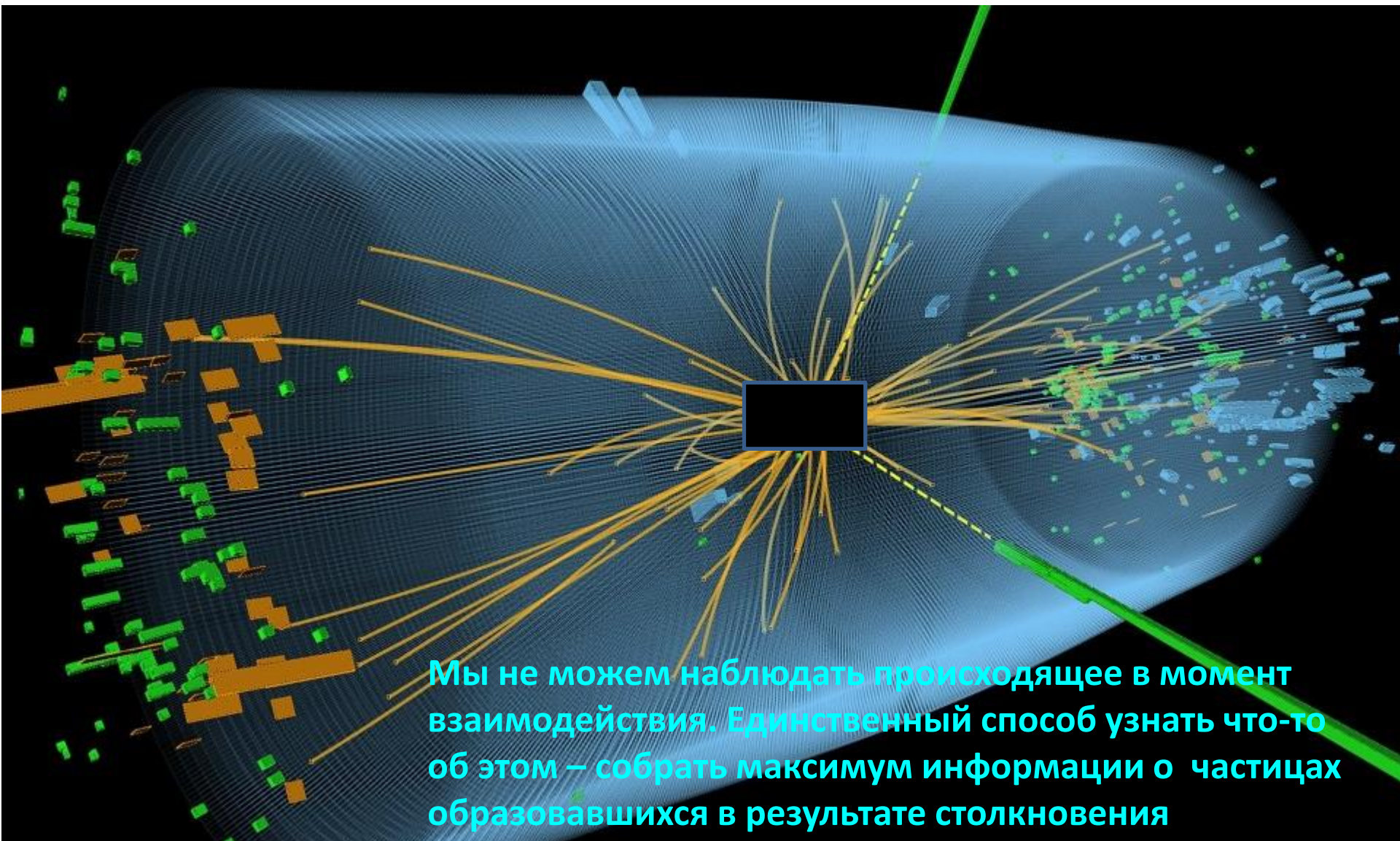




# Его Величество эксперимент



Мы не можем наблюдать происходящее в момент взаимодействия. Единственный способ узнать что-то об этом – собрать максимум информации о частицах образовавшихся в результате столкновения

# Взаимодействие частиц с веществом

- Проходя через экспериментальную установку частицы взаимодействуют с веществом. Механизмы взаимодействия могут быть различными. Мы говорим о разных типах взаимодействия, хотя фундаментально это, конечно, только проявления электромагнитного и сильного взаимодействия
- Разные типы взаимодействия могут быть использованы для получения информации о событии, но могут также разрушать ее. При создании экспериментальных установок мы стараемся найти наилучший баланс.
- Во взаимодействии с веществом проходящая частица теряет энергию. Термин «потери» может использоваться также для названия типа взаимодействия. Например – «ионизационные потери»

