нейтроны с очень низкой кинетической энергией, **до сотен нЭВ**.
- Такая низкая энергия приводит к очень большой **длине волн де Бройля у этих нейтронов, около 50 нм**, что в сотни раз больше размера атома.
- Если такой нейтрон столкнётся со стенкой, состоящей из атомов, то он одновременно будет взаимодействовать примерно с десятью тысячами ядер по всей своей «площади».
- Таким образом, столкновения с хаотично движущимися отдельными атомами усреднятся и приведут к упругому отражению нейтрона от стенки, несмотря на то что энергия теплового движения атомов при температуре около 300°K в сотни тысяч раз больше энергии ультрахолодного нейтрона.
 - **Используются для изучения фундаментальных свойств нейтрона**

Холодные нейтроны

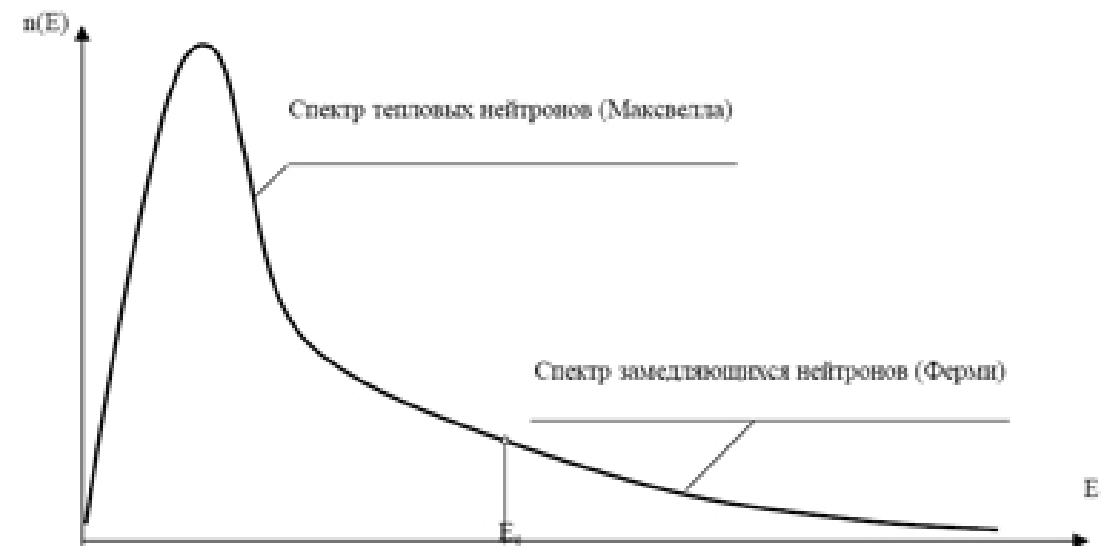


- Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 0,025 эВ.
- Длина волны холодного нейтрона больше межатомных расстояний (несколько ангстрем).
- **Холодные нейтроны используются в экспериментах по дифракции, в которых определяется атомная структура материала.**

Тепловые нейтроны

$$f(v) = \left[\frac{m}{2\pi k_B T} \right]^{3/2} 4\pi v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right).$$

- Тепловые нейтроны находятся в тепловом равновесии с атомами среды.
- **Средние энергии — сотые доли электронвольта.**
- Часто в качестве характерной энергии теплового нейтрона указывают величину 0,025 эВ, полученную из соотношения $E_{therm} = kT$, где k — постоянная Больцмана, для абсолютной температуры $T \approx 300^\circ$, т. е. комнатной температуры.
- **Распределение Максвелла**
 - Наиболее вероятная скорость — около **2200 м/с**.
- Основные механизмы
 - Потенциальное рассеяние (замедление на лёгких элементах: H, C, O)
 - Радиационный захват (n, γ)-реакция



Тепловые нейтроны

1 барн = 10^{-24} см²

Таблица 1. Сечения неупругого взаимодействия тепловых нейтронов для различных ядер

