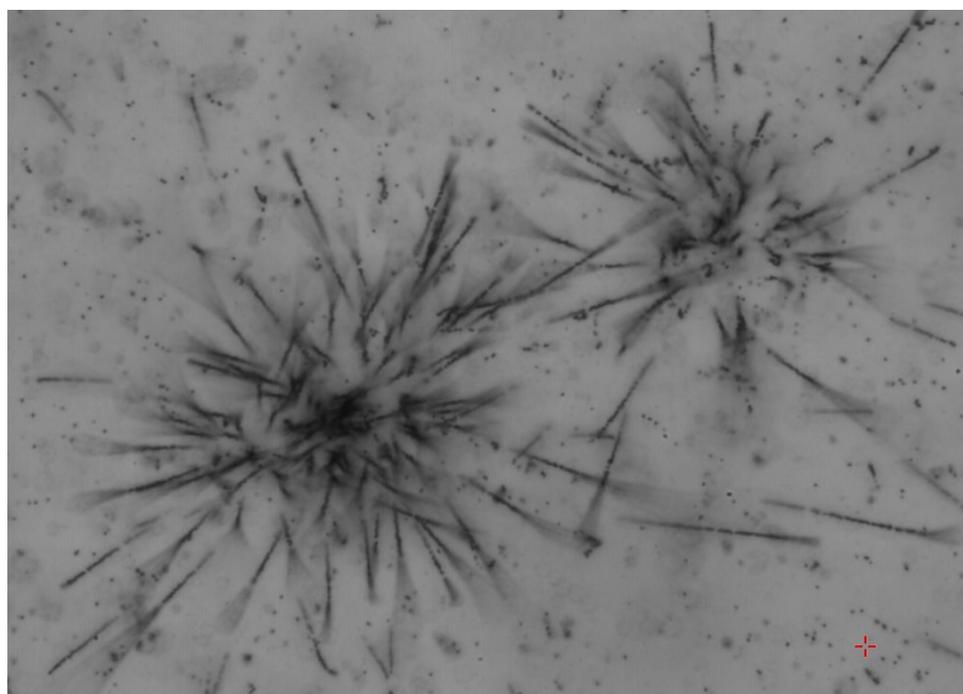


А.М.Анохина

Методы идентификации частиц с помощью ядерных эмульсий.

Задача СПЕЦИАЛЬНОГО ПРАКТИКУМА ПО СОВРЕМЕННЫМ МЕТОДАМ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ОЯФ, 3 курс, февраль 2022.



Современный эксперимент OPERA - поиск осцилляций нейтрино по каналу $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$



Одно из 10 осцилляционных событий с рождением тау-лептона (короткий красный отрезок 4)

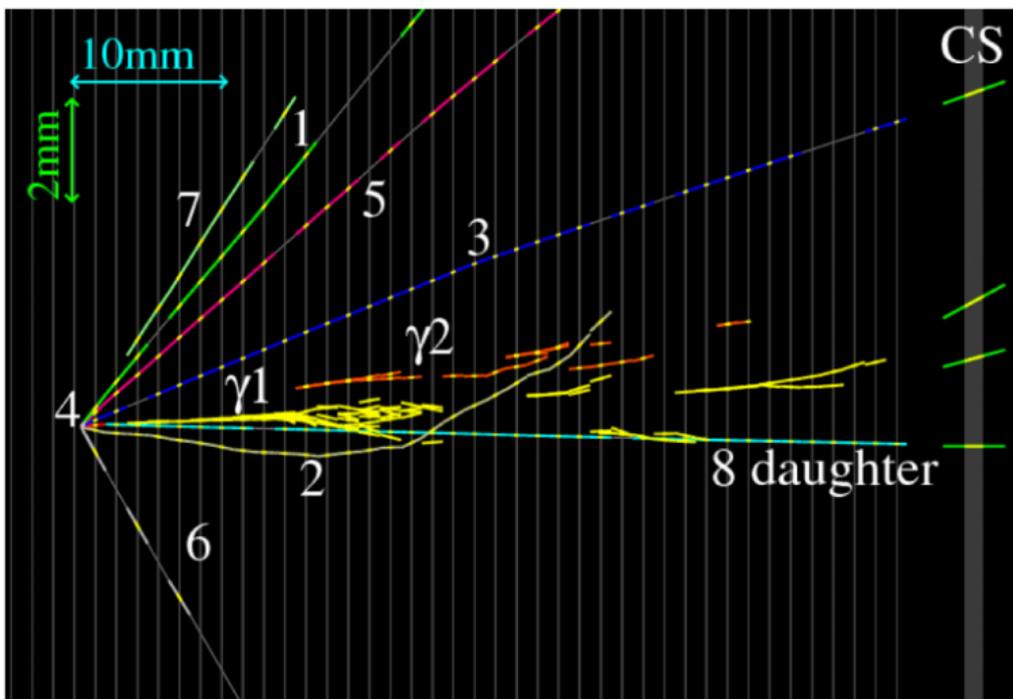


Figure 2 – Example of an event reconstructed in the OPERA emulsions. The vertex of the neutrino interaction can be seen on the left. The particles are reconstructed unifying the trace segments in the emulsions (in yellow). The little red trace is identified as a tau decaying into a charged pion (sky blue trace) and into a neutral one (identified by the two photons into which it immediately decays, γ_1 and γ_2 , visible as showers). The event reported was the first oscillation event observed by OPERA.

Преимущество эмульсионной методики - точность реконструкции событий.

1. Методы идентификации частиц, применяемые в экспериментах с использованием ядерных эмульсий.

Отождествление частицы заключается в определении её заряда z , массы m и кинетической энергии $E_{\text{кин}}$. Для определения этих трёх величин нужно, произвести в фотоэмульсии три независимых измерения некоторых физических величин, зависящих от z , m и E .

Так как ионизация, создаваемая частицей, пропорциональна квадрату заряда, то следы однозарядных частиц в эмульсии легко отличимы от следов многозарядных частиц по своему виду, и для отождествления однократно заряженных частиц в эмульсии достаточно измерить не три, а любую пару величин, зависящих от m и E .

Таковыми величинами являются, например, остаточный пробег частицы, останавливающейся в эмульсии (R), плотность зёрен в следе частицы (g), средняя длина промежутков между зёрнами (l), а также средний угол многократного рассеяния, испытываемого частицей в эмульсии α . Основные методы отождествления частиц сведены в Таблицу 1.

Таблица 1. Методы отождествления частиц в эмульсии и области их применения.

| Наименование метода | Обозначение | Область применения |
|--|--------------------------|---|
| Плотность зерен (кластеров) – остаточный пробег. | (g, R) | Сильно ионизирующие частицы, останавливающиеся в эмульсии |
| Средняя длина промежутков между кластерами зерен - остаточный пробег | (l, R) | |
| Рассеяние – остаточный пробег | (α, R) | |
| Средняя длина промежутков между кластерами зерен - рассеяние | (l, α) | Сильно ионизирующие частицы, не дошедшие до конца пробега в эмульсии. |
| Плотность кластеров зерен - рассеяние | (g, α) | Частицы большой энергии, первичные частицы, вызывающие звезды, электроны и мюоны большой энергии. |
| δ - электроны | (δ) | Частицы с зарядом $Z \geq 4$. Определение заряда. Оценка энергии. |
| Средний угол разлета вторичных частиц в звезде (метод Кастаньоли) | $(\langle \Phi \rangle)$ | Первичные частицы, вызывающие множественное рождение. Определение энергии. |

2. Ионизационные потери заряженной частицы в эмульсии. Зависимость плотность зерен - энергия частицы .

