

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ

ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ

УНИВЕРСИТЕТ МИФИ»

Институт Ядерной Физики и Технологий

Кафедра физики элементарных частиц

УДК 539.1.074.2

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Калибровка детекторов установки ОКА на ускорителе У-70

Студент _____ А.В. Охотников

Научный руководитель

к. ф.-м. н. _____ А.С. Садовский

Протвино 2021

Содержание

1	Введение	3
2	Калибровка дрейфовых камер	6
2.1	Математическая модель	7
2.2	Расчет параметров формы распределения сигналов .	8
3	Реконструкция трека в трехслойной камере	16
	Список используемых источников	23

1 Введение

Установка ОКА (Опыты с КАонами) создана для исследования эффектов, возникающих при распаде каонов. Принцип ее работы заключается в выделении пучка каонов, который направляется в распадный объем длиной 12 м, где каоны распадаются, порождая заряженные и нейтральные частицы. Полученные продукты реакции регистрируются при помощи системы детекторов, включающей в себя 2 пакета пропорциональных камер, систему дрейфовых трубок, падовый годоскоп [1], составленный из пластин сцинтиллятора, электромагнитный и адронный калориметр и мюонный годоскоп (см. Рис. 1). В рамках данной работы интерес представляет трековая часть детектора, включающая в себя дрейфовые камеры.

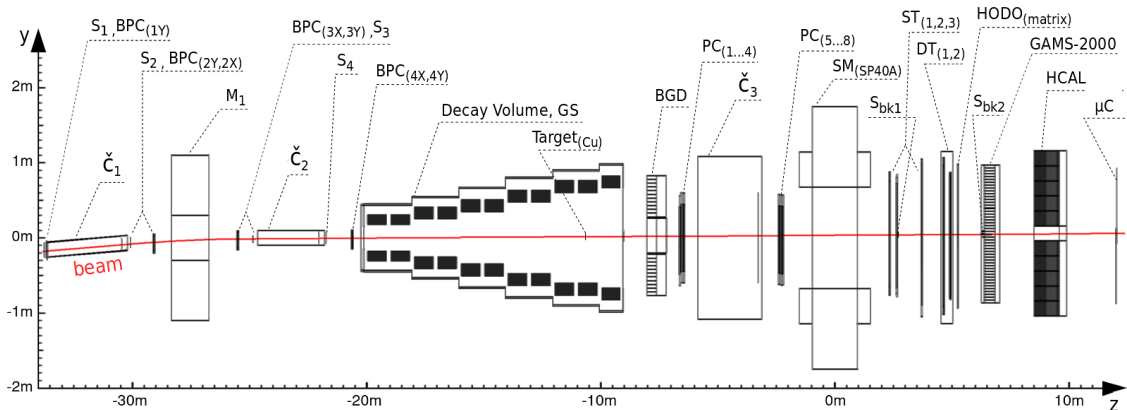


Рисунок 1 – Схема установки ОКА [2].

Данные детекторы относятся к типу газонаполненных и представляют собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены электроды. Между этими электродами создается напряжение. Принцип работы детекторов данного типа лежит в явлении ионизации газа, содержащегося внутри, при пролете через него заряженной частицы. Отдавая малую часть своей кинетической энергии атомам газа, частица вырывает электроны с их внешних оболочек, образуя электронно-ионную пару. Полученные электроны дрейфуют под действием электрического поля по направлению к

сигнальной проволоке. Вокруг нее находится область сильного электрического поля, величина которого обратно пропорциональна расстоянию до проволоки. Данная область имеет радиус порядка диаметра проволоки [3]. В этой области электроны сталкиваются с молекулами газа и набирают достаточно энергии для их ионизации. Если энергия электрона на длине пробега достаточно велика, то после первого столкновения с молекулой газа в объеме трубки появляются дополнительно один электрон и ион, образовавшиеся при столкновениях новые электроны также ускоряются под действием поля, ионизируют новые атомы, и т.д. Это явление называется электронной лавиной и представляет экспоненциальный рост количества носителей заряда между катодом и анодом за счет ударной ионизации молекул электронами. Движущиеся заряды лавины приводят к появлению электрического сигнала на проволоке. Этот ток считывается, оцифровывается и обрабатывается для получения различных характеристик.

В дрейфовых трубках электроны первичной ионизации распространяются в газе с определенной скоростью, близкой к постоянной. Эта скорость называется дрейфовой и зависит от величины электрического поля, а также от химического состава и давления газа. Зная время появления сигнала на проволоке по отношению к моменту регистрации частицы пучковым детектором, можно определить расстояние между траекторией частицы и проволокой. Имея значения этих расстояний с различных трубок, можно воссоздать траекторию частицы, т.н. трек.

Несмотря на все усилия по подбору оптимальных параметров и химическому составу газовой смеси, добиться действительно постоянной скорости движения электронов внутри трубки очень сложно, так как она зависит от величины электрического поля. Кроме того, форма создаваемого электроникой сигнала зависит от ряда факторов, таких как стохастический характер движения электрона в среде, где он подвержен соударениям с атомами газа, наличие у него начальной скорости, которое также искажа-

ет траекторию его движения. Также вносит свой вклад размытие формы временного распределения сигналов вследствие их разброса вдоль анодной проволоочки. В связи с этим, важное значение для работы детектора имеет определение зависимости $r(t)$, где r — это расстояние между проволокой и треком частицы, а t — время дрейфа электронов.

В настоящее время система обработки данных установки ОКА при считывании данных исходит из допущения, что эти данные получены некой «типичной» дрейфовой трубкой с усредненными параметрами. Такой подход успешно использовался при обработке данных ранее проведенных экспериментов [4][5][6].

Однако обработка данных, полученных во время последнего сеанса, требует доработки калибровочной системы и в рамках данной дипломной работы представляется возможным и интересным дальнейшее ее развитие путем индивидуальной калибровки каждого канала. После определения зависимости $r(t)$ для каждой проволоочки станет возможным избавиться от влияния возможных систематических ошибок на итоговую картину, а также повысить точность процедуры восстановления треков.

Кроме того, представляется возможным улучшить систему реконструкции событий, создав алгоритм реконструкции трека по данным от трех дрейфовых трубок в последовательных слоях.[7]

2 Калибровка дрейфовых камер

Первоочередной задачей процедуры калибровки дрейфовых детекторов является необходимость определения рабочего диапазона времен прихода сигнала $t_0 < t < t_{up}$, ограниченного минимальным и максимальным расстоянием от чувствительной проволоки.

Для этого обычно проводят процедуру выравнивания времени прихода сигналов от всех трубок путем внесения поправок на разброс временных задержек возникающий в результате как работы самих усилителей, так и топологии подключения сигналов к ним, однако имеется также разброс за счет распределения координат треков вдоль трубки и соответствующих времен распространения сигнала вдоль сигнальной проволоки. Из этих задержек и складывается параметр t_0 [8], а также t_{max} — параметр, соответствующий максимально возможному времени дрейфа. В целом, треки, проходящие вблизи проволочки, соответствуют времени t_0 , тогда как время $t_{up} = t_0 + t_{max}$ соответствует треку у самой стенки трубки, практически по касательной.

