

Введение в экспериментальную Физику Частиц Высоких Эnergий

**Часть 1. Основные принципы
регистрации частиц**

Внешние условия, которые необходимо учитывать при создании современной экспериментальной установки ФВЭ

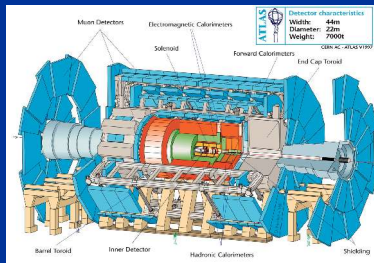
- Стоимость времени эксперимента (ускоритель + установка) очень высока
- Необходимо исследовать процессы на много порядков более редкие чем основные процессы

Зачем нужны ускорители - I?

1. Длина волны “луча” с помощью которого исследуется “объект” должна быть меньше размера “объекта” !

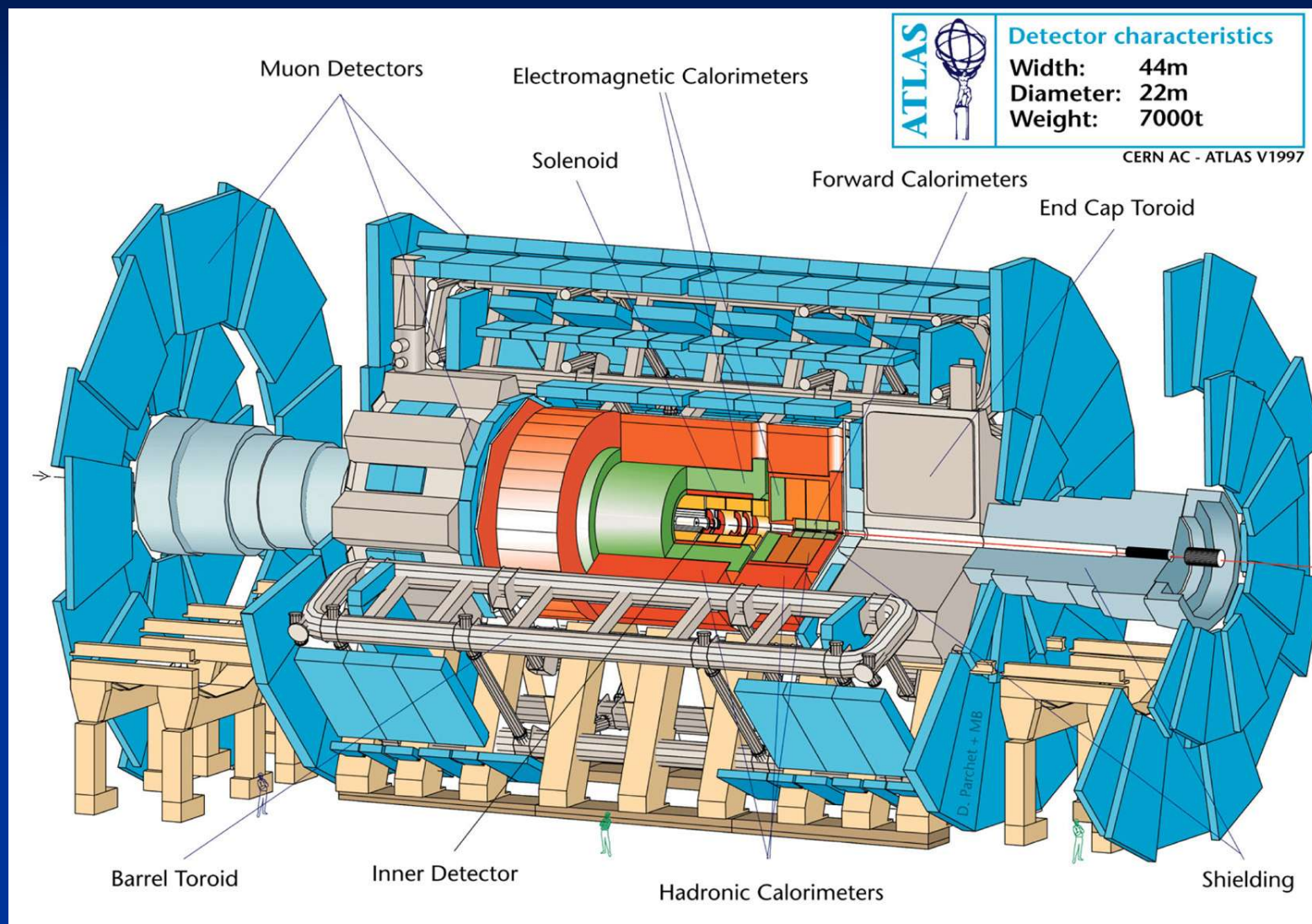


$$\lambda \ll h/P = hc/E$$



Объект	Размер	Энергия “луча”
Атом	10^{-10} м	10^{-5} ГэВ (10 эВ)
Ядро	10^{-14} м	10^{-2} ГэВ (10 МэВ)
Нуклон	10^{-15} м	0.1 ГэВ
Кварк	??	> 1 ГэВ

Установка ATLAS для LHC



Зачем нужны ускорители - II?

2. Для обнаружения и исследования новых тяжелых нестабильных частиц.

Частица	Масса
Электрон (e)	0.511 МэВ
Антипротон	938.3 МэВ
Тау-лептон (τ)	1776.99 МэВ
J/ Ψ	3096.9 МэВ
Z- boson	91.1876 ГэВ
t - кварк	174.3 ГэВ
Хиггс – бозон (H^0)	> 114.3 ГэВ

Примеры исследуемых событий.

A simulated event in ATLAS (CMS)

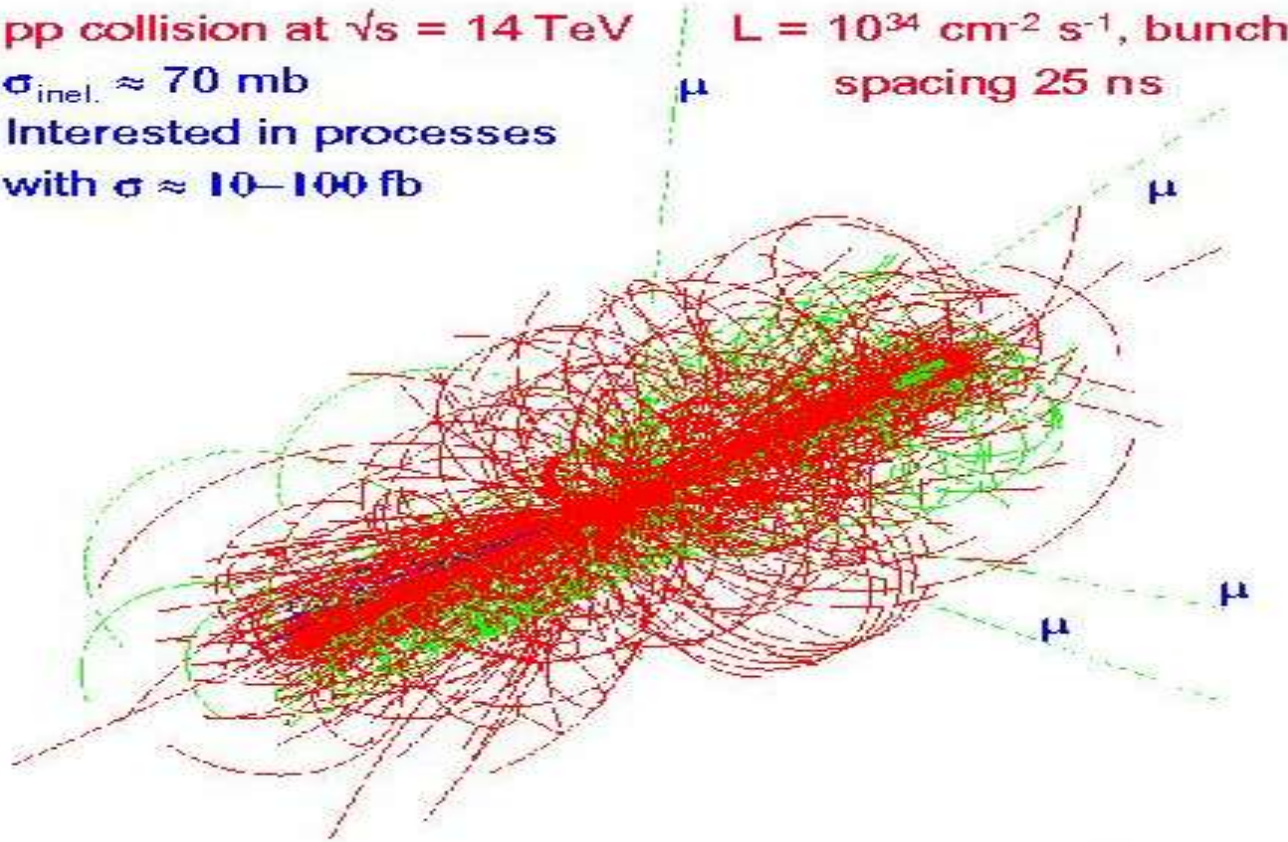
$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$$

pp collision at $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

$\sigma_{\text{inel.}} \approx 70 \text{ mb}$

Interested in processes
with $\sigma \approx 10\text{--}100 \text{ fb}$

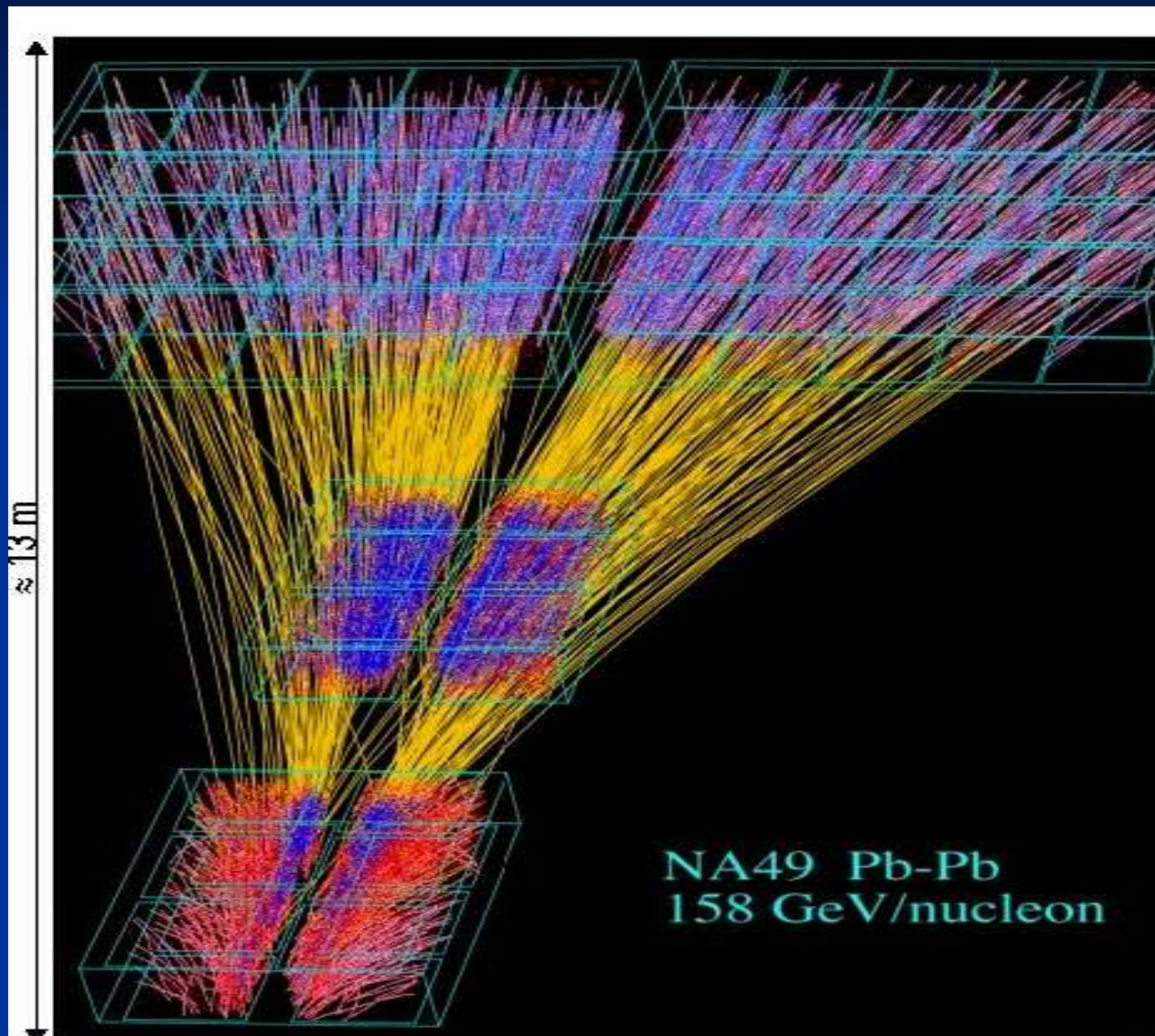
$L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, bunch
spacing 25 ns



≈ 23 overlapping minimum bias events / BC

≈ 1900 charged + 1600 neutral particles / BC

Примеры исследуемых событий.



Требования к современным экспериментальным установкам ФЭЧВЭ

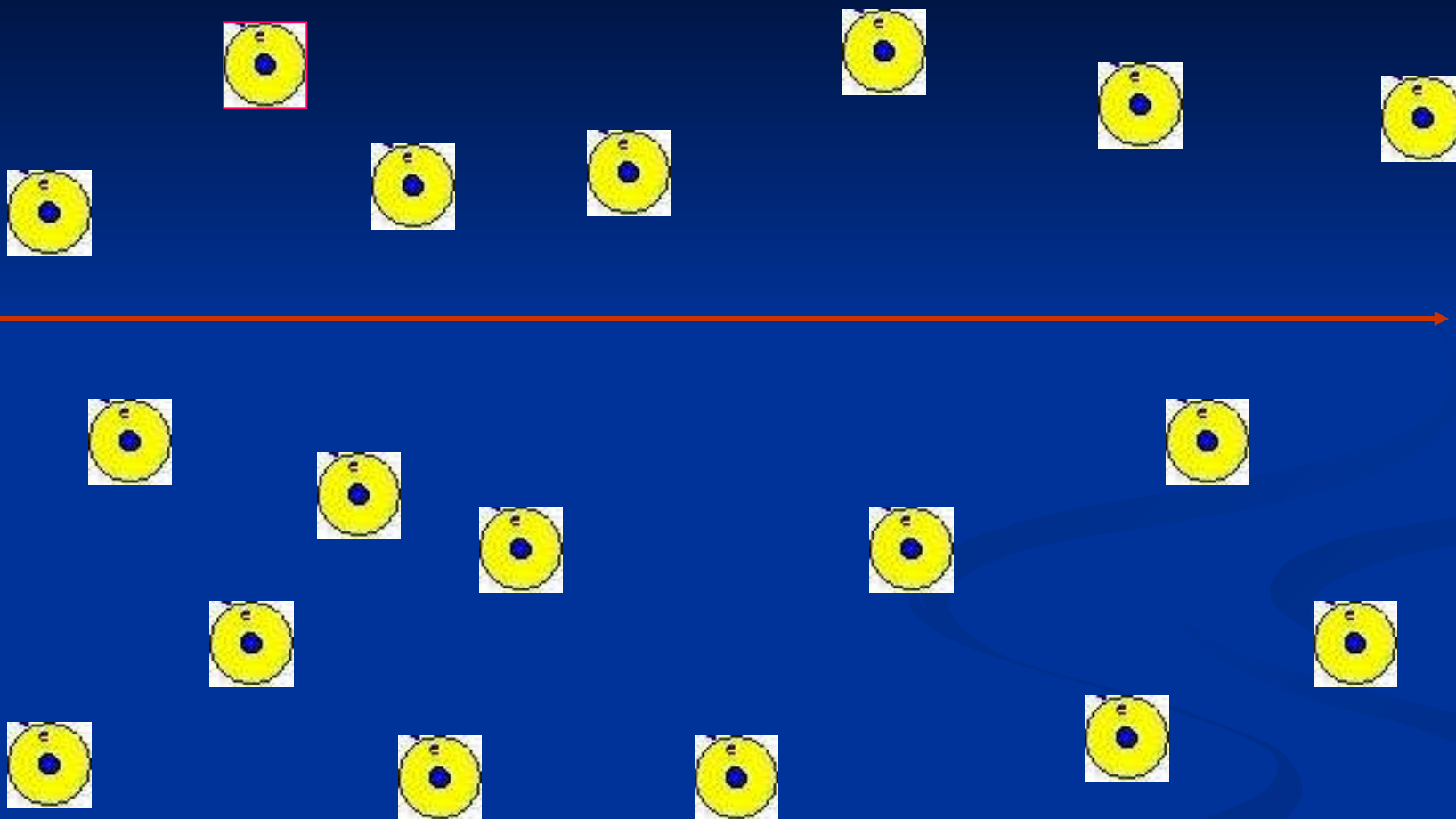
Идеальная установка должна:

- Покрывать телесный угол близкий к 4π ;
- Регистрировать (направление вылета) и идентифицировать (заряд, масса) все частицы
- Измерять их импульсы и/или энергию
- Быть быстродействующей и не иметь мертвого времени
- Иметь конечные размеры и приемлемую стоимость