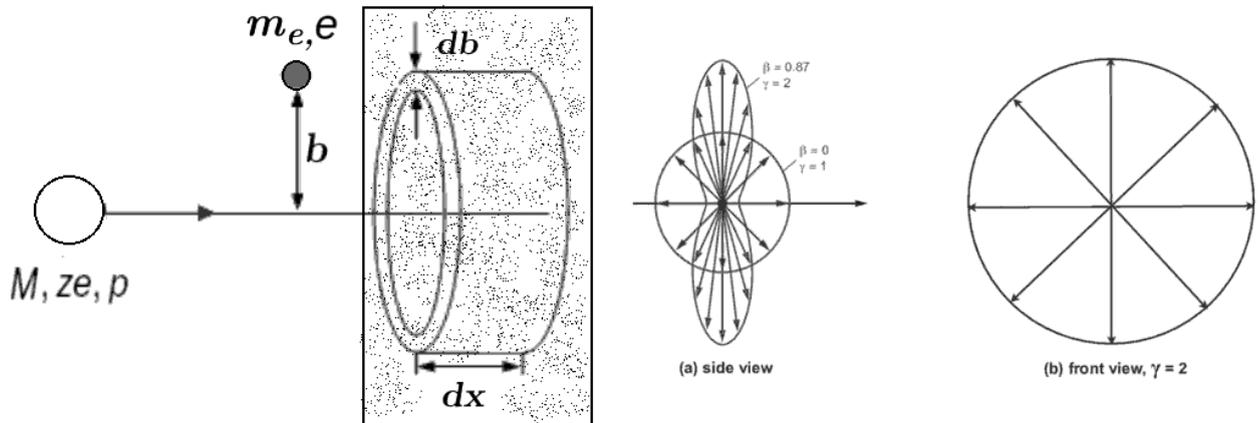


Рис.1 Схема пролета заряженной частицы через вещество (слева).
Напряженность электрического поля медленной и релятивистской частицы (справа).

Ионизационные потери тяжелой заряженной частицы, движущейся со скоростью V в однородной среде с атомным номером Z и массовым числом A , приближенно описываются формулой Бете – Блоха [2]

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{4\pi e^4}{m_e} \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot Zn_{\text{ат}} \cdot \left[\ln \frac{2m_e V^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right] \text{эрг} \cdot \text{см}^{-1} \quad (1)$$

где z – заряд частицы, $\beta = \frac{V}{c}$, V – скорость частицы, $n_{\text{ат}}$ – плотность атомов $n_{\text{ат}} = \rho \cdot N_A / A \text{ см}^{-3}$, N_A – число Авогадро, ρ – плотность среды г/см^3 , плотность электронов $n_e = Z \cdot n_{\text{ат}}$, $n_e = Z/A \cdot \rho \cdot N_A \text{ см}^{-3}$, I – средний потенциал ионизации для всех электронов среды.

Удельные потери энергии на единице пути являются сложной функцией кинетической энергии частицы. Рассмотрим рис.2.

Участок (BC) соответствует случаю, когда, с одной стороны, частица нерелятивистская, т.е. $E < Mc^2$ и, с другой стороны, она настолько быстрая, что все электроны атомов могут считаться свободными. Поведение кривой в области (BC) определяется коэффициентом перед квадратными скобками в формуле Бете-Блоха:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \sim \frac{4\pi e^4}{m_e} \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot Zn_{\text{ат}}$$

. Такая зависимость в нерелятивистской области получается

из-за того, что переданный электрону импульс $p_e = F \cdot t$, зависит от времени взаимодействия t , которое, в свою очередь, обратно пропорционально скорости частицы $t \sim 1/V$. Переданная же электрону энергия, потерянная частицей $\sim 1/V^2$, и, следовательно, $\sim 1/E$.

Зависимость $\sim 1/V^2$ имеет место вплоть до релятивистских скоростей. При $V \approx c$ коэффициент перед скобкой принимает минимальное значение.

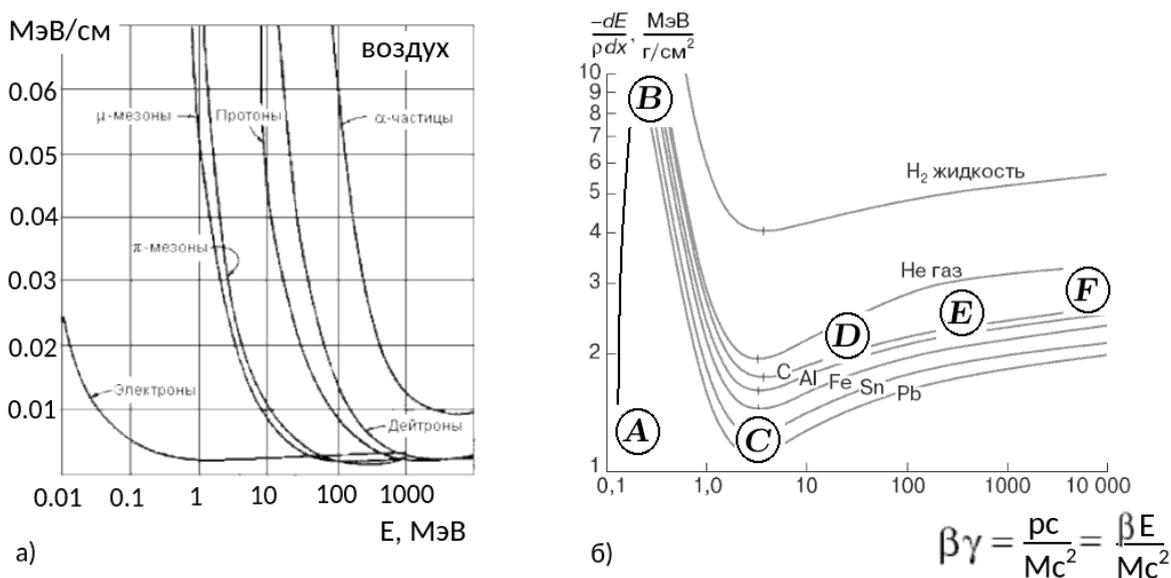


Рис.2. а) линейные ионизационные потери различных частиц в воздухе (в зависимости от энергии частицы) б) ионизационные потери протонов в различных веществах на одну массовую единицу длины (в зависимости от импульса)

(CD). На участке (CD) кривой удельные ионизационные потери начинают увеличиваться. Этот рост потерь обусловлен ростом величины логарифмического члена .

