

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1.07

ОТЧЁТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**АНАЛИЗ МЕТОДОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ НА
ОСНОВЕ ДАННЫХ С ДЕТЕКТОРА ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ.**

Студент _____ В. С. Попов

Научный руководитель _____ С. Ю. Смирнов

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
Актуальность	2
Цель работы	4
1 Описание экспериментальной установки	5
1.1 Система PID	6
1.2 Схема триггерной логики	7
1.3 Принцип работы детектора на основе чипа Timerix3	8
2 Подготовка к изучению режекции	10
2.1 Описание входного формата данных	10
2.2 Очистка данных от фоновых событий	11
2.3 Корректность очищенных данных	13
3 Анализ методов идентификации частиц	15
3.1 Байесовский классификатор	15
3.2 Метод максимального правдоподобия	16
3.3 Определение типа частицы по количеству вторичных кластеров	18
3.4 Сравнение методов	18
4 Заключение	20
Список использованных источников	21

ВВЕДЕНИЕ

Переходное излучение – это вид электромагнитного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с разными диэлектрическими проницаемостями.

Наибольший интерес представляет переходное излучение, созданное ультррелятивистской частицей ($\gamma \gg 1$), основная энергия которого лежит в области рентгеновского спектра. Рентгеновские лучи излучаются в диапазоне от нескольких кэВ до десятков кэВ в прямом направлении под малыми углами.

В рентгеновском спектре переходное излучение имеет сильную зависимость от Лоренц-фактора (γ). Метод определения частиц, основанный на переходном излучении в рентгеновском спектре, является одним из четырех неразрушающих методов определения частиц и охватывает диапазон $\gamma \gtrsim 500$

Для определения частиц с $\gamma \sim 10^5$ дополнительно используется зависимость угла распространения переходного излучения θ от γ .

АКТУАЛЬНОСТЬ

Рождение адронов с малым поперечным импульсом p_T в столкновениях с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ мало изучено, что является большим упущением. Измерение спектров частиц с большим значением фейнмановской скейлинговой переменной $x_F = p_z/p_{BEAM}$ с импульсами от сотен ГэВ до нескольких ТэВ крайне полезно. Существует несколько различных моделей, дающих различающиеся на порядки результаты, описывающих эту область фазового пространства. Точное измерение спектров рождения частиц с малым p_T в протон-протонных столкновениях не только поможет уточнить модели описывающие данные процессы, но и может привести к новому понима-

нию КХД. Также изучение космических лучей высоких энергий зависит от наших знаний о рождении адронов с большим x_F . Например, аномальное количество мюонов в них может быть следствием распада адронов, содержащих кварки очарования и красоты, которые никогда не изучались при больших \sqrt{s} .

Для изучения описанных выше физических вопросов предлагается провести эксперимент на ЛНС [1] по исследованию рассеяния адронов под малыми углами и образованию заряженных адронов в адрон-адронных взаимодействиях. Последний раз аналогичные измерения проводились почти 50 лет назад на первом поколении адронного коллайдера ISR в ЦЕРНе, при энергиях столкновения $\sqrt{s} = 63$ ГэВ.

Этот эксперимент подразумевает создание адронного спектрометра **VFHS** (Very Forward Hadron Spectrometer), состоящего из трековых детекторов, детектора переходного излучения, калориметра и мюонной камеры. Спектрометр предполагается расположить в туннеле ЛНС, в зоне без магнитного поля после разделяющих диполей и квадруполов. Немного изменив конструкцию вакуумных труб коллайдера для того, чтобы отклонённые частицы не взаимодействовали со стенками, можно выделить место под детектор от точки $z = 116$ м, от места пересечения пучков, где будет расположена тонкая металлическая пластина, через которую отклоненные частицы будут выходить из вакуумной трубы и до точки $z = 126$ м, так как в точке $z = 127$ м уже начинается поглотитель TAxN, расположенный в туннеле ЛНС.

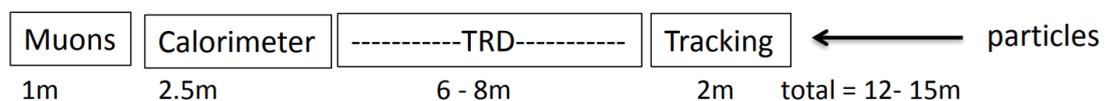


Рисунок 1 — Принципиальная схема расположения детекторов в **VFHS**

VFHS может функционировать как независимая система, однако, лучше установить данный спектрометр как подсистему уже имеющихся детекторов ЛНС, например ATLAS. В этом случае мы будем иметь более полный набор данных, так как большая часть детекторов на ЛНС предназначена для регистрации частиц с малым значением псевдобыстроты η , а **VFHS** в свою очередь направлен на фиксацию частиц с большим значением η . Объединяя эти детекторы и, соответственно, сигналы, приходящие с

них, мы сможем получать более полную картину для каждого события.

Основой **VFHS** будет детектор переходного излучения. В отличие от черенковского детектора, неэффективного при ТэВ-ном диапазоне энергий, детектор переходного излучения, который измеряет γ , способен эффективно работать при таких энергиях. Для данного эксперимента необходимо, чтобы детектор работал в диапазоне от $\gamma = 10^3$ для 1 ТэВ p (протонов) до $\gamma = 3.6 * 10^4$ для 5 ТэВ π (пионов). Измерение гамма-фактора с точностью в 10% должно дать возможность корректно разделять π , K (каоны) и p . Так как интенсивность переходного излучения имеет пороговую зависимость от гамма-фактора, его определение при помощи распределения по интенсивности может быть затруднительно при столь высоких энергиях, однако угловое распределение фотонов имеет непрерывную зависимость от гамма-фактора, поэтому в ходе данного эксперимента предполагается использовать детектор переходного излучения, способного измерять не только интенсивность переходного излучения, но и угол вылета фотонов переходного излучения. Для возможности одновременного получения и углового, и энергетического спектра используется пиксельный детектор.

Детектор переходного излучения, прототип которого описан в статье [2–4], является, возможно, единственным подходящим детектором для создания **VFHS**. Так как диапазон эффективной работы детектора зависит от многих параметров, таких как расстояние между пленками радиатора, материал радиатора и толщина пленки, детектор позволяет работать в большом диапазоне гамма-факторов. Из-за отсутствия тестовых пучков с несколькими ТэВ, для тестов используются пучки электронов и пионов на SPS ЦЕРНе.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью данной работы является сравнение различных методов идентификации частиц при помощи прототипа детектора переходного излучения, из статей [3; 4], на основе данных, полученных в эксперименте со смешанным пучком пионы/электроны 20 ТэВ на ускорителе SPS в ЦЕРНе.