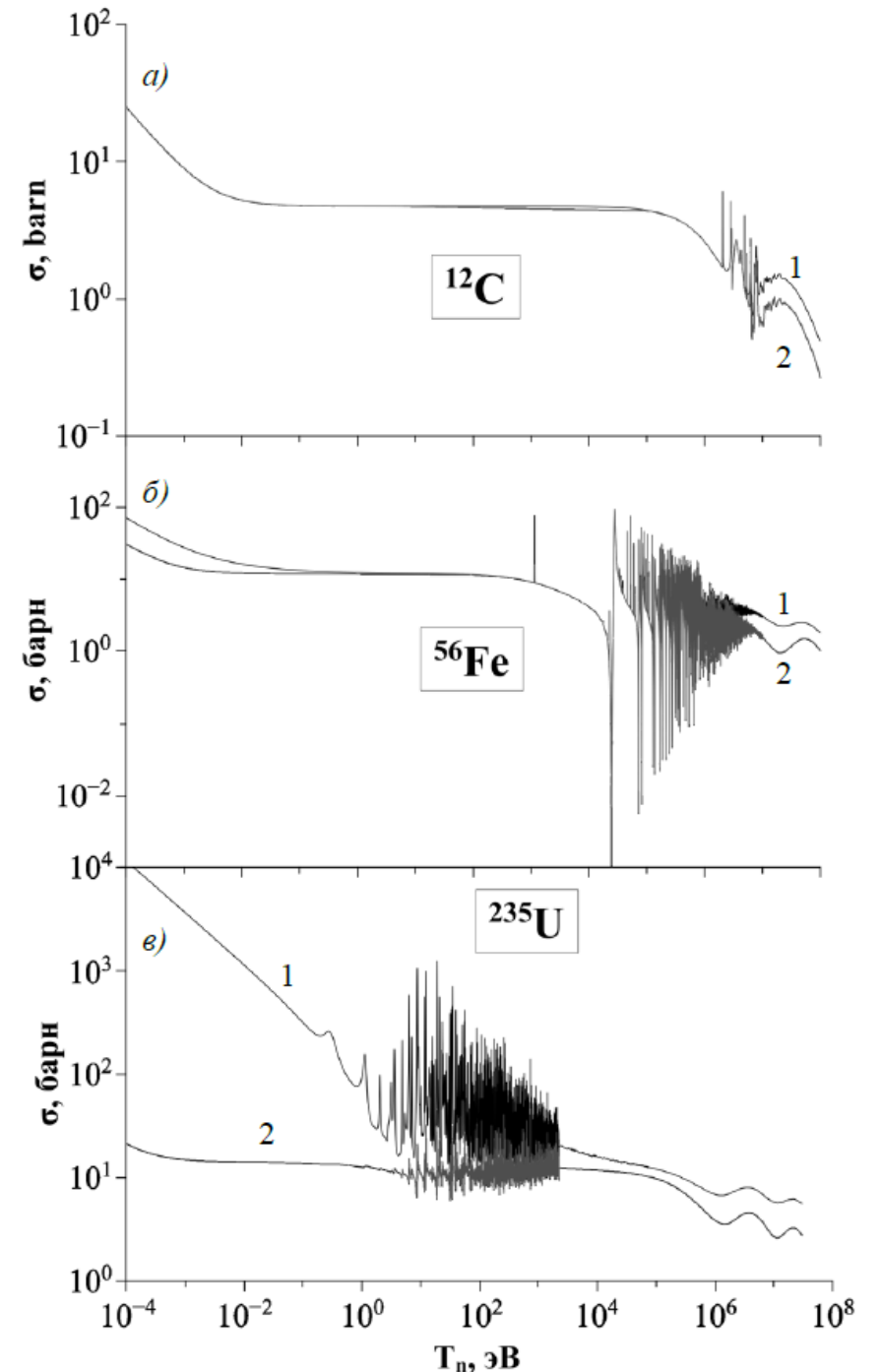
Ядро	Сечение (барн)	Ядро	Сечение (барн)
⁹ Be	$[8,77 \pm 0,35] \times 10^{-3}$	⁸⁴ Kr	0,111 ± 0,015
¹⁰ B	0,5 ± 0,1	⁸⁸ Zr	$[8,61 \pm 0,69] \times 10^5$
¹⁴ N	$[79,8 \pm 1,4] \times 10^{-3}$	¹⁰³ Rh	145 ± 2
¹⁵ N	$[0,024 \pm 0,008] \times 10^{-3}$	¹¹³ Cd	$[2,06 \pm 0,04] \times 10^4$
¹⁶ O	$[0,19 \pm 0,019] \times 10^{-3}$	¹¹⁴ Cd	0,34 ± 0,02
²⁰ Ne	$[37 \pm 4] \times 10^{-3}$	¹³⁵ Xe	$2,65 \times 10^6$
²¹ Ne	0,666 ± 0,110	¹³⁶ Xe	1×10^3
²⁸ Si	$[177 \pm 5] \times 10^{-3}$	¹⁴⁹ Sm	$[4,014 \pm 0,06] \times 10^4$
⁴⁰ Ar	0,660 ± 0,01	¹⁵⁷ Gd	$[2,54 \pm 0,008] \times 10^5$
⁴⁰ Ca	0,41 ± 0,02	¹⁵⁹ Tb	23,3 ± 0,4
⁵⁶ Fe	2,59 ± 0,14	²⁰⁸ Pb	$[0,23 \pm 0,03] \times 10^{-3}$
⁵⁹ Co	37,18 ± 0,06	²⁰⁹ Bi	0,0338 ± 0,0007
⁵⁸ Ni	4,5 ± 0,2	²³² Th	7,35 ± 0,03
⁶³ Cu	4,52 ± 0,02	²³⁸ U	2,68 ± 0,019

