

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ИВАНОВ ВЯЧЕСЛАВ ЛЬВОВИЧ

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ С ДЕТЕКТОРОМ
КМД-3

1.3.15. Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика
высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Федотович Геннадий Васильевич

Новосибирск — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000	10
1.1 Детектор КМД-3 и набранная статистика	10
1.2 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$	12
1.2.1 Отбор событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$	12
1.2.2 Методика разделения сигнальных и фоновых событий	22
1.2.3 Вычисление эффективности регистрации событий изучаемого процесса	23
1.2.4 Вычисление и аппроксимация сечения	30
1.2.5 Анализ систематических ошибок	35
1.3 Вклад в $(g - 2)_\mu$	38
Глава 2. Идентификация заряженных частиц с LXe калориметром детектора КМД-3	44
2.1 LXe калориметр детектора КМД-3	44
2.2 Идея процедуры идентификации	45
2.3 Моделирование отклика полосковых каналов LXe калориметра	48
2.4 Калибровка полосковых каналов LXe калориметра	53
2.4.1 Выравнивание амплитуд полосок в пределах каждого катода	57
2.4.2 Выравнивание средних амплитуд кластеров между катодами	60
2.4.3 Вычисление цены канала АЦП	61
2.5 Настройка отклика полосковых каналов в моделировании	63
2.5.1 Настройка для минимально ионизирующих частиц	63
2.5.2 Настройка для электромагнитных ливней	68
2.6 Спектры откликов классификаторов и сила разделения сигнала и фона	77

2.6.1	Электроны/позитроны	77
2.6.2	Мюоны	82
2.6.3	Пионы	87
2.6.4	Каоны	89
2.7	Примеры применения идентификации частиц с LXe калориметром	99
2.7.1	Разделение конечных состояний $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ при $E_{\text{beam}} < 500$ МэВ	99
2.7.2	Отбор конечного состояния K^+K^- при высоких энергиях .	100
Заключение		104
Список литературы		107

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время в ИЯФ СО РАН продолжается цикл экспериментов с Криогенным Магнитным Детектором (КМД-3) [1] на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 [2, 3] в области энергий в системе центра масс ($E_{\text{с.м.}}$) от 0,34 до 2,0 ГэВ. Благодаря технологии круглых пучков на коллайдере была достигнута светимость $7 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при $E_{\text{с.м.}} = 2,0 \text{ ГэВ}$. Физическая программа КМД-3 включает в себя:

- прецизионное измерение эксклюзивных сечений e^+e^- -аннигиляции в адроны;
- проверку изотопических соотношений между отдельными каналами аннигиляции;
- измерение параметров и поиск редких распадов промежуточных векторных мезонов ρ , ω , ϕ и их возбужденных состояний;
- проверку гипотезы сохранения векторного тока (CVC) путем сравнения изовекторной части сечений e^+e^- -аннигиляции со спектральной функцией соответствующих распадов τ -лептона;
- изучение промежуточной динамики рождения многоадронных конечных состояний;
- измерение отношения формфакторов нуклона G_E/G_M вблизи порога рождения пары нуклон-антинуклон и изучение поведения многоадронных сечений вблизи данного порога;
- элементы двухфотонной физики, в частности, поиск событий двухфотонного рождения η , η' и т.д.

Прецизионное измерение эксклюзивных адронных сечений позволяет получить полное сечение аннигиляции в адроны, необходимое для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона $(g - 2)_\mu$ в рамках Стандартной Модели. На сегодняшний день наблюдаемое отличие между измеренным [4, 5, 6] и вычисленным [7, 8, 9, 10, 11] значениями этой величины составляет 4,2 стандартных отклонения [5]. Отметим, что в проводимом в настоящее время во FNAL эксперименте по измерению $(g - 2)_\mu$ планируется достичь относительной точности в $0,14 \times 10^{-6}$ [6], в то время как текущая точность

вычислений этой величины составляет лишь $0,37 \times 10^{-6}$ [11]. Для достижения сопоставимой с точностью измерений точности вычислений $(g - 2)_\mu$ требуются прецизионные измерения сечений эксклюзивных каналов аннигиляции в адроны. Одним из таких каналов является процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, изучению которого посвящена первая часть данного диссертационного исследования.

Отметим, что прецизионное измерение эксклюзивных адронных сечений, как правило, требует выделения достаточно чистого набора событий изучаемого конечного состояния. Последнее часто требует применения эффективной процедуры идентификации частиц, т.е. процедуры разделения электронов, мюонов, пионов и каонов и др. Вторая, методическая часть данного диссертационного исследования посвящена разработке процедуры идентификации заряженных частиц с использованием многослойного жидкоксеронового (LXe) калориметра детектора КМД-3 [12, 13, 14, 15, 16].

Степень разработанности темы исследования

Процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ ранее изучался коллаборацией ВаВаг в диапазоне энергий $E_{\text{с.м.}}$ от 1,56 до 3,48 ГэВ в канале распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ [17], и в диапазоне от 1,56 до 2,64 ГэВ в канале $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [18] (было отобрано ~ 480 и ~ 110 сигнальных событий, соответственно). Также данный процесс изучался коллаборацией СНД в диапазоне $E_{\text{с.м.}}$ от 1,56 до 2,0 ГэВ [19] на основе ~ 265 сигнальных событий. В этих работах было найдено, что доминирующим промежуточным механизмом в этом процессе является $e^+e^- \rightarrow \phi(1680) \rightarrow \phi(1020)\eta$ (далее мы обозначаем $\phi(1020) \equiv \phi$, $\phi(1680) \equiv \phi'$ и используем естественные единицы $\hbar = c = 1$), так что полное сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta)$ было разделено на две части: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta) \cdot \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^+K^-)$ (для инвариантных масс каонов $m_{\text{inv}, 2K} < 1045$ МэВ) и $\sigma_{\text{non-}\phi}(e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta)$ (для $m_{\text{inv}, 2K} > 1045$ МэВ). Последнее сечение составляло лишь 3–12% от полного сечения, и статистика, набранная ВаВаг, была недостаточна для анализа промежуточных механизмов в $\text{non-}\phi$ части процесса [17]. Поскольку ϕ' является доминирующим промежуточным векторным мезоном в этом процессе, его параметры могут быть получены путем аппроксимации сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$.

Относительно степени разработанности темы второй части диссертации заметим, что идентификация частицы по характеру ее энерговыделения в многослойном ионизационном калориметре осуществлялась ранее во многих экспе-

риментах. Так, сэмплинг-калориметры на основе жидкого аргона были разработаны для детекторов H1 (коллайдер HERA) [20], DØ (коллайдер Tevatron) [21] и ATLAS (коллайдер LHC) [22]. В этих калориметрах информация о продольном и поперечном профиле энерговыделения частицы использовалась, главным образом, для e^\pm/π^\pm -разделения и идентификации адронных струй. Кроме того, информация с калориметра на основе жидкого криптона использовалась для $e^\pm/\mu^\pm/\pi^\pm$ -разделения в экспериментах NA48 [23] и NA62 [24] (ЦЕРН).

Во всех перечисленных экспериментах идентификация осуществлялась для частиц с характерными энергиями в десятки ГэВ. В силу этого мы можем утверждать, что разработанная нами процедура идентификации частиц является первым успешным опытом создания подобной процедуры для частиц с импульсами до 1 ГэВ и с использованием ксенона в качестве рабочего вещества калориметра.

Цели и задачи

Целью первой части диссертационного исследования являлось изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3, для чего требовалось решить следующие **задачи**:

1. выделить события процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ на основе $59,5 \text{ пб}^{-1}$ интегральной светимости, набранной с детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах в диапазоне $E_{\text{с.м.}}$ от 1,59 до 2,007 ГэВ;
2. на основе выделенных событий изучить промежуточную динамику процесса и измерить его видимое сечение;
3. путем аппроксимации сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ определить параметры ϕ' ;
4. вычислить вклад процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в аномальный магнитный момент мюона.

Целью второй части диссертационного исследования являлась разработка процедуры идентификации заряженных частиц с использованием LXe калориметра детектора КМД-3, для чего требовалось решить следующие **задачи**:

1. предложить идею процедуры идентификации частицы на основе информации об ее энерговыделении во всех слоях LXe калориметра;
2. разработать и применить процедуру калибровки полосковых каналов LXe калориметра с точностью $\lesssim 1\%$;

3. произвести настройку отклика полосковых каналов в моделировании;
4. осуществить сравнение спектров откликов классификаторов, используемых для идентификации частиц, в эксперименте и моделировании для всех типов частиц;
5. продемонстрировать применение разработанной процедуры идентификации для выделения событий эксклюзивных адронных процессов.

Научная новизна

1. Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в диапазоне $E_{\text{с.м.}}$ от 1,59 до 2,007 ГэВ со статистической точностью лучше, чем в предыдущих экспериментах. Аппроксимация измеренного сечения позволила определить параметры ϕ' с лучшей к настоящему времени статистической точностью.
2. Впервые была разработана процедура идентификации типа заряженной частицы с использованием информации с нескольких слоев многослойного ионизационного калориметра на основе жидкого ксенона.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Улучшение точности измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ позволяет уточнить его вклад в аномальный магнитный момент мюона.
2. Уточнение параметров ϕ' обладает научной ценностью и само по себе, и с точки зрения использования этих параметров для описания промежуточной динамики и сечений других адронных процессов.
3. Разработанная процедура идентификации типа частицы имеет большое значение для подавления фона при анализе ряда адронных процессов с КМД-3. Кроме того, продемонстрированная в данной работе принципиальная возможность идентификации адронов с ионизационным многослойным калориметром на основе жидкого ксенона стимулирует интерес к калориметрам подобного типа [15, 25], ключевым достоинством которых является высокое координатное разрешение.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационного исследования являются экспериментальные методы исследования, включая методы статистической обработки данных и моделирования методом Монте-Карло, а также методы машинного обучения (бустированные деревья принятия решений, BDT), примененные к задаче идентификации частиц.

Положения, выносимые на защиту

- На основе статистики, набранной детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах, наблюдается только один промежуточный механизм рождения конечного состояния $K^+K^-\eta$: $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$.
- Используемая в анализе статистика позволяет измерить сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью, и систематической неопределенностью 5,1%.
- Аппроксимация измеренного сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ позволяет определить параметры ϕ' -мезона с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью и сравнимой с предыдущими измерениями систематической погрешностью.
- Разработанная процедура калибровки полосковых каналов LXe-калориметра с точностью $\lesssim 1\%$ вместе с настройкой откликов полосковых каналов в моделировании позволяет получить приемлемое согласие экспериментальных и смоделированных спектров откликов классификаторов BDT, используемых для идентификации типа заряженных частиц.
- Разработанная методика идентификации частиц с LXe-калориметром детектора КМД-3 эффективна в задачах идентификации e^\pm и π/K -разделении при импульсах 650–900 МэВ.

Степень достоверности и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано 6 работ, из них 2 [26, 27] в научных журналах из списка ВАК и 4 в трудах конференций [28, 29, 30, 31]. Все 6 публикаций проиндексированы в базе данных Scopus.

Результаты работы, составляющие материал диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах ИЯФ СО РАН, а также на конференциях

10th International Workshop on e^+e^- collisions from Phi to Psi (PHIPSI15, Hefei, China, 2015), Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR17, Novosibirsk, Russia, 2017), 10th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH 2018, Moscow, Russia, 2018), The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2019, Ghent, Belgium, 2019).

Объем и структура работы

Работа состоит из введения, двух глав и заключения. Первая глава посвящена изучению процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3. Во второй главе рассказывается о разработанной автором процедуре идентификации заряженных частиц с использованием многослойного LXe калориметра детектора КМД-3. Объем диссертации составляет 117 страниц с 99-ю рисунками и 5-ю таблицами. Список литературы содержит 61 наименование.

Личный вклад соискателя

Личный вклад автора в получение научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автором лично осуществлены все этапы изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, включая создание Монте-Карло генераторов сигнального и ряда фоновых процессов, выделение сигнальных событий и определение эффективности их регистрации, измерение видимого сечения, вычисление радиационных поправок и аппроксимацию борновского сечения, оценку систематических погрешностей. Автором был предложен и реализован инклюзивный подход к изучению данного процесса, состоящий в рассмотрении η -мезона в качестве частицы отдачи. Далее, соискателем была предложена идея процедуры идентификации частиц с LXe-калориметром детектора КМД-3. Им лично был разработан пакет программного обеспечения, использующийся для калибровки полосковых каналов LXe-калориметра. Автором были определены коэффициенты прозрачности катодов LXe-калориметра и осуществлена настройка откликов полосковых каналов в моделировании минимально ионизирующих и ливнеобразующих частиц. Наконец, соискателем было продемонстрировано согласие спектров откликов классификаторов ВДТ, использующихся в процедуре идентификации, в эксперименте и моделировании для всех типов частиц. Вклад соискателя в опубликованные работы по теме диссертации является определяющим.

Глава 1. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000

1.1 Детектор КМД-3 и набранная статистика

Криогерный Магнитный Детектор КМД-3 установлен в одном из прямолинейных промежутков в месте встречи пучков коллайдера ВЭПП-2000, см. рисунок 1.1. Трековая система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой камеры (2) и двухслойной цилиндрической многопроволочной Z-камеры (4) [32], установленной внутри сверхпроводящего соленоида (5) толщиной 0,085 радиационных длин (X_0) с магнитным полем 1,3 Тл. Дрейфовая камера (ДК) состоит из 1218 гексагональных ячеек в 18 слоях и позволяет измерять импульс заряженной частицы с точностью 1,5–4,5% в диапазоне 40–1000 МэВ, а также полярный (θ) и азимутальный (φ) углы с точностью 20 мрад и 3,5–8,0 мрад, соответственно. Амплитудная информация с проволочек ДК используется для измерения удельных ионизационных потерь (dE/dx_{DC}) и z -координаты треков заряженных частиц. Баррельная часть калориметра состоит из внутреннего ионизационного LXe калориметра (6) толщиной 5,4 X_0 и внешнего сцинтилляционного калориметра (8) на основе кристаллов йодистого цезия (CsI) толщиной 8,1 X_0 [33, 34, 35, 36]. Полное количество вещества перед баррельным калориметром составляет 0,35 X_0 . Кристаллы ортогерманата висмута (BGO) толщиной 13,4 X_0 [33, 37] используются в торцевом калориметре (3) детектора. Для детектирования антинейтронов в процессе $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в промежутке между LXe и CsI калориметрами установлена времяпролетная система (7), представляющая собой набор пластин из пластиковых сцинтилляторов. Ядро (9), замыкающее магнитный поток соленоида, окружено сцинтилляционными счетчиками, используемыми для детектирования космических мюонов. Триггер детектора состоит из двух независимых подсистем — нейтрального и заряженного триггеров [38]. Нейтральный триггер вырабатывает решение о записи события на основе информации с трех калориметрических подсистем, заряженный — на основе информации с ДК и Z-камеры. Система сбора данных КМД-3 рассчитана

на считывание информации с $\sim 12 \cdot 10^3$ каналов с частотой триггера до 1 кГц, что соответствует потоку данных $\sim 3,8$ Гбит/с [38].

Информация с детекторных подсистем КМД-3 используется не только для измерения кинематических параметров частиц, но и для идентификации их типа, в частности:

- идентификация e^\pm осуществляется на основе полного энергосодержания в калориметре [33];
- для идентификации мюонов с достаточно большим импульсом используется мюонная система;
- идентификация антинейтронов осуществляется с помощью времяпролетной системы (TOF) [39];
- разделение заряженных каонов и пионов с импульсом меньше 600 МэВ осуществляется на основе dE/dx_{DC} [40, 41];
- идентификация e^\pm , μ^\pm , π^\pm и K^\pm осуществляется с помощью LXe калориметра, см. главу 2.