1 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В ходе работы производился анализ данных, полученных с экспериментальной установки (Схема установки 1.1 из статьи [5]), которая представляет из себя: многослойный радиатор, находящийся на расстоянии порядка 2 м от детектора; трубу, заполненную гелием для предотвращения поглощения фотонов переходного излучения в воздухе; сенсор из компенсированного хромом GaAs толщиной 500 мкм, соединенный с TimePix3 чипом, используемый как детектор с квадратной матрицей 256×256 пикселей с размером пикселя в 55 мкм. За GaAs располагается ливневый детектор и калориметр из свинцового стекла, перед радиатором находится черенковский детектор. Вместе они образуют систему определения частицы. В статье [5] описываются некоторые результаты измерений 2018 года. Данные, анализируемые в этой работе, были получены в 2018 и 2021 годах на ускорителе SPS в ЦЕРНе.

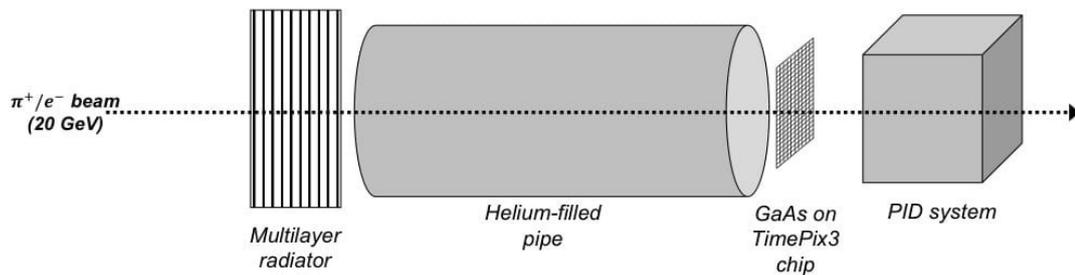
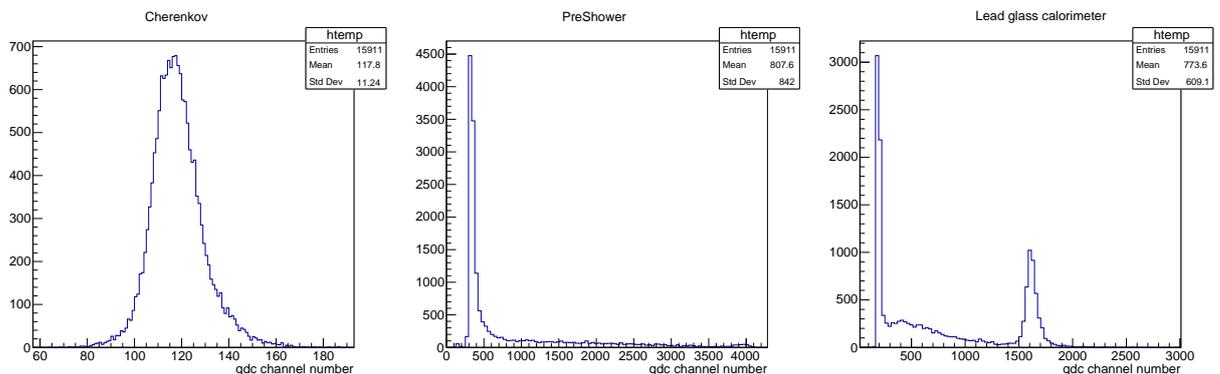


Рисунок 1.1 — Схема экспериментальной установки

1.1 СИСТЕМА PID

- Черенковский детектор работает на излучении Вавилова-Черенкова, которое испускает частица, движущаяся в среде быстрее скорости света в ней. Угол испускания фотона зависит от скорости частицы. Так как в эксперименте электрон и пион имеют одинаковый импульс, их скорость будет различной ввиду различных масс. Основываясь на этом, по спектру, получаемому с детектора Черенкова, можно разделить один частицы от других.
- Детектор предварительного развития ливня представляет свинцовую пластину толщиной 5мм (поглотитель) и присоединенный к ней сцинтиллятор толщиной 20 мм. В отличие от пиона, который скорее всего никак не провзаимодействует с веществом детектора, кроме ионизации, электрон имеет высокую вероятность развить электромагнитный ливень в свинце. В связи с этим сигнал, получаемый с детектора в случае пролета электрона, будет выше, чем при пролете пиона.
- Калориметр из свинцового стекла является гомогенным калориметром. Аналогично ливневому детектору сигнал от электрона будет выше, чем сигнал от пиона. Это связано с различными сечениями взаимодействия электронов и пионов с атомами свинца. Электроны с большей вероятностью будут развивать электромагнитные ливни и оставлять значительную часть своей энергии в калориметре.



(а) Черенковский детектор (б) Ливневый детектор (в) Калориметр

Рисунок 1.2 — Амплитудные спектры сигналов детекторов для смешенного пучка электроны пионы 20 ГэВ

1.2 СХЕМА ТРИГГЕРНОЙ ЛОГИКИ

За пиксельным детектором располагается 3 сцинтилляционных детектора. Первые два (s2, s3) работают как телескоп и определяют, прошла ли частица через детектор вдоль оси пучка. Последним детектор является счетчиком множественности. При помощи него отсекаются события, в которых через детектор одновременно прошли несколько пучковых частиц.