На иллюстрации характерного распределения dN/dt на Рис. 2 показаны t_0 и t_{max} . При отрыве электроны в силу случайных факторов могут получить начальную скорость, что влияет на их время дрейфа. Электроны, возникающие близко к сигнальной анодной проволоке трубки, сильнее подвержены этому искажению, тогда как для других, образовавшихся на удалении от проволочки, это отклонение составит небольшой долю общего времени движения. Это приводит к тому, что вблизи t_0 наблюдается пик, тогда как правая половина распределения близка к равномерному, где влияние размытия не так велико [3].

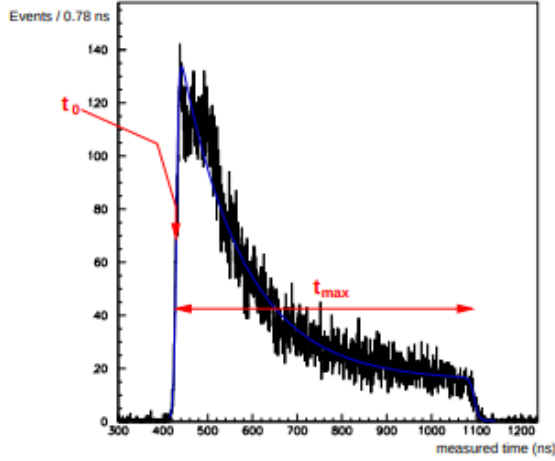


Рисунок 2 – График распределения dN/dt для дрейфовой трубки. Показаны параметры t_0 и t_{max} (взято из [9]).

2.1 Математическая модель

Учитывая размер установки и энергию частиц, в первом приближении можно считать поток частиц — продуктов распада однородным в масштабе одной трубки. Математически это можно выразить следующим образом:

$$\frac{dn}{dr} = const = \frac{N_{totTube}}{R_{tube}}, \quad (1)$$

где r — расстояние от проволоки, т.е. от оси трубки, n — число частиц, N_{tot} — общее число частиц, пролетевших через трубку, R_{tube} — радиус трубки. Форму типичного распределения dN/dt для отдельно взятой трубки можно видеть на Рис. 2. В рамках модели предположим, что трубка работает со стопроцентной эффективностью и не имеет шума, иными словами, абсолютно все выдаваемые ей данные соответствуют частице из пучка. Имея такие вводные, можем вычислить (следуя [10]) интересующую нас зависимость $r(t)$ математически:

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{dn}{dt} \cdot \frac{dr}{dn} = \frac{R_{tube}}{N_{totTube}} \cdot \frac{dn}{dt} \Rightarrow r(t) = \frac{R_{tube}}{N_{tot}} \cdot \int_0^t \frac{dn}{d\tau} \cdot d\tau. \quad (2)$$

В полученном выражении R_{tube} и $N_{totTube}$ — это известные параметры. Тогда как аналитическая формула для dN/dt может варьироваться для раз-

ных трубок. Задача по нахождению аналитической формулы рассмотрена ниже.

2.2 Расчет параметров формы распределения сигналов

Задача состоит из двух частей: нахождение t_0 и t_{up} , то есть, временного диапазона сигнала, и нахождение аналитической функции, выражающей форму dN/dt . Вначале определим временной диапазон сигнала. На данном этапе калибровки можно упростить задачу и проанализировать объем данных, собранных на небольшом временном интервале (например, около часа работы), считая неизменными условия работы дрейфового детектора. С целью упрощения работы допустимо заменить интегрирование функции dN/dt суммированием по столбцам. Это позволит оценить качество разработанного метода. По-видимому, такой подход не оптимален для больших объемов данных, поэтому в дальнейшем процедуру потребуется оптимизировать. Для нахождения t_0 проводилось фитирование левой части пика линейной функцией. Полученная прямая экстраполировалась до пересечения с осью абсцисс (Рис. 3). В дальнейшем их точка пересечения и использовалась как параметр t_0 для данной трубки.

Данный способ имеет недостаток — он не учитывает уровень шума трубки. Таким образом, реальный t_0 должен лежать немного правее по оси времени. Однако данная неточность мала по сравнению с величиной $t_{up} - t_0$, так что на данном этапе ей можно пренебречь.

Поиск t_{up} осложнен плавным убыванием правой части временного спектра сигнала (см. Рис. 2), где можно видеть, что спад происходит много медленнее, чем рост. Для некоторых трубок он настолько плавный, что при переходе от сигнала к уровню шума практически никак качественно не выделяется (см. пример на Рис. 4), а значит, значение t_{up} может быть

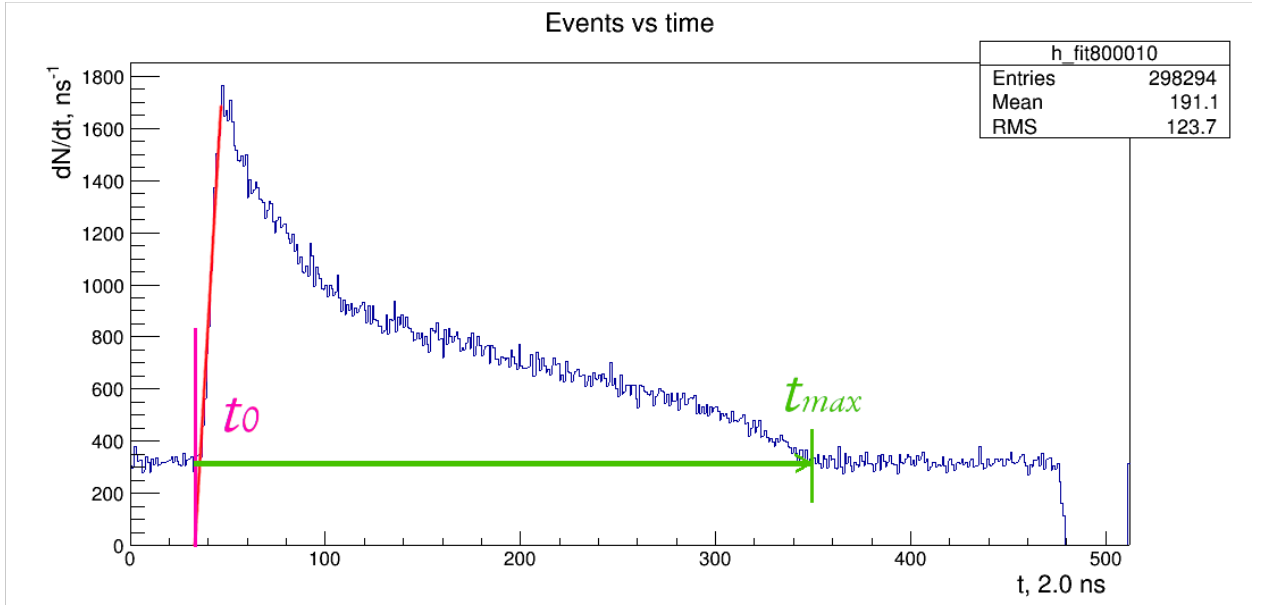


Рисунок 3 – Определение t_0 и t_{max} на примере одной из дрейфовых трубок установки ОКА.