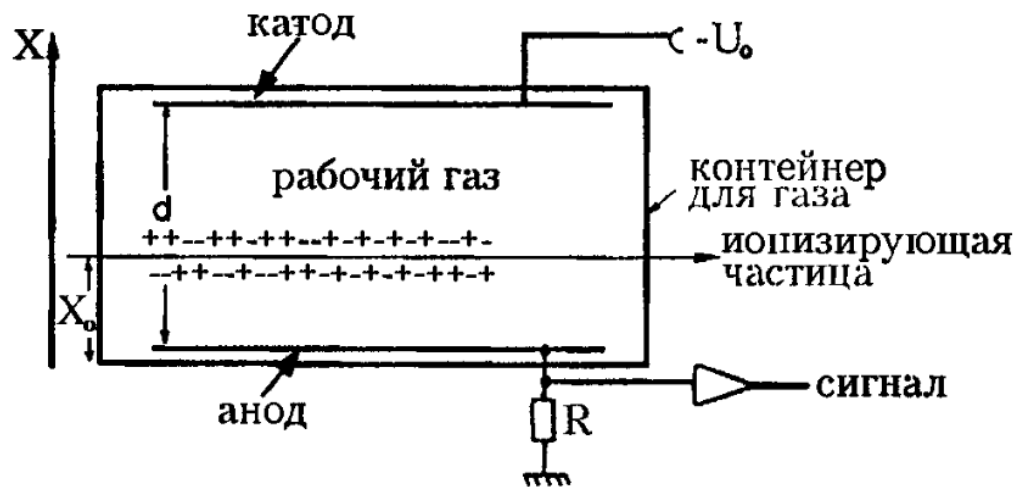
# Взаимодействие частиц с веществом

- **Ионизационные потери** - результат упругих взаимодействий заряженных частиц с электронами среды. проявлением является ионизация и возбуждение молекул среды вдоль траектории движения частицы. Может сопровождаться излучением фотонов видимого и UV диапазона.
- В «чистом» виде используется в трековых (координатных) детекторах.
- Наряду с **Черенковским излучением** это единственный вид взаимодействия, проявления которых может быть непосредственно зарегистрированы.

# Взаимодействие частиц с веществом

- ***Неупругие электромагнитные и сильные взаимодействия с ядрами среды.***
  - Результатом является рождение новых частиц. Заряженные вторичные частицы могут быть зарегистрированы за счет ионизационных потерь или черенковского излучения.
  - Этот тип взаимодействия стараются максимизировать в системах предназначенных для полного поглощения частиц для измерения их энергии (калориметрах).
  - Нежелательный тип взаимодействия для трековых систем
- ***Взаимодействия, приводящие к конверсии фотонов в электроны***

# Детекторы ионизации

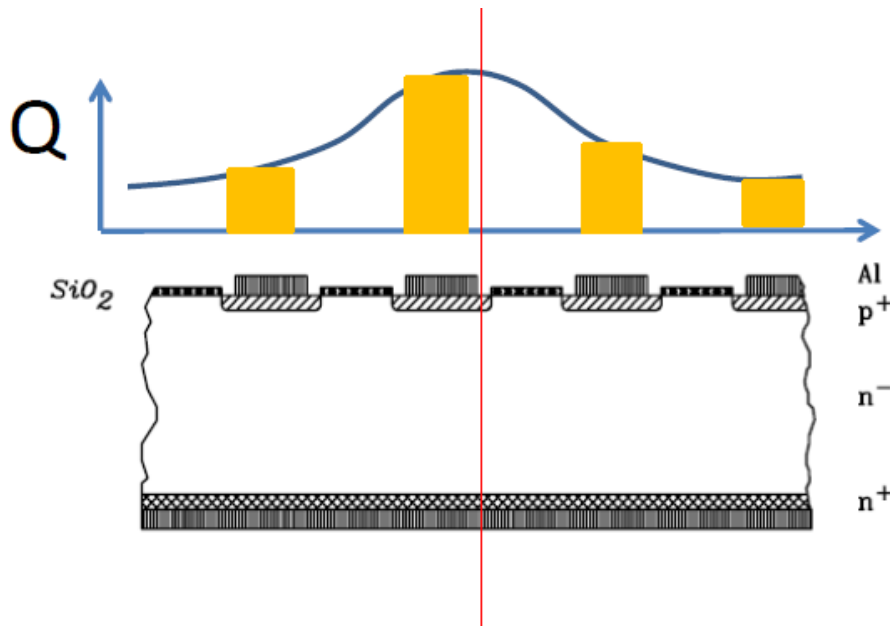


Детектор ионизации – заряженный конденсатор. Первичная ионизация собирается на электродах формируя сигнал. Рабочей средой может быть газ, или твердое тело (полупроводники) или жидкость

Если первичная ионизация слишком мала, вблизи анода создается область сильного поля, в котором электроны приобретают энергию достаточную для ударной ионизации. Новые электроны в свою очередь также разгоняются полем...

В итоге развивается лавина с полным зарядом много больше исходного

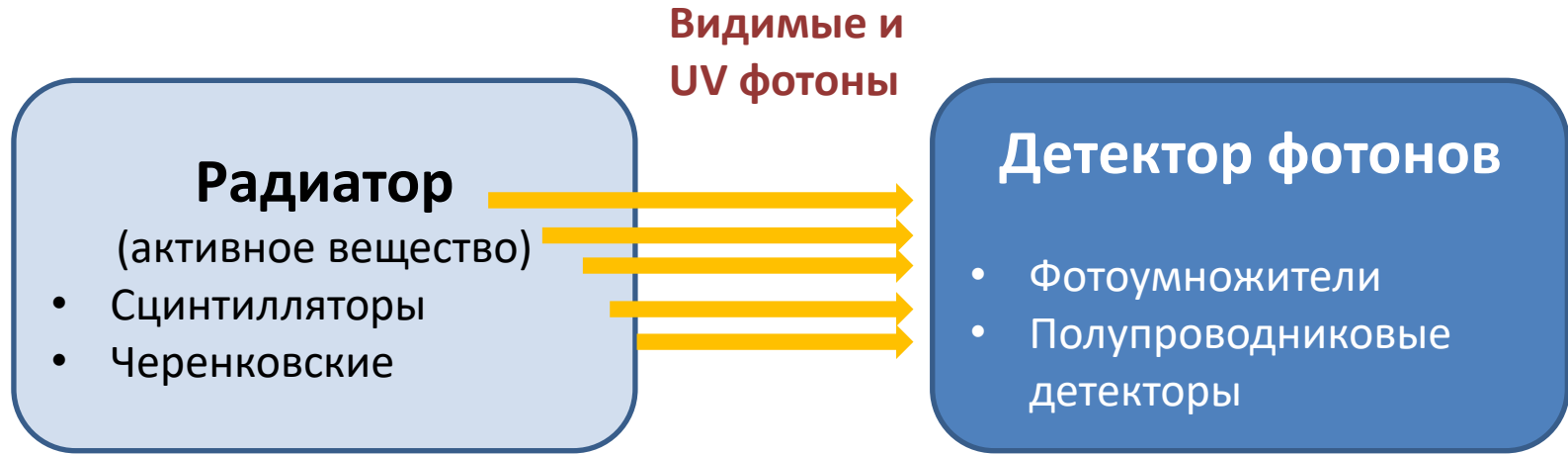
# Координатная точность



Для получения координатной информации электроды или весь объем детектора сегментируют. Разрешение в этом случае размеру ячейки

