



**Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»**

Институт ядерной физики и технологий

Лаборатория экспериментальной ядерной физики

<http://enpl.mephi.ru/>

А.И. Болоздыня

Экспериментальная ядерная физика

Лекция №5

Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Лекция №5

Взаимодействие заряженных частиц с веществом

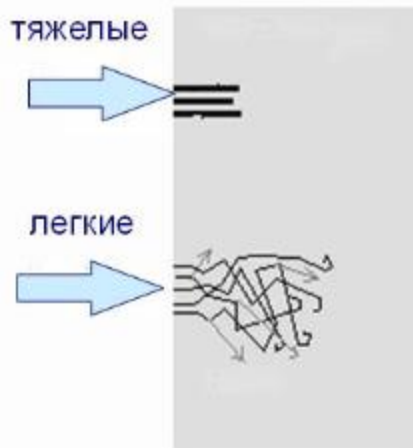
1. Введение
2. Взаимодействие тяжёлых заряженных частиц с веществом
3. Взаимодействие электронов с веществом
4. Взаимодействие мюонов с веществом
5. Использование пучков заряженных частиц

1. Введение

Charged Particulate Radiations

Heavy charged particles
(characteristic distance $\cong 10^{-5}$ m)

Fast electrons
(characteristic distance $\cong 10^{-3}$ m)

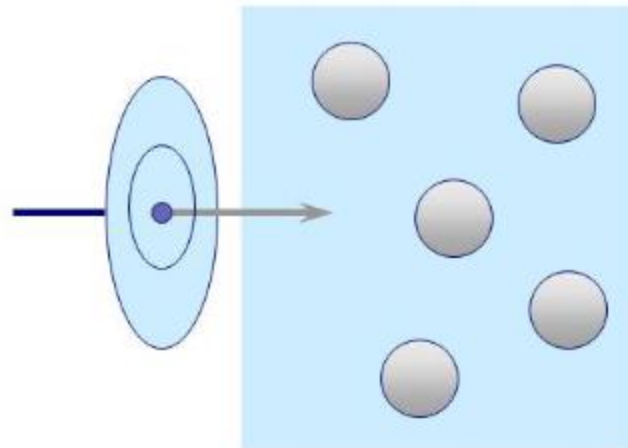


Макроскопически

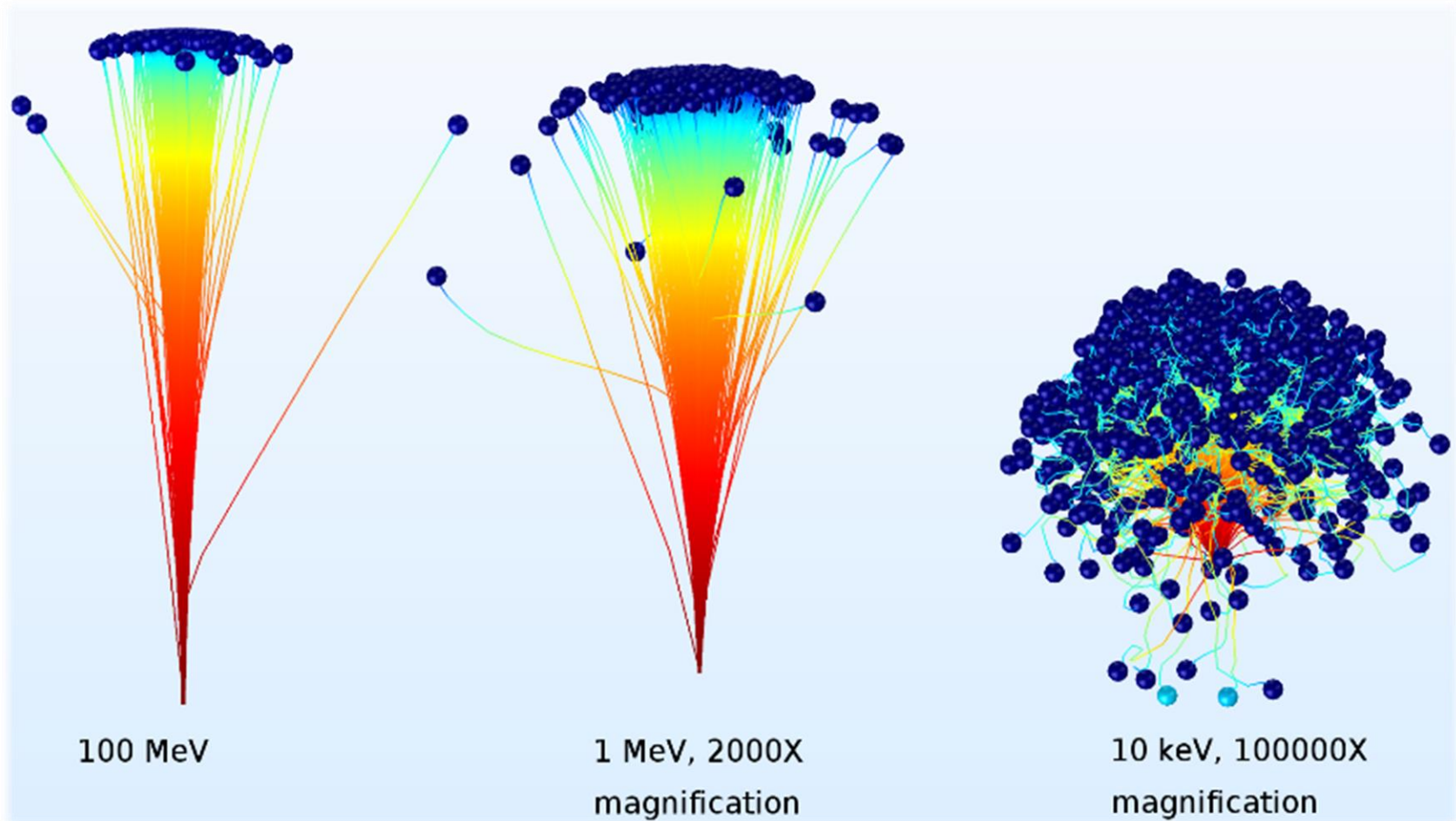
Uncharged Radiations

Neutrons
(characteristic length $\cong 10^{-1}$ m)

X-rays and gamma rays
(characteristic length $\cong 10^{-1}$ m)



Микроскопически



Чем больше начальная кинетическая энергия ионов, тем большую роль в их взаимодействии с твердыми материалами играет потеря энергии на ионизацию и тем меньшую — стохастические взаимодействия с ядрами. В результате ионы с высокой энергией движутся практически по прямой, а ионы с низкой энергией — более хаотично.

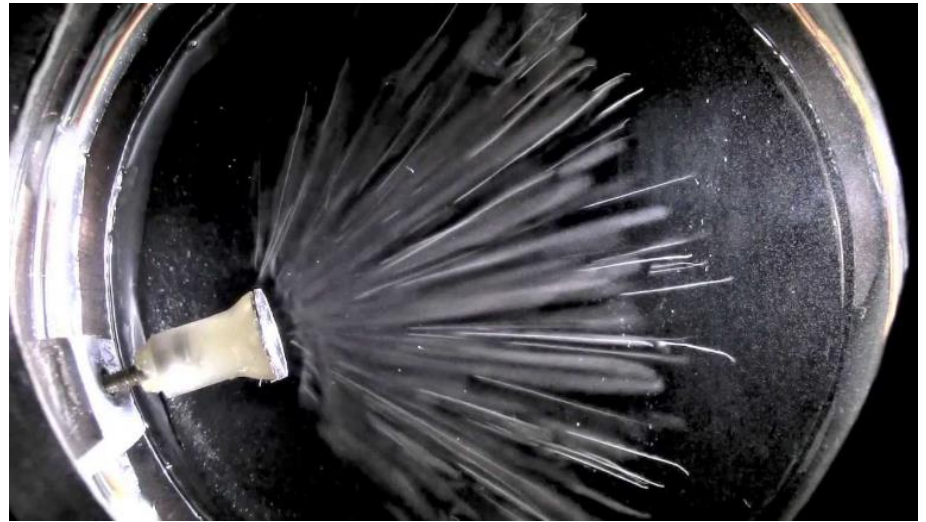
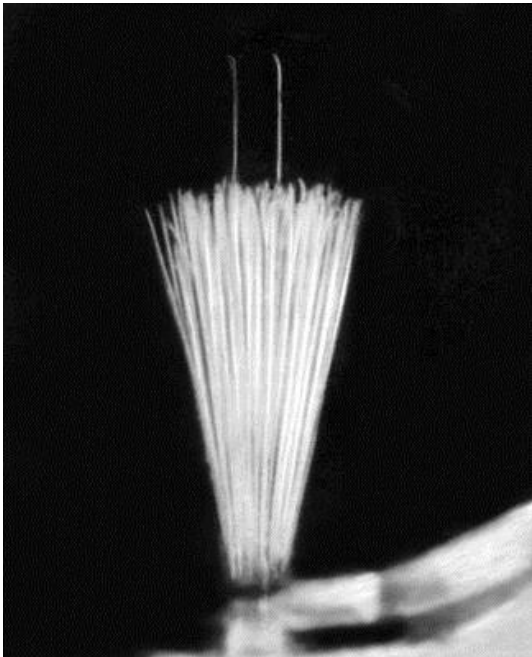
2. Взаимодействие тяжёлых заряженных частиц с веществом

Тяжёлые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов.

Из законов сохранения можно получить, что при столкновении с электроном массой m тяжёлая частица массой M теряет кинетическую энергию

$$\Delta T = T (4m/M),$$

что, например, для 5-МэВной альфа-частицы составляет 2,7 кэВ



<https://www.youtube.com/watch?v=noP7HT-Uins>

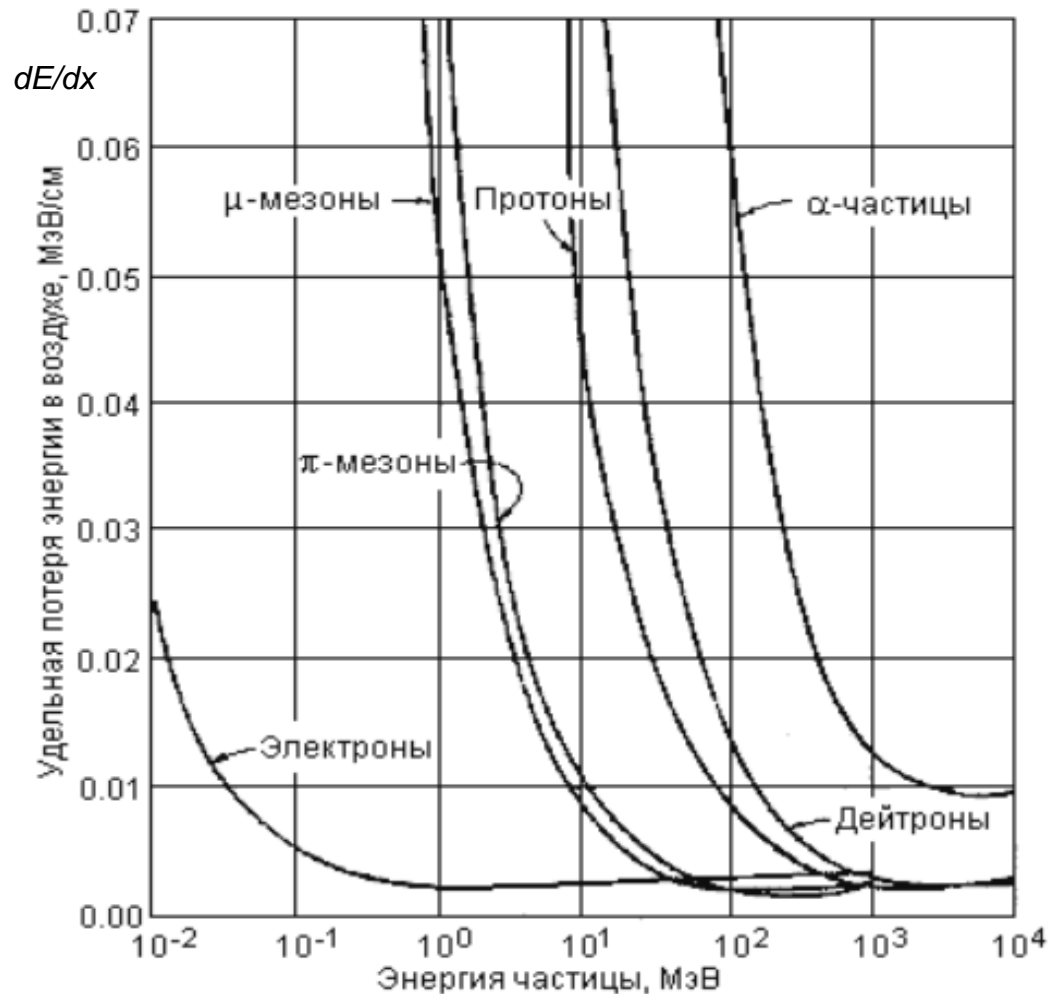
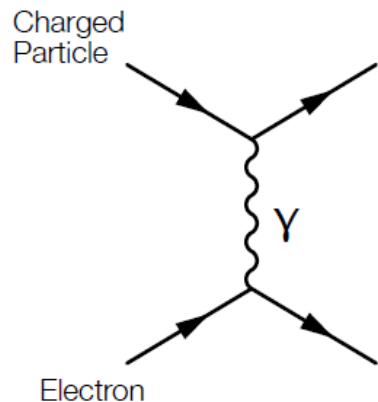
Треки (визуализированные траектории)
альфа-частиц в газах

Удельные потери энергии заряженной частицей

Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной **удельных потерь энергии**

$$dE/dx,$$

где dE – энергия, теряемая частицей в слое вещества толщиной dx .



