

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

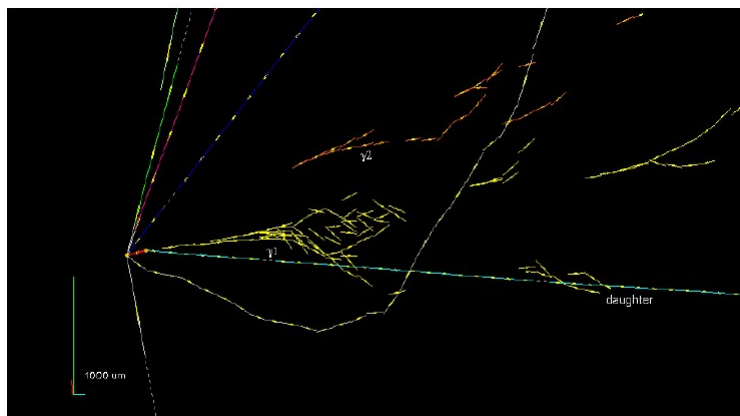
НИИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ, КАФЕДРА ФИЗИКИ КОСМОСА

А.М.Анохина, М.А.Самойлов

Эмульсионный трековый детектор Реконструкция событий

ЗАДАЧА ПРАКТИКУМА
(Учебное пособие)



Москва
2024

УДК 539.1.04
ББК В386.1;В386.2;В386.7;В386.8
ISBN

Авторы:

А.М. Анохина, М.А. Самойлов

Эмульсионный трековый детектор. Реконструкция событий.
Описание задачи практикума. Учебное пособие. / А.М.Анохина,
М.А.Самойлов - М.:Издательство КДУ, 2024. - 44 с.

Пособие содержит описание лабораторной работы специального ядерного практикума ОЯФ физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова. Работа выполняется на основе экспериментальных данных, полученных на автоматическом сканирующем комплексе НИИЯФ МГУ - действующей экспериментальной установке.

Задания лабораторной работы связаны с изучением методологии эмульсионных трековых детекторов и их уникальных возможностей.

В пособии описаны ионизационные потери заряженных частиц, лежащие в основе образования треков. Описана ядерная эмульсия - основа прецизионного трекового детектора. Приведены примеры современных трековых эмульсионных детекторов OPERA и SND@LHC. Задачи связаны со знакомством с программным обеспечением SySal, с помощью которого восстанавливается кинематическая картина взаимодействия нейтрино высоких энергий с мишенью. При выполнении задачи осваивается методика, связанная с определением импульса частиц по характеристикам угла многократного рассеяния.

Предназначено для студентов отделения ядерной физики физического факультета МГУ, специализирующихся в области экспериментальной физики атомного ядра и элементарных частиц.

©МГУ, 2023

©Анохина А.М., Самойлов М.А., 2024

©НИИЯФ МГУ, 2024

©Издательство «КДУ»

**К 270-ЛЕТИЮ СО ДНЯ ОСНОВАНИЯ
МОСКОВСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**



Содержание

Введение	5
1 Ионизационные потери заряженных частиц	7
2 Ядерная эмульсия - визуализатор траекторий заряженных частиц	12
3 Трековый эмульсионный детектор	14
4 Восстановление события в эмульсионном детекторе с помощью программного обеспечения SySal. Задание № 1.	17
5 Определения импульса частиц методом многократного рассеяния. Задание № 2.	38
5.1 Определение импульса мюона по данным, полученным при моделировании с помощью программы GEANT4.	40
5.2 Определение импульса частицы, сформировавшей трек в слоях эмульсии, по экспериментальным данным.	43

Введение

Эмульсионный детектор – развитие классических трековых детекторов (камера Вильсона, пузырьковая камера, искровые камеры). Основным отличием эмульсионных детекторов является их непрерывное время накопления данных, что подходит для регистрации редких событий и делает данный метод крайне полезным в физике космических лучей, где был широко развит метод рентгеновских эмульсий (эксперименты Памир, RUNJOB и пр.) и в нейтринной физике.

Основой трековых методик является восстановление свойств частиц и кинематики процессов из геометрии событий и геометрических свойств треков частиц. Точность восстановления геометрии событий определяет «разрешающую способность» метода. Чем точнее метод позволяет восстановить геометрию событий, тем более тонкие эффекты доступны для исследования и тем больше короткоживущих частиц может быть эффективно зарегистрировано. В некоторых современных физических экспериментах по изучению свойств частиц и взаимодействий необходимо с большой точностью восстанавливать картину взаимодействия частицы с мишенью: определять координаты точки взаимодействия, углы разлета вторичных частиц, их тип и энергию. Примерами таких экспериментов могут служить эксперименты по прямому наблюдению осцилляций нейтрино по каналу $\nu_\mu - > \nu_\tau$ и прямому измерению параметров смешивания - OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus) в лаборатории GranSasso в Италии и эксперимент SND@LHC (Scattering and Neutrino Detector at the LHC) по исследованию свойств высокоэнергичных нейтрино в ЦЕРН.

В эксперименте OPERA, см.рис. 1, нейтрино, генерируемые в распадах заряженных пионов, полученных на ускорителе LHC, проходят расстояние 748 км в грунте. В соответствии с теоретическими оценками, на этой базе вероятность $\nu_\mu - > \nu_\tau$ осцилляций максимальна. В дальнейшем часть нейтрино пучка взаимодействуют в эмульсионном трековом детекторе. Частицы, родившиеся в таких взаимодействиях, регистрируются с помощью ядерных эмульсий – основного элемента детектора. Задачей эксперимента является обнаружение нейтрино другого аромата, отличного от того, который испускает источник, по специфической геометрии распада частиц, родившихся при взаимодействии нейтрино с веществом детектора. Только с помощью эмульсионного детектора можно визуализировать трек тау-лептона, свидетельствующий о том,

что произошло взаимодействие таонного нейтрино.



Рис. 1: Фотография детекторной системы эксперимента OPERA

В эксперименте SND@LHC, рис. 2, в детектор, одним из элементов которого является эмульсионный блок, попадают высокоэнергичные нейтрино, родившиеся при столкновении протонов в детекторе ATLAS. Задачей эксперимента является изучение свойств высокоэнергичных нейтрино при энергиях LHC.

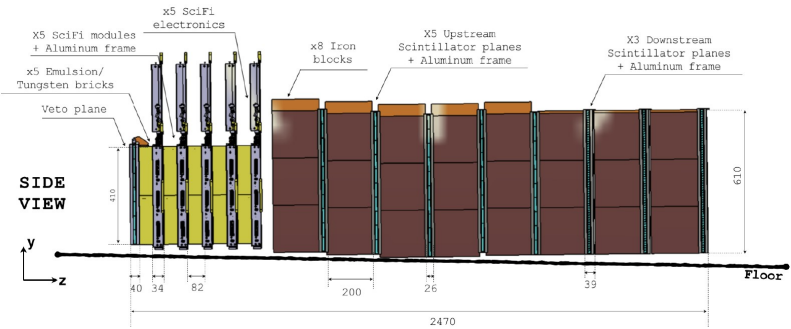


Рис. 2: Схема детектора SND@LHC

1 Ионизационные потери заряженных частиц

При попадании в вещество заряженные (и нейтральные) частицы теряют свою энергию и рассеиваются, т.е. изменяют направление своего движения. Энергетические потери заряженных частиц в основном обусловлены ионизационными и радиационными процессами. Потери на ионизацию и возбуждение атомов среды (ионизационные потери) доминируют при низких энергиях, при высоких энергиях основная часть потерь обусловлена излучением тормозных фотонов (радиационные потери). На рис. 3 представлена характерная зависимость от импульса

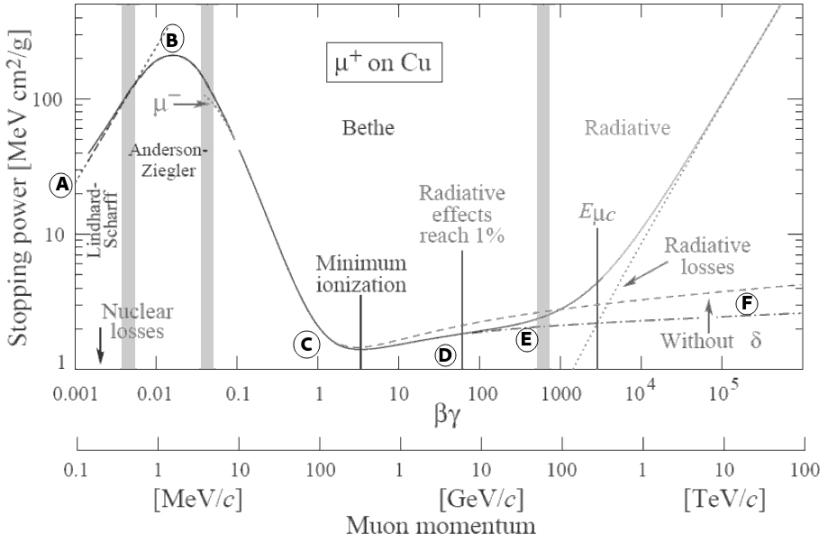


Рис. 3: Потери энергии положительным мюоном в меди за счет различных процессов (Stopping power) для широкого диапазона энергий. Сплошная кривая описывает суммарные потери энергии за счет различных процессов.

полных (не только ионизационных) потерь энергии мюонов в меди из обзора PDG. С ростом энергии ионизационные потери сначала растут, потом падают, дальше логарифмически растут при переходе к релятивистским энергиям и далее выходят на плато. В области ультрарелятивистских энергий основной вклад в потери энергии вносят уже не

ионизационные, а радиационные потери.

Выражение для **удельных ионизационных потерь энергии** частицы (или линейная тормозная способность вещества) было получено 1930-1933 гг. Г.А.Бете и Ф.Блохом с учетом квантовых и релятивистских эффектов, называется их именем (**формулой Бете-Блоха**) и имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{z^2}{V^2} Z n_{at} \left(\ln \frac{2m_e V^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right) \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1}, \quad (1)$$

где z —заряд частицы, V —скорость частицы, Z —заряд ядер атомов вещества, n_{at} —концентрация атомов вещества, $\beta = V/c$, потенциал ионизации $I(Z) = I_n Z$, где $I_n = 13.5eV$ — энергия, соответствующая частоте Ридберга.

