

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»

На правах рукописи

МУФАЗАЛОВА АЛЕНА ОЛЕГОВНА

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПИОНОВ, КАОНОВ И ПРОТОНОВ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ  $\nu$ FHS НА БАК ПРИ ПОМОЩИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»  
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н., в.н.с. ФИАН

\_\_\_\_\_ В. О. Тихомиров

Москва 2020

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПИОНОВ, КАОНОВ И ПРОТОНОВ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ  $\nu FHS$  НА БАК ПРИ ПОМОЩИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Студентка \_\_\_\_\_ А. О. Муфазалова

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н., в.н.с. ФИАН \_\_\_\_\_ В. О. Тихомиров

Рецензент,  
к.ф.-м.н., с.н.с. ФИАН \_\_\_\_\_ С. Н. Майбуров

Секретарь ГЭК,  
к.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,  
д.ф.-м.н., проф. \_\_\_\_\_ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,  
д.ф.-м.н., проф. \_\_\_\_\_ М. Д. Скорохватов

# РЕФЕРАТ

Отчет 32 с., 12 рис., 8 табл., 23 источн.

## КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Детектор переходного излучения, идентификация адронов, моделирование прохождения частиц через детектор, LargeTRD, VFHS.

## ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Разработка детектора переходного излучения для будущего эксперимента VFHS для идентификации адронов с энергиями от 1 до 6 ТэВ. Проверка разработанной модели детектора на примере идентификации  $D^0$  мезона по его продуктам распада на  $\pi$  и  $K$ .

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Была разработана программа, моделирующая отклик детектора при прохождении адронов с энергиями от 1 до 6 ТэВ и реализующая процедуру событийной идентификации адронов.

Программа в том числе учитывает эффекты многократного рассеяния и геометрическую эффективность регистрации.

Процедура идентификации улучшила выделение пика инвариантной массы  $D^0$  мезона на комбинаторном фоне: отношение сигнал/фон улучшилось примерно в 10 раз при эффективности регистрации  $D^0$  мезонов 74%.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Принципы работы детектора переходного излучения</b>	<b>7</b>
1.1 Принцип детектирования частиц с помощью переходного излучения	7
1.2 Детектор переходного излучения . . . . .	9
<b>2 Эксперимент VFHS и детектор LargeTRD</b>	<b>11</b>
2.1 Конфигурация детектора LargeTRD . . . . .	11
<b>3 Методы идентификации адронов при помощи ДПИ</b>	<b>16</b>
<b>4 Моделирование прохождения <math>D^0</math> мезона в детекторе с распадом <math>D^0 \rightarrow \pi^+ K^-</math></b>	<b>20</b>
4.1 Учет геометрической эффективности . . . . .	22
4.2 Учет многократного рассеяния . . . . .	22
4.3 Расчет точности определения импульса . . . . .	24
4.4 Результат моделирования прохождения частиц через детектор . .	25
<b>Заключение</b>	<b>27</b>
<b>Список литературы</b>	<b>28</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ А Матрицы эффективности для частиц <math>\pi</math>, <math>K</math> и <math>p</math></b>	<b>31</b>

# ВВЕДЕНИЕ

В современных крупномасштабных экспериментах по изучению частиц высоких энергий переходное излучение (ПИ) давно стало надежным инструментом для идентификации частиц.

При помощи переходного излучения осуществлена режекция электронов от других высокоэнергетичных частиц в детекторе TRT в составе эксперимента ATLAS на Большом Адронном коллайдере (БАК) [1], в Детекторе Переходного Излучения для космического эксперимента AMS [2], в Переднем Трековом Детекторе в эксперименте ZEUS [3] и Детекторе Переходного Излучения в эксперименте HERA-B [4] на ускорительном комплексе DESY.

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 [5].

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

Энергия и число фотонов ПИ зависит Лоренц-фактора частицы, т.е. отношения энергии к массе релятивистской частицы, поэтому с его помощью можно эффективно разделять частицы с различными Лоренц-факторами даже при очень высоких энергиях [6].

Уже несколько лет ведутся R&D работы по созданию детектора на основе переходного излучения для нового эксперимента на БАК [7], [8]. Получены результаты таких работ по измерению характеристик переходного излучения на пучке как с газовым детектором ПИ [9],[10], так и с полупроводниковыми [11–14].

Одной из задач эксперимента 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 (соотноше-

ния) частиц каждого сорта среди регистрируемых для всех изучаемых значений импульсов и углов. Кроме того, существует целый класс физических задач, для решения которых требуется событийная 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  $\pi$ - и  $K$ -мезонов и протонов, необходимо максимально эффективно идентифицировать продукты распада среди вторичных частиц в каждом отдельном событии.

Кроме задачи выделения инвариантной массы, событийная идентификация частиц была бы чрезвычайно полезна при определении полной энергии частицы, поскольку точность измерения энергии имеет весьма большие погрешности, в то время как определяя тип частицы и ее импульс, сразу же становится возможным вычисление ее энергии со значительно меньшей погрешностью (того же порядка, что погрешность измерения импульса).

# 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 [15], [16].

Простейшим случаем переходного излучения является такой, где заряд, движущийся прямолинейно и равномерно, с любой скоростью пересекает границу раздела двух сред. Тогда точка пересечения зарядом границы и становится источником переходного излучения. К такому выводу легче всего прийти, если заряд падает из вакуума на высокопроводящий металл, играющий роль идеального зеркала (рисунок 1.1).

Из электродинамики известно, что в таких условиях поле заряда в вакууме представляет собой сумму полей заряда  $q$ , движущегося в вакууме в отсутствии зеркала и заряда  $-q$ , движущегося в зеркале навстречу заряду  $q$  (т.е. со скоростью  $-\mathbf{v}$ ) [17]; о заряде  $-q$  говорят, как об "изображении" заряда  $q$ . При пересечении зарядом  $q$  границы раздела он попадает в хорошо проводящую среду и практически никакого поля в вакууме уже не создает, а изображение  $-q$  пропадает. Таким образом, с точки зрения наблюдателя в вакууме происходит как бы аннигиляция пары зарядов  $q$  и  $-q$ . Но из той же электродинамики известно, что при аннигиляции, как и при любом ускорении зарядов (в данном случае оба заряда  $q$  и  $-q$  резко останавливаются на границе раздела), возникает излучение — это и есть переходное излучение для рассматриваемого случая. [18]

Переходное излучение при пересечении резкой границы раздела — это

лишь простейший случай. Вообще же переходное излучение возникает всегда, когда заряженный источник равномерно движется в неоднородной и/или нестационарной среде или вблизи нее. Помимо нарисованной выше картины "аннигиляции" источника и его изображения, переходное излучение можно интерпретировать и другим весьма общим способом.

