

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 физики элементарных частиц и космологии (№40)

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПИОНОВ, КАОНОВ И ПРОТОНОВ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ VFNS НА БАК ПРИ ПОМОЩИ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

Студентка

_____ В.О. Тихомиров

_____ А.О. Муфазалова

Москва 2020

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1 ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	5
1.1 Принцип детектирования частиц с помощью переходного излучения	5
1.2 Детектор переходного излучения	5
2 ЭКСПЕРИМЕНТ VFHS И ДЕТЕКТОР LARGETRD	7
2.1 Конфигурация детектора LargeTRD	7
3 МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ АДРОНОВ ПРИ ПОМОЩИ ДПИ	10
4 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ D^0 МЕЗОНА В ДЕТЕКТОРЕ С РАСПАДОМ $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$	13
4.1 Интерполяция матриц эффективности	15
4.2 Учет геометрической эффективности	16
4.3 Учет многократного рассеяния	17
4.4 Результат моделирования прохождения частиц через детектор	18
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	19
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	20

ВВЕДЕНИЕ

Переходное излучение (ПИ) давно стало инструментом для разделения частиц высокой энергии. При помощи переходного излучения осуществлена режекция электронов от других высокоэнергетичных частиц в детекторе TRD в составе эксперимента ATLAS на Большом Адронном коллайдере (БАК) [1].

ПИ пропорционально Лоренц-фактору частицы т.е. отношение энергии к массе релятивистской частицы. Поэтому с помощью ПИ можно эффективно разделять частицы с различными Лоренц-факторами даже при очень высоких энергиях[2]. Уже несколько лет ведутся R&D работы по созданию детектора TRD для нового эксперимента на БАК. Получены результаты таких работ по измерению характеристик переходного излучения на пучке как с газовым детектором ПИ [3, 4], так и с полупроводниковыми [5, 6, 7].

В планируемом эксперименте Very Forward Hadron Spectrometer (VFHS) на БАК предполагается изучение вторичных частиц с энергией 1–6 ТэВ, образующихся под малыми углами к оси сталкивающихся протонных пучков [8].

Одной из задач при этом является определение спектров – энергетического и углового – каждого из сортов вторичных частиц. Для решения задачи измерения спектров не требуется идентификация регистрируемых частиц в каждом индивидуальном событии – достаточно знать веса (соотношения) частиц каждого сорта среди регистрируемых для всех изучаемых интервалов импульсов и углов. Кроме того, существует целый класс физических задач, для решения которых требуется пособытийная идентификация вторичных адронов. К такому классу задач относится, в частности, регистрация короткоживущих частиц по продуктам их распада, например, распада D^0 мезона на пару заряженных пиона и каона.

Чтобы эффективно выделять пик инвариантной массы D^0 мезона на преобладающем комбинаторном фоне заряженных π - и K -мезонов и протонов, необходимо максимально эффективно идентифицировать продукты распада среди вторичных частиц в каждом отдельном событии.

Кроме задачи выделения инвариантной массы, пособытийная идентификация частиц была бы чрезвычайно полезна при определении полной энергии частицы поскольку, точность измерения энергии имеет весьма большие по-

грешности, в то время как определяя тип частицы и ее импульс, мы сразу же можем вычислить ее энергию со значительно меньшей погрешностью (того же порядка, что погрешность измерения импульса).

Поскольку энергия вторичных частиц, рожденных под малыми углами, в планируемом эксперименте VFHS ожидается больше 1 ТэВ, то переходное излучение - единственный метод идентификации, эффективно работающий при таких энергиях.

1. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1.1 Принцип детектирования частиц с помощью переходного излучения

Переходное излучение – излучение релятивистской частицы, переходящей через границу двух сред с различными значениями диэлектрической проницаемости, было предсказано впервые Л.Гинзбургом и И.Франком [9, 10].

Практически самая интересная часть переходного излучения, лежащая в рентгеновской области частот, как было показано Г.Гарибяном [11, 12] обладает наиболее резкой зависимостью энергии излучения от Лоренц-фактора частицы, а именно, энергия рентгеновского переходного излучения (РПИ) в первом приближении [13]:

$$E_{TR} \sim \gamma^n, n \gtrsim 1. \quad (1)$$

Характерной особенностью переходного излучения из стопки пластин является интерференция излучения на двух границах одной пластины, а также от различных пластин, зависящая от материала пластин, частоты излучения, величины Лоренц-фактора и угла излучения. Результатом этой интерференции является возникновение когерентной длины излучения или зоны формирования РПИ.