Зависимость удельной потери энергии в воздухе от энергии частицы для нескольких типов частиц

Пик Брэгга при прохождении протонов с энергией 62 МэВ через воду

Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы и особенно резко перед остановкой частицы в веществе (пик Брэгга).

В 1930 году Ганс Бете вывел формулу для расчета удельных потерь энергии тяжёлой заряженной частицей в веществе:

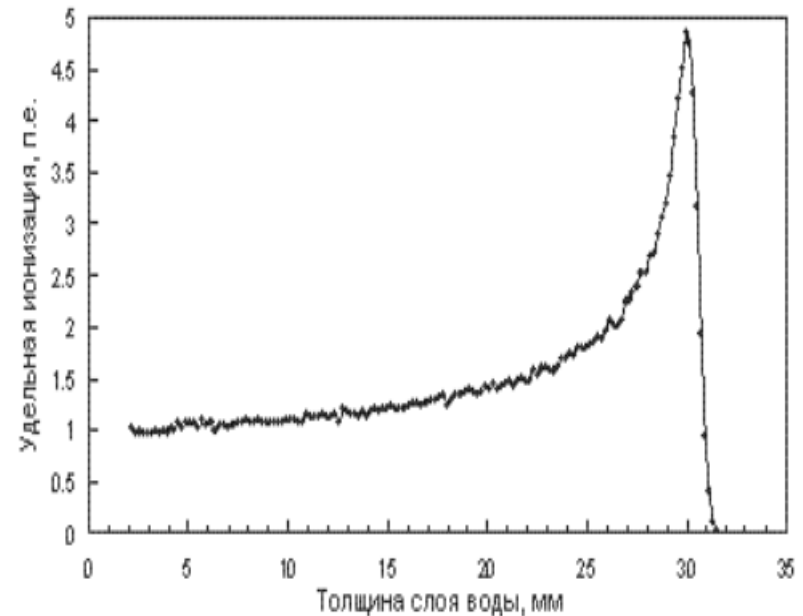
$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi z^2 N_0 Z\rho}{mc^2\beta^2 A} \left[\ln\left(\frac{2mc^2\beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

где $v = \beta c$

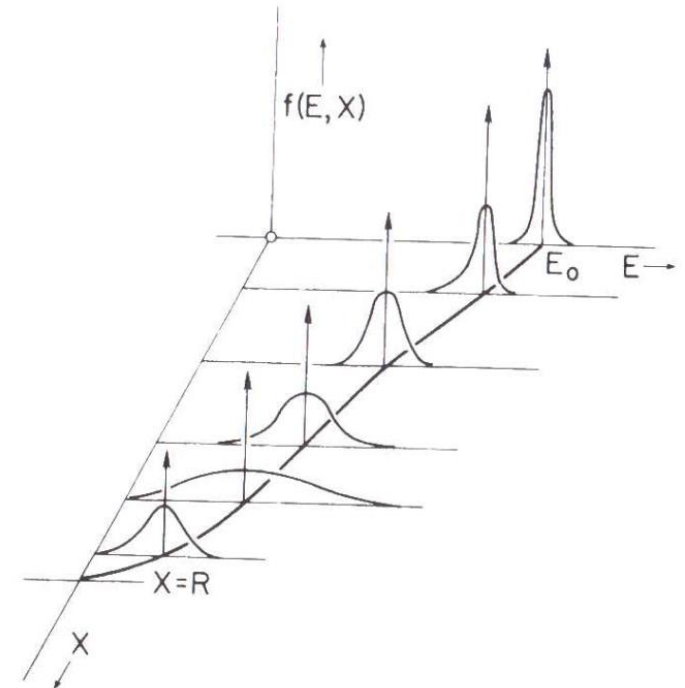
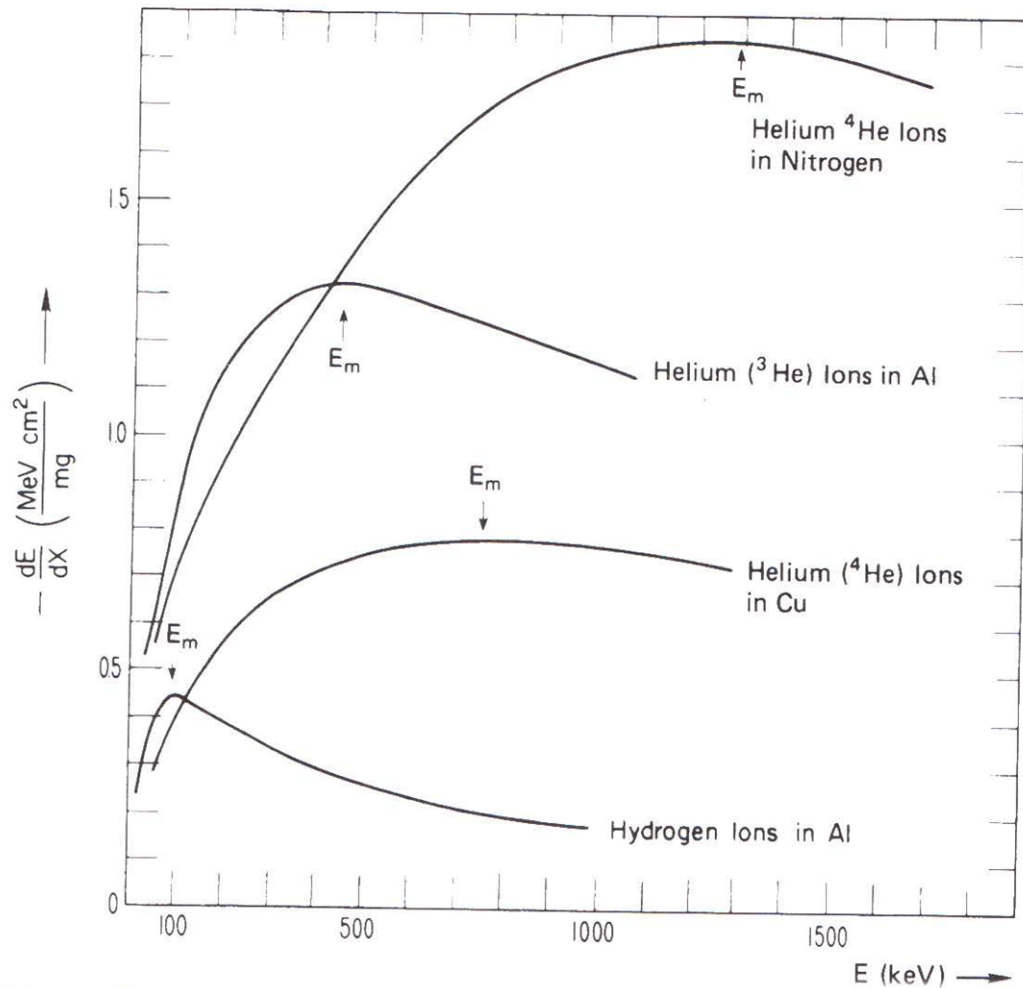
ze – электрический заряд частицы