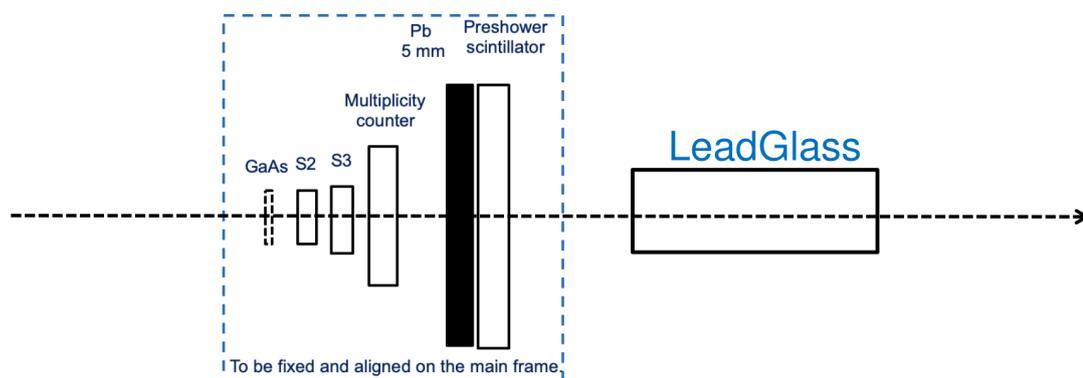


Рисунок 1.3 — Схема экспериментальной установки за пиксельным детектором

Рассмотрим логику, по которой идет процесс записи данных. Из рисунка 1.4 видно, что элемент «gate» будет находиться в рабочем состоянии только если оба детектора s2 и s3 будут на выходе иметь сигнал выше порога детектора. Это соответствует тому случаю, когда частица с достаточной энергией прошла через оба детектора. Нижний блок схемы состоит из трех детекторов системы PID и соответствующих им дискриминаторов, а также из детектора множественности. Если через установку пролетел один электрон, тогда сигнал на выходах детекторов будет выше порога дискриминаторов и на входы элемента логического умножения (&), ассоциируемого с пролетом электрона, будут поступать логические «1», а на входы элемента связанного с пионом «0». Если через установку пролетит несколько частиц одновременно, сигнал с счетчика множественности будет выше порога дискриминатора и на инвертирующем входе логических элементов & будет «1», что заблокирует возможность записи триггерного сигнала. Соответственно, чтобы триггерный сигнал был записан, нужно чтобы выпол-

нялись следующие условия - все сигналы с детекторов системы PID были либо ниже, либо выше порогов соответствующих дискриминаторов, сигналы с сцинтилляторов s2 и s3 были выше порога дискриминатора, а сигнал со счетчика множественности - ниже. При выполнении этих условий на чип Timerix3 поступит триггерный сигнал, сообщающий, что через установку пролетел либо пион, либо электрон. Важно отметить, что при анализе данных не представляется возможность сопоставить событию, полученному с чипа Timerix3, соответствующие амплитуды с детекторов системы PID, так как на пиксельный чип подается только логический сигнал определяющий тип пролетевшей частицы, а амплитуды с детекторов системы PID преобразуются в цифровую информацию по независимому от пиксельного чипа каналу, и записываются в отдельный файл, асинхронно по отношению к данным с Timerix3.

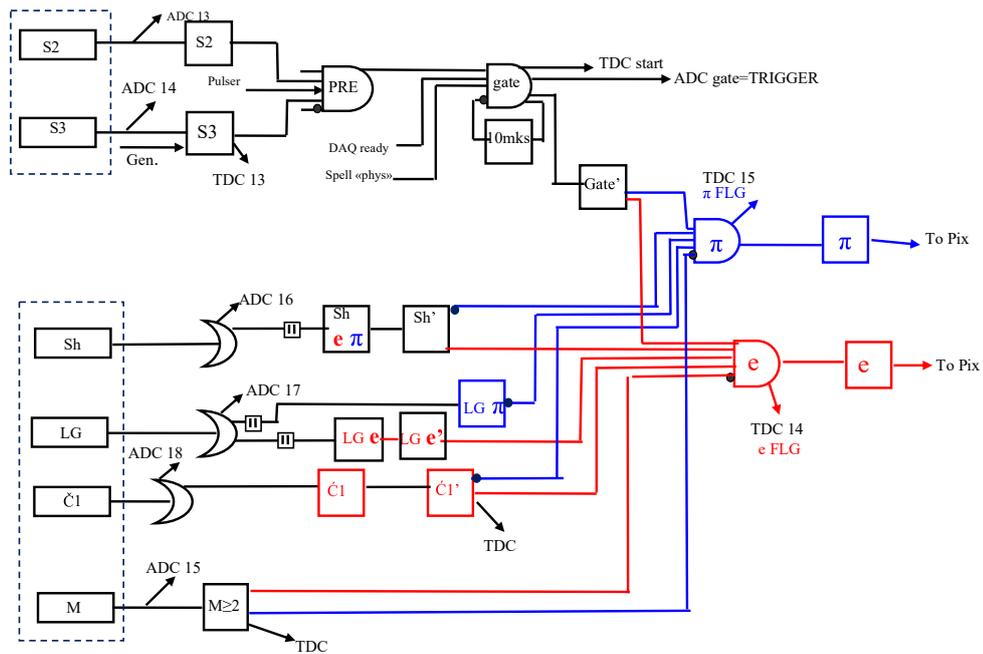


Рисунок 1.4 — Схема триггерной логики

1.3 ПРИНЦИП РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ЧИПА ТИМЕРИХ3

На выходе с пиксельного детектора мы получаем определенный набор данных, а именно координаты сработавших пикселей, времена этих сраба-

тиваний, а также некоторая величина, связанная с энерговыделением в каждом пикселе для данного детектора (ToT – время над порогом). Рассмотрим, как происходит формирование этой информации в нашем случае. В момент пролета частицы через пиксель детектора происходит образование электрон дырочных пар, из-за чего появляется импульс напряжения на входе чипа, связанного с данным пикселем. В момент, когда амплитуда входного сигнала достигает установленного заранее порогового значения, включается тактовый счетчик с частотой 640 МГц. Этот счетчик выключается в момент, когда приходит импульс с постоянно включенного генератора с частотой 40 МГц. Количество тактов постоянно работающего генератора записывается до того момента, пока входной импульс не станет меньше заранее установленного порога. Соответственно время срабатывания пикселя определяется временем прихода первого импульса генератора с частотой 40 МГц, когда амплитуда аналогового сигнала превышала порог минус время, советующее тому количеству периодов, которое успел проработать счетчик с частотой 640 МГц. Энерговыделение в пикселе определяется количеством тактов генератора с частотой 40 МГц, которые он успел произвести, пока амплитуда входного сигнала была выше порогового значения. Принцип работы пикселя Timerix3 приведен на рисунке 1.5 из статьи [6].