оценено лишь приблизительно.

В работе [9] предлагается несколько путей поиска t_{up} .

- Использовать глобальный фит dN/dt для всего сигнала целиком, например на основе модифицированного [9] распределения Ферми-Дирака:

$$\frac{dN}{dt} = P_1 + \frac{P_2(1 + P_3 \cdot e^{\frac{P_5-t}{P_4}})}{(1 + e^{\frac{P_5-t}{P_7}})(1 + e^{\frac{t-P_6}{P_8}})}. \quad (3)$$

В этом случае, параметры P_5 и P_6 должны соответствовать t_0 и t_{up} соответственно.

- Выделить относительно небольшую часть распределения, которая содержит t_{up} и работать непосредственно с ней, если уровень шума это позволяет. Аналогично сделать для t_0 .

Во втором случае нужно заранее знать примерное положение t_{up} , что в нашем случае затруднительно для ряда проволочек. Процедура фитирования, предложенная в первом пункте, может быть использована, но для этого нужно отсечь фоновый шум, для чего нужно знать его уровень. Оце-

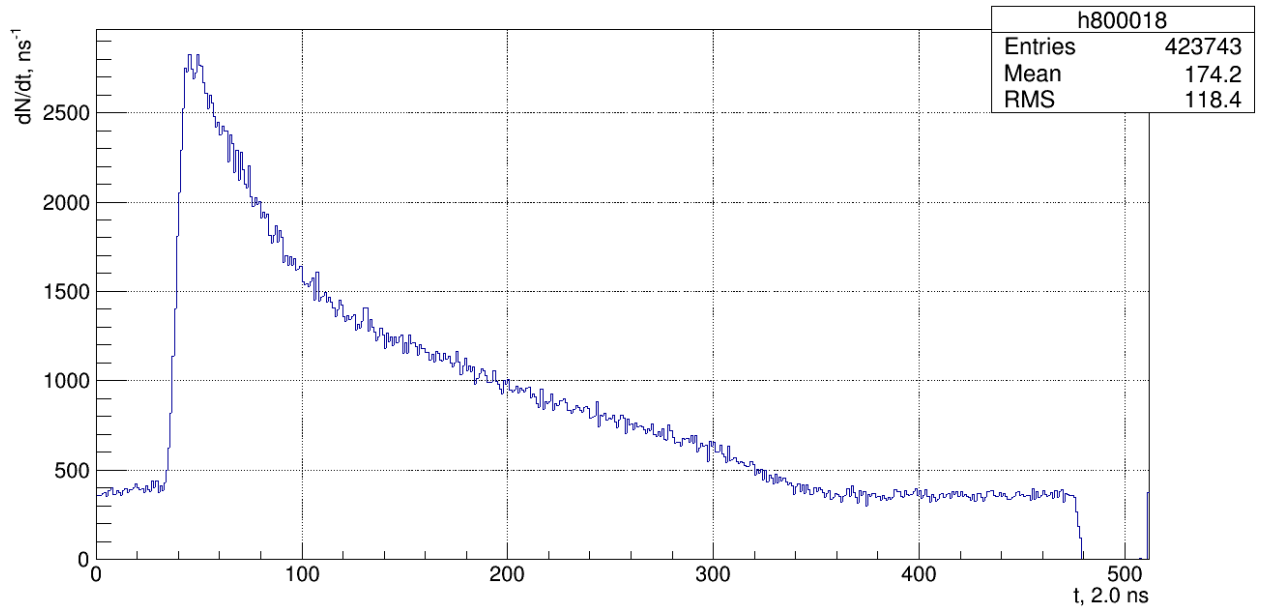


Рисунок 4 – Пример сигнала от одной из дрейфовых трубок. Можно видеть, что сигнал, спадая, постепенно ослабевает до уровня шума, при этом место перехода от сигнала к шуму, в отличие от левой стороны, не выражено явно.

нить его можно путем удаления области сигнала из распределения по времени дрейфа, для чего, в свою очередь, необходимо знать t_{up} .

Грубую оценку уровня шума можно получить следующим образом. Как было упомянуто выше, получаемый в ходе расчета t_0 расположен немного левее реального t_0 , $t_{0(calc.)} < t_{0(real)}$. Значит, dN/dt около $t_{0(calc.)}$ гарантированно относится не к сигналу, а к шуму. Так, усреднив данные распределения для $t < t_{0(calc.)}$, получаем приблизительную оценку уровня фонового шума.

Для оценки t_{max} , пройдя максимум распределения dN/dt , отследим первый столбец, который находится правее вершины сигнала и имеет величину ниже полученного значения уровня фонового шума слева. Его величину и примем за примерное значение t_{up} . Точное значение параметра может быть получено путем фитирования графика формулой 3. На Рис. 5 показан пример такого фитирования с демонстрацией трех различных положений t_0 и t_{up} . Черные линии отображают наиболее «грубый» и хронологически

первый вариант, основанный на определении t_0 через экстраполяцию фитирующей линейной функции (см. ранее). Красная линия показывает типичное положение t_0 (и соответствующую ему t_{up}) после того, как была введена поправка, учитывающая его систематическое смещение влево. Наконец, светло-зеленая линия — положение, относительно которого калибровка проводится в настоящий момент, оно используется после того, как были учтено искажение, о котором речь пойдет чуть ниже.