Для большей точности можно взвешивать сигналы на соседних электродах для определения «центра тяжести» Таким образом можно получить точность на порядок лучше шага электродов

# Детекторы основанные на регистрации излучения



- Большой объем и масса активного вещества при небольшом числе каналов считывания
  - Калориметры, нейтринные детекторы, детекторы космических лучей
- Быстрые сигналы
  - Прямое измерение скорости частиц, отбор полезных событий(триггер)
- Простота использования и дешевизна поддержания
  - Везде, где надо просто зарегистрировать частицу



# Ионизационные потери заряженных частиц

# Ионизационные потери

- Проходя через среду заряженные частицы взаимодействуют с молекулами среды, вызывая их возбуждение и [первичную] ионизацию .
- Возбужденные молекулы могут излучать оптические и UV фотоны (сцинтилляционное излучение). В твердых средах излучение может генерироваться в результате рекомбинации электрон-дырочных пар
- Около 50% потерь затрачивается на ионизацию, до 20% - на сцинтилляционное излучение
- Детекторы могут регистрировать и ионизацию и сцинтилляционное излучение

# Ионизационные потери

- **Взаимодействие частицы с веществом – дискретный случайный процесс.**
- длина взаимодействия  $\lambda$  сравнительно велика
- **Вероятность  $K$  точек взаимодействия (кластеров ионизации):**

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} \exp(-L/\lambda).$$

$$P(L/\lambda, 0) = \exp(-L/\lambda)$$

**Для эффективности близкой к 1 среднее число точек взаимодействия в детекторе должно быть достаточно велико**

Gas	1 cm/ $\lambda$	$\gamma$
H <sub>2</sub>	5.32 ± 0.06	4.0
	4.55 ± 0.35	3.2
	5.1 ± 0.8	3.2
He	5.02 ± 0.06	4.0
	3.83 ± 0.11	3.4
	3.5 ± 0.2 <sup>a</sup>	3.6
Ne	12.4 ± 0.13	4.0
	11.6 ± 0.3 <sup>a</sup>	3.6
Ar	27.8 ± 0.3	4.0
	28.6 ± 0.5	3.5
	26.4 ± 1.8	3.5
Xe	44	4.0
N <sub>2</sub>	19.3	4.9
O <sub>2</sub>	22.2 ± 2.3	4.3
Air	25.4	9.4
	18.5 ± 1.3	3.5

# Ионизационные потери

- **Взаимодействие частицы с веществом – дискретный случайный процесс.**
- длина свободного пробега  $\lambda$  сравнительно велика
- **Вероятность  $K$  точек взаимодействия (кластеров ионизации):**

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} \exp(-L/\lambda).$$

$$P(L/\lambda, 0) = \exp(-L/\lambda)$$



**Фундаментальное ограничение эффективности тонких детекторов**

**Для эффективности близкой к 1 среднее число точек взаимодействия в детекторе должно быть достаточно велико**

Gas	1 cm/ $\lambda$	$\gamma$
H <sub>2</sub>	5.32 ± 0.06	4.0
	4.55 ± 0.35	3.2
	5.1 ± 0.8	3.2
He	5.02 ± 0.06	4.0
	3.83 ± 0.11	3.4
	3.5 ± 0.2 <sup>a</sup>	3.6
Ne	12.4 ± 0.13	4.0
N <sub>2</sub>	19.3	4.9
O <sub>2</sub>	22.2 ± 2.3	4.3
Air	25.4	9.4
	18.5 ± 1.3	3.5

# Ионизационные потери

- Взаимодействие заряженных частиц со свободными электронами хорошо описывается сечением Резерфорда

$$\frac{d\sigma_R(W, \beta)}{dW} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{W^2 \beta^2} \times (1 - \beta^2 W / W_{max})$$

Для тяжелых частиц

$$W_{max} \cong \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M}$$

Для электронов

$$W_{max} = m_e c^2 (\gamma - 1) / 2$$

- Связанное состояние электронов было учтено Бетте в виде поправок  $\Phi(W)$ , которые не меняют принципиально величину потерь и характер зависимости от энергии

# Средние ионизационные потери

Формула Бетте-Блоха для ионизационных потерь

$$K = 4\pi n e^2 / m c^2$$

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

Это выражение для потерь в терминах пройденной массы (“mass stopping power”),  $\left[ MeV * \frac{cm^2}{g} \right]$ . Для линейных потерь  $[MeV/cm]$  необходимо умножить его на плотность среды

# Средние ионизационные потери

$$\frac{d\sigma_R(W, \beta)}{dW} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{W^2 \beta^2} \times (1 - \beta^2 W / W_{max})$$