В общепотребительных справочниках, например, обзоре PDG <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-passage-particles-matter.pdf>, выражение (1) может также называться формулой Бете и быть приведено в виде, более удобном для расчетов

$$\left\langle -\frac{dE}{\rho dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{e \max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2, \quad (2)$$

где

$$T_{e \max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2},$$

см. формулу (??),

$$K = 4\pi N_{Ar}^2 m_e c^2 = 0.307075 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2,$$

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.818 \text{ fm},$$

классический радиус электрона.

Величина δ в формулах (1) и (2) — поправка на эффект плотности. В крайнем релятивистском случае поправка на эффект плотности имеет вид:

$$\delta = -\ln(1 - \beta^2 - \Psi),$$

где Ψ — константа, зависящая от свойств вещества

$$\Psi = \ln \frac{I^2}{h^2 (ne^2 / \pi m_e)^4} + 1,$$

h — постоянная Планка.

Выражением (2) можно пользоваться в области $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ с точностью до нескольких процентов.

Обратите внимание, что формула (2) определяет **массовую тормозную способность** (mass stopping power), единицей измерения которой является $\frac{MeV}{g/cm^2}$. Линейную тормозную способность ($\frac{dE}{dx}$) в единицах $\frac{MeV}{cm}$ можно получить, умножив (2) на плотность вещества ρ в $\frac{g}{cm^3}$.

Удельные потери энергии на единице пути являются довольно сложной функцией скорости (или кинетической энергии) частицы. Обсудим качественно особенности поведения кривой ионизационных потерь, представленной на рис. 3.

(BC) Участок (BC) соответствует случаю, когда, с одной стороны, частица нерелятивистская, т.е. $E < Mc^2$ и $\beta < 1$, 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:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \sim \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{z^2}{V^2} Z n_{at}, \quad \left| \frac{dE}{dx} \right| \sim \frac{Mz^2}{E}. \quad (3)$$

Такая зависимость в нерелятивистской области получилась из-за того, что переданный электрону импульс $p_e = Ft$ зависит от времени взаимодействия t , которое, в свою очередь, обратно пропорционально скорости частицы. Переданная же электрону энергия, потерянная частицей, $\sim \frac{1}{V^2}$ и, следовательно, $\sim \frac{1}{E}$. Зависимость имеет место вплоть до релятивистских скоростей. При $V \approx c$ коэффициент перед скобкой принимает минимальное значение.

(CD) На участке (CD) кривой удельные ионизационные потери начинают увеличиваться. Этот рост потерь обусловлен ростом величины логарифмического члена, так как при $\beta \rightarrow 1$ $\frac{1}{1-\beta^2} \rightarrow \infty$. Поскольку этот множитель стоит под знаком логарифма, то и рост потерь наблюдается медленный, «логарифмический». Логарифмическое возрастание

$\frac{dE}{dx}$ с увеличением энергии обычно называют релятивистским подъемом ионизации. Оно начинается после того, как достигнет минимальной величины при $V \cong 0.96c$. Этот подъем происходит частично за счет близких столкновений, так как увеличивается максимальная передаваемая энергия ΔE_{max} , и частично за счет далеких столкновений из-за релятивистского увеличения 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. Рис. 4 иллюстрирует вышесказанное: для нерелятивистских частиц эквипотенциальная поверхность имеет сферически симметричную форму (а). Форма эквипотенциальной поверхности поля релятивистских частиц (б) другая: расстояние в продольном направлении уменьшается в $\frac{1}{\gamma}$ раз, а в поперечном — увеличивается в γ раз. Получается эллипсоид, «блин», который с увеличением скорости частицы все сильнее сплющивается в продольном направлении и растягивается в поперечном. Это означает, что все большее число электронов среды попадает в поле влияния пролетающей частицы, все большему числу электронов частица передает свою энергию. Следовательно, и потери энергии частицей на единице ее пути растут.

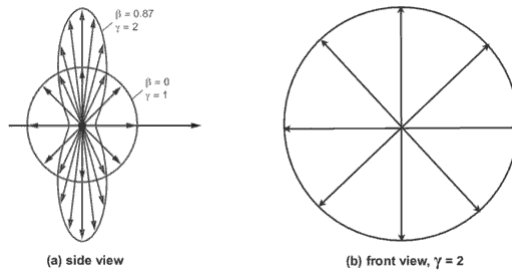


Рис. 4: Форма эквипотенциальной поверхности кулоновского поля для разных γ или β , продольная (а) и поперечная (б) проекции по отношению к вектору скорости частицы

(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, экранируя далеко расположенные электроны. На некотором расстоянии от траектории частицы ее поле полностью компенсируется противоположным полем диполей.

(EF) Область кривой (EF) соответствует этому случаю компенсации поля: рост потерь энергии существенно замедляется из-за эффекта плотности. Остается только рост потерь за счет увеличения передаваемой энергии — величины ΔE_{max} . В формуле Бете-Блоха эффект плотности учитывается членом « δ ». Поскольку эффект поляризации прямо пропорционален плотности электронов среды n_e , то этот эффект существенно зависит от плотности вещества, за что и получил свое название.

Поправка на эффект плотности в несколько упрощенном виде впервые была рассчитана Э.Ферми в 1939 году, поэтому область (EF) часто называют «плато Ферми».

В предельном случае очень больших энергий часть релятивистского возрастания потерь полностью компенсируется эффектом плотности. Оставшаяся часть связана с передачей энергии при близких столкновениях. В случае не очень больших энергий максимальная передаваемая энергия ΔE_{max} растет как $\frac{1}{1-\beta^2}$. При очень высоких энергиях ΔE_{max} возрастает приблизительно как $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, т.е. релятивистский подъем оказывается в три раза меньше ожидаемого без учета эффекта плотности.

Иногда употребляется понятие «ограниченные ионизационные потери» энергии, обычно связанное с условиями наблюдения, например, с ограничением пробега в трековом детекторе δ -электронов, получивших в результате ионизации максимальную энергию $T_{e\ max}$. Из-за этого регистрируется не максимальная передача энергии, а меньшая, поскольку она ограничена размерами детектора. В этом случае не будет наблюдаться рост ионизационных потерь в области (EF) .

(AB) Формула для ионизационных потерь была выведена в предположении, что все электроны атомов среды при взаимодействии с части-

цей могут считаться свободными, т.е. выполняется условие:

$$\Delta E \gg \varepsilon_b, \quad E \gg \frac{M}{m_e} \varepsilon_b.$$

По мере уменьшения энергии частицы это соотношение может оказаться нарушенным. В первую очередь это нарушение будет относиться к наиболее сильно связанным электронам в атомах, K - и L -электронам. Когда скорость частицы станет меньше скорости орбитального движения K -электронов, ионизация их станет невозможной, следовательно, K -электроны должны быть исключены при вычислении плотности электронов в среде, т.е. число их как бы уменьшится и, соответственно, потери энергии также уменьшатся. При дальнейшем уменьшении скорости частицы это же следует отнести и к L -электронам, затем к M -электронам и т.д. Чем больше Z среды, тем больше ε_b 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 u в квадратных скобках.

При рассмотрении ионизационного торможения тяжелых заряженных частиц (ионов атомов) нужно учитывать явление перезарядки, связанное с захватом частицей электронов вещества. Этот эффект становится существенным при скоростях частицы, сравнимых со скоростями орбитального движения электронов — участок (AB).

2 Ядерная эмульсия - визуализатор траекторий заряженных частиц

Ядерная эмульсия является уникальным веществом, в котором после химической обработки с помощью увеличительного оборудования, микроскопа, можно увидеть следы (треки) заряженных частиц, сформированные в результате ионизационных процессов. Фотоны или поле заряженной частицы изменяют химические связи в кристаллах $AgBr$, которые образуются "на пути" частицы, и которые после процессов проявки и фиксирования становятся видимыми, формируя трек.

Толстослойные ядерные эмульсии отличаются от эмульсий, используемых в обычной фотографии, толщиной эмульсионного слоя, концен-

трацией коллоидного серебра и желатина, и размером зерен. Слои ядерных эмульсий в 10 – 100 раз толще, а содержание коллоидного серебра в них на порядок больше обычного. Коллоидное серебро (в основном бромистое) находится в эмульсии в виде микрокристаллов, размеры которых колеблются от 0.03 до 0.6 мкм.