В случае изотропной прозрачной среды, характеризуемой показателем преломления  $n$ , фазовая скорость света в среде  $v_{ph} = c/n(\omega, \mathbf{r}, t)$ , где  $\mathbf{r}$  — координаты и  $t$  — время (в однородной и стационарной среде  $n(\omega, \mathbf{r}, t) = n(\omega)$ ). Излучение света зарядом со скоростью  $v$  определяется отношением  $v/v_{ph} = vnc$ . В вакууме  $n = 1$  и при  $v = const$  излучения нет (при условии  $v < c$ ), и оно возможно лишь при ускорении заряда, когда  $v = v(t)$  и, следовательно, ускорение  $\omega = dv/dt \neq 0$ .

В среде и при равномерном и прямолинейном движении, когда  $v = const$ ,  $\omega = 0$ , отношение  $vn/c$  все равно может изменяться за счет зависимости  $n$  от  $\mathbf{r}$  и/или  $t$ . Это и есть переходное излучение, причем показатель  $n(\omega, \mathbf{r}, t)$  должен изменяться в месте нахождения заряда или в окрестности этого места (в пределах зоны формирования излучения).



Рисунок 1.1 — Переходное излучение заряда  $q$  при пересечении границы раздела вакуум-металл [18]

Практически самая интересная часть переходного излучения, лежащая в рентгеновской области частот, как было показано Г.Гарибяном [19], [20] обладает наиболее резкой зависимостью энергии излучения от Лоренц-фактора частицы, а именно, энергия рентгеновского переходного излучения (РПИ) в

первом приближении [21]:

$$E_{XTR} \sim \gamma^n, n \gtrsim 1. \quad (1.1)$$

Зависимость угла излучения фотона ПИ релятивистской частицы от Лоренц-фактора частицы порядка  $\sim 1/\gamma$ , а угловой спектр ПИ имеет выраженные пики, соответствующие углам, близким к направлению движения частицы.

## 1.2. ДЕТЕКТОР ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Электродинамическая природа излучения указывает на то, что на границе раздела двух различных диэлектрических сред число фотонов на частицу составляет порядка  $\alpha = 1/137$ . Тем не менее, при использовании многослойного диэлектрического радиатора в вакууме можно суммарно увеличить выход излучения [21].

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 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  $\sim 1$  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.

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 и количество вещества идентификатора, а также объем электроники и уменьшает аксептанс системы. Поэтому важна оптими-

зация идентификатора с точки зрения материала радиатора, его размеров и конструкции детектирующей части.

- 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 ( $\frac{dE}{dx} + \text{РПИ}$ ) 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, что и предполагается реализовать в эксперименте VFHS.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ VFHS И ДЕТЕКТОР LARGETRD

Эксперимент Very Forward Hadron Spectrometer (VFHS) — новый планируемый эксперимент на БАК по изучению зараженных 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 [22].

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

### 2.1. КОНФИГУРАЦИЯ ДЕТЕКТОРА LARGETRD

Центральной частью детектора LargeTRD является конструкция на основе тонкостенных пропорциональных камер straw и блоков радиаторов, в которых генерируется ПИ.

Для определения координаты частицы или фотона ПИ с высоким пространственным разрешением и регистрации ПИ, в том числе определения угловых характеристик ПИ, конструкция включает в себя 4 пиксельных детектора.

Общая длина конструкции детектора составляет 6 м; схема представлена на рисунке 2.1.

Центральная часть детектора LargeTRD состоит из двух под-детекторов. В первом — 50 секций (радиатор и 2 слоя straw) 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.

В первом под-детекторе энергетические спектры квантов ПИ получаются

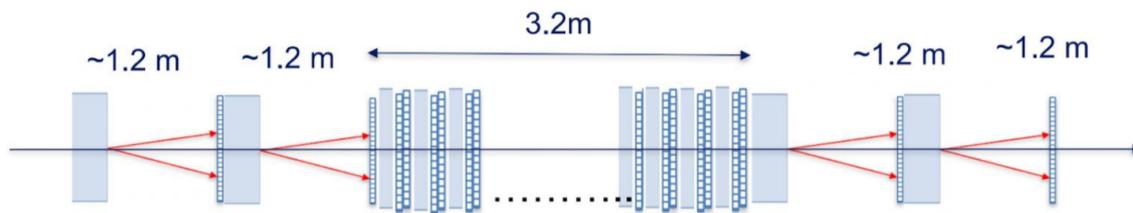


Рисунок 2.1 — Схема детектирующей конструкции LargeTRD: 4 пиксельных детектора разнесенные с радиаторами на расстояние  $\sim 1,2$  м и «straw» -часть детектора в центральной части протяженностью 3,2 м

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. Использование повышенного давления во второй части детектора требуется для более эффективного поглощения гамма-квантов ПИ, поскольку они в этой части более энергичные.

Схематическое изображение в разных масштабах варианта полномасштабного детектора ПИ на основе тонкостенных пропорциональных камер straw показано на рисунке 2.2 .