Поскольку этот множитель стоит под знаком логарифма, то и рост потерь наблюдается медленный - "логарифмический". Логарифмическое возрастание с увеличением энергии обычно называют релятивистским подъемом ионизации. Он начинается после того, как достигнет минимальной величины при $V \approx 0.96c$. Частично этот подъем происходит за счет близких столкновений, так как увеличивается максимальная передаваемая энергия E_{\max} , а частично за счет далеких столкновений из-за релятивистского увеличения максимального прицельного параметра b_{\max} . Рост потерь, обусловленный вторым фактором, происходит из-за релятивистского сжатия кулоновского поля частицы в продольном направлении (вдоль траектории частицы) и возрастания поля в поперечном направлении: для нерелятивистских частиц эквипотенциальная поверхность имеет сферически симметричную форму (а), а форма

эквипотенциальной поверхности поля релятивистских частиц другая (б): расстояние в

продольном направлении уменьшается в $\sqrt{1-\beta^2}$ раз, а в поперечном - увеличивается в

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

раз, получается эллипсоид, который с увеличением скорости частицы все более сплющивается в продольном направлении и увеличивается в поперечном. Это означает, что все большее число электронов среды попадает в поле воздействия летящей частицы. Растет b_{\max} и все большему числу электронов частица передает свою энергию. Следовательно, и потери энергии частицей на единице ее пути растут.

(DE). Казалось бы, эффект релятивистского сжатия поля должен был бы приводить к неограниченному увеличению потерь. Однако это не так. При дальнейшем увеличении энергии частицы b_{\max} может стать больше расстояния между атомами среды. В этом случае возникает так называемый эффект плотности, который особенно существенен для плотных газов, жидкостей и, тем более, для твердых веществ. Эффект плотности связан с тем, что поле летящей частицы поляризует атомы среды. В результате поляризации многих атомов возникает поле диполей, направленное в сторону, противоположную полю летящей частицы. Оно ослабляет поле частицы и как бы экранирует от него далеко расположенные электроны. На некотором расстоянии от траектории частицы поле ее компенсируется полностью противоположным полем диполей.

(EF). Область кривой (EF) и соответствует этому случаю: рост потерь энергии существенно замедляется из-за эффекта плотности. Остается только рост потерь за счет увеличения передаваемой энергии, которое обязано росту E_{\max} . В формуле Бете-Блоха эффект плотности учитывается членом "δ". Поскольку эффект поляризации прямо пропорционален плотности электронов среды n_e , то этот эффект в сильной степени зависит от плотности вещества, за что и получил свое название.

(AB). Формула для ионизационных потерь была выведена в предположении, что все электроны атомов среды при взаимодействии с частицей могут считаться свободными.

По мере уменьшения энергии частицы это соотношение может оказаться нарушенным. В первую очередь это нарушение будет относиться к наиболее сильно связанным электронам в атомах: К- и L- электронам. Когда скорость частицы станет меньше скорости орбитального движения К-электронов, ионизация их станет невозможной, и, следовательно, К-электроны должны быть выключены при вычислении плотности электронов в среде, т.е. число их как бы уменьшится, и, соответственно, потери энергии также уменьшатся. При дальнейшем уменьшении скорости частицы то же самое следует отнести и к L-электронам, затем к M-электронам и т.д. Чем больше Z среды, тем больше энергия связи электронов и тем выше граничная энергия частицы, при которой следует учитывать этот эффект. Уменьшение потерь энергии при малых энергиях частицы соответствует левому "завалу" кривой ионизационных потерь (AB), и в формуле Бете-Блоха учитывается последним членом и в квадратных скобках.

При рассмотрении ионизационного торможения тяжелых заряженных частиц (ионов атомов) также нужно учитывать явление **перезарядки**, связанное с захватом частицей электронов

вещества. Этот эффект становится существенным при скоростях частицы, сравнимых со скоростями орбитального движения электронов.

Эффект Брэгга (кривая Брэгга): РОСТ ИОНИЗАЦИИ В КОНЦЕ ПРОБЕГА ЧАСТИЦЫ.

Не путать с кривой Бете-Блоха.

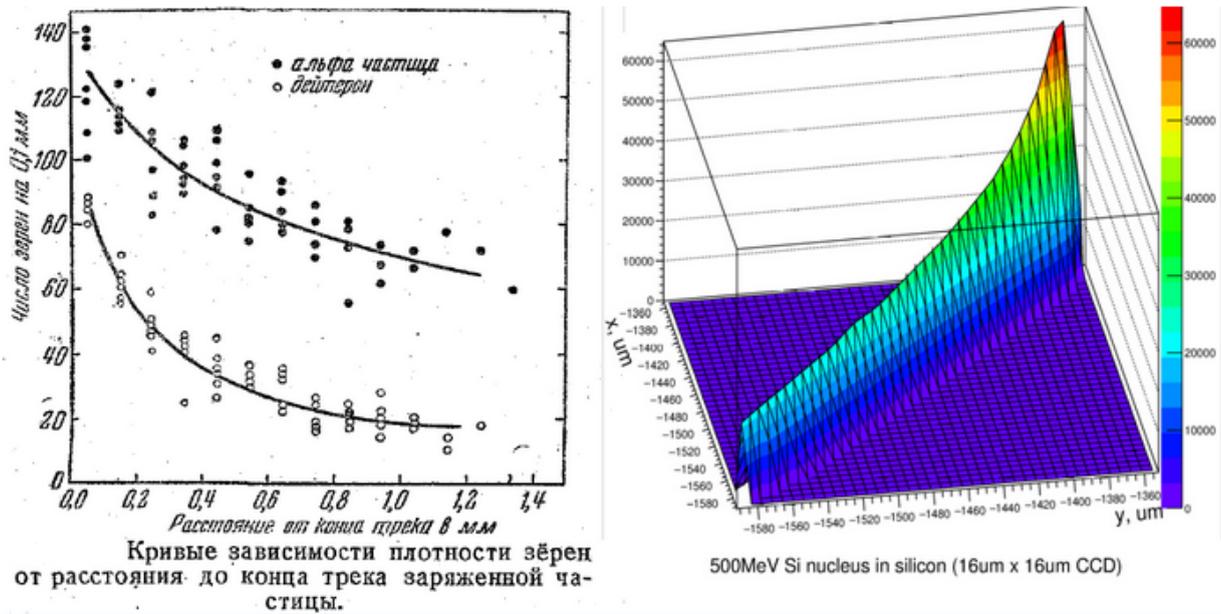


Рис. 3. Иллюстрация эффекта Брэгга - рост ионизации в конце пробега. Справа и слева - варианты кривой Брэгга .

КАК МОЖНО ИСПОЛЬЗОВАТЬ ЗАВИСИМОСТЬ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ от ЭНЕРГИИ для ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВОЙСТВ (ИДЕНТИФИКАЦИИ) ЧАСТИЦ? Можно ли определить энергию частицы по ее ионизационным потерям?

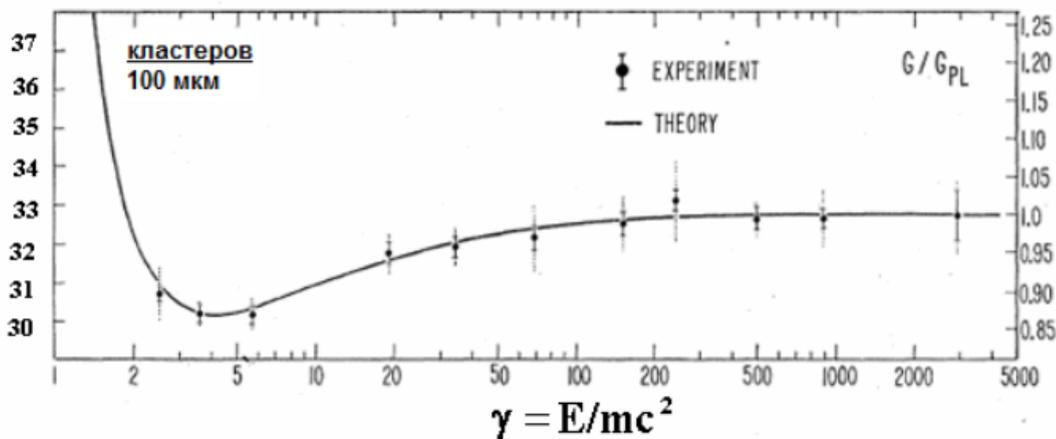


Рис.4. Зависимость числа зерен потемнения (ионизационных потерь) на участке трека длиной 100 мкм от Лоренц-фактора частицы. Теоретическая кривая и экспериментальные точки.