Резонансные нейтроны

- **Нейтроны с энергиями от ≈ 1 эВ до 10 кэВ** называют резонансными, потому что в этой области для средних и тяжёлых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частокол резонансов, которые соответствуют возбуждению отдельных уровней ядра-продукта.
- Множественные (n, γ)-реакции

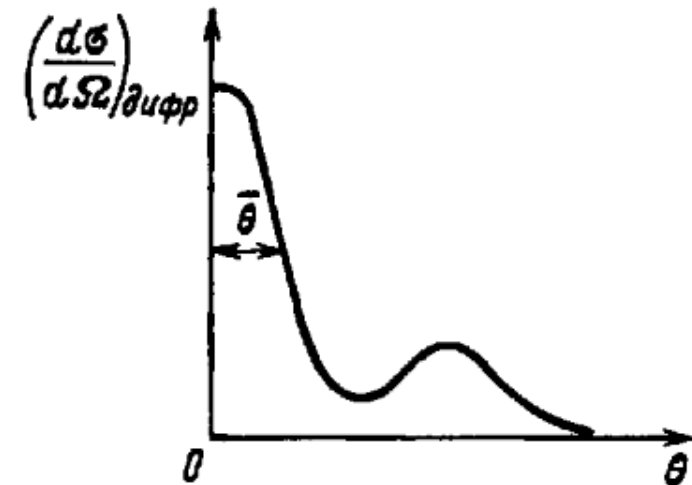
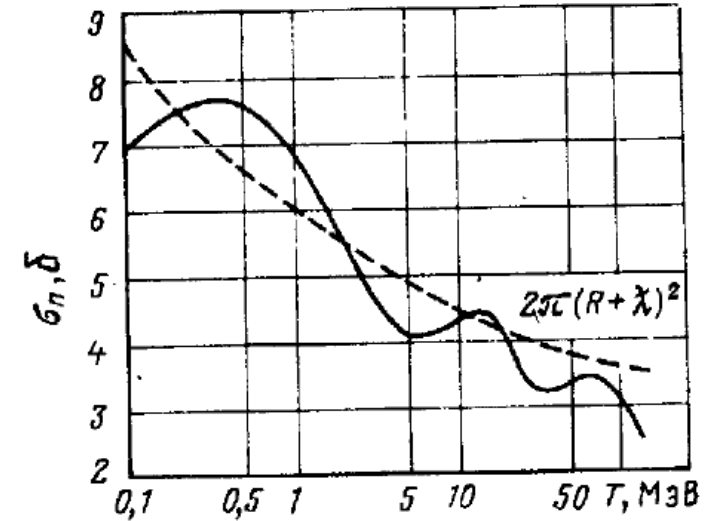
Промежуточные нейтроны

- **Нейтроны с энергиями от 10 кэВ до 0,1 МэВ** называют промежуточными.
 - Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны.
- В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются лёгкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии.