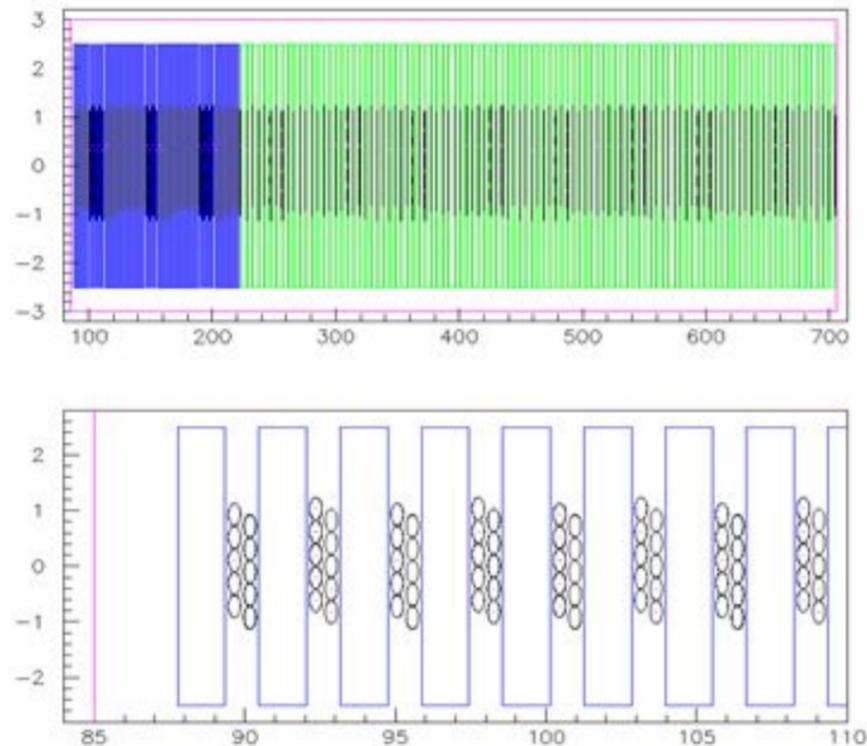


Рисунок 2.2 — Вверху и внизу – схематическое изображение в разных масштабах варианта полномасштабного детектора ПИ на основе тонкостенных пропорциональных камер. На верхней части разным цветом выделены два под-детектора с различным числом секций, параметрами радиаторов и давлением в камерах. На нижней части прямоугольники представляют блоки радиаторов, кружки – сечения пропорциональных камер. Шкалы по осям – в сантиметрах

Разные параметры двух под-детекторов позволяют получить разные характеристики излучаемых и поглощенных в них квантов ПИ и таким образом – различные зависимости отклика детектора от Лоренц-фактора регистрируемой частицы, что расширяет диапазон энергий, в котором возможна идентификация частиц.

Выход квантов ПИ энергии позволяет выделить в каждом под-детекторе две области для подсчета числа сработавших straw: в первом – с энерговыделением в пропорциональных камерах от 6 кэВ до 15 кэВ и с энерговыделением больше 15 кэВ, а во втором – с энерговыделением от 8 до 17 кэВ и больше 17 кэВ.

На рисунке 2.3 представлены энергетические спектры ПИ для первого и второго под-детекторов, иллюстрирующие характерные области энерговыделения.

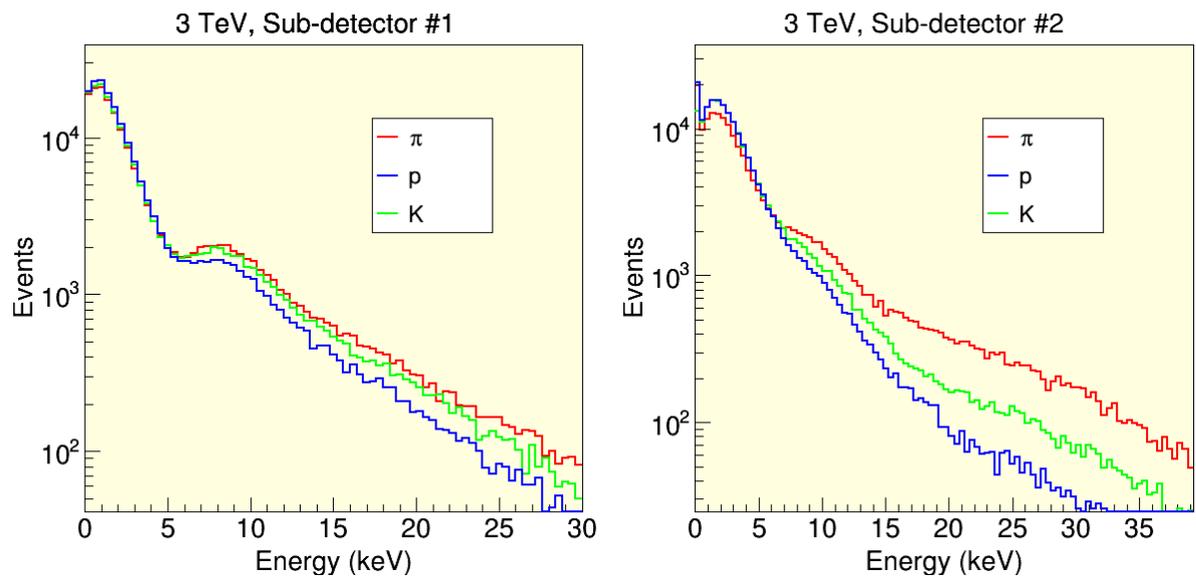


Рисунок 2.3 — Слева и справа – энергетический спектр зарегистрированных квантов переходного излучения при энергии частицы 3 ТэВ в первом и во втором под-детекторе LargeTRD

Различные зависимости отклика под-детекторов при регистрации разных частиц определенной энергии представлены на рисунках 2.4 и 2.5. Как видно из рисунков, Лоренц-зависимости для первого под-детектора довольно схожи, поэтому в дальнейшем анализе используется только одна зависимость с параметром энерговыделения больше 6 кэВ. Однако, для второго под-детектора выбранные области регистрируемой в камерах энергии имеют разный характер, что расширяет диапазон Лоренц-факторов, в котором возможна идентификация частиц.

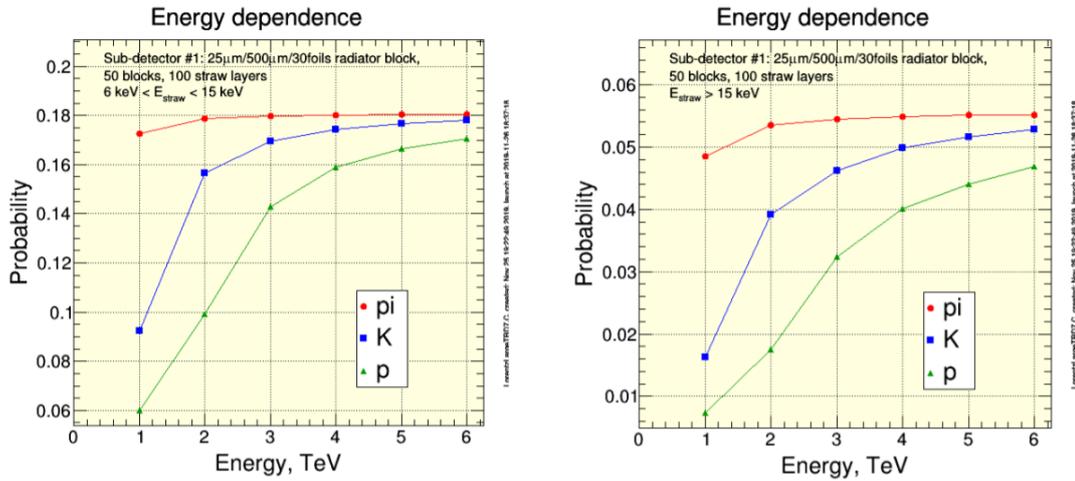


Рисунок 2.4 — Слева и справа – энергетическая зависимость отклика в первом под-детекторе. По оси X – значения энергии регистрируемых в детекторе адронов. По оси Y отложена вероятность зарегистрировать энергию в пропорциональной камере: слева – от 6 до 15 кэВ, справа – больше 15 кэВ.