Z, A, ρ - атомный номер, атомный вес, плотность среды

N_0 – число Авогадро, m – масса электрона

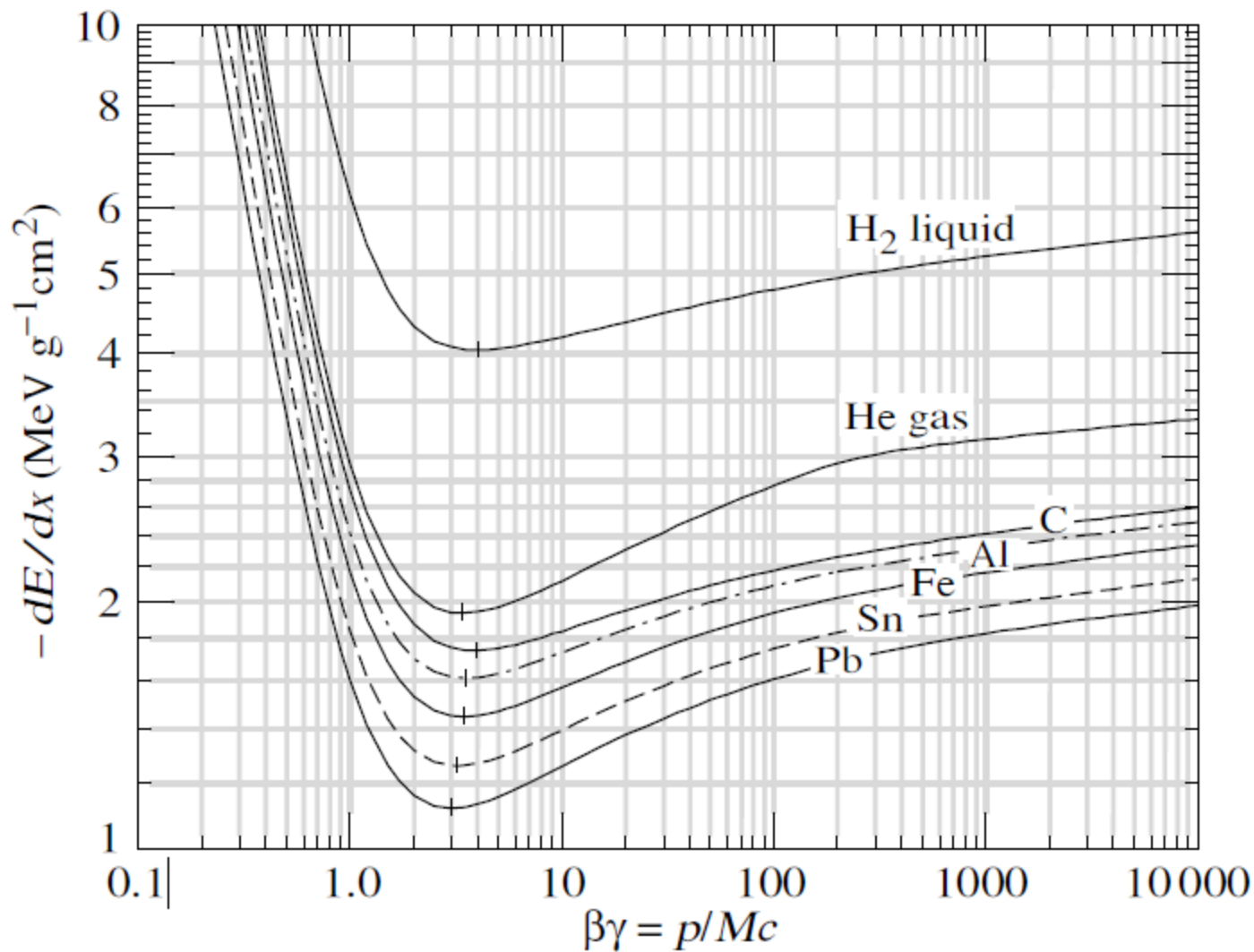


Удельные потери энергии ионами водорода и гелия в различных средах

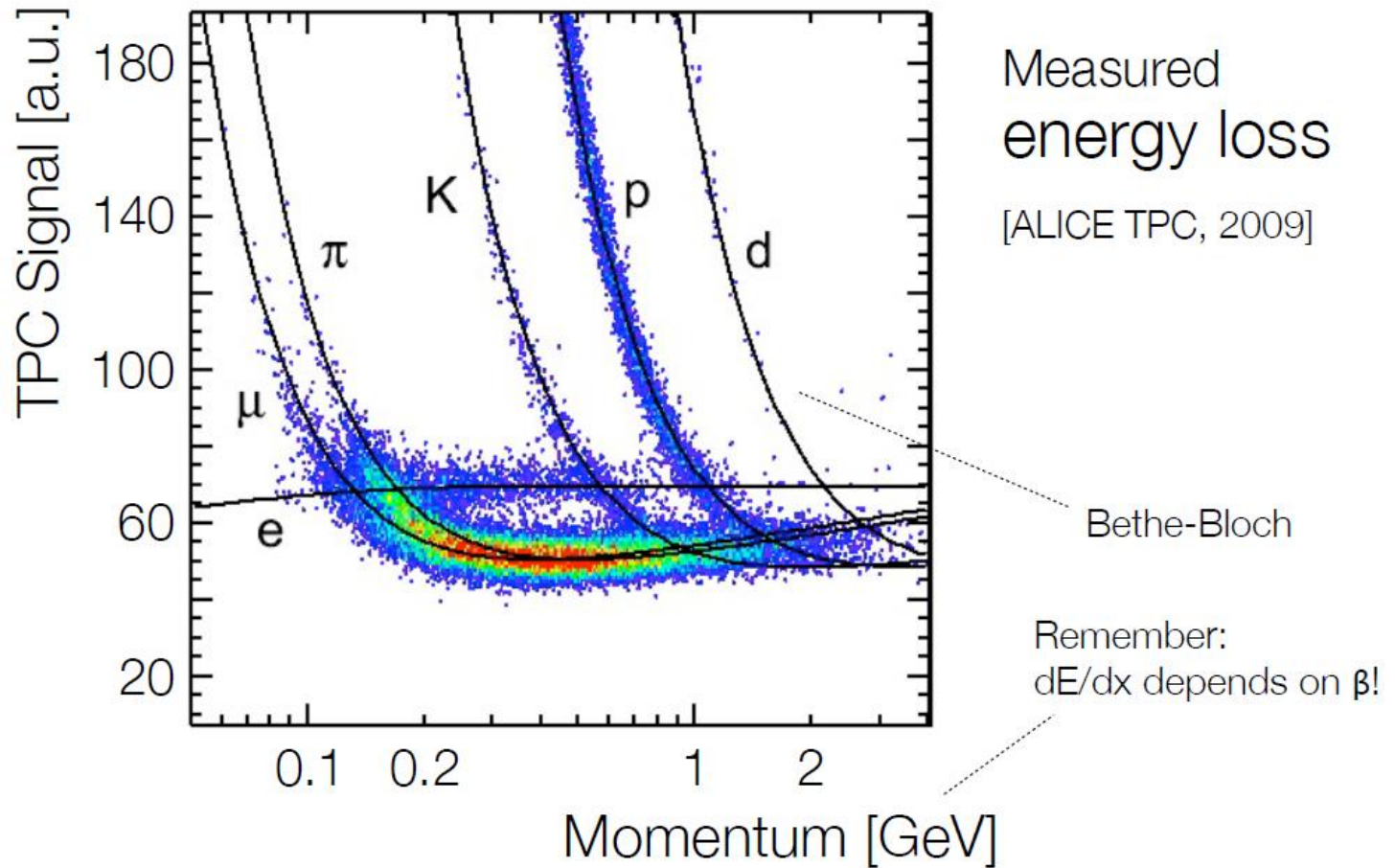


Изменение энергетического распределения частиц в пучке по мере прохождения слоя вещества толщиной X

Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц в разных веществах в зависимости от импульса частицы $\beta\gamma$

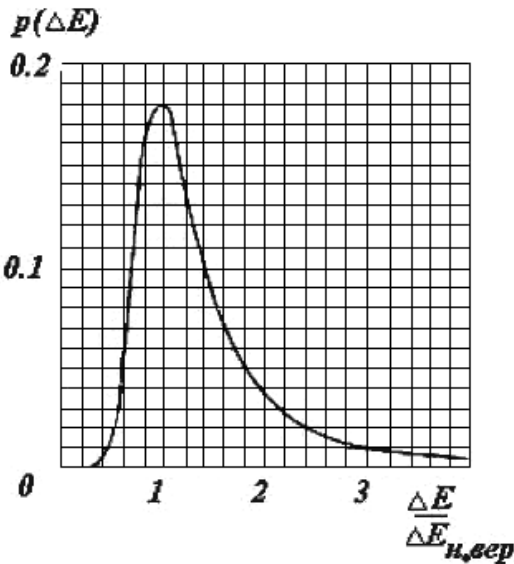
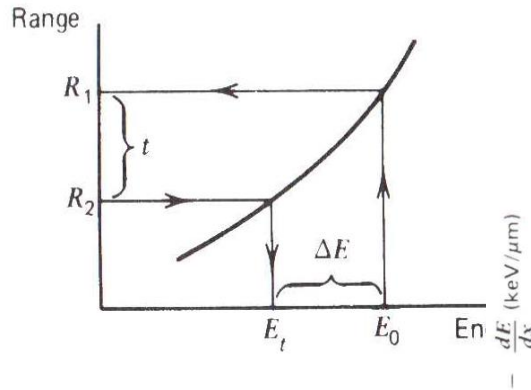
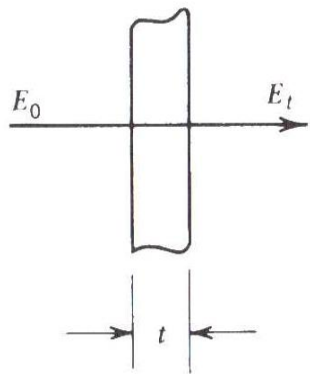


Идентификация частиц по dE/dx



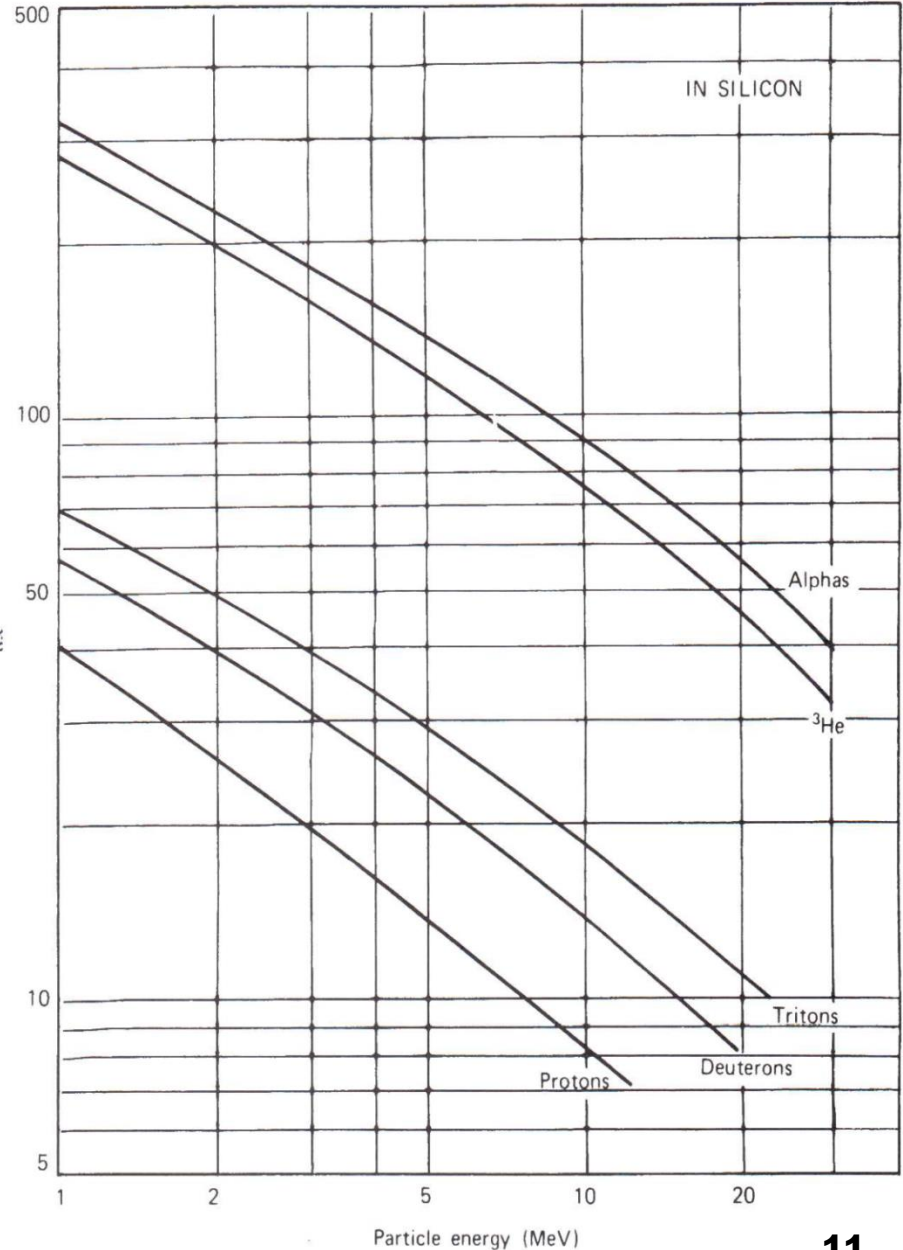
Потери энергии в тонких поглотителях

$$\Delta E = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{avg}} t$$



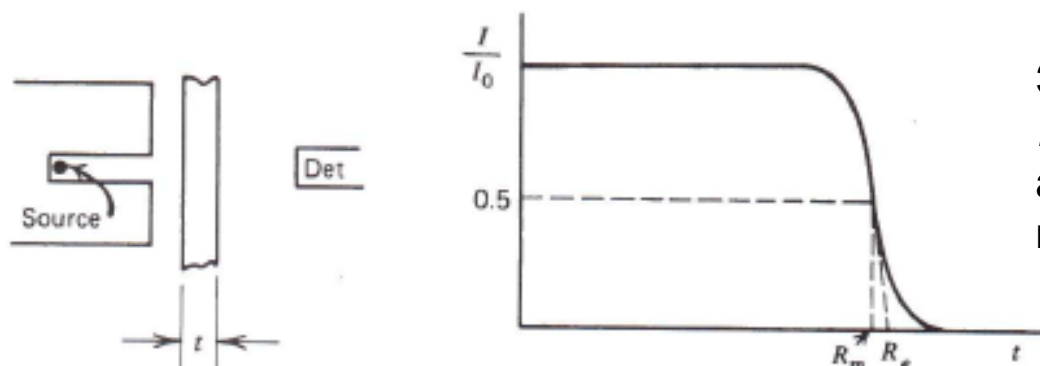
Флуктуации
ионизационных
потерь в тонких
слоях –
распределение
Ландау

$$\Delta E_{ср} = 1.4 \Delta E_{вер}$$



Пробег заряженной частицы

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx}$$



Зависимость изменения интенсивности / первоначально моноэнергетичных альфа-частиц от пути x , пройденного ими в веществе.