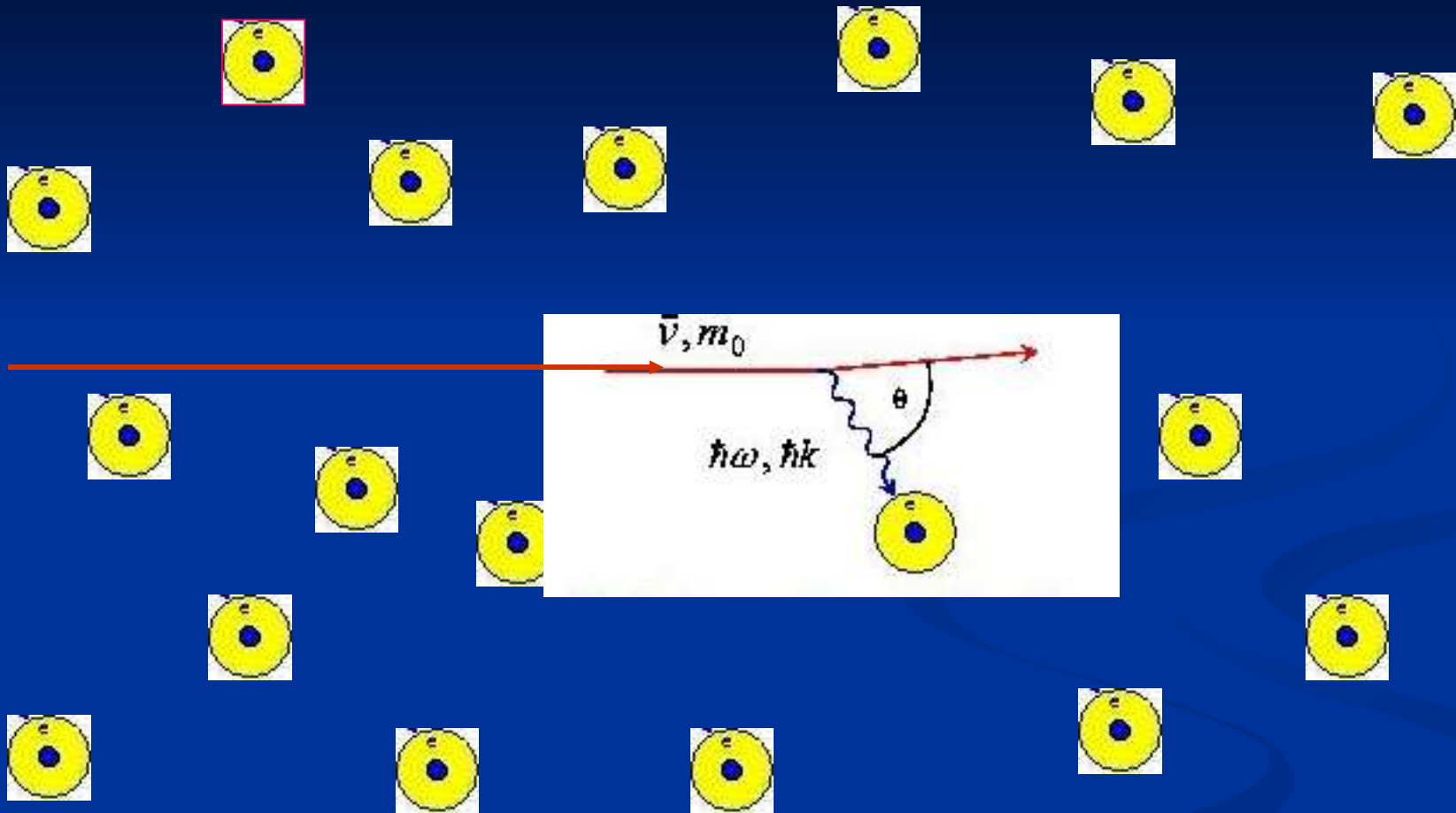
Взаимодействие частиц с веществом

- Очевидно, что частица может быть зарегистрирована только если она каким либо образом провзаимодействовала с веществом детектора.
- В настоящее время для регистрации частицы используется ее взаимодействие со средой детектора за счет :
 1. Электромагнитного взаимодействия
(все заряженные + γ)
 2. Сильного взаимодействия (адроны включая нейтральные – n)
 3. Слабого взаимодействия (нейтрино - ν)

Ионизационные потери заряженных частиц.



Ионизационные потери заряженных частиц.

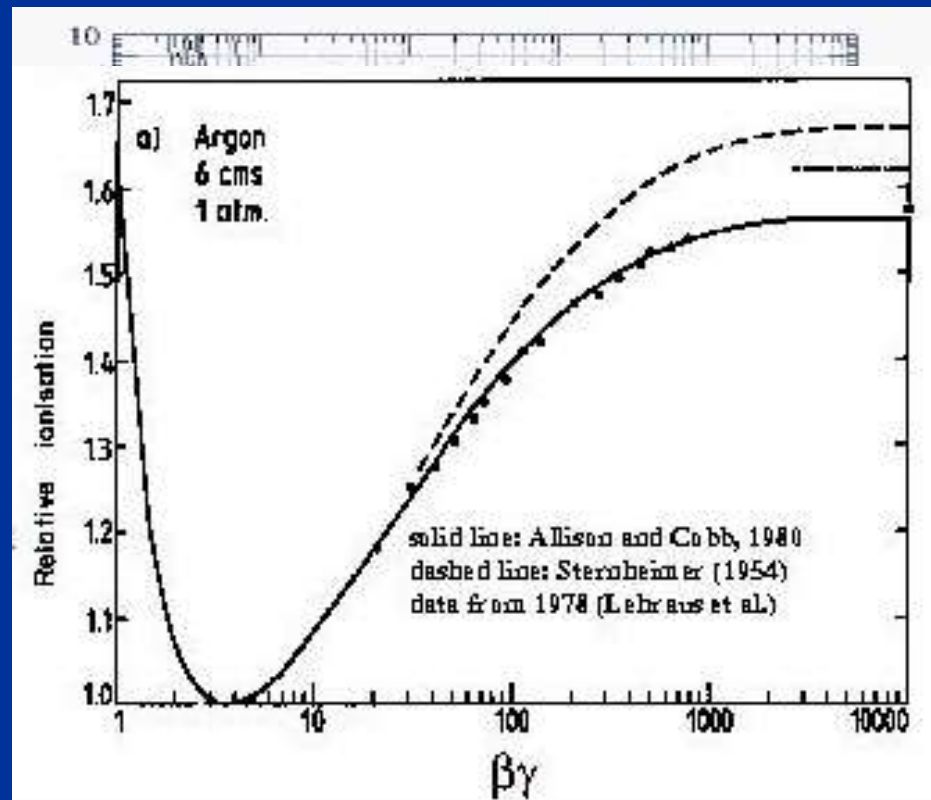


Формула Bethe – Bloch (для частиц $m \gg m_e$)

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

medium

inc. part.



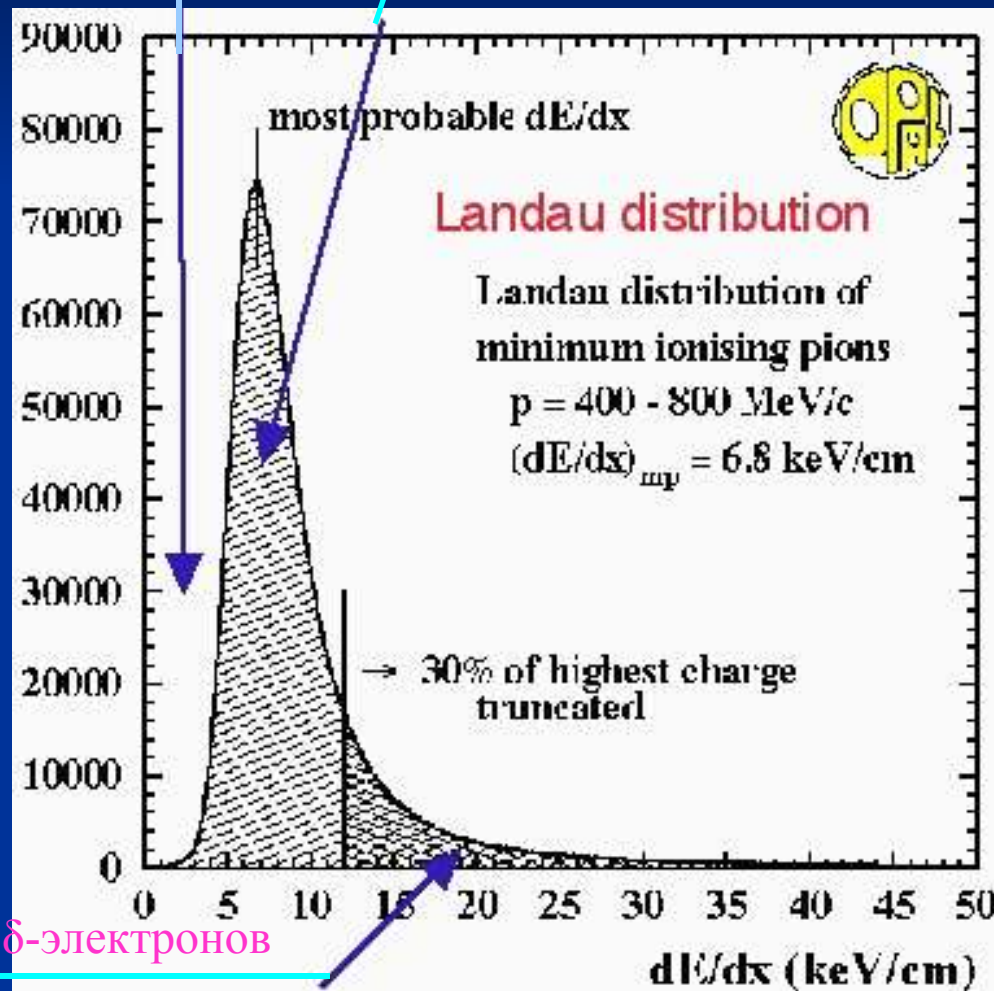
Флуктуации ионизационных потерь

- В целом ряде случаев необходимо многократное детектирование частицы (время пролета, импульс, ...)
- В используемых для этой цели детекторах изменение энергии (импульса) частицы вследствие ее взаимодействия в детекторе должно быть минимальным
- Из этого требования следует, что:
 - детектор должен быть «тонким»
 - значит в нем выделяется «мало энергии»
 - значит этому соответствовало малое число первичных взаимодействий в детекторе
 - значит флуктуации этих потерь будут велики
- Вот почему важно уметь оценивать их величину!

Флуктуации ионизационных потерь (распределение Ландау)

Ниже порога возбуждения

Гауссовские флуктуации

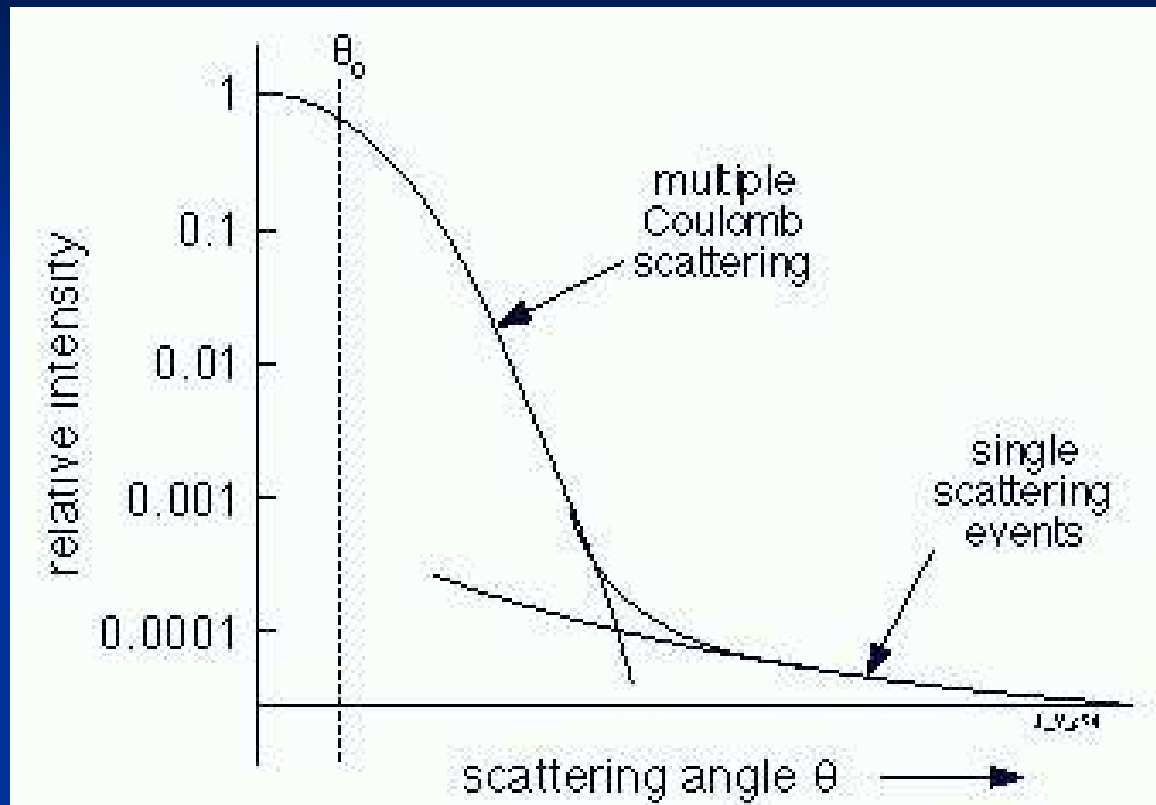


Образование δ -электронов

Многократное рассеяние заряженных частиц в веществе

- Только что мы рассмотрели что происходит со средой, когда в ней движется заряженная частица, **НО**
- При прохождении заряженной частицы через вещество в результате взаимодействия с электрическим полем ядра частица сама меняет направление движения – рассеивается
- Изредка она рассеивается (взаимодействует) сильно - малый прицельный параметр – описывается формулой Резерфорда
- Значительно чаще она испытывает много слабых взаимодействий (отклонений) – большой прицельный параметр – многократное Кулоновское рассеяние.

Влияние среды на траекторию тяжелой заряженной частицы



Формула Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1}{\sin^4 \theta / 2}$$

$$\theta_0 \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta pc} Z_{\text{мат}} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

Траектория движения заряженной частицы в среде (в отсутствии внешних полей).

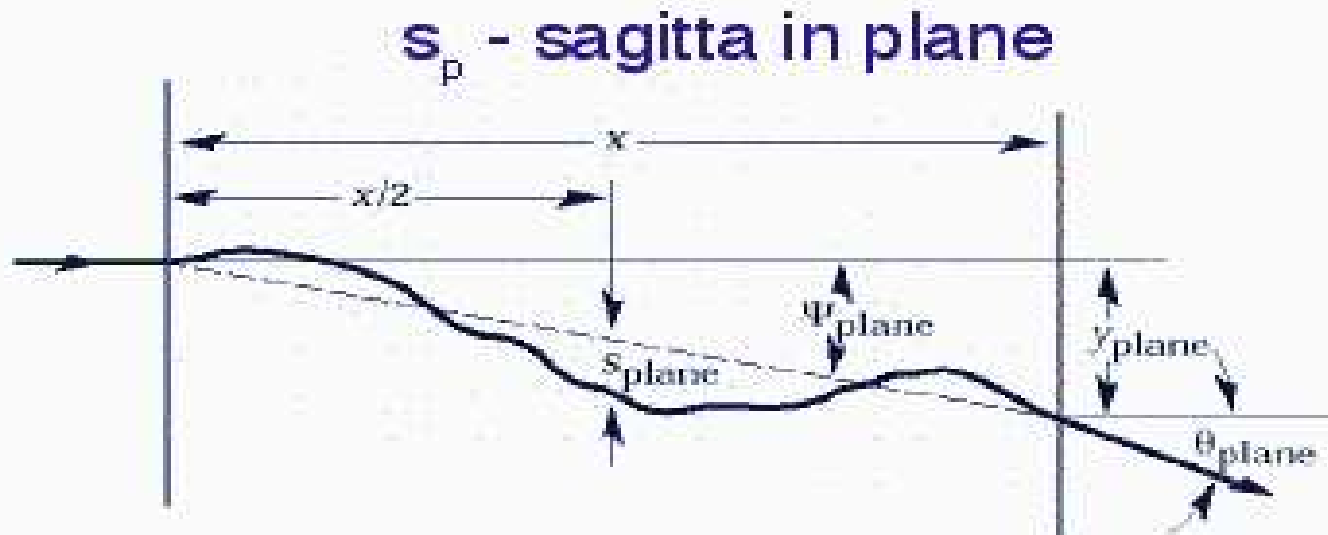


Figure 23.5: Quantities used to describe multiple Coulomb scattering. The particle is incident in the plane of the figure.

Apparent sagitta due to multiple scattering

$$s_p = \frac{L\theta_0}{4\sqrt{3}}$$

Первичная и полная ионизации

Primary and total ionization

Fast charged particles ionize the atoms of a gas.