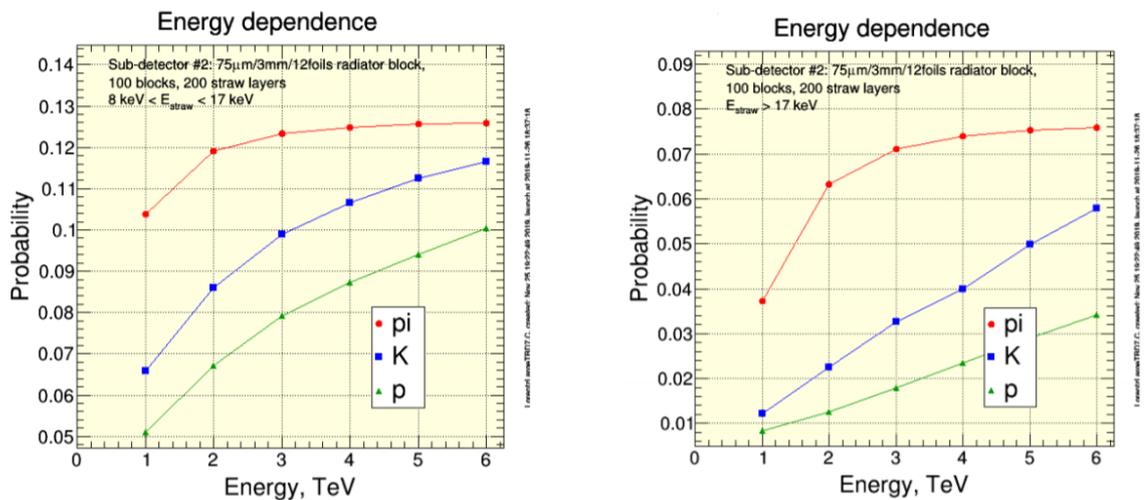


Рисунок 2.5 — Слева и справа – энергетическая зависимость отклика во втором под-детекторе. По оси X – значения энергии регистрируемых в детекторе адронов. По оси Y отложена вероятность зарегистрировать энергию в пропорциональной камере: слева – от 8 до 17 кэВ, справа – больше 17 кэВ.

## 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 оценке вероятности идентификации для различных видов частиц по количеству straw в детекторе, в которых произошло энерговыделение выше порога, т.н «зажженные». На рисунке 3.1 представлены различные распределения по числу «зажженных» straw, нормированных на единицу.

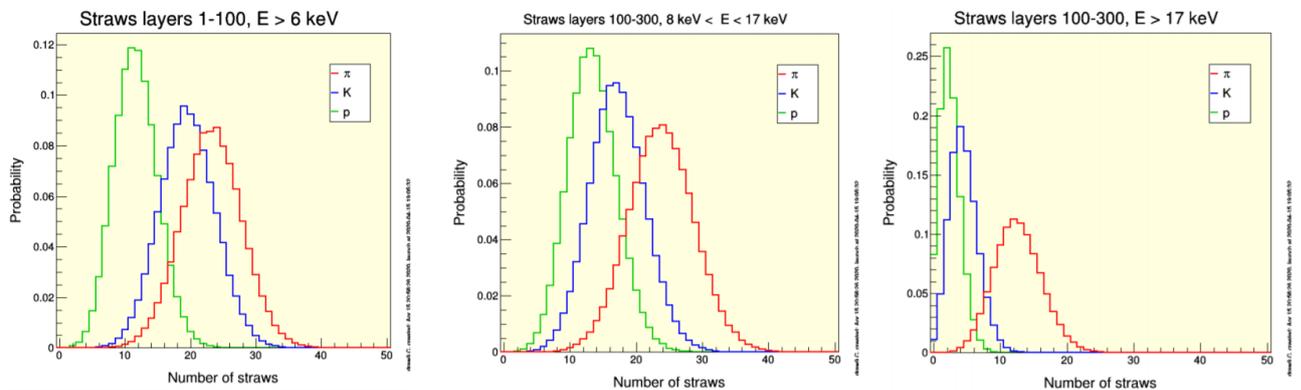


Рисунок 3.1 — Распределения по числу «зажженных» straw при прохождении частиц с энергией 2 ТэВ. Слева на право: первый под-детектор (с 1 по 100 слою straw), энерговыделение  $> 6$  кэВ; второй под-детектор (с 100 по 300 слою straw), диапазон энерговыделения 8 – 17 кэВ; третий под-детектор (с 100 по 300 слою straw), энерговыделение  $> 17$  кэВ

Пролетая через детектор, частица генерирует кванты ПИ в различном диапазоне энергий. Так, в каждом под-детекторе в зависимости от энерговыделения «зажигается» определенное количество straw. Вероятность того, что

прошла частица определенного сорта для различных видов частиц оценивается по количеству straw в каждом из под-детекторов с определенным энерговыделением следующим образом.

В каждом из распределений (рисунок 3.1) устанавливаются вероятности, соответствующие числу «зажженных» straw для данного под-детектора и диапазона энерговыделения для пионов, каонов и протонов. Тогда вероятность того, что через детектор прошла частица определенного сорта будет пропорциональна  $P_i = P_i^1 \cdot P_i^2 \cdot P_i^3$ , где  $i$ -один из сортов частиц ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ), а нумерация 1, 2, и 3 – номер распределения слева на право (рисунок 3.1).

Таким образом, получаем три конечные вероятности детектировать частицу определенного сорта.

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

На данный момент для идентификации частицы в одном событии используется метод максимального правдоподобия и выбирается максимальная вероятность. На рисунке 3.2 показана доля правильно идентифицированных пионов, каонов и протонов используемым методом.