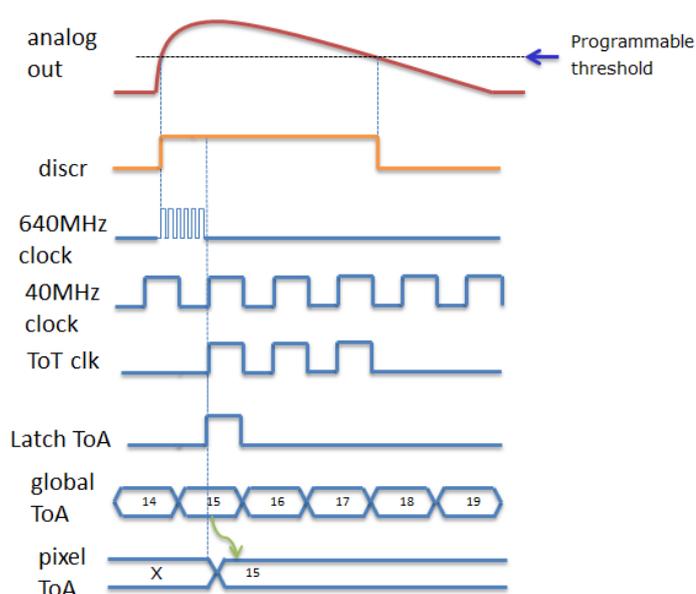


Рисунок 1.5 — Принцип работы пикселя Timerix3

2 ПОДГОТОВКА К ИЗУЧЕНИЮ РЕЖЕКЦИИ

2.1 ОПИСАНИЕ ВХОДНОГО ФОРМАТА ДАННЫХ

Каждому пролету частицы через детектор соответствует широкий набор измеряемых величин. Перечислим важные для последующего анализа параметры и понятия, употребляемые в работе.

Кластер – набор сработавших пикселей, объединённых в единый объект при помощи алгоритма кластеризации. Существует 2 алгоритма кластеризации: первый объединяет в кластер сработавшие пиксели, имеющие только общую грань (Sides Only), второй объединяет в кластер пиксели, имеющие не только общую грань, но и общий угол (Sides Plus Corners).

Размер кластера пучковой частицы – это число, равное количеству пикселей, которые входят в состав кластера с наибольшим энерговыделением. Кластер с наибольшим энерговыделением и является кластером пучковой частицы.

Размер вторичных кластеров – это количество пикселей, входящих в состав каждого вторичного кластера данного события. Вторичными кластерами считаются все кластеры этого события, кроме кластера пучковой частицы. В идеальных условиях каждому вторичному кластеру тождественен фотон переходного излучения.

Также в массиве входных данных мы имеем такие параметры как энерговыделение в кластере, количество вторичных кластеров и тип частицы - определенный при помощи внешней системы определения частиц (PID).

2.2 ОЧИСТКА ДАННЫХ ОТ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Так как эксперимент проводится не в идеальных условиях, кроме событий, соответствующих пролету одной частицы через детектор, существуют события не имеющие отношения к анализу и загрязняющие массив данных. К ним относятся: пролет сразу нескольких пучковых частиц через детектор, пролет дельта электрона через детектор, ядерное взаимодействие пиона с веществом детектора, помехи в электронике. Для отсеивания фоновых событий наложим ограничения на такие параметры, как максимальный размер кластеров, максимальное энерговыделение во вторичном кластере, минимальное энерговыделение в кластере пучковой частицы. Также выберем алгоритм кластеризации, при котором разница между фоновым и интересующим нас событием будет максимальна.

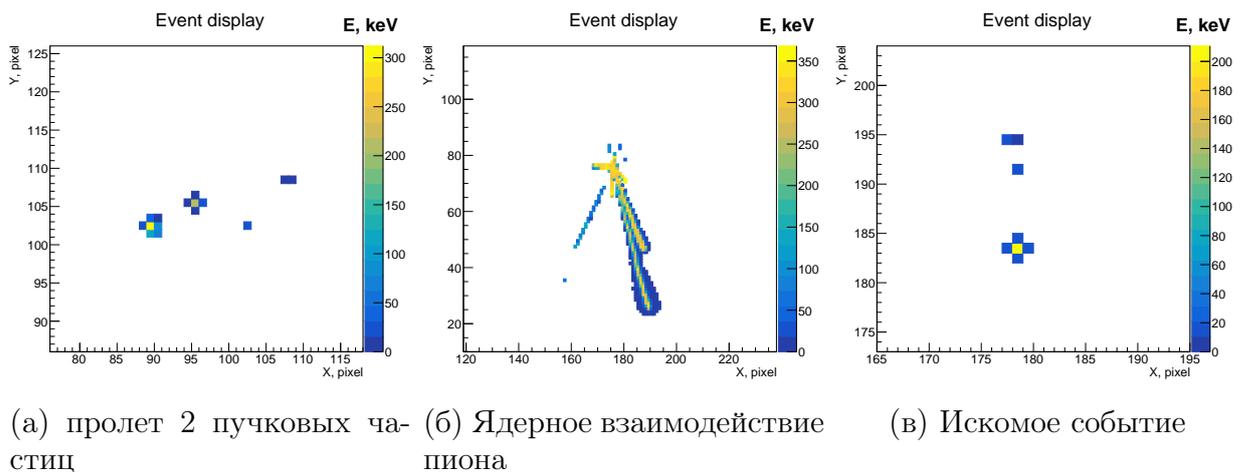
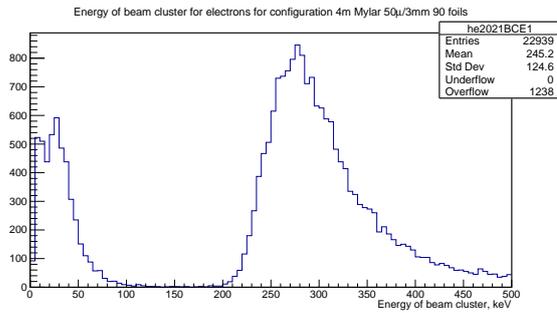


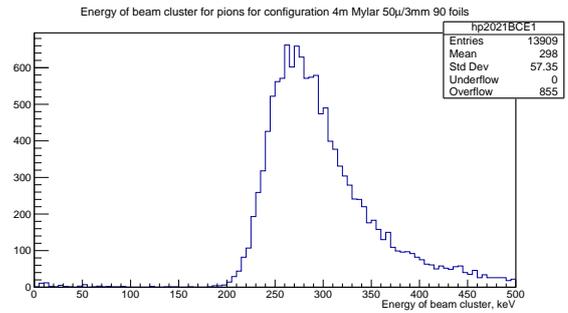
Рисунок 2.1 — Снимки событий (Цветом обозначено энерговыделение в каждом пикселе в кэВ)

Из рисунка 2.1б следует, что для отсеивания фоновых событий лучше подходит алгоритм кластеризации «Sides Plus Corners», так как при нем предполагаемый след от ядерного взаимодействия будет объединён в кластер с аномально большой энергией, и при введении ограничения на энергию кластера данное событие будет отброшено из последующего анализа.