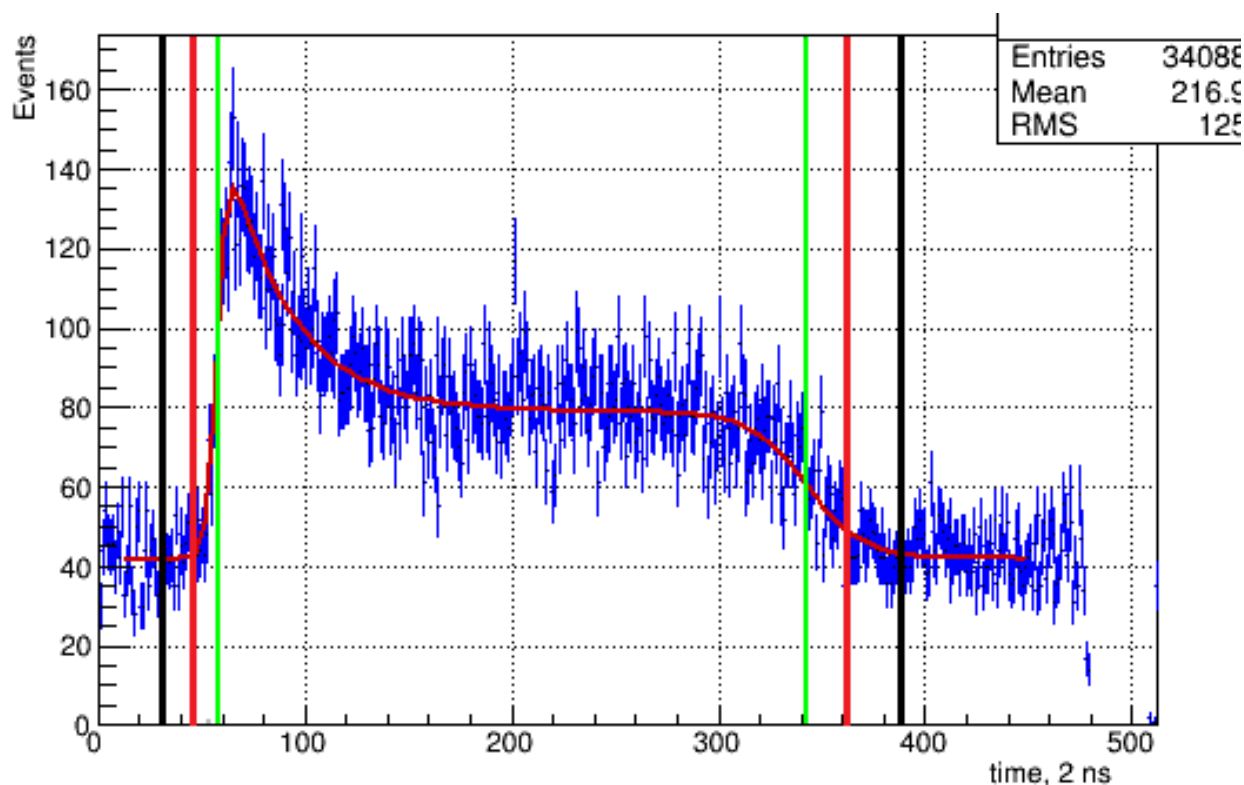


Рисунок 5 — Пример сигнала, отфитированного формулой 3. Вертикальные линии показывают рассчитанные положения t_0 и t_{up} . Черная линия — это наиболее грубая оценка, взятая «с запасом». Красная — уточнено положение t_0 на основании данных об уровне фонового шума. Зеленая линия — учтены технические особенности, приводящие к сглаживанию истинной картины.

В ходе работы выяснилось, что правильный подбор величины t_0 крайне важен для успеха калибровки. Это связано с искажением, проистекающим из самого принципа определения положения трека заряженной частицы.

Чтобы дрейфовая трубка зарегистрировала сигнал, необходимо, чтобы электрон из центра ионизации достиг анодной проволоочки. При этом мы ничего не знаем о начальной скорости электрона, поскольку ее величина и направление случайны. На удалении от анодной проволоочки это не играет заметной роли, но в случае, если трек частицы прошел вблизи проволоочки, траектория электрона с начальной скоростью может отличаться от прямой линии. В этом случае восстановленная дистанция дрейфа будет отличаться от истинного расстояния до трека (Рис. 6) [3]. Также следует помнить про разброс сигналов вдоль анодной проволоочки, а также, что движение электрона в газовой среде довольно случайно в силу многократных соударений в газовой смеси. Все эти факторы отрицательно влияют на точность получаемых результатов.

К сожалению, минимизировать данную проблему путем внесения неких поправок в калибровку не представляется возможным. Поэтому единственная возможность учесть подобное искажение — это использовать одновременно несколько детекторов, создать алгоритм реконструкции трека на основе данных от множества дрейфовых трубок, что станет следующим шагом в данной работе. Действия, принятые по его реализации, описаны в Главе 3.

В результате действия этих эффектов происходит искажение, которое приводит к увеличению среднего времени регистрации треков вблизи центра трубки, что и создает пик вместо однородного плато на Рис. 4 и 5. В совокупности с задержкой, создаваемой электроникой, которой требуется время на регистрацию события, этот эффект может быть выражен весьма сильно, что можно наблюдать на Рис. 7. Вследствие вышесказанного особую важность приобрел подбор правильного диапазона временного окна, т.е. максимально точное определение t_0 и t_{up} для каждой трубки.

Иллюстрацию этого можно видеть на Рис. 8, где распределение ин-

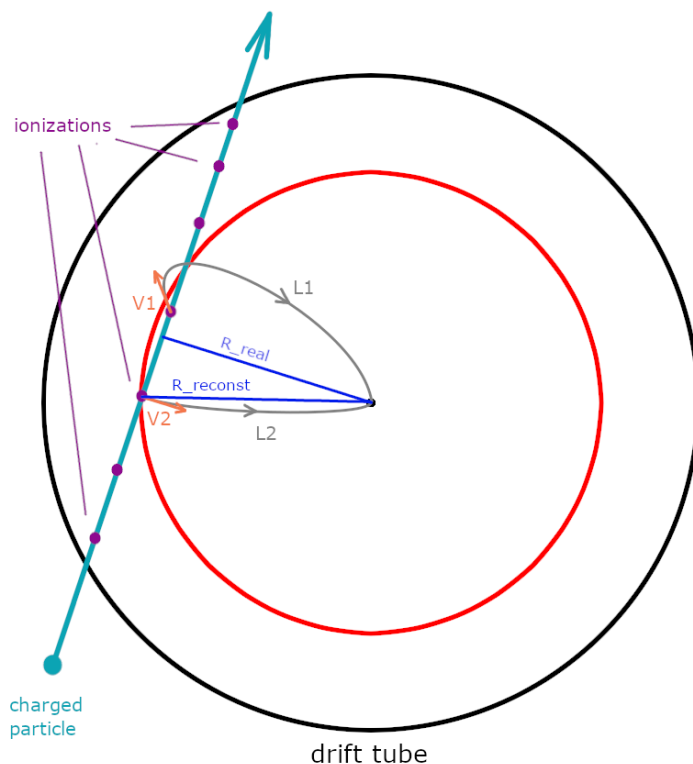


Рисунок 6 – Демонстрация того, как на основании полученного от ближайшего электрона сигнала электроника создает сигнал (пропорции искажены). Голубой стрелкой показано движение заряженной частицы. Двигаясь через газовую среду, она создает центры ионизации (фиолетовые точки). Образованные электроны могут иметь случайную начальную скорость (оранживые стрелки), что искажает их траектории при движении к анодной проволочке в центре. Можно видеть, что, хотя электрон 1 находится ближе к центру, его траектория $L_1 > L_2$, поэтому первым прибыл электрон номер 2. В результате ССД получила искаженную информацию о положении трека: $R_{reconst} > R_{real}$. Опирающийся на эту информацию алгоритм восстановления траектории показывает, что частица прошла по касательной к красной окружности, на которой лежит электрон 2.