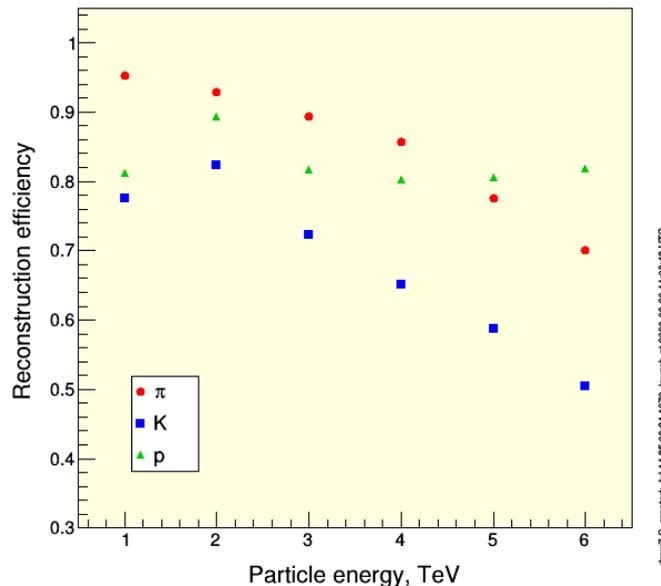


Рисунок 3.2 — Доля правильно идентифицированных частиц для  $\pi$ ,  $p$ ,  $K$

Из рисунка видно, что хуже всего идентифицируются каоны в виду того, что они имеют промежуточную массу между протоном и пионом и, соответ-

ственно, промежуточные значения Лоренц-факторов.

На сегодняшний день выдуться работы по исследованию параметров регистрации пиксельных детекторов, входящих в состав LargeTRD, информацию с которых также возможно использовать в идентификации адронов. Добавление такой информации увеличит режекционную силу полного детектора и улучшит точность идентификации частиц.

Для решения задачи по идентификации адронов также был развит итерационный метод идентификации частиц, основанный на байесовском подходе к определению вероятности [8].

Используя информацию, полученную в детектора ПИ, 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 [23]:

$$P(H_i|S) = \frac{P(S|H_i)C(H_i)}{\sum_{k=\pi,K,p} P(S|H_k)C(H_k)}, \quad (3.1)$$

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  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ . Рисунок 3.3 иллюстрирует относительную долю положительно и отрицательно заряженных пионов, каонов и протонов с энергиями от 1 до 6 ТэВ, а также доля реконструированных частиц с помощью метода Байеса. Поскольку, как видно, ожидаемые доли могут очень сильно отличаться для частиц разного сорта, корректный учет весов  $C(H_i)$  позволяет точнее опреде-

лять вероятности и в конечном итоге – лучше идентифицировать вторичные частицы.

Также на рисунке 3.3 проиллюстрировано, как реконструированная с помощью итерационного метода Байеса, доля частиц определенного сорта сходится к реальной доле частиц разных сортов. Из рисунка видно, что при увеличении энергии точность реконструкции для каонов снижается, что связано с изначально (рисунок 3.2) меньшей, по сравнению с другими частицами, долей правильно идентифицированных каонов при использовании метода максимального правдоподобия.

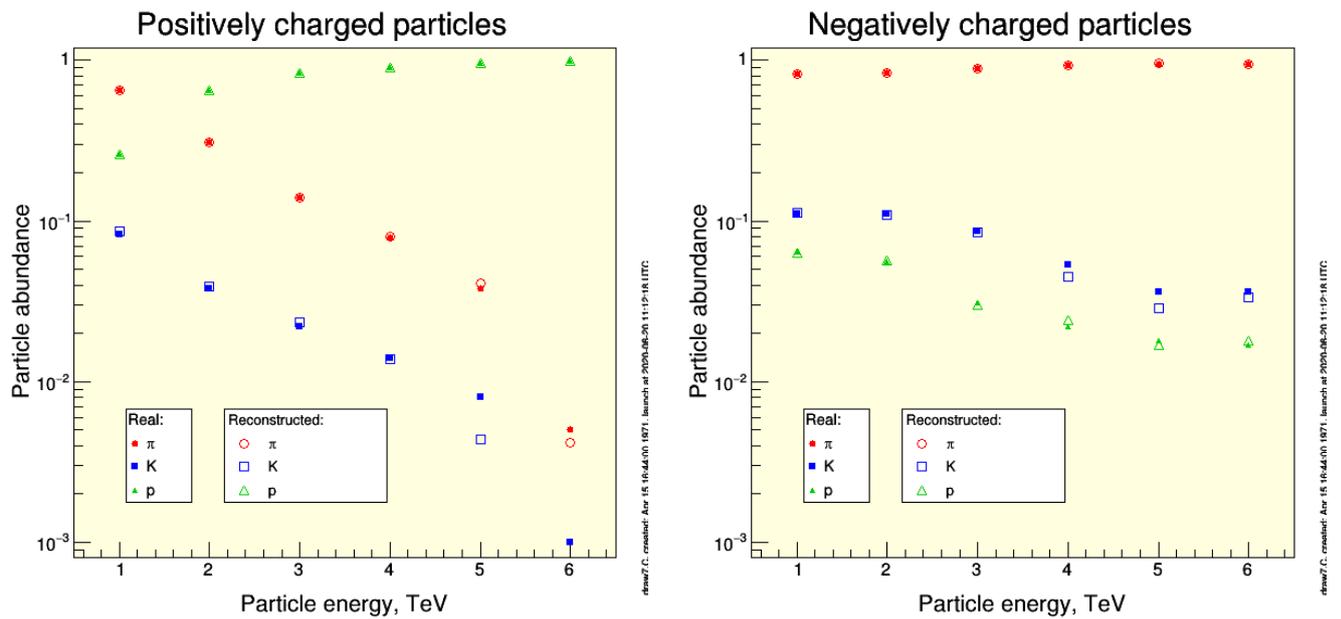


Рисунок 3.3 — Ожидаемая относительная доля вторичных  $\pi$ ,  $K$  и  $p$ , рожденных в протон-протонных столкновениях под малыми углами на БАК (закрашенные значки) и доля реконструированных частиц с помощью метода Байеса (незакрашенные значки). Слева – для положительно заряженных частиц, справа – для отрицательно заряженных

# 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ $D^0$ МЕЗОНА В ДЕТЕКТОРЕ С РАСПАДОМ $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$

Тестирование разработанного метода идентификации адронов было проведено на примере восстановления инвариантной массы  $D^0$  мезона по его продуктам распада на комбинаторном фоне. Для этого было проведено компьютерное моделирование ожидаемого отклика детектора Large TRD на прохождение адронов разного сорта —  $\pi$ -мезонов,  $K$ -мезонов и протонов — с энергиями от 1 до 6 ТэВ.

На рисунке 4.1 показана схема установки и траектория движения частицы от вершины рождения до попадания в детектор.