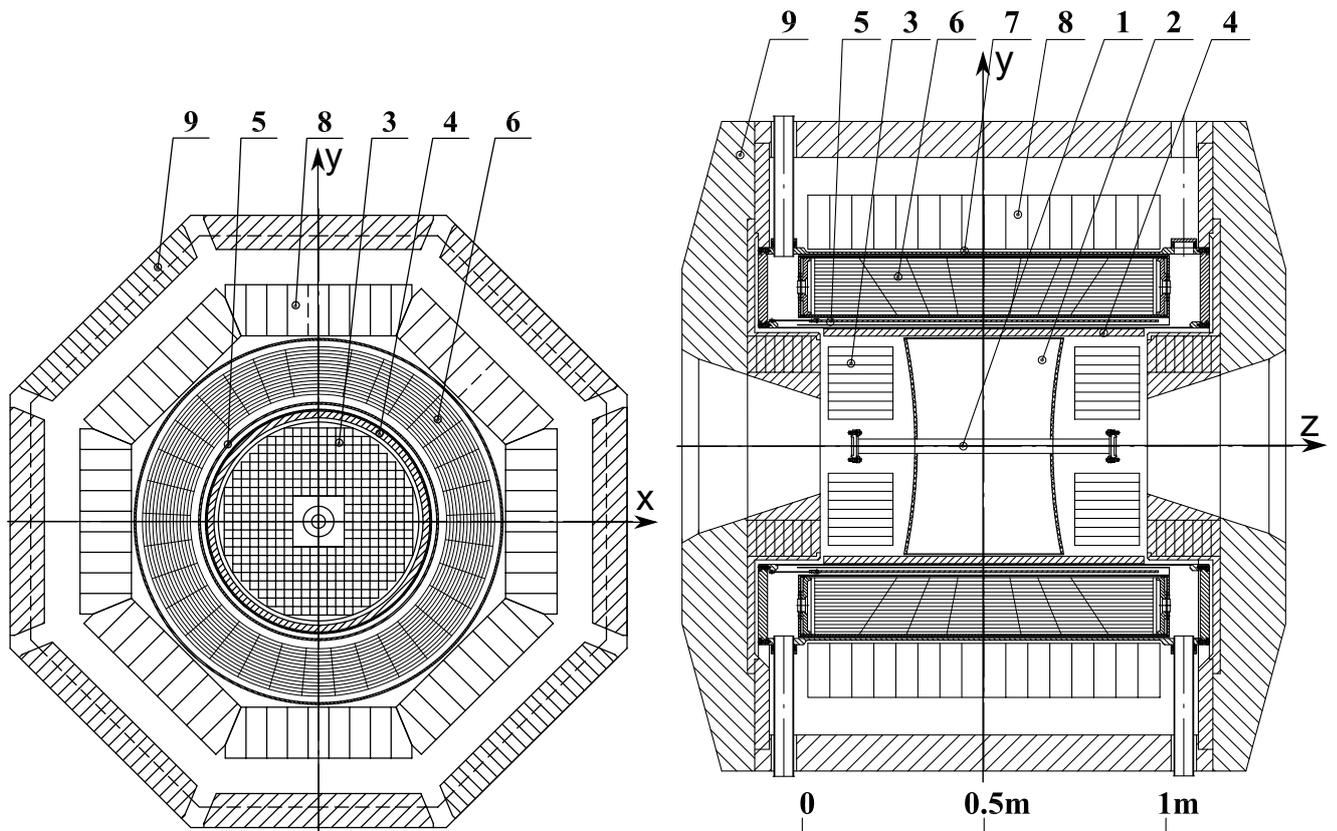


Рисунок 1.1 — Схема детектора КМД-3: 1 — вакуумная камера, 2 — дрейфовая камера, 3 — VGO калориметр, 4 — Z-камера, 5 — сверхпроводящий соленоид, 6 — LXe калориметр, 7 — времяпролетная система, 8 — CsI калориметр, 9 — ядро

Для изучения отклика детектора и определения эффективности регистрации частиц был разработан код моделирования всех подсистем детектора методом Монте-Карло. Проведение частиц через вещество детектора осуществляется с использованием пакета GEANT4 [42]. Все смоделированные события подвергаются той же цепочке реконструкции и отборов, что и события в эксперименте.

Диапазон энергий $E_{с.м.}$ от 1,0 до 2,007 ГэВ сканировался в 2011-м году с шагом 25 МэВ и набором ~ 500 нб⁻¹ светимости в каждой точке, в 2012-м году с шагом 20–40 МэВ и набором ~ 1 пб⁻¹ в точке и в 2017-м году с шагом ~ 25 МэВ и тщательным сканированием порога рождения $p\bar{p}$. Интегральная светимость определялась с использованием событий процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ с точностью 1% [43]. Энергия пучков контролировалась измерением токов в дипольных магнитах в главном кольце коллайдера. Действительная энергия $E_{с.м.}$ определялась в 2011–2012 годах с точностью 6 МэВ и 2 МэВ соответственно с использованием измеренных средних импульсов электронов в событиях БаБа-рассеяния, а также средних импульсов протон-антипротонных пар в событиях процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ [44]. В 2017-м году действительная энергия пучков измерялась с использованием метода обратного комптоновского рассеяния фотонов лазера на электронах пучка [45, 46] с точностью ~ 50 кэВ.

1.2 Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$

1.2.1 Отбор событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$

Для того, чтобы измерить сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, необходимо выделить его события и определить эффективность их регистрации. В силу ограниченного акцептанса детектора эффективность сильно зависит от промежуточных механизмов реакции, определяющих импульсные и угловые распределения конечных частиц. Для того, чтобы выявить эти механизмы, мы отбираем события $K^+K^-\eta$ в моде распада $\eta \rightarrow 2\gamma$.

Отбор “хороших” треков

Для начала введем определение “хорошего” трека в ДК как трека, удовлетворяющего следующим условиям:

- Поперечный импульс трека p_{\perp} больше чем 60 МэВ;
- Минимальное расстояние от точки наибольшего приближения спирали трека к оси пучков (РСА) в поперечной плоскости ($|\rho_{\text{РСА}}|$) меньше 0,5 см, см. рисунок 1.2;
- Расстояние от РСА до центра детектора вдоль оси z ($|z_{\text{РСА}}|$) меньше 12 см, см. рисунок 1.3;
- Полярный угол θ трека находится в диапазоне от $\theta_{\text{cut}} \equiv 0,9$ до $\pi - \theta_{\text{cut}}$;
- $dE/dx_{\text{ДС}}$ для положительно заряженной частицы с импульсом p меньше характерных удельных ионизационных потерь протонов при том же импульсе, $dE/dx_{\text{ДС}} < dE/dx_{\text{ДС,protons}}(p)$, см. рисунок 1.4.

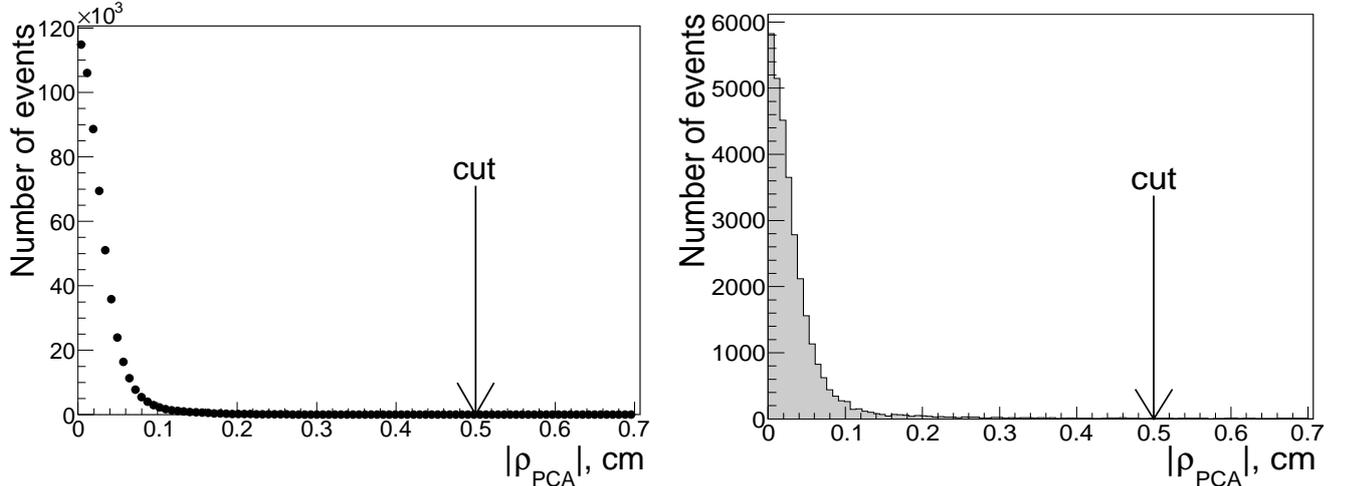


Рисунок 1.2 — Типичные распределения $|\rho_{\text{РСА}}|$ для e^{\pm} из процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте (слева) и для K^{\pm} из процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в моделировании (справа)

В качестве кандидатов в события процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ мы рассматриваем события, имеющие ровно 2 “хороших” трека с противоположными зарядами.

Отбор заряженных каонов

Для отбора событий с двумя заряженными каонами, мы используем функции $f_{K/\pi}(p, dE/dx_{\text{ДС}})$, представляющие собой плотность вероятности для заряженных каонов/пионов с импульсом p произвести ионизационные потери $dE/dx_{\text{ДС}}$. Величина $dE/dx_{\text{ДС}}$ считается по методу “усеченного среднего” с отбрасыванием 20% наибольших амплитуд. Функции $f_{K/\pi}$ были получены для

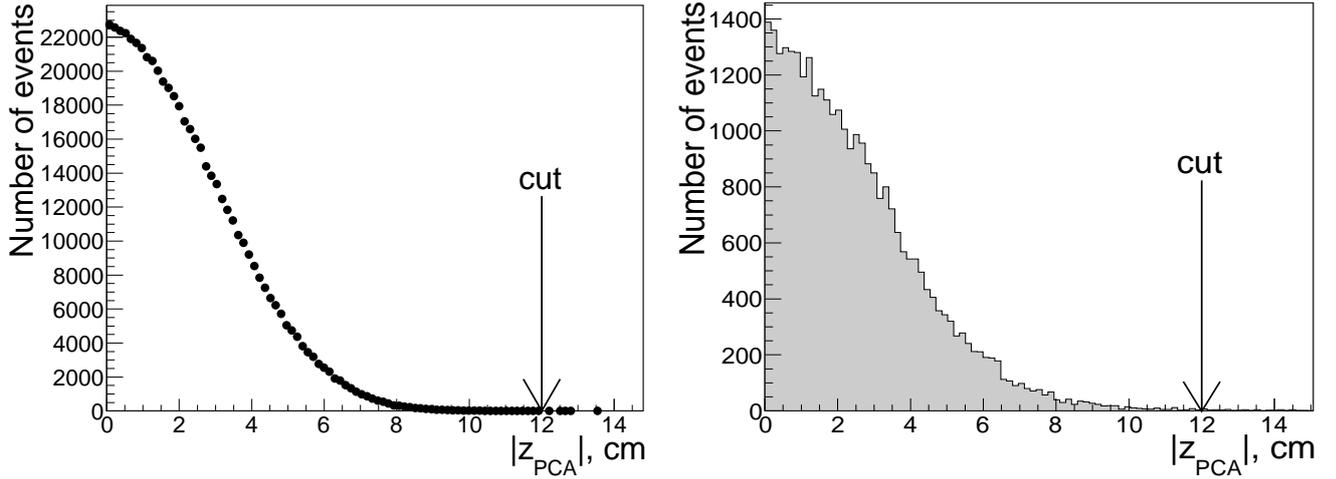


Рисунок 1.3 — Типичные распределения $|z_{\text{PCA}}|$ для e^\pm из процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте (слева) и для K^\pm из процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в моделировании (справа)

каждой точки по $E_{\text{с.м.}}$ в анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ с детектором КМД-3 [47]. Мы используем эти функции в том числе и для моделирования dE/dx_{DC} каонов и пионов в каждой точке по энергии.

Далее, логарифмическая функция правдоподобия для гипотезы, что две противоположно заряженные частицы с импульсами $p_{1/2}$ и ионизационными потерями $dE/dx_{\text{DC},1/2}$ являются каонами определяется как

$$L_{2K} = \sum_{i=1}^2 \ln \left(\frac{f_K(p_i, dE/dx_{\text{DC},i})}{f_K(p_i, dE/dx_{\text{D},i}) + f_\pi(p_i, dE/dx_{\text{DC},i})} \right). \quad (1.1)$$

Распределение этой величины для отобранных событий с двумя “хорошими” треками приведено на рисунок 1.5. Для отбора событий с каонами мы применяем отбор $L_{2K} > -0,3$.

Отбор событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в моде распада $\eta \rightarrow 2\gamma$

Для отбора событий $K^+K^-\eta$ в моде распада $\eta \rightarrow 2\gamma$, мы отбираем события с двумя и более фотонами с энергией больше чем 40 МэВ и полярными углами θ_γ от 0,5 до $\pi - 0,5$ рад.

В дальнейшей реконструкции событий мы применяем процедуру т.н. “кинематического фита”, заключающуюся в нахождении оценок истинных кинематических параметров частиц (углов вылета и импульсов) по измеренным параметрам с учетом известных ошибок измерения (ковариационных матриц изме-

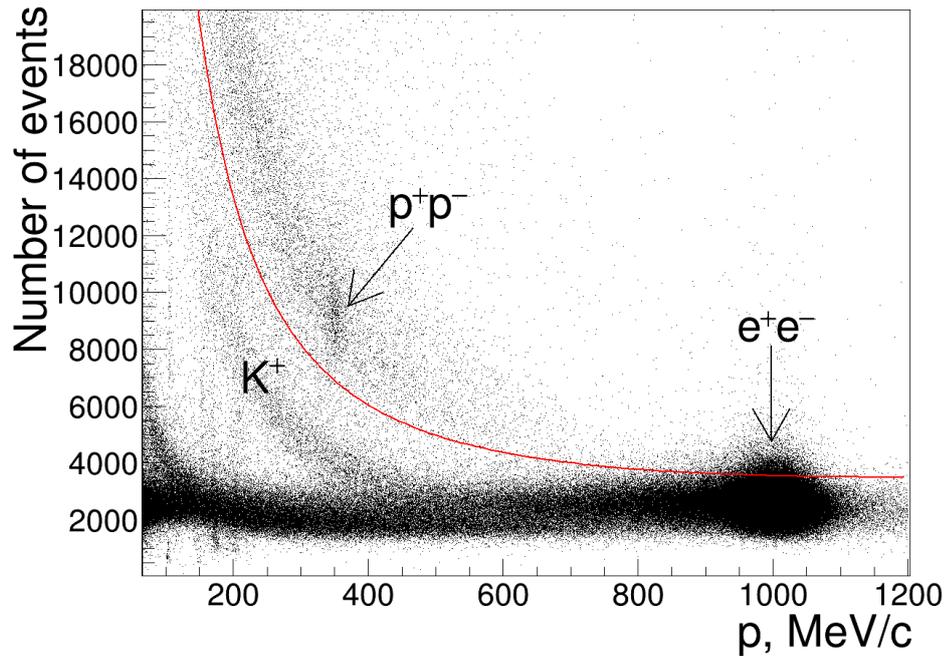


Рисунок 1.4 — Распределение dE/dx_{DC} в зависимости от импульса для положительно заряженных частиц в событиях с более чем одним треком в ДК в эксперименте при $E_{c.m.} = 2,007$ ГэВ. Красная кривая соответствует $dE/dx_{DC, \text{protons}}(p)$

ренных параметров). Оценка осуществляется методом максимального правдоподобия (ММП) в предположении гауссового характера отклонений измеренных параметров от истинных значений. Как известно, в этом случае оценка по ММП совпадает с оценкой по методу наименьших квадратов, в котором минимизируемой величиной служит χ^2 — сумма квадратов отклонений измеренных параметров от их истинных значений с нормировкой на элементы ковариационных матриц ошибок. Минимизация χ^2 производится с ограничениями на суммарную энергию, импульс, инвариантную массу подсистемы частиц и т.д. Используемый набор ограничений зависит от конкретной задачи, в данном анализе мы, предполагая сохранение энергии и импульса, фиксируем суммарную энергию и импульс на значениях $E_{c.m.}$ и 0, соответственно. Получаемые в результате минимизации оценки кинематических параметров частиц, как правило, имеют лучшее разрешение благодаря использованию дополнительной информации, заложенной в ограничениях. Значение χ^2 в минимуме характеризует правдоподобие полученных оценок.