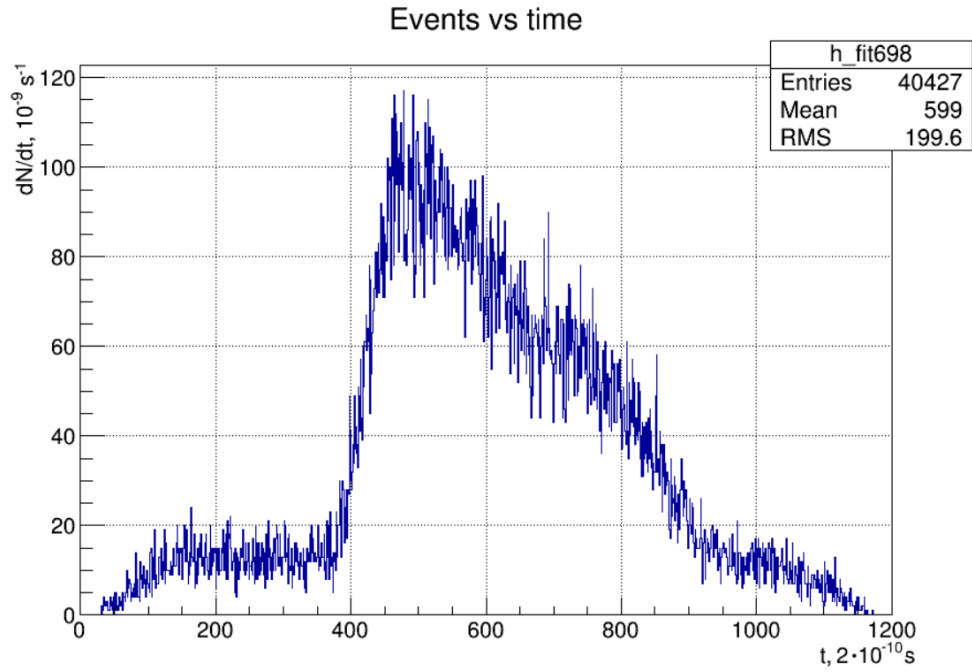


Рисунок 7 – Временное распределение сигнала дрейфовой трубки. Рисунок наглядно демонстрирует искажение времени регистрации событий около анодной проволоки (ср. с «хорошими» распределениями на Рис. 4 и 5).

вариантной массы трех заряженных пионов в каонном распаде



Черная линия показывает начальный этап работы, когда в результате излишне грубого подбора временного окна некоторые каналы оказывались некорректно отфитированы. Проблему неточной аппроксимации удалось решить в процессе оптимизации, что привело к увеличению статистики и значительному уменьшению разброса событий (красная линия). Зеленая линия демонстрирует конечный вариант калибровки, когда границы были точно подобраны. Для этого пришлось слегка отступить от изначальной идеи целиком индивидуальной калибровки каждой трубки. Некоторые каналы в силу технических причин давали слишком искаженную информацию. В этом случае приходилось подставлять для них калибровочные коэффициенты из соседних каналов, исходя из допущения, что временное распределение событий в соседних каналах отличается слабо.

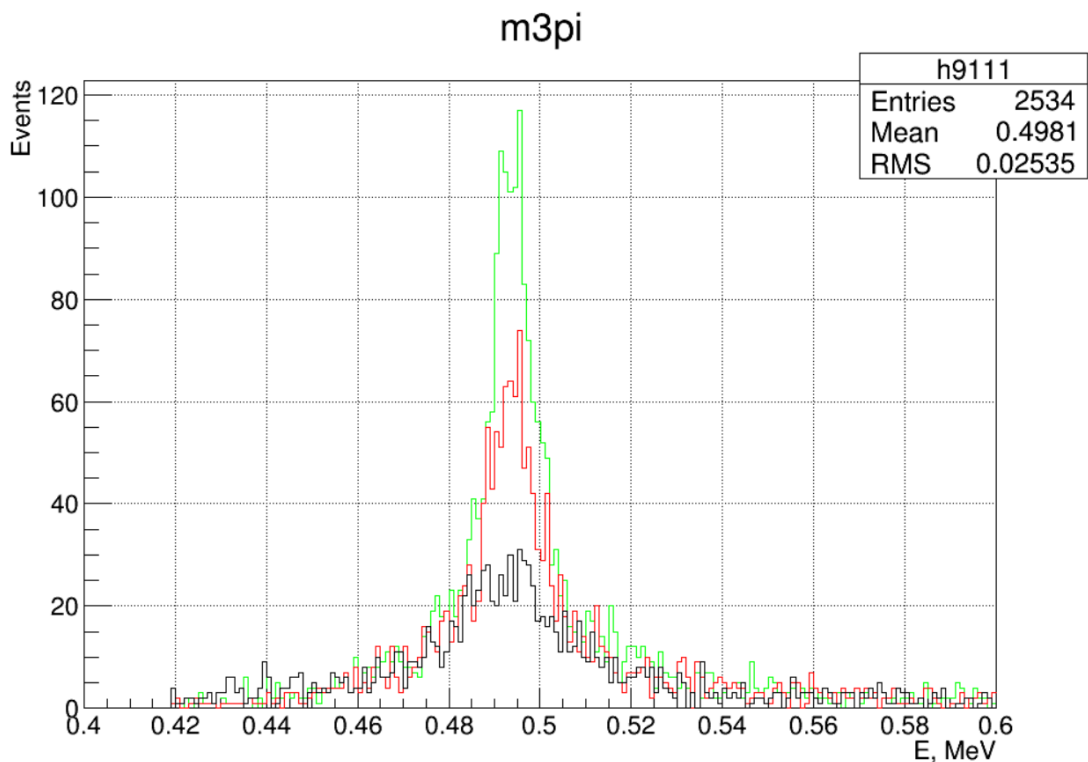
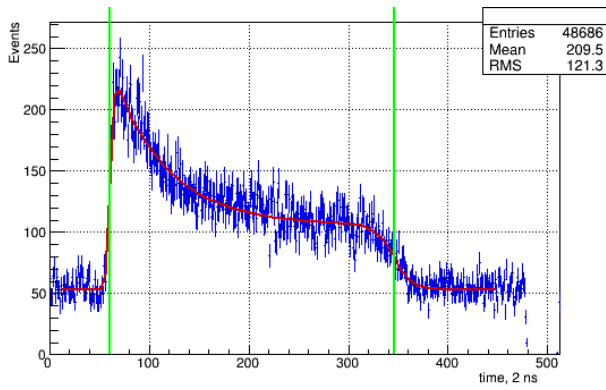
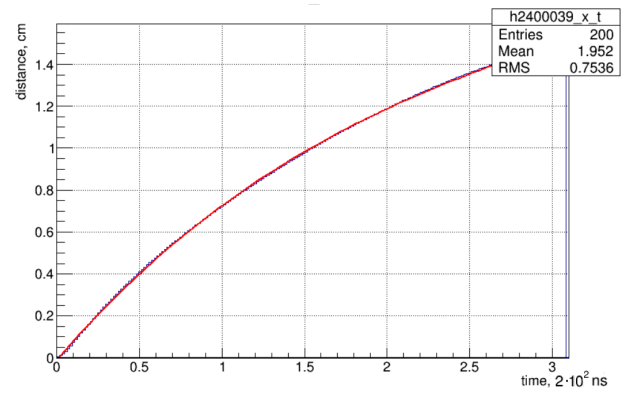