1.2 Детектор переходного излучения

Традиционный метод построения РПИ - идентификатора состоит в постановке детектора рентгеновских квантов после радиатора РПИ – стопки фольг (или хаотической слоистой среды типа пенопласта), толщина которого сравнима с длиной поглощения квантов РПИ в веществе радиатора. В качестве детектора обычно выбирают газовую пропорциональную камеру, наполненную тяжелым газом. Выбор газового детектора продиктован тем, что поскольку регистрация квантов РПИ происходит совместно с ионизационными потерями частицы, пересекающей детектор, в случае тяжелого газа, эффект погло-

щающего РПИ, соотношение $\frac{dE/dx}{E_{TR}}$ минимально. Угол РПИ $\Theta \lesssim 10^{-3}$ рад, длина поглощения $\sim Z^{3,5}$ для $E \sim 10$ кэВ составляет в случае Хе ~ 1 см.

Материал радиатора РПИ, напротив, должен быть из вещества с наименьшим Z , поскольку из-за “самопоглощения” излучения, выход РПИ перестает расти с увеличением длины радиатора. Наиболее эффективными радиаторами являются радиаторы из веществ с минимальным Z .

Главные трудности при идентификации частиц с помощью РПИ:

- Очень низкое число фотонов РПИ ($\lesssim 0,1/\text{см}$).

Увеличение полного числа фотонов РПИ возможно путем увеличения числа элементов “радиатор-детектор” в идентификаторе. Однако, этот путь увеличивает длину идентификатора, объем электроники и уменьшает аксептанс системы. Поэтому важна оптимизация идентификатора с точки зрения материала радиатора и его размеров.

- Измерение РПИ совместно с ионизационными потерями частицы.

За счет очень больших флуктуаций $\frac{dE}{dx}$ возникает широкое распределение типа Ландау в случае тонких слоев газа. Разделение событий ($\frac{dE}{dx}$ +РПИ) от ($\frac{dE}{dx}$) весьма затруднительно за счет «хвоста» Ландау – распределения. Реальной возможностью преодоления этой трудности является разработка новых методов детектирования РПИ, использующих не только энергетическую, но и угловую информацию о переходном излучении.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ VFHS И ДЕТЕКТОР LARGETRD

Эксперимент Very Forward Hadron Spectrometer (VFHS) — новый планируемый эксперимент на БАК по изучению заряженных адронов, рожденных в протон-протонных столкновениях под малыми углами по отношению к оси пучков. В эксперименте будут идентифицироваться заряженные частицы (электроны, мюоны, пионы, каоны, протоны и т. д.) с продольным импульсом $p_z = 1 - 6$ ТэВ.

Данный эксперимент будет включать в себя детектор переходного излучения LargeTRD, состоящего из различных частей, включая тонкостенные пропорциональные камеры, т.н. straw и приксельные детекторы.

2.1 Конфигурация детектора LargeTRD

Для эффективного детектирования угловых характеристик ПИ, конструкция включает в себя 4 пиксельных детектора, в каждом из которых происходит регистрация координаты, и центральной части — детектора LargeTRD, системы из пропорциональных камер straw и радиаторов (стопки тонких пленок), в которой рождаются фотоны ПИ. Общая длина конструкции составляет 6 м; схема представлена на рисунке 1.

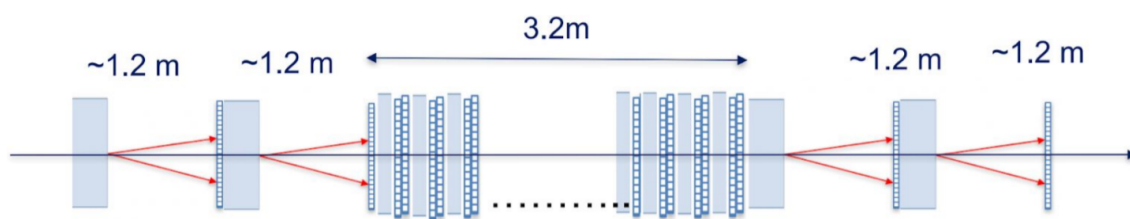


Рисунок 1 — Схема детектирующей конструкции: 4 пиксельных детектора $\sim 1,2$ м и детектор LargeTRD в центральной части протяженностью 3,2 м

Детектор LargeTRD состоит из двух под-детекторов. В первом 50 секций из 30 слоев полиэтиленовых пленок с толщиной 25 мкм, 500 мкм зазор; 100 слоев straw; давление 1 атм. Во втором 100 секций из 12 слоев пленок толщиной 75 мкм; 3 мм зазор; 200 слоев straw; давление 1,5 атм. Использование

различного давления в разных частях детектора требуется для более эффективного поглощения гамма-квантов ПИ, поскольку они в этой части более энергичные.

В первом под-детекторе энергетические спектры квантов ПИ получаются более «мягкими», что дает возможность для идентификации частиц с относительно небольшими Лоренц-факторами: $\sim 10^3 - 6 \cdot 10^3$. Второй под-детектор дает более «жесткие» спектры ПИ, что сдвигает Лоренц-зависимости в область больших гамма-факторов.