Итак, мы осуществляем “кинематический фит” пары K^+K^- с каждой из пар отобранных фотонов и используем условие $\chi^2 < 75$ для отбора сигналь-

ных событий, см. рисунок 1.6. В дальнейшем, если не оговорено противное, гистограммы моделирования нормированы на ожидаемое количество событий в соответствии с сечениями процессов, измеренными в работах [17, 18, 47, 48]. Моделирование сигнальных и фоновых процессов включает излучение фотонных струй начальными электронами и позитронами в соответствии с работой [49].

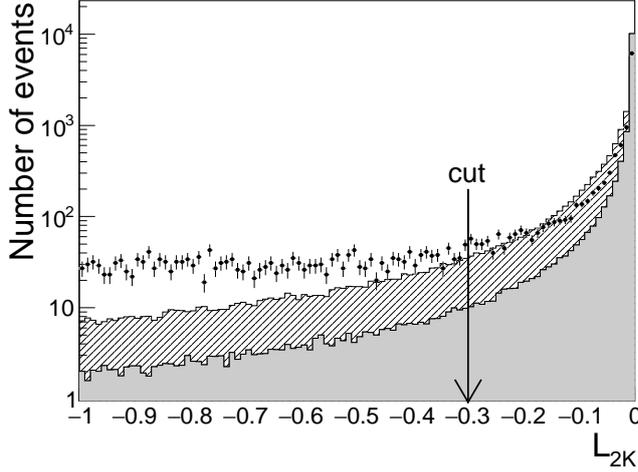


Рисунок 1.5 — Распределение L_{2K} в эксперименте (маркеры), моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ (серая гистограмма) и моделировании $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ по фазовому объему (штрихованная гистограмма). Гистограммы для моделирования нормированы на число событий в гистограмме для эксперимента. Используются данные всех точек по $E_{c.m.}$

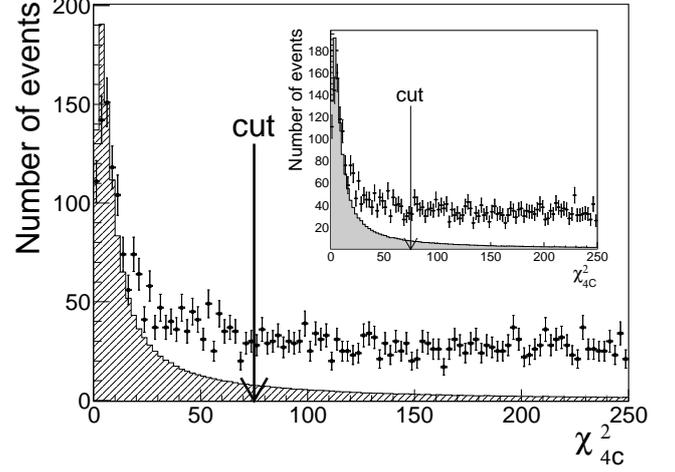


Рисунок 1.6 — Распределение χ^2_{4C} в эксперименте (маркеры) и в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ по фазовому объему (штрихованная гистограмма), нормированном на сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$. Вставка показывает аналогичное распределение для моделирования $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ (серая гистограмма). Используются данные всех точек по $E_{c.m.}$

Распределения dE/dx_{DC} , $m_{inv,2\gamma}$ и $m_{inv,2K}$ для отобранных событий показаны на рисунках 1.7–1.8. Из рисунка 1.8 (справа) видно, что промежуточный механизм $\phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ доминирует в изучаемом процессе. Моделирование показывает, что после перечисленных выше отборов основной фон дает процесс $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$. На рисунке 1.9 приведено распределение массы отдачи K^\pm для событий, удовлетворяющих условию $520 \text{ MeV} < m_{inv,2\gamma} < 590 \text{ MeV}$, т.е. событий вблизи сигнального пика. На имеющейся статистике мы не наблюдаем выраженных резонансных структур в данном распределении.

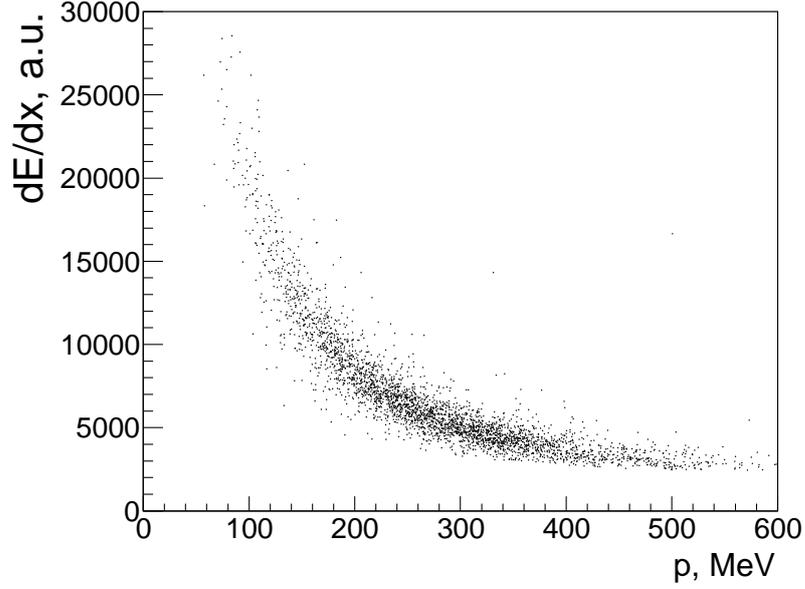


Рисунок 1.7 — Распределение dE/dx_{DC} в зависимости от импульса в эксперименте. Использованы данные всех точек по $E_{c.m.}$

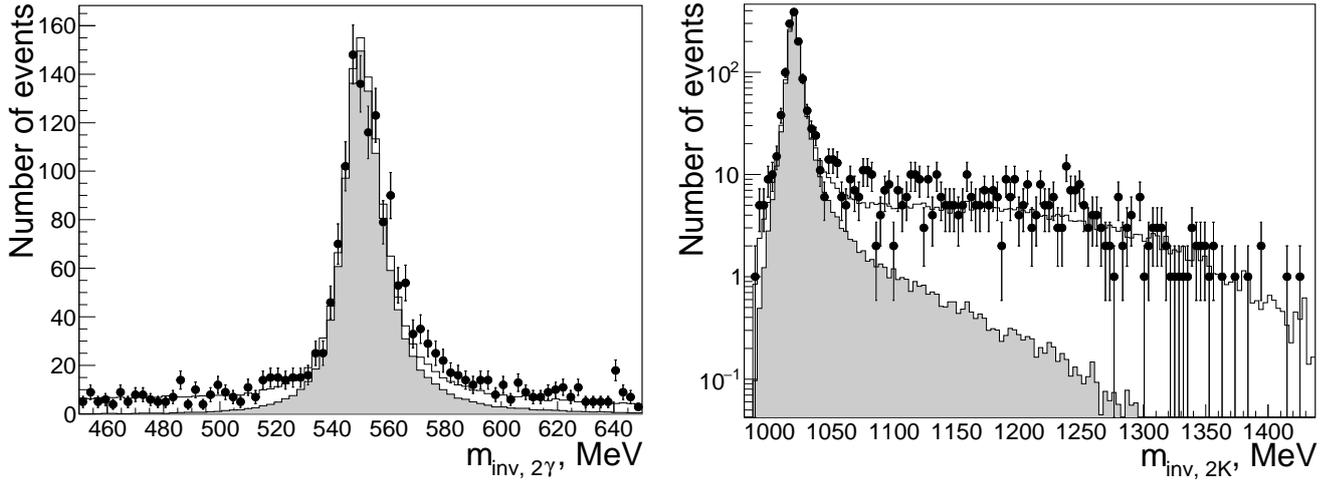


Рисунок 1.8 — Распределение параметров $m_{inv,2\gamma}$ (слева) и $m_{inv,2K}$ (справа). Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$, открытая гистограмма — моделированию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ вместе с фоновым процессом $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$.

Использованы данные всех точек по $E_{c.m.}$

На данном этапе полезно провести сравнение распределений характерных кинематических параметров отобранных событий в эксперименте и моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ при $m_{inv,2K} < 1050$ МэВ (область ϕ -мезона). В качестве таких параметров мы рассматриваем:

- θ_{normal} — полярный угол нормали к плоскости, построенной на векторах импульсов K^+ и K^- . Из параметризации сечения процесса

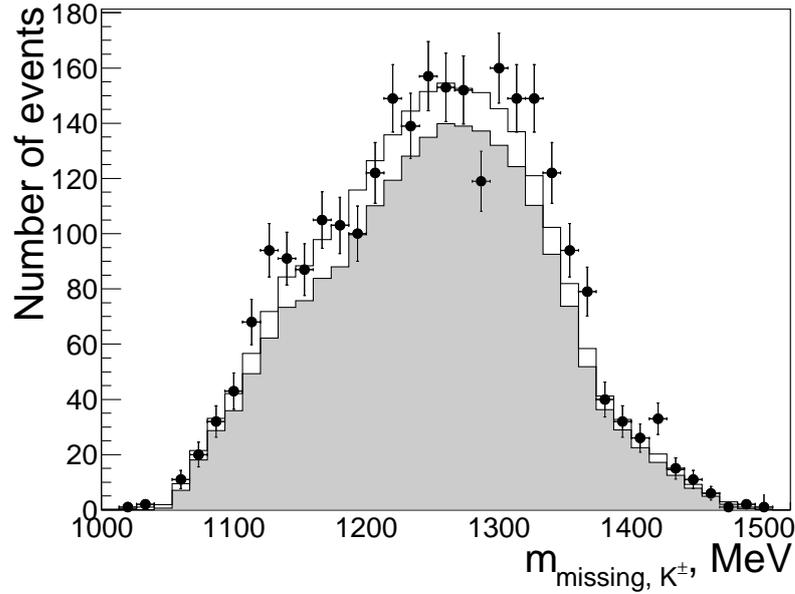


Рисунок 1.9 — Распределение массы отдачи K^\pm для событий, удовлетворяющих условию $520 \text{ MeV} < m_{\text{inv},2\gamma} < 590 \text{ MeV}$. Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$, открытая гистограмма — моделированию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ вместе с фоновым процессом $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$.

Использованы данные всех точек по $E_{\text{с.м.}}$.

$e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$, приведенной ниже в параграфе 1.2.4, следует, что $\cos(\theta_{\text{normal}})$ распределен по закону $\sim \sin^2(\theta_{\text{normal}})$;

- θ_η — полярный угол вылета η -мезона, косинус которого в процессе $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ распределен по закону $\sim 1 + \cos^2(\theta_\eta)$;
- θ_{helicity} — полярный угол вылета K^+ относительно направления вылета ϕ -мезона в системе покоя последнего. Косинус θ_{helicity} в процессе $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ распределен по закону $\sim \sin^2(\theta_{\text{helicity}})$.

На рисунке 1.10 приведены распределения указанных параметров на уровне первичного генератора процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ (слева) и для отобранных событий при $m_{\text{inv},2K} < 1050 \text{ МэВ}$ (справа). Наблюдается разумное согласие моделирования с теоретически предсказываемыми формами распределений и с экспериментом. Типичная картина события $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ в визуализаторе детектора КМД-3 показана на рисунке 1.11.

На рисунке 1.12 приведено распределение $m_{\text{inv},2\gamma}$ для событий с $m_{\text{inv},2K} > 1075 \text{ МэВ}$ (“хвост” ϕ -мезона) в эксперименте, в моделировании $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ и в моделировании $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ вместе с фоном от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$. Аппроксимация распределения $m_{\text{inv},2\gamma}$ в экспе-

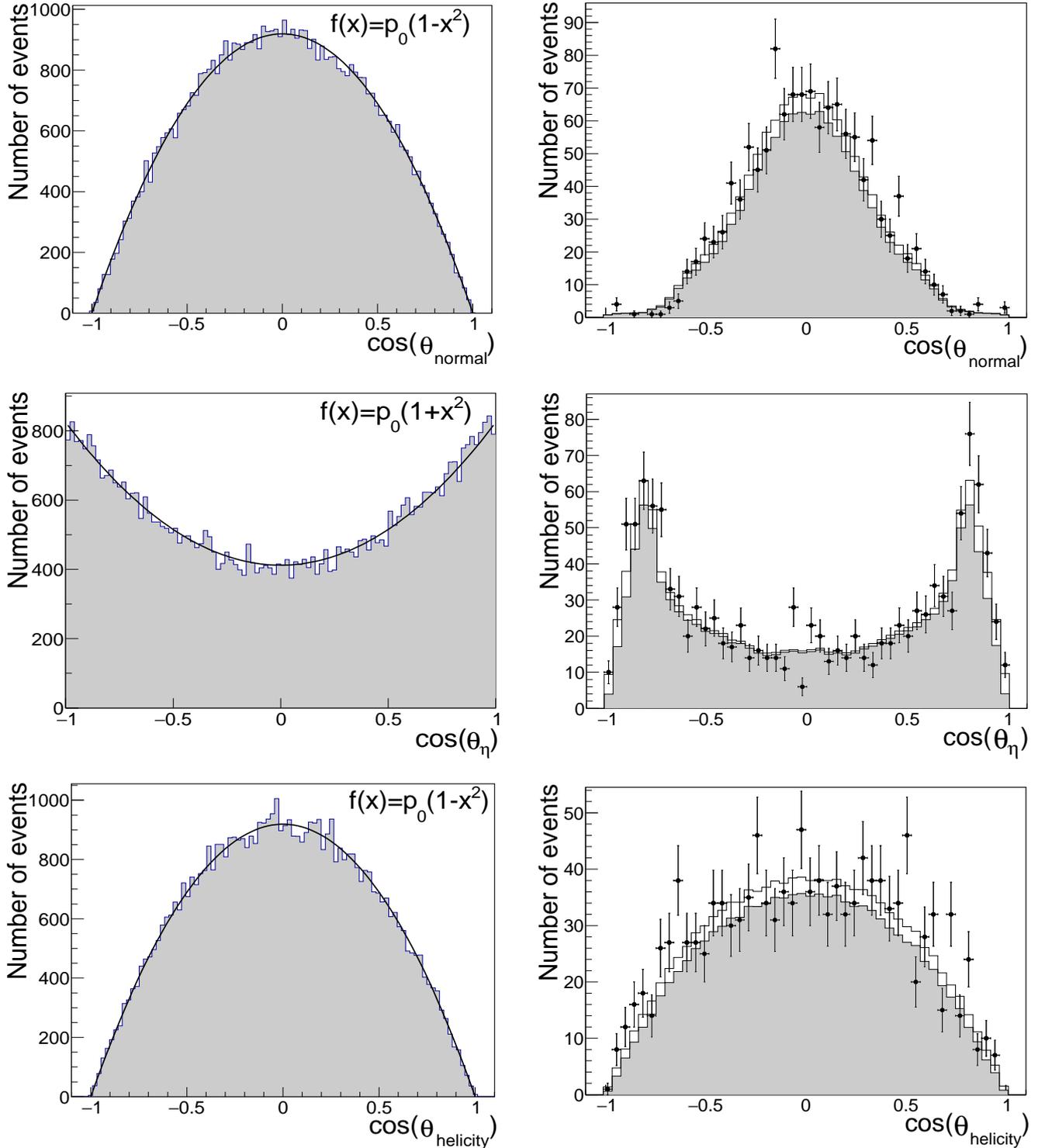


Рисунок 1.10 — Распределения параметров $\cos(\theta_{normal})$ (сверху), $\cos(\theta_{\eta})$ (посередине), $\cos(\theta_{helicity})$ (снизу) на уровне первичного генератора процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ при $E_{c.m.} = 2$ ГэВ (слева) и для отобранных событий при $m_{inv,2K} < 1050$ МэВ (область ϕ -мезона) во всех точках по $E_{c.m.}$. Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$, открытая гистограмма — моделированию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta$ вместе с фоновым процессом $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$