Точный расчёт даёт при $E \ll (Mc)^2/m_e$ (E и M - кинетическая энергия и масса частицы)

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

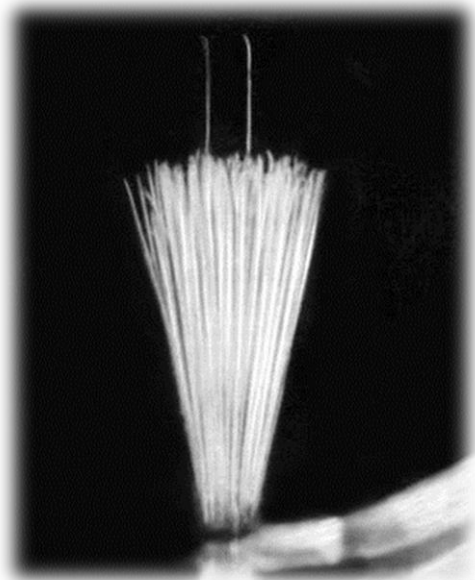
$$I = 13.5Z' \text{ эВ, где } Z'$$

$$r_0 = e^2/mec^2 = 2.818 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

классический радиус электрона

$$-\frac{dE}{dx} = 3.1 \cdot 10^5 \cdot \frac{Z \cdot z^2 \rho}{A \beta^2} \left(11.2 + \ln \frac{\beta^2}{Z(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \frac{\text{эВ}}{\text{см}}$$

Пробег альфа-частиц в различных веществах в зависимости от энергии E_α



Вещество	E_α , МэВ						
	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
Воздух, см	2.5	3.5	4.6	5.9	7.4	8.9	10.6
Al, мкм	16	23	30	38	48	58	69
Биологическая ткань, мкм	31	43	56	72	91	110	130

Пробег протонов в алюминии в зависимости от их энергии E_p

E_p , 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
E_p , 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	$1.9 \cdot 10^3$	$9.8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$

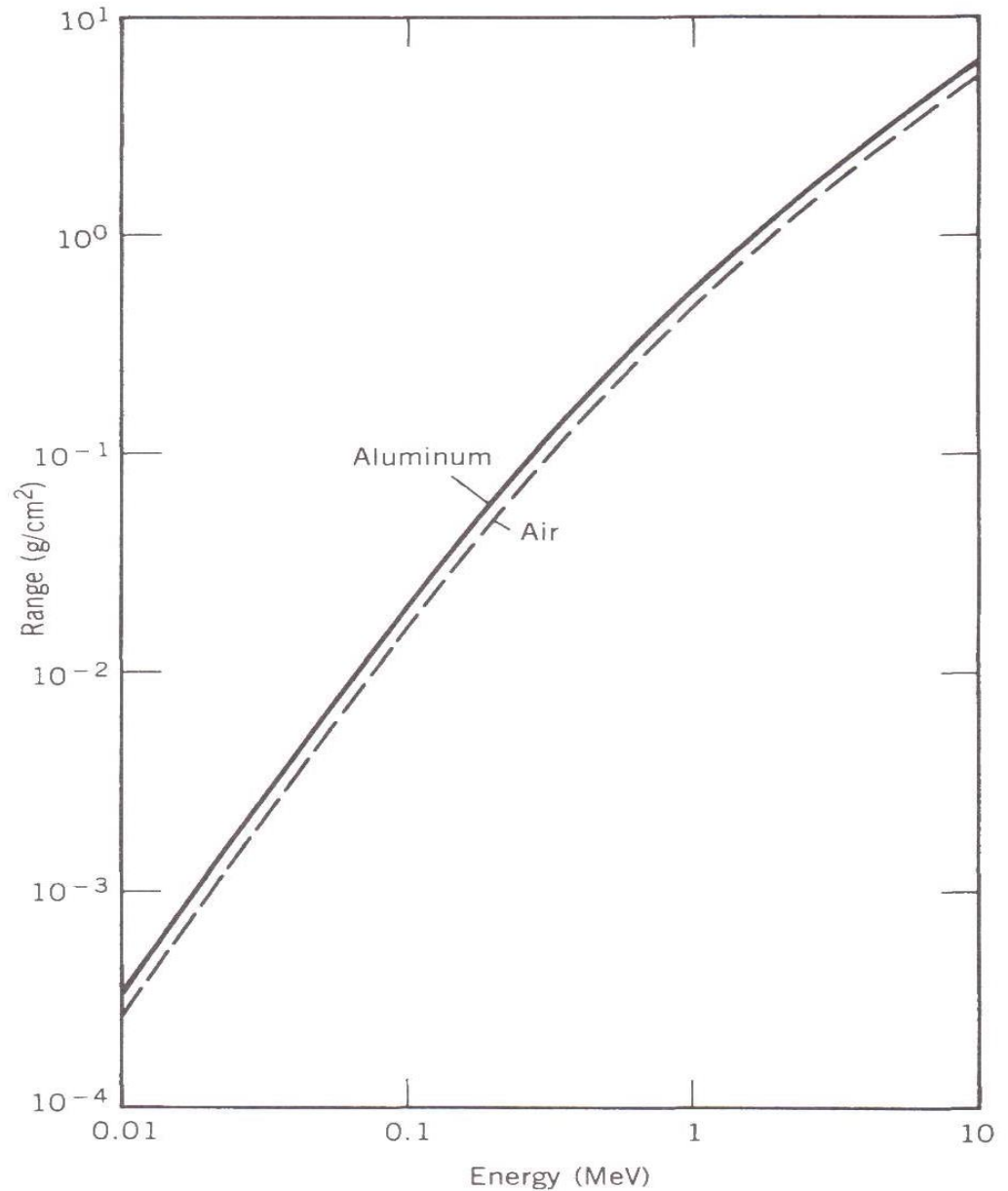
Полуэмпирическая формула
(правило Брэга-Климана)
для оценки пробега частицы
в веществе, если известен её
пробег в другом веществе

$$\frac{R_1}{R_0} \cong \frac{\rho_0 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_0}}$$

R is the range,

ρ the density

A the atomic weight



Множественное рассеяние

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

Угол рассеяния в единичном акте рассеяния

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

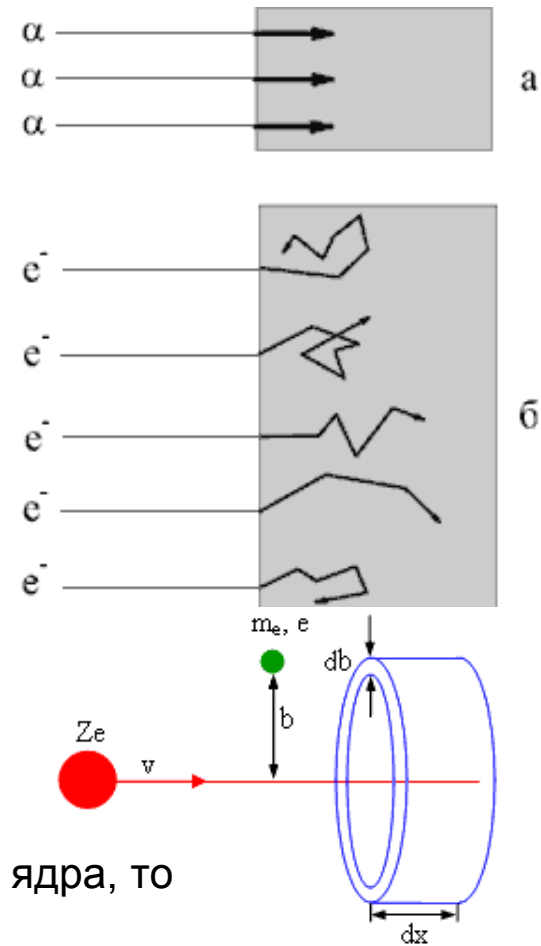
Отсюда для среднего квадрата угла множественного рассеяния на пути x в веществе с плотностью ядер n

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi Z^2 z^2 e^4 n x}{(pv)^2} \ln \frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}}$$

Если выбрать для оценки в качестве $b_{\text{макс}}$ и $b_{\text{мин}}$ размеры атома и ядра, то

$$\langle \theta^2 \rangle = 0.157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{z^2 x}{(pv)^2} \ln \left[1.13 \cdot 10^4 \frac{Z^{4/3}}{A} \frac{z^2 x}{\beta^2} \right]$$

где A – атомная масса вещества в а.е.м., pv – в МэВ, x – в см

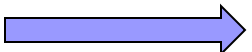


$$\langle \theta^2 \rangle \sim x / (pv)^2$$

Для тяжёлой нерелятивистской заряженной частицы $p = mv$ и, ввиду большой величины её массы m и малости пробега x , средний угол рассеяния невелик и траектория практически прямолинейна

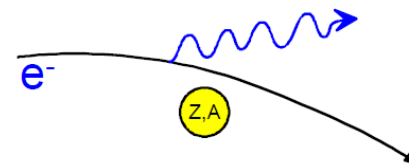
3. Взаимодействие электронов с веществом

Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжёлых заряженных частиц. Главная причина - малая масса электрона.

Относительно большое изменение импульса электрона при каждом столкновении с частицами среды вызывает заметное изменение направления движения электрона (придаёт ускорение!)  электромагнитное («тормозное») излучение.

Мощность излучения W заряда, испытывающего ускорение a

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



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

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

Удельные потери энергии электронов являются суммой ионизационных и радиационных потерь

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_c + \left(\frac{dE}{dx} \right)_r$$

Формула Бете для энергетических потерь электронов с кинетической энергией T :

Ионизационные потери

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2\pi N_0 Z\rho}{mc^2\beta^2 A} \left[\ln \frac{T(T+mc^2)^2\beta^2}{2I^2 mc^2} + (1-\beta^2) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + \frac{1}{8}\left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 \right]$$

Радиационные потери

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{Z^2 N_0 (T+mc^2)\rho}{137m^2 c^4 A} \left[4 \ln \frac{2(T+mc^2)}{mc^2} - \frac{4}{3} \right]$$

Радиационные потери для электронов пренебрежимо малы при $T < 1$ МэВ;

при $T > 100$ МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные потери, соответственно, в 3 и 10 раз

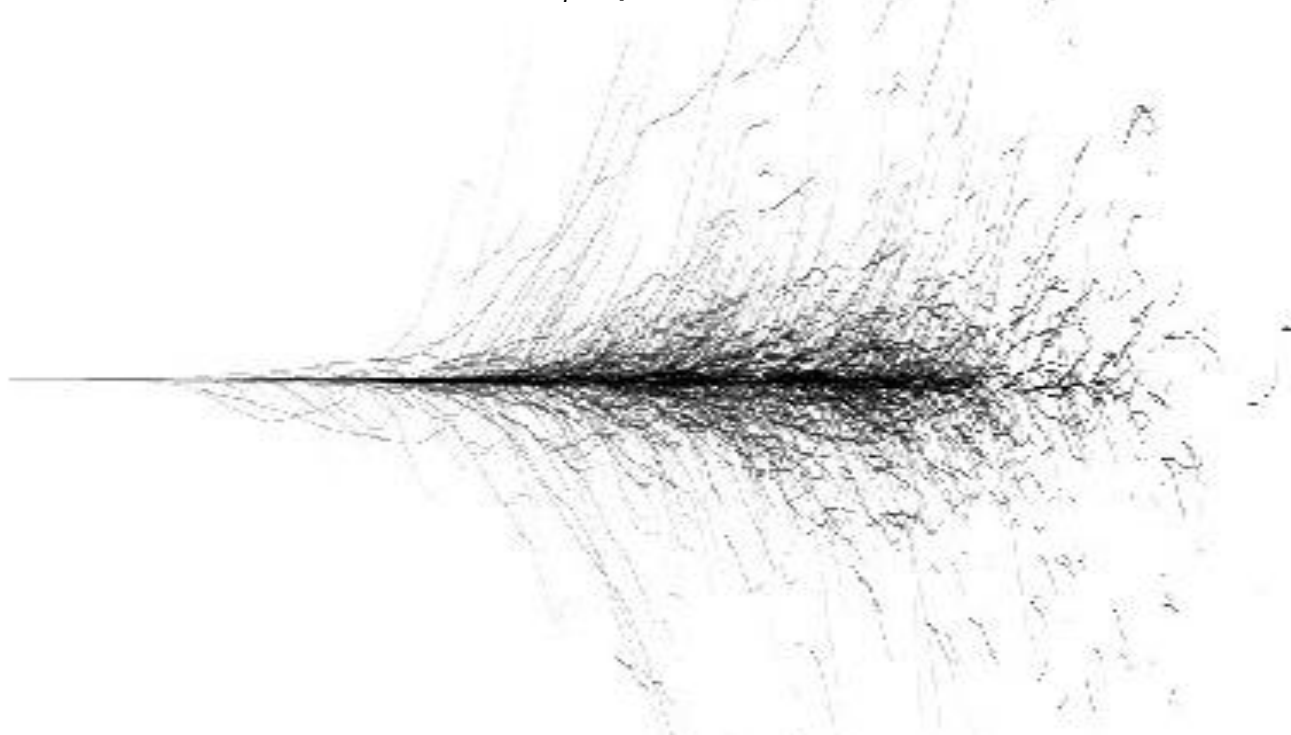
Критическая энергия

Критическая энергия – это энергия, при которой $(dE/dx)_{рад} \approx (dE/dx)_{иониз}$.