Схематическое изображение в разных масштабах варианта полномасштабного ДПИ на основе тонкостенных пропорциональных камер straw показано на рисунке 2. Разные параметры двух под-детекторов позволяют получить

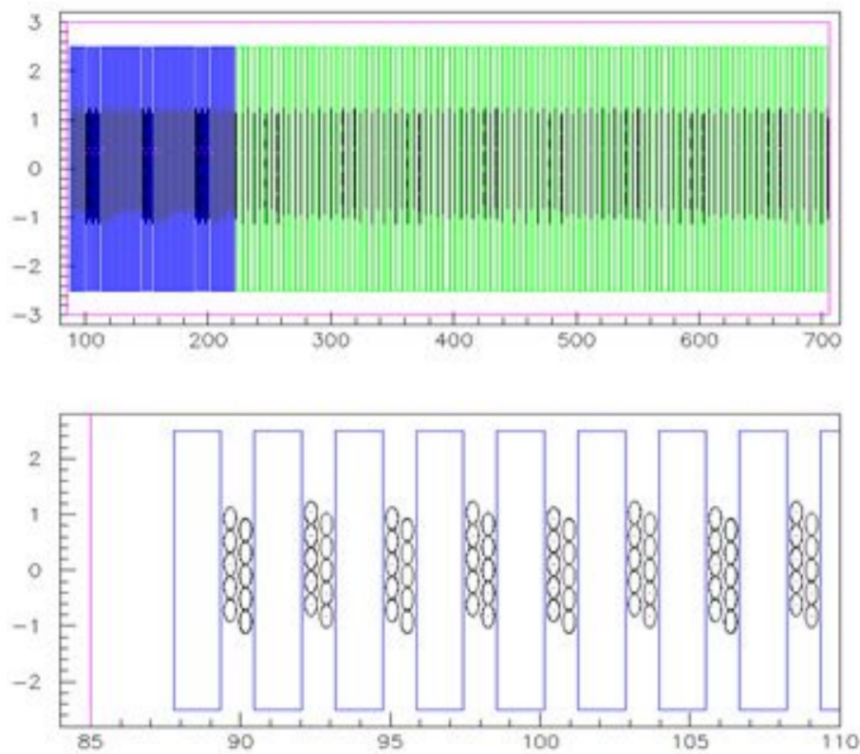


Рисунок 2 — Вверху и внизу – схематическое изображение в разных масштабах варианта полномасштабного ДПИ на основе тонкостенных пропорциональных камер. На верхней части разным цветом выделены два под-детектора с различным числом секций, параметрами радиаторов и давлением в камерах. На нижней части прямоугольники представляют блоки радиаторов, кружки – сечения пропорциональных камер. Шкалы по осям – в сантиметрах.

разные характеристики излучаемых и поглощенных в них квантов ПИ и та-

ким образом - различные зависимости отклика детектора от Лоренц-фактора регистрируемой частицы, что расширяет диапазон Лоренц-факторов, в котором возможна идентификация частиц.

3. МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ АДРОНОВ ПРИ ПОМОЩИ ДПИ

Основной принцип идентификации частицы с помощью детекторов переходного излучения заключается в различном отклике (числе и энергии регистрируемых квантов ПИ) детектора при прохождении через него частиц с разным Лоренц-фактором, что дает возможность судить о типе частицы (при известной одинаковой энергии), исходя из Лоренц-зависимости для данного детектора.

Стандартный метод заключается в оценки вероятности идентификации для различных видов частиц по количеству straw в детекторе, в которых произошло энерговыделение выше порога, т.н. ”зажженные”. На рисунке 3 представлены различные варианты распределений вероятности в зависимости от числа ”зажженных” straw.