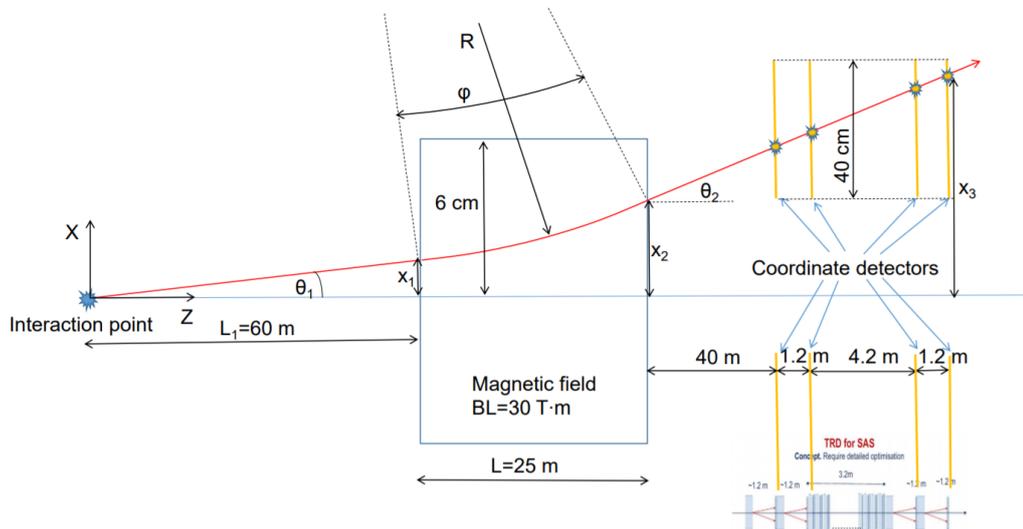


Рисунок 4.1 — Схема установки эксперимента VFHS и траектория частицы от вершины рождения до попадания в детектор (красная линия)

Алгоритм моделирования:

- 1) Моделируются  $D^0$  мезоны и с импульсом, распределенным в диапазоне 1 – 6 ТэВ, а также частицы комбинаторного фона (пионы, каоны и протоны);

- 2) Распад  $D^0$  на  $\pi^+$  и  $K^-$ ;
- 3) Прохождение всех частиц через магнитное поле, которое должно быть однородным и хорошо известным;
- 4) Предполагается, что трек каждой из частиц измеряется в четырех координатных детекторах с точностью 11 мкм;
- 5) Полный импульс частиц и  $p_T$  вычисляются на основе полученных параметров трека после магнита;
- 6) Затем вычисляется инвариантная масса для всех разнозаряженных пар частиц на основе измеренных импульсов частиц разных знаков и  $p_T$ .

При этом число частиц разного сорта бралось в соответствии с ожидаемыми в эксперименте пропорциями. Для определения типа частицы использовались т.н. матрицы эффективности, размерностью  $3 \times 3$  – 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. Другими словами, элементы матрицы эффективности показывают — как и с какой вероятностью будет идентифицирована та или иная частица в индивидуальном событии. Диагональные элементы матрицы (рисунок 3.2) представляют собой долю событий с правильной идентификацией частиц данного сорта и энергии, все остальные – долю ошибочной идентификации. Примеры матриц эффективности, полученных для частиц с энергией 1 – 6 ТэВ, приведены в приложении А.

Из приведенных результатов можно видеть, что при энергии адронов 1 ТэВ можно ожидать почти 100%-ую эффективность правильной идентификации пионов в индивидуальных событиях.

При восстановлении инвариантной массы  $D_0$  мезона в распаде на пару  $\pi^-$  и  $K^-$  мезонов перебирались различные комбинации пар разнозаряженных частиц. После применения процедуры идентификации в спектре инвариантных масс пар адронов брались только такие пары частиц, которые были идентифицированы как  $\pi$  и  $K$ .

Расчет матриц эффективности довольно затруднителен из-за требования большой статистики, что соответственно увеличивает компьютерное время моделирования. Поэтому были рассчитаны матрицы только для реперных зна-

чений энергии: 1 ТэВ; 2 ТэВ; 3 ТэВ; 4 ТэВ; 5 ТэВ; 6 ТэВ, а для остальных значений энергии проводилась интерполяция элементов матриц для соседних значений энергии.

## 4.1. 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 4.1 схематично представлена траектория частицы от вершины рождения и до попадания в детектор.

Для расчета вероятности того, что частица полностью пройдет через магнитное поле выделялись события, в которых траектория частицы целиком будет находиться внутри магнита.

## 4.2. УЧЕТ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Для правильного описания траектории при прохождении через LargeTRD, необходимо учитывать эффект многократного рассеяния. Поскольку детектор LargeTRD имеет большое количество вещества, угол многократного рассеяния может оказаться значительным. Траектория частицы в этом случае будет отличаться от прямолинейной, что снизит точность определения параметров трека. Угол многократного рассеяния был рассчитан как:

$$\Theta^{RMS} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta_{cp}} z \sqrt{\frac{x}{X_0} \left[ 1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right]}, \quad (4.1)$$

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

$z$  — заряд частицы;

$\frac{x}{X_0}$  — отношение толщины вещества к его 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 4.1 и 4.2 представлены толщины материалов, выраженные в радиационных длинах для двух под-детекторов переходного излучения LargeTRD.

Таблица 4.1 — Толщины материалов первого под-детектора переходного излучения, выраженные в единицах радиационных длин. Давление 1 бар.

Элемент детектора	Материал	Толщина, радиационных длин
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

Таблица 4.2 — Толщины материалов второго под-детектора переходного излучения, выраженные в единицах радиационных длин. Давление 1,5 бар.

Элемент детектора	Материал	Толщина, радиационных длин
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

При учете всех материалов в центральной straw-части детектора LargeTRD, количество вещества составило примерно 0,5 радиационных длин. Угол многократного рассеяния составил  $\Theta^{RMS} = 9,43 \cdot 10^{-6}$ , при энергии 1 ТэВ. Расчет показал, что при таком угле эффект многократного рассеяния дает среднее квадратичное отклонение от первоначальной траектории частицы 40 мкм, что существенно по сравнению с собственной ошибкой координатного детектора 11 мкм.

### 4.3. РАСЧЕТ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСА

Для оценки ошибки измерения импульса были положены следующие параметры (рисунок 4.1):

- Расстояние от точки взаимодействия до магнита  $L_1 = 60$  м;
- Длина магнита:  $L=25$  м, соответственно  $B \cdot L = 30$  Тл·м, при величине магнитного поля 1,2 Тл;
- Расстояние между первым координатным детектором и ближним краем магнита 40 м;
- Расстояние между первым и вторым координатными детекторами 1,2 м;
- Расстояние между вторым и третьим координатными детекторами 4,4 м;
- Расстояние между третьим и четвертым координатными детекторами 1,2 м ;
- Точность измерения координаты 11 мкм.