Primary ionization

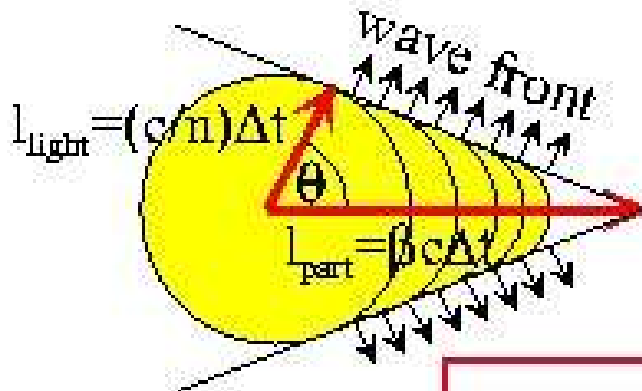


Total ionization

Черенковское излучение

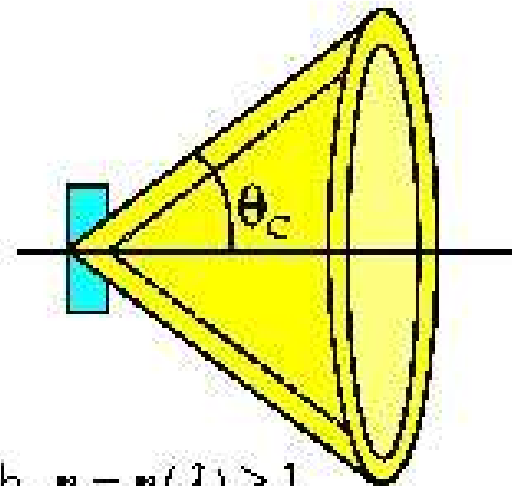
- Черенковское излучение – явление иного рода, чем все предыдущие. Оно возникает в результате взаимодействия э-м поля движущейся частицы со средой (диэлектриком), а не как индивидуальный акт взаимодействия двух объектов.

$$\beta \geq \beta_{thr} = \frac{1}{n} \quad n: \text{refractive index}$$



$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$$

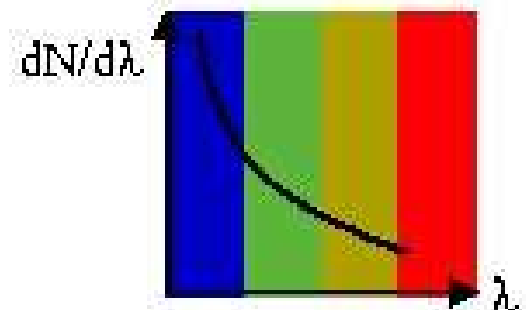
$$\text{with } \underline{n = n(\lambda) \geq 1}$$



Черенковское излучение

medium	n	$\theta_{\max} (\beta=1)$	$N_{\text{ph}} (\text{eV}^{-1} \text{ cm}^{-1})$
air	1.000283	1.36	0.208
isobutane	1.00127	2.89	0.941
water	1.33	41.2	160.8
quartz	1.46	46.7	196.4

Number of emitted photons per unit length and unit wavelength interval

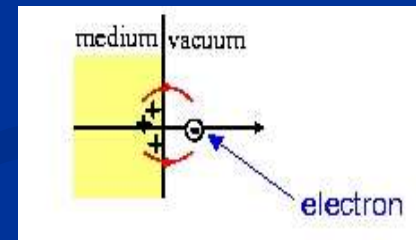
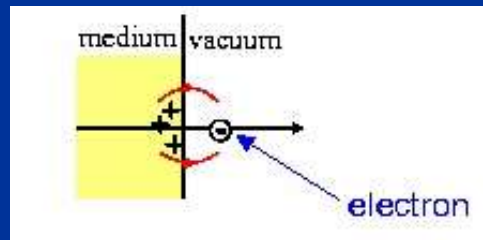
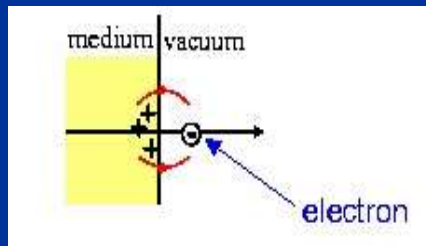


Черенковское излучение

- Уникальные особенности Чер.излучения которые используются при создании детекторов заряженных частиц это:
 1. Пороговый характер его возникновения
 2. Направленность излучения

Переходное излучение (Transition Radiation)

- Есть ещё одно явление возникающее при пересечении заряженной частицы раздела двух сред – переходное излучение.



Переходное излучение

A correct relativistic treatment shows that...

(G. Garibian, Sov. Phys. JETP63 (1958) 1079)

○ Radiated energy per medium/vacuum boundary

$$W = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_p \gamma \quad \boxed{W \propto \gamma} \rightarrow \text{Only high energy } e^\pm \text{ will emit TR. Identification of } e^\pm$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad \left(\begin{array}{c} \text{plasma} \\ \text{frequency} \end{array} \right) \quad \hbar \omega_p \approx 20 \text{ eV (plastic radiators)}$$

○ X-rays are emitted with a sharp maximum at small angle

$$\theta \propto 1/\gamma$$

→ TR stay close to track

○ Number of emitted photons / boundary is small

$$N_{ph} \approx \frac{W}{\hbar \omega} \propto \alpha \approx \frac{1}{137}$$

Need many transitions → build a stack of many thin foils with gas gaps

○ Particle must traverse a minimum distance, the formation zone $R = c\gamma^2/\omega$, in order to efficiently emit TR.

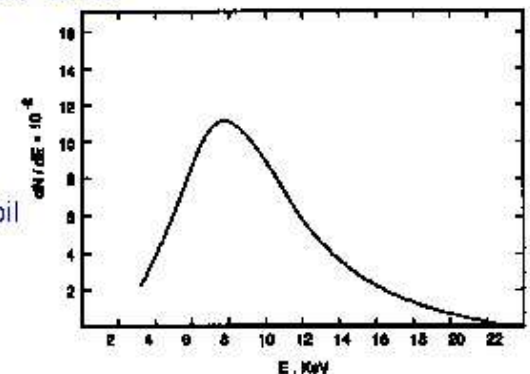
○ Emission spectrum of TR: from optical to X-ray region.

Particle detectors exploit only X-ray part.

Typical energy: $\hbar \omega \approx \frac{1}{4} \hbar \omega_p \gamma$

→ photons in the keV range

• Simulated emission spectrum of a CH₂ foil stack



Механизмы регистрации заряженных частиц

■ Ионизационные потери

1. Относительно велики

(MIP ($\beta\gamma=4$) $\approx 1\text{MeV/g/cm}^2$; Плато ($\beta\gamma>10^3$) $\approx 2\text{ MeV/g/cm}^2$)

2. Не имеют выделенного направления

■ Черенковское излучение

1. Пороговый характер

2. Направленность излучения

■ Переходное излучение

1. Для сверхвысоких энергий ($\gamma \sim 1000$)

2. Направленность излучения

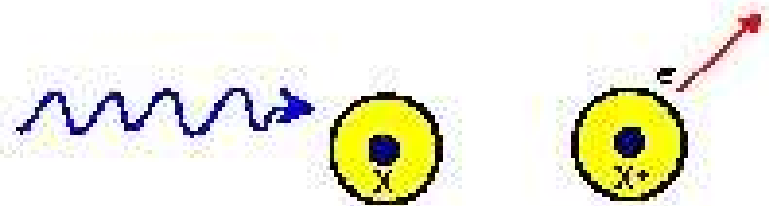
3. Излучается мягкий рентген

Взаимодействие γ -квантов с веществом

- Из рассмотренного ранее должно быть понятно, что зарегистрировать γ -квант возможно только если он передаст часть (всю) энергию заряженной частице.
- Известно три таких процесса:

1. Фотоэффект

◆ Photo-electric effect:

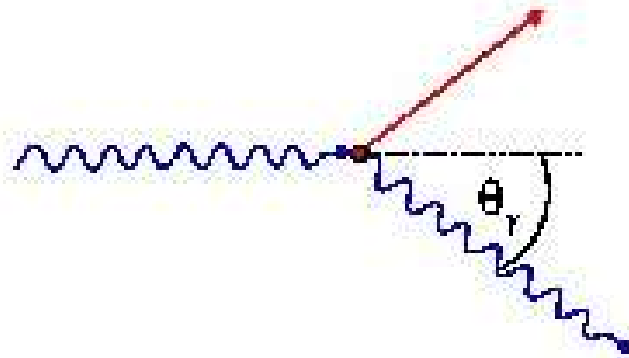


Взаимодействие γ -квантов с веществом

2. Комптон-эффект

◆ Compton scattering:

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e'$$

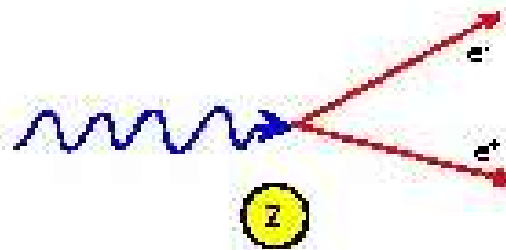


$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}$$

Взаимодействие γ -квантов с веществом

3. Рождение e^+e^- пар

◆ Pair production



$$\gamma + nucleus \rightarrow e^+ e^- + nucleus$$

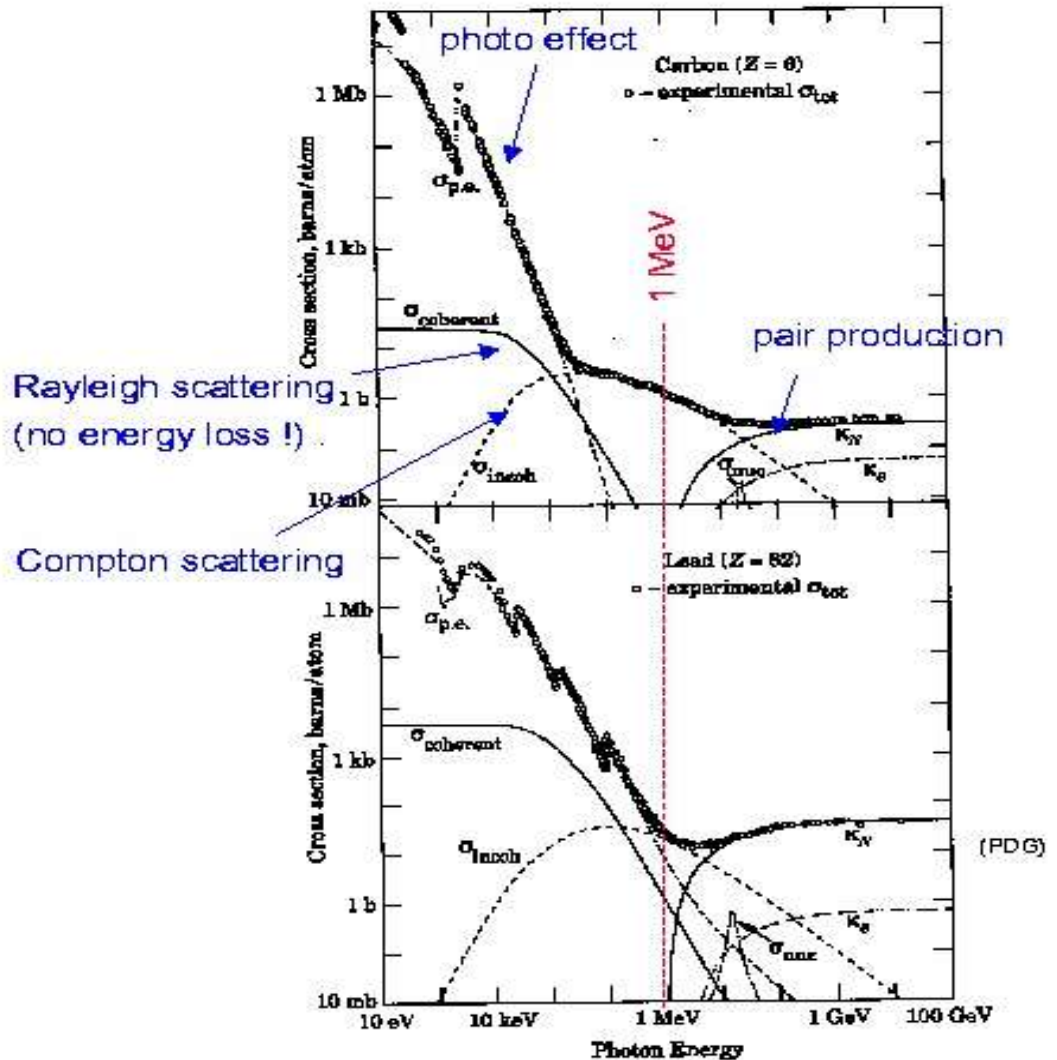
Only possible in the Coulomb field of a nucleus (or an electron) if $E_\gamma \geq 2m_e c^2$

Взаимодействие γ-квантов с веществом

In summary: $I_\gamma = I_0 e^{-\mu x}$ μ : mass attenuation coefficient

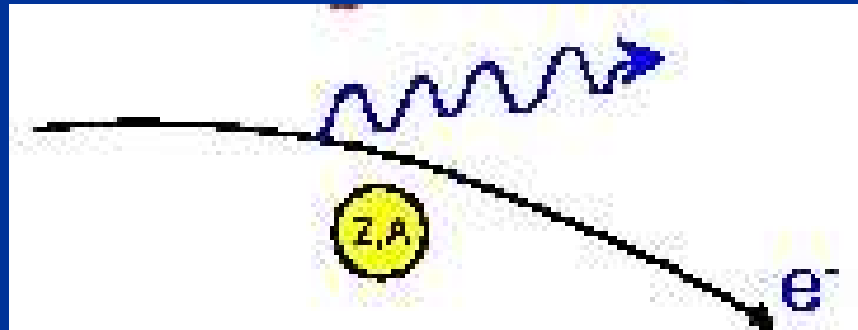
$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{Compton} + \mu_{pair} + \dots$$

$$\mu_i = \frac{N_A}{A} \sigma_i \quad [cm^2 / g]$$



Взаимодействие электронов с веществом

- При рассмотрении ионизационных потерь подчеркивалось, что поведение (формула) зависимости от энергии справедливо для «тяжелых частиц»
- Электрон – легчайшая заряженная частица $M_e = 0,511 \text{ MeV}$
 $M(\mu) = 207 M_e$; $M(\pi) = 272 M_e$; $M(p) = 1836 M_e$
- Для него ранее всего проявляются эффекты от дополнительных потерь, пропорциональных энергии частицы (переходное излучение и тормозное излучение в поле ядра – Bremsstrahlung)



Тормозное излучение в поле ядра (Bremsstrahlung)

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} z^2 \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \propto \frac{E}{m^2}$$

При существующих сегодня энергиях ускорителей (≤ 1 ТэВ), эффект проявляется лишь для электронов/позитронов, а при энергиях **LHC** станет заметным и для мюонов (> 1 TeV)

Для электрона формула приобретает вид

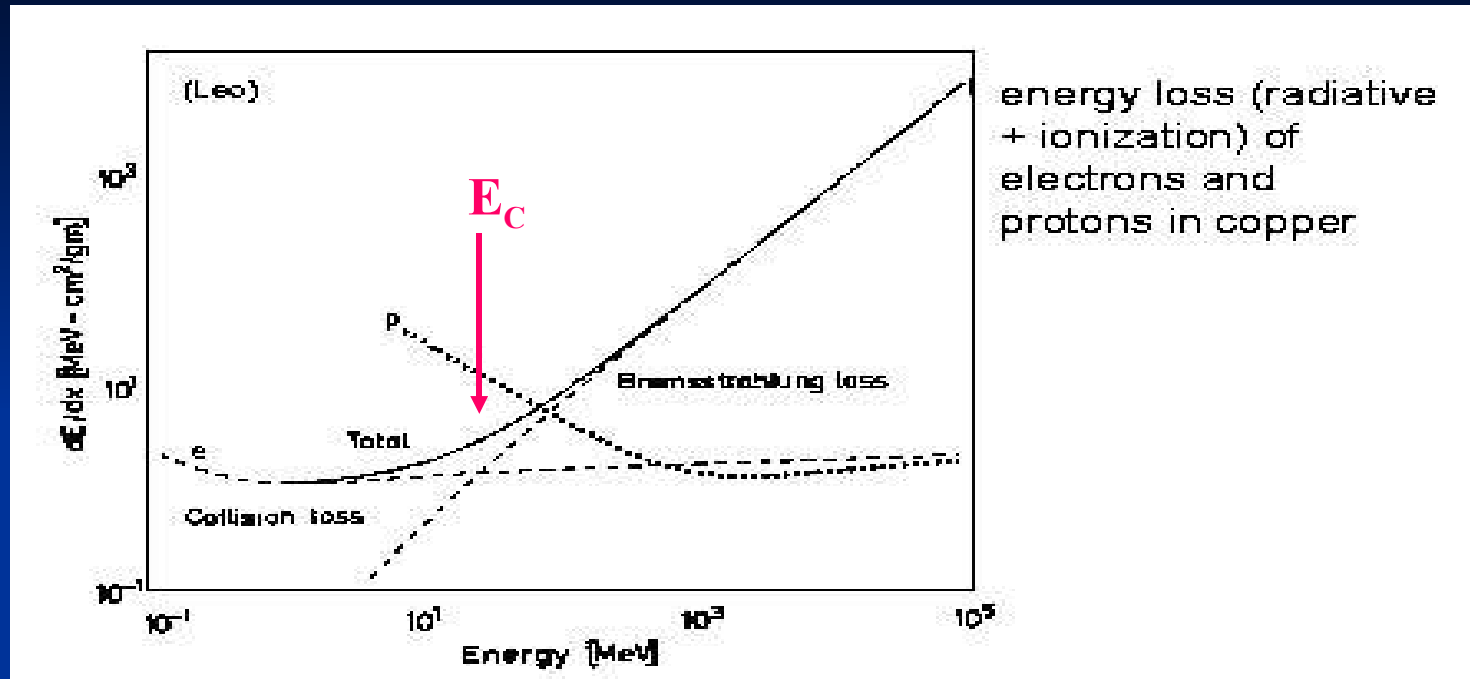
$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

$$\boxed{-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}}$$

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

X_0 - радиационная длина
вещества

Потери энергии электронов в веществе



Критическая энергия – энергия при которой потери на BS становятся равны ионизационным потерям