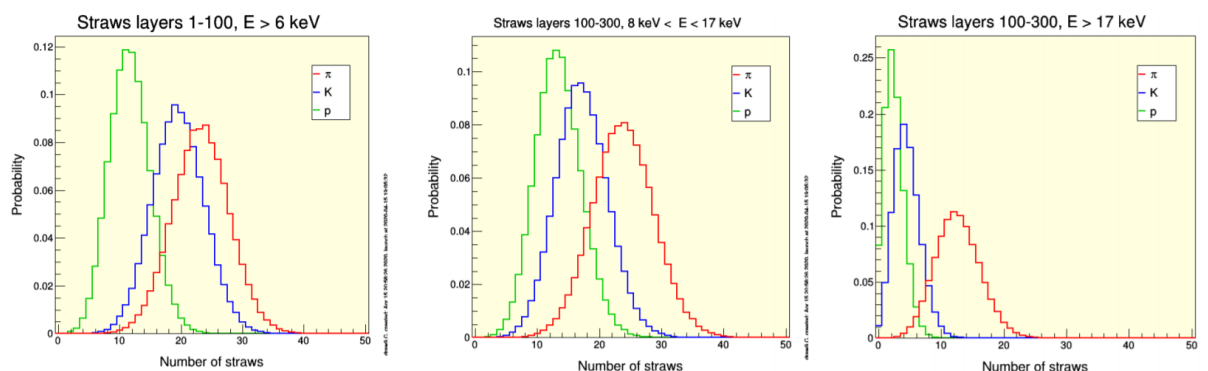


Рисунок 3 — Распределений вероятности в зависимости от числа ”зажженных” straw. С лева на право: 1-100 слоев straw, пороговая энергия 6 кэВ; 100-300 слоев straw, диапазон энергий 8 - 17 кэВ; 100-300 слоев straw, пороговая энергия 17 кэВ

Существуют различные способы дать ответ на вопрос: частица какого сорта была зарегистрирована? Например, можно выбирать максимальную вероятность, зарегистрировать частицу данного сорта, использовать метод максимального правдоподобия или теорему Байеса.

На данный момент, для идентификации частицы в одном событии используется метод максимального правдоподобия: вычисляется функцию правдоподобия для каждого сорта частиц на основе вероятностей из распределений на рисунке 3 и выбирается максимальная.

Для решения идентификации адронов также был развит метод идентификации частиц, основанный на байесовском подходе к определению вероятности [14].

Используя информацию, полученную в ДПИ, и сравнивая ее с ожидаемой для данного сорта частиц, можно оценить вероятность $P(S|H_i)$ того, что измеренный в данном событии сигнал S принадлежит частице определенного сорта H_i . Эта вероятность связана с вероятностью $P(H_i|S)$ того, что частица определенного сорта H_i вызвала в детекторе наблюдаемые в нем сигналы, теоремой Байеса [15]:

$$P(H_i|S) = \frac{P(S|H_i)C(H_i)}{\sum_{k=\pi, K, p} P(S|H_k)C(H_k)}, \quad (2)$$

где в качестве весов $C(H_i)$ выступают вероятности иметь частицу определенного сорта среди регистрируемых, т.е. относительные доли частиц каждого сорта.

Таким образом, суть метода заключается в переходе от сравнения вероятностей того, что измеренный в данном событии сигнал в детекторе принадлежит частице определенного сорта к вероятностям того, что частица определенного сорта вызвала в детекторе наблюдаемые в нем сигналы. Обе эти вероятности связаны друг с другом выражением, составляющим основу теоремы Байеса, и в которое входят в качестве весов априорные вероятности (именуемые также как приоры, или наилучшие предположения) иметь частицу определенного сорта среди регистрируемых.

В протон-протонных столкновениях основная доля вторичных частиц приходится на π , K и p . Рисунок 4 иллюстрирует относительную долю положительно и отрицательно заряженных пионов, каонов и протонов с энергиями от 1 до 6 ТэВ. Поскольку, как видно, ожидаемые доли могут очень сильно отличаться для частиц разного сорта, корректный учет весов $C(H_i)$ позволяет точнее определять вероятности и в конечном итоге – лучше идентифицировать вторичные частицы.