Рисунок 8 – Распределения инвариантной массы в трехпионном распаде, см. (4), полученное при помощи откалиброванных трубок. Черная линия показывает начальный этап работы, когда в результате излишне грубого подбора временного окна некоторые каналы оказывались некорректно отфитированы. Проблему неточной аппроксимации удалось решить, что привело к увеличению статистики и значительному уменьшению разброса событий (красная линия). Зеленая линия демонстрирует конечный вариант калибровки, когда границы были точно подобраны, при этом для каналов с высоким уровнем шума использовались данные калибровки от соседних каналов.

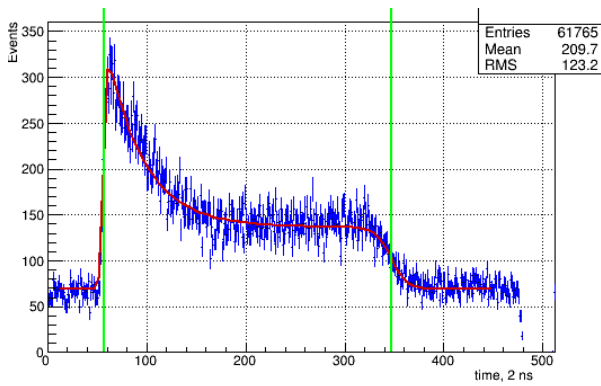
В ходе работы были получены подгонки, определяющие форму сигнала для дрейфовых трубок (Рис. 9а), в)), на основе которых были построены зависимости расстояния между треком и проволочками от времени дрейфа электронов в трубке $r(t)$ (Рис. 9б), г)). График зависимости более крутой для малых времен, соответствующих частицам, пролетающим вблизи проволочки, и более пологий для частиц, пролетающих на удалении. Из этого графика видно, что малые расстояния до проволочки соответствуют большей скорости электронов, что не противоречит ожиданиям[3].



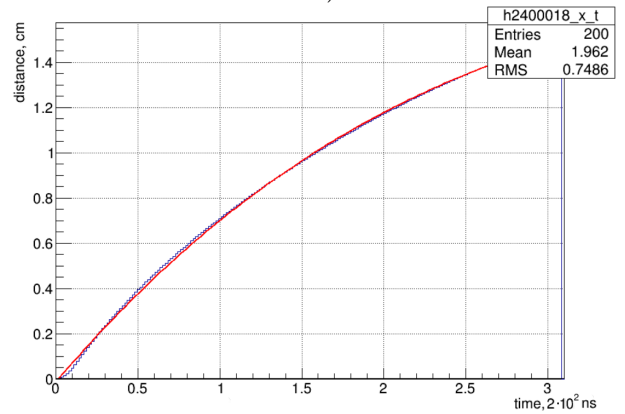
а)



б)



в)



г)

Рисунок 9 – Левые рисунки показывают примеры распределений dN/dt для различных камер. Вертикальные линии показывают рассчитанное положение t_0 и t_{up} . На правых изображены соответствующие им распределения $r(t)$, а также соответствующие им фитирующие зависимости. Красная линия показывает результат индивидуальной калибровки.

3 Реконструкция трека в трехслойной камере

Как упоминалось в предыдущей главе, дрейфовые камеры обладают неустранимым недостатком в виде искажения истинной дистанции от анодной проволоки до трека. Чем ближе к центру трубки проходит трек, тем выше становится относительное искажение времени прибытия, а, следовательно, явление приобретает большую значимость. На Рис. 10а можно видеть иллюстрацию этого эффекта, показанную при помощи упрощенной компьютерной модели, описанной ниже в этой главе. Рис. 10б позволяет

нагляднее оценить явление. Следует отметить, что аналогичная картина для реальных данных выглядела бы несколько иначе, так как точность получаемых данных ограничена как естественным размытием из-за стохастической природы движения электрона в газовой среде, так и временным разрешением электроники, для дрейфовых трубок ОКА составляющим $\delta t = 2$ нс для дрейфовых трубок и $\delta t = 0,2$ нс для straw-трубок.

В связи с этим, финальным шагом данной работы должно стать создание алгоритма, позволяющего реконструировать треки заряженных частиц, основываясь на данных, полученных от дрейфовых трубок.

На установке ОКА в основном используются трехслойные дрейфовые детекторы, поэтому в рамках данной работы принята попытка создать алгоритм восстановления треков пролетающих частиц, используя данные от трех последовательных слоев дрейфовых трубок. Проходя через три трубки, частица генерирует в каждой из них сигнал. Используя полученную в Главе 2 в результате калибровки зависимость $r(t)$, можно очертить три окружности, на которых лежат точки ионизации, созданные частицей. (см. пример на Рис.11) Подобный алгоритм успешно используется, например, в эксперименте ATLAS [11][12].

Основываясь на этих трех окружностях, алгоритм восстанавливает исходный трек. При этом вводится численная характеристика качества восстановленного трека. В дальнейшем будем называть ее «отклонением» (residual), и понимать под ней суммарное расстояние от прямой, на которой лежит трек частицы до всех трех окружностей [12]:

$$d_i = \frac{|ax_0 + by_0 + c|}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (5)$$