$$E_{крит} = 610/(Z + 1.24) \text{ (твердые тела)}$$

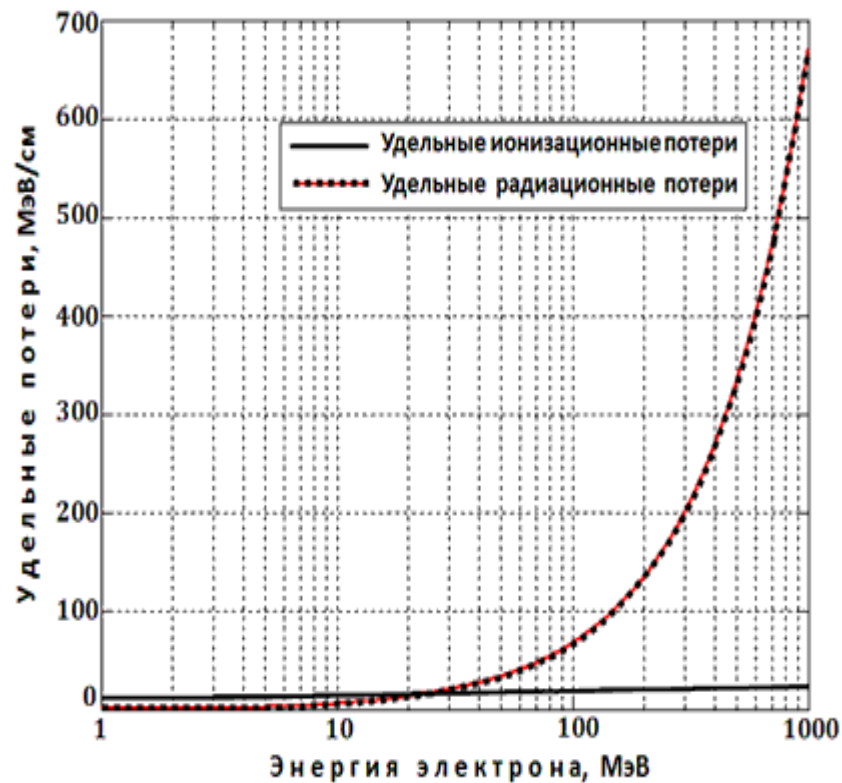
$$E_{крит} = 710/(Z + 0.92) \text{ (газы)}$$

Если $(dE/dx)_{рад} \gg (dE/dx)_{иониз}$ то $E = E_0 \exp(-x/L_r)$ $|dE/dx|_{рад} \approx E/L_r$
где L_r - радиационная длина



Критические энергии электронов $E_{\text{крит}}$ и радиационные длины L_r для различных веществ

Вещество	Критическая энергия $E_{\text{крит}}$, МэВ	Радиационная длина L_r	
		г/см ²	см
Н (жидкость)	278.02	63.04	890.4
Воздух	87.92	36.62	$3.04 \cdot 10^4$
Ag (жидкость)	32.84	19.55	14.00
С (графит)	81.74	42.70	19.32
Al	42.7	24.01	8.897
Fe	21.68	13.84	1.757
Cu	19.42	12.86	1.436
Pb	7.43	6.37	0.5612

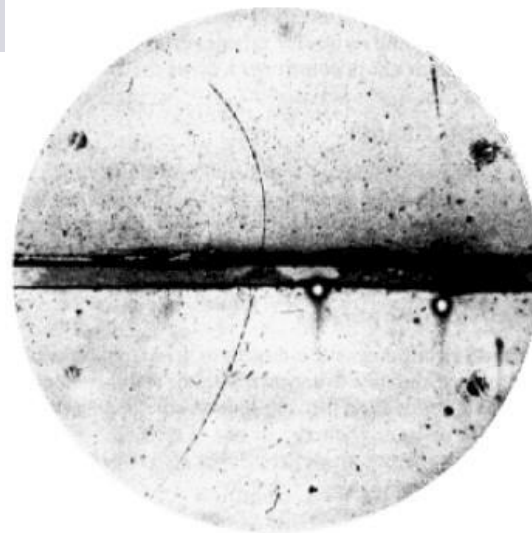


Удельные ионизационные и радиационные потери энергии электронов в меди

Взаимодействие позитронов с веществом

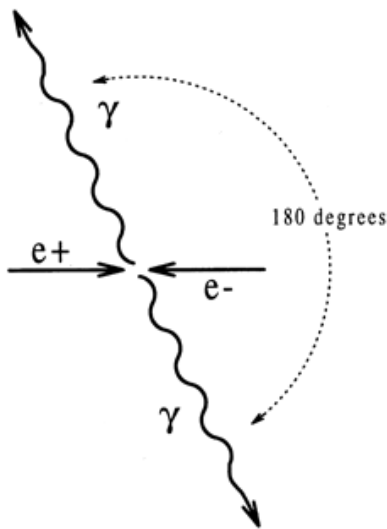
e^+

Позитрон — античастица электрона -- открыт К.Д.Андерсоном в 1932 г. (Н.п. 1936г.), имеет электрический заряд +1, спин 1/2, лептонный заряд -1 и массу, равную массе электрона ($0,5109989 \text{ МэВ}/c^2$).

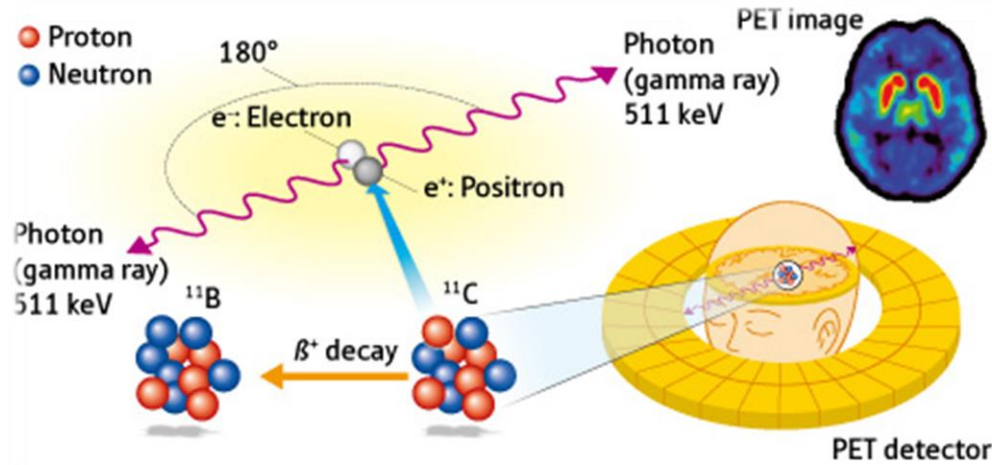


Наблюдение позитрона в камере Вильсона
Андерсоном

Взаимодействие позитронов в веществе описывается теми же соотношениями, что и для электронов. Необходимо также дополнительно учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества и исключить из расчётов эффект обмена. Сечение аннигиляции обратно пропорционально скорости позитронов: $\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v$, поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.



Позитронная эмиссионная томография (ПЭТ)

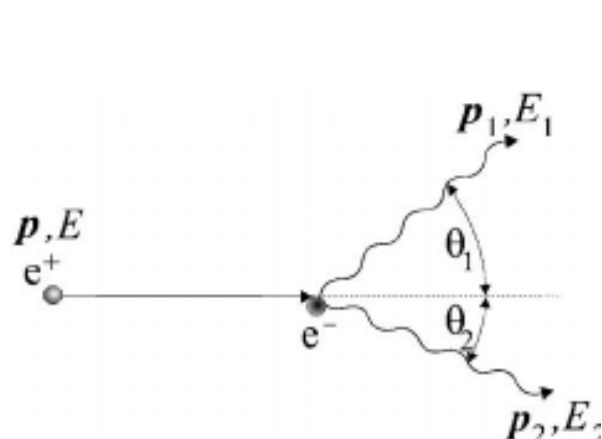


ПЭТ/КТ

Table 2. Radio-isotopes used in PET

Isotope	Half life	Decay	Proton energy range [MeV]	Utilization
^{11}C	20.4 min	β^+	6-25	Indicator of cellular activity
^{15}O	2.1 min	β^+	5-21	Indicator of tumour necrosis
^{18}F	109 min	β^+	3-20	Metabolism of the glucose
^{81}Rb	4.6 hours	β^+	>20	Myocardium and brain

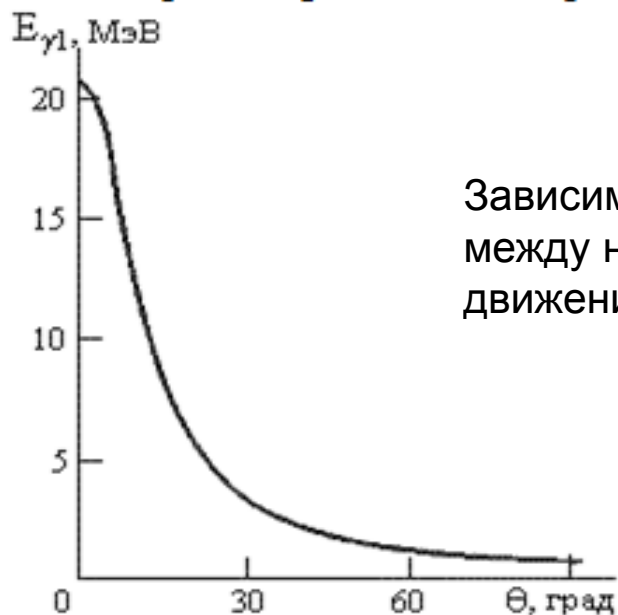
При двухфотонной аннигиляции образуется два γ -кванта с энергиями



$$E_{\gamma 1} = \frac{m_e c^2}{\left[1 - \left(\frac{E_0^+ - m_e c^2}{E_0^+ + m_e c^2} \right)^{1/2} \cos \theta \right]},$$

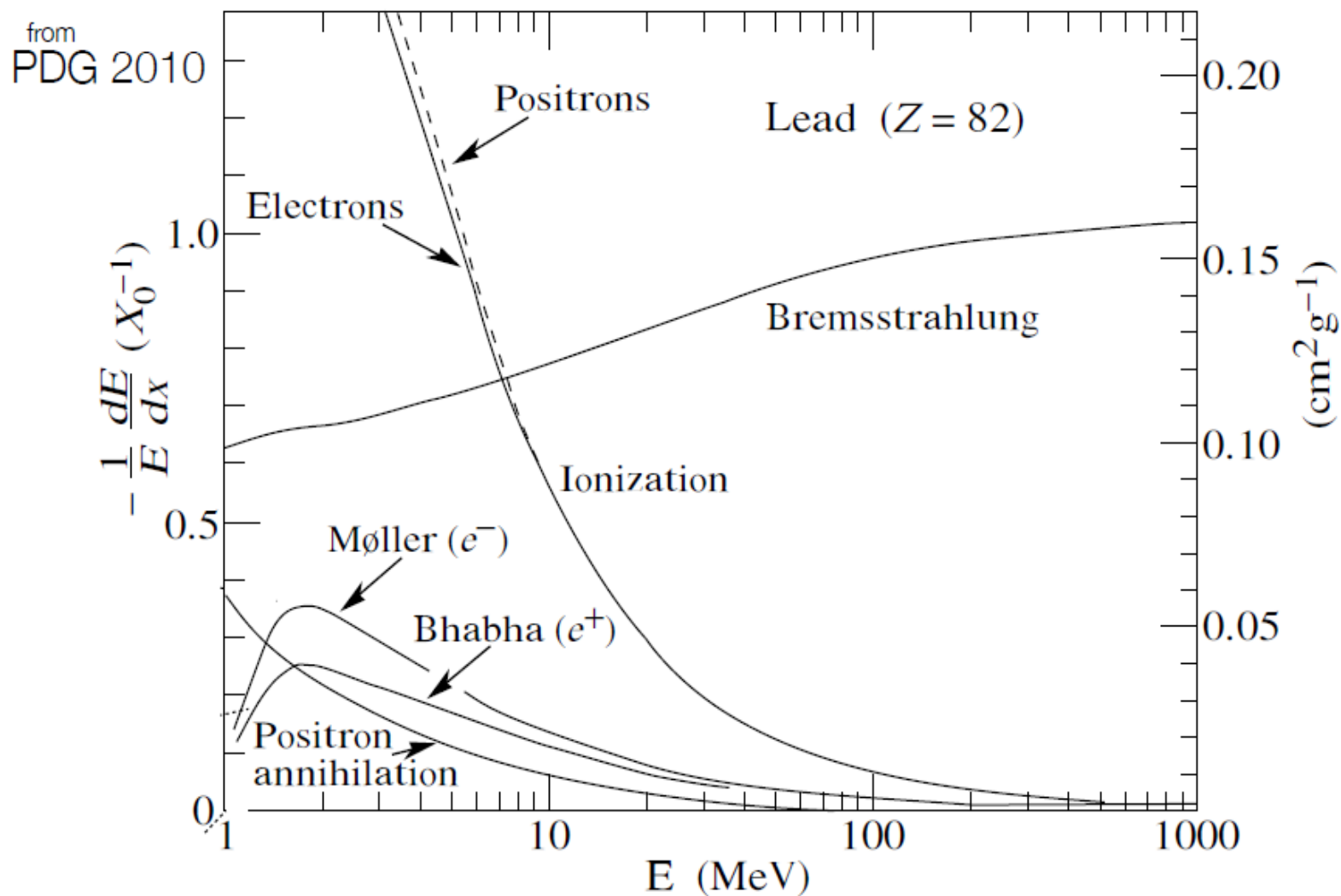
$$E_{\gamma 2} = E_0^+ - E_{\gamma 1} + m_e c^2,$$

где E_0^+ – полная энергия позитрона (кинетическая + $m_e c^2$), а θ – угол между направлением испускания первого фотона и направлением движения позитрона.