При помощи гистограмм по перечисленным выше параметрам определим ограничения, которые необходимо наложить.



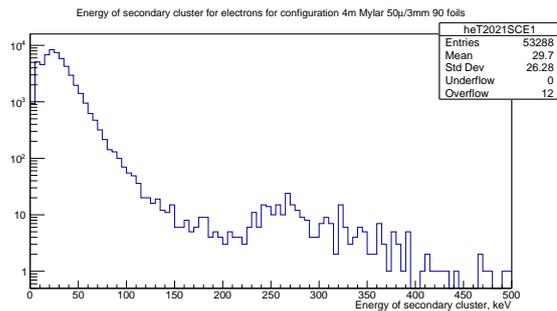
(а) Электроны



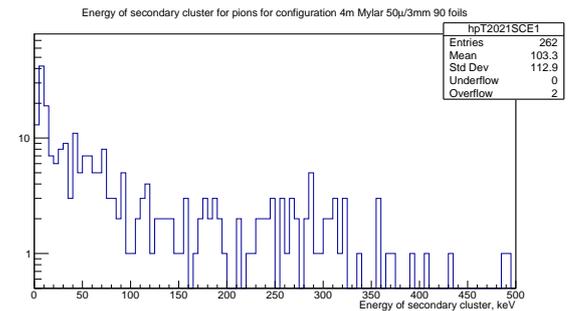
(б) Пионы

Рисунок 2.2 — Спектры энерговыведения в кластере пучковой частицы

Из рисунка 2.2а видно наличие двух пиков. Первый из них соответствует фотонам переходного излучения, которые, если сам электрон пролетел мимо детектора, будут определены как пучковая частица, а второй начинается с 200 кэВ, и соответствует интересующим нас электронам, - это значение и будет выбрано как наименьшее допустимое энерговыведение в кластере пучковой частицы.



(а) Электроны



(б) Пионы

Рисунок 2.3 — Спектры энерговыведения во вторичных кластерах

На рисунке 2.3а виден пик по энергии около 250 кэВ он соответствует событиям с двумя пучковыми частицами, так же большая часть событий, которая находится правее этого пика скорее всего связанна с ядерным взаимодействием. Ограничим максимальную энергию вторичного кластера в событии величиной в 200 кэВ. Так же ограничим максимальный размер события (количество сработавших пикселей в событии) в 70 пикселей, это ограничение связано с помехами в электронике и служит для избавления от таких событий.

Визуализируем как наложенные ограничения влияют на статистику. Как видно из рисунка 2.4 основная статистика теряется при наложении ограничения на минимальную энергию кластера пучковой частицы, это

логично так как прохождение электрона мимо детектора куда более вероятное событие чем, например ядерное взаимодействие пиона.

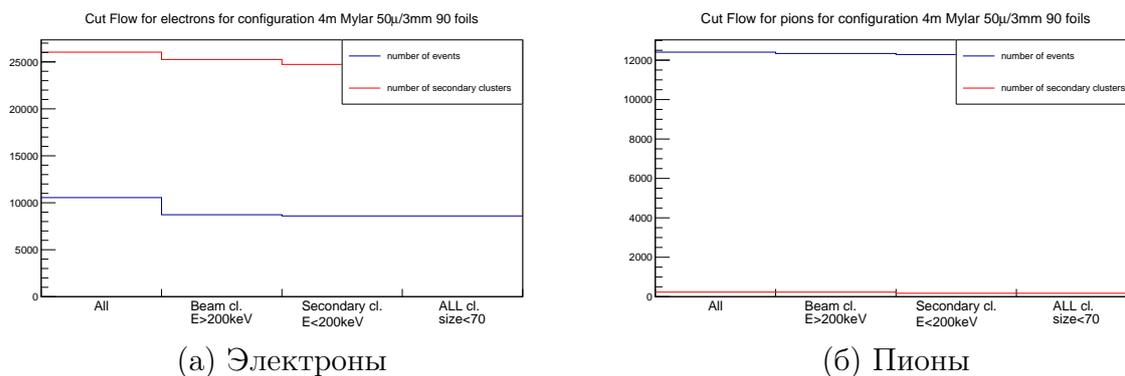


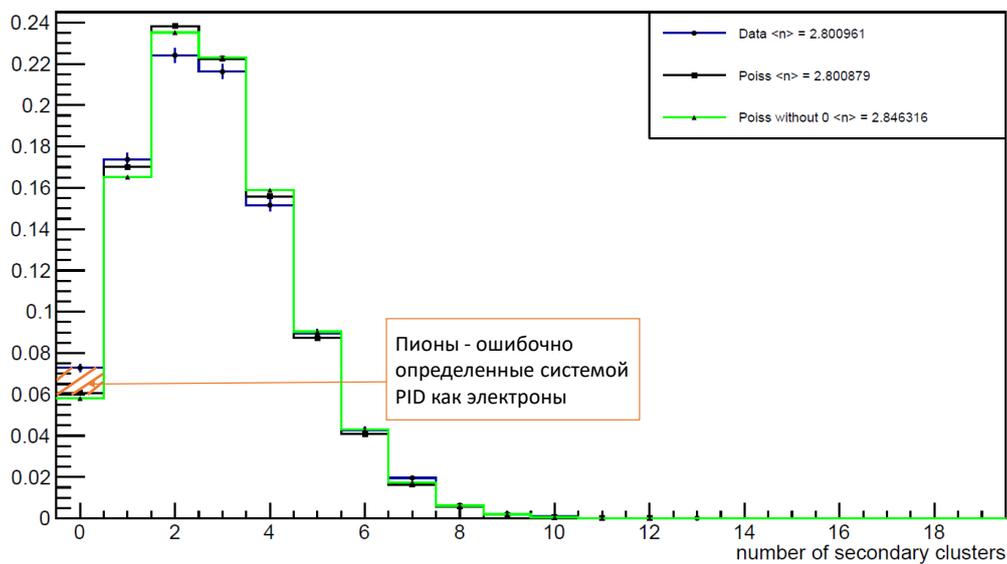
Рисунок 2.4 — Гистограммы потери статистики от ограничений

2.3 КОРРЕКТНОСТЬ ОЧИЩЕННЫХ ДАННЫХ

Так как испускание фотона переходного излучения заряженной частицей при пересечении раздела сред является случайным процессом, то распределение количества этих фотонов должно соответствовать распределению Пуассона: $P(x) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^x}{x!}$.