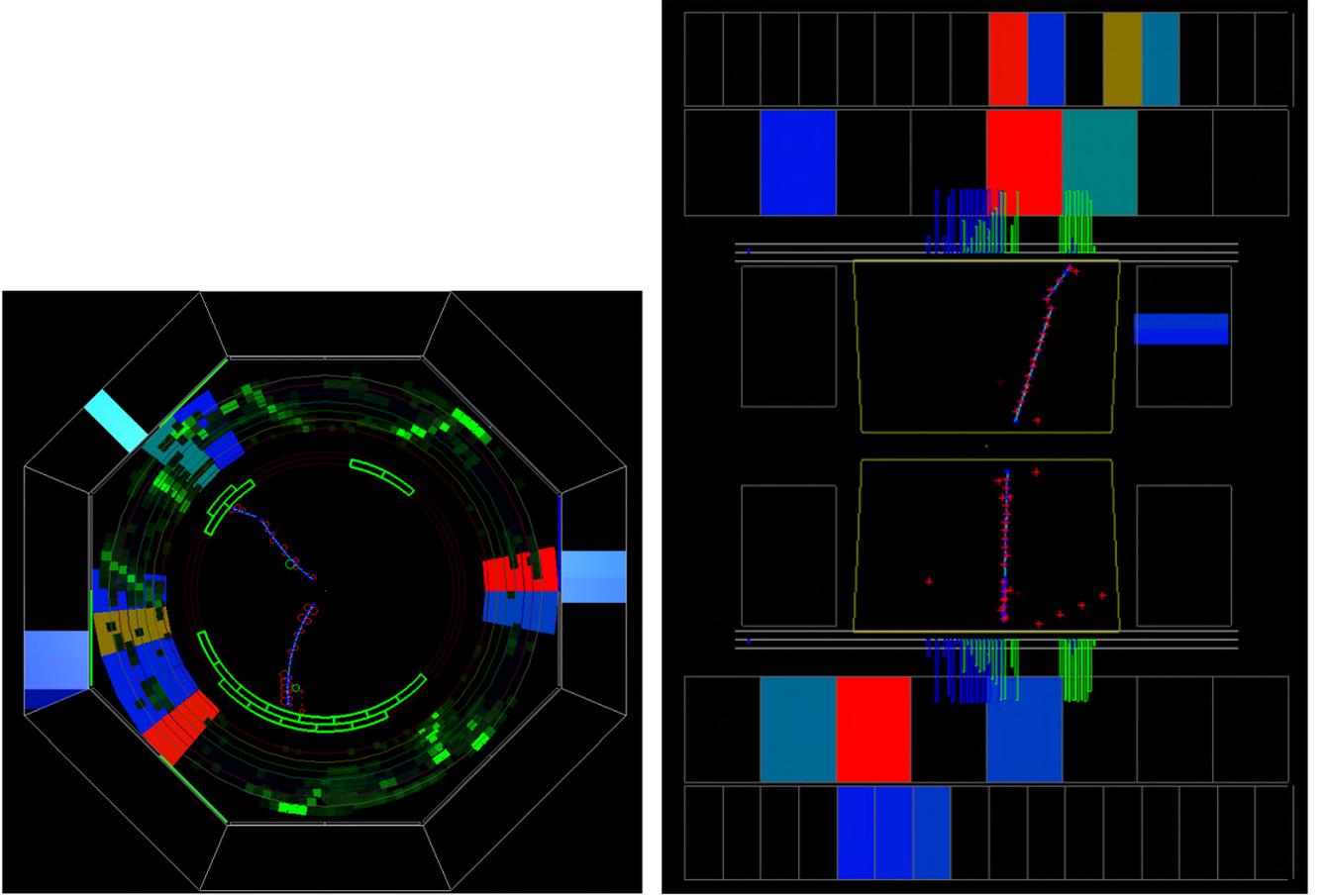


Рисунок 1.11 — Типичная картина события $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ в визуализаторе детектора КМД-3 в $r - \phi$ (слева) и $r - z$ (справа) проекциях

рименте суммой гауссового пика вблизи $m_{\text{inv},2\gamma} = m_\eta$ и линейной подложки дает число событий в пике $N_{\text{exp}} = 41,0 \pm 12,0$, тогда как согласно моделированию ожидаемое число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ составляет $N_{\text{MC}} = 29,7 \pm 0,6$. Статистическая ошибка оценки N_{MC} оценивалась исходя из неопределенности сечения процесса. Далее, на рисунке 1.13 приведены распределения $m_{\text{inv},2\gamma}$ для событий с $m_{\text{inv},2K} > 1075$ МэВ при $E_{\text{с.м.}} < 1,85$ ГэВ (в области ϕ' -мезона) и при $E_{\text{с.м.}} > 1,85$ ГэВ (условно – в области “выше” ϕ' -мезона). Аппроксимация этих распределений дает оценки числа событий $N_{\text{exp}}(E_{\text{с.м.}} < 1,85 \text{ GeV}) = 13,4 \pm 5,5$, $N_{\text{MC}}(E_{\text{с.м.}} < 1,85 \text{ GeV}) = 11,3 \pm 0,4$ и $N_{\text{exp}}(E_{\text{с.м.}} > 1,85 \text{ GeV}) = 24,6 \pm 11,0$, $N_{\text{MC}}(E_{\text{с.м.}} > 1,85 \text{ GeV}) = 18,4 \pm 0,4$. Во всех приведенных случаях наблюдаемое число событий (N_{exp}) вблизи $m_{\text{inv},2\gamma} = m_\eta$ вполне согласуется с ожидаемым вкладом процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ (N_{MC}), т.е. в процессе $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ мы не наблюдаем вклада каких-либо других промежуточных состояний, кроме $\phi\eta$.

В дальнейшем мы измеряем сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, рассматривая η как частицу отдачи, т.е. не реконструируем η в какой-либо моде распада.

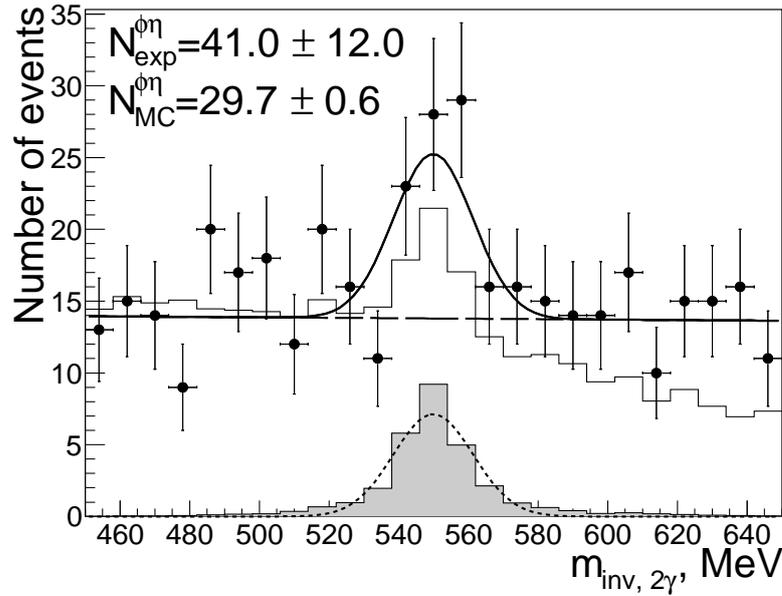


Рисунок 1.12 — Распределение $m_{inv,2\gamma}$ для событий с $m_{inv,2K} > 1075$ МэВ в эксперименте (маркеры), в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ (серая гистограмма) и в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ вместе с фоном от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ (открытая гистограмма).

Использованы данные всех точек по $E_{c.m.}$

Такой инклюзивный подход позволяет избежать потери статистики из-за отбора конкретной моды распада η , но, с другой стороны, приводит к увеличению количества фона.

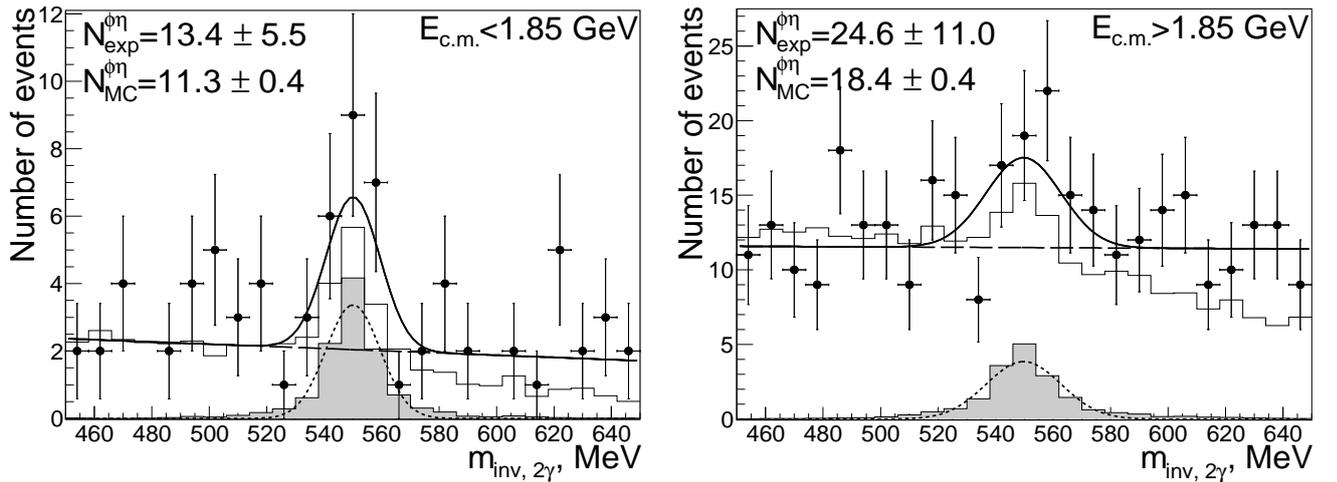


Рисунок 1.13 — Распределение $m_{inv,2\gamma}$ для событий с $m_{inv,2K} > 1075$ МэВ при $E_{c.m.} < 1,85$ ГэВ (слева) и $E_{c.m.} > 1,85$ ГэВ (справа) в эксперименте (маркеры), в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ (серая гистограмма) и в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-2\gamma$ вместе с фоном от процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ (открытая гистограмма)

1.2.2 Методика разделения сигнальных и фоновых событий

Для отбора событий с двумя противоположно заряженными каонами мы требуем выполнения условия $L_{2K} > -0,3$, и затем выполнения условия $m_{\text{inv},2K} < 1050$ МэВ для отбора событий из области ϕ -мезона, см. рисунок 1.14. Моделирование показывает, что после применения данных отборов основными фоновыми процессами являются $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0\pi^0$ [47, 48] и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ [48].

Дальнейшее разделение сигнальных и фоновых событий осуществляется с использованием распределения параметра ΔE (см. рисунок 1.14), определяемого как

$$\Delta E = \sqrt{\vec{p}_{K^+}^2 + m_{K^+}^2} + \sqrt{\vec{p}_{K^-}^2 + m_{K^-}^2} + \sqrt{(\vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-})^2 + m_{\eta}^2} - E_{\text{с.м.}}, \quad (1.2)$$

и представляющего собой “дисбаланс” энергии в событии в предположении, что η -мезон является частицей отдачи для пары K^+K^- .

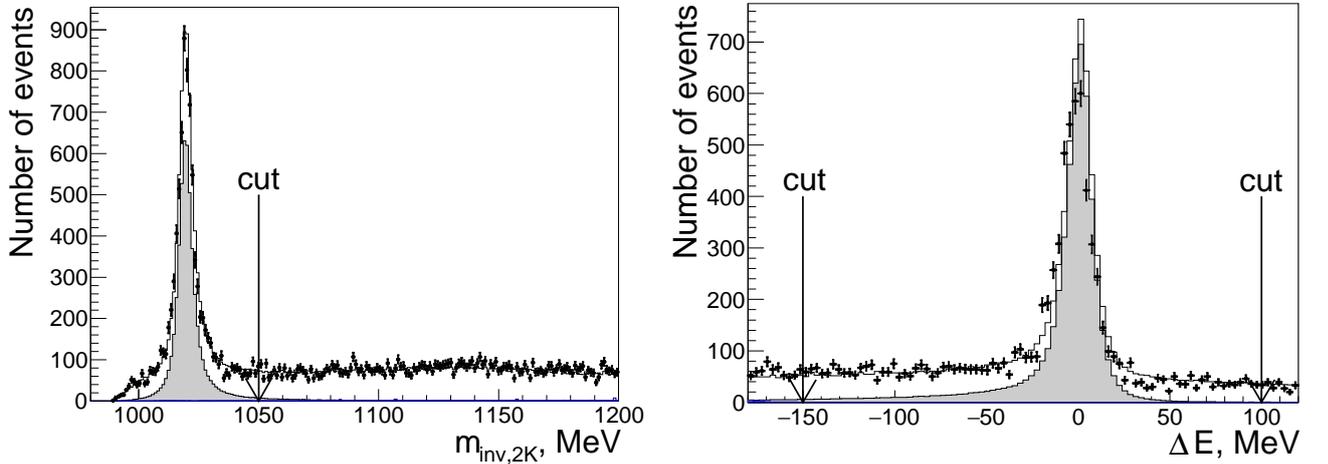


Рисунок 1.14 — Распределения $m_{\text{inv},2K}$ (слева) и ΔE (справа) в эксперименте (маркеры), в моделировании сигнального (серая гистограмма) и сигнального и фоновых процессов (открытая гистограмма). Используются данные всех точек по $E_{\text{с.м.}}$.

Мы аппроксимируем распределение ΔE в диапазоне от -150 до 100 МэВ в каждой точке по $E_{\text{с.м.}}$, см. рисунки 1.15–1.17. Форма фона описывается линейной функцией. Форма сигнала определяется в каждой точке по $E_{\text{с.м.}}$ путем

аппроксимации смоделированного распределения ΔE суммой трех гауссовых распределений:

$$f_{\text{sig}}^{\text{MC}}(x) = a_0 \left(a_1 G(x, \mu_1, \sigma_1) + a_2 G(x, \mu_2, \sigma_2) + (1 - a_1 - a_2) G(x, \mu_3, \sigma_3) \right), \quad (1.3)$$

$$G(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (1.4)$$

При аппроксимации экспериментального распределения ΔE мы фиксируем параметры $a_{1,2}$, μ_i и σ_i ($i = 1..3$), характеризующие форму сигнала, на значениях полученных из аппроксимации смоделированного распределения. Свободными параметрами фита являются амплитуда сигнала a_0 , возможный сдвиг δx и уширение $\delta\sigma$ сигнального пика:

$$f_{\text{sig}}^{\text{exp}}(x) = a_0 \left(a_1 G(x, \mu_1 - \delta x, \sqrt{\sigma_1^2 + \delta\sigma^2}) + a_2 G(x, \mu_2 - \delta x, \sqrt{\sigma_2^2 + \delta\sigma^2}) + \right. \\ \left. + (1 - a_1 - a_2) G(x, \mu_3 - \delta x, \sqrt{\sigma_3^2 + \delta\sigma^2}) \right). \quad (1.5)$$

Всего было отобрано 3009 ± 67 сигнальных событий во всех точках по $E_{\text{с.м.}}$.