Расчет ошибки после прохождения детектирующей системы основывался на сравнении истинного импульса и восстановленного импульса, путем определения угла отклонения в магнитном поле:

$$\theta_2 = 0,3 \cdot \frac{B \cdot L}{p}, \quad (4.2)$$

где  $B$  — величина магнитной индукции поля;  $p$  — импульс частицы;  $L$  — длина магнита.

Результат такого расчета представлен на рисунке 4.2. Из рисунка видно, что зависимость величины ошибки от импульса частицы слегка отклоняется от линейной. Это связано с большим влиянием многократного рассеяния при малых импульсах чем при больших.

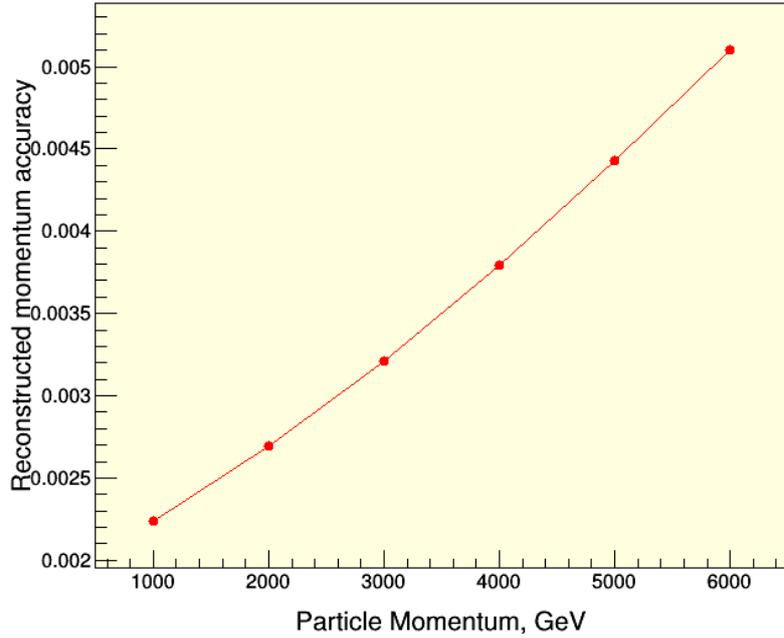


Рисунок 4.2 — Относительные ошибки измерения импульса частицы с учетом многократного рассеяния.

## 4.4. РЕЗУЛЬТАТ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ДЕТЕКТОР

На рисунке 4.3 показан полученный спектр инвариантных масс всех пар адронов разного знака заряда, а также пик  $D^0$  мезона до и после идентификации с учетом многократного рассеяния и геометрической эффективности детектора. Слева – спектр инвариантных масс всех разнозаряженных пар частиц и вклад комбинаций частиц различного сорта до идентификации. Справа – спектр инвариантных масс пар частиц и вклад отдельных комбинаций пар частиц после идентификации.

Видно, что процедура идентификации существенно улучшила выделение пика инвариантной массы  $D^0$  мезона на комбинаторном фоне за счет отбрасывания всех пар частиц, не идентифицированных как  $\pi$  и  $K$ . Отношение сигнал/фон при этом улучшилось примерно в 10 раз при эффективности регистрации  $D^0$  мезонов 74%.

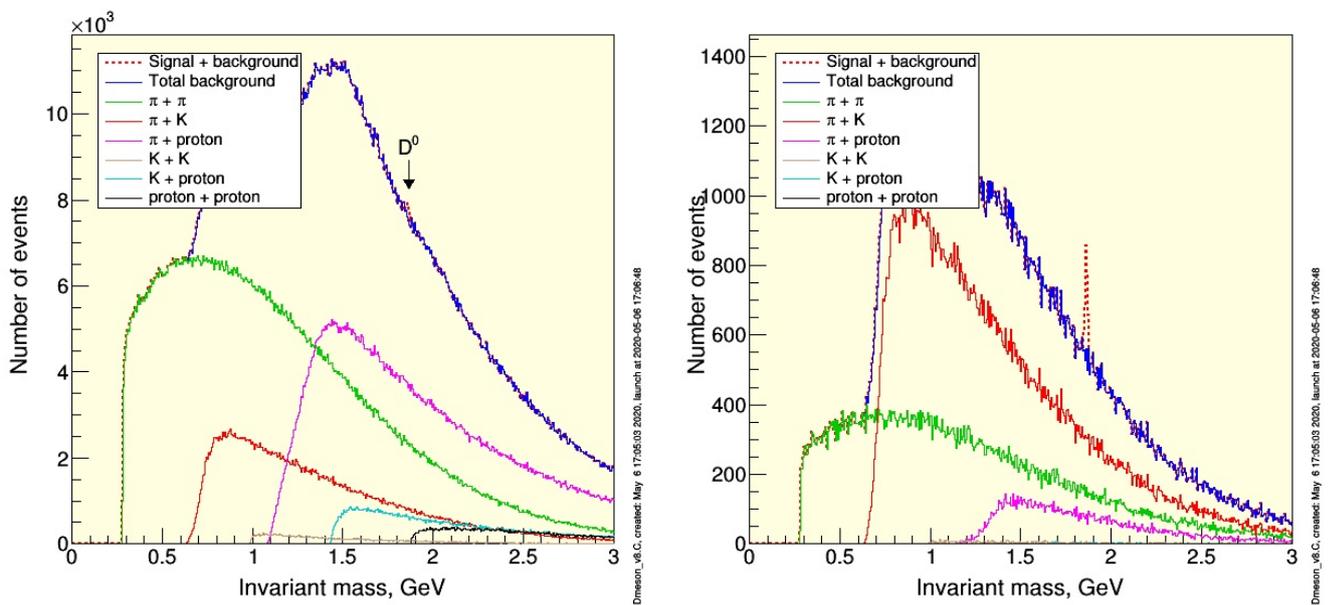


Рисунок 4.3 — Суммарный комбинаторный фон – спектр инвариантных масс адронов с разным знаком заряда (синяя кривая) и вклад отдельных комбинаций пар частиц. Красной пунктирной линией отмечен пик  $D^0$  мезона. Слева – до идентификации, справа – после.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа проводилась в рамках разработки детектора переходного излучения для идентификации частиц для будущего эксперимента VFHS по изучению адронов с энергиями от 1 до 6 ТэВ, рожденных под малыми углами на БАК.