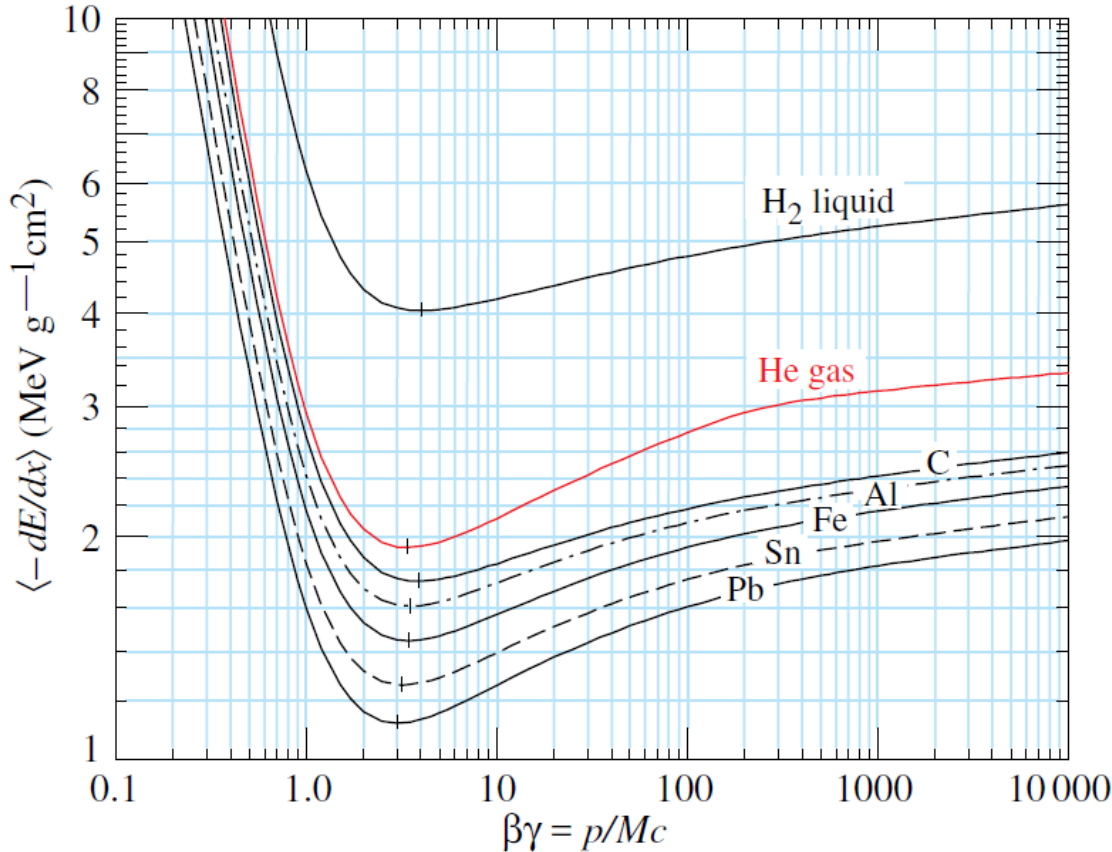
Эффект плотности  
Останавливает рост  
потерь при высоких  
энергиях

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

$$K = 4\pi n e^2 / m c^2$$

Характеристики среды:  
 $Z/A \sim 1/2$  для легких материалов  
 $I$  – средний потенциал ионизации  
 $I \approx 2I_0$

# Средние ионизационные потери



- При малых  $\beta$  потери быстро падают как  $1/\beta^2$
- Широкий минимум при  $\gamma\beta = 3.5$
- Частицы такой энергии называют минимально ионизирующими (МИП)
- Часто минимально ионизирующими называют все частицы с  $\gamma\beta \gtrsim 2$
- Медленный логарифмический рост потерь при высоких энергиях



# Ионизационные потери

- На практике, большие точечные передачи энергии в тонких детекторах (для которых применима формула Бетте-Блоха) не регистрируются. При ограниченной максимальной передаче  $W_{cut}$

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{T < W_{cut}} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{cut}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2} \left( 1 + \frac{W_{cut}}{W_{max}} \right) - \frac{\delta}{2} \right]$$

- **В таком случае потери с ростом энергии частицы достигают насыщения – «плато ферми». Величина логарифмического подъема около 60% для газов и 30% для плотных сред**
- **Измерение удельных потерь при известном импульсе является непрямым измерением скорости и может служить для идентификации частиц**

# Ионизационные потери и ионизация

Количество образовавшихся электрон-ионных (электрон-дырочных) пар – хорошая мера ионизационных потерь

$$N_i = \Delta E / W, \quad W \cong 2I_1$$

Величина  $W$  для типичных газов и жидкостей варьируется от 20 eV до 40eV.

$$W_{Si} = 3.63, \quad W_{Ge} = 2.96$$

При фиксированном энерговыведении флуктуации ионизации много меньше чем для нормального распределения

$$\sigma^2(N_i) = FN_i, \quad F - \text{Фактор Фано}$$

Фактор Фано всегда меньше единицы. Типично  $F = 0.05 \div 0.2$

# Фактор Фано. Оценка

$$\sigma^2(N_i) = FNi, \quad F - \text{Фактор Фано}$$

Для полностью детерминированной системы если во взаимодействии может быть передана только фиксированная энергия  $F \equiv 0$  (флуктуации отсутствуют)

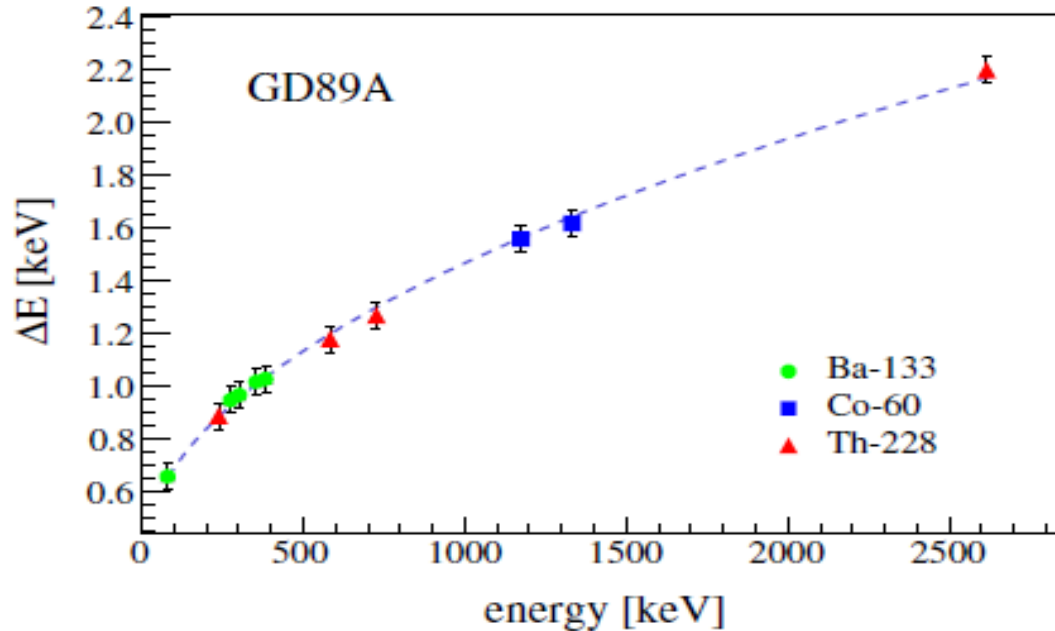
Допустим, для передачи энергии  $\Delta E$  возможны 2 процесса: Ионизация( с вероятностью  $p$ ) и диссипация. Тогда для  $N$  актов взаимодействия вероятность  $n$  актов ионизации