1.2.3 Вычисление эффективности регистрации событий изучаемого процесса

На рисунке 1.18 показана эффективность регистрации событий сигнального процесса согласно моделированию (ε_{MC}) с учетом излучения фотонных струй начальными электронами и позитронами в зависимости от $E_{\text{с.м.}}$, рассчитанная как отношение числа зарегистрированных и отобранных событий в моделировании к полному числу смоделированных. “Скачки” ε_{MC} между соседними точками по $E_{\text{с.м.}}$ связаны с вариацией разрешения dE/dx_{DC} в разных точках по энергии. Двукратное уменьшение ε_{MC} при $E_{\text{с.м.}} \sim 1,65$ ГэВ отражает зависи-

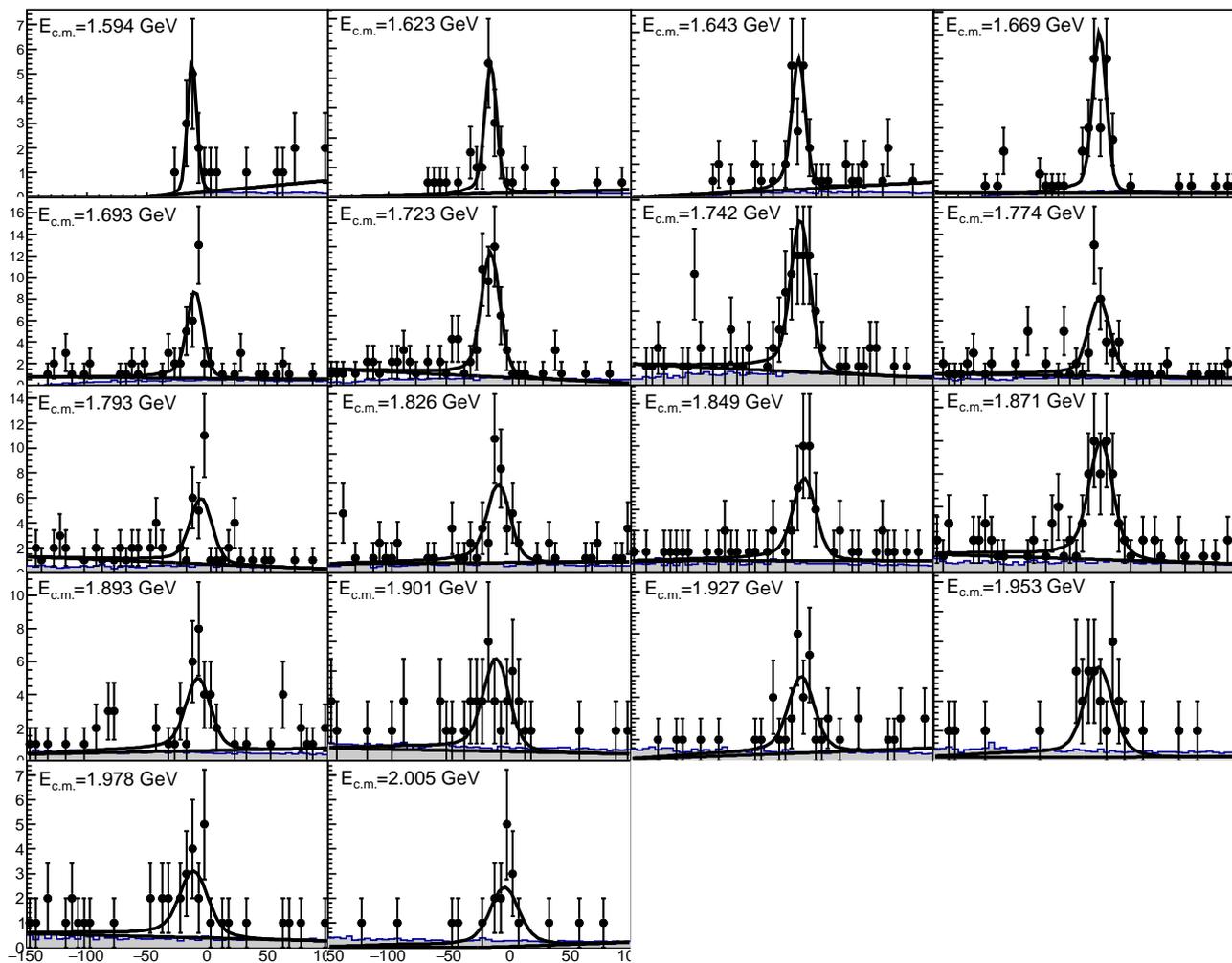


Рисунок 1.15 — Разделение сигнальных и фоновых событий в точках по энергии заходов 2011-го года путем аппроксимации распределения ΔE в эксперименте (маркеры). Сплошная кривая показывает фитирующую функцию, прямая линия — часть этой функции, описывающая форму фона. Оценка фона в моделировании показана серой гистограммой

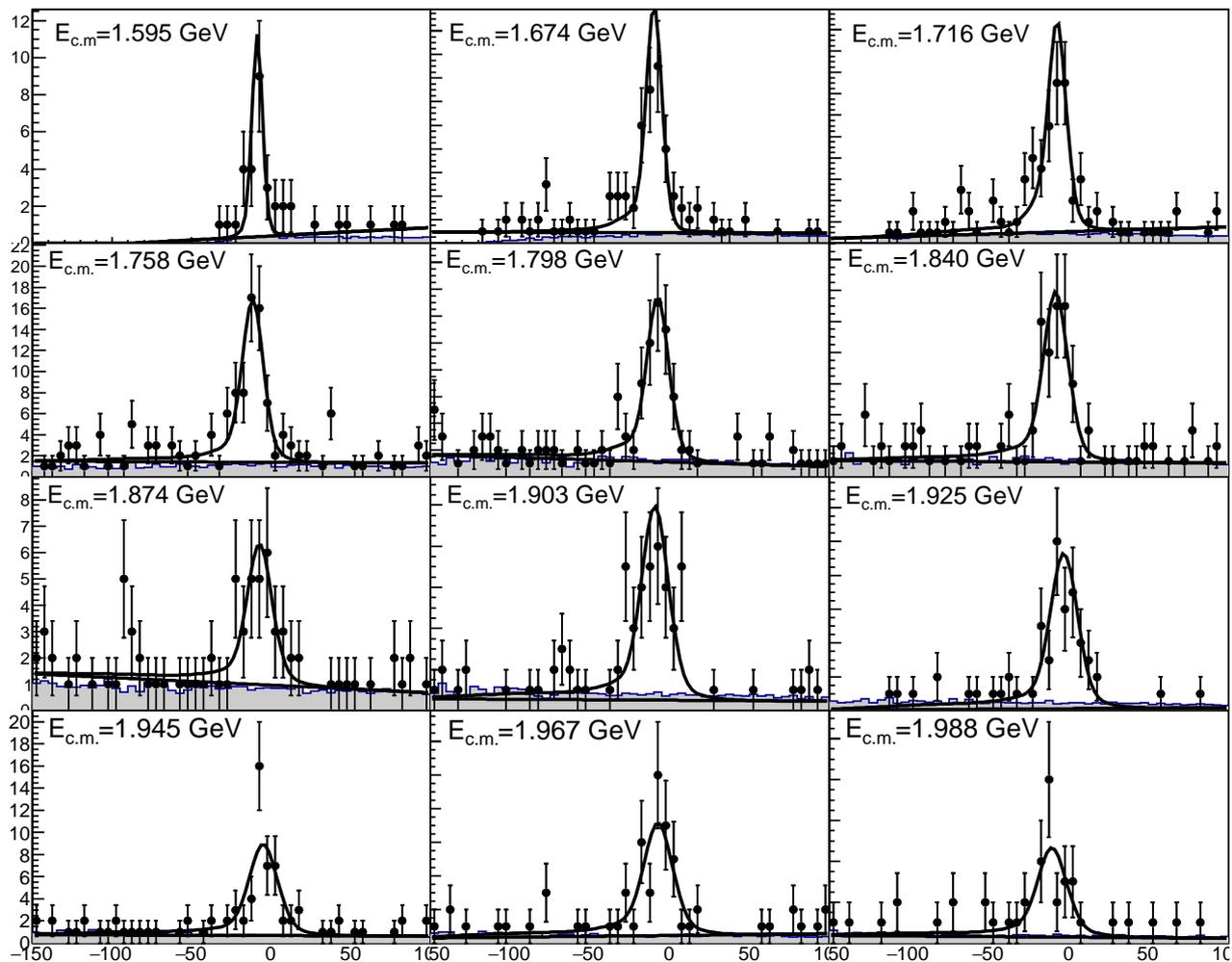


Рисунок 1.16 — Разделение сигнальных и фоновых событий в точках по энергии заходов 2012-го года путем аппроксимации распределения ΔE в эксперименте (маркеры). Сплошная кривая показывает фитирующую функцию, прямая линия — часть этой функции, описывающая форму фона. Оценка фона в моделировании показана серой гистограммой

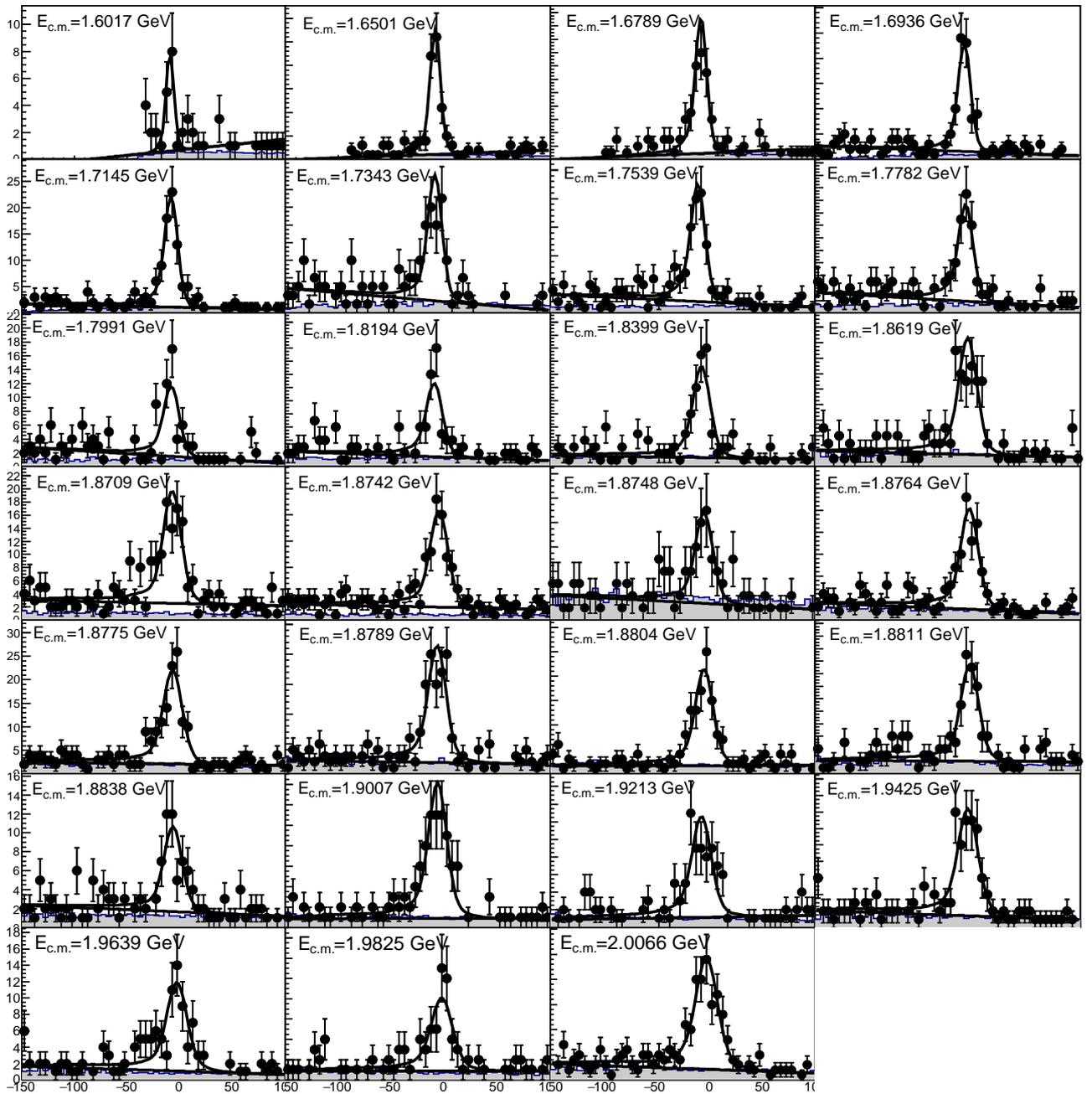


Рисунок 1.17 — Разделение сигнальных и фоновых событий в точках по энергии заходов 2017-го года путем аппроксимации распределения ΔE в эксперименте (маркеры). Сплошная кривая показывает фитирующую функцию, прямая линия – часть этой функции, описывающая форму фона. Оценка фона в моделировании показана серой гистограммой

мость “геометрической” эффективности регистрации пары каонов из распада ϕ -мезона от скорости последнего. А именно, вблизи порога реакции каоны вылетают в почти противоположных направлениях, $\theta_{K^+,K^-} \sim \pi$, и детектируются или не детектируются (вылетая в торцевую часть ДК) одновременно. С ростом $E_{c.m.}$ угол между направлениями вылета каонов становится $\theta_{K^+,K^-} \sim \pi/2$, так что при детектировании одного из каонов другой со значительной вероятностью вылетает в торцевую часть ДК, что приводит к наблюдаемому на рисунке 1.18 уменьшению ε_{MC} при $E_{c.m.} \sim 1,65$ ГэВ. Наконец, при дальнейшем увеличении $E_{c.m.}$ угол между направлениями вылета каонов уменьшается, $\theta_{K^+,K^-} \rightarrow 0$, и оба каона вновь детектируются или не детектируются одновременно, что и приводит к росту ε_{MC} .