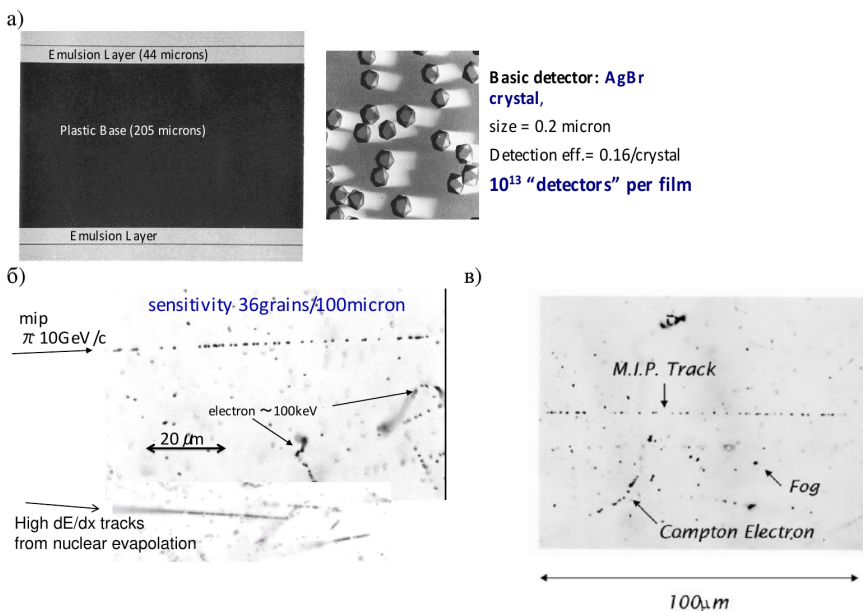


Рис. 5: а) Схема эмульсионной пластины и кристаллов AgBr в желатине. б) Следы частиц (треки)эмульсии, (mip – minimum ionizing particle). в) Участок трека минимально ионизирующей частицы (mip) в эмульсионном слое. На изображении присутствуют трек комптоновского электрона и зерна тумана. Плотность зерен тумана рассчитывается для 1000 мкм^3

Размеры кристаллов в эмульсии, применяемой в экспериментах OPERA и SND@LHC, имеют средний размер зерна 0.2 мкм. В состав эмульсии кроме коллоидного серебра входят желатин, пластификатор, вода. Желатин и пластификатор содержат водород, углерод, кислород, азот, серу. Пластификатор используется для уменьшения хрупко-

сти эмульсии. Для использования в эксперименте, т.е. для размещения в объеме детектора, последующей химической обработки и сканирования, эмульсия должна быть нанесена на прочную прозрачную пластиковую подложку (Plastic Base) и упакована в непрозрачные пакеты. Для различных физических задач эмульсионные пластины должны быть или прослоены пластинами тяжелого вещества, например свинца или вольфрама, или собираться в упаковки без дополнительного поглотителя. Таким образом, можно сказать, что каждая эмульсионная пластина содержит 10^{13} детекторов размером 0.2 мкм каждый (кристаллов AgBr) рис. 5 а) с эффективностью регистрации частиц 0.16 на 1 сечение кристалла.

Физические свойства эмульсии, используемой в экспериментах OPERA и SND@LHC следующие:

плотность эмульсии $\rho = 2.4 \text{ г/см}^3$,
 средний атомный номер $\langle A \rangle = 18.2$,
 средний заряд ядер атомов $\langle Z \rangle = 8.9$,
 радиационная длина $X_0 = 5.5 \text{ см}$,
 длина для ядерного столкновения $\lambda_c = 33 \text{ см}$,
 длина ядерного взаимодействия $\lambda_I = 51 \text{ см}$.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mip} = 1.55 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mip} = 37 \frac{\text{keV}}{100\text{mkm}}$$

Ядерные эмульсии используются для регистрации и анализа следов заряженных частиц практически любой энергии. На рис. 5 б и в) приведены изображения участков траекторий частиц с минимальной, для данной эмульсии, ионизирующей способностью. Можно оценить количество темных зерен на участке трека в 100 мкм – 30 зерен/100мкм.

3 Трековый эмульсионный детектор

Основой трековых методик является восстановление свойств частиц и кинематики процессов из геометрии событий и геометрических свойств

треков частиц. Точность восстановления геометрии событий определяет «разрешающую способность» метода. Чем точнее метод позволяет восстановить геометрию событий, тем более тонкие эффекты доступны для исследования и тем больше короткоживущих частиц может быть эффективно зарегистрировано. В некоторых современных физических экспериментах по изучению свойств частиц и взаимодействий необходимо с большой точностью восстанавливать картину взаимодействия частицы с мишенью: определять координаты точки взаимодействия, углы разлета вторичных частиц, их тип и энергию. Примерами таких экспериментов может служить эксперимент по прямому наблюдению осцилляций нейтрино по каналу $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ - OPERA и эксперимент по изучению свойств взаимодействий нейтрино при энергиях LHC - SND@LHC. В данных экспериментах нейтрино взаимодействуют с мишенью (свинцом или вольфрамом) эмульсионного детектора. Частицы, родившиеся в таких взаимодействиях, регистрируются с помощью ядерных эмульсий — основного элемента детектора. Задачами упомянутых экспериментов является определение аромата провзаимодействующего нейтрино, по специфическим кинематическим особенностям частиц, родившихся при взаимодействии нейтрино с веществом детектора.

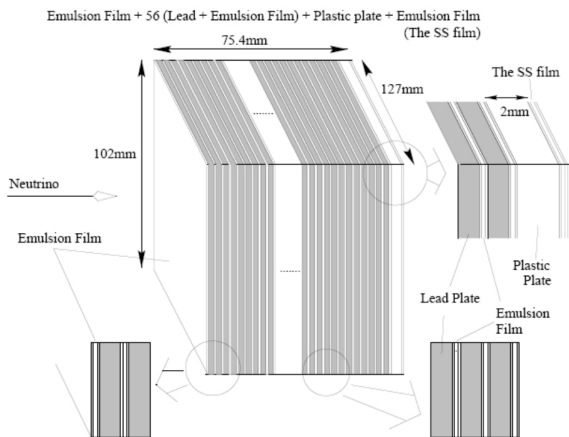


Рис. 6: Схема эмульсионного блока эксперимента OPERA.

В детекторе OPERA использовались эмульсионные камеры – «кир-

пичи» (OPERA Brick, 10.2 см×12.7 см, толщиной ~ 7.5 см и массой 8.3 кг), состоящие из эмульсионных пластин, прослоенных слоями свинца толщиной 1 мм. Эмульсионная пластина представляет собой пластиковую основу толщиной 205 мкм, с нанесенными на нее с двух сторон слоями фотоэмульсии, толщиной 43 мкм каждый. Такой детектор способен регистрировать объемную картину событий - процессов взаимодействия частиц с веществом детектора.

Участки трека регистрируются в 57 двусторонних пластинах. Подробная схема «эмульсионного кирпича» приведена на рис. 6. Благодаря высокому пространственному разрешению (около 0.3 мкм) метод ядерных эмульсий с успехом применяется для определения углов разлета частиц и ядер, образующихся в результате взаимодействия. По точности измерения малых углов метод ядерных эмульсий не имеет себе равных - до 10^{-5} рад. Так же, данный метод позволяет проследивать отдельные треки в кирпиче даже при очень высоком фоне. Каждый кирпич, в котором произошло взаимодействие, извлекается из детектора, разбирается, эмульсия проявляется, сканируется и анализируется. Для предварительного уточнения того факта, что взаимодействие нейтрино произошло именно в данном элементе детектора (кирпиче) к кирпичу с одной стороны добавляются еще две эмульсионные плоскости (т. н. Changeable Sheet, CS), которые сканируются до разборки основного кирпича. Если CS содержит в эмульсии адронные треки или трек мюона с углами, совпадающими с данными электронных детекторов, то кирпич разбирается, эмульсия проявляется и сканируется. Если нет - значит целеуказание электронных детекторов оказалось ошибочным, CS заменяют на новый и возвращают кирпич в детектор.

Ядерные эмульсии широко применялись в физике частиц с середины 20-го века. Существенным недостатком эмульсионного метода до настоящего времени являлась невысокая скорость обработки данных. Эксперименты с эмульсиями обрабатывались вручную на всех этапах, от поиска треков в эмульсии под микроскопом, до измерения их параметров. Современные сканирующие комплексы решают проблему обработки эмульсий, см.рис. 7. В экспериментах OPERA и SND@LHC, все процессы, связанные с обработкой данных эмульсионных детекторов автоматизированы. Сканирующие микроскопы в автоматическом режиме сканируют каждую из эмульсионных пластин, создавая банк треков, по которому в дальнейшем восстанавливается картина события.

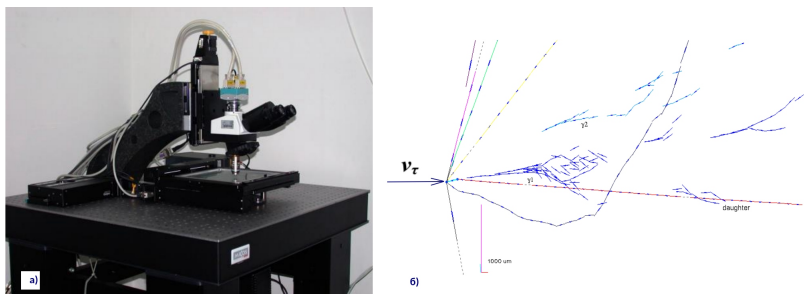


Рис. 7: а) Фотография сканирующего комплекса в НИИЯФ МГУ; б) восстановленная картина события взаимодействия таонного нейтрино с мишенью, виден трек короткоживущей частицы - тау-лептона.

4 Восстановление события в эмульсионном детекторе с помощью программного обеспечения SySal. Задание № 1.

События, связанные с глубоко-неупругим взаимодействием нейтрино с мишенью эксперимента OPERA, реконструируются с помощью программного обеспечения SySal (System of Salerno) созданного изначально для эксперимента CHORUS, а затем было адаптированного для нужд эксперимента OPERA.

Познакомимся с работой SySal в процессе выполнения Задания №1, реконструкции события взаимодействия нейтрино.

Сценарий выполнения задания

Создаем файл документа (например .docx) в который будем сохранять картинки и тексты для отчета.

Запускаем программу **EasyReconstruct** в папке **ExeRepository** на рабочем столе. Откроется окно **EasyReconstruct**, рис. 8.

Во вкладке **Input File** выбираем файл *prac2024_step1.tsr* с базой данных, полученной при сканировании. В рассматриваемом в данном описании примере используется событие с кодировкой APS 1006651,

студенту на первом этапе предполагается анализировать событие APS 1019175. Нажимаем **Load**, ждем несколько секунд, чтобы загрузились данные. Нажимаем кнопку **Display**.

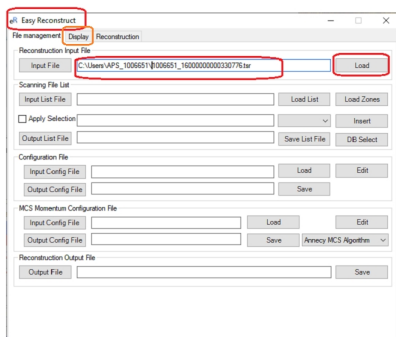


Рис. 8: Начальное окно EasyReconstruct. Загрузка базы данных соответствующего события.