Зависимость энергии аннигиляционных γ -квантов от угла θ между направлением испускания фотона и направлением движения позитрона для позитронов с энергией 20 МэВ

Удельные энергетические потери электронов и позитронов в свинце



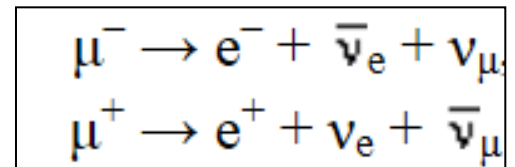
4. Взаимодействие мюонов с веществом

Мюон – отрицательно заряженный лептон, имеющий массу $m_\mu c^2 = 106$ МэВ и время жизни $\tau_\mu = 2.2 \cdot 10^{-6}$ сек. Мюон (μ) был открыт в 1936 г. К.Андерсоном и С.Недермейером в составе космических лучей с помощью камеры Вильсона в результате анализа жесткой компоненты космических лучей, проникающей через большие толщи свинца

Поскольку масса мюона более чем в 200 раз превышает массу электрона, энергия, излучаемая при торможении мюона, меньше энергии, излучаемой электроном в том же поле, примерно в $4.3 \cdot 10^4$ раза. Мюон значительно слабее тормозится веществом

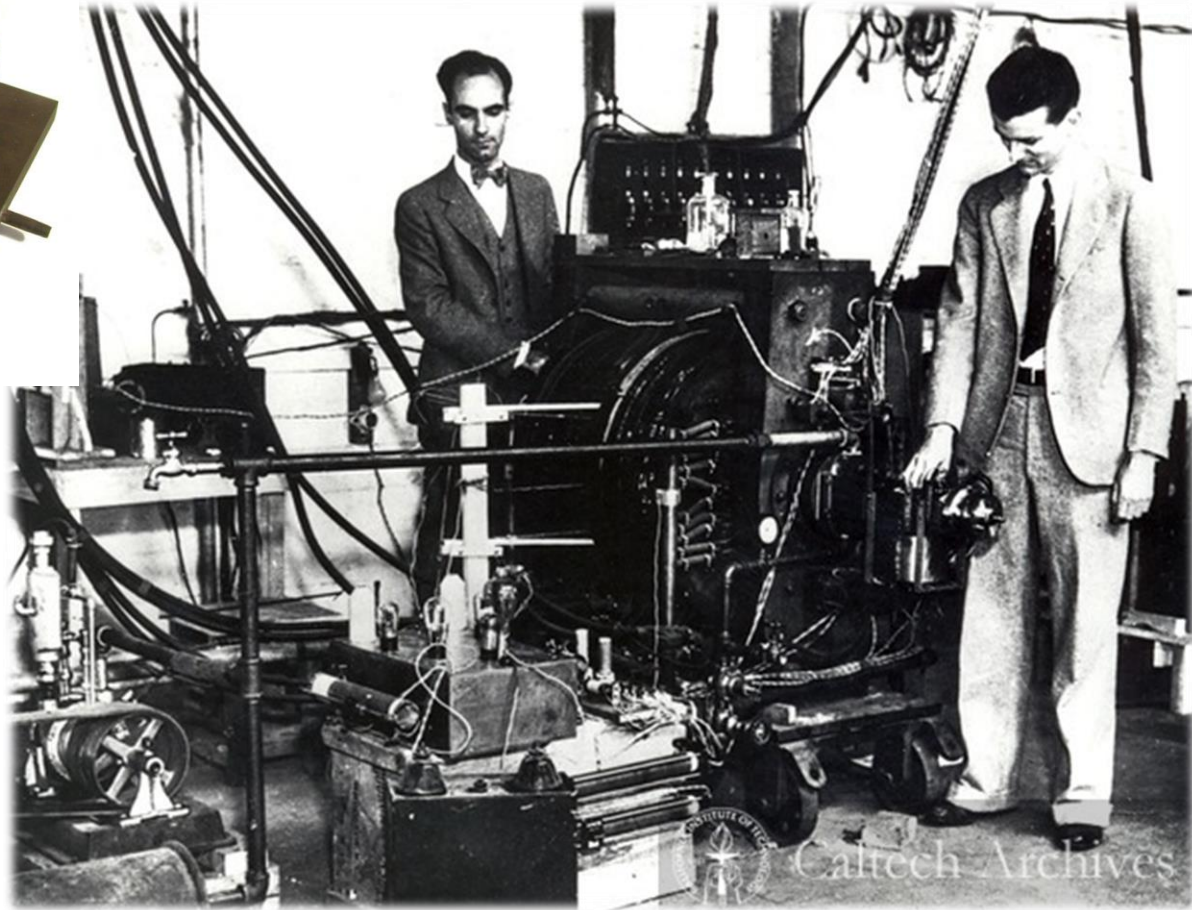
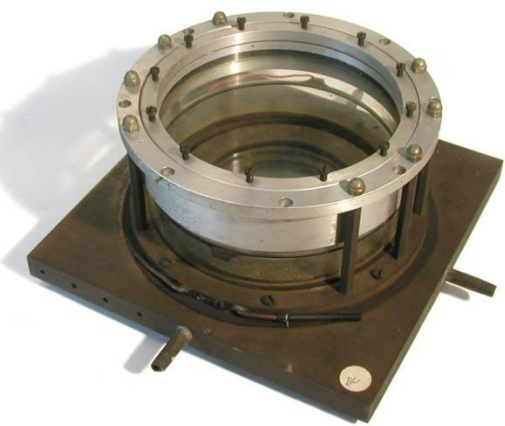
В веществе возможен захват отрицательно заряженного мюона атомом вещества с образованием мезоатома. Радиусы мюонных орбит в $m_\mu/m_e \approx 200$ раз меньше электронных. Мезоатом существует до тех пор, пока мюон распадётся,

либо будет захвачен протоном ядра $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$



Вероятность захвата в 30 раз больше вероятности распада даже для свинца, т.е. взаимодействие мюонов с ядрами чрезвычайно слабое. В свинце мюон в течение $7 \cdot 10^{-8}$ с находится внутри атомного ядра и не поглощается им.

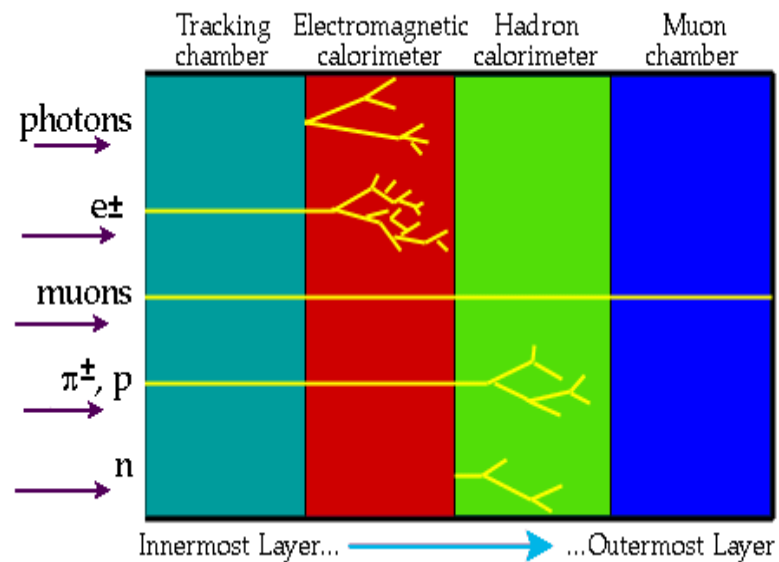
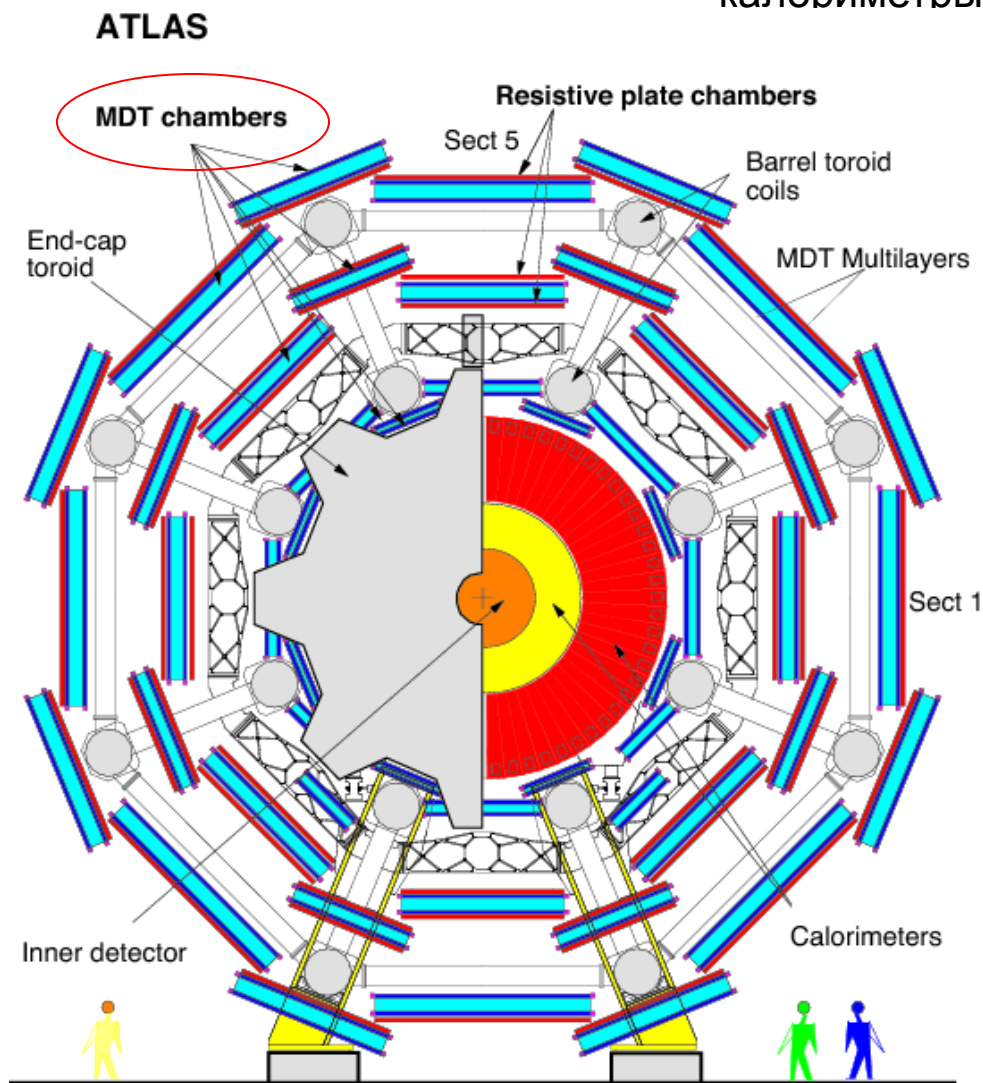
Пробеги мюонов высоких энергий в веществе очень велики: например, при энергии 500 ГэВ мюон проходит в воде расстояние, превышающее 1 км. Это позволяет довольно точно определять направление на источник, однако затрудняет определение энергии мюона.