Эффективность идентификации частиц в разработанной модели детектора была проверена на примере выделения  $D^0$  мезона по его продуктам распада на  $\pi$  и  $K$  на комбинаторном фоне.

Для этого была разработана программа, в результате работы которой подавлялся комбинаторный фон и выделялся массовый пик  $D^0$  мезона с использованием матриц эффективности, вычисленных с учетом ожидаемого отклика детектора на прохождение частицы определенной энергии. Матрицы эффективности позволяют идентифицировать  $\pi$ ,  $K$  и  $p$  любой энергией в диапазоне от 1 до 6 ТэВ. Также в программе учтен эффект многократного рассеяния и геометрическая эффективность регистрации.

Процедура идентификации улучшила выделение пика инвариантной массы  $D^0$  мезона: отношение сигнал/фон улучшилось приемно в 10 раз при эффективности регистрации  $D^0$  мезонов 74%.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Смирнова Л. Н.* Детектор ATLAS большого адронного коллайдера. — Москва: Университетская книга, 2010. — с. 216.
2. *Spada F.* The AMS Transition Radiation Detector // International Journal of Modern Physics A. — 2005. — Vol. 20. — P. 6742–6744.
3. The ZEUS detector, status report / Z. collaboration, U. Holm, [et al.] // unpublished, available on <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html>, DESY, Germany. — 1993.
4. *Ehret K.* HERA-B: An Experiment to study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring. — 2000.
5. *Albrow M.* A Very Forward Hadron Spectrometer for Multi-TeV Forward Particles at the LHC // Forward Physics and Diffraction at the LHC, available on <https://indico.cern.ch/event/807740/overview>, 10-13 June 2019 Dublin. — LHC Physics Centre.
6. Some results of test beam studies of Transition Radiation Detector prototypes at CERN / V. O. Tikhomirov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 798. — P. 012183. — ISSN 1742-6596.
7. Computer Simulation of a Transition-Radiation Detector Prototype Based on Straw Proportional Chambers / A. Boldyrev [et al.] // Instruments and Experimental Techniques. — 2018. — Vol. 61, no. 5. — P. 658–664.
8. Development of Transition Radiation Detectors for hadron identification at TeV energy scale / N. Belyaev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1390. — IOP Publishing. 2019. — P. 012126.
9. Test beam studies of the TRD prototype filled with different gas mixtures based on Xe, Kr, and Ar / E. Celebi [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 798. — P. 012172.

10. Test beam studies of possibilities to separate particles with gamma factors above  $10^3$  with straw based Transition Radiation Detector / N. Belyaev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 934. — P. 012053.
11. Measurement of the energy spectra and of the angular distribution of the Transition Radiation with a silicon strip detector / F. Loparco [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1390. — IOP Publishing. 2019. — P. 012115.
12. First measurements of the spectral and angular distribution of transition radiation using a silicon pixel sensor on a Timepix3 chip / E. J. Schioppa [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018.
13. Measurements of angular distribution and spectrum of transition radiation with a GridPix detector / N. Belyaev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 934. — P. 012049.
14. Identification of particles with Lorentz factor up to  $10^4$  with Transition Radiation Detectors based on micro-strip silicon detectors / J. Alozy [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 927.
15. *Гинзбург В. Л., Франк И. М.* Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую. — 1946.
16. *Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.* Переходное излучение и переходное рассеяние. — Наука, 1984.
17. *Ландау Л., Лифшиц Е.* Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. т. VIII. — М.:Наука, 1992.
18. *Гинзбург В. Л.* Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова—Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) // Усп. физ. наук. — 1996. — т. 166, № 10. — с. 1033—1042.
19. *Гарибян Г. М.* К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы. — 1959.

20. *Гарибян Г. М., Шу Я.* Рентгеновское переходное излучение. — АН Армянской ССР, 1983.
21. *Dolgoshein B.* Transition radiation detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1993. — Vol. 326, no. 3. — P. 434–469.
22. *Albrow M.* A Very Forward Hadron Spectrometer for the LHC and Cosmic Ray Physics. — 2018. — arXiv: [1811.02047](https://arxiv.org/abs/1811.02047) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1811.02047)].
23. Particle identification in ALICE: a Bayesian approach / J. Adam [et al.] // The European Physical Journal Plus. — 2016. — Vol. 131, no. 5.

# ПРИЛОЖЕНИЕ А

## Матрицы эффективности для частиц $\pi$ , $K$ и $p$

Таблица А.1 — Матрица эффективности для частиц с энергией 1 ТэВ

Частица, прошед- шая через детектор	Идентифицированная частица		
	$\pi^+$	$K^+$	$p^+$
$\pi^+$	0,952500	0,047050	0,000450
$K^+$	0,020350	0,775250	0,204400
$p^+$	0,000650	0,187550	0,811800

Таблица А.2 — Матрица эффективности для частиц с энергией 2 ТэВ

Частица, прошед- шая через детектор	Идентифицированная частица		
	$\pi$	$K$	$p$
$\pi$	0,928400	0,067050	0,004550
$K$	0,044000	0,823550	0,132450
$p$	0,000400	0,107050	0,892550

Таблица А.3 — Матрица эффективности для частиц с энергией 3 ТэВ

Частица, прошед- шая через детектор	Идентифицированная частица		
	$\pi$	$K$	$p$
$\pi$	0,893850	0,098200	0,007950
$K$	0,085050	0,723000	0,191950
$p$	0,000550	0,182900	0,816550

Таблица А.4 — Матрица эффективности для частиц с энергией 4 ТэВ

Частица, прошед- шая через детектор	Идентифицированная частица		
	$\pi$	$K$	$p$
$\pi$	0,856050	0,129450	0,014500
$K$	0,126950	0,651400	0,221650
$p$	0,001850	0,195750	0,802400

Таблица А.5 — Матрица эффективности для частиц с энергией 5 ТэВ

Частица, прошед- шая через детектор	Идентифицированная частица		
	$\pi$	$K$	$p$
$\pi$	0,775100	0,199250	0,025650
$K$	0,206050	0,587750	0,206200
$p$	0,003300	0,191350	0,805350

Таблица А.6 — Матрица эффективности для частиц с энергией 6 ТэВ

Частица, прошед- шая через детектор	Идентифицированная частица		
	$\pi$	$K$	$p$
$\pi$	0,701300	0,255250	0,043450
$K$	0,292150	0,503750	0,204100
$p$	0,007100	0,175050	0,817850