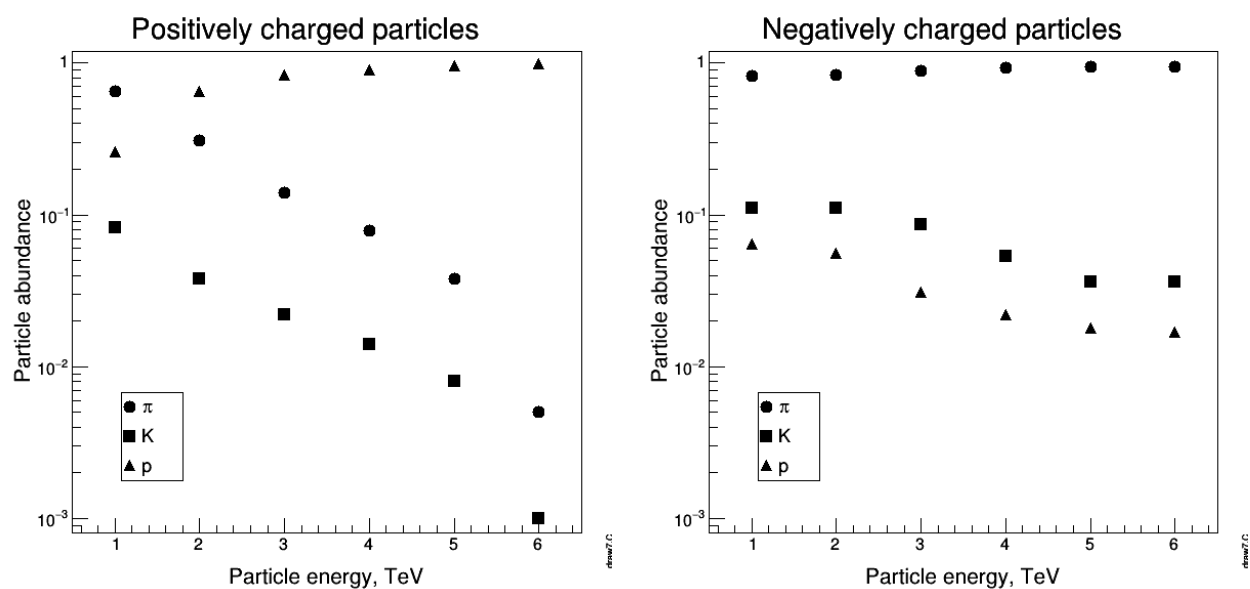


Рисунок 4 — Ожидаемая относительная доля вторичных π , K и p в протон-протонных столкновениях на БАК. Слева — для положительно заряженных частиц, справа — для отрицательно заряженных

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ D^0 МЕЗОНА В ДЕТЕКТОРЕ С РАСПАДОМ

$$D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$$

Было проведено компьютерное моделирование ожидаемого отклика детектора Large TRD на прохождение адронов разного сорта – π -мезонов, K -мезонов и протонов – с энергиями от 1 до 6 ТэВ. Алгоритм моделирования:

1. Моделируются D^0 мезоны и с импульсом, распределенным в диапазоне 1 – 6 ТэВ по распределению, примерно соответствующему распределениям для отрицательных частиц, а также комбинаторного фона (пионы, каоны и протоны);
2. Распад D^0 на π^+ и K^- в системе центра масс D^0 ;
3. Прохождение всех частиц через магнитное поле, которое должно быть однородным и хорошо известным;
4. Предполагается, что каждая из частиц измеряется в четырех координатных детекторах с определенной точностью (11 мкм);
5. Полный импульс частиц и p_T восстанавливается на основе полученных параметров трека после магнита;
6. Затем инвариантная масса пары восстанавливается на основе измеренных импульсов частиц разных знаков и p_T .

При этом число событий с частицами разного сорта бралось в соответствии с ожидаемыми в эксперименте пропорциями. Для определения типа частицы использовались т.н. матрицы эффективности, размерностью 3х3 – по числу предполагаемых сортов идентифицируемых частиц (пионы, каоны или протоны).

Строки такой матрицы относятся к одному из трех сортов частиц, которая реально проходила через детектор, а столбцы представляют долю событий, в которых эта частица была идентифицирована (правильно либо ошибочно) как пион, каон или протон. Диагональные элементы матрицы представляют

собой долю событий с правильной идентификацией частиц данного сорта и энергии, все остальные – долю ошибочной идентификации.

Другими словами, элементы матрицы эффективности показывают – как и с какой вероятностью будет идентифицирована та или иная частица в индивидуальном событии. Примеры матриц эффективностей, полученных для частиц с энергией 1 ТэВ, приведены в таблицах 1 и 2 .

Таблица 1 — Матрица эффективности для положительно заряженных частиц с энергией 1ТэВ

Частица, прошедшая через детектор	Идентифицированная частица		
	π^+	K^+	p^+
π^+	0,952500	0,047050	0,000450
K^+	0,020350	0,775250	0,204400
p^+	0,000650	0,187550	0,811800

Таблица 2 — Матрица эффективности для отрицательно заряженных частиц с энергией 1ТэВ

Частица, прошедшая через детектор	Идентифицированная частица		
	π^-	K^-	p^-
π^-	0,952500	0,047050	0,000450
K^-	0,020350	0,775250	0,204400
p^-	0,000650	0,187550	0,811800

Из приведенных результатов можно видеть, что при энергии адронов 1 ТэВ можно ожидать почти 100%-ую эффективность правильной идентификации пионов – как положительно, так и отрицательно заряженных – в индивидуальных событиях.

Применение этих матриц эффективности осуществлялось методом Монте-Карло. В процессе моделирования разыгрывалось некоторое число событий с рождением D^0 мезона с энергией от 1 до 6 ТэВ и его последующим распадом на пару πK с разным знаком заряда. Также разыгрывалось некоторое число частиц – пионов, каонов и протонов – комбинаторного фона. При этом соотношение сортов фоновых частиц разного знака заряда и энергий выбиралось

в соответствии с ожидаемыми в эксперименте при столкновении встречных протонных пучков с энергией 6 ТэВ, представленными на рисунке 4.

Для восстановления инвариантной массы D_0 мезона в распаде на пару π – и K – мезонов перебирались различные комбинации пар разнозаряженных частиц. После применения процедуры идентификации в спектре инвариантных масс пар адронов брались только пары частиц, идентифицированные как π и K .