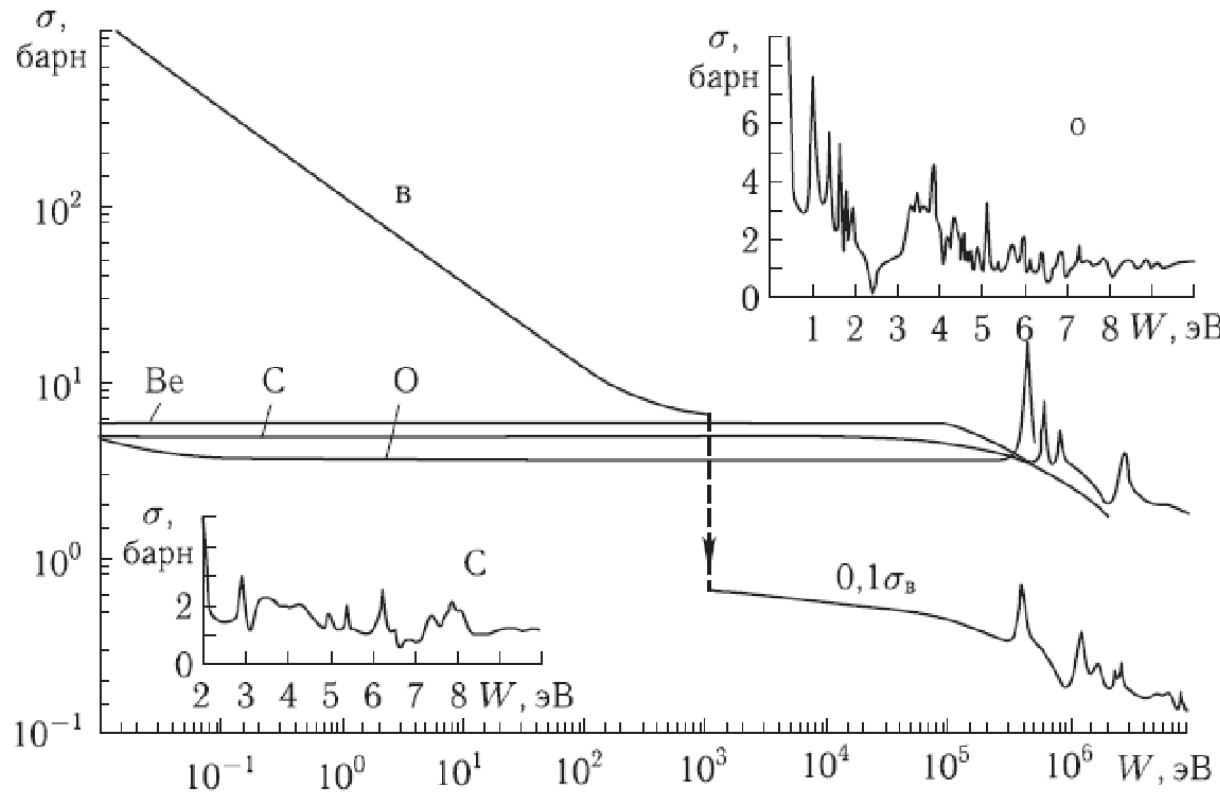


Быстрые нейтроны

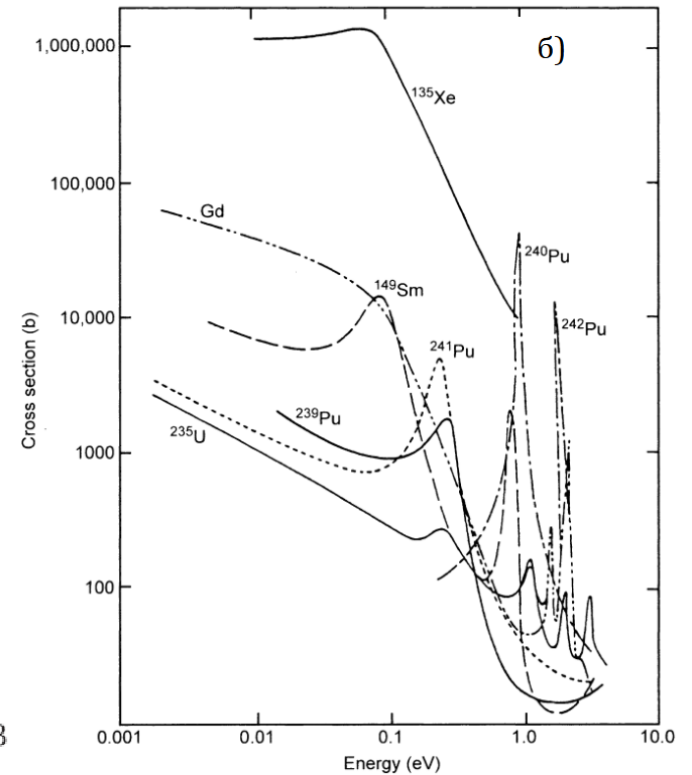
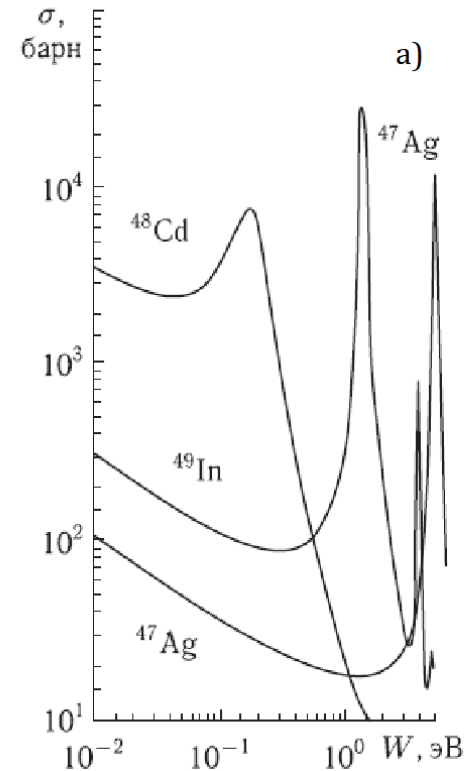
- Сечения взаимодействия таких нейтронов с ядрами уже намного меньше, чем для медленных нейтронов.
- Прикладное значение быстрых нейтронов обусловлено тем, что часто источником нейтронов является ядерные реакции, порождающие нейтроны с энергиями больше 1 МэВ.
- Полное сечение в этой области $\sigma_{tot} \approx 2\pi(R + \lambda_n)^2$
 - R — радиус ядра, λ_n — приведённая де-Бройлевская длина волны нейтронов.
- В быстрой области де-Бройлевская длина волны нейтрона λ_n сопоставима с радиусом ядра.
 - При таких энергиях зависимости дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния в системе центра масс (СЦМ) подобны дифракционной картине с главным максимумом при $\vartheta = 0^\circ$ и побочными максимумами при ϑ порядка нескольких десятков градусов.