$$P(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}$$

$$\langle n \rangle = pN$$

$$\sigma^2 = (1-p) \langle n \rangle, \quad \text{т.е. } F = (1-p)$$

# Фактор Фано. Влияние на разрешение



- Энергетическое разрешение германиевых детекторов эксперимента GERDA. При энерговыделении 2.6 MeV разрешение 2.2 keV(FWHM). Ожидание для нормального распределения 6.5 keV.  $F=0.08$

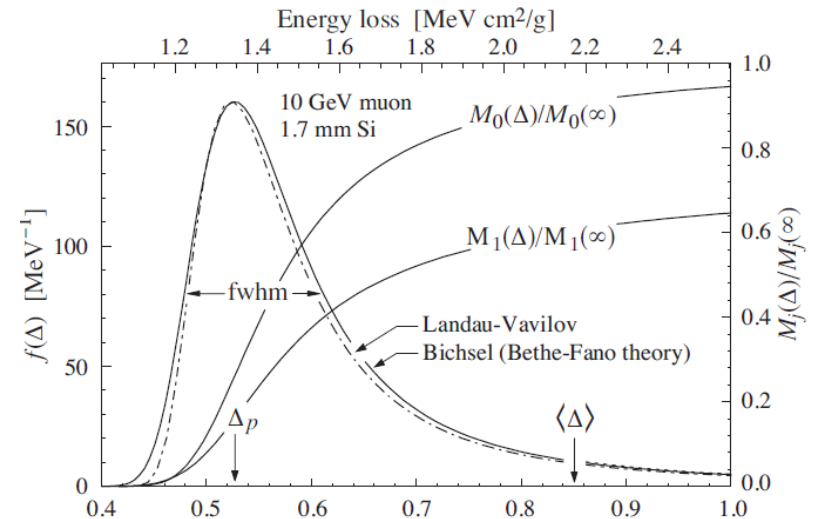
**!!!** Если в детекторе используется лавинное усиление, то даже при фиксированной ионизации итоговое разрешение  $\sim 1/\sqrt{N}$

# Распределение потерь

Распределение для ионизационных потерь на отрезке пути было впервые получено Ландау и известно как распределение Ландау. Аналитическое выражение отсутствует.

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})}$$

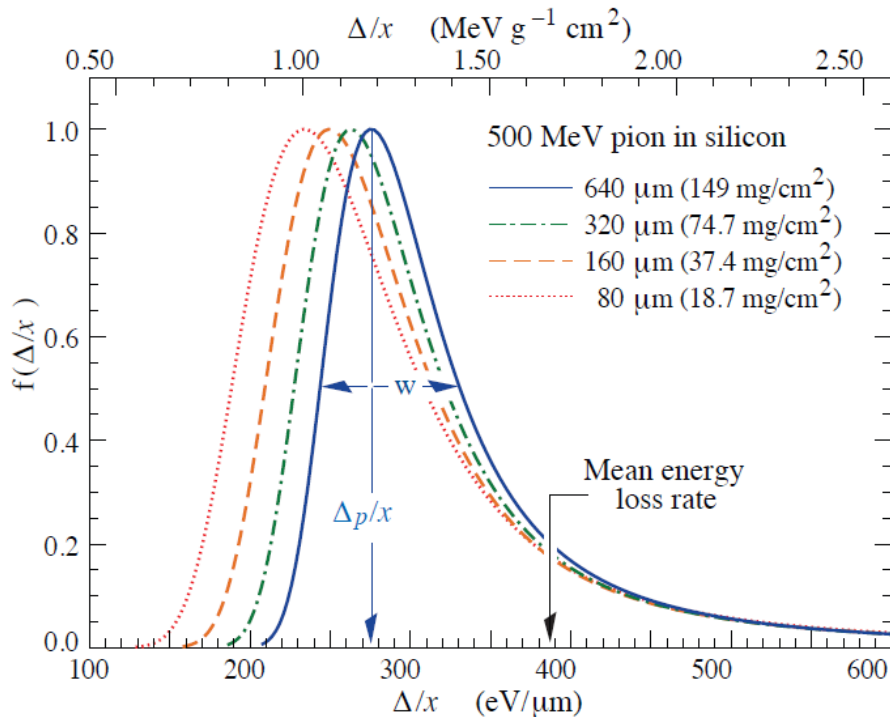
$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{MP}}{\xi}, \quad \xi = K \frac{Z \rho}{A \beta^2} x$$



**Потери 10 ГэВ мюона в 1.7 мм Si, MeV**

Среднее значение и RMS распределения потерь плохо определены. Поэтому потери на единице пути характеризуют наиболее вероятной величиной, MPV, и шириной на полувысоте.