4.1 Интерполяция матриц эффективности

Расчет матриц эффективности довольно затруднителен из-за требования большой статистики, что соответственно увеличивает компьютерное время выполнения обработки. Поэтому были рассчитаны матрицы только для реперных значений энергии: 1 ТэВ; 2 ТэВ; 3 ТэВ; 4 ТэВ; 5 ТэВ; 6 ТэВ. Данные результаты необходимо было интерполировать и на промежуточные значения энергии.

Процедура построена по следующему алгоритму:

- Чтение из .txt файла с эффективными матрицами для всех значений энергии и запись в массив его элементов для положительно и отрицательно заряженных частиц;
- Нахождение граничных значений энергии (например, для частицы с энергией 2397 ГэВ граничные значения энергии будут равны 2 ТэВ и 3 ТэВ);
- Линейная интерполяция матричных элементов граничных энергий в зависимости от заряда и типа обнаруживаемой частицы;
- Нахождение значения матричного элемента в соответствии энергией и сортом частицы.

Таким образом, получаем вероятность идентифицировать частицу с типом x (реальный π , K или p) как π , K или p для любой энергии в диапазоне 1–6 ТэВ.

4.2 Учет геометрической эффективности

Траектория частицы от вершины рождения до выхода из детектора проходит на определенном этапе через магнитное поле. Проходя через поле магнита, частица искривляет свою траекторию в зависимости от величины импульса (компоненты импульса, перпендикулярной магнитному полю), заряда и индукции магнитного поля.

Но возможны случаи, при которых частица вылетит из магнита. На рисунке 5 схематично представлена траектория частицы от вершины рождения и до попадания в детектор.

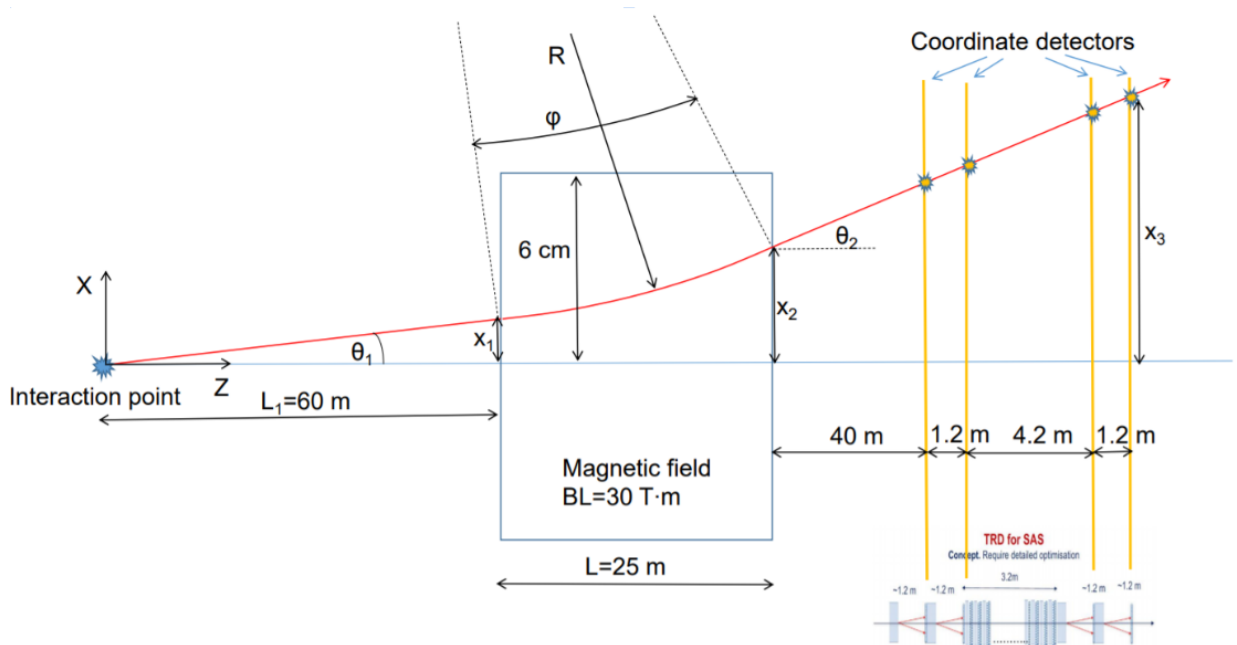


Рисунок 5 — Траектория частицы от вершины рождения до попадания в детектор

Для выделения таких событий требуется определить максимальную координату по оси x до вылета из магнита. В случае, если угол влета частицы в магнитное поле положительный относительно оси z , и заряд частицы отрицательного знака, а также если угол влета частицы в магнитное поле отрицательный, и заряд частицы положительного знака, то максимальная координата будет просто равна координате на выходе из магнита. В ином случае, при ненулевом угле влета эта точка может быть найдена путем расчета центра

окружности $R = \frac{p}{0,3B}$, как сумма или разность ординаты центра окружности и величины радиуса.