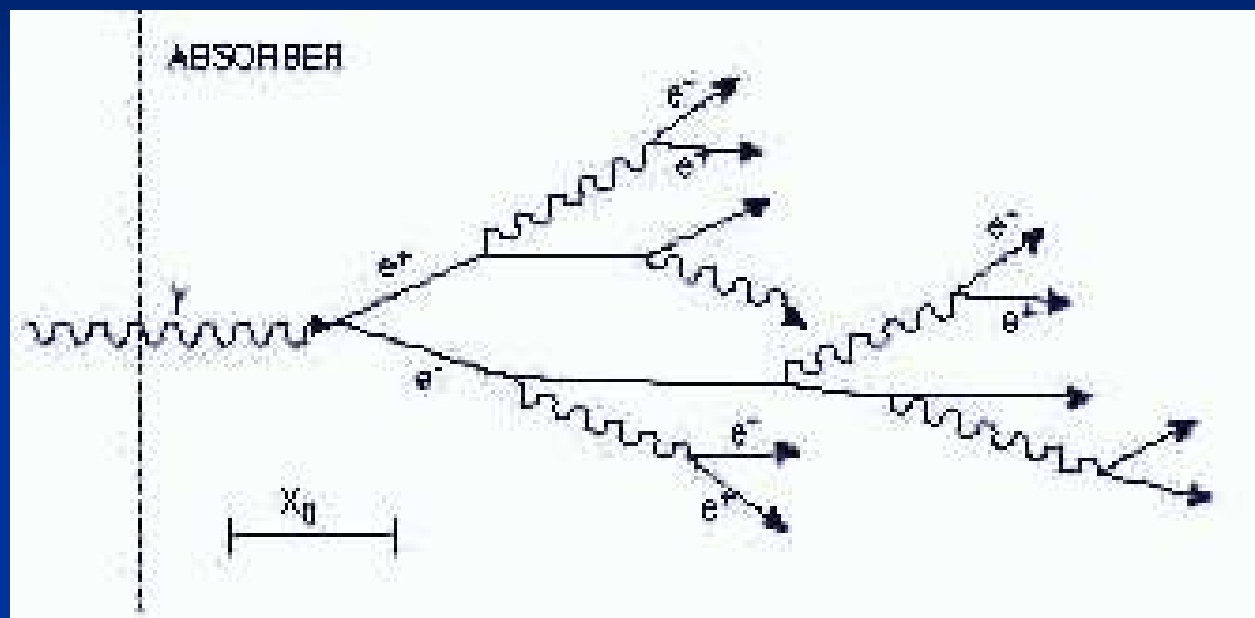
$$\left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{\text{Brems}} = \left. \frac{dE}{dx}(E_c) \right|_{\text{ion}}$$

Для электрона $E_c(e^-) \approx 560/Z$ (МэВ)

в Fe(Z=26) $E_c(e^-) = 22,4$ МэВ

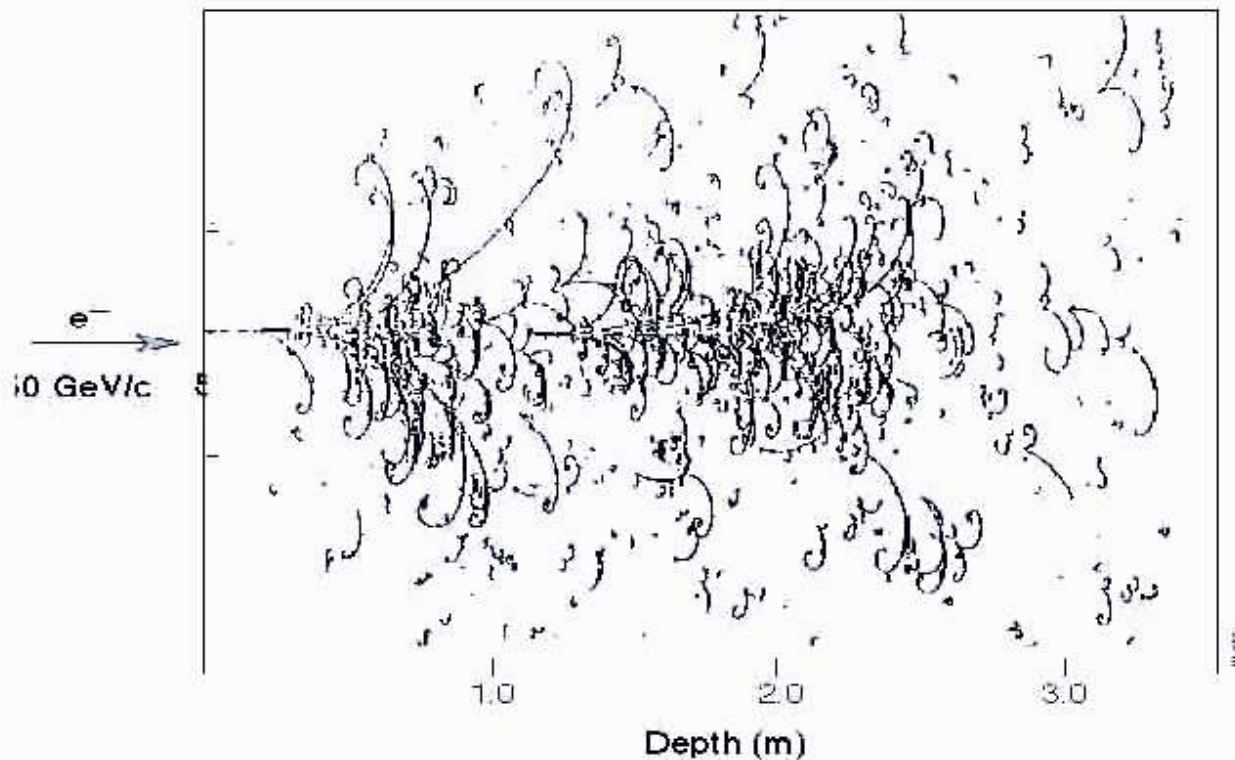
Для мюона $E_c = E_c(e^-) (m_\mu/m_e)^2 = 1$ ТэВ

Электромагнитный ливень

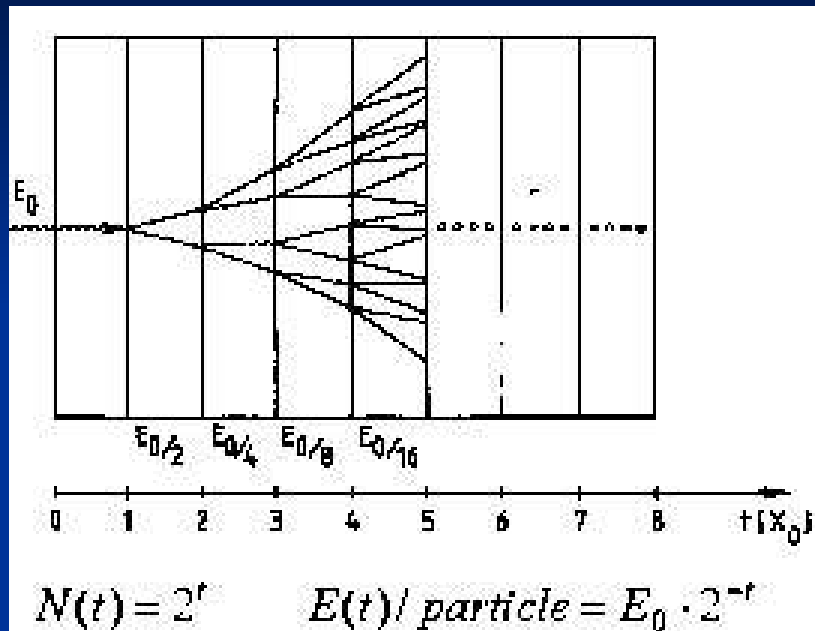


Электромагнитный ливень

Big European Bubble Chamber filled with $\text{Ne:H}_2 = 70\%:30\%$,
3T Field, $L=3.5$ m, $X_0 \approx 34$ cm, 50 GeV incident electron



Электромагнитный ливень



Процесс (ливень) развивается до тех пор пока $E(t) > E_c$

Для построения простейшей модели ливня используем:

- безразмерные величины

$t = X/X_0$ - толщина радиатора

$y = E/E_c$ - энергия γ -кванта

- Будем считать X_0 – шагом ливня
- Будем считать, что после каждого шага число частиц удваивается

Тогда:

1. После t шагов - число частиц в ливне $n(t) = 2^t$
- энергия каждой частицы $e(t) = E/2^t$

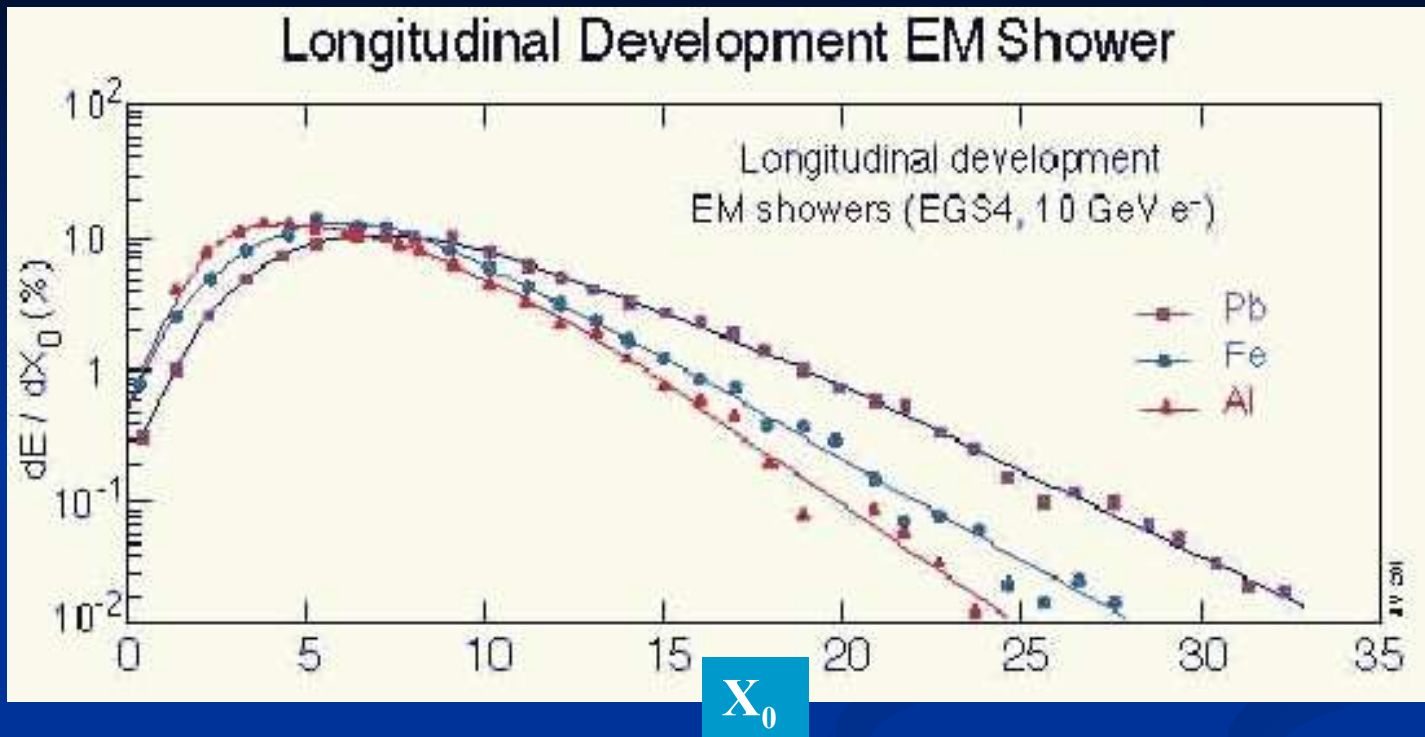
2. В максимуме ливня $e(t_{\max}) = E_c$

$$n(t_{\max}) = E/E_c = y$$

$$t_{\max} = \ln(E/E_c) = \ln y$$

3. После достижения ливнем максимума начинается его затухание. Энергия теряется в основном за счет взаимодействия фотонов с веществом (экспоненциальный «хвост»)

Продольное развитие э-м ливня



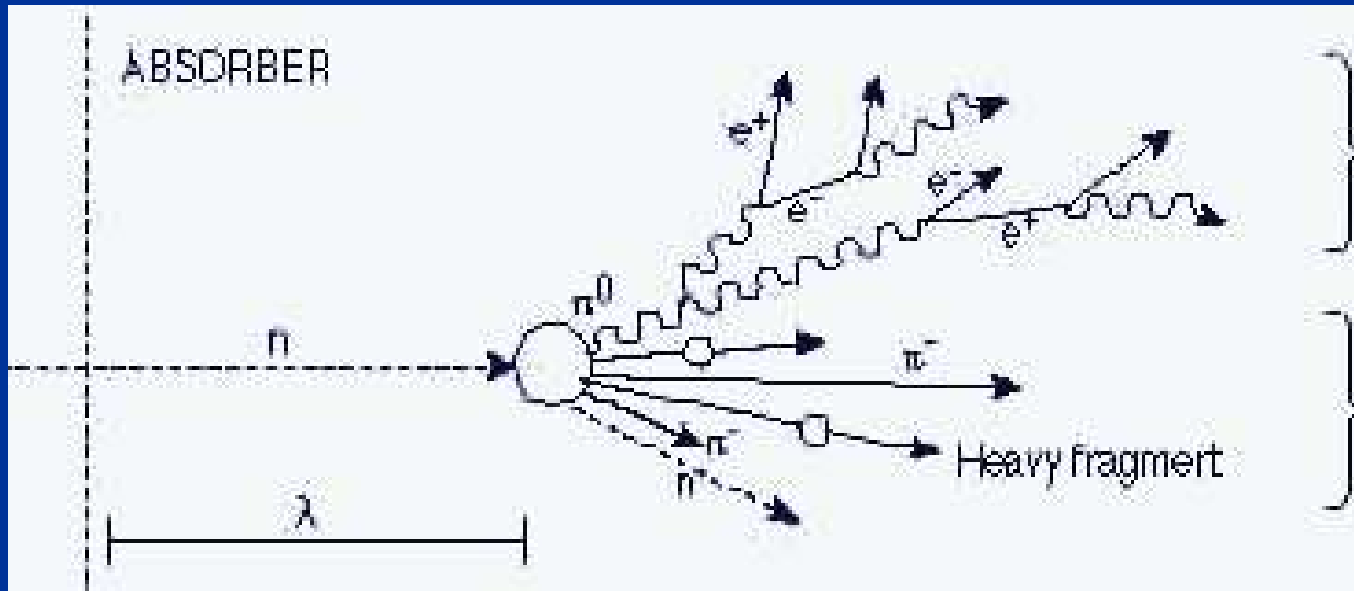
Поперечное развитие (размеры) э-м ливня характеризуются радиусом Мольера (Moliere) R_M .

$$R_M = \frac{21 M\text{эВ}}{E_C} X_0 (z/\text{cm}^2)$$

90% частиц ливня не выходят за пределы цилиндра $R = R_M$

Адронный ливень (каскад)