Для определения энергии частицы можно использовать участок кривой ионизационных потерь, где потери пропорциональны энергии частицы: C - D - E.

Методика состоит в следующем:

а) Вычисляется теоретическая кривая зависимости $\frac{dE}{dx}$ от $\gamma = \frac{E}{m_0c^2}$

по формуле Бете-Блоха для соответствующего типа эмульсии.

б) Кривая нормируется по двум экспериментальным точкам g_{min} и g_{pl} , где g_{min} – плотность зерен (кластеров зерен) на треке минимальной ионизации для данной эмульсии (для эмульсии FUJI, применяемой в эксперименте OPERA, $g_{min} = 30$ зерен на 100 мкм);

g_{pl} - плотность зерен (кластеров зерен) на участке, где кривая зависимости ионизационных потерь от энергии частицы выходит на плато.

(Величина g_{pl} тестируется при экспериментальном облучении эмульсий частицами с Лоренц - фактором $\gamma > 10^2$.)

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПРОБЕГ - ЭНЕРГИЯ для ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВОЙСТВ (ИДЕНТИФИКАЦИИ) ЧАСТИЦ.

Потеряв всю энергию, частица останавливается. Расстояние, пройденное частицей в веществе, называется пробегом. На этом пути заряженная частица изменяет свою кинетическую энергию от начального значения E_0 до нуля в результате разных механизмов взаимодействия, основным из которых для области энергий от 0 до 100 МэВ являются ионизационные потери. Величина пробега зависит от массы, заряда, энергии частицы и характеристик среды. Пробег R частицы с начальной энергией E_0 можно определить выражением

$$R \sim \int \frac{MVdV}{\rho \cdot z^2 / V^2} = \frac{M}{\rho \cdot z^2} \int V^3 dV \approx \frac{MV^4}{z^2 \cdot \rho}$$

1. При равных скоростях пробеги частиц прямо пропорциональны их массам и обратно пропорциональны квадратам зарядов.

2. Плотность почернений на следах протонов в эмульсиях меньше, чем на следах α -частиц, имеющих одинаковые скорости.

3. Пробеги обратно пропорциональны плотности среды, т.е. удобно измерять пробеги в массовых единицах длины. В этом случае величина пробега практически не будет зависеть от характеристик среды: $R\rho(z/cm^2) \sim \frac{MV^4}{z^2}$

Чтобы сравнивать пробеги частиц с одинаковыми кинетическими энергиями, преобразуем выражение для R:

$$R \propto \frac{MV^4}{z^2 \cdot \rho} = \frac{M^2 V^4}{Mz^2 \rho} \propto \frac{E^2}{Mz^2 \rho}$$

При равных кинетических энергиях пробеги частиц обратно пропорциональны их массам.

Для определения энергии альфа-частиц по их пробегам, используем зависимости их пробегов, измеренных в эмульсиях от энергии альфа-частиц, рис.5.

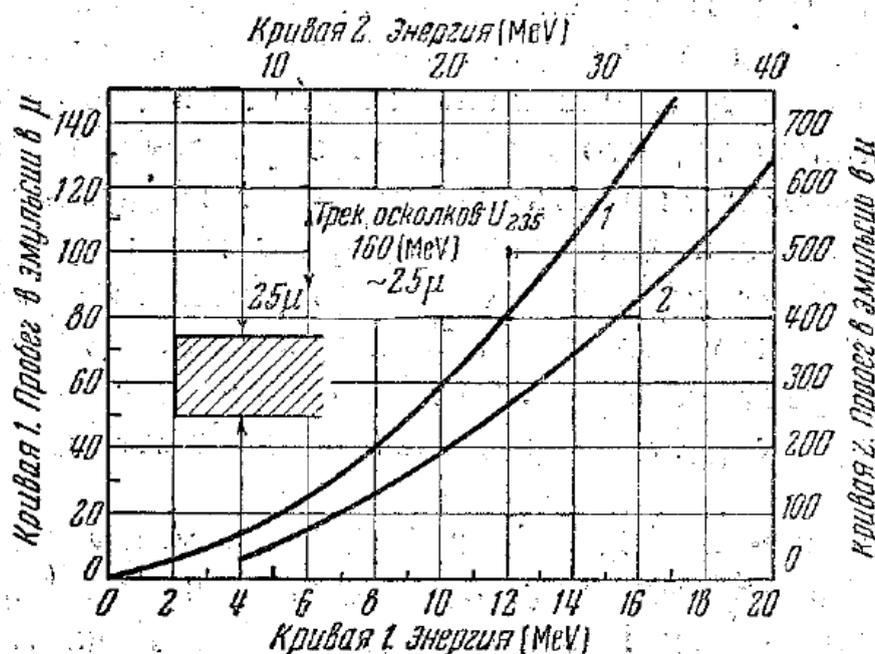


Рис. 5. Кривые зависимости пробега в эмульсии от энергии частицы для случая альфа-частиц.

4. Определение заряда частиц в эмульсии по плотности δ - электронов. Оценка энергии частиц по углам вылета δ -электронов.

Плотность следа, образуемого заряженной релятивистской частицей в эмульсии непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию. Однако на образование зерна вдоль следа идет только часть теряемой частицей энергии.

Атомные электроны, которым была передана значительная энергия, могут создавать свой собственный ответвленный след, называемый следом δ - электрона.

Это происходит в эмульсиях при энергиях электрона не менее 5 КэВ. Если частица с зарядом z и скоростью V движется в среде с параметрами Z и A , то число δ - электронов, образующихся на одной массовой единице длины пути (1 г/см^2), определяется выражением:

$$\frac{dN}{d(x\rho)} = \frac{\pi e^4}{2m_e} N_A \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot \frac{Z}{A} \left[\frac{1}{I} - \frac{M}{m_e} \cdot \frac{1}{E_{кин}} \right] \approx \frac{\pi e^4}{2m_e} N_A \cdot \frac{z^2}{V^2} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{I}$$

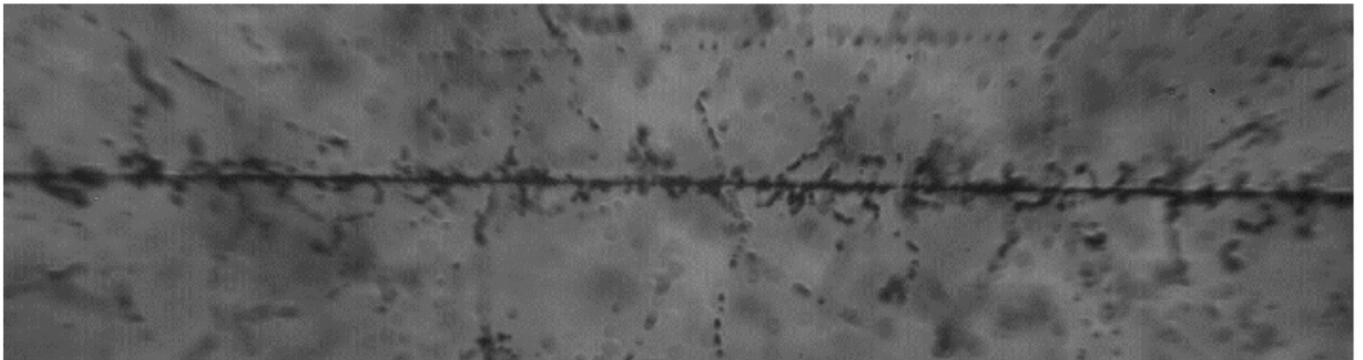


Рис.6 . Пример трека многозарядной частицы в эмульсии.