Во вкладке **Display** доступны многочисленные функции загрузки дополнительной информации, но для задачи практикума нажимаем кнопку **Display**, рис. 9. Откроется темное окно **DisplayPanel**. Увеличим размер окна - кнопка 800x800 на панели **Display**.

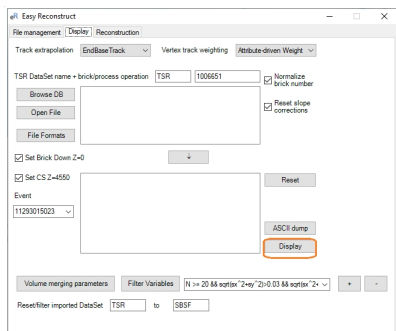


Рис. 9: Активация рабочих окон в EasyReconstruct. Кнопка Display.

Окна **Display** и **DisplayPanel** являются основными рабочими ок-

нами. Первое (Display), 10, является управляющим окном, определяющим, какие объекты будут отображаться во втором окне (DisplayPanel) и какие будут доступны для просмотра.

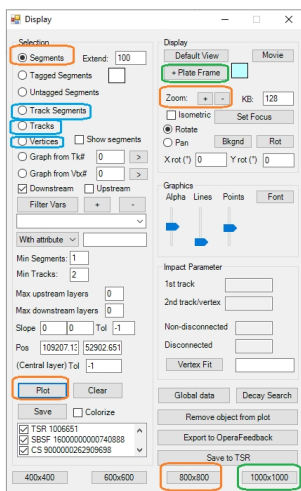


Рис. 10: Окно Display. Разными цветами выделены необходимые для выполнения задания опции.

Выведем в окно **Display Panel** сегменты треков, составляющие содержимое загруженной базы данных. Ставим метку рядом с опцией **Segments** в окне **Display**, в этом случае будут визуализированы сохраненные в базе сегменты треков. Нажимаем **Plot**. Откроется окно **Display Panel** (рис. 11), в котором можно вращать изображение с помощью правой кнопки мыши, приближать или отдалять изображение с помощью **Zoom** на **Display Panel**. **Set Focus** на **Display Panel** позволит смещать центр исследуемого изображения. Освойте эти возможности.

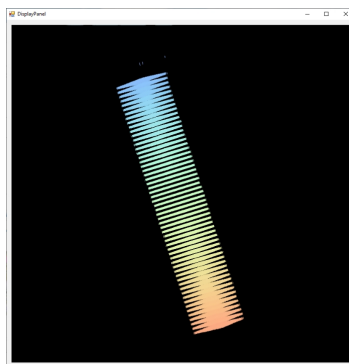


Рис. 11: Окно **Display Panel**. Отсканированные области эмульсионных пластин, содержащие сегменты треков.

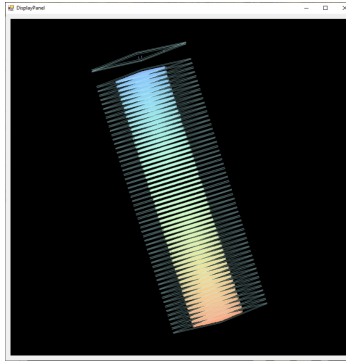


Рис. 12: Отсканированные области, содержащие сегменты треков и наложенные изображения эмульсионных слоев.

Нажмем кнопку **PlateFrame** в окне **Display**. На сегменты треков наложится схема эмульсионных пластин. Теперь можно представить себе отсканированную область в объеме элемента детектора - эмульсионного кирпича, рис. 12.

На следующем этапе очистим окно **Display Panel** (кнопка **Clear** в окне **Display**), поставим метку рядом с опцией **Track Segments**, тем самым из базы данных выберем сегменты, которые могут быть математически связаны в отрезки прямых (треки) с количеством сегментов не меньше 6. Нажимаем **Plot** в окне **Display**. Результат наблюдаем на рис. 13. Оси координат нанесены на рисунок вручную, дополнительно.

Далее, вращая изображение кнопкой мыши, выбираем какой-либо трек, состоящий из большого количества сегментов. Кликаем мышкой на элемент такого протяженного трека, активируем **Track Browser**, см. рис. 14, 15.

Исследуем вкладки **General**, **Segments**, **Projection**, **Neighborhood**, **Vertex fit**, **Momentum**.

Произведем поиск сегментов треков из базы, которые могут быть продолжением выбранного участка трека. Активируем вкладку **Neighborhood** в **Track Browser**. Активируем опции **Downstream**, выбирая направление поиска подходящих треков, нажимаем **Scanback/Scanforth**, наблюдаем предложенные алгоритмом дополнительные сегменты трека, соглашаемся на продолжение. Подобный поиск произво-

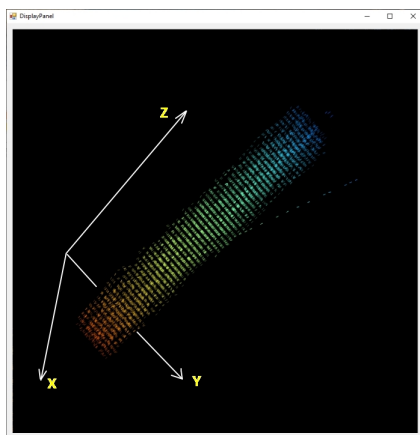


Рис. 13: Сегменты, которые являются элементами треков, состоящих, как минимум из 6 сегментов.

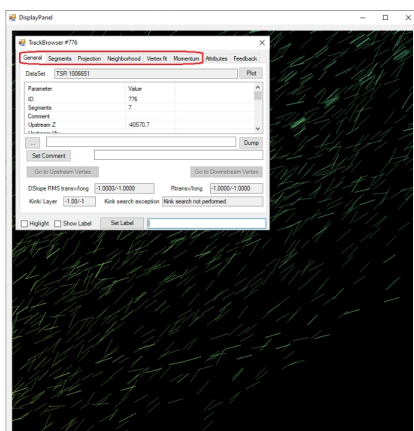


Рис. 14: Окно **Display Panel** и окно **Track Browser**.

дим в направлении Upstream (активируем соответствующие опции во вкладке **Neighborhoold** в **Track Browser**), рис. 16 - 19.

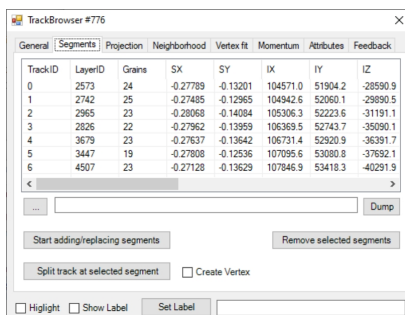


Рис. 15: Окно **Track Browser** с активной вкладкой **Segments**. Столбцы **SX**, **SY** (slopes) содержат направляющие косинусы сегментов относительно осей **x** и **y** осей координат.

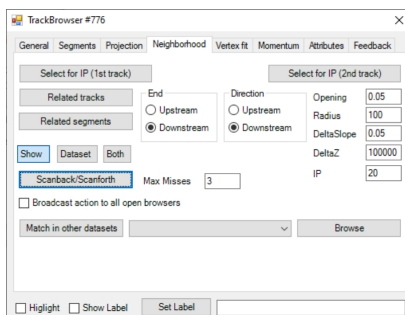


Рис. 16: Поиск подходящих сегментов треков. Окно **Track Browser**, вкладка **Neighborhood**, направление **Downstream**.

Далее, активируем вкладку **Feedback** в **TrackBrowser**. Ставим метку рядом с полем **Include track in Feedback** - записываем найденный трек с дополнительными сегментами в реконструируемое событие. Меткой рядом с опцией **Highlight** можно сделать найденный трек ярким. После активации **Include track in Feedback** треку присваивается статус **event**, 20. Теперь в управляющей панели **Display** в окне рядом с условием **With attribute** нужно указать **event** и активировать новый **Plot**. Зафиксированный трек обозначится в **DisplayPanel** яркой линией, рис. 21.

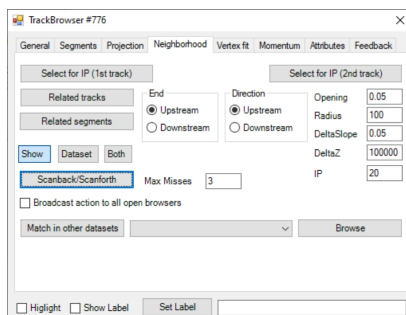


Рис. 17: Поиск подходящих сегментов треков. Окно **Track Browser**, вкладка **Neighborhood**, направление **Upstream**.

TRACK	ID	PLATE	Z	GHANS	FPX	FPY	FSX	FSY	OPFX	OFPY	OSFX	QFS1			
176	26	-02919	23	107846	8	53418	3	-0.27128	-0.15829	107832	8	53424	9	-0.27135	-0.15830
116	25	-41591	4	10183	8	5358	4	-0.26081	-0.13122	10189	8	5357	7	-0.26084	-0.13123
116	24	-42892	4	10856	2	53741	0	-0.27446	-0.13031	10848	9	53731	8	-0.27444	-0.13023
116	23	-44191	6	10802	2	5300	0	-0.26763	-0.12870	10801	6	5302	2	-0.26763	-0.12876
116	22	-45492	1	10226	6	5406	9	-0.28377	-0.13946	10226	6	5407	4	-0.28110	-0.13583
116	20	-4893	4	10595	6	5431	5	-0.27273	-0.12777	10593	8	5441	4	-0.27239	-0.12797
116	19	-4938	0	11035	0	5457	1	-0.27247	-0.13018	11032	6	5457	4	-0.27224	-0.13025
116	18	-5093	0	11071	3	5473	1	-0.27463	-0.12980	11073	3	5473	1	-0.27474	-0.12960
116	16	-5329	0	11454	1	5504	5	-0.27853	-0.12737	11443	5	5502	2	-0.278	
116	15	-5459	4	11805	8	5522	2	-0.28076	-0.13231	11802	2	5521	0	-0.280	
116	13	-5719	7	11245	6	5553	0	-0.27858	-0.13007	11244	6	5553	2	-0.278	
116	12	-5849	0	11290	7	5570	1	-0.28290	-0.13014	11291	6	5569	0	-0.282	
116	10	-6109	0	11364	8	5603	1	-0.27116	-0.13113	11363	8	5603	0	-0.271	

Рис. 18: Найденные алгоритмом сегменты треков.