Построим гистограммы количества вторичных кластеров и сравним с распределением Пуассона. Как видно из рисунка 2.5 для электронов количество событий без фотонов переходного излучения завышено на несколько процентов. Если попытаться аппроксимировать распределение данных при помощи Пуассона, не учитывая нулевой бин видно хорошее сходство (расхождение со 2 бином связано с нормировкой). Предположительно избыточное количество событий в нулевом бине связано с пионами, которые были ошибочно определены системой PID как электроны. Так как количество переходных фотонов для пионов так же подчиняется распределению Пуассона попробуем аппроксимировать распределение данных для электронов суммой двух распределений Пуассона. Как видно из рисунка 2.5 различие теории и данных нельзя описать только ошибочно определенными пионами так как для пионов средние в распределении Пуассона куда меньше, чем полученное в анализе. Предполагаемое значение примеси пионов в электронном спектре PID составляет 1.2% – 1.5%.

number of SC for e for configuration 4m Mylar 50 μ /3mm 90 foils



number of SC for e for configuration 4m Mylar 50 μ /3mm 90 foils

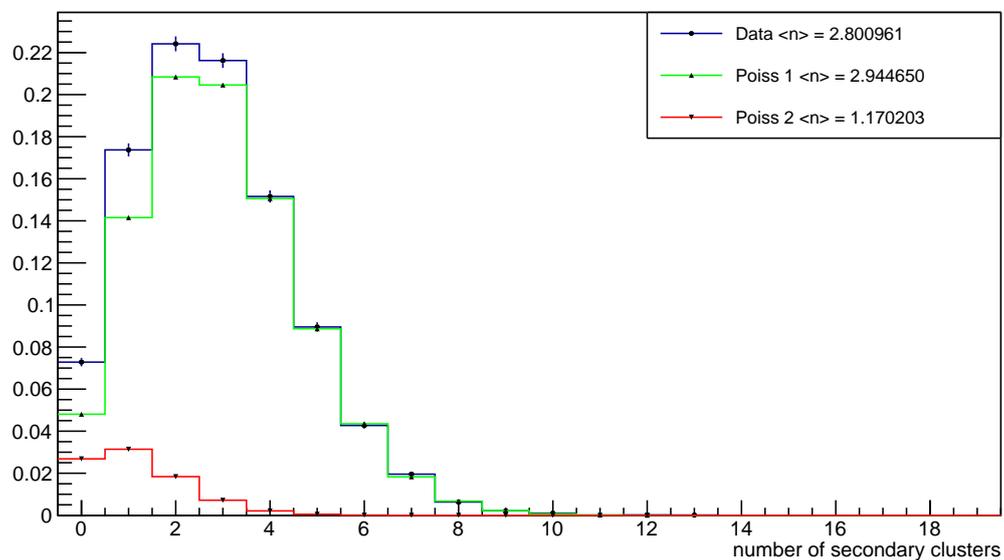


Рисунок 2.5 — Гистограммы количества вторичных кластеров

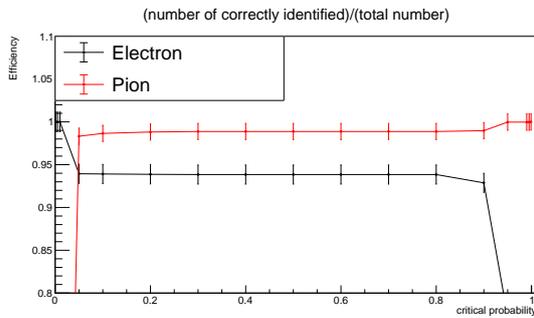
3 АНАЛИЗ МЕТОДОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ

В ходе работы было проанализировано три метода идентификации частиц - Байесовский классификатор, метод максимального правдоподобия и определение типа частицы только по количеству вторичных кластеров. Для анализа использовались данные, полученные в 2018 году на радиаторе из майлара с толщиной пленки 50мкм и межплёночным расстоянием 3 мм. Радиатор состоит из 90 пленок и находится на расстоянии 4 метра от детектора.

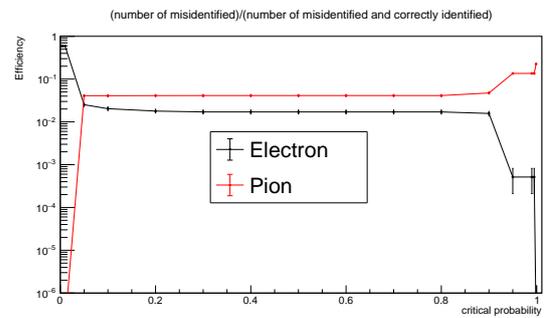
3.1 БАЙЕСОВСКИЙ КЛАССИФИКАТОР

Байесовский классификатор работает на основе теоремы Байеса об условной вероятности. Для обучения на вход классификатора подается набор параметров события и истинное значение события. В данном случае в роли параметров выступало количество вторичных кластеров, энергия кластера частицы, и средняя энергия вторичных кластеров. Истинным значением события является тип частицы, определенный системой PID. Далее по формуле Байеса: $P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)}$, определяется вероятность что при различных значениях параметров (событие B) через детектор пройдет тот или иной тип частицы (событие A). Байесовский классификатор является пороговым классификатором поэтому мы можем создать семейство классификаторов задавая различные значения порога – критической вероятности. Критическая вероятность – величина с которой сравнивается вероятность что событие принадлежит к конкретному типу в данном случае что через детектор прошел электрон. Если эта вероятность больше критической тогда событие определяется как электронное.