# Распределение потерь



MPV нормированных на единицу пути ионизационных потерь зависит от длины участка на котором проводится измерение из за увеличивающегося с толщиной детектора вклада больших передач

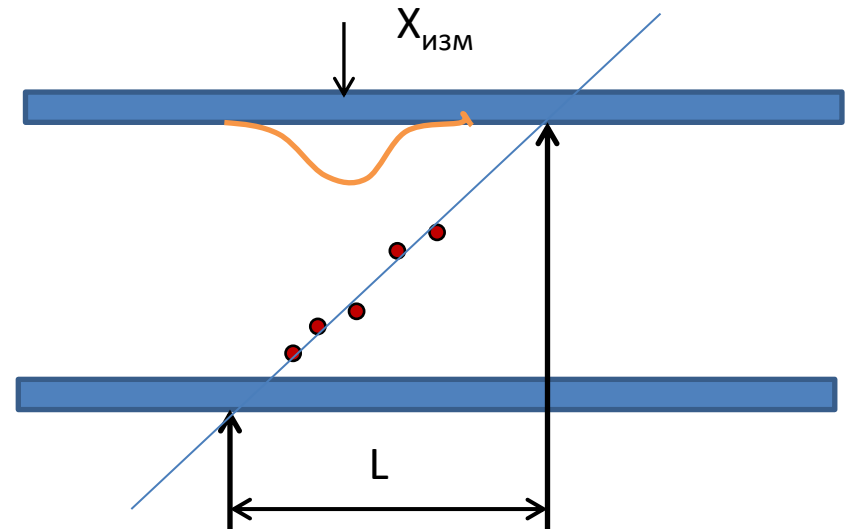
MPV в 1.5-2 раза меньше средних потерь

Относительная ширина распределения уменьшается с ростом потерь, но существенно медленнее чем для нормального распределения :

$$\left(\frac{W}{I_{mp}}\right)_1 : \left(\frac{W}{I_{mp}}\right)_2 \cong (L_2 : L_1)^{1/4}$$

# Следствия больших флуктуаций потерь(1)

- Большие флуктуации потерь сильно ухудшают точность их измерения для идентификации частиц. Для улучшения точности можно делать много (несколько десятков) измерений вдоль трека и отбрасывать 10-50% измерений с наибольшим значением потерь и усреднять остальные, таким образом минимизируя влияние «хвоста» распределения Ландау
- При измерении координаты точки прохождения частицы путем взвешивания заряда флуктуации ионизации вдоль трека сильно ухудшают точность для наклонных треков



# Следствия больших флуктуаций потерь(2)

## сигналы очень большой амплитуды

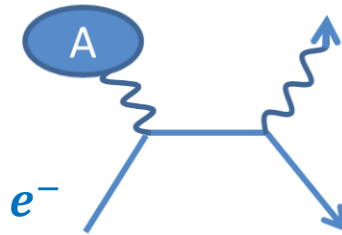
- Наиболее вероятный размер кластера  $k = 1$ .
- $P(k) \sim 1/k^2$  например для аргона  $P(k) \cong 21/k^2$
- Газовый детектор с толщиной зазора 3мм должен регистрировать треки с первичной ионизацией  $2e^-$
- При этом с вероятностью 0.3% первичная ионизация будет более  $400 e^-$ . Разброс первичной ионизации в 100 и более раз. **Это неизбежно.**
- Для некоторых детекторов такая величина начальной ионизации приводит развитию пробоя. **Это нормально и неизбежно. Детектор и электроника должны быть способны работать в таком режиме.**



# Радиационные потери

# Тормозное излучение (электронов)

- Быстрые частицы в жестких столкновениях с ядрами теряют энергию на излучение фотонов (тормозное излучение).



- Сечение такого процесса  $\sigma \sim Z^2 m^{-2}$
- Потери на излучение принято называть **радиационными потерями**. К радиационным относят также потери на прямое рождение пар.
- Люминесцентное, Черновское, переходное излучения не включают в радиационные потери (это излучение среды)

# Тормозное излучение

- Вероятность излучения фотона с энергией  $\varepsilon$  в единичном столкновении с ядром

$$w(\varepsilon) = 4\alpha \frac{e^2}{m^2 c^2} Z^2 \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \times \Phi(E, \varepsilon)$$

- Потери на единице пути

$$-dE/dx \sim n \int_0^E \varepsilon w(\varepsilon) d\varepsilon \Rightarrow -dE/dx = \frac{E}{X_0}$$

- Радиационные потери пропорциональны энергии.
- Характерная величина  **$X_0$  - Радиационная длина**
- В общем случае  $X_0$  от типа частицы и ее энергии (из-за эффекта экранирования ядра).

# Тормозное излучение

- Величина экранирования определяется прицельным параметром (связанным с переданным импульсом)

$$b \cong 2\pi h / \Delta p = 2\pi \lambda_0 \frac{E(1-k)}{mc^2 k}, \quad k = \varepsilon / E, \quad \lambda_0 = \frac{h}{m_e c^2}$$

- $b$  больше радиуса атома в предположении  $k = \varepsilon / E = 1/2$  если

$$E > \frac{137}{2} m_e c^2$$

- Энергией полной экранировки называют величину

$$E_{\text{полн.экр}} = 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$$

$E_{\text{полн.экр}}$  уменьшается с ростом  $Z$  от **68.5 МэВ** (H) до **15 МэВ** (Pb)

Выше энергии экранировки  $X_0$  считают характеристикой среды

# Тормозное излучение электронов

- В первом приближении  $1/X_0 \sim nZ^2$

- С учетом электронов

$$1/X_0 \sim n(Z^2 + Z) \sim \frac{\rho}{A} (Z^2 + Z)$$

- С точностью до нескольких процентов

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z + 1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

- Так как  $1/X_0 \sim \sigma$ , где  $\sigma$  – сечение взаимодействия, для смесей