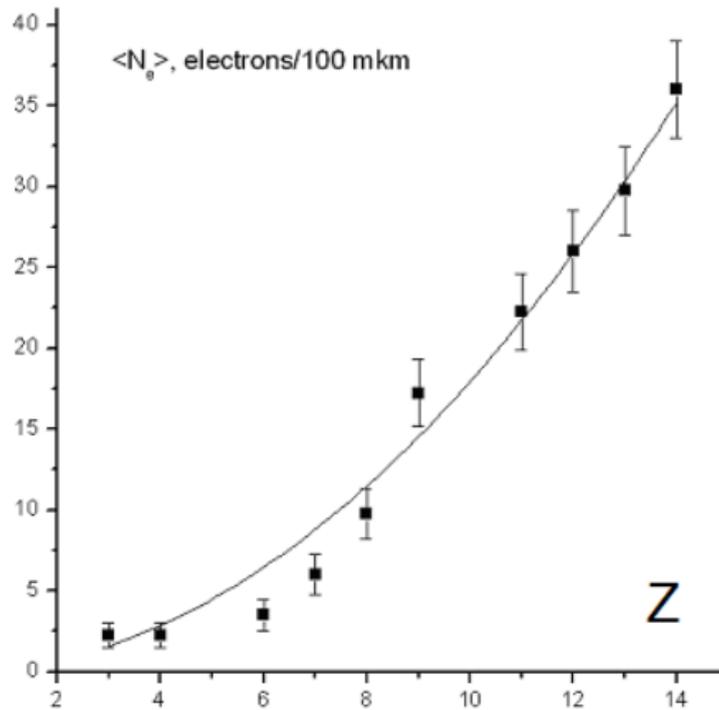


Рис. 7. Зависимость среднего числа δ -электронов в эмульсии от заряда частицы.

Энергия, переданная заряженной частицей δ -электрому, связана с углом его вылета соотношением:

$$T = \frac{4m_e M}{(m_e + M)^2} E \cos^2 \psi \approx \frac{4m_e}{M} E \cos^2 \psi$$

(при $M \gg m_e$)

Таким образом, δ -электроны, вылетающие под малыми углами к траектории частицы ($\psi \sim 0$), имеют максимальные энергии, а вылетающие под углами, близкими к 90° , - минимальные. Зная энергию δ -электрона (например, по пробегу) и угол его вылета ψ , можно оценить энергию частицы.

5. Оценка энергии первичной частицы по среднему углу разлета вторичных частиц.

Эмульсионная методика позволяет проводить измерения направлений треков как первичных частицы, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-4}$ рад. По среднему углу разлета частиц $\langle \Phi \rangle$ можно определить энергию частицы (E) согласно формуле (M – масса нуклона) :

$$E = \frac{2Mc^2}{\langle \Phi \rangle^2}$$

На рис.8 изображено развитие в эмульсионном слое процесса множественного рождения частиц в ядерном взаимодействии. Первичная частица после взаимодействия с ядром эмульсии рождает несколько вторичных частиц.

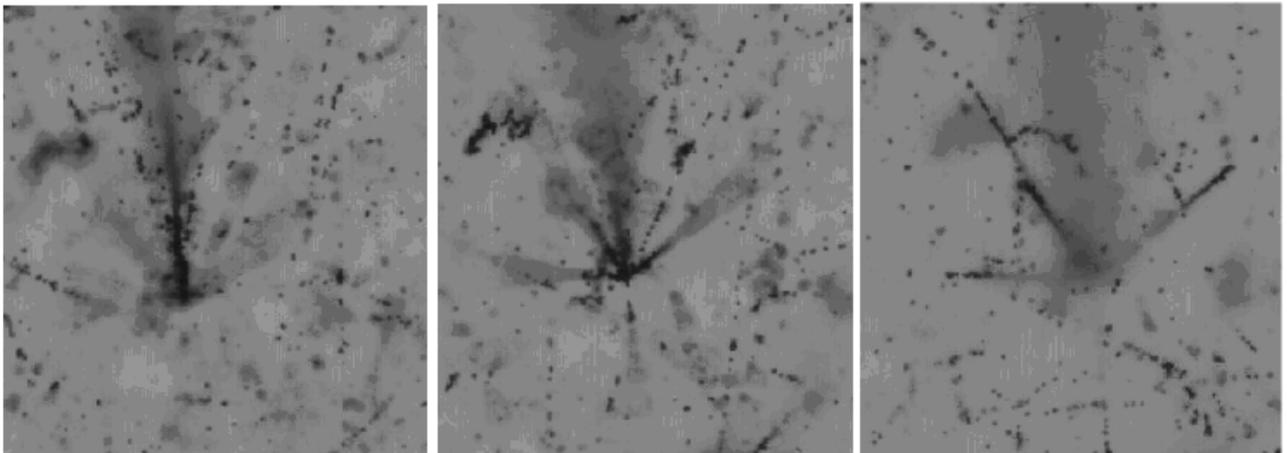


Рис.8. Множественное рождение частиц в ядерном взаимодействии.

Чтобы вычислить средний угол разлета частиц $\langle \Phi \rangle$ нужно:

1. определить координаты двух точек на треке каждой из рожденных частиц;
2. по двум точкам на треке определить уравнение прямой;
3. для пар прямых рассчитать пространственные углы между ними;
4. вычислить средний угол разлета по всем возможным парам прямых;

6. Определение импульса частиц методом многократного рассеяния.

Заряженная частица, проходя через слой вещества конечной толщины x , непрерывно изменяет направление своего движения, причем чаще всего изменения в направлении движения частицы очень малы. Эти отклонения возникают в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вблизи траектории частицы. Рассмотрение многократного рассеяния проводится в рамках теории Мольер, учитывающей эффекты экранирования, потери энергии при достаточно толстых слоях, квантовые эффекты.

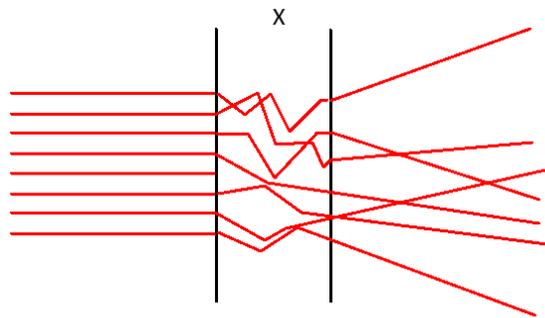


Рис.9. Схема рассеяния параллельного потока частиц в слое вещества толщиной x .