На рисунке 3.1а представлена доля правильно определенных частиц



(а) Чувствительность



(б) Доля ложных отклонений

Рисунок 3.1 — Оценка двоичной классификация

относительно общего числа частиц данного типа как функция критической вероятности. На рисунке 3.1б представлена степень загрязнения данных в зависимости от критической вероятности, так, например черная кривая показывает количество пионов, ошибочно идентифицированных классификатором как электроны деленное на общее число частиц идентифицированных классификатором как электроны.

3.2 МЕТОД МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ

Метод максимального правдоподобия заключается в принятии той гипотезы, при которой функция правдоподобия принимает максимум. Функция правдоподобия – произведение функций плотности вероятностей. При помощи тестовой статистики строятся пары (для электронов и пионов) функций плотности вероятностей для различных параметров. В данном случае в роли параметров выступает количество вторичных кластеров и энергия вторичного кластера. Так как количество вторичных кластеров дискретная величина корректно говорить не о функции плотности вероятности, а о функции вероятности. Функция плотности вероятности для энергии вторичных кластеров была получена при помощи аппроксимации спектров, набранных из тестовой статистики с помощью ВЗ сплайнов. Для определения типа события с конкретным набором параметров считается произведение всех функций плотности вероятности для пионов и электронов. Далее полученные величины сравниваются какое значение оказалось больше тот тип и присваивается событию. Так как метода наибольшего

правдоподобия не является пороговым классификатором для одного набора статистики можно получить только одно значение оценки двоичной классификации.

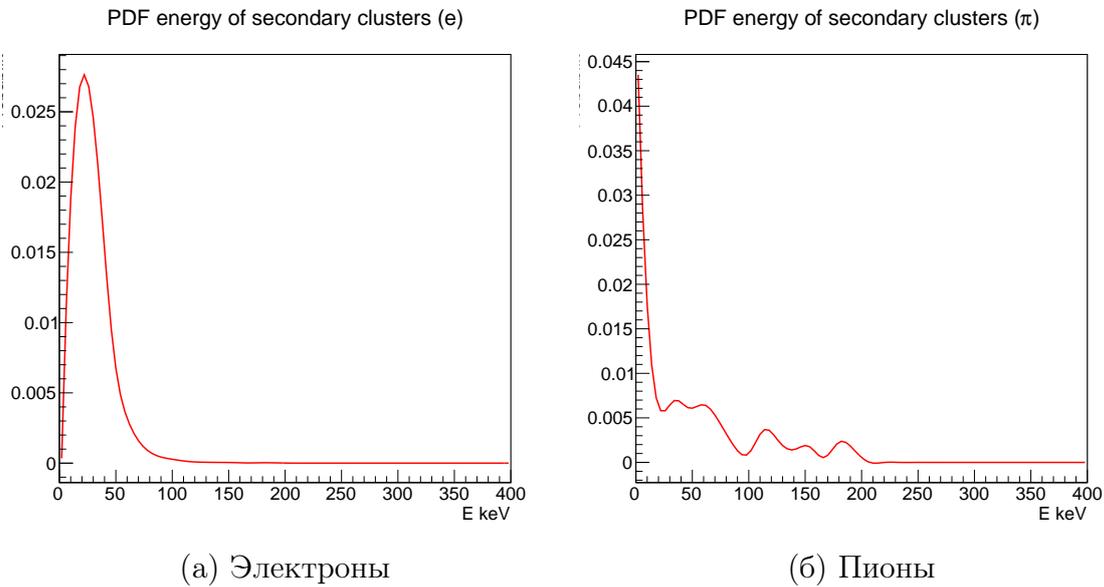


Рисунок 3.2 — Функции плотности вероятности для энергии вторичных кластеров

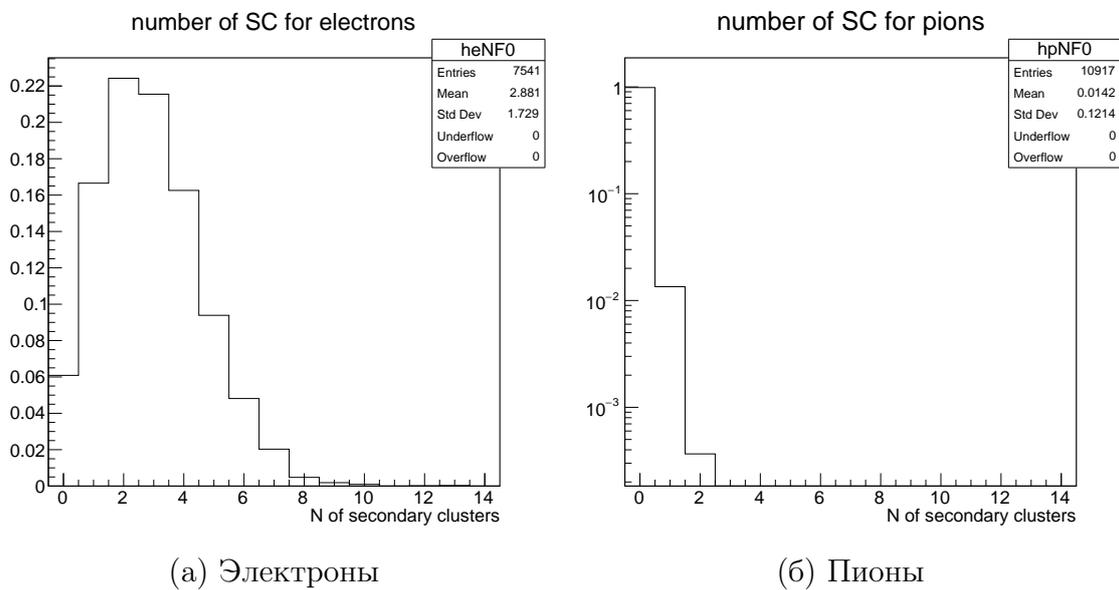


Рисунок 3.3 — Функции вероятности количества вторичных кластеров

Полученные значения оценки двоичной классификации для электронов чувствительность $- 0.91 \pm 0.03$, доля ложных отклонений $- 0.012 \pm 0.004$. Для пионов чувствительность $- 0.99 \pm 0.03$, доля ложных отклонений $- 0.062 \pm 0.009$.

3.3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ЧАСТИЦЫ ПО КОЛИЧЕСТВУ ВТОРИЧНЫХ КЛАСТЕРОВ

Это самый простой метод. Если количество вторичных кластеров больше или равно некоторому фиксированному числу тогда эта частицы считается электроном, если число событий меньше этого критического числа частица идентифицируется как пион.