Сечения взаимодействия



Зависимость полных нейтронных сечений бериллия, бора, углерода и кислорода от энергии



Зависимость полного сечения (а) и сечения неупругого взаимодействия (б) нейтронов от энергии нейтронов

- Сечение взаимодействия нейтронов с атомными ядрами существенно существенно меняется при переходе от ядра к ядру (зависит от изотопа)
- Чем больше скорость нейтрона, тем меньше время он проводит в ядре, и, следовательно, меньше вероятность взаимодействия. Поэтому для многих ядер справедлив закон $1/v$.

Механизмы передачи энергии веществу

- Быстрые нейтроны → реакции: (n,n) , (n,n') , $(n,2n)$, (n,p) , (n,α)
- >10 кэВ → реакции: (n,n) , (n,n')
- Доли эВ – 10 кэВ → рассеяние и замедление, (n,γ) -реакции
- Тепловые нейтроны → разогрев вещества, (n,γ) -реакции

Типы нейтронных реакций и их сечения

Тип реакции	Сечение реакции
Реакционный захват (n, γ)	Идет на всех ядрах. Сечение для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^4 барн ($^{135}_{54}\text{Xe}$); для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговая реакция. Сечение по порядку величины несколько барн
(n, p)	Наиболее важные реакции: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0,76 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 5400 \text{ барн}$; $n + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 1,75 \text{ барн}$
(n, α)	Наиболее важные реакции: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 945 \text{ барн}$; $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$
$(n, 2n)$	Пороговая реакция. Порог $\approx 10 \div 15 \text{ МэВ}$. Сечение несколько десятых барна
(n, f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение мало, исключая отдельные случаи — $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и др.

Замедление нейтронов

- Процесс замедления нейтронов происходит в основном при упругих рассеяниях нейтронов на ядрах замедлителя.
- Рассмотрим общий случай замедления на ядре A
 - Эффективнее всего нейтрон передает энергию ядрам с малым A
 - При упругом рассеянии на водороде в предельном случае нейтрон может полностью остановиться

Законы сохранения

$$\begin{aligned} T_n &= T_{n'} + T_A, \\ p_n &= p_{n'} + p_A. \end{aligned}$$

$$\Rightarrow p_{n'}^2 = p_n^2 + p_A^2 - 2p_n p_A \cos\varphi.$$

$$\begin{aligned} p_n^2 &= 2T_n m_n, & \alpha &= \frac{4m_n M_A}{(m_n + M_A)^2} \approx \frac{4A}{(1 + A)^2} \\ T_A &= \alpha T_n \cos^2\varphi, \end{aligned}$$