Для выполнения следующего задания необходимо записать все найденные сегменты, принадлежащие треку, в файл данных. Для этого, см. рис. 22, во вкладке **Segments** в **TrackBrowser** выбрать папку и задать имя соответствующего файла. Нажать кнопку **Dump**. Пример созданного файла данных, содержащего информацию о сегментах трека приведен на рис. 23. Проследите, что данные в файл записались и у выбранного вами трека имеется не менее 25 сегментов.

Если во вкладке **TrackBrowser** активировать опцию **Momentum**, а далее нажать на кнопку **Compute momentum**, можно рассчитать импульс частицы, сформировавшей трек, методом многократного рассеяния.

В качестве задания студентам предлагается самостоятельно реализовать схему расчета импульса частицы на основе рассчитанной диспер-

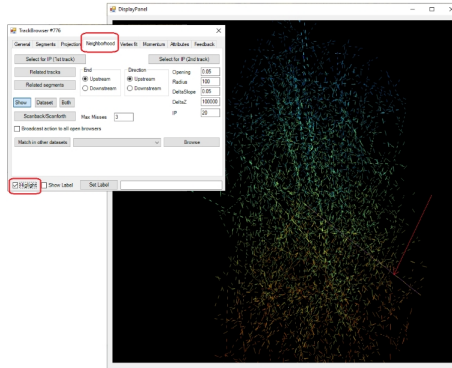


Рис. 19: Трек с дополнительными найденными сегментами.

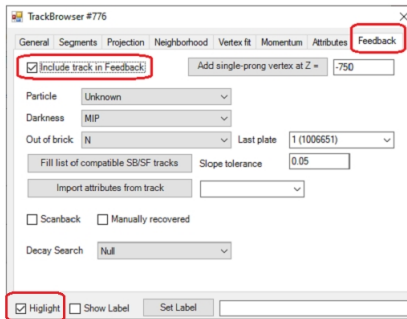


Рис. 20: Запись найденного трека в состав реконструируемого события. Опция **Highlight** - обозначение найденного трека ярким отрезком.

сии угла многократного рассеяния. Метод будет описан в следующем разделе. Из созданного файла данных для расчета дисперсии угла многократного рассеяния понадобятся столбцы SX, SY содержащие направляющие косинусы сегментов треков относительно осей X и Y. Система координат обозначена на рис. 13.

На следующем этапе с помощью программы SySal найдем треки (следы) остальных частиц, образовавшихся при глубоко неупругом взаимодействии (DIS) нейтрино, и определим их характеристики. Во вклад-

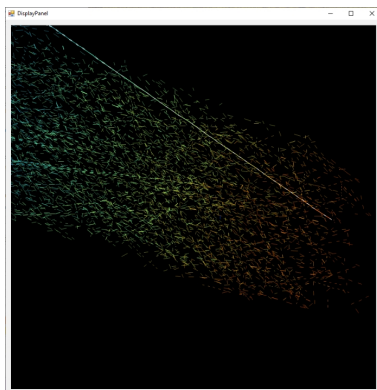


Рис. 21: Окно **Display** с найденным треком, выделенным ярким отрезком.

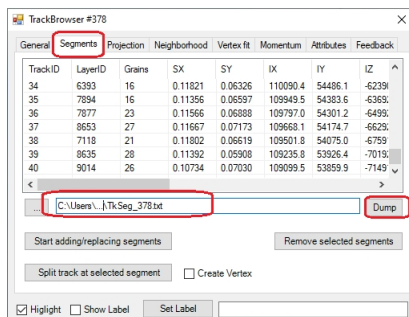


Рис. 22: Окно **TrackBrowser**, запись сегментов трека в файл.

ке **Input File** выбираем файл *prac2024_step2.tsr* с базой данных, полученной при сканировании. На данном этапе будет анализироваться событие с кодировкой APS 1006651. Нажимаем **Load** и **Display**.

На рис. 25 показана область сегментов треков из базы данных, которая может содержать вершину взаимодействия.

Выберем один из сегментов трека, который может принадлежать событию. Активируем **Track Browser**, соответствующий участку данного трека, проведем все операции, освоенные на предыдущем шаге: продолжим трек в обе стороны, сохраним найденные сегменты, при-

Layer	ID	Grains	SX	SY	DX	IY	IZ	Up?	Down?	LayerID	SheetID	Index	OIX	OIY
0	6423	26	0.10580	0.07355	115687.3	58078.4	-11698.3	-12595.0	-11655.0	21	48	NULL	115689.3	58075.1
1	7795	13	0.10564	0.07468	115559.5	57970.7	-12992.6	-13255.0	-12955.0	12	47	NULL	115551.7	57982.1
2	5960	23	0.10737	0.07220	115417.7	57862.1	-14290.4	-14555.0	-14255.0	13	46	NULL	115421.2	57981.1
3	5643	21	0.10687	0.07282	115272.3	57772.0	-15309.4	-15055.0	-15355.0	14	45	NULL	115281.2	57776.1
4	7206	28	0.11388	0.07568	115139.0	57684.4	-16890.0	-17155.0	-16855.0	15	44	NULL	115139.2	57679.5
5	5802	24	0.11480	0.07644	115086.0	57570.5	-18189.6	-18455.0	-18155.0	16	43	NULL	114995.4	57984.1
6	6954	13	0.11415	0.08381	114797.5	57596.9	-20792.6	-21055.0	-20755.0	18	41	NULL	114739.5	57308.1
7	5826	18	0.09839	0.08086	114558.6	57384.7	-22091.7	-22355.0	-22055.0	19	40	NULL	114559.7	57315.1
8	6697	26	0.11582	0.08756	114418.1	57198.7	-23391.1	-23655.0	-23355.0	20	39	NULL	114418.1	57213.1
9	7621	16	0.10968	0.07773	114268.5	57184.8	-24691.6	-24955.0	-24655.0	21	38	NULL	114276.8	57211.1
10	6711	22	0.11032	0.07247	114129.1	57021.9	-25990.2	-26255.0	-25955.0	22	37	NULL	114125.1	57017.1
11	7533	23	0.11632	0.08872	113885.7	56825.7	-28590.9	-28855.0	-28555.0	24	35	NULL	113857.1	56848.4
12	7184	27	0.11627	0.08769	113699.3	56729.8	-29890.5	-30155.0	-29855.0	25	34	NULL	113685.6	56745.1
13	7707	26	0.11714	0.08578	113550.3	56638.1	-31191.1	-31455.0	-31155.0	26	33	NULL	113549.6	56645.1
14	6986	29	0.11810	0.08508	113404.1	56549.6	-32490.6	-32755.0	-32455.0	27	32	NULL	113404.1	56549.1
15	6740	19	0.11592	0.08225	113251.8	56460.5	-33790.4	-34055.0	-33755.0	28	31	NULL	113247.8	56549.1
16	5831	23	0.11432	0.08317	113098.9	56373.1	-35090.1	-35355.0	-34855.0	29	30	NULL	113105.6	56374.1
17	7775	28	0.11581	0.08480	112951.4	56296.4	-36391.7	-36655.0	-36355.0	30	29	NULL	112964.7	56276.1

Рис. 23: Пример файла данных, содержащего информацию о сегментах трека.

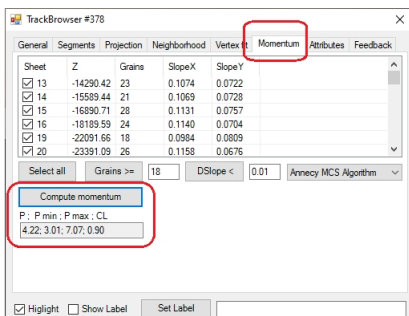


Рис. 24: Окно TrackBrowser, вкладка Momentum, расчет импульса частицы - Compute momentum.

своим найденному треку статус **Feedback** в TrackBrowser. Подсветим найденный трек с помощью **Highlight**.

Теперь нам нужно вблизи конца найденного трека создать предварительную вершину нейтринного события, чтобы вести поиск от предполагаемой вершины.

В TrackBrowser активируем **Feedback** и нажимаем **Add single-prong vertex**. При первом нажатии кнопки **Add single-prong vertex** (см. рис. 26, слева) добавляется предварительная вершина на расстоянии 750 мкм выше верхнего обнаруженного конца трека, второе нажатие **Add single-prong vertex** добавляет вершину на расстоянии 550 мкм от нижнего конца трека. Таким образом вторая из выбранных вершин может помочь в поиске треков, составляющих событие. Трек с обозна-

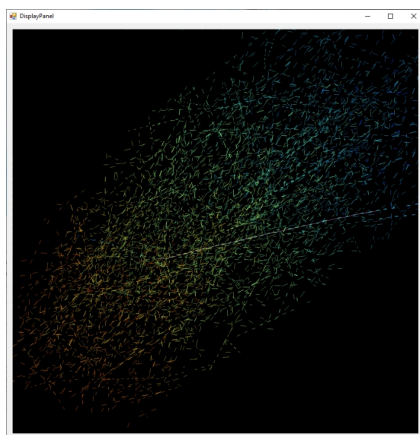


Рис. 25: Сегменты трек, которые можно ассоциировать с вершиной события.