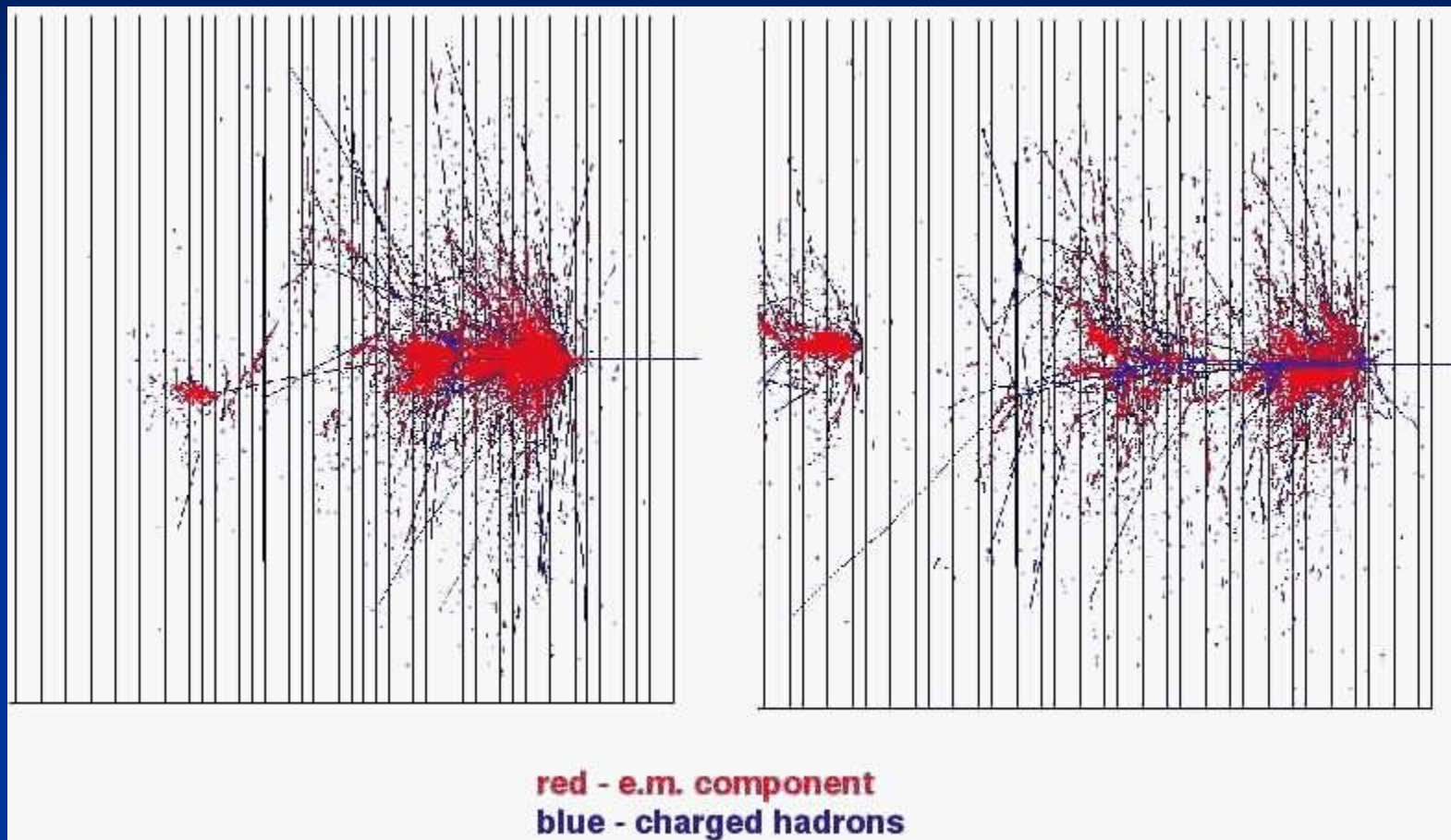
Сильновзаимодействующие частицы при достаточно высоких энергиях способны создать адронный ливень, во многом подобный э-м ливню. Роль критической энергии в нем будет играть порог рождения π -мезонных пар $E_{th} \approx 2m_{\pi} \approx 0.28 \text{ GeV}$. Но картина адронного ливня значительно сложнее картины э-м ливня.



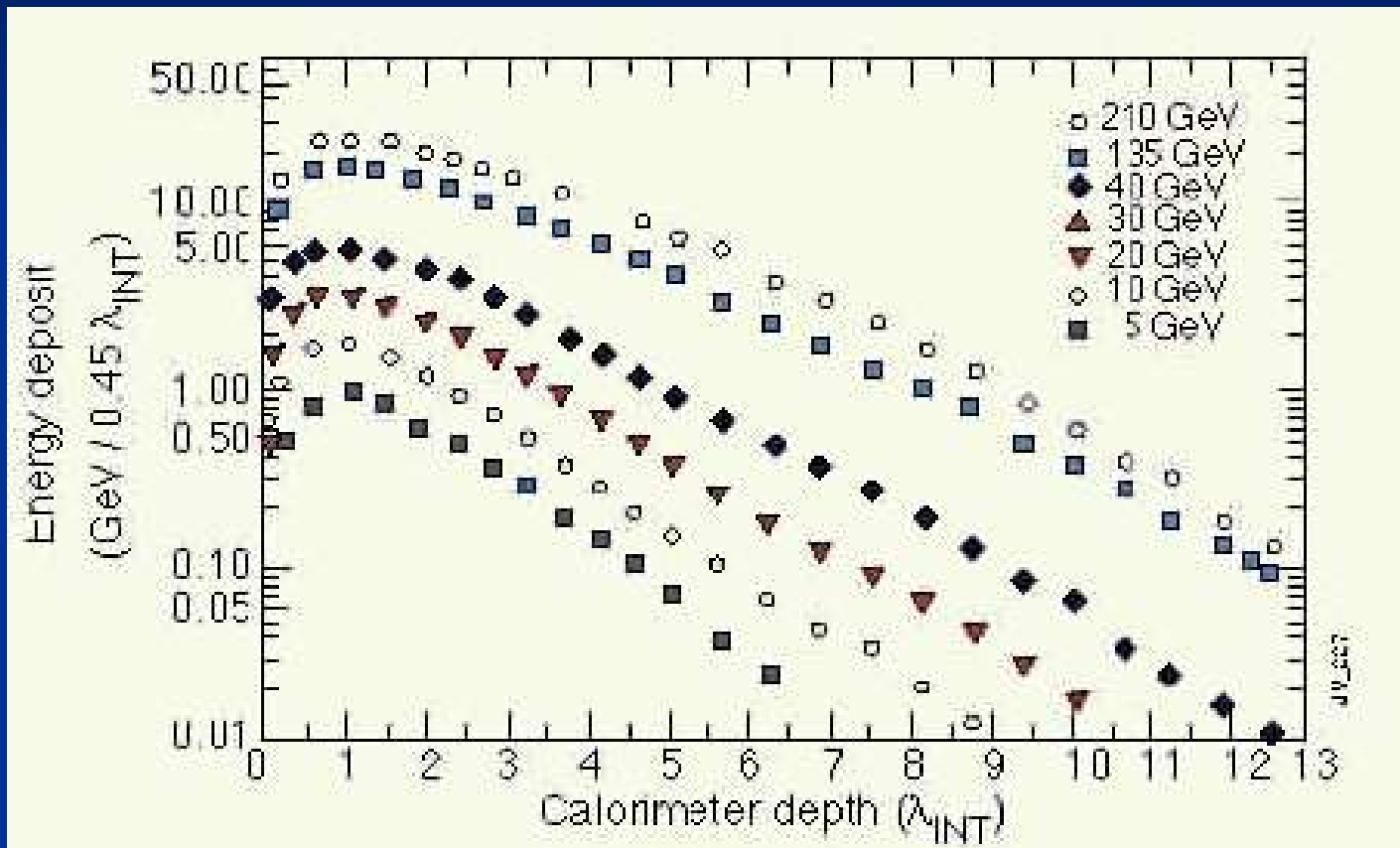
Э-М компонента

Адронная
компонента

Картина адронного ливня в меди



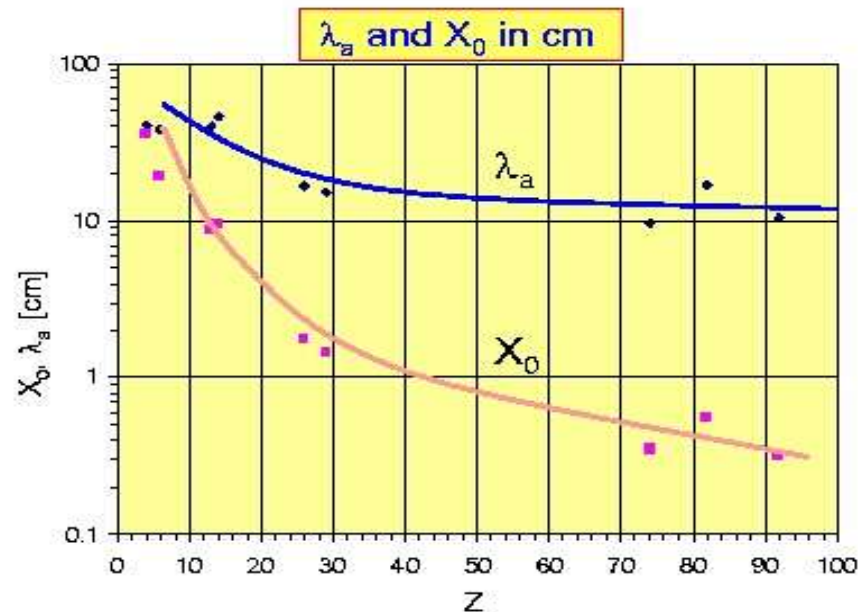
Энерговыделение в адронном ливне.



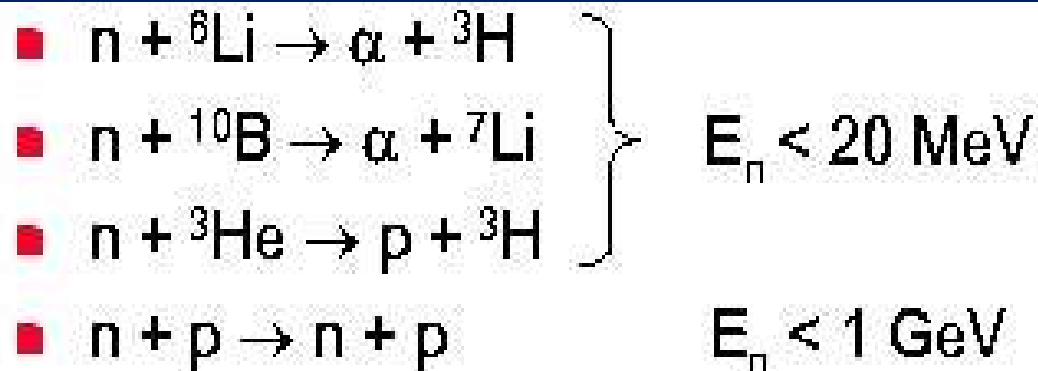
Радиационная (X_0) и ядерная длина (λ_a) различных веществ.

Material	Z	A	ρ [g/cm ³]	X_0 [g/cm ²]	λ_a [g/cm ²]
Hydrogen (gas)	1	1.01	0.0899 (g/l)	63	50.8
Helium (gas)	2	4.00	0.1786 (g/l)	94	65.1
Beryllium	4	9.01	1.848	65.19	75.2
Carbon	6	12.01	2.266	43	86.3
Nitrogen (gas)	7	14.01	1.25 (g/l)	38	87.8
Oxygen (gas)	8	16.00	1.428 (g/l)	34	91.0
Aluminium	13	26.98	2.7	24	106.4
Silicon	14	28.09	2.33	22	106.0
Iron	26	55.85	7.87	13.9	131.9
Copper	29	63.55	8.96	12.9	134.9
Tungsten	74	183.85	19.3	6.8	185.0
Lead	82	207.19	11.35	6.4	194.0
Uranium	92	238.03	18.95	6.0	199.0

For $Z > 6$: $\lambda_a > X_0$



Регистрация нейтронов



- | | |
|---------------------------------|--|
| ■ neutron induced fission | $E_n \approx E_{th} \approx \frac{1}{40} \text{ eV}$ |
| ■ hadronic cascades (see below) | $E_n > 1 \text{ GeV}$ |

Регистрация нейтрино ν

- Нейтрино (ν) – нейтральная безмассовая* частица, которая взаимодействует с окружающим миром только за счет слабого взаимодействия.
- Зарегистрировать ее можно только по заряженным продуктам взаимодействия нейтрино с другими частицами

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p$$

$$l = (e, \mu, \tau)$$

$$\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n$$

- Сечение $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ $\sigma \sim 10^{-43} \text{ cm}^2$

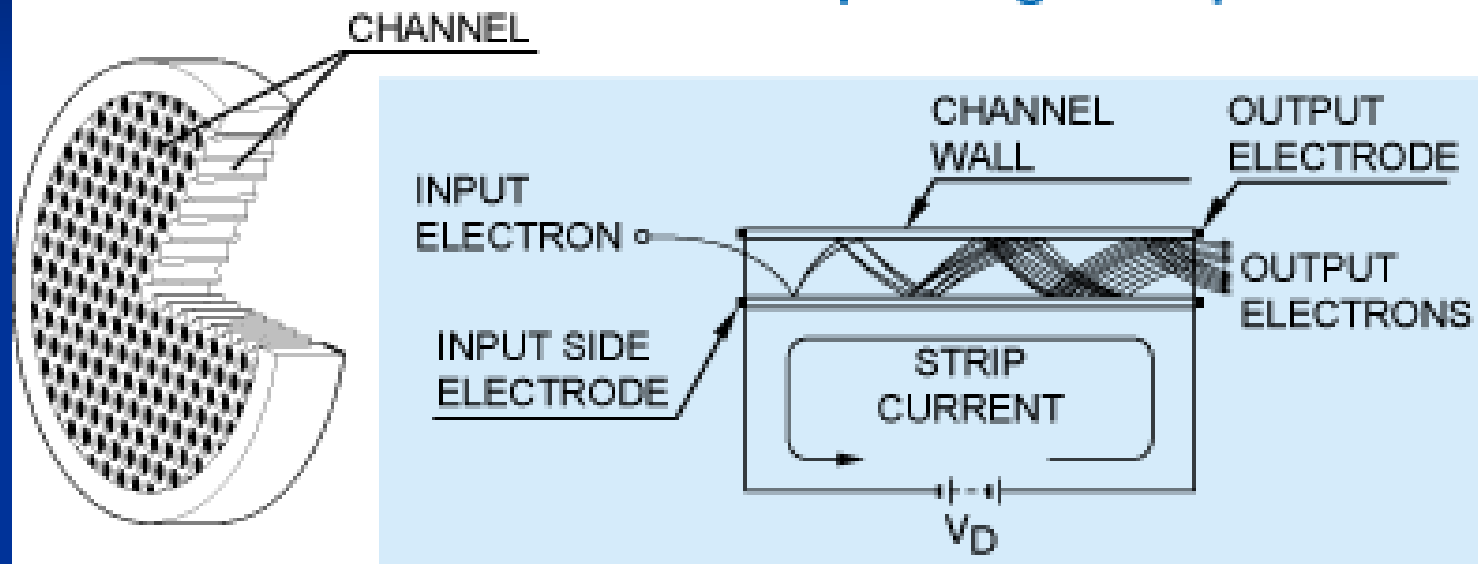
- вероятность взаимодействия ν в 1м железа $\sim 5 \cdot 10^{-17}$

- Изучение нейтрино требует массивных детекторов (кТ) и интенсивных пучков нейтрино !!!



Микроканальная пластина

Schematic Construction and Operating Principle of MCP



Элементы детекторов частиц

- Мы сделали первый шаг – поняли какими способами частицы оставляют «следы»
- Но этого недостаточно. Надо придумать, как перевести эти следы либо в изображение, либо (современнее) в электрический сигнал.
- В изображение следы преобразуются в:
 1. фотоэмульсии
 2. пузырьковой
 - и 3. стримерной* камерах
- В электрический сигнал «след» можно преобразовать в полупроводниковых, газовых, криогенных детекторах
- Можно получить эл.сигнал регистрируя свет (сцинтилляционные детекторы)

Что мы умеем сегодня регистрировать ?

- ✓ **Время прохождения частицы** (точность до пксек)
- ✓ **Координату(ы) прохождения частицы** (~ мкм)
- ✓ **Потерю энергии в веществе детектора**
- ✓ **Скорость частицы** (черенковские детекторы и детекторы переходного излучения)

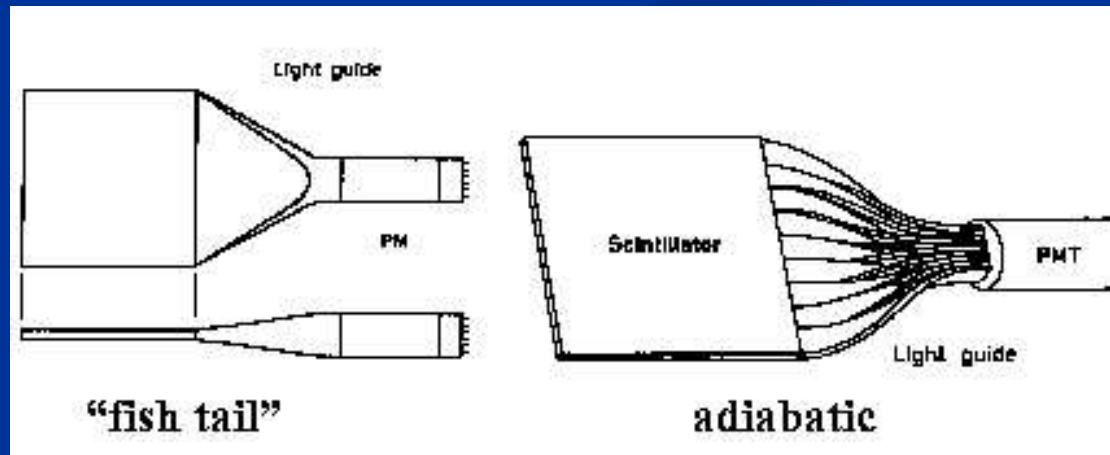
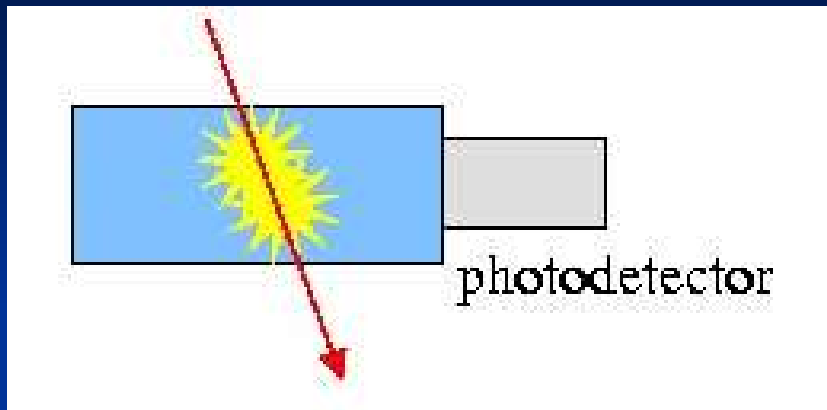
Что из этого следует?