Для расчётов используется величина ξ – средняя логарифмическая потеря на одно столкновение. Её можно рассчитать по приближенной формуле:

$$\xi = \ln\left(\frac{\bar{T}_n}{\bar{T}_{n'}}\right),$$

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\frac{A-1}{A+1} \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}.$$

Справедливо при $A > 12$

Замедление нейтронов

$$\beta = \frac{\ln\left(\frac{T_i}{T_f}\right)}{\xi}$$

- Среднее количество соударений, необходимое чтобы замедлить нейтрон до некоторой энергии T_f
- С увеличением массового числа уменьшается ξ и увеличивается β .
- Поэтому в качестве замедлителей в ядерных реакторах используются лёгкие элементы.
 - Проще всего использовать воду, содержащую 2 атома водорода и атом кислорода. Обычная вода поглощает нейтроны
 - Тяжелая вода (D_2O) практически не поглощает нейтронов, что даёт возможность использовать в качестве ядерного топлива природный уран в реакторах с тяжеловодным замедлителем.
 - Дорого

$$\beta = \left(\frac{A}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{18A}\right) \ln\left(\frac{T_i}{T_f}\right)$$

Элемент	A	ξ	β (2 МэВ – 0,025 эВ)
Водород	1	1	18
Гелий	4	0,425	43
Бериллий	9	0,209	86
Углерод	12	0,158	114
Кислород	16	0,120	150
Уран	238	0,00838	2172

Характер замедления изменяется, когда нейтрон достигает энергии, соответствующей тепловому движению. На изменение энергии начинает влиять тепловое движение вещества. В результате устанавливается тепловое равновесие между нейтронами и средой. Этот процесс называется термализацией.

Диффузия нейтронов

- Мерой смещения нейтронов в процессе замедления является длина замедления, обозначаемая через \sqrt{t} .
- Величина t называется возрастом нейтронов
 - $1/6$ среднего квадрата смещения нейтрона по прямой при замедлении
- Движение тепловых нейтронов можно описать как диффузию в веществе
- Хороший замедлитель, у которого $L^2 \gg t$, потому что нейтроны не будут успевать поглощаться.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \Delta \rho - \frac{\rho}{t_{\text{захв}}} + q.$$

Здесь $\rho(r, t)$ – средняя плотность тепловых нейтронов, D – коэффициент диффузии, $t_{\text{захв}}$ – среднее время жизни тепловых нейтронов до захвата, q – плотность источников тепловых нейтронов. Коэффициент диффузии может быть рассчитан по следующей формуле:

$$D = \frac{\lambda_s v}{3},$$

где λ_s – средний свободный путь нейтронов.

Мерой смещения тепловых нейтронов в процессе диффузии является длина диффузии:

$$L = \sqrt{\frac{1}{6} r_d^2} = \sqrt{D t_{\text{захв}}} = \lambda_s \sqrt{\frac{N}{3}},$$

где r_d^2 – среднеквадратичное смещение теплового нейтрона от места рождения до места захвата.

Таблица 3. Возраст и длина диффузии используемых замедлителей [2]

Замедлитель	t , см ²	L , см	Сечение захвата тепловых нейтронов, барн
H ₂ O	30,2±1,5	2,767±0,008	0,332±0,002
D ₂ O	120	116±4	[0,46±0,10]×10 ⁴
Be	97,2	20,8±0,5	[10±1]×10 ⁻³
C (графит)	350	51±3	[3,8±0,04]×10 ⁻³

Альbedo нейтронов

- **Альbedo нейтронов** — вероятность отражения нейтронов в результате многократного рассеяния в среде. Понятием альbedo нейтронов широко пользуются в теории диффузии нейтронов.
 - При наличии двух сред нейтроны, попавшие из 1-й среды во 2-ю, могут в процессе диффузии из 2-й среды снова вернуться в 1-ю среду.
 - Вероятность такого события характеризует способность 2-й среды отражать нейтроны, она называется альbedo нейтронов для 2-й среды.
 - Альbedo, тем выше, чем больше сечение рассеяния и меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды.
 - Альbedo воды 0,8, вода отражает 80% нейтронов
- Расчет распределений и дозы полученной от нейтронов весьма сложен
 - Сейчас для этого широко используется метод статистического моделирования (метод Монте-Карло)
 - Программные пакеты MCNP, Fluka