Когда поток частиц с импульсами p и скоростями βc пересекает вещество толщиной x (р.е.), то величина угла многократного рассеяния этих частиц распределена по Гауссу

со средним значением $\bar{\theta} = 0$:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \cdot e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}} d\Omega$$

и стандартным отклонением, определяемым по **формуле Мольер**:

$$\theta_0 = \sqrt{\overline{\theta^2}} = \frac{13.6 \text{ МэВ}}{(pc\beta)} \times \sqrt{\frac{x}{X_0}} \times \left[1 + 0.038 \cdot \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right],$$

где p - начальный импульс частиц в МэВ/с, $c\beta$ - скорость частиц, x - расстояние, пройденное частицами в р.е., X_0 - радиационная единица длины для данного вещества. Точность данной аппроксимации, полученной на основе Мольеровской теории рассеяния, составляет 11% (или даже меньше) для веществ с $0.001 < x/X_0 < 100$ и одиночных заряженных частиц с $\beta \approx 1$.

Как определить энергию ($pc\beta$) индивидуальной частицы по ее рассеянию в эмульсии (или эмульсионных слоях)?

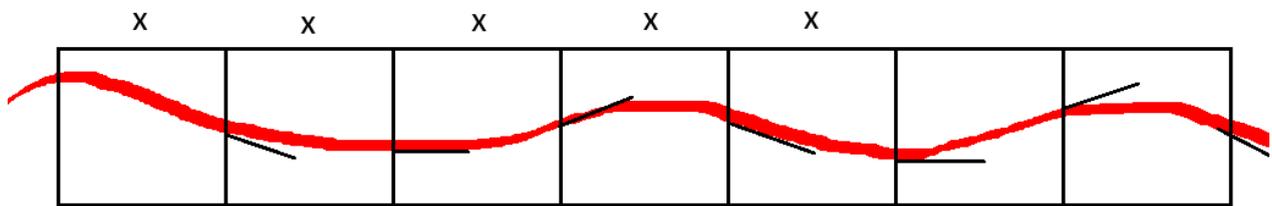


Рис.10. Схема рассеяния одиночной частицы в многих слоях вещества толщиной x .

Пусть в результате N столкновений частица испытает последовательную серию отклонений $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$. Каждый из этих углов определяется конкретными условиями данного столкновения, так что вообще говоря $\theta_1 \neq \theta_2 \neq \theta_3 \neq \dots \neq \theta_N$. Каждое из этих отклонений может быть направлено в любую сторону относительно предыдущего. Т.к. отклонения статистически независимы и равновероятны по разным направлениям, то суммарное отклонение будет равно

$$\text{нулю } \sum_{i=1}^N \theta_i = \bar{\theta} = 0.$$

Так же, как и для потока частиц, для одной частицы рассчитывается дисперсия угла многократного рассеяния (в предположении о том, что энергия частицы не сильно изменилась при пересечении всего набора слоев x). Устоявшееся определение “**среднеквадратичный угол многократного рассеяния**” применяется для обозначения корня квадратного из величины дисперсии:

$$\theta_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\bar{\theta} - \theta_i)^2}{N}} = \sqrt{\overline{\theta^2}}, \text{ так как } \overline{\theta^2} = \frac{\sum_{i=1}^N \theta_i^2}{N}$$

(Среднеквадратичное значение переводится на английский язык как

RMS value - root mean square value $x_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n}(x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2)}$)

Для определения углового отклонения частицы на определенной толще вещества x применяются два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии. В первом из них, который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней

равноудаленных точках и вычисляются угловые отклонения на каждом шаге θ_i .

Во втором, так называемом координатном методе, измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами.

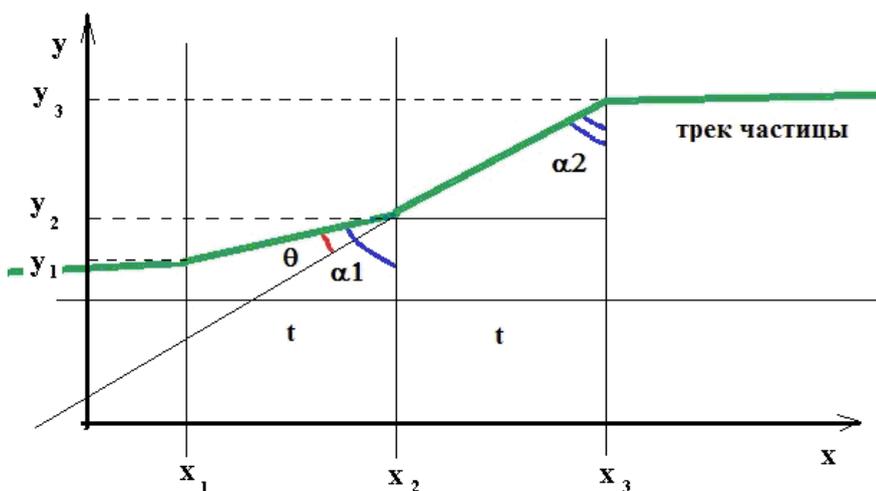


Рис. 11. Схема для расчета разности углов. Зеленая линия – трек частицы. Угол α_1 задает направление движения частицы на первом участке длины t , угол α_2 задает направление движения частицы на втором участке длины t . Разность углов $\theta = \alpha_2 - \alpha_1$ (изменение направления движения частицы)

В эмульсионных пластинах эксперимента OPERA можно рассматривать многократное рассеяние частиц 1) только в эмульсионных пластинах (выбираются треки фоновых частиц, которые движутся почти параллельно плоскости эмульсии), или 2) при прохождении через слоистую структуру эмульсионного кирпича – чередующиеся слои свинца и эмульсии.

Трек в одном слое эмульсии.

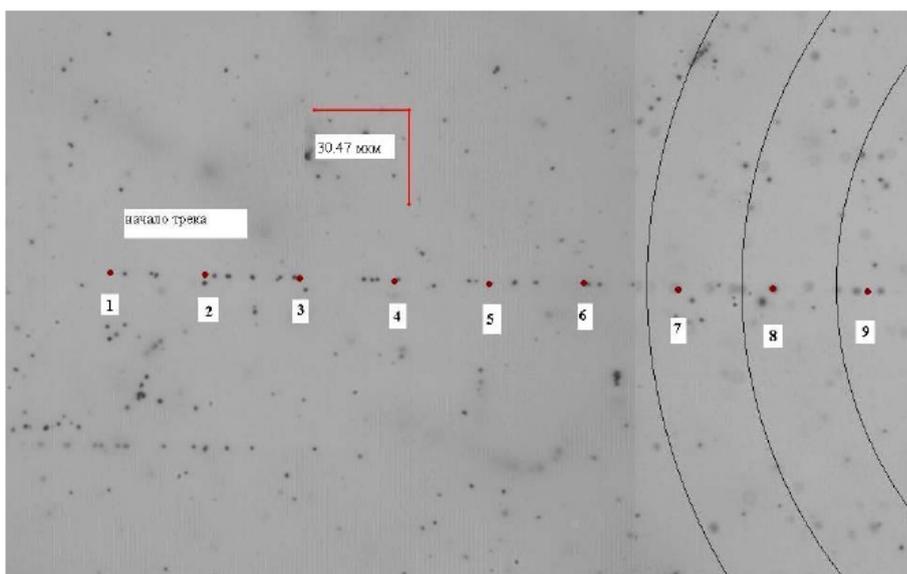


Рис. 12. Участок трека частицы, проходящий приблизительно параллельно эмульсионной пластине. На изображение нанесены красные метки, расставленные с шагом по оси x через каждые 100 пикселей – 30.47мкм.