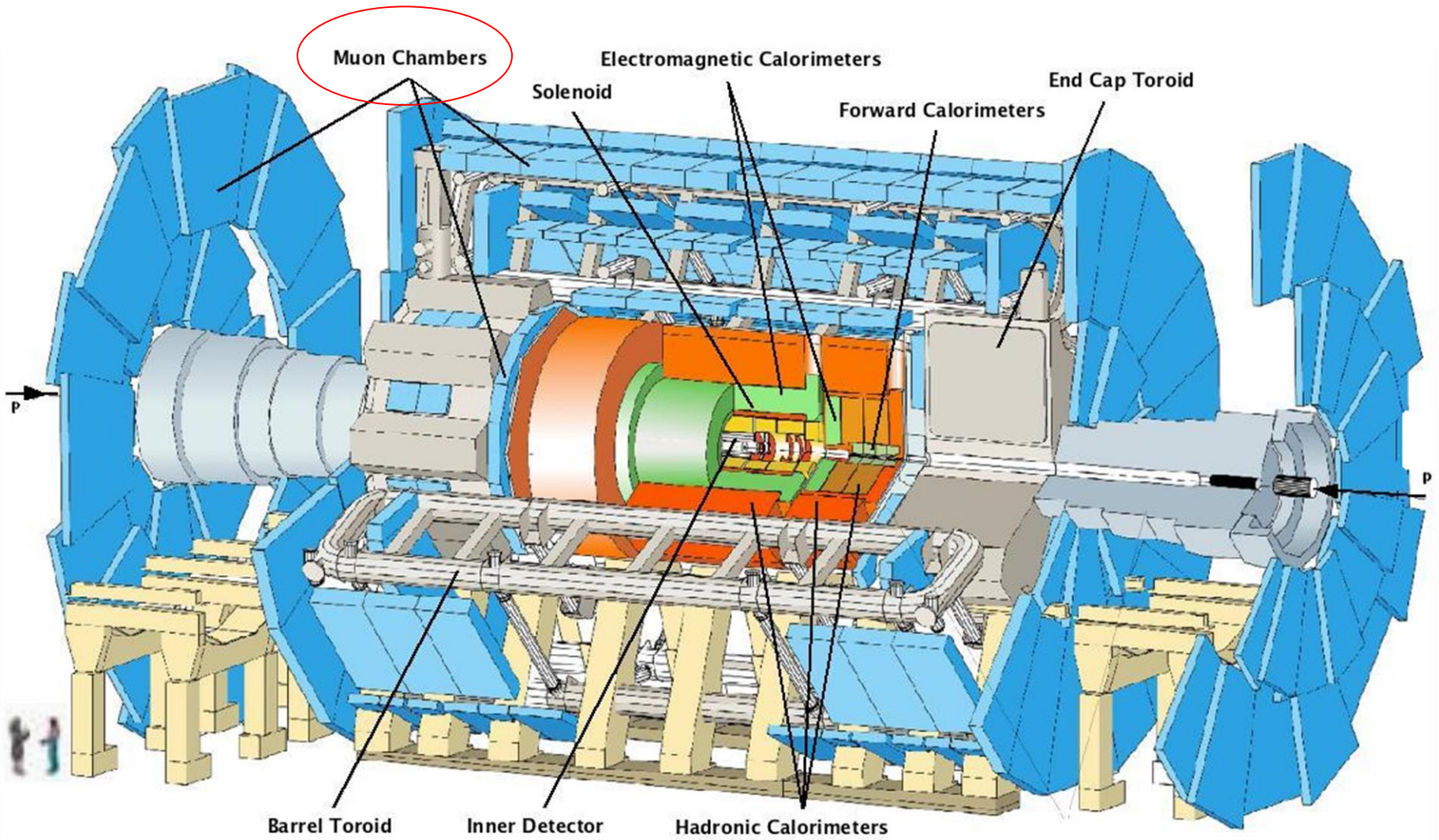


Carl Anderson and Seth Neddermeyer with magnet cloud chamber.

This piece of equipment was used by Anderson to discover the positron--the first empirical evidence for the existence of antimatter--in 1932. Four years later they announced the discovery of muons. Housed in the Guggenheim Aeronautical Lab, the apparatus was in service for seventeen years.

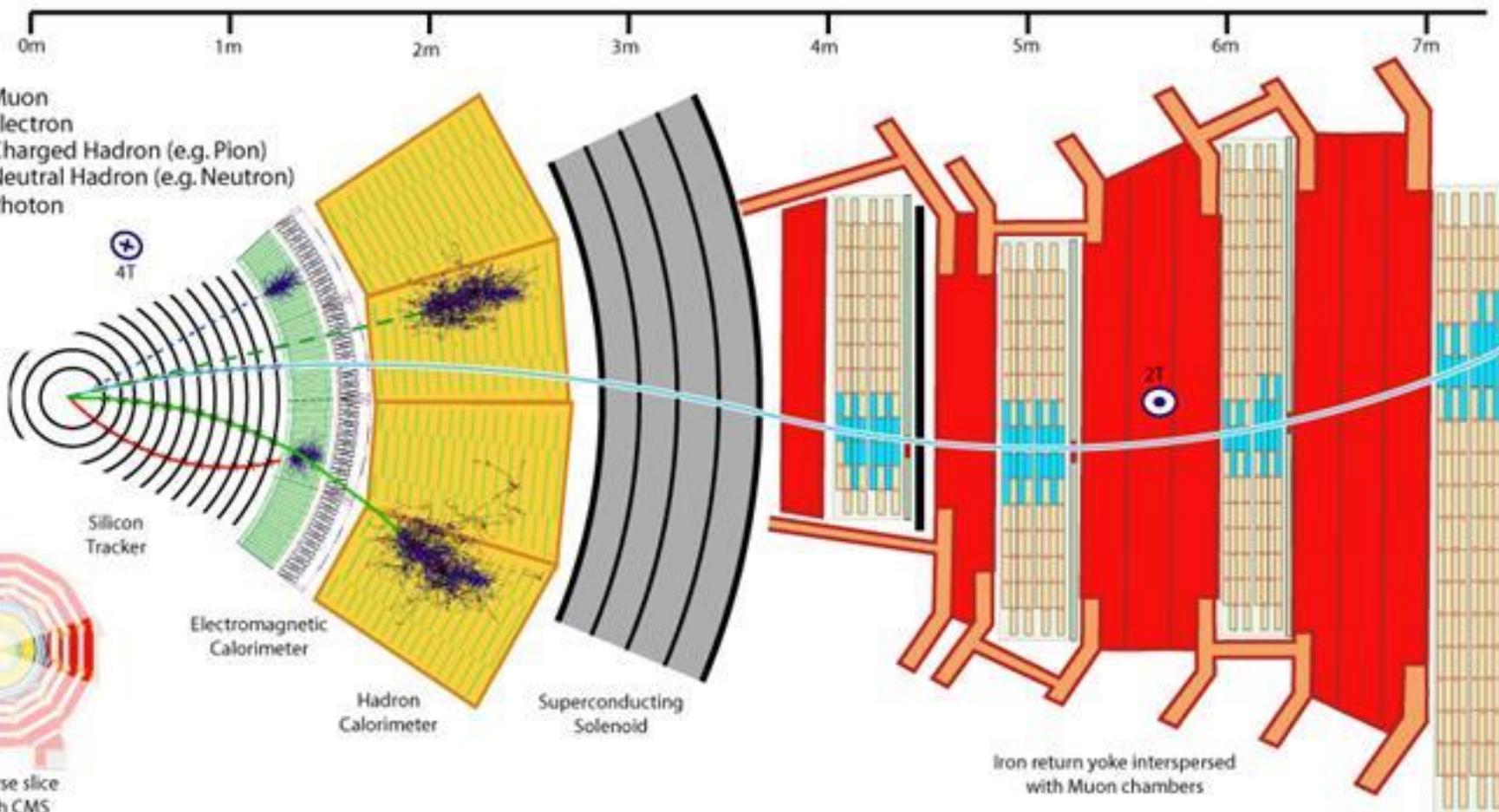
В современных ускорительных экспериментах применяются многослойные детекторы частиц; для детектирования мюонов обычно используются самые внешние участки детектора (мюонные камеры), для электронов и гамма-квантов – электромагнитные калориметры.





Key:

- Muon
- Electron
- Charged Hadron (e.g. Pion)
- - - Neutral Hadron (e.g. Neutron)
- - - Photon

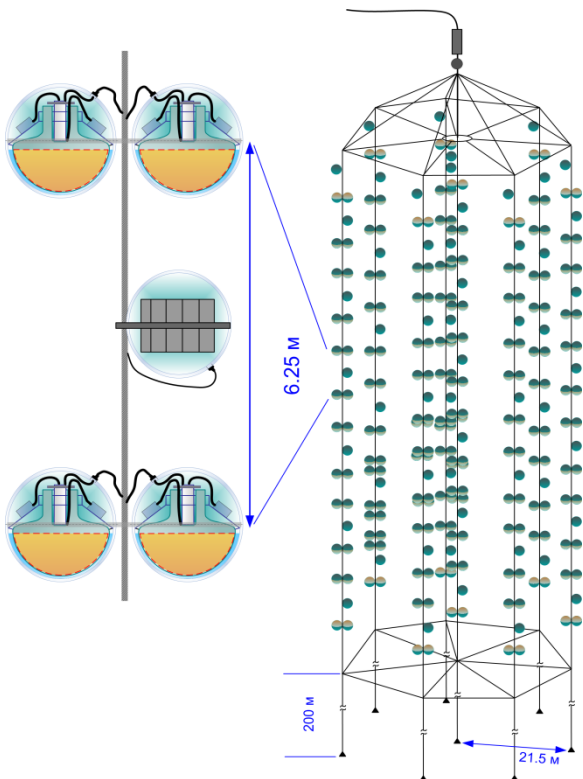


D. Burnings, CERN, February 2004

Детекторы мюонов высоких энергий

Мюон, движущийся в среде со скоростью, превышающей скорость света в этой среде, испускает черенковское излучение под углом, зависящим от энергии мюона и показателя преломления среды.

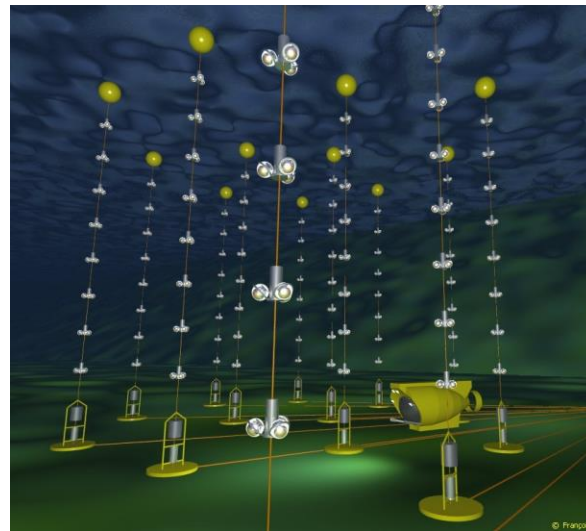
Байкальский нейтринный телескоп ИЯИ РАН



озеро Байкал

ANTARES

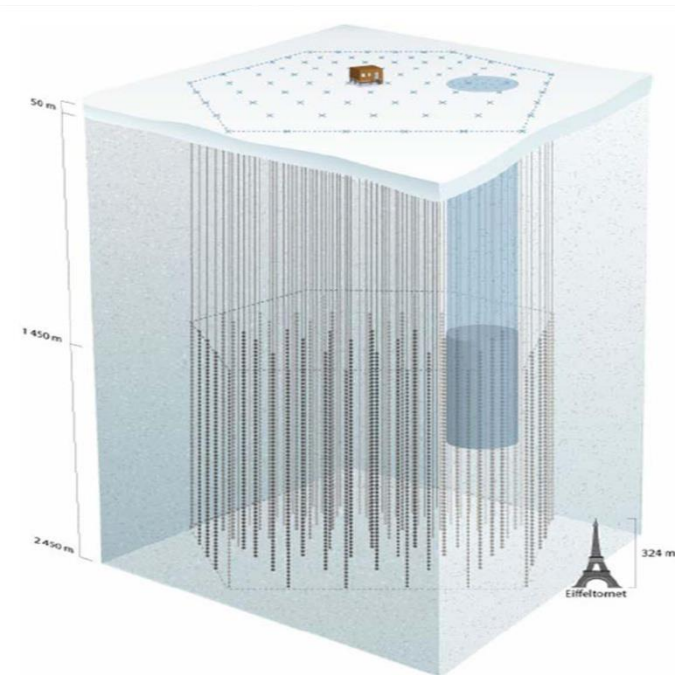
Astronomy with a Neutrino
Telescope and Abyss
environmental RESearch