Доза в органе или ткани

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int D^* dm,$$

$$H_{T,R} = W_R * D_{T,R},$$

- Поглощенная доза (Гр=Дж/кг) — основная физическая дозиметрическая величина, не полностью отвечает целям радиационной защиты, поскольку **степень повреждения тканей тела человека различна для различных видов ионизирующих излучений.**
- Доза в органе или ткани (D_T) - *средняя поглощенная доза в определенном органе или ткани человеческого тела*
 - m_m - масса органа или ткани; D - поглощенная доза в элементе массы dm .
- Доза эквивалентная ($H_{T,R}$) - поглощенная доза в органе или ткани, умноженная на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного вида излучения, W_R .
 - В системе СИ единицей измерения эквивалентной дозы является Джоуль на килограмм.
 - Она имеет специальное наименование **зиверт (Зв).**

W_R

Фотоны (кванты) любых энергий	1	
Электроны, β^- , β^+ и мюоны любых энергий ^b	1	
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5	
	от 10 кэВ до 100 кэВ	10
	от 100 кэВ до 2 МэВ	20
	от 2 МэВ до 20 МэВ	10
	более 20 МэВ	5
Протоны с энергией более 2 МэВ, кроме протонов отдачи	5	
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20	

Нейтрино

- Еще одной частицей, которая возникает в процессах слабого взаимодействия и может взаимодействовать с веществом является нейтрино
 - Нейтрино участвует только в слабом и гравитационном взаимодействиях.
 - Сечение взаимодействия чрезвычайно мало: от 10^{-34} до 10^{-43} см^2 (зависит от энергии).
 - Пробег нейтрино с энергией ~ 1 МэВ в твёрдой среде составляет $\approx 10^{13}$ км.
- Основные реакции взаимодействия нейтрино (ν_l) с веществом
 - Рассеяние на электроне: $e + \nu_l \rightarrow e' + \nu_l'$.
 - Рождение адронов с заряженным током: $\nu_l + N \rightarrow l + \text{адроны}$.
 - Рождение адронов с нейтральным током: $\nu_l + N \rightarrow \nu_l' + \text{адроны}$.
- Сечение взаимодействия растет с энергией нейтрино
- Эти частицы безопасны

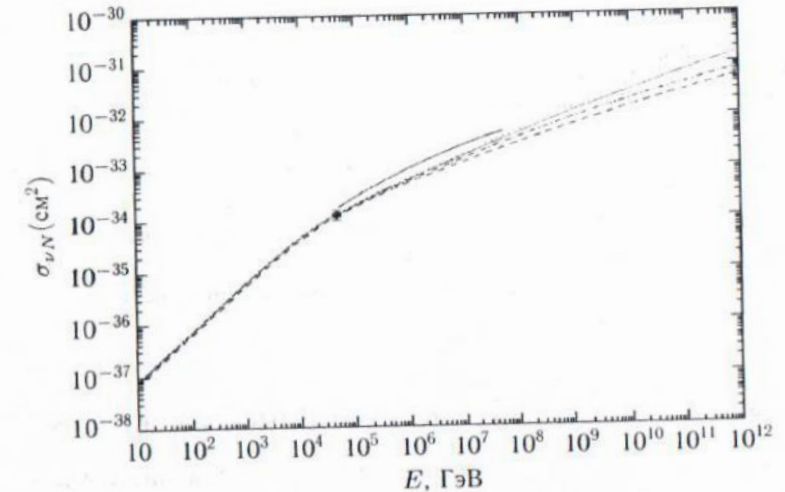


Рис. 3.7.1. Сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами вещества посредством заряженных токов. Различные линии соответствуют различным моделям распределения партонных (кварков и глюонов) в ядре

Источники нейтрино

1. Космические (4 подтипа):

- Реликтовые (температура ~ 2 К, от Большого взрыва).
- Звёздные и от сверхновых (энергии до десятков МэВ).
- Образующиеся при взаимодействии космических лучей с ядрами и реликтовыми фотонами (π - и K -мезоны \rightarrow нейтрино до 10^{21} эВ и выше).
- Атмосферные (от распада пионов и мюонов, возникающих при попадании протонов в атмосферу Земли).

2. Естественные земные (бета-распад радионуклидов).

3. Искусственные (реакторные антинейтрино, ускорительные нейтрино).

Задача

2.10.14. Какова длина свободного пробега L падающей на поглотитель частицы в следующих случаях:

1) Поглощение тепловых нейтронов (их кинетическая энергия $\approx 0,025$ эВ) кадмием. Плотность кадмия $\rho_{\text{Cd}} = 8,6$ г/см². Эффективное сечение поглощения $\sigma_{\text{Cd}} = 2500$ барн/атом.