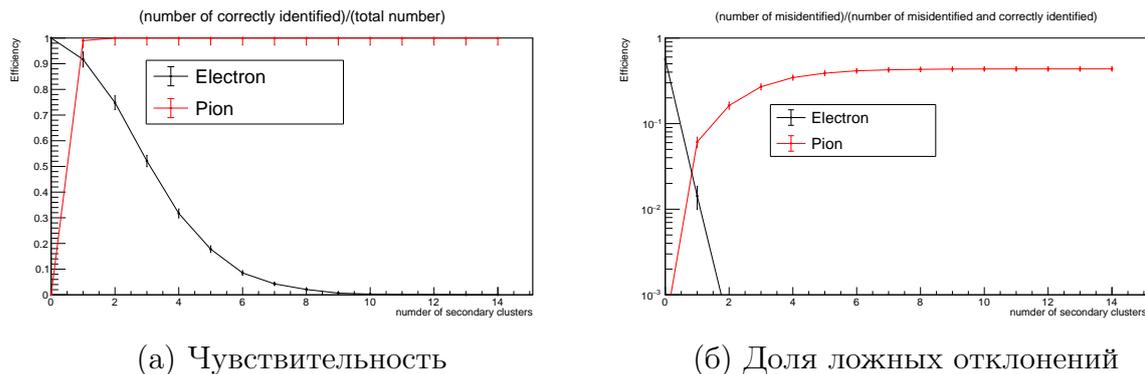


Рисунок 3.4 — Оценка двоичной классификация

Проводя аналогию с Байесовским классификатором в роли критической вероятности в данном случае, выступает критическое количество вторичных кластеров.

3.4 СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ

Для сравнения методов идентификации сравним соответствующие им режекционные кривые. На рисунке 3.5 представлены соответствующие кривые для 3 методов. Так как метод максимального правдоподобия не является пороговым классификатором ему на графике соответствуя не целая кривая, а одна точка. По оси x отложено количество электронов, определенных как электроны относительно всех электронов в тестовой статистике, по оси y количество пионов, ошибочно определенных как электроны относительно всех пионов в тестовой статистике. Как видно из рисунка 3.5 в области точки, определяемой методом наибольшего правдоподобия все кривые, лежат в пределах погрешности. В таблице 3.1 представлены соответствующие численные значения.

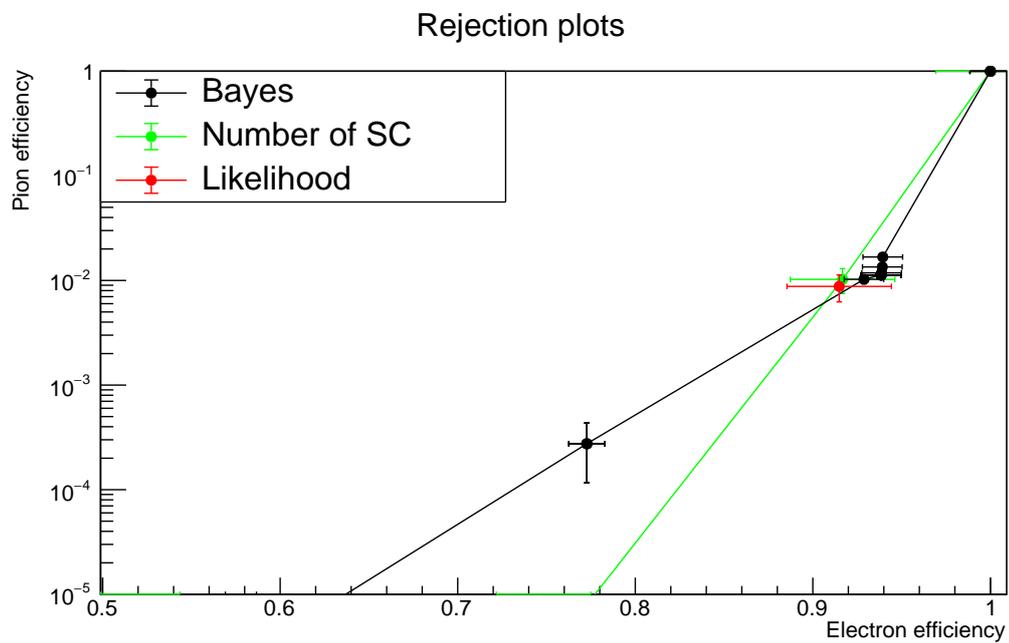


Рисунок 3.5 — Режекционные кривые

Таблица 3.1 — Режекция

Метод	Доля электронов	Доля пионов
Байесовский классификатор	0.93 ± 0.01	0.010 ± 0.001
По количеству вторичных кластеров	0.92 ± 0.03	0.010 ± 0.003
Метод максимального правдоподобия	0.91 ± 0.03	0.009 ± 0.003

4 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнивая представленные в работе 3 метода видно, что они дают крайне близкий результат. Это связано в первую очередь с тем, что пионы и электроны отличаются в основном только количеством вторичных кластеров, остальные параметры слабо зависят от типа частицы. Кроме того, нехватка статистики в области редких событий не дает эффективно определять их тип. Так же негативную роль играет неточность самой системы PID. В дальнейшей работе планируется опробовать другие алгоритмы для решения задачи бинарной классификации, а также возможно начать проводить обучение на Монте-Карло моделировании, а не на данных.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Albrow M.* A Very Forward Hadron Spectrometer for the LHC and Cosmic Ray Physics // PoS. — 2018. — Vol. EDSU2018. — P. 048.
2. A concept of the transition radiation detector for a hadron separation in a forward direction of the LHC experiments / N. Belyaev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012043.
3. Studies of the spectral and angular distributions of transition radiation using a silicon pixel sensor on a Timepix3 chip / J. Alozy [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2020. — Vol. 961. — P. 163681.
4. Transition radiation measurements with a Si and a GaAs pixel sensor on a Timepix3 chip / F. Dachs [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2020. — Vol. 958. — P. 162037.
5. Registration of the transition radiation with GaAs detector: Data/MC comparison / J. Alozy [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by P. Teterin. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012041.
6. Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout / T. Poikela [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9, no. 05. — P. C05013–C05013.