Средиземное море

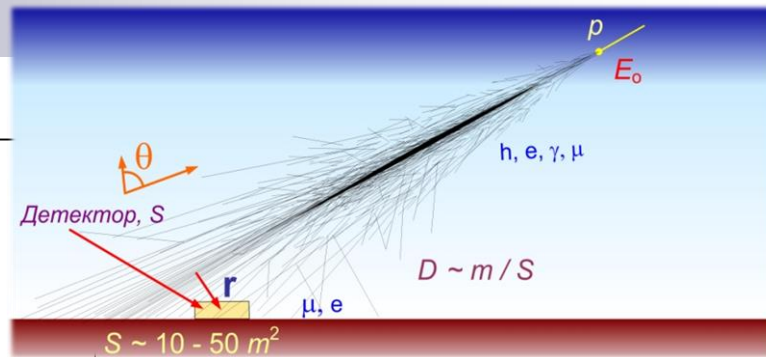
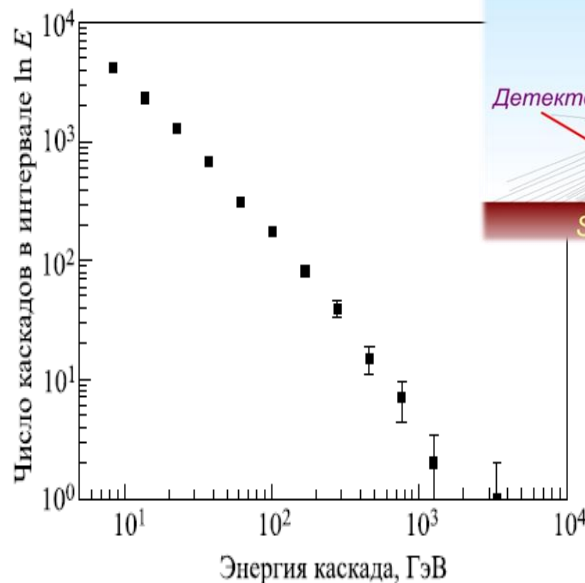
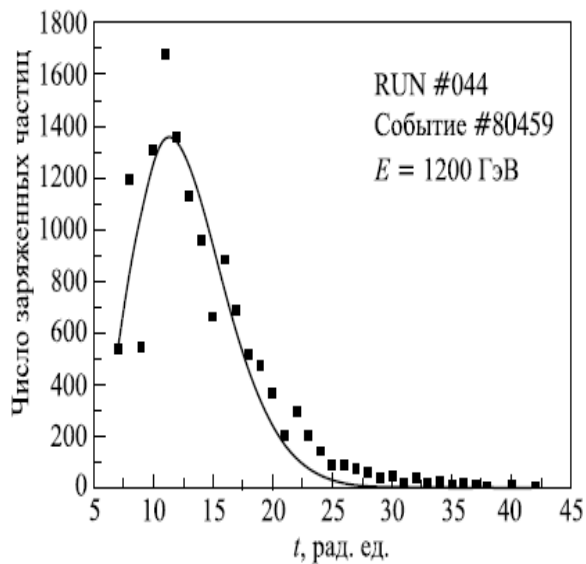
ICECUBE

Нейтринный телескоп с
объемом 1 км³ на Южном
полюсе



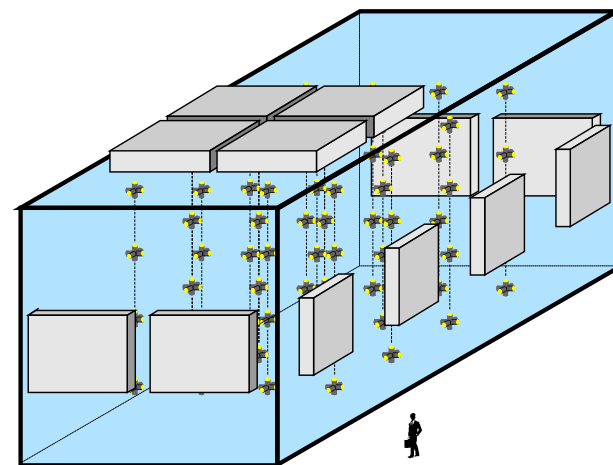
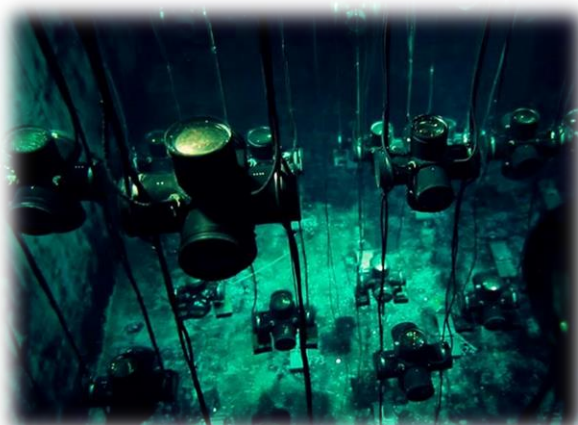
Антарктида, Южный
полюс

НЕВОД-ДЕКОР ($10^{15} - 10^{19}$ эВ)

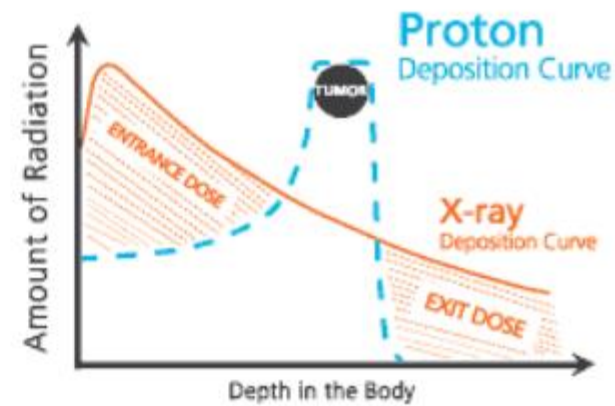
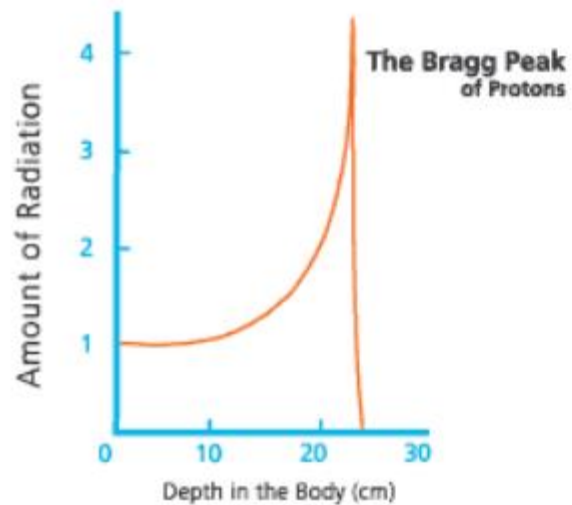
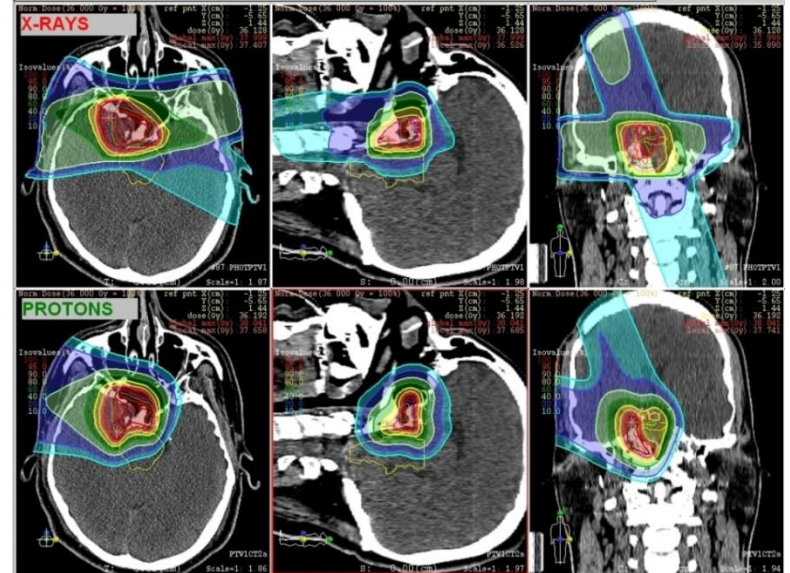


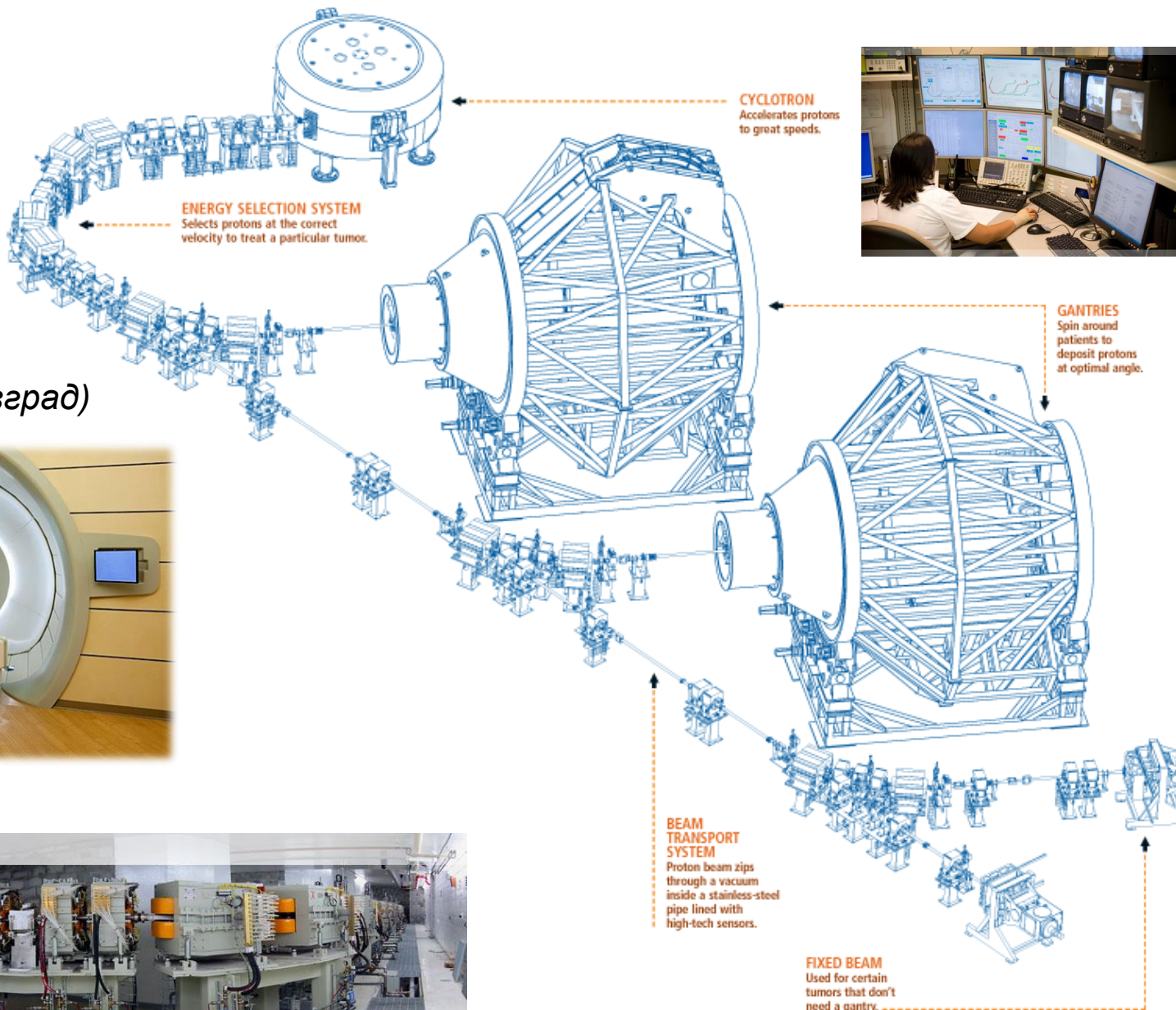
Восстановление каскадной кривой ливня от горизонтального мюона

Измеренный энергетический спектр горизонтальных ливней



5. Использование пучков заряженных частиц





Протонный терапевтический комплекс (Димитровград)



Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Т.1
2. Взаимодействие частиц с веществом,
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/partmat/index.html>
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Изд. 2е. М.: Наука, 1980. Глава VIII. <http://review3d.ru/shirokov-yu-m-yudin-n-p-yadernaya-fizika-izd-2e>
4. K.S.Krane. Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988. Chapter 7;
<http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/446/Krane%20-%20Introductory%20Nuclear%20Physics.pdf> .