2. Все иные величины (импульс, заряд, масса, энергия) измеряются путем комбинации этих «первичных» измерений.
3. Каждый детектор обладает одновременно рядом указанных возможностей «первичных» измерений.
4. Нет универсального детектора обладающего рекордными характеристиками по всем параметрам.

Некоторые характеристики популярных детекторов

Детектор	ΔX (мкм)	Δt	Мертв.в ре мя	Чувств. объём	
					g/cm ²
Пузырьковая камера	10-150	0.1 сек	сек	~ м ³	10-150
Стримерная камера	300	1 мксек	0.1 сек	~ м ³	0.5
Пропорциональная камера	300	50 нсек	200 нсек	1 см	10 ⁻³
Дрейфовая камера	50	20 нсек	200 нсек	1-5 см	10 ⁻³
Сцинтилляционный счетчик	1мм ÷ 1м	0.15 нсек	10 нсек	~ м ³	100
Фотоэмульсия	1	-	-	0.1м ³	100

Сцинтилляционный счетчик

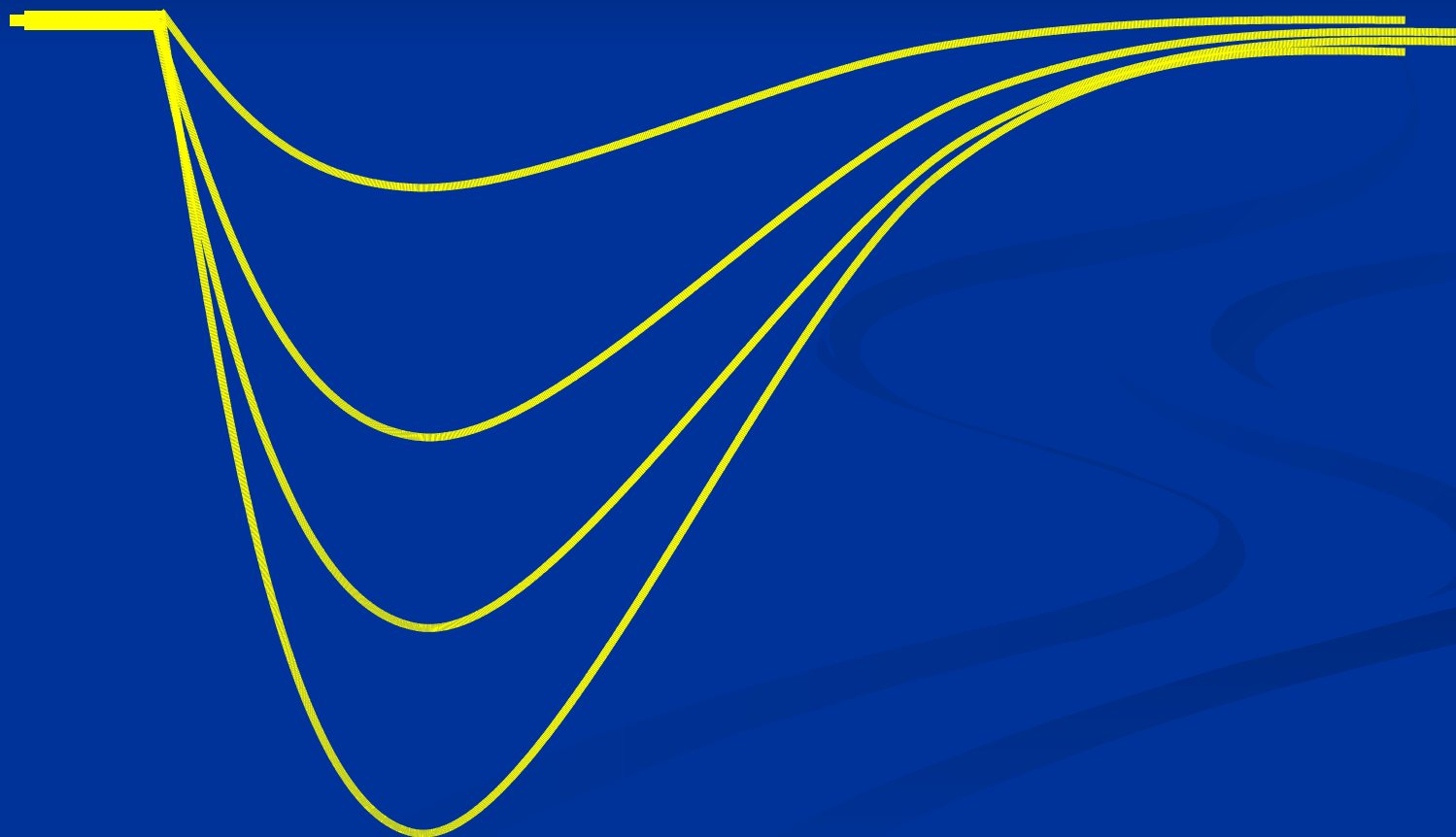


Электроника детекторов

Front-end electronics (FEE)



Почему необходимо формирование сигнала с детектора ?



Понятие об FEE и ее блоках

- Сигнал от детектора надо
 - Усилить (Amplify)
 - Сформировать (Shape)
 - Сделать «логическим» (Discriminate)
 - ASD
- Надо выделить факт прохождения частицы (схема совпадений – антисовпадений)

Основные типы электронных блоков

- Дискриминатор - формирователь
- Схема совпадений (Coincidence)
- Схема антисовпадений (Anticoincidence)
- Пересчетная схема (Scaler)
- Кабельная задержка (Cable delay)

Дискриминатор

- электронный блок назначение которого – сравнение уровня сигнала, поступающего на вход с некоторым эталонным уровнем. Выходной сигнал с Дискриминатора зависит от результата сравнения этих двух уровней

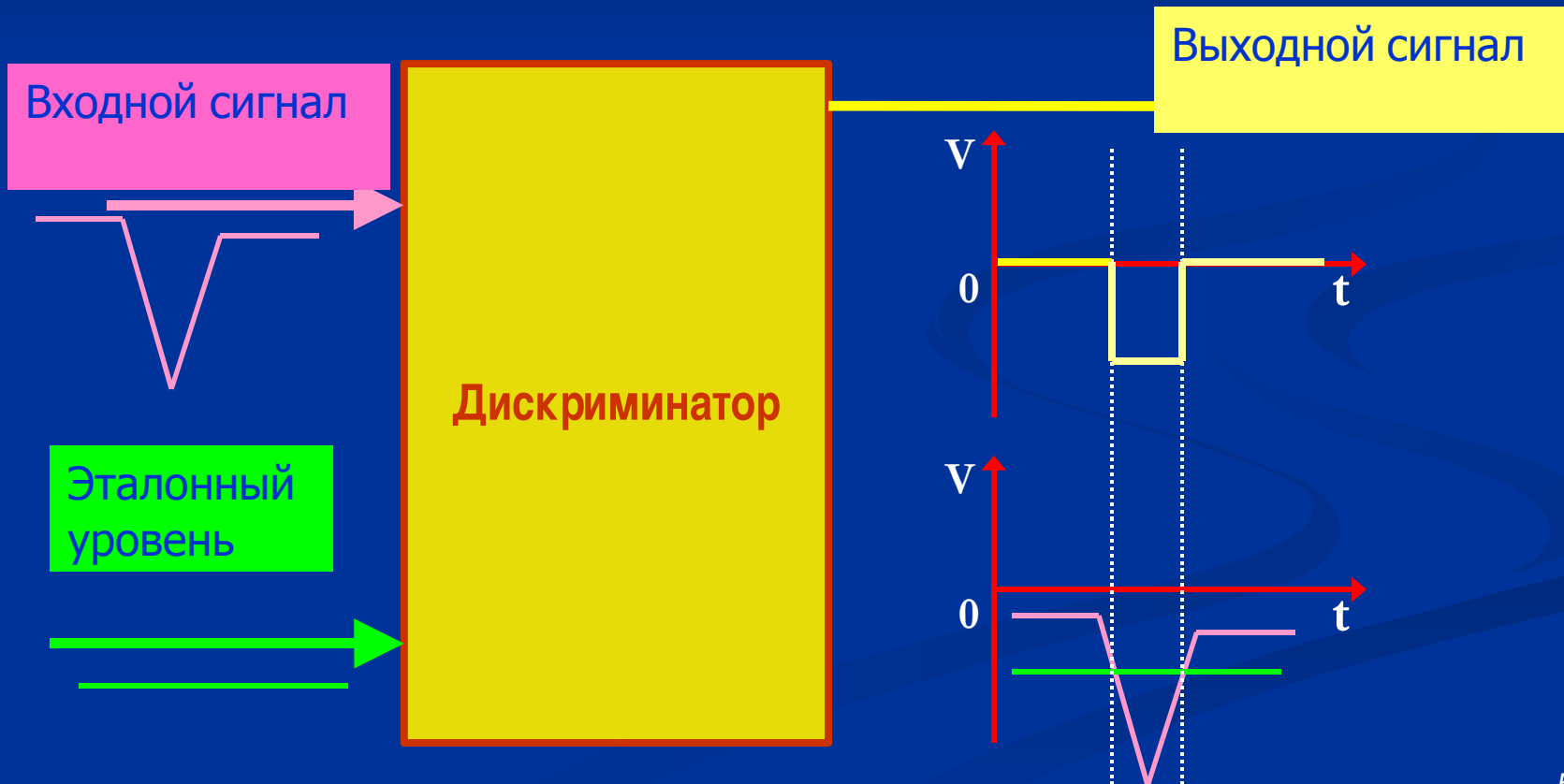
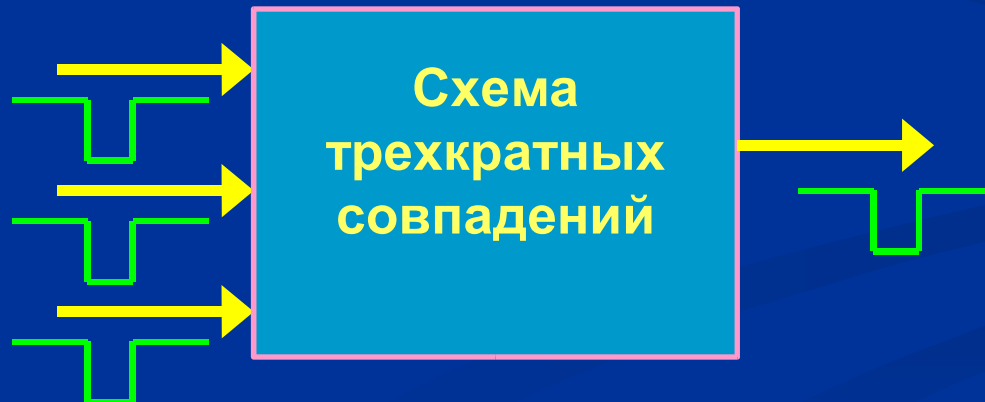
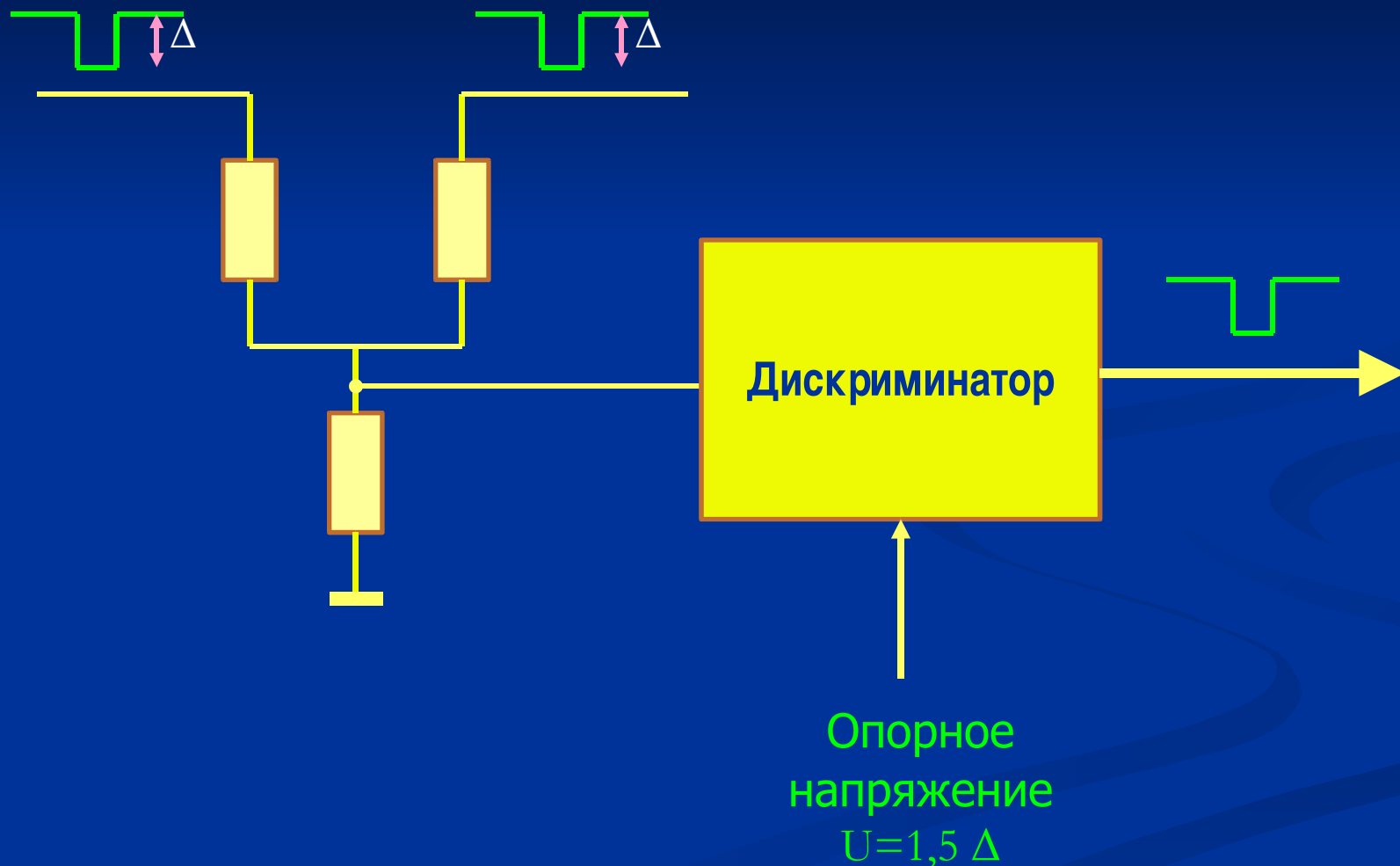


Схема совпадений

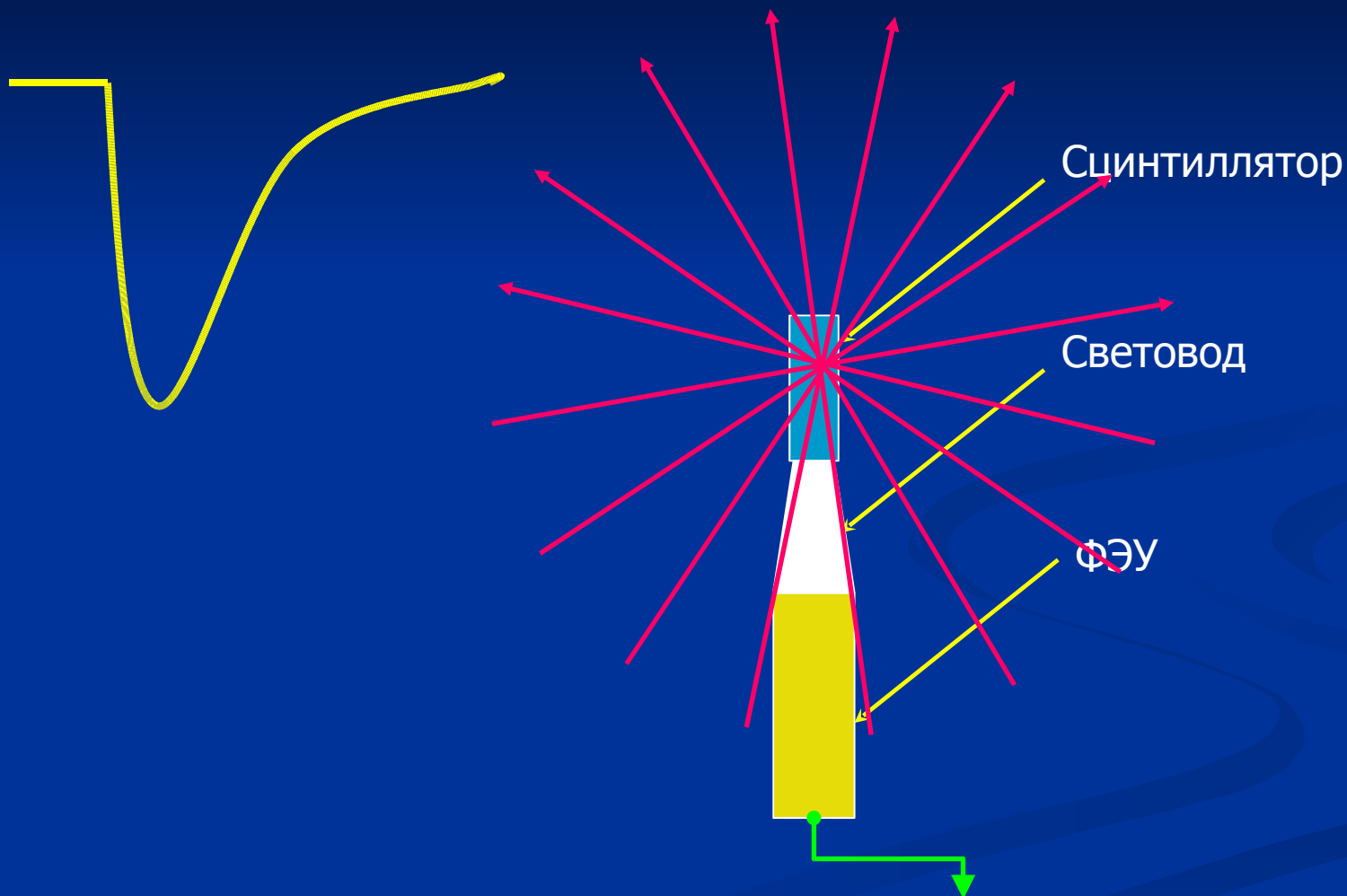
- Схема совпадений – это электронный блок с несколькими входами (кратность совпадений) и выходом(ами)
- Сигнал на выходе появляется только в том случае, если на всех входах присутствует сигнал.