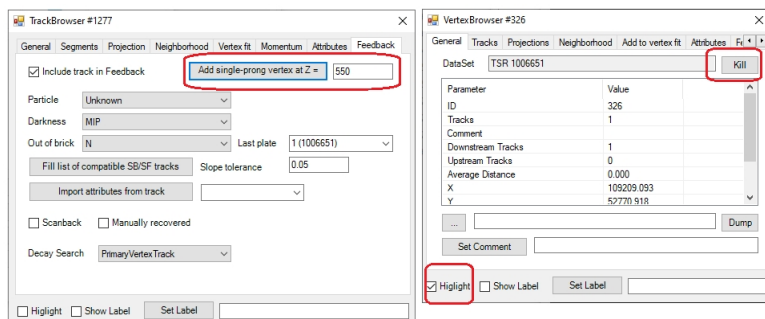


Рис. 26: Окно **Vertex Browser**, добавление вершины (слева), удаление вершины (справа).

ченными вершинами показан на рис. 27.

Для наглядности можно очистить окно **Display Panel** (кнопка **Clear** на панели **Display**), указать в поле **With attribute** атрибут **event** и нарисовать **Plot** найденный трек с вершинами, рис. 28.

Кликнем на серый кружок, обозначающий вершину. Активируется окно **Vertex Browser**, рис. 29. Выберем вкладку **Feedback** в окне

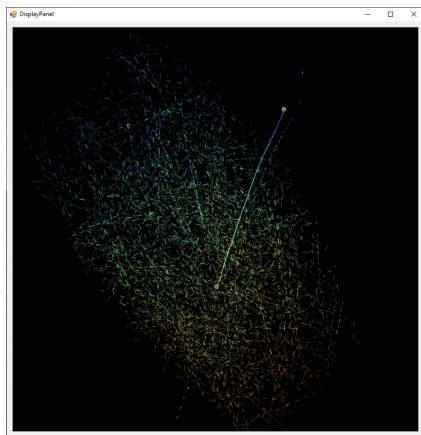


Рис. 27: Окно **Display**. Трек с добавленными вершинами.

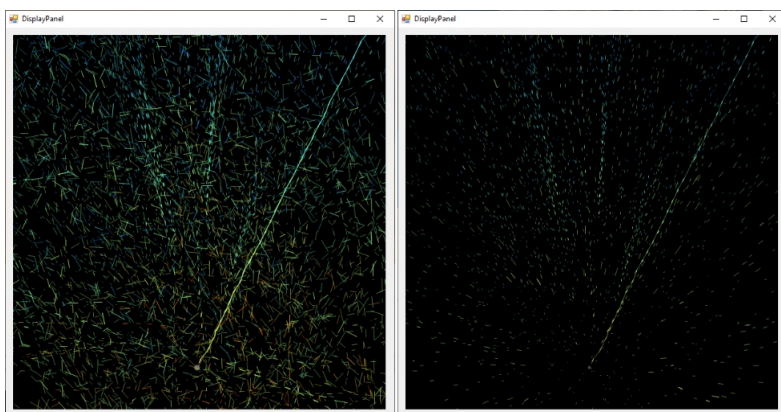


Рис. 28: Окна **Display** с фоновыми сегментами треков (слева) и с очищенным полем (справа)

Vertex Browser и поставим метку в поле рядом с **Include vertex in Feedback**. Тем самым мы зафиксируем найденную вершину.

Первую обозначенную вершину на конце трека нужно удалить, она не пригодится: вкладка **General** в **Vertex Browser**, кнопка **Kill**. Также

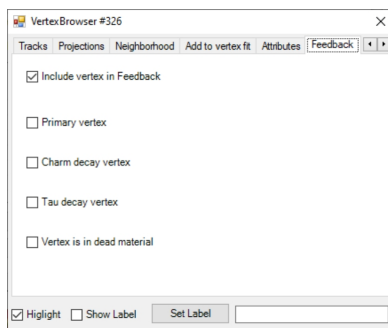


Рис. 29: Окно **Vertex Browser**, вкладка **Feedback**.

можно подсветить нужную вершину: **Highlight**.

Далее, ориентируясь на найденную вершину, нужно выполнить поиск остальных треков, составляющих событие. Активировать **Track Segments** на панели **Display**, убрать атрибут **event**, (так как треки, сегменты которых мы визуализируем еще не имеют атрибута **event**), нажать кнопку **Plot**. Обнаружить подходящие сегменты, продолжить участки треков, присвоить статус **event** так, как все эти операции были проведены для одиночного трека.

Теперь нам нужно собрать все найденные треки в одну вершину, т.е. реконструировать событие. Для этого сначала удаляем все найденные вершины, иначе могут возникнуть накладки.

Дальше в окне **Display**, создаем вершину с именем, например, "Vert1". При этом откроется окно **VertexFit** для вершины с именем "Vert1". Далее все найденные треки необходимо подключить к заданной вершине "Vert1" через соответствующей **TrackBrowser**, рис. 30.

На рис. 31 слева показаны найденные треки с промежуточными вершинами, справа - треки собранные в общую вершину.

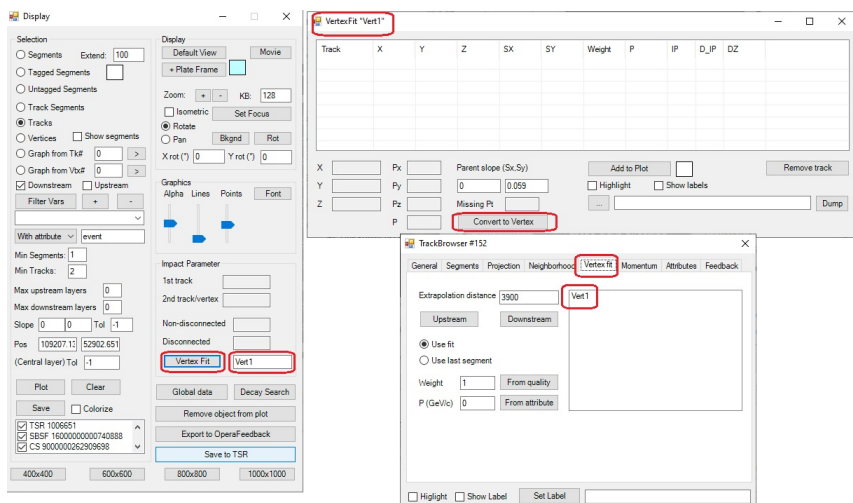


Рис. 30: Окно **Display**, создание вершины с именем Vert1; вкладка **VertexFit** для вершины с именем "Vert1"; подключение трека к вершине с именем "Vert1" через соответствующий **TrackBrowser**

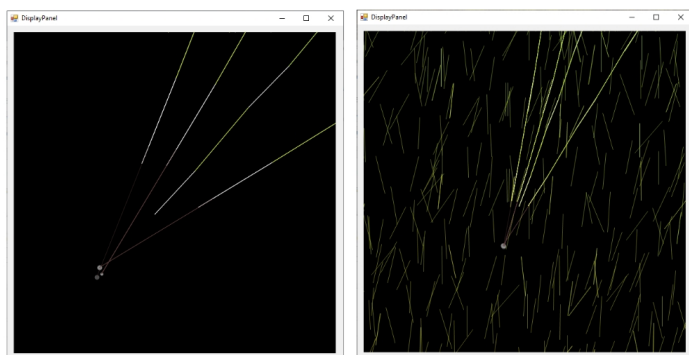


Рис. 31: Окно **DisplayPanel**. Слева - найденные четыре трека события; справа - треки, собранные в общую вершину.

Исследуем возможности **VertexBrowser**: рис. 32 - 34.

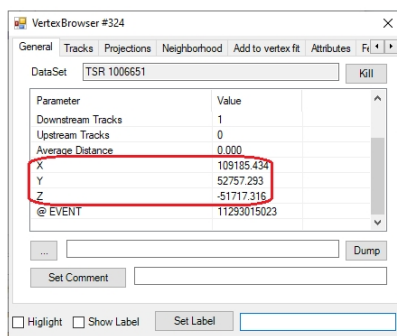


Рис. 32: Окно **VertexBrowser**. Вкладка **General** - показаны координаты вершины в мкм.

На рис. 35 показаны окна **Track Browser**, открытые для треков, привязанных к вершине.

Далее нужно найти треки, которые могут иметь отношение к событию. Для этого в **VertexBrowser** нужно произвести поиск **Related tracks** и **Related segments**, **Downstream** и **Upstream** через вкладку

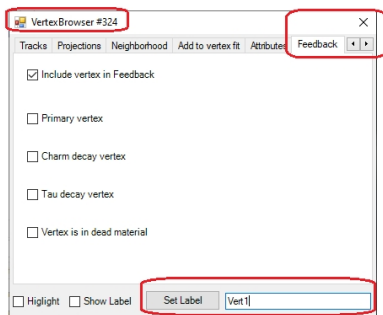


Рис. 33: Окно **VertexBrowser**. Вкладка **Feedback** - запись информации о вершине с именем "Vert1".

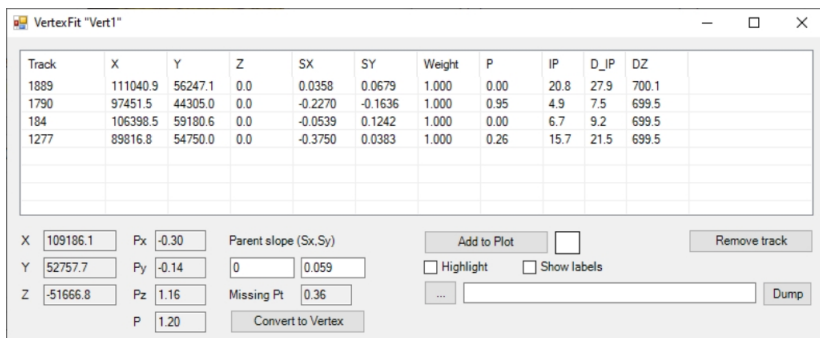


Рис. 34: Окно **VertexFit**. Информация о вершине с именем "Vert1". Перечислены треки, объединенные общей вершиной Vert1.

Neighborhood. Результаты показаны на рис. 36-39.