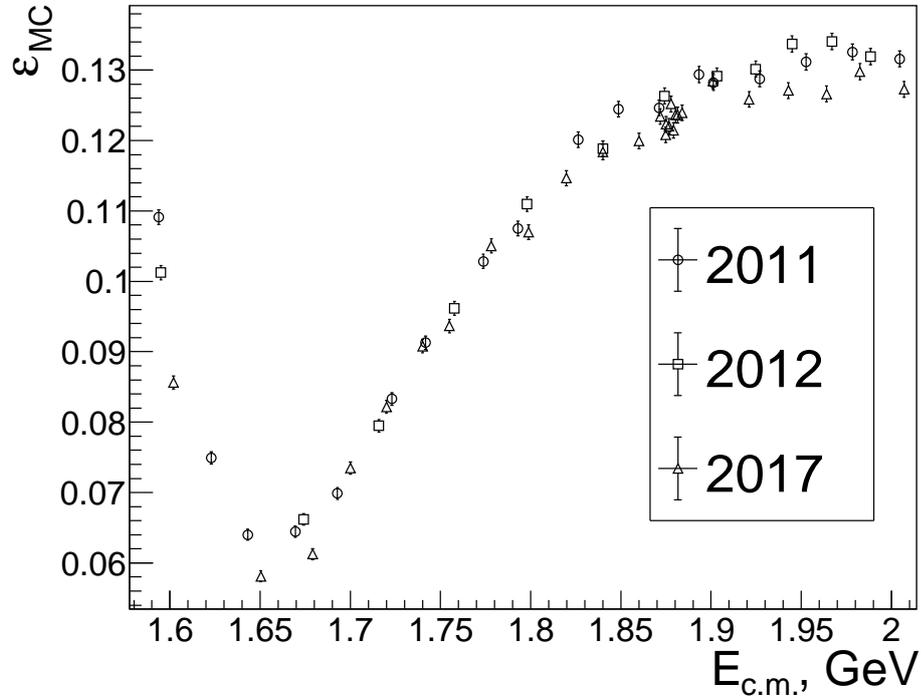


Рисунок 1.18 — Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в точках по энергии заходов 2011, 2012 и 2017-го годов

В анализе процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ с детектором КМД-3 [47] было найдено, что средняя эффективность регистрации каонов в эксперименте ($\varepsilon_{\text{exp}}^K$) и моделировании (ε_{MC}^K) согласуются с точностью 1% (рассматривалась область полярных углов $0,85 < \theta < \pi - 0,85$). Таким образом, мы оцениваем систематическую неопределенность эффективности регистрации заряженного каона в “хорошей” области полярных углов $1,0 < \theta < \pi - 1,0$ в 1%.

При полярных углах $\theta < 1,0$ и $\theta > \pi - 1,0$ рад эффективность регистрации каонов падает в эксперименте и моделировании, притом неодинаковым обра-

зом, что приводит к различию в распределениях по полярному углу каонов. Из этого различия можно извлечь поправку к эффективности отбора конечного состояния $K^+K^-\eta$. Для этого мы отбираем события из области под сигнальным пиком, удовлетворяющие условию $-40 \text{ МэВ} < \Delta E < 20 \text{ МэВ}$. При этом мы требуем, чтобы по крайней мере один из каонов имел полярный угол, лежащий в “хорошей” области от $1,1$ to $\pi - 1,1$ (мы предполагаем $\varepsilon_{\text{exp}}^K = \varepsilon_{\text{MC}}^K$ в этой области углов). Сравнение спектров $|\pi/2 - \theta|$ для второго каона показано на рисунке 1.19. Аппроксимация отношения этого спектра в моделировании к такому же спектру в эксперименте функцией вида $1 + \exp(p_0(p_1 - \theta))$ дает поправочную функцию к эффективности регистрации каона $(1 + \delta_{\text{eff}}^K)(\theta)$, см. рисунок 1.20. Неопределенность этой поправочной функции получена путем многократного варьирования точек гистограммы, показанной на рисунке 1.20, с последующей ее переаппроксимацией.

Поправка $(1 + \delta_{\text{eff}})$ к эффективности отбора конечного состояния $K^+K^-\eta$ вычисляется путем свертки поправки для одиночного каона $1/(1 + \delta_{\text{eff}}^K)(\theta)$ с распределениями по полярному углу каонов, реконструированных в моделировании:

$$(1 + \delta_{\text{eff}}) = \frac{1}{N_{\text{sim.rec.}}} \sum_{i=1}^{i=N_{\text{sim.rec.}}} \frac{1}{(1 + \delta_{\text{eff}}^K(\theta_{K^-})) \cdot (1 + \delta_{\text{eff}}^K(\theta_{K^+}))}. \quad (1.6)$$

Величина данной поправки в зависимости от $E_{\text{c.m.}}$ показана на рисунке 1.21. Систематическая неопределенность значений поправки выводится из неопределенности функции $(1 + \delta_{\text{eff}}^K)(\theta)$ и оценивается в 1,5%. Для того, чтобы протестировать правильность полученной поправки, мы используем оценку полного числа сигнальных событий $N_{\text{sig.tot}}$, произведенных коллайдером во время используемых экспериментальных заходов (без учета неэффективности триггера):

$$N_{\text{sig.tot}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{en.points}}} \frac{N_{\text{sig.events}}^i}{\varepsilon^i}, \quad (1.7)$$

где $N_{\text{sig.events}}^i$ – число отобранных сигнальных событий в i -й точке по энергии, ε^i – поправленная эффективность регистрации в этой точке. Применение поправки

к эффективности делает $N_{\text{sig.tot}}$ почти не зависящей от θ_{cut} , как показано на рисунке 1.22.

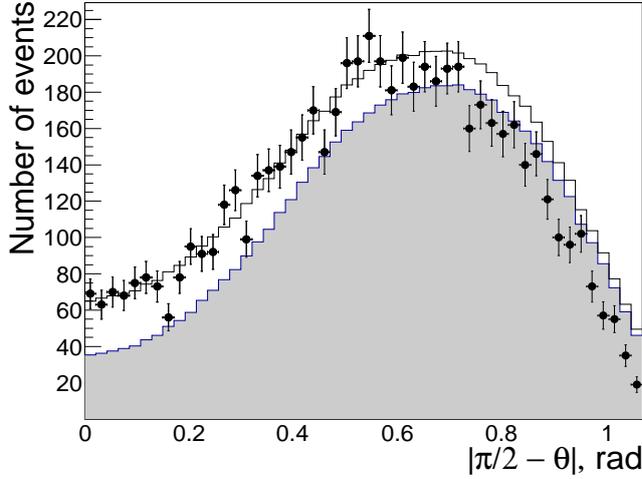


Рисунок 1.19 — Распределение $|\pi/2 - \theta|$ для второго каона в эксперименте (маркеры) и моделировании сигнального (серая гистограмма) и сигнального и фоновых процессов (открытая гистограмма). Гистограмма моделирования сигнального и фоновых процессов нормирована в диапазоне $|\pi/2 - \theta| < 0,5$ на число событий в экспериментальной гистограмме в том же диапазоне

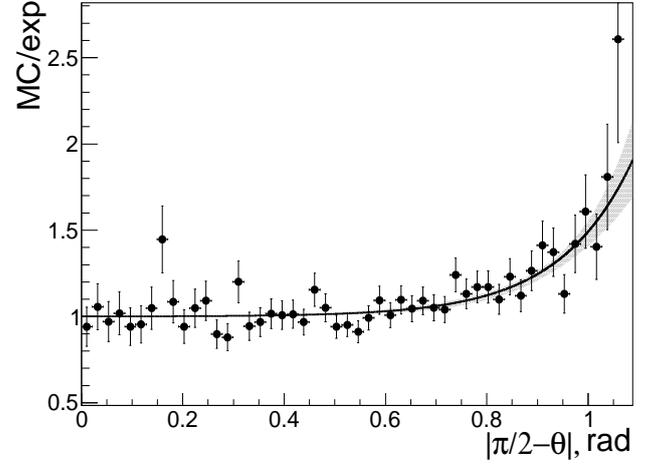


Рисунок 1.20 — Аппроксимация отношения спектра $|\pi/2 - \theta|$ для второго каона в моделировании сигнального и фоновых процессов к аналогичному спектру в эксперименте. Затененная область показывает неопределенность фитирующей функции

Далее, поскольку величина ε_{MC} не включает эффективность триггера $\varepsilon_{\text{trig}}$ (для каждого смоделированного события триггер считается сработавшим), $\varepsilon_{\text{trig}}$ должна оцениваться отдельно из экспериментальных данных. Триггер детектора КМД-3 состоит из двух независимых подсистем, так называемых “нейтрального” (НТ) и “заряженного” триггеров (СТ), соединенных по схеме ИЛИ, так что полная эффективность триггера вычисляется следующим образом:

$$\varepsilon_{\text{trig}} = 1 - (1 - \varepsilon_{\text{NT}})(1 - \varepsilon_{\text{CT}}), \quad (1.8)$$

где эффективности НТ и СТ выражаются через количество событий в эксперименте, в которых сработал только нейтральный триггер (N_{NT}), только заря-

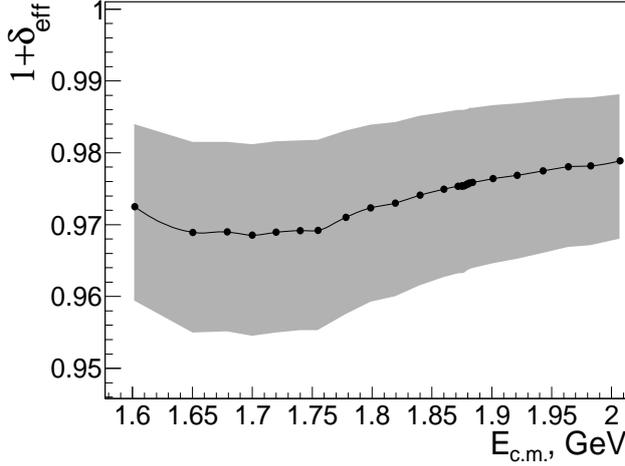


Рисунок 1.21 — Поправка к эффективности отбора ($1 + \delta_{\text{eff}}$) событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в зависимости от $E_{\text{c.m.}}$ для заходов 2017-го года. Затененная область показывает неопределенность поправки

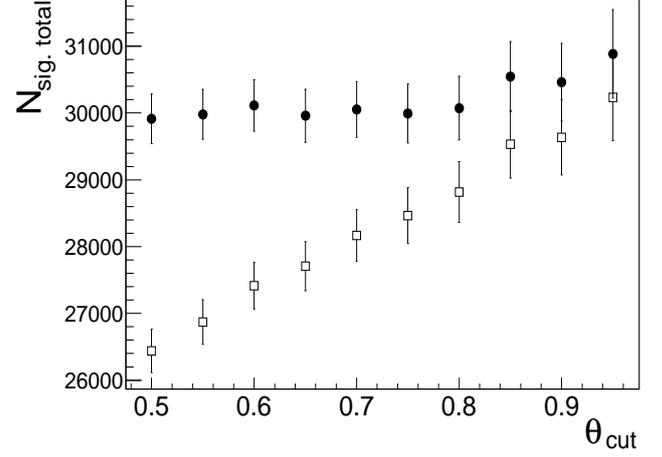


Рисунок 1.22 — Зависимость $N_{\text{sig.tot}}$ от θ_{cut} до (квадратные маркеры) и после (круглые маркеры) применения поправки к эффективности

женный триггер (N_{CT}) или оба триггера ($N_{\text{NT\&CT}}$):

$$\varepsilon_{\text{NT}} = \frac{N_{\text{NT\&CT}}}{N_{\text{NT\&CT}} + N_{\text{CT}}}, \varepsilon_{\text{CT}} = \frac{N_{\text{NT\&CT}}}{N_{\text{NT\&CT}} + N_{\text{NT}}}. \quad (1.9)$$

Величины $\varepsilon_{\text{trig}}$, ε_{NT} и ε_{CT} в зависимости от $E_{\text{c.m.}}$ для заходов 2012-го года показаны на рисунке 1.23. Наконец, поправленная эффективность регистрации ε вычисляется как

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{MC}}(1 + \delta_{\text{eff}})\varepsilon_{\text{trig}}. \quad (1.10)$$

1.2.4 Вычисление и аппроксимация сечения

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в каждой точке по $E_{\text{c.m.}}$ вычисляется как отношение видимого сечения σ_{vis} к радиационной поправке $(1 + \delta_{\text{rad}})$:

$$\sigma_{\text{Born}} = \frac{\sigma_{\text{vis}}}{1 + \delta_{\text{rad}}} = \frac{N_{\text{sig.events}}}{L\varepsilon(1 + \delta_{\text{rad}})\mathcal{B}_{K^+K^-}^\phi}, \quad (1.11)$$

где $N_{\text{sig.events}}$ – число отобранных сигнальных событий, L – интегральная светимость, ε – поправленная эффективность регистрации.

Радиационная поправка в каждой точке по $E_{\text{c.m.}}$ вычисляется с использованием структурной функции $F(x, E_{\text{c.m.}})$ [49], описывающей излучение фотонных струй в коллинеарной области вдоль направлений импульсов начальных электронов и позитронов:

$$1 + \delta_{\text{rad}} = \int_0^1 dx F(x, E_{\text{c.m.}}) \frac{\sigma_{\text{Born}}(E_{\text{c.m.}} \sqrt{1-x})}{\sigma_{\text{Born}}(E_{\text{c.m.}})}. \quad (1.12)$$

Мы осуществляем вычисление итерационно, используя на этапе первой итерации аппроксимацию сечения, измеренного ВаВаг [17] в диапазонах $E_{\text{c.m.}}$ от 1,58 до 2,0 ГэВ и от 2,3 до 3,5 ГэВ (область от 2,0 до 2,3 ГэВ исключена для избежания необходимости подгонки резонанса $\phi(2170)$). Для аппроксимации сечения мы используем формулу

$$\sigma_{\phi\eta}(s) = \frac{27\Gamma_{\phi} m_{\phi}^2}{\pi^2 |\vec{p}_K(m_{\phi})|^3 s} F(s) \left| \frac{a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}}{s} + \sqrt{\frac{(\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}) \Gamma_{\phi'} m_{\phi'}^3}{|\vec{p}_{\phi}(m_{\phi'})|^3}} D_{\phi'}(s) \right|^2, \quad (1.13)$$

$$F(s) = \int |\vec{p}_{K^+} \times \vec{p}_{K^-}|^2 \sin^2(\theta_{\text{normal}}) |D_{\phi}(p_{\phi}^2)|^2 d\Phi_{K^+K^-\eta}(\sqrt{s}), \quad (1.14)$$

где $D_{\phi'}(s) = 1/(s - m_{\phi'}^2 + i\sqrt{s}\Gamma_{\phi'}(s))$ и $D_{\phi}(p_{\phi}^2) = 1/(p_{\phi}^2 - m_{\phi}^2 + i\sqrt{p_{\phi}^2}\Gamma_{\phi}(p_{\phi}^2))$ – пропагаторы ϕ' и ϕ , $|\vec{p}_{\phi}(\sqrt{s})|$ – импульс ϕ -мезона в распаде $\phi' \rightarrow \phi\eta$ в системе покоя ϕ' , $|\vec{p}_K(\sqrt{p_{\phi}^2})|$ – импульс каона в распаде $\phi \rightarrow K^+K^-$ в системе покоя ϕ , θ_{normal} – полярный угол вектора нормали к плоскости, построенной на векторах \vec{p}_{K^+} и \vec{p}_{K^-} , $d\Phi_{K^+K^-\eta}$ – элемент трехчастичного фазового объема. Мы пренебрегаем OZI-подавленным [50, 51] вкладом $\omega(1650)$, но рассматриваем возможный вклад подпороговых резонансов (например, $\phi(1020)$), описывая их через “нерезонансную” амплитуду $a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}/s$. Фактор $F(s)$ представляет собой “динамическую” часть квадрата матричного элемента, усредненную по трехчастичному фазовому объему системы $K^+K^-\eta$.