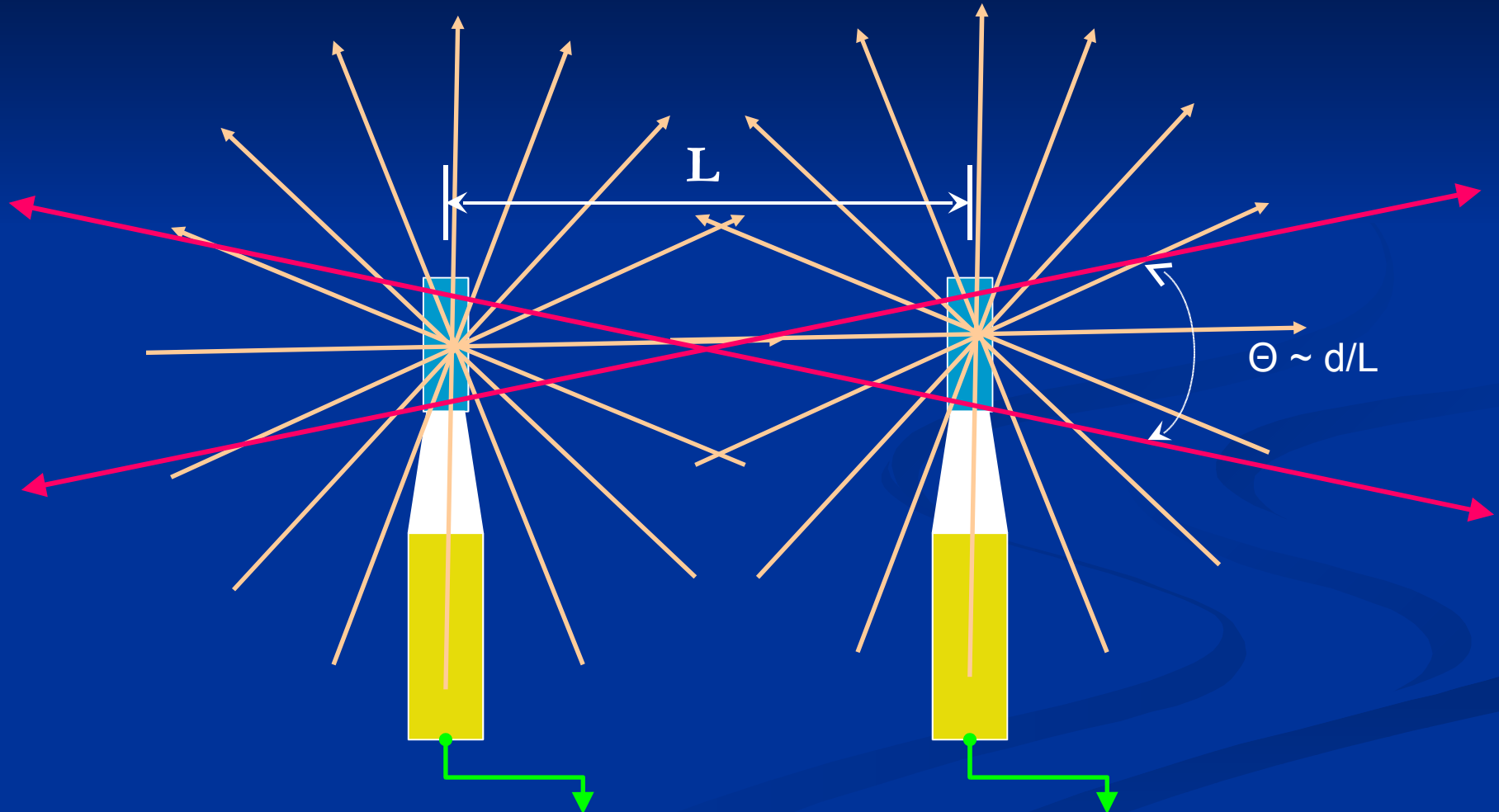
Функциональная схема СС



Как выделить факт прохождения частицы?



Как выделить факт прохождения частицы?



Система предварительного отбора событий (Trigger – спусковой крючок в оружии).

Конечная цель любого эксперимента – выделение событий, соответствующих исследуемому процессу, из событий не имеющих отношения к исследуемому (фон).

Уровень фона на порядки превышает уровень сигнала.

Поэтому практически в любом эксперименте существует многоуровневая система отбора событий.

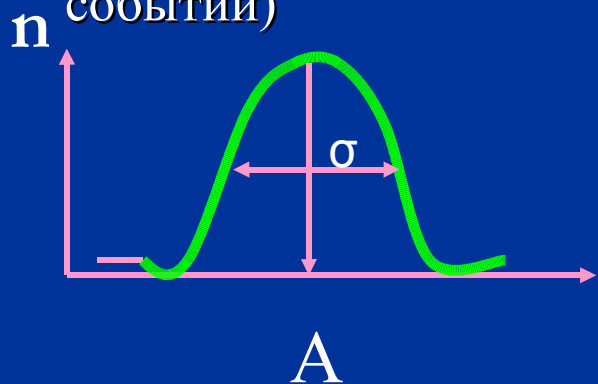
Многоуровневая вследствие того, что полное подавление фона путем применения одного критерия как правило невозможно (и даже нежелательно!).

Поэтому экспериментаторы стараются подавлять фон на всех этапах процесса приема (регистрации) данных как в ходе эксперимента (**on-line**), так и после его завершения (**off-line**).

Погрешности экспериментальных данных

■ Статистические погрешности

Погрешности, величина которых определяется набранной в эксперименте статистикой (общим числом событий)

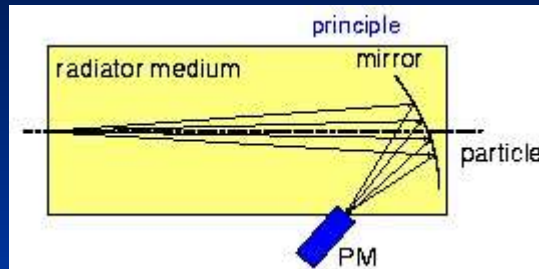


$$\Delta A \sim \sigma / \sqrt{N}$$

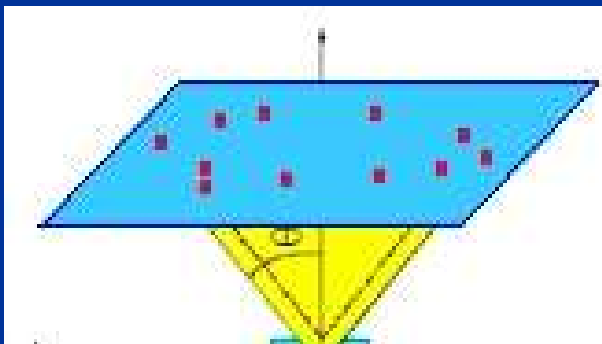
■ Систематические погрешности

Погрешности, уровень которых не зависит от уровня набранной статистики, а определяется особенностями установки

Черенковские детекторы



Пороговый



Дифференциальный

Сравнительные свойства активных средств детекторов

Активная среда	ρ г/см ³	ΔE / пару	# пар/м м
Газ (Ar)	10^{-3}	30 эВ	3(9)
Жидкий газ (LAr)	1.4	24 эВ	10^3
Полупроводник (Si)	2.3	3.6 эВ	10^5

Особенности активных сред определяют поле основного применения детекторов с использованием этих активных сред:

- Газы – трековые детекторы
- Сжиженные газы – калориметрия
- Полупроводник – высокоточные трековые детекторы относительно небольшой площади (вершинные детекторы и “forward” калориметры)

Газовые детекторы

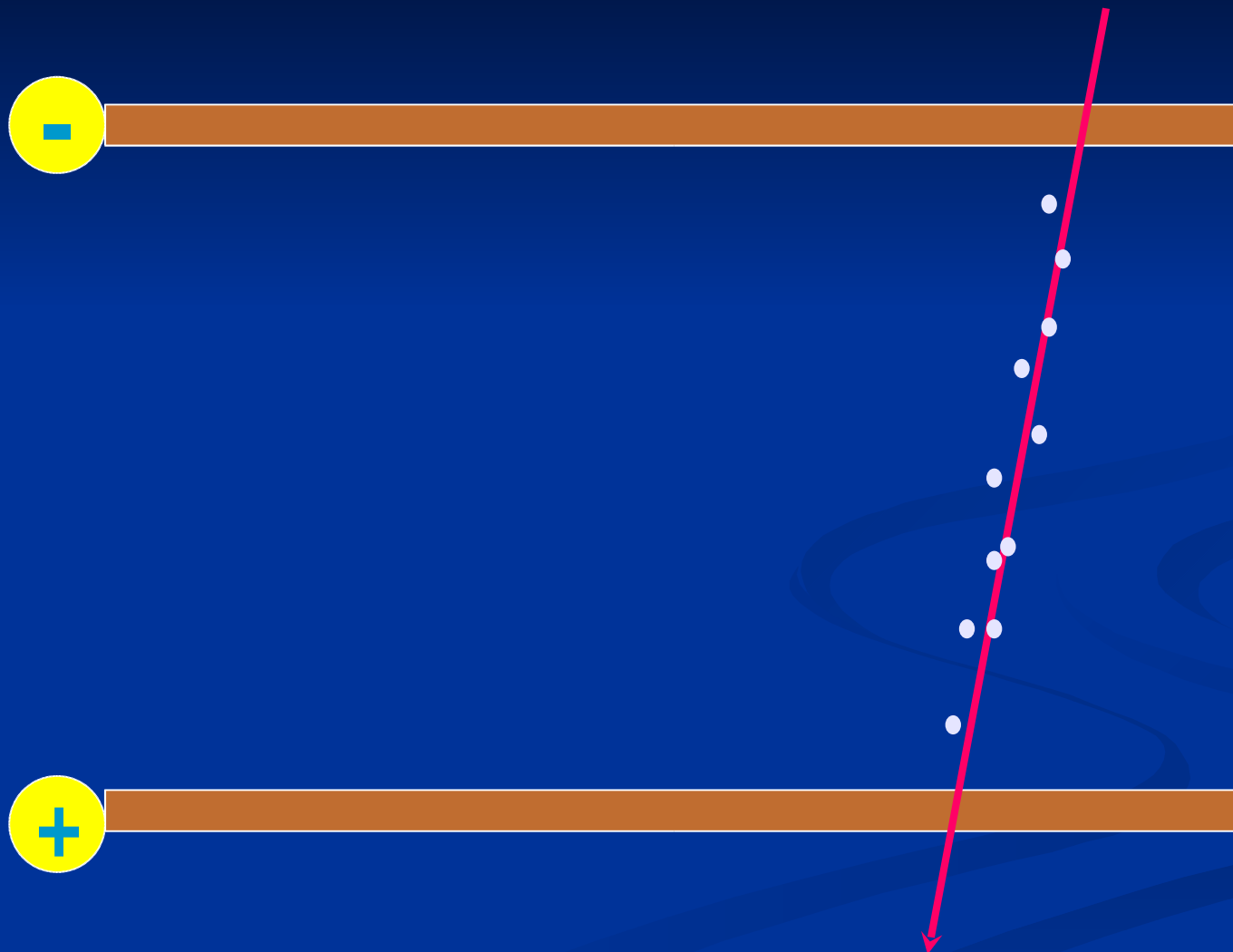
Преимущества

2. **Мало вещества.** Можно измерять координату не изменяя исходные характеристики регистрируемой частицы
3. **Информация достаточно естественно переводится в электрический сигнал.**

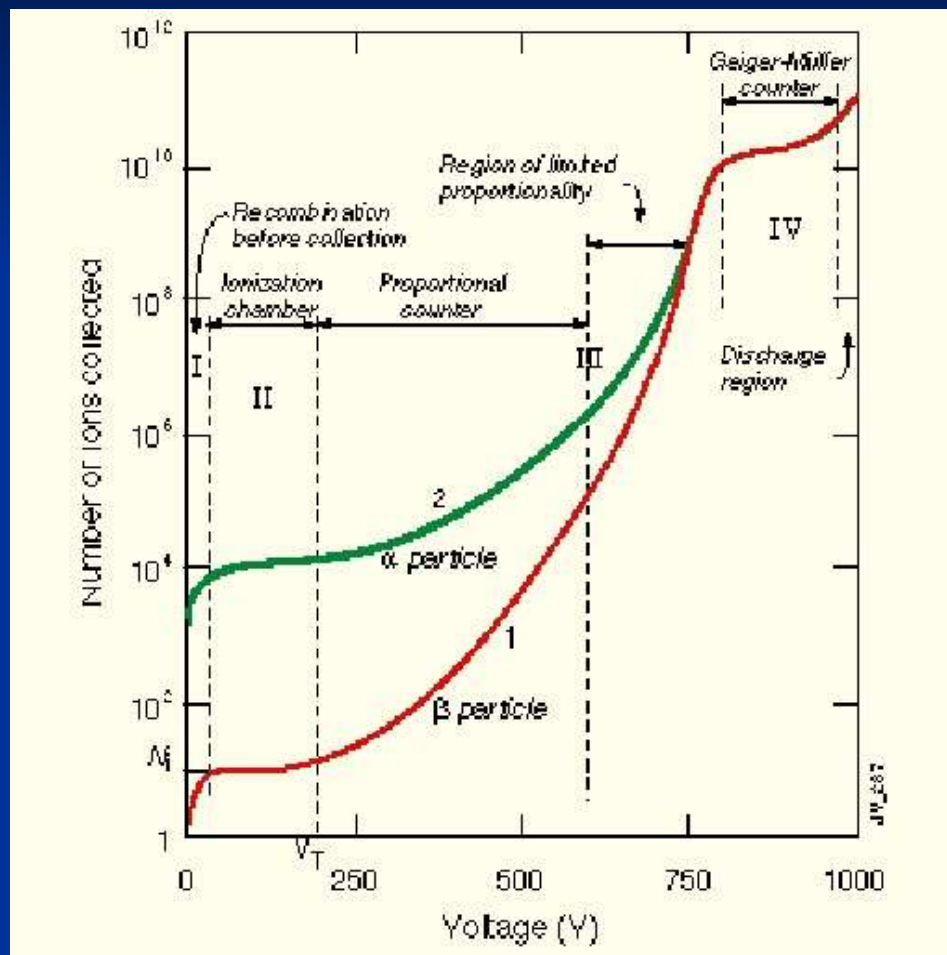
Недостатки

2. Могут быть проблемы с эффективностью регистрации.
3. Малое число первичных электрон/ион пар – требуется усиление (1 см $\rightarrow 10^2 e$. Для регистрации надо получить $\sim 1pQ \sim 10^7 e$