Отбор событий производится на основе трех условий: координата влета, вылета в магнит и максимальная координата находится ”внутри” магнита.

4.3 Учет многократного рассеяния

Для правильного понимания траектории после вылета из детектора, необходимо учитывать эффект многократного рассеяния. Поскольку детектор - LargeTRD имеет значительное количество вещества, угол многократного рассеяния может оказаться значительным, что внесет дополнительную ошибку при регистрации координаты. Угол многократного рассеяния был рассчитан как:

$$\Theta^{RMS} = \frac{13.6 MeV}{\beta_{ср}} z \sqrt{\frac{x}{X_0} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right]}, \quad (3)$$

где $\beta_{ср} \approx p$ ввиду большого импульса частицы;

z — заряд частицы;

$\frac{x}{X_0}$ — отношение полной толщины детектора к полной радиационной длине:

$$\frac{x}{X_0} = \frac{x_{PE}^{s1}}{X_0^{PE}} + \frac{x_{Air}^{s1}}{X_0^{Air}} + \frac{x_{straw\ wall}^{s1}}{X_0^{PA}} + \frac{x_{gas}^{s1}}{X_0^{gas}} + \frac{x_{PE}^{s2}}{X_0^{PE}} + \frac{x_{Air}^{s2}}{X_0^{Air}} + \frac{x_{straw\ wall}^{s2}}{X_0^{PA}} + \frac{x_{gas-1.5bar}^{s2}}{X_0^{gas-1.5bar}}$$

В таблицах 3 и 4 представлены радиационные длины ($\frac{x}{X_0}$, где x -толщина материала) для элементов центральной части детектора.

Таблица 3 — Радиационные длины материалов детектора переходного излучения (Часть 1). Давление 1 бар.

Элемент детектора	Материал	Радиационная длина
Радиатор (30 пленок)	Полиэтилен 25 мкм	0,054
Стенка пропорциональной камеры straw (2 слоя в одной секции)	Каптон (преимущественно полиамид) 60 мкм	0,095
Газовое наполнение камеры	$Xe + CO_2$ (80/20), 4 мм	0,006
Воздушный зазор	Воздух, 500 мкм	0,003

Угол многократного рассеяния составил $\Theta^{RMS} = 1,89 \cdot 10^{-6}$. При учет всех материалов детектора, количество вещества составило примерно 0,5 радиационных длин. Таким образом, с учетом многократного угла рассеяния, отклонение от первоначальной траектории может достигать до 10 мкм, что сравнимо собственной ошибкой координатного детектора 11 мкм.

Таблица 4 — Радиационные длины материалов детектора переходного излучения (Часть 2). Давление 1,5 бар.

Элемент детектора	Материал	Радиационная длина
Радиатор (12 пленок)	Полиэтилен 75 мкм	0,13
Стенка пропорциональной камеры straw (2 слоя в одной секции)	Каптон (преимущественно полиамид) 60 мкм	0,19
Газовое наполнение камеры	$Xe + CO_2$ (80/20), 4 мм	0,017
Воздушный зазор	Воздух, 3 мм	0,012

4.4 Результат моделирования прохождения частиц через детектор

На рисунке 6 показан полученный спектр инвариантных масс всех пар адронов разного знака заряда, а также пик D^0 мезона до и после идентификации с учетом детекторных эффектов.

Видно, что процедура идентификации существенно улучшила разрешение пика инвариантной массы D^0 мезона. Отношение сигнал/фон при этом улучшилось примерно в 10 раз. Доля зарегистрированных D^0 мезонов снизилась на 26%.