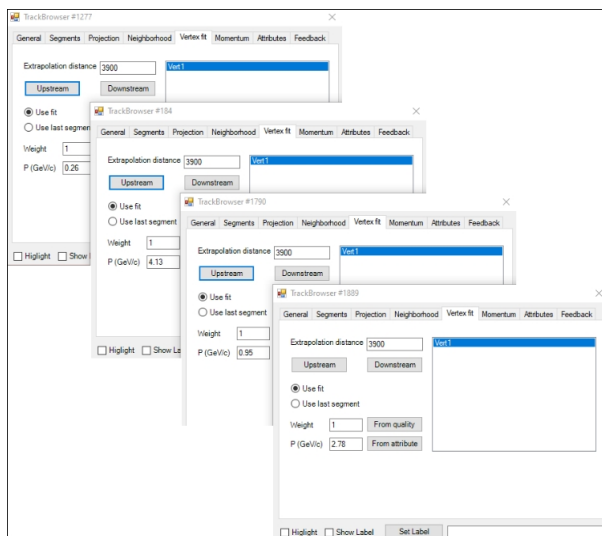


Рис. 35: Окна **TrackBrowser** для треков, подключенных к вершине.

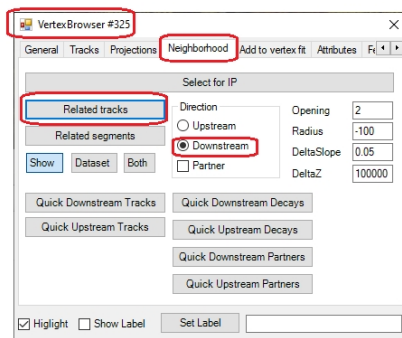


Рис. 36: Окно **VertexBrowser**. Поиск подходящих треков.

При обнаружении подходящих треков или сегментов треков их необходимо обработать по стандартному сценарию и подключить к вершине.

В качестве заключительного шага нужно записать событие (все треки, все свойства треков, все вершины) в файл с индивидуальным именем

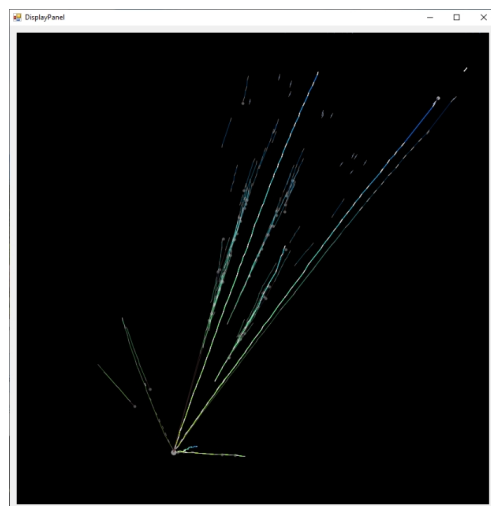


Рис. 37: Окно **DisplayPanel**. Результат поиска подходящих треков.

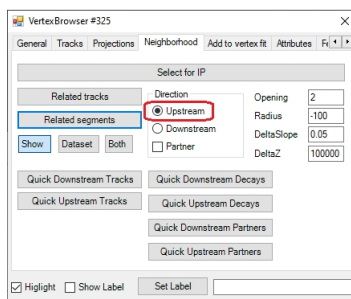


Рис. 38: Окно **VertexBrowser**. Поиск подходящих сегментов треков.

с расширением **tsr**, с помощью опции **Save to TSR**, см.рис. 40.

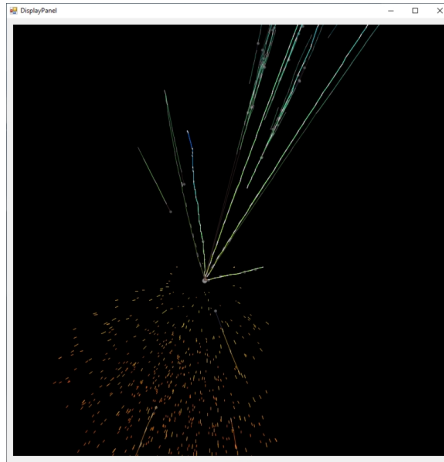


Рис. 39: Окно **DisplayPanel**. Результат поиска подходящих сегментов.

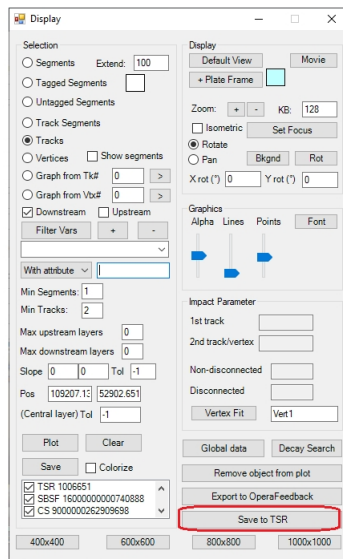


Рис. 40: Окно **Display**. Сохранение результата в файл .tsr.

Перечислим коротко задачи, которые нужно выполнить для отчета по **Заданию №1**.

1. Создать документ для создания отчета.
2. Освоить процедуры поиска и обработки одиночных треков из базы отсканированных данных. Сохранить в отчет рисунки. Сохранить в текстовый файл информацию о сегментах (SX, SY) достаточно длинного трека для выполнения Задания №2.
3. Освоить процедуру восстановления многотрекового события. Сохранить в файл отчета схемы и информацию о свойствах треков вторичных частиц.

5 Определения импульса частиц методом многократного рассеяния. Задание № 2.

При прохождении через вещество частицы испытывают электромагнитное взаимодействие как с электронами, так и с ядрами атомов вещества — рассеиваются за счет кулоновского взаимодействия. Если заряженная частица движется в плотной среде, то она будет рассеиваться каждым рассеивающим центром на некоторый угол θ , среднее значение которого тем больше, чем меньше масса движущейся частицы и чем меньше ее энергия. Этот процесс упругих рассеяний частицы в кулоновском поле ядер, мимо которых она движется, называется многократным кулоновским рассеянием.

Измерение импульсов частиц методом многократного рассеяния в экспериментах с эмульсионными детекторами

Многократное рассеяние играет большую роль при экспериментальном изучении частиц большой энергии. Измерение угла многократного рассеяния в ядерной эмульсии является эффективным методом определения энергии быстрых частиц. В других случаях, например как при работе с вершинными детекторами на ускорителе, необходимо учитывать многократное рассеяние, поскольку оно искажает углы вылета вторичных частиц и затрудняет кинематический анализ явления.

Опишем общепотребительную схему определения импульса частиц методом многократного рассеяния.

Описать процесс многократного рассеяния можно либо для многих частиц, пересекающих толщину вещества x , либо для одной частицы, многократно проходящей толщину x , см. рис. 41. Когда поток частиц с импульсами p и скоростями βc пересекает вещество толщиной x , то углы рассеяния θ_i этих частиц (после прохождения слоя x) распределены в соответствии с распределением Гаусса со средним значением $\bar{\theta} = 0$:

$$P(\theta)d\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp\left[-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right]d\Omega \quad (4)$$

и стандартным отклонением

$$\theta_0 = \sqrt{\overline{\theta^2}} = \frac{13.6MeV}{(pc\beta)} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left[1 + 0.038 \cdot \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right], \quad (5)$$

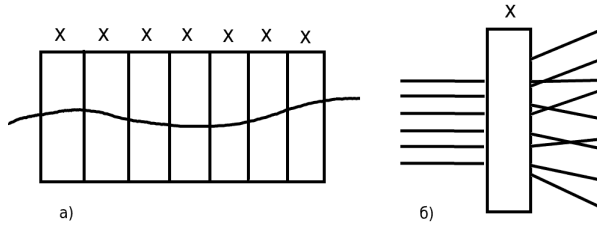


Рис. 41: а) схема рассеяния единичной частицы в нескольких слоях вещества толщиной x ; б) схема рассеяния многих частиц в слое вещества толщиной x

где p — начальный импульс частиц в МэВ/с, $c\beta$ — скорость частиц, x — расстояние, пройденное частицами в радиационных единицах длины X_0 (или t_0) для данного вещества. Точность данной аппроксимации, полученной на основе Мольеровской теории рассеяния, составляет 11% (или меньше) для веществ с $0.001 < x/X_0 < 100$ и одиночных заряженных частиц с $\beta \approx 1$.

Угол θ_0 часто называется **среднеквадратичным углом многократного рассеяния** и может обозначаться θ_{RMS} .

Формула (5) используется для определения импульса индивидуальной частицы по степени ее многократного рассеяния. Для расчета по экспериментальным данным величины стандартного отклонения θ_0 определяются разности углов между участками трека частицы после пересечения определенных толщин вещества. Далее θ_0 подставляется в формулу Мольер (5) и определяется $pc\beta$.

Схема метода показана на рис. 42. При прослеживании трека по следам, оставляемым в эмульсионных слоях, набираются последовательные величины угловых отклонений, вычисляется дисперсия соответствующего распределения и вычисляется $pc\beta$ по формуле (5). В экспериментах с использованием ядерных эмульсий в качестве детекторов (например, OPERA <http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en>) для определения дисперсии распределения углов отклонения частицы на определенной толще вещества применяются два метода, основанных на изме-

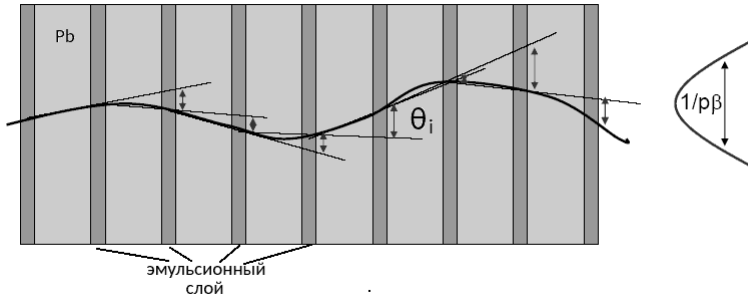


Рис. 42: Схема рассеяния частицы в слоях элемента эмульсионного детектора. Основное рассеяние происходит в слоях свинца. Слой эмульсии нужны для визуализации трека частицы

рении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии. В первом из них, получившем название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точках и вычисляются средние угловые отклонения, представляющие разности между последовательными отсчетами. Во втором так называемом координатном методе измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстоянии x . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами.