Величина $\Gamma_{\phi'}(s)$ вычисляется по формуле (см. [48]):

$$\Gamma_{\phi'}(s) = \Gamma_{\phi'} \left[\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'} \frac{\mathcal{P}_{K^*(892)K}(s)}{\mathcal{P}_{K^*(892)K}(m_{\phi'}^2)} + \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} \frac{\mathcal{P}_{\phi\eta}(s)}{\mathcal{P}_{\phi\eta}(m_{\phi'}^2)} + \mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'} \frac{\mathcal{P}_{\phi\sigma}(s)}{\mathcal{P}_{\phi\sigma}(m_{\phi'}^2)} \right], \quad (1.15)$$

где σ обозначает $f_0(500)$ -мезон, функции $\mathcal{P}_{K^*(892)K}$ и $\mathcal{P}_{\phi\eta}$ представляют собой квазидвухчастичные фазовые объемы в распадах $\phi' \rightarrow K^*(892)K$ и $\phi' \rightarrow \phi\eta$. Согласно работе [48] мы фиксируем бранчинги $\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'}$, $\mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, $\mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'}$ на значениях 0,7, 0,2 и 0,1, соответственно. Фазовые объемы K^*K и $\phi\eta$ вычисляются как:

$$\mathcal{P}_{VP}(s) = \left[\frac{(s + m_V^2 - m_P^2)^2 - 4m_V^2 s}{s} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (1.16)$$

где $V = K^*, \phi$, $P = K, \eta$. Функция $\mathcal{P}_{\phi\sigma}$ в (1.15) представляет собой фазовый объем квазидвухчастичного конечного состояния в распаде $\phi' \rightarrow \phi\sigma$ и вычисляется как

$$\mathcal{P}_{\phi\sigma}(s) = \int_{2m_\pi}^{\sqrt{s}-m_\phi} dm |BW(m, m_\sigma, \Gamma_\sigma)|^2 (\mathcal{P}_{\phi\sigma})|_{m_\sigma=m}, \quad (1.17)$$

где

$$|BW(m, m_\sigma, \Gamma_\sigma)|^2 = \frac{2m_\sigma \Gamma_\sigma m}{\pi((m^2 - m_\sigma^2)^2 + m_\sigma^2 \Gamma_\sigma^2)} \quad (1.18)$$

есть плотность вероятности для σ -мезона иметь массу m , которая может быть приблизительно оценена как квадрат модуля функции Брейта–Вигнера $BW(m, m_\sigma, \Gamma_\sigma)$ с центром m_σ и шириной Γ_σ (мы принимаем $m_\sigma = 0,475$ ГэВ и $\Gamma_\sigma = 0,550$ ГэВ [52]), и

$$(\mathcal{P}_{\phi\sigma})|_{m_\sigma=m} = \frac{\sqrt{(s + m_\phi^2 - m^2)^2 - 4sm_\phi^2}}{s^{3/2}} \left(1 + \frac{(s + m_\phi^2 - m^2)^2}{8sm_\phi^2} \right) \quad (1.19)$$

есть величина пропорциональная ширине распада $\phi' \rightarrow \phi\sigma$ с массой σ равной m . Интегрирование в формуле 1.17 проводится в диапазоне, доступном для массы $m = m_{\text{inv}, 2\pi} \in (2m_\pi; \sqrt{s} - m_\phi)$.

Аналогично $\Gamma_{\phi'}(s)$ ширина $\Gamma_\phi(s)$ вычисляется с учетом мод распада ϕ в конечные состояния K^+K^- , $K_S K_L$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Необходимо отметить, что в работе ВаВаг [17] для аппроксимации сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ использовалась квазидвухчастичная формула

$$\sigma_{\phi\eta}(s) = 12\pi \frac{|\vec{p}_\phi(\sqrt{s})|^3}{s^{3/2}} \left| \frac{a_{\text{n.r.}} e^{i\Psi_{\text{n.r.}}}}{s} + \sqrt{\frac{(\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}) \Gamma_{\phi'} m_{\phi'}^3}{|\vec{p}_\phi(m_{\phi'})|^3}} D_{\phi'}(s) \right|^2. \quad (1.20)$$

Нормированная разность $(\sigma_{\phi\eta}^{\text{3body}}/\sigma_{\phi\eta}^{\text{2body}} - 1)$ трехчастичной и квазидвухчастичной параметризаций сечения показана на рисунке 1.24. На текущем уровне систематической неопределенности (см. параграф 1.2.5) использование более точной трехчастичной формулы является необходимым.

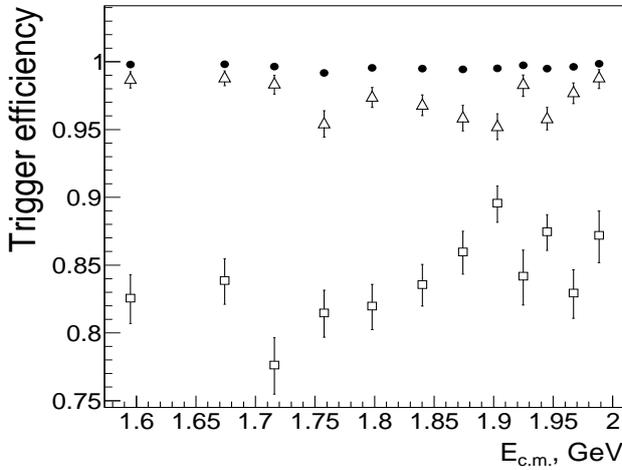


Рисунок 1.23 — Величины $\varepsilon_{\text{trig}}$ (круглые маркеры), ε_{NT} (квадратные маркеры) и ε_{ST} (треугольные маркеры) в зависимости от $E_{\text{c.m.}}$ для заходов 2012-го года

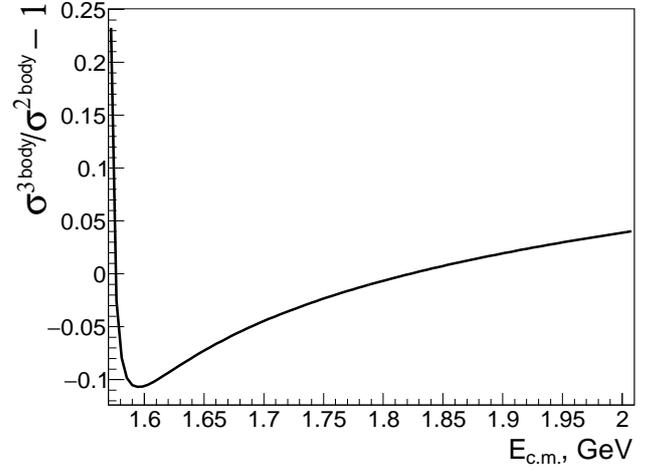


Рисунок 1.24 — Нормированная разность $(\sigma_{\phi\eta}^{\text{3body}}/\sigma_{\phi\eta}^{\text{2body}} - 1)$ трехчастичной и двухчастичной параметризаций сечения

После первой итерации вычисления радиоправок мы используем данные КМД-3 вместе с данными ВаВаг в диапазоне $E_{\text{c.m.}}$ от 2,3 до 3,5 ГэВ, что необходимо для фиксации асимптотического поведения сечения. Четырех итераций оказывается достаточно для сходимости радиационных поправок с точностью 0,5%, рисунок 1.25 показывает значения радиационных поправок на последней итерации. Неопределенности этих значений, оцениваемые в 1,5%, обусловлены неопределенностью формы сечения и вычисляются путем многократной вариации точек видимого сечения с последующим пересчетом радиоправок.

Полученное Борновское сечение $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ (см. таблицы 1.1–1.3) вместе с результатами ВаВаг [17] и СНД показано на рисунке 1.26. Аппроксимация асимптотики сечения показана на рисунке 1.27. В поведении полученного сече-

ния наблюдается волнообразное отклонение от фита при энергии $E_{\text{с.м.}} \approx 1,9$ ГэВ, см. рисунок 1.28 (слева). Это отклонение может быть обусловлено неопределенностью бранчингов мод распада ϕ' либо модами распада, неучтенными в параметризации ширины ϕ' . На текущем уровне статистики установить причины этого эффекта не представляется возможным.

Отметим, что в процессах $e^+e^- \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)$ и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ наблюдалось скачкообразное изменение сечения вблизи порога рождения пары нуклон-антинуклон [53]. Как видно из рисунка 1.28 (справа), на текущем уровне статистики для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ скачкообразного изменения сечения вблизи данного порога не наблюдается.

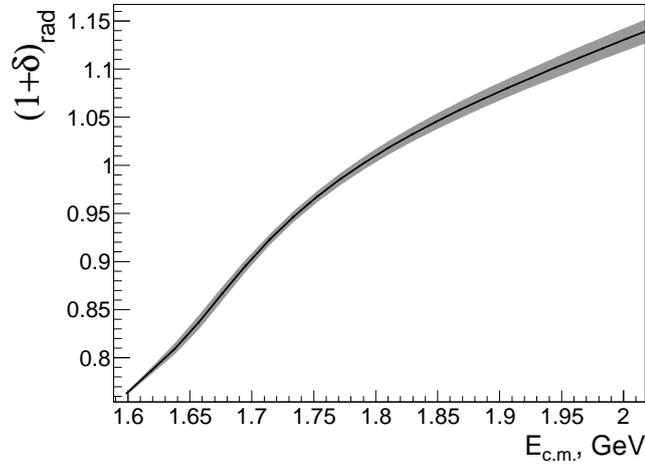


Рисунок 1.25 — Радиационная поправка в зависимости от $E_{\text{с.м.}}$ на этапе последней итерации (сплошная кривая) и ее неопределенность (затенненная область)

Параметры ϕ' -мезона, полученные из аппроксимации сечения, измеренного КМД-3, приведены в таблице 1.4. Наряду с параметризацией сечения с параметром $\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ мы также использовали параметризацию через $\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$. Результаты для всех остальных параметров кроме $\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ и $\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ в этих двух случаях одинаковы. Наши результаты для параметров ϕ' согласуются с результатами ВаВаг [17] и другими прежними измерениями, но имеют лучшую статистическую точность. Оценка систематических неопределенностей параметров ϕ' описана в параграфе 1.2.5.

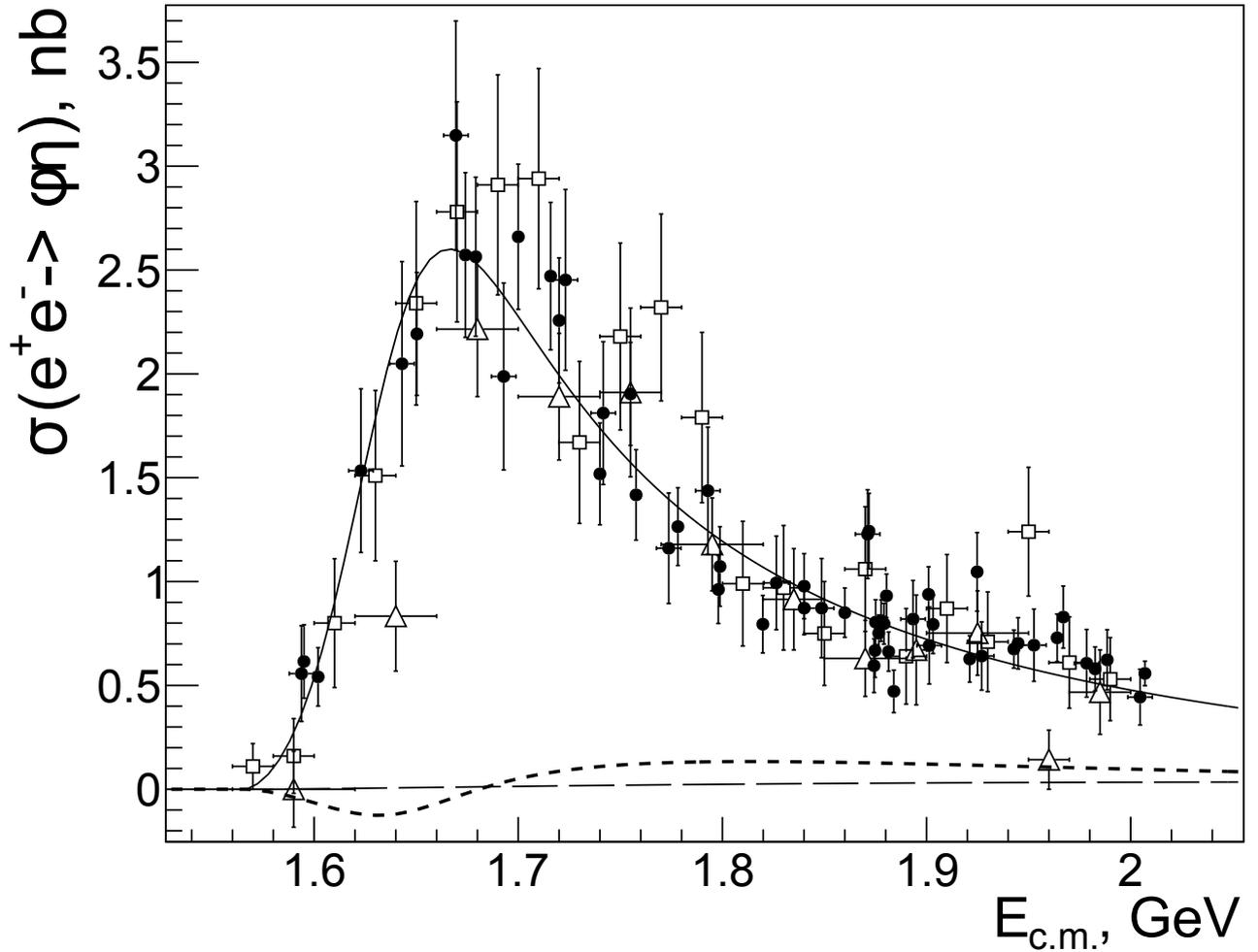


Рисунок 1.26 — Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, измеренное BaBar (квадратные маркеры), СНД (треугольные маркеры) и КМД-3 (круглые маркеры). Показаны фит данных КМД-3 (сплошная кривая), нерезонансная (штрихованная кривая) и интерференционная части фита (пунктирная кривая)

1.2.5 Анализ систематических ошибок

Мы оцениваем систематическую неопределенность, относящуюся к определенному критерию отбора, как относительную вариацию величины $N_{\text{sig.tot}}$ (см. параграф 1.2.3) при вариации (или включении/выключении) этого отбора. Пределы варьирования отбора выбираются как можно более широкими при соблюдении двух условий: 1) отбор не подавляет значительную ($>5\%$) долю сигнала; 2) для описания формы фона по-прежнему достаточно учета вкладов конечных состояний $K^+K^-\pi^0\pi^0$ и $K^+K^-\pi^+\pi^-$. Были проанализированы следующие источники систематической неопределенности:

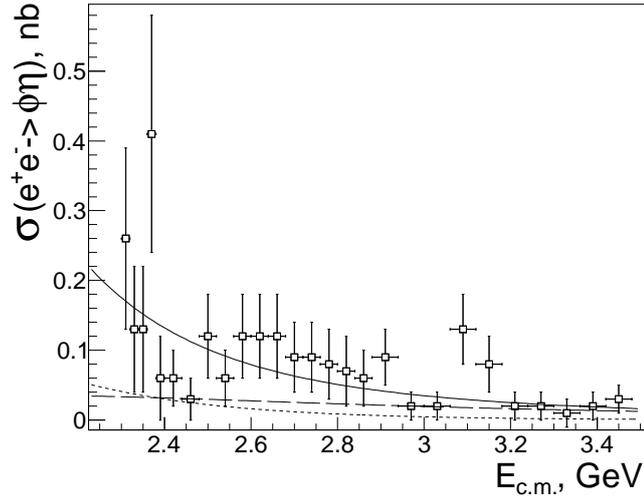


Рисунок 1.27 — Аппроксимация сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ измеренного ВаВар (квадраты) в диапазоне $E_{c.m.}$ от 2,3 до 3,5 ГэВ (последняя итерация). Показаны фит данных (сплошная кривая), нерезонансная (штрихованная кривая) и интерференционная части фита (пунктирная кривая)