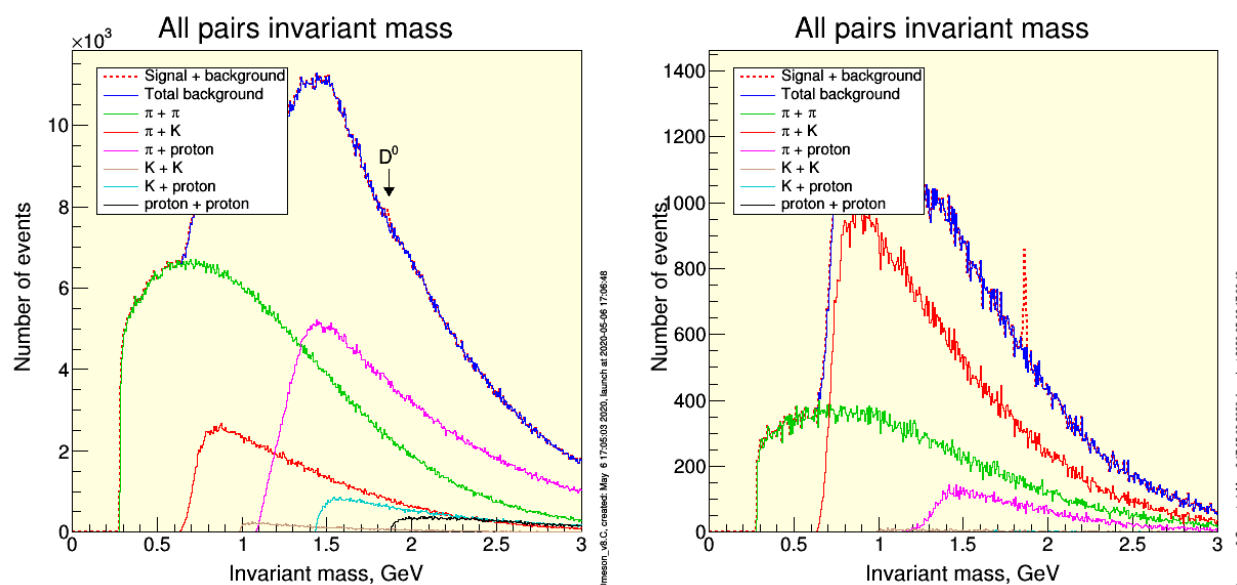


Рисунок 6 — Суммарный комбинаторный фон – спектр инвариантных масс адронов с разным знаком заряда (синяя кривая). Красной пунктирной линией отмечен пик D^0 мезона. Слева до идентификации, справа после.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа проводилась с целью использования для будущего эксперимента VFHS по исследованию вторичных частиц, рожденных в pp взаимодействиях под очень маленькими ($\sim 10^{-3}$) углами и имеющих энергию 1-6 ТэВ, частью которого является детектор ПИ LargeTRD, с помощью которого будет проводиться идентификация частиц.

В ходе научно-исследовательской работы была реализована программа событийной идентификации адронов на языке C++, моделирующая D^0 мезоны, их распад и комбинаторный фон из частиц: π , K и p .

Данная программа восстанавливает массовый пик D^0 мезона, используя матрицы эффективности позволяющие идентифицировать π , K и p любой энергией в диапазоне от 1 до 6 ТэВ при, а также учитывает детекторные эффекты: многократное рассеяние, геометрическую эффективность.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Смирнова Л.Н. Детектор ATLAS большого адронного коллайдера : учебное пособие.—КДУ, 2010.
2. V.O. Tikhomirov et al. Some results of test beam studies of Transition Radiation Detector//Journal of Physics Conference Series .—2017.—Vol.798.—No.012183
3. E.Celebi at al. Test beam studies of the TRD prototype filled with different gas mixtures based on Xe, Kr, and Ar//Journal of Physics Conference Series.—2017.—Vol.798.—012172
4. N.Belyaev et al. Test beam studies of possibilities to separate particles with gamma factors above 10^3 with straw based Transition Radiation Detector//J. Phys.: Conf. Series.—2017.— 934 012053
5. N. Belyaev et al. Measurements of angular distribution and spectrum of transition radiation with a GridPix detector//J. Phys.: Conf. Ser.—2017.—934 012049
6. F. Loparco et al. Measurement of the energy spectra and of the angular distribution of the Transition Radiation with a silicon strip detector//J. Phys.: Conf. Ser.—2019.—1390 012115
7. J. Alozy at al. Identification of particles with Lorentz factor up to 10^4 with Transition Radiation Detectors based on micro-strip silicon detectors//Nucl.Instrum.Meth.A 927.— 2019.—P.1-13
8. Albrow M. A Very Forward Hadron Spectrometer for Multi-TeV Forward Particles at the LHC.—2019.—<https://indico.cern.ch/event/807740/overview>.
9. Гинзбург В. Л., Франк И. М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую//ЖЭТФ—1946.—Т. 16.—С.15.
10. Гинзбург В. Л, Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние.—Наука, 1984.

11. Гарибян Г. М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы//ЖЭТФ–1959.–Т.37.–№ 2.–С.527.
12. Гарибян Г. М., Ши Я. Рентгеновское переходное излучение.–Академия наук Армянской ССР, 1983.
13. Долгошеин Б.А. Идентификация частиц высоких энергий с помощью переходного излучения.–МИФИ, 1981.
14. Belyaev N. et al. Development of Transition Radiation Detectors for hadron identification at TeV energy scale//Journal of Physics Conference Series.— 2019.— 1390:012126
15. ALICE Collaboration, Abelev B. et al. Particle identification in ALICE: a Bayesian approach//Eur. Phys. J. Plus—2016.—Vol.131.—No.168, arXiv:1602.01392v2 [physics.data-an]