Для детекторов, основу которых составляют эмульсионные пластины, прослоенные свинцом, основное рассеяние будет происходить в свинце с величиной радиационной длины $X_{Pb} = 6.4 \text{ г/см}^2$ (или $X_{pb} = 5.6 \text{ мм}$), так как радиационная единица длины X для эмульсии и пластиковой подложки существенно больше: $X_{em} = 11 \text{ г/см}^2$, $X_{plast} = 44 \text{ г/см}^2$.

5.1 Определение импульса мюона по данным, полученным при моделировании с помощью программы GEANT4.

В данном упражнении, в качестве первой части Задания №2, предлагается отработать схему метода многократного рассеяния на "идеаль-

ных" данных, полученных с помощью численного моделирования. Студенту предлагается скачать набор координат трека мюона, зафиксированных при пересечении слоев эмульсионного детектора, рис. 43, 44:

$$x_1, y_1, z_1, \quad x'_1, y'_1, z'_1,$$

$$x_2, y_2, z_2, \quad x'_2, y'_2, z'_2.$$

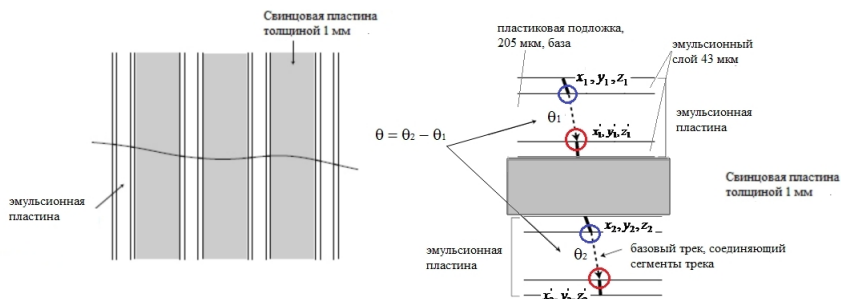


Рис. 43: Схема, поясняющая моделирование. Слева - трек частицы в слоях эмульсионного детектора. Справа - обозначения координат треков в точках пересечения слоев. Масштаб отображен приблизительно.

По координатам предлагается рассчитать направления соответствующих сегментов трека мюона, далее рассчитать набор отклонений θ_i на каждом шаге пересечения частицей свинцовой пластины толщиной в 1 мм. Рассчитать дисперсию соответствующего распределения. Рассчитать стандартное отклонение распределения θ_0 . С помощью формулы (5) рассчитать $rc\beta$ для частицы, чей трек смоделирован, на базовой толщине рассеяния - 1 мм свинца.

Среднеквадратичный угол многократного рассеяния увеличивается с увеличением количества вещества, проходимого частицей, что и следует из формулы Мольер. Точнее вычислить θ_0 , а, следовательно и $rc\beta$ можно с помощью метода приведения угла многократного рассеяния к стандартной ячейке, например 100 мкм. Если пренебречь логарифмическим членом в формуле Мольер, то формула приведения к ячейке 100

	номер события	слой пластика	кодировка мюона	x, mm	y, mm	z, mm	
x_1, y_1, z_1	1	4	0	13	0.000000000e+00	0.000000000e+00	0.000000000e+00
x'_1, y'_1, z'_1	2	4	0	13	-1.074359937e-02	0.000000000e+00	2.050000000e-01
x_2, y_2, z_2	1	4	1	13	-6.314509200e-02	-2.704936467e-06	1.205000000e+00
x'_2, y'_2, z'_2	2	4	1	13	-7.374358237e-02	8.604331432e-05	1.410000000e+00
	1	4	2	13	-1.255513152e-01	5.263183815e-04	2.410000000e+00
	2	4	2	13	-1.361870554e-01	5.282382871e-04	2.615000000e+00
	1	4	3	13	-1.880658900e-01	4.818883320e-04	3.615000000e+00
	2	4	3	13	-1.986605520e-01	4.624159577e-04	3.820000000e+00
	1	4	4	13	-2.502530321e-01	2.899572251e-04	4.820000000e+00
	2	4	4	13	-2.607747225e-01	2.181644639e-04	5.025000000e+00
	1	4	5	13	-3.122318209e-01	-1.240391490e-04	6.025000000e+00
	2	4	5	13	-3.227771342e-01	-2.131705249e-04	6.230000000e+00
	1	4	6	13	-3.741237878e-01	-7.227337767e-04	7.230000000e+00
	2	4	6	13	-3.847425148e-01	-7.831001300e-04	7.435000000e+00
	1	4	7	13	-4.365305051e-01	-1.079498149e-03	8.435000000e+00
	2	4	7	13	-4.47223701e-01	-1.120695966e-03	8.640000000e+00
	1	4	8	13	-4.994215870e-01	-1.302319146e-03	9.640000000e+00
	2	4	8	13	-5.101245885e-01	-1.305226895e-03	9.845000000e+00
	1	4	9	13	-5.624660783e-01	-1.332048618e-03	1.084500000e+01
	2	4	9	13	-5.732896082e-01	-1.385408677e-03	1.105000000e+01

Рис. 44: Файл смоделированных данных с координатами мюона при пересечении слоев эмульсионного детектора.

мкм будет выглядеть как

$$\theta_{100} = \theta_0 \frac{\sqrt{100}}{\sqrt{X_0}}.$$

θ_{100} , сначала будет уменьшаться при увеличении толщины рассеивающего слоя, так как по мере увеличения ячейки вклад ошибок уменьшается. Начиная с некоторого значения толщины рассеивателя угол становится постоянным - это и есть истинное значение величины θ_{100} , см.рис. 46. Студенту предлагается рассчитать θ_{100} на различных толщинах рассеивателя, получить зависимость, подобную изображенной на рис. 46, выбрать оптимальное значение θ_{100} , с помощью формулы (5) вычислить $rc\beta$ мюона, чей трек обрабатывается. При сдаче задачи вычисленная величина $rc\beta$ будет сравниваться с известной, заложенной при моделировании в качестве начальных данных.

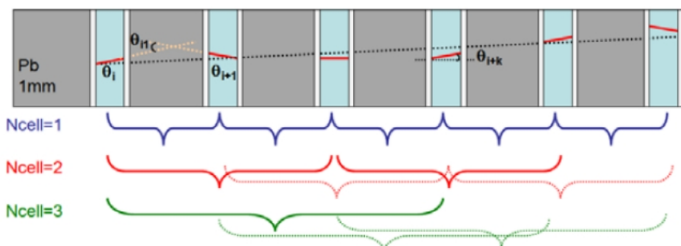


Рис. 45: Схема, поясняющая расчет угла отклонения на различных базовых толщинах рассеивающего слоя.

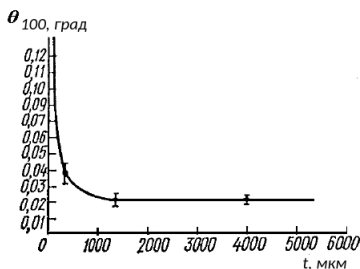


Рис. 46: Зависимость нормированной на 100 мкм величины θ_0 от толщины рассеивающего слоя в радиационных единицах t .

5.2 Определение импульса частицы, сформировавшей трек в слоях эмульсии, по экспериментальным данным.

При выполнении Задания №1 была сохранена информация о направляющих косинусах сегментов, составляющих экспериментальный трек (SX, SY). В качестве второй части Задания №2 студенту предлагается реализовать метод многократного рассеяния для определения величины $pc\beta$ для частицы, сформировавшей трек. Предлагается реализовать метод для различных базовых толщин рассеяния - от 1 до 5 мм.

На следующем этапе предлагается рассчитать $pc\beta$ также по экспери-

ментальным данным SX, SY , однако, при вычислении θ_0 для каждого вычисляемого отклонения θ_i внести поправку $\delta\theta = 2.1$ мрад, учитывающую угловое разрешение метода в целом:

$$\theta_i \rightarrow \theta_i + \delta\theta.$$

В заключение, сравнить со значениями, полученными с помощью программы SySal в **TrackBrowser**.

Перечислим коротко задачи, которые нужно выполнить для отчета по **Заданию №2**.

1. Рассчитать $pc\beta$ методом многократного рассеяния для **смоделированного** трека мюона. Реализовать метод для оптимального значения θ_{100} , выбранного для различных базовых толщин рассеяния - от 1 до 5 мм.

2. Рассчитать $pc\beta$ методом многократного рассеяния на основе SX, SY **экспериментального** трека частицы, выбранного во время выполнения Задания №1. Реализовать метод для различных базовых толщин рассеяния - от 1 до 5 мм.

3. Рассчитать $pc\beta$ методом многократного рассеяния для трека частицы, выбранного во время выполнения Задания №1, с учетом поправки $\delta\theta = 2.1$ мрад.

Сравнить со значениями, полученными с помощью программы SySal в **TrackBrowser**.

3. Сохранить информацию в отчетный документ.

Справочные материалы

1. PDG reviews. <http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-passage-particles-matter.pdf>
2. Мурзина Е.А. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. Учебное пособие. М.: Издательство КДУ, 2007, с.96.
3. GEANT4 User Documentation, <https://geant4.web.cern.ch/support/user-documentation>.
4. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д., Исследование элементарных частиц фотографическим методом, пер. с англ., М., 1962.
5. N. Agafonova et al. (OPERA Collaboration) Final Results of the OPERA Experiment on $\nu\tau$ Appearance in the CNGS Neutrino Beam Phys. Rev. Lett. 120, 211801 – Published 22 May 2018.
6. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях // -М.: Атомиздат, 1974, с. 51–69, 351–358.

Анохина Анна Михайловна
Самойлов Михаил Александрович

ЭМУЛЬСИОННЫЙ ТРЕКОВЫЙ ДЕТЕКТОР
РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

Учебное пособие