— расстояние между $ax + by + c = 0$ и (x_0, y_0) ,

$$res = d_1 + d_2 + d_3. \quad (6)$$

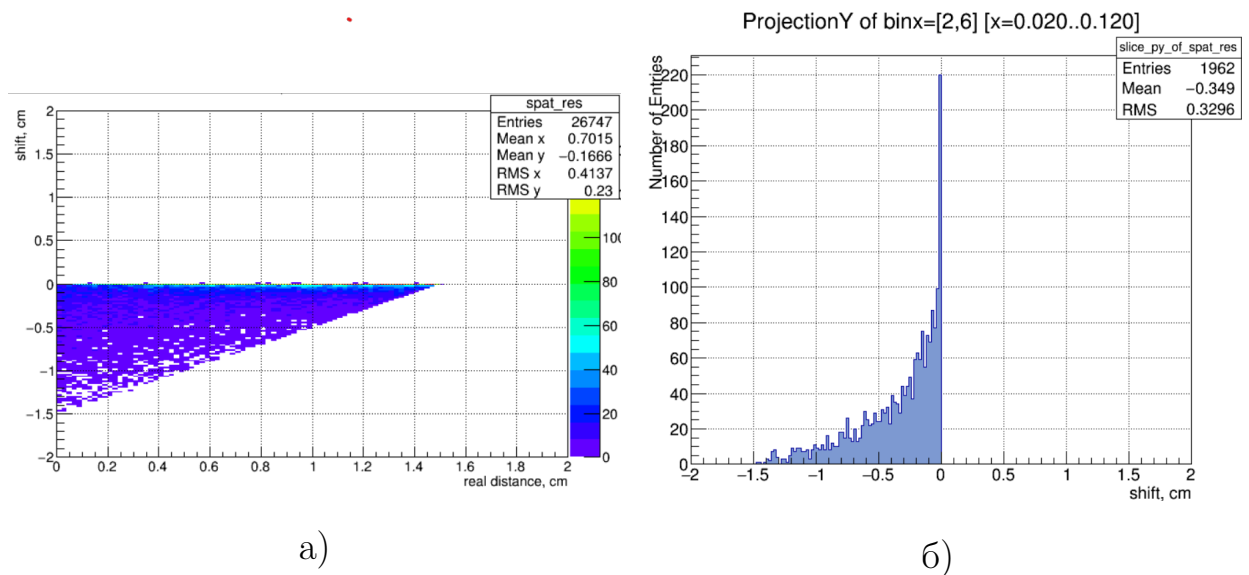


Рисунок 10 – а) Данные, полученные при помощи компьютерной симуляции, описанной в Главе 3: сдвиг восстановленного положения трека в трубке относительно реального. б) Вертикальный срез распределения слева в диапазоне [0,02;0,12].

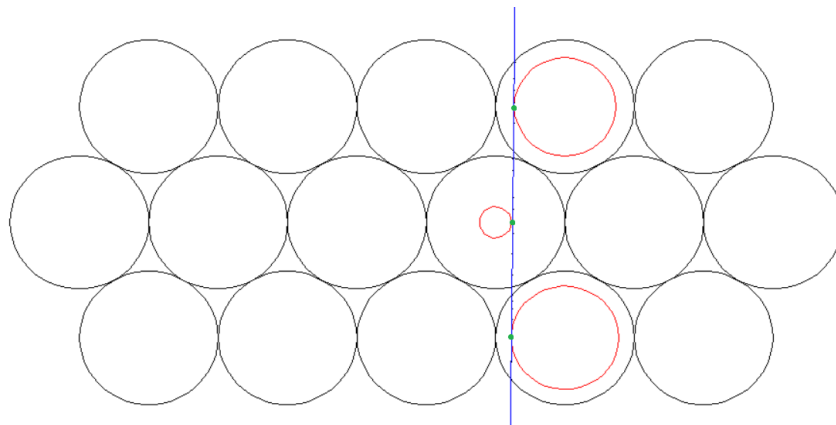


Рисунок 11 – Пролетая через несколько слоев дрейфовых трубок, частица создает центры ионизации, которые позволяют очертить окружности, соответствующие дистанции, с которых прибыли дрейфовые электроны.

В идеале «отклонение» трека должно быть близко к нулю. Имея число, характеризующее трек, можно, перебирая разные прямые при помощи градиентного спуска, подобрать искомую.

Для обкатки алгоритма была создана простая модель, позволяющая генерировать необходимые данные и визуализировать их средствами программного пакета ROOT [13]. Модель имитирует три слоя дрейфовых тру-

бок и заряженные частицы, проходящие через них. На случайной прямой, вдоль которой проходит трек, генерируются центры ионизации в количестве, зависящем от частоты рассеяний частицы на атомах газа внутри трубок. Основываясь на полученной в Главе 2 зависимости $r(t)$, рассчитывается ожидаемое время дрейфа электрона. Тот электрон, у которого время дрейфа оказалось минимальным, создает сигнал от трубки. При помощи программного пакета ROOT моделируемый процесс можно визуализировать, пример такой визуализации можно видеть на Рис. 11. Трек заряженной частицы показан синей линией, а точки образования тех электронов, которые привели к появлению сигнала, выделены зеленым. Этим точкам касаются красные окружности — фактически, эти окружности, в некоторой точке которых лежит искомая зеленая точка, и являются тем, что «видит» программа реконструкции в реальном эксперименте.

В ходе работы был создан прототип алгоритма, описанного выше. Обработывая очередное событие, он работает с функцией потерь¹, которая ставит в соответствие некоторому треку в пространстве соответствующее «отклонение». При помощи функционала, предоставляемого пакетом MINUIT [14], алгоритм методом градиентного спуска [15] подбирает такой предполагаемый трек частицы, что его отклонение минимально.

В настоящий момент алгоритм требует доработки, так как в ряде случаев восстановленный трек оказывается далек от истинного. Рис. 12 показывает это. Восстановленные треки изображены красными линиями. Если в левом столбце (а, в, д) алгоритм отработал более или менее хорошо, то в правом можно видеть наглядную иллюстрацию основной проблемы метода градиентного спуска — неумение работать с локальными минимумами, если такие имеются у функции потерь.

¹Функция потерь — понятие из машинного обучения, функция, которая численно выражает «ценность» некоторого события. В рамках этой работы под функцией потерь понимается зависимость, которая возвращает трем окружностям и некоторому треку его «отклонение» (residual) относительно этих окружностей.

Суть метода заключается в том, что на каждой итерации он незначительно меняет параметры функции так, чтобы результат смещался в направлении, которое задается вектором градиента функции потерь. Так постепенно находится минимум этой функции. Однако, если в ходе движения алгоритм наткнется на локальный минимум, он может остаться около него.

Именно этот эффект можно видеть на Рис. 12 б, г, е). Причем, если на первых двух картинках результат совсем далек от реальности, то на рисунке под номером е) алгоритм сумел корректно определить точку, через которую должен проходить трек (пересечение линий в точке касания средней окружности), но провел итоговую линию под неверным углом. Эти результаты дают понимание того, в каком направлении следует двигаться для улучшения работы алгоритма.

Во-первых, следует строже определять начальные параметры для градиентного спуска. Например, задавать начальный трек как касательную к двум из трех окружностей. Возможно, стоит также попробовать брать несколько таких начальных треков и для каждого из них запускать минимизацию, отбирая затем наилучший результат.

Во-вторых, следует поработать над минимизирующим методом. Необходимо проанализировать текущую функцию потерь, исследовать ее на предмет существующих экстремумов, чтобы научиться избегать их в дальнейшем. Кроме того, следует понимать, что простой метод градиентного спуска довольно примитивен, вероятно, результат улучшится, если заменить его на более продвинутую версию, например, стохастический градиентный спуск.