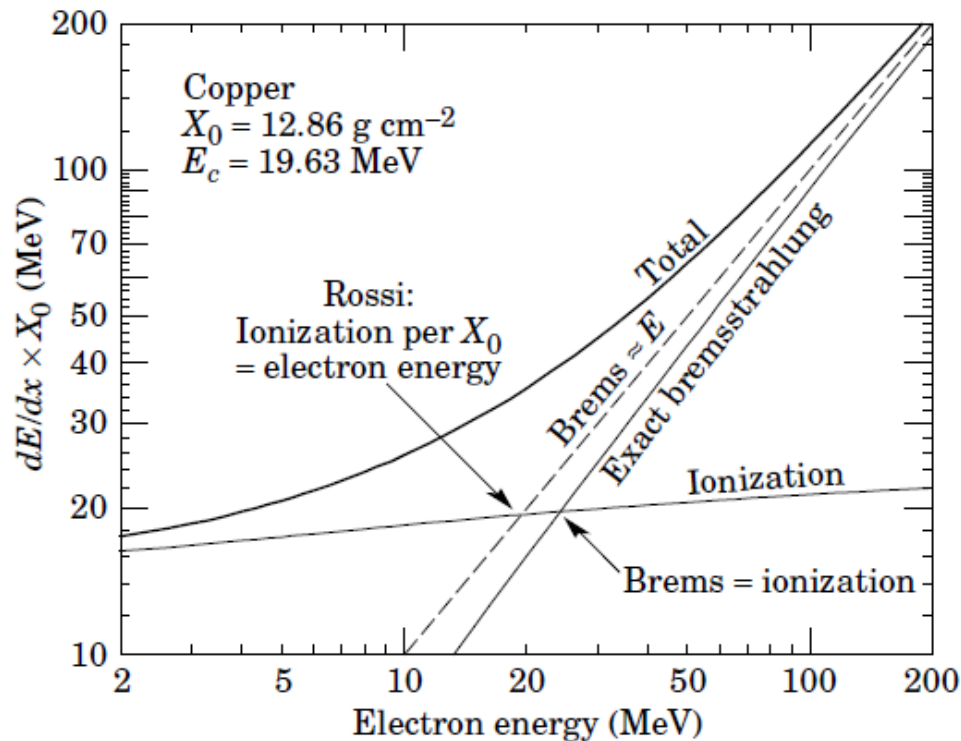
$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_k}{X_{0k}}$$

	$X_0$ , g cm <sup>-2</sup>	$X_0$ , cm
Воздух	37	30000
Вода	36	36
SiO <sub>2</sub>	27	12
Fe	13.9	1.76
Pb	6.4	0.56

# Критическая энергия

- Критическая энергия:  $E_c$ :  $\partial E/\partial x(\text{Brems.}) = \partial E/\partial x(\text{Ionization})$

$$E_c \cong \frac{550}{Z} \text{ (MeV)}, \quad \text{для } Z \geq 13$$



# Радиационные потери электронов

$$-dE/dx = \frac{E}{X_0} \quad 1/X_0 \sim n(Z^2 + Z)$$

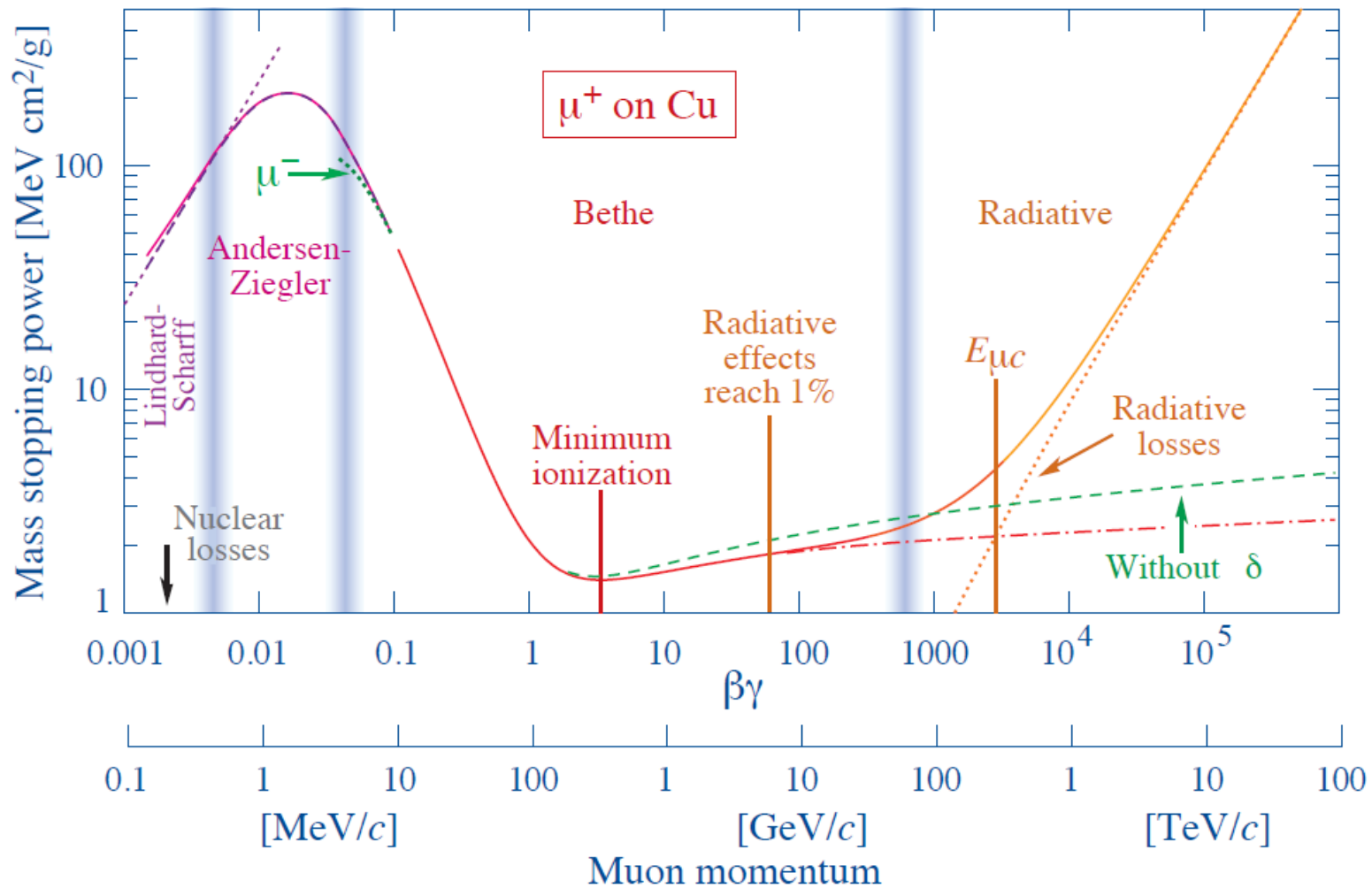
$$\frac{dN_\gamma}{dk} \sim \frac{1}{k} \quad k = \frac{E_\gamma}{E}; \quad dE/dk \sim \text{const}$$