Так как частица движется и рассеивается только в веществе эмульсии, в данном случае для вычисления θ_{RMS} в формулу Мольер нужно подставить в качестве радиационной длины, ее значение для вещества эмульсии $X_0 = 11 \text{ г/см}^2$.

Трек в слоях “эмульсионного кирпича” - элемента детектора эксперимента OPERA.

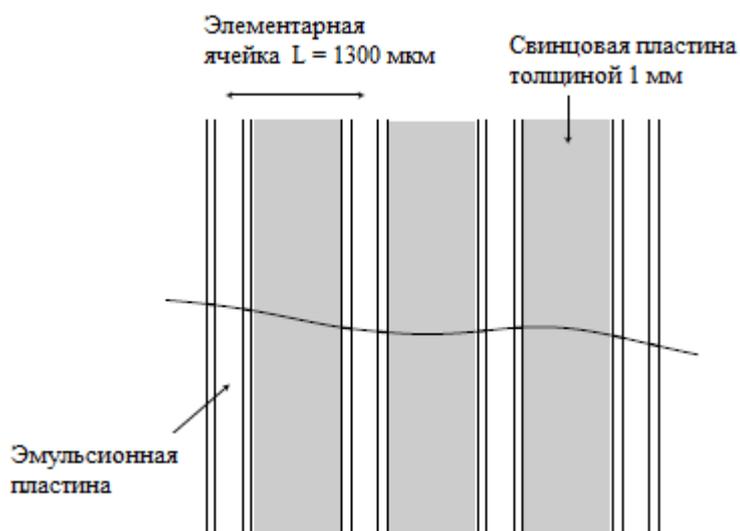


Рис. 13. Трек частицы в слоях эмульсионного детектора (кирпича).

Для детекторов, основу которых составляют эмульсионные пластины, прослоенные свинцом, основное рассеяние будет происходить в свинце с $X_0 = 6.4 \text{ г/см}^2$ (или

$X_0 = 5.6$ мм), так как радиационная единица длины t для эмульсии и пластиковой подложки существенно больше: $t_{\text{я.э.}} = 11$ г/см², $t_{\text{полистирол}} = 44$ г/см².

Трек частицы в эмульсионном детекторе изображен на рис. 13.

С учетом структуры эмульсионного кирпича со слоями свинца толщиной 1мм формула для величины угла многократного рассеяния приобретает вид:

$$\theta_{RMS} = \sqrt{\theta^2} \approx \frac{13.6}{(pc\beta)} \times \sqrt{\frac{N_{cell} \cdot 1\text{мм}}{5.6\text{мм}}} \times \left[1 + 0.038 \cdot \ln\left(\frac{N_{cell}}{5.6}\right) \right] \quad (10),$$

где N_{cell} - количество проходимых частицей свинцовых пластин толщиной 1мм между эмульсионными пластинами, в которых определяется изменение направления трека.

Суть метода определения импульса частиц методом многократного рассеяния состоит в том, что экспериментально определяется величина θ_{RMS} , а импульс $pc\beta$ вычисляется с помощью формулы Мольер.

Приведение θ_{RMS} к стандартной ячейке.

Среднеквадратичный угол многократного рассеяния увеличивается с увеличением количества вещества, проходимого частицей. Точнее вычислить θ_{RMS} , а, следовательно и $pc\beta$, можно с помощью метода приведения θ_{RMS} к стандартной ячейке (например 100 мкм). Если пренебречь логарифмическим членом в формуле Мольер, то формула приведения к ячейке 100 мкм будет выглядеть как

$$\theta_{RMS100} = \theta_{RMS t} \frac{\sqrt{100}}{\sqrt{t}}.$$

θ_{RMS100} сначала будет уменьшаться при увеличении ячейки, так как по мере увеличения ячейки вклад ошибок уменьшается. Начиная с некоторого значения величины ячейки θ_{RMS100} становится постоянным - это и есть истинное значение (см.рис.14.). Именно это значение нужно использовать для определения энергии частицы.

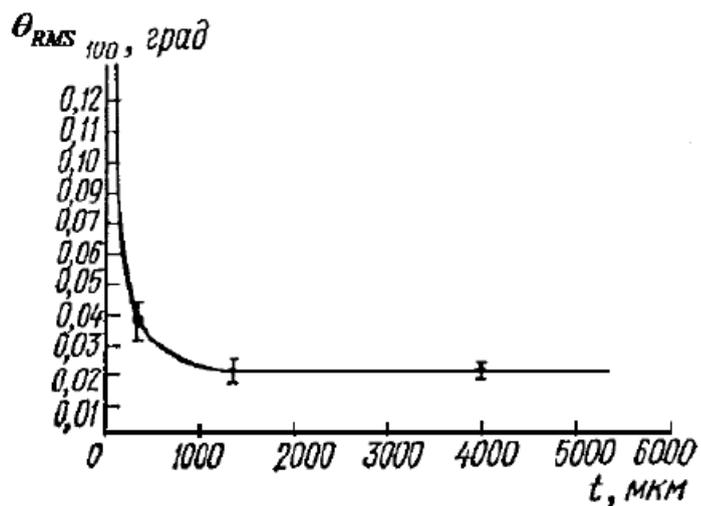


Рис. 14. Зависимость θ_{RMS100} от длины ячейки рассеяния.

Для увеличения статистики рассматриваемых углов рассеяния частицы в слоях эмульсионного кирпича и для использования разной базовой толщины рассеивания, можно применять различные схемы, суть которых становится понятна на основании рис. 15.

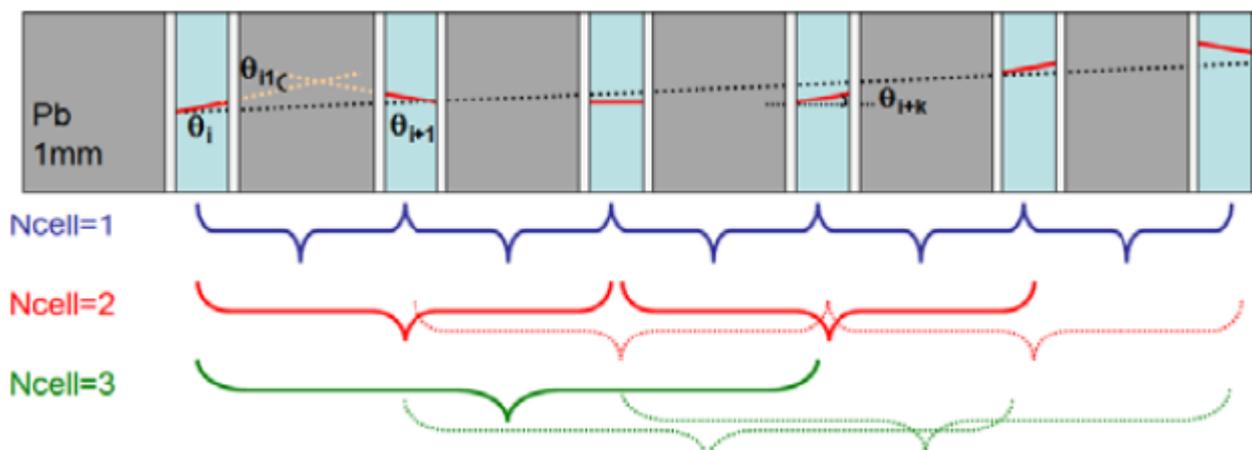


Рис.15. Схема вычисления среднеквадратичного угла многократного рассеяния на разных базовых ячейках.