2) Поглощение фотонов в свинце ($\rho_{\text{Pb}} = 11,3$ г/см², $\sigma_{\text{Pb}} = 15,7$ барн/атом).

3) Поглощение антинейтрино от ядерного реактора в Земле ($\rho_{\text{З}} = 5$ г/см², $\sigma_{\text{З}} \approx 10^{-19}$ барн/(электрон или нуклон)). Полагаем $(Z/A)_{\text{З}} \approx 0,5$.

Нейтроны

1) **Тепловые нейтроны в кадмии.** Имеем $n_{\text{Cd}} = \rho_{\text{Cd}} \frac{N_A}{A_{\text{Cd}}}$, где N_A — число Авогадро ($6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹), а A_{Cd} — атомная масса кадмия (112,40 г/моль). Получаем

$$\begin{aligned} L_{n,\text{Cd}} &= \frac{1}{n_{\text{Cd}} \sigma_{\text{Cd}}} = \frac{A_{\text{Cd}}}{\rho_{\text{Cd}} \sigma_{\text{Cd}} N_A} = \\ &= \frac{112,40 \text{ г/моль}}{8,6 \text{ г/см}^3 \cdot 2500 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 8,7 \cdot 10^{-3} \text{ см.} \end{aligned}$$

ФОТОНЫ

2) **ФОТОНЫ В СВИНЦЕ.** Полагаем $A_{\text{Pb}} = 207,19$ г/моль. Имеем

$$L_{\gamma, \text{Pb}} = \frac{1}{n_{\text{Pb}} \sigma_{\text{Pb}}} = \frac{A_{\text{Pb}}}{\rho_{\text{Pb}} \sigma_{\text{Pb}} N_{\text{Pb}}} =$$
$$= \frac{207,19 \text{ г/моль}}{11,3 \text{ г/см}^3 \cdot 15,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 1,9 \text{ см.}$$

Нейтрино

3) **Антинейтрино в Земле.** Имеем для концентрации электронов и нуклонов в Земле $n_3 = (Z_3 + A_3) \left(\frac{\rho_3 N_A}{A_3(\text{г/моль})} \right) = 1,5(\text{г/моль})^{-1} \cdot \rho_3 N_A$. Получаем

$$\begin{aligned} L_{\bar{\nu},3} &= \frac{1}{n_3 \sigma_3} = \frac{1}{1,5 \cdot \rho_3 \sigma_3 N_A} = \\ &= \frac{1}{1,5(\text{г/моль})^{-1} \cdot 5 \text{ г/см}^3 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} \approx \\ &\approx 2,2 \cdot 10^{16} \text{ м} = 2,2 \cdot 10^{13} \text{ км}. \end{aligned}$$

Это в $1,75 \cdot 10^9$ раз больше диаметра Земли.

Радиационная защита

- **Радиационная защита** — комплекс мероприятий, направленный на защиту живых организмов от ионизирующего излучения, а также, изыскание способов ослабления поражающего действия ионизирующих излучений
- Основными способами защиты от ионизирующих излучений являются:
 - **защита расстоянием;**
 - **защита временем;**
 - **защита экранированием:**
 - от альфа-излучения — лист бумаги, резиновые перчатки, респиратор;
 - от бета-излучения — плексиглас, тонкий слой алюминия, стекло, противогаз;
 - от гамма-излучения — тяжёлые металлы (вольфрам, свинец, сталь); гамма-излучение поглощается тем эффективнее, чем больше атомный номер вещества, поэтому, например, свинец эффективнее железа.
 - от нейтронов — вода, полиэтилен, другие полимеры, бетон; по закону сохранения энергии, нейтроны эффективно рассеивают энергию на лёгких ядрах, поэтому слой воды или полиэтилена для защиты от нейтронов будет гораздо эффективнее, чем той же толщины броневой стали;
 - **химическая защита** — это ослабление результата воздействия излучения на организм при условии введения в него химических веществ, называемых радиопротекторами.

Лекция №3

- Нейтроны
 - Свойства и классификация нейтронов
 - Открытие и свойства нейтрона
 - Классификация нейтронов по энергиям
 - Особенности взаимодействия нейтронов различных категорий
 - Замедление и диффузия нейтронов
 - Альбеда нейтронов
- Нейтрино
- Длина свободного пробега нейтральных частиц
- Защита от излучения различных видов
 - Заряженные частицы
 - Фотоны
 - Нейтроны