Выше критической энергии:

$$E_c: \partial E/\partial x(\text{Brems.}) = \partial E/\partial x(\text{Ionization})$$

Радиационные потери доминируют

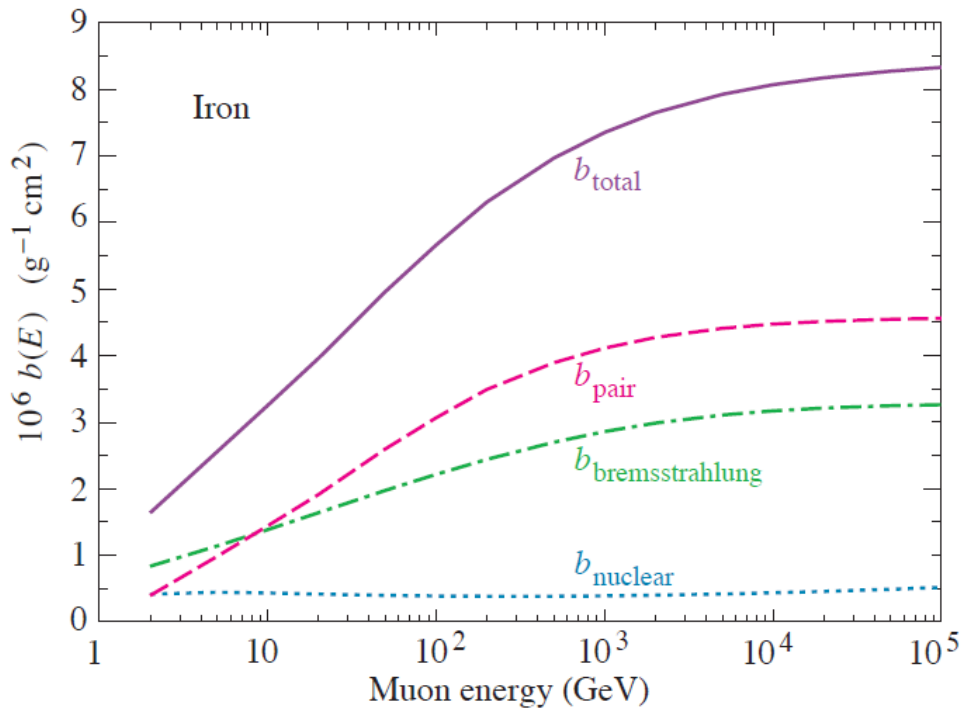
# Потери мюонов очень высокой энергии:





# Потери мюонов очень высокой энергии:

$$-\frac{dE}{dx} \approx a + bE, \quad b = b_{Brem} + B_{pair} + b_{nuclear}$$



$$R \approx \frac{1}{b} \ln \left( 1 + \frac{E}{E_{mc}} \right)$$

$$E_{mc} = a/b$$

# Черенковское излучение

# Черенковское излучение

- Возникает при движении заряженной частицы со скоростью больше скорости света в среде  $\beta > 1/n$
- $\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad N = N_{max} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)$
- $N = kL \int \sin^2 \theta_c(E) dE, \quad k = \alpha z^2 / r_e m_e c^2 = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1}$
- $N_{pe} \approx LN_0 \langle \sin^2 \theta_c \rangle, \quad N_0 = k \int \epsilon dE, \quad N_0 \approx 30 - 180 \text{ cm}^{-1}$

# Черенковские и сцинтилляционные радиаторы

- Сцинтилляторы
  - Большой световыход
    - 20тыс фотонов на 1 см пластика, ~свыше 300 тыс/см для NaI
  - Очень большая вариативность свойств
- Черенковские
  - Малый световыход
    - Типично – на 2-3 порядка меньше чем для сцинтилляторов.  
Кварц,  $\lambda > 300\text{nm}$  : 1500/см
  - Очень быстрые
  - Направленность излучения
  - Прозрачность для собственного излучения
  - Очень высокая радиационная стойкость
  - Цена, возможность создавать очень большие детекторы,

# Черенковское излучение

- Регистрация черенковского излучения – основной метод регистрации частиц в экспериментах где активным объемом детектора является естественная среда
- В универсальных ускорительных экспериментах используется в калориметрах, для идентификации частиц, в детекторах предназначенных для точного измерения времени

# Когерентное черенковское радиоизлучение

- Предсказано Гургеном Аскарьяном в 1962г, открыто в 2000
- Проявляется как радио- и микроволновое излучение при движении фронта заряженных частиц с ненулевым общим зарядом в плотной диэлектрической среде.
- Такие условия возникают во фронте ливня от нейтрино сверхвысоких энергий ввиду того что комптоновское рассеяние рождает только электроны
- Эксперимент ANITA использует этот эффект для регистрации ливней в антарктическом ледяном щите

# Переходное излучение

- Возникает при пересечении ультрарелятивистской заряженной частицей границы сред с разной плазменной частотой  $\omega_p$
- Направлено в узком конусе вперед по движению частицы,  $\theta \approx 1/\gamma$ , интенсивность  $I \sim \gamma$ , большая часть энергии излучается в мягком рентгеновском диапазоне, 2-40 KeV.
- Используется только для идентификации электронов в сложных условиях. Как правило, эффективность идентификации низкая.