Задания:

1. Определение энергии альфа-частиц по длине трека в эмульсии.

С помощью сканирующего комплекса найти 3 трека альфа-частиц в эмульсионных пластинках. Определить координаты начальных x_1, y_1, z_1 и конечных точек треков x_2, y_2, z_2 . Рассчитать длины треков. По зависимости длины трека альфа-частицы от энергии определить энергии трех альфа-частиц.

2. Оценка энергии первичной частицы методом Кастаньоли.

С помощью сканирующего комплекса найти 2 звезды в эмульсионных пластинах с количеством лучей не менее 5. Определить координаты двух точек на следе частицы. Трек частицы i (и соответствующая ему прямая)

задается двумя точками x_{j1}, y_{j1}, z_{j1} и x_{j2}, y_{j2}, z_{j2} .

Рассчитать пространственный угол между прямыми i и j :

$$\cos \Phi_{ij} = \frac{|m_i \cdot m_j + n_i \cdot n_j + p_i \cdot p_j|}{\sqrt{m_i^2 + n_i^2 + p_i^2} \cdot \sqrt{m_j^2 + n_j^2 + p_j^2}}$$

$$\text{Где } m_i = x_{i2} - x_{i1}, \quad m_j = x_{j2} - x_{j1},$$

$$n_i = y_{i2} - y_{i1}, \quad n_j = y_{j2} - y_{j1},$$

$$p_i = z_{i2} - z_{i1}, \quad p_j = z_{j2} - z_{j1}$$

Рассчитать $\cos \Phi_{ij}$ для всевозможных пар прямых (треков вторичных частиц).

Найти среднее значение $\langle \Phi \rangle$.

Вычислить энергию частицы: $E = \frac{2Mc^2}{\langle \Phi \rangle^2}$ в предположении, что первичная частица была протоном или ядром гелия.

3. Определение энергии мюона координатным и угловым методом с использованием смоделированных треков мюонов в железном поглотителе.

Получить данные, описывающие трек мюона в толстом железном поглотителе с шагом по оси z - 30 см.

Радиационная длина для железа $X_0 = 13.84 \text{ г/см}^2$ (1.78 см).

Данные: координаты точек трека и направляющие cos.

Muons 0-5 in the iron absorber.

| | x | y | z | cos(teta_x) | cos(teta_y) | cos(teta_z) |
|---|---------------|--------------|--------------|--------------|---------------|--------------|
| 0 | | | | | | |
| | -6.825078e-02 | 2.462467e-02 | 3.000000e+01 | 2.155242e-04 | 7.013831e-05 | 1.000000e+00 |
| | -6.498099e-02 | 1.926540e-02 | 6.000000e+01 | 6.802860e-05 | -4.205655e-04 | 9.999999e-01 |
| | -5.938744e-02 | 9.496374e-03 | 9.000000e+01 | 1.883868e-04 | 4.595572e-05 | 1.000000e+00 |
| | -4.678777e-02 | 1.746658e-02 | 1.200000e+02 | 7.643093e-04 | 7.761333e-05 | 9.999997e-01 |
| | -2.364722e-02 | 3.387482e-02 | 1.500000e+02 | 7.028929e-04 | 5.846147e-04 | 9.999996e-01 |
| | -3.688291e-04 | 4.508563e-02 | 1.800000e+02 | 5.494144e-04 | 3.491318e-04 | 9.999998e-01 |
| | 1.169267e-02 | 6.302914e-02 | 2.100000e+02 | 2.892865e-04 | 3.942061e-04 | 9.999999e-01 |

Реализовать алгоритм чтения данных, определения θ_{RMS} а) координатным и б) угловым методом.

Считать, что найденное значение θ_{RMS} является истинным.

Определить энергию мюона а) координатным и б) угловым методом для одного из треков.

4. Определение энергии мюона, сформировавшего трек в эмульсионном слое координатным методом.

Получить координаты точек одиночного трека в эмульсионном слое на базовой ячейке $x = 30.47 \text{ мкм}$. Рассчитать θ_{RMS100} . $X_{\text{эмул}} = 11.0 \text{ г/см}^2$. С помощью расчета θ_{RMS100} на различных базовых ячейках, и построения графика, получить истинное значение θ_{RMS100} . Определить энергию частицы, в предположении о том, что частица является мюоном.

5. Определение энергии частицы по участкам трека в эмульсионных пластинах элемента детектора - эмульсионного "кирпича"- угловым методом. Получить значения направлений участков трека частицы в слоях эмульсионного кирпича. Базовой ячейкой рассеяния в данном случае будет 1 мм свинца, $x = 1 \text{ мм}$, $X_{\text{Pb}} = 6.4 \text{ г/см}^2$ ($X_0 = 5.6 \text{ мм}$). Рассчитать θ_{RMS100} . С помощью расчета θ_{RMS100} на различных базовых ячейках, и построения графика, получить истинное значение θ_{RMS100} . Определить энергию частицы, в предположении о том, что частица является пионом.

Литература

1. А.О.Вайсенберг:"Тяжелые нестабильные частицы", УФН, т.57, вып.3, 1955 г. Ноябрь, стр.369, Методы отождествления частиц в эмульсии. С Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс «Исследование элементарных частиц фотографическим методом»: Издательство иностранной литературы М. 1962 г.
2. Е.А.Мурзина: "Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом", Учебное пособие, Изд."КДУ", М.2007 г.
3. В.Г. Воинов, И.Я. Часников: "Многokратное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях", Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата 1969 г
4. M.Fatih BAY, University of BERN, 73_2010- 4_Particle_Detectors_10_Emulsions.ppt.
5. А.Б.Александров, и др.: "Методика измерения зарядов релятивистских ядер в фотоэмульсии на автоматизированном комплексе ПАВИКОМ." Препринт ФИАН, № 29, М.2005.
6. Е.Л.Фейнберг, Н.Г.Полухина, К.А. Котельников: "Полностью автоматизированный измерительный комплекс (ПАВИКОМ) для обработки экспериментального материала трековых детекторов". ЭЧАЯ, 2004, т.35, вып.3, стр.763-787.
7. N.Agafonova et.al. OPERA collaboration.Momentum measurment by the Multiple Coulomb Scattering method in OPERA lead emulsion target. June 12,2011.
8. Практикум по физике космических лучей. М.А.Кондратьева, Е.А.Мурзина: Лабораторная работа № 4. " Изучение заряженных частиц космических лучей с помощью фотоэмульсий." Изд.УНЦ ДО, 2004.