Ожидается, что после этого алгоритм начнет работать с удовлетворительной точностью, после чего можно будет протестировать его на реальных данных. В случае его успешного внедрения в программу реконструкции, эта работа вместе с выполненной калибровкой дрейфовых трубок и

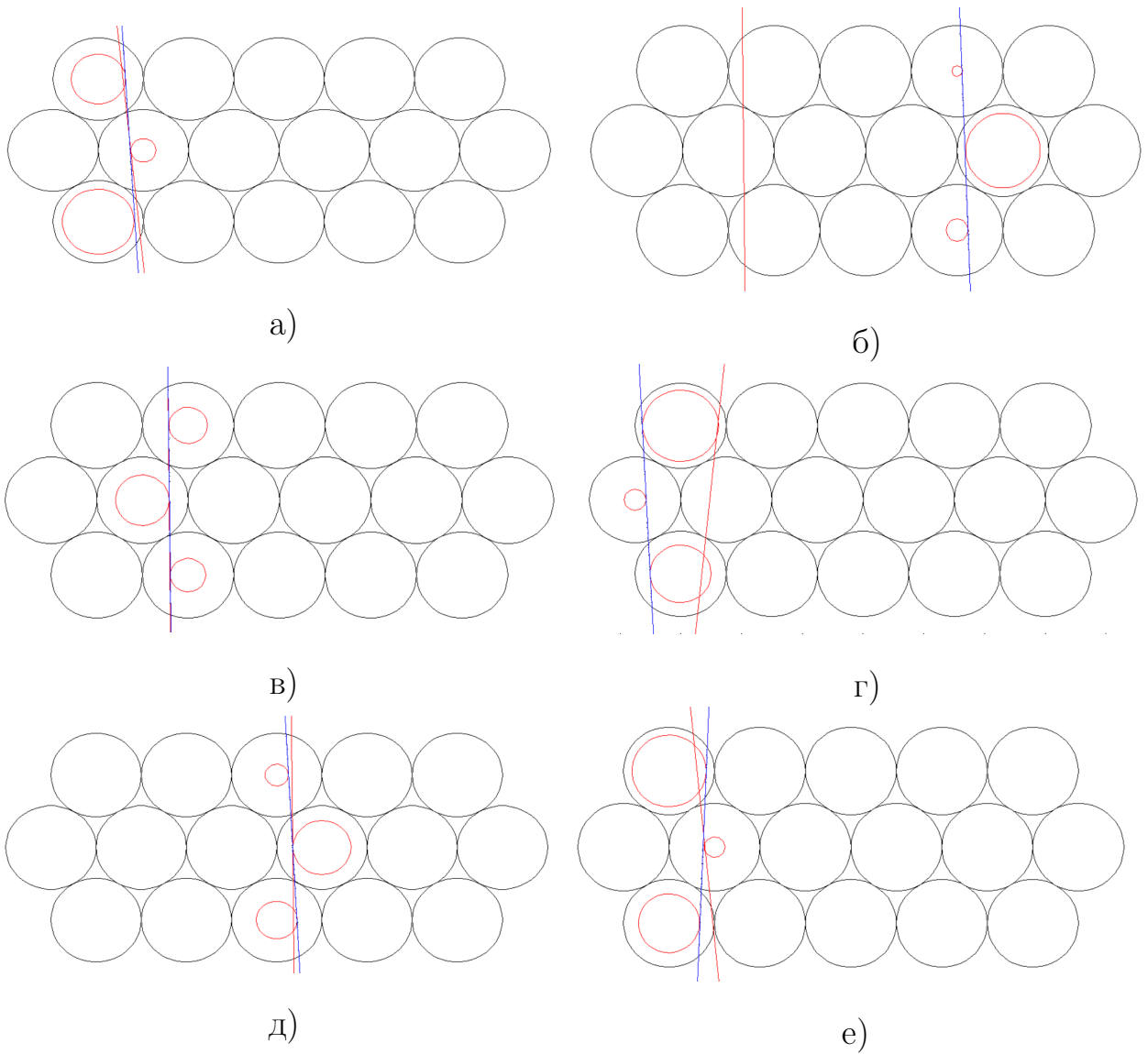


Рисунок 12 – Результат обработки алгоритмом сгенерированных данных. На рисунках в левой половине показаны примеры успешной реконструкции — красная линия, обозначающая восстановленную алгоритмом траекторию пролета частицы, близка к истинной (синей). В правой половине наглядно видна существующая проблема метода градиентного спуска — периодически алгоритм «застревает» в локальном минимуме функции потерь.

сделанной ранее калибровкой пропорциональных камер станет частью ВКР студента.

Список используемых источников

- [1] LHCb Collaboration. LHCb calorimeters: Technical design report. 2000.
- [2] A. S. Sadovsky, V. F. Kurshetsov et al. Search for heavy neutrino in $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_H$ decay. *The European Physical Journal C*, 2018.
- [3] Заневский Ю.В. *Проволочные детекторы элементарных частиц*. М.: Атомиздат, 1978.
- [4] V. Obraztsov. Recent results from OKA setup at U-70 synchrotron. *J. Phys. Conf. Ser.*, 1526(1):012017, 2020.
- [5] A. Yu. Polyarush et al. Study of $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$ decay with OKA setup. *Eur. Phys. J. C*, 81(2):161, 2021.
- [6] V. I. Kravtsov et al. Measurement of the $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ decay form factors in the OKA experiment. *Eur. Phys. J. C*, 79(7):635, 2019.
- [7] S. Abovyan, V. Danielyan, M. Fras, Ph. Gadow, O. Kortner, S. Kortner, H. Kroha, F. Muller, S. Nowak, R. Richter, and K. Schmidt-Sommerfeld. Hardware implementation of a fast algorithm for the reconstruction of muon tracks in atlas muon drift-tube chambers for the first-level muon trigger at the hl-lhc. pages 1–5, 2017.
- [8] F. Petrucci. Calibration software for the Atlas monitored drift tube chambers. 1:3, 2005.
- [9] P. Bagnaia, T. Baroncelli et al. Calibration model for the MDT chambers of the ATLAS Muon Spectrometer. 04 2008.

- [10] S. Baranov, V. Dodonov, and A. Glazov. Autocalibration method for determination of drift time - space relation for HPDT. 5 1994.
- [11] Sergey Abovyan et al. Hardware Implementation of a Fast Algorithm for the Reconstruction of Muon Tracks in ATLAS Muon Drift-Tube Chambers for the First-Level Muon Trigger at the HL-LHC. In *2017 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, 10 2017.
- [12] ATLAS Collaboration. Resolution of the ATLAS muon spectrometer monitored drift tubes in LHC Run 2. 06 2019.
- [13] ROOT. An open-source data analysis framework used by high energy physics and others. <https://root.cern.ch/>.
- [14] <https://root.cern.ch/download/minuit.pdf>.
- [15] Максимов Ю. А., Филлиповская Е. А. *Алгоритмы решения задач нелинейного программирования*. МИФИ, 1982.