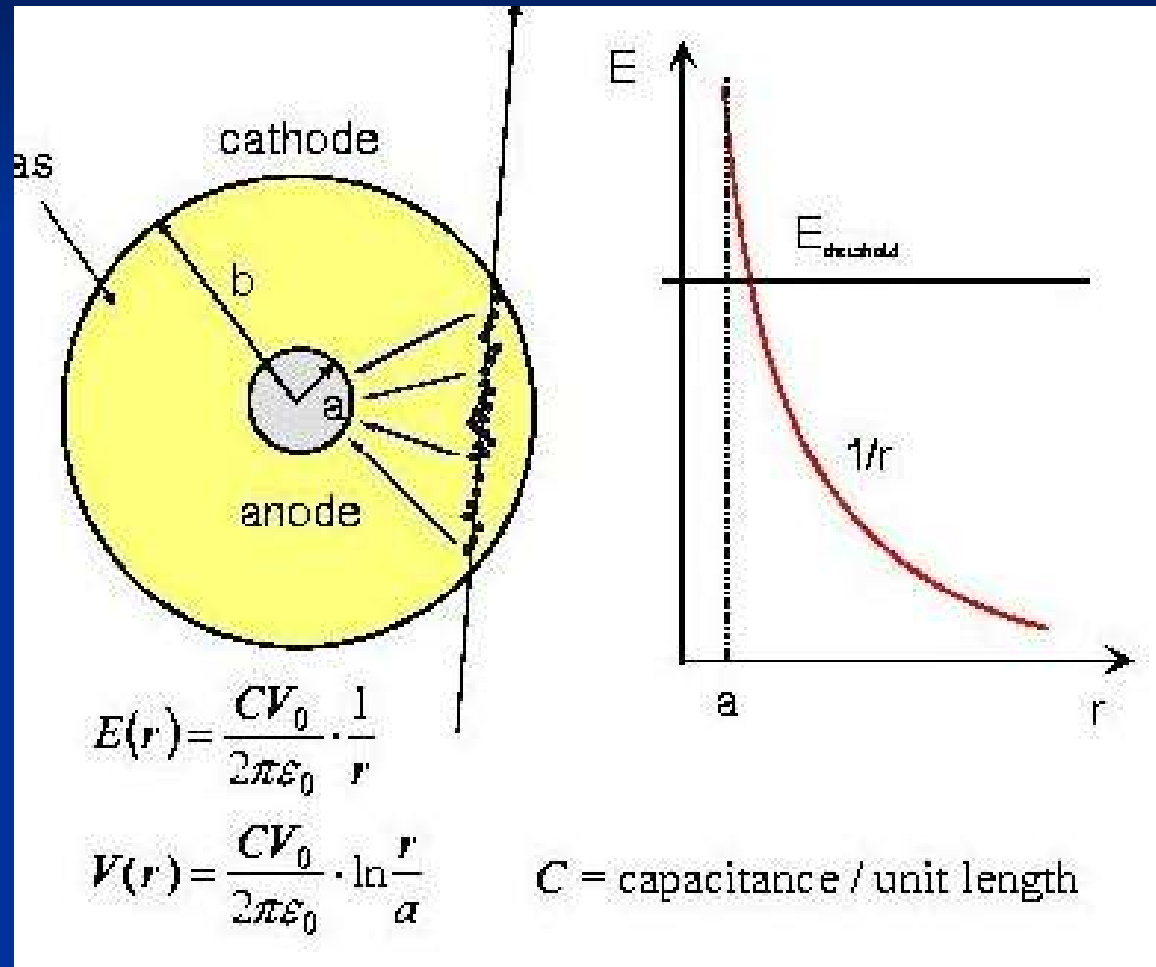
Плоскопараллельный счетчик



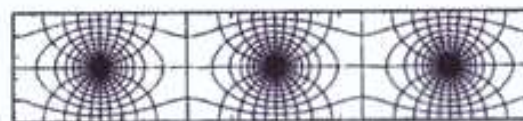
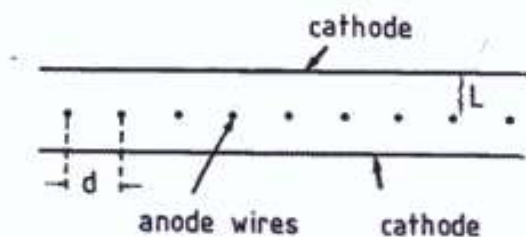
Газовое усиление



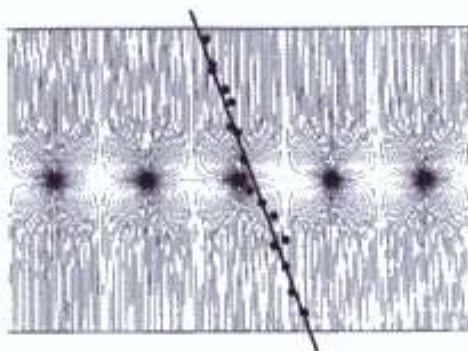
Газовые детекторы с неоднородным электрическим полем.



Многопроводочная пропорциональная камера



Typical Parameters: $L=5\text{mm}$, $d=1\text{mm}$, $a_{\text{wire}}=20\mu\text{m}$

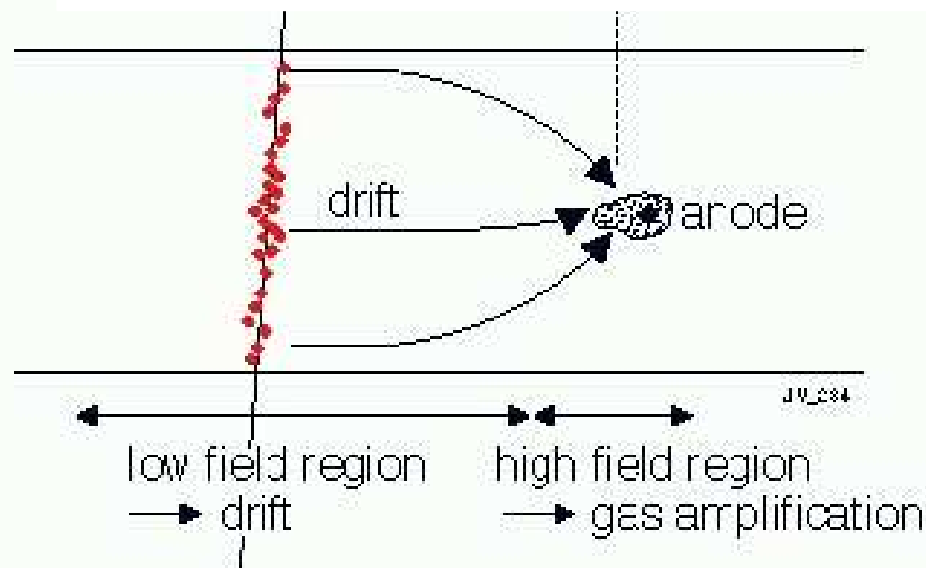


Normally digital readout:
spatial resolution limited to

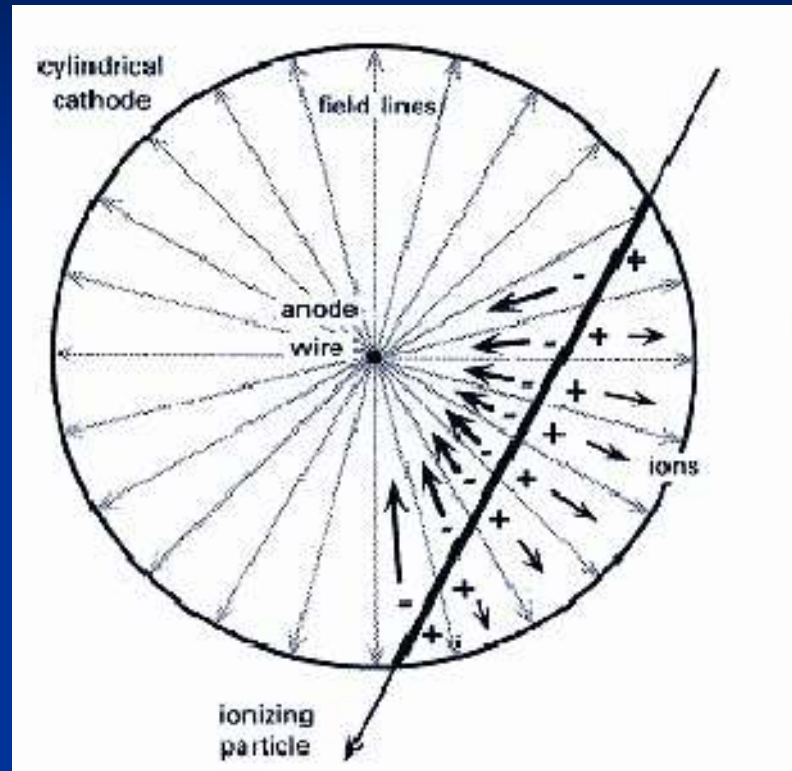
$$\sigma_x \approx \frac{d}{\sqrt{12}}$$

($d=1\text{mm}$, $\sigma_x=300\mu\text{m}$)

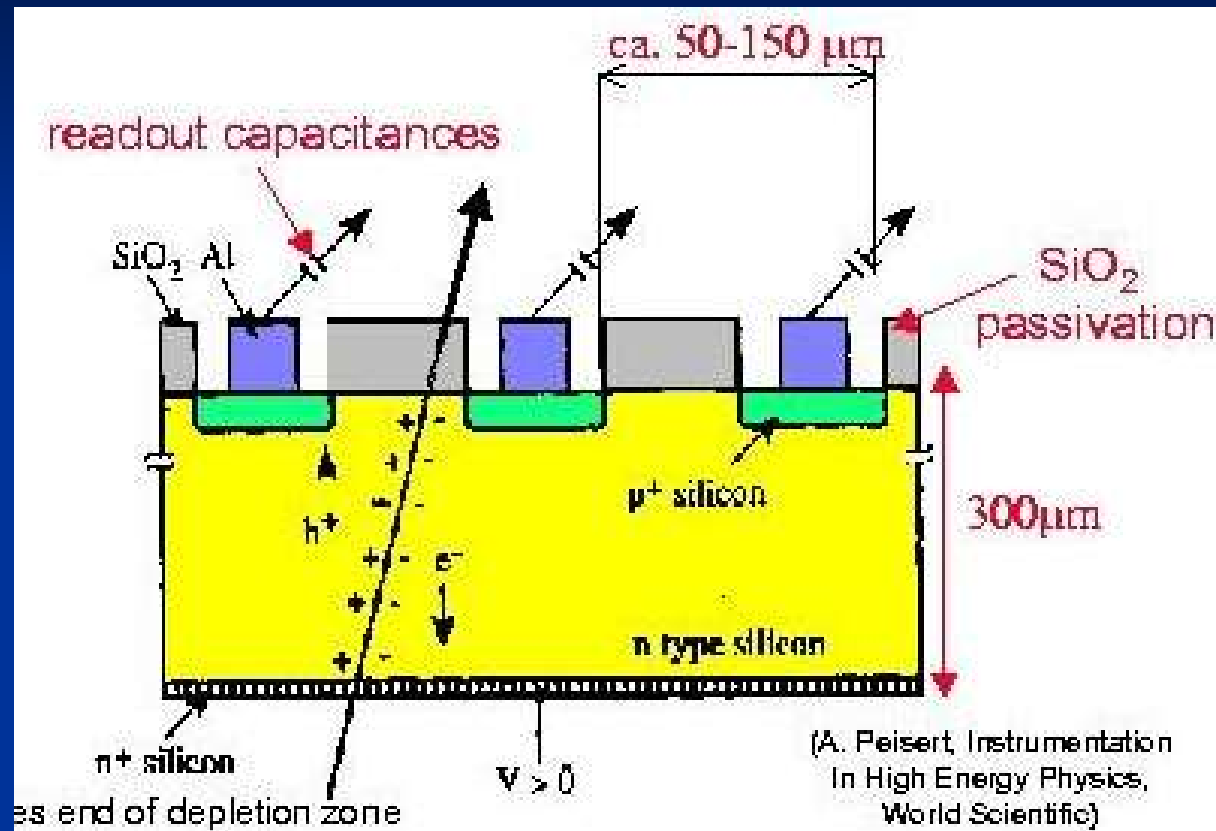
Принцип дрейфовой камеры



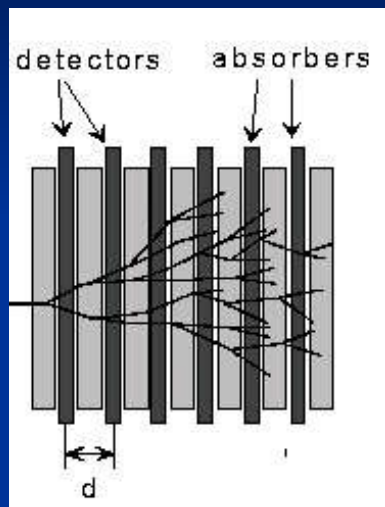
Дрейфовая трубка



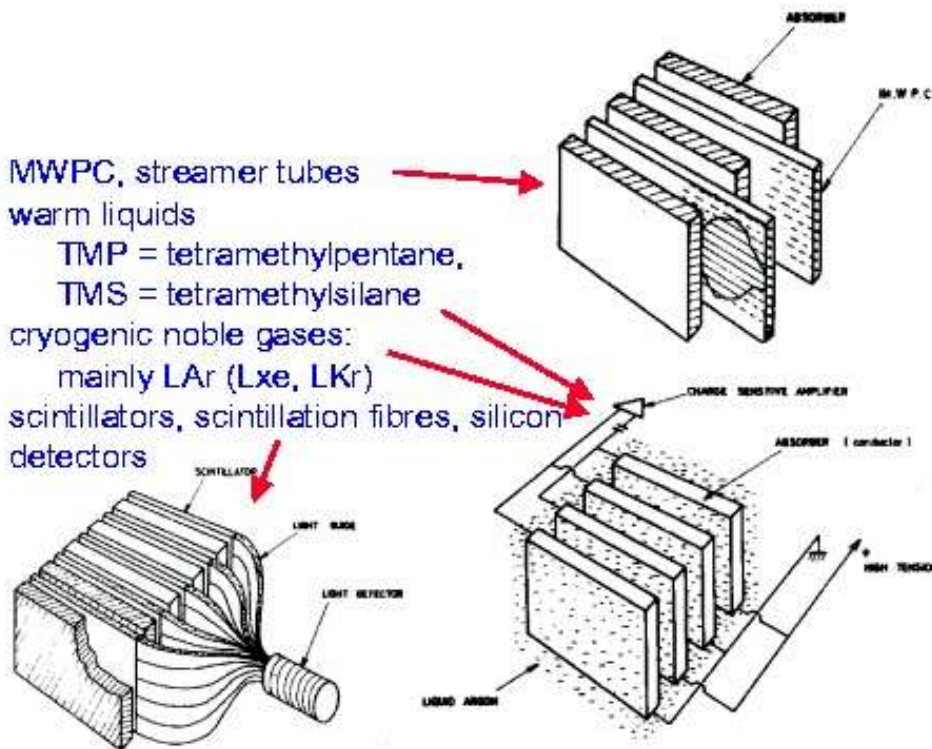
Полупроводниковые детекторы



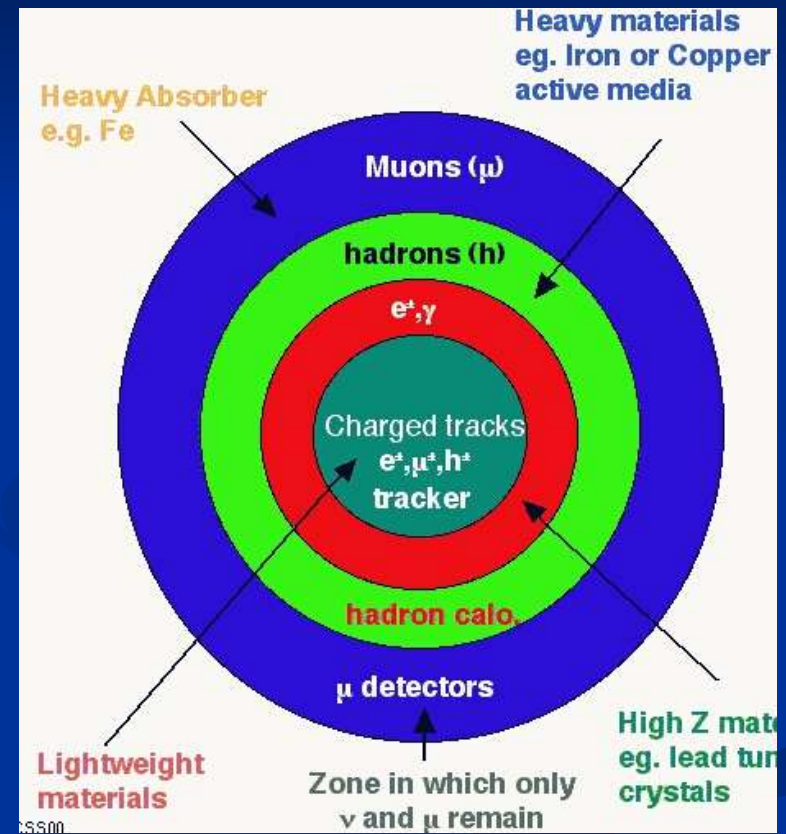
Калориметры



- MWPC, streamer tubes
- warm liquids
 TMP = tetramethylpentane,
 TMS = tetramethylsilane
- cryogenic noble gases:
 mainly LAr (LXe, LKr)
- scintillators, scintillation fibres, silicon detectors



Структура универсального детектора



Установка ATLAS для LHC