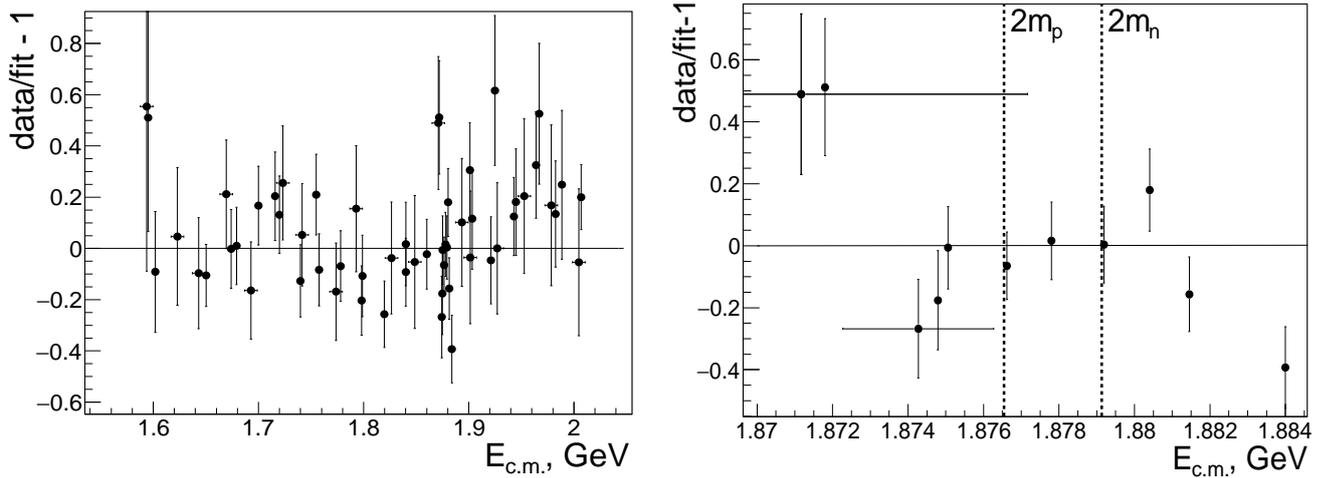


Рисунок 1.28 — Нормированная разность между сечением процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, измеренным КМД-3, и его аппроксимацией во всем диапазоне энергий (слева) и в области вблизи порога рождения пар нуклон-антинуклон (справа)

- Условия отбора по ρ_{PCA} , z_{PCA} , p_{\perp} и $dE/dx_{DC} < dE/dx_{DC, protons}$ для положительно заряженных частиц, применяемые на этапе отбора “хороших” треков, дают систематику 1,0, 0,5, 0,3 и 0,4%, соответственно. Эти значения оцениваются путем включения/выключения соответствующих отборов.
- Ограничение на L_{2K} , используемое для отбора каонов, варьировалось в пределах от $-0,6$ до $-0,1$. Соответствующая систематика равна 0,8%.

- Ограничение на $m_{\text{inv},2K}$, использованное для отбора событий из области ϕ -мезона, варьировалось в пределах от 1050 до 1100 МэВ. Соответствующая неопределенность составляет 0,7%.
- Нижний предел распределения ΔE варьировался в пределах от -180 до -100 МэВ. Соответствующая неопределенность составляет 1%.
- Верхний предел распределения ΔE варьировался в пределах от 50 до 150 МэВ. Соответствующая неопределенность составляет 1%.
- Положение сигнального пика может быть фиксированным из моделирования ($\delta x \equiv 0$) или быть свободным параметром фита распределения ΔE в эксперименте. Связанная с этим систематическая неопределенность составляет 2%.
- Ширина сигнального пика может быть фиксирована из моделирования ($\delta \sigma \equiv 0$) или быть свободным параметром фита, соответствующая неопределенность составляет 2,5%.
- Форма фона при аппроксимации распределения ΔE в эксперименте может быть принята линейной со свободными параметрами, либо ее параметры могут быть фиксированы из аппроксимации моделирования фона. Систематическая неопределенность составляет 2,3%.
- Неопределенность эффективности регистрации одиночных каонов оценивается в 1%, для пары каонов – 1,5%. Неопределенность поправки к эффективности отбора $K^+K^-\eta$, связанная с угловой зависимостью эффективности регистрации каонов (см. параграф 1.2.3), оценивается в 1,5%.
- Систематическая ошибка измерения светимости равна 1% [43].
- Неопределенность бранчинга $\mathcal{B}_{K^+K^-}^\phi$ составляет $\sim 1\%$.

В таблице 1.5 приведена сводка проанализированных систематических неопределенностей измерения сечения. Полная систематическая неопределенность получается квадратичным суммированием отдельных неопределенностей и оценивается в 5,1%.

Наконец, были проанализированы следующие источники систематической погрешности измерения параметров ϕ' :

- Систематическая неопределенность измерения сечения в 5,1% вызывает аналогичную неопределенность в параметрах $\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ и $\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$.

- Неопределенность бранчингов мод распада ϕ' обуславливает неопределенность формы пика ϕ' в сечении. Согласно [52] относительные неопределенности $\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'}$, $\mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$ и $\mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'}$ могут быть оценены в 15%, 30% и 15%, соответственно. Вариация бранчингов в пределах этих неопределенностей с ограничением $\mathcal{B}_{K^*(892)K}^{\phi'} + \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} + \mathcal{B}_{\phi\sigma}^{\phi'} \equiv 1$ приводит к неопределенности в 3 эВ для $\Gamma_{ee}^{\phi'}\mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, 4 МэВ для $m_{\phi'}$ и 13 МэВ для $\Gamma_{\phi'}$.
- Вклад от неопределенности формы нерезонансной амплитуды изучался путем аппроксимации сечения с различными нерезонансными амплитудами: 0, $a_{\text{n.r.}}$, $a_{\text{n.r.}}/s^{3/2}$, $a_{\text{n.r.}}/s$, $a_{\text{n.r.}}/\sqrt{s}$, $a_{\text{n.r.}}\cdot\sqrt{s}$, $a_{\text{n.r.}}\cdot s$, где $a_{\text{n.r.}}$ есть константа. Получающиеся неопределенности параметров ϕ' составляют 14 эВ для $\Gamma_{ee}^{\phi'}\mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, 10 МэВ для $m_{\phi'}$ и 36 МэВ для $\Gamma_{\phi'}$.

Полные систематические неопределенности параметров ϕ' , приведенные в таблице 1.4, получены квадратичным суммированием отдельных перечисленных вкладов.

1.3 Вклад в $(g - 2)_\mu$

Используя результаты измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ мы рассчитываем вклад данного процесса в адронный вклад ведущего порядка в аномальный магнитный момент мюона a_μ . В соответствии с работой [54] этот вклад в диапазоне $E_{\text{с.м.}}$ от $E_{\text{min}} \equiv 2m_{K^+} + m_\eta$ до E_{max} вычисляется по формуле

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < E_{\text{max}}) = \left(\frac{\alpha m_\mu}{3\pi}\right)^2 \int_{E_{\text{min}}^2}^{E_{\text{max}}^2} \frac{ds}{s^2} K(s) \cdot \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta) |1 - \Pi(s)|^2}{\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (1.21)$$

где $K(s)$ – ограниченная функция, фактор $|1 - \Pi(s)|^2$ исключает эффект лептонной и адронной поляризации вакуума (VP), и $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4\pi\alpha^2/(3s)$. Интегрирование проводится с помощью метода трапеций и использует значения сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, измеренные в эксперименте. Вычисление $a_\mu^{\phi\eta}$ для $E_{\text{max}} = 1,8$ и $2,0$ ГэВ дает

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 1,8 \text{ GeV}) = (0,321 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,016_{\text{syst}}) \times 10^{-10}, \quad (1.22)$$

$$a_\mu^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV}) = (0,440 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,022_{\text{syst}}) \times 10^{-10}. \quad (1.23)$$

Здесь первая неопределенность является статистической, а вторая соответствует систематической неопределенности сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta)$. Полученные значения можно сравнить с вычислениями, основанными на данных ВаВаг в соответствующих диапазонах $E_{\text{с.м.}}$ (см. [8, 9]):

$$a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 1,8 \text{ GeV}) = (0,36 \pm 0,02_{\text{stat}} \pm 0,02_{\text{syst}}) \times 10^{-10}, \quad (1.24)$$

$$a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV}) = (0,46 \pm 0,03_{\text{tot}}) \times 10^{-10}. \quad (1.25)$$

Для случая $a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV})$ здесь приведена полная неопределенность. Отметим, что в работе [8] используется квадратичная интерполяция между точками по энергии, в то время как в работе [9] используется метод трапеций. Видно, что наше значение $a_{\mu}^{\phi\eta}$ для $E_{\text{с.м.}} < 1,8 \text{ ГэВ}$ примерно на 1σ ниже значения, полученного на основе данных ВаВаг.

Таблица 1.1 — Энергия $E_{c.m.}$, интегральная светимость L , число сигнальных событий $N_{sig.events}$, поправленная эффективность регистрации ε , радиационная поправка $(1 + \delta_{rad})$ и Борновское сечение $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в заходах 2011-го года. Неопределенность $E_{c.m.}$ составляет 6 МэВ. Показаны только статистические ошибки

$E_{c.m.}$ ГэВ	L , нб $^{-1}$	$N_{sig.events}$	ε	$1 + \delta_{rad}$	σ , нб
1,594	450	$6,8 \pm 2,7$	$0,073 \pm 0,006$	0,76	$0,56 \pm 0,23$
1,623	519	$18,4 \pm 4,7$	$0,060 \pm 0,002$	0,79	$1,53 \pm 0,39$
1,643	463	$21,3 \pm 5,1$	$0,056 \pm 0,001$	0,82	$2,05 \pm 0,49$
1,669	573	$41,6 \pm 7,2$	$0,055 \pm 0,001$	0,86	$3,15 \pm 0,55$
1,693	495	$27,0 \pm 6,1$	$0,063 \pm 0,001$	0,89	$1,99 \pm 0,45$
1,723	532	$44,2 \pm 7,8$	$0,074 \pm 0,001$	0,93	$2,45 \pm 0,44$
1,742	543	$39,0 \pm 7,4$	$0,085 \pm 0,001$	0,95	$1,81 \pm 0,34$
1,774	562	$29,9 \pm 6,8$	$0,095 \pm 0,001$	0,98	$1,16 \pm 0,27$
1,793	455	$32,5 \pm 6,9$	$0,102 \pm 0,001$	1,00	$1,44 \pm 0,31$
1,826	515	$29,1 \pm 6,6$	$0,113 \pm 0,001$	1,02	$0,99 \pm 0,23$
1,849	436	$22,5 \pm 6,2$	$0,117 \pm 0,001$	1,04	$0,87 \pm 0,24$
1,871	673	$50,2 \pm 8,7$	$0,118 \pm 0,001$	1,05	$1,23 \pm 0,21$
1,893	529	$28,2 \pm 6,4$	$0,125 \pm 0,001$	1,06	$0,82 \pm 0,19$
1,901	507	$23,4 \pm 6,3$	$0,128 \pm 0,001$	1,07	$0,69 \pm 0,19$
1,927	567	$24,3 \pm 6,2$	$0,126 \pm 0,001$	1,08	$0,64 \pm 0,16$
1,953	452	$21,8 \pm 5,5$	$0,130 \pm 0,001$	1,09	$0,69 \pm 0,17$
1,978	523	$22,1 \pm 5,9$	$0,129 \pm 0,001$	1,11	$0,61 \pm 0,16$
2,005	481	$15,3 \pm 4,6$	$0,131 \pm 0,001$	1,12	$0,44 \pm 0,13$

Таблица 1.2 — Энергия $E_{\text{с.м.}}$, интегральная светимость L , число сигнальных событий $N_{\text{sig.events}}$, поправленная эффективность регистрации ε , радиационная поправка $(1 + \delta_{\text{rad}})$ и Борновское сечение $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в заходах 2012-го года. Неопределенность $E_{\text{с.м.}}$ составляет 2 МэВ. Показаны только статистические ошибки

$E_{\text{с.м.}}$ ГэВ	L , нб $^{-1}$	$N_{\text{sig.events}}$	ε	$1 + \delta_{\text{rad}}$	σ , нб
1,595	835	$14,4 \pm 4,1$	$0,076 \pm 0,002$	0,76	$0,62 \pm 0,18$
1,674	896	$57,1 \pm 8,8$	$0,059 \pm 0,001$	0,87	$2,57 \pm 0,40$
1,716	816	$66,5 \pm 9,5$	$0,073 \pm 0,001$	0,92	$2,47 \pm 0,35$
1,758	973	$60,2 \pm 9,2$	$0,092 \pm 0,001$	0,97	$1,42 \pm 0,22$
1,798	1000	$48,8 \pm 8,3$	$0,103 \pm 0,001$	1,00	$0,96 \pm 0,16$
1,840	967	$55,3 \pm 8,9$	$0,116 \pm 0,001$	1,03	$0,98 \pm 0,16$
1,874	857	$32,7 \pm 7,1$	$0,124 \pm 0,001$	1,05	$0,60 \pm 0,13$
1,903	902	$47,6 \pm 8,4$	$0,127 \pm 0,001$	1,07	$0,79 \pm 0,14$
1,925	567	$41,2 \pm 7,4$	$0,131 \pm 0,001$	1,08	$1,05 \pm 0,19$
1,945	995	$47,3 \pm 8,3$	$0,127 \pm 0,001$	1,09	$0,70 \pm 0,12$
1,967	693	$41,0 \pm 7,4$	$0,132 \pm 0,001$	1,10	$0,83 \pm 0,15$
1,988	602	$26,9 \pm 6,2$	$0,132 \pm 0,001$	1,11	$0,62 \pm 0,14$

Таблица 1.3 — Энергия $E_{\text{с.м.}}$, интегральная светимость L , число сигнальных событий $N_{\text{sig.events}}$, поправленная эффективность регистрации ε , радиационная поправка $(1 + \delta_{\text{rad}})$ и Борновское сечение $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в заходах 2017-го года. Неопределенность $E_{\text{с.м.}}$ составляет 100 кэВ. Показаны только статистические ошибки

$E_{\text{с.м.}}$, ГэВ	L , нб $^{-1}$	$N_{\text{sig.events}}$	ε	$1 + \delta_{\text{rad}}$	σ , нб
1,6017	1276	18,3 ± 4,7	0,071 ± 0,001	0,77	0,54 ± 0,14
1,6501	1429	65,6 ± 8,8	0,052 ± 0,001	0,83	2,19 ± 0,30
1,6789	1010	60,1 ± 8,9	0,054 ± 0,001	0,87	2,56 ± 0,38
1,6936	947	73,0 ± 9,5	0,066 ± 0,001	0,90	2,66 ± 0,35
1,7145	924	71,7 ± 9,5	0,076 ± 0,001	0,93	2,26 ± 0,30
1,7343	947	55,8 ± 9,0	0,083 ± 0,001	0,95	1,52 ± 0,25
1,7539	1048	82,9 ± 10,8	0,088 ± 0,001	0,97	1,90 ± 0,25
1,7782	1140	67,2 ± 9,9	0,097 ± 0,001	0,99	1,26 ± 0,19
1,7991	881	48,0 ± 8,6	0,103 ± 0,001	1,00	1,07 ± 0,19
1,8194	1162	50,2 ± 8,7	0,109 ± 0,001	1,02	0,79 ± 0,14
1,8399	1378	68,6 ± 10,0	0,113 ± 0,001	1,03	0,87 ± 0,13
1,8619	1551	78,9 ± 11,0	0,117 ± 0,001	1,05	0,85 ± 0,12
1,8709	1056	80,5 ± 11,7	0,119 ± 0,001	1,05	1,24 ± 0,18
1,8742	1900	94,0 ± 12,6	0,119 ± 0,001	1,05	0,80 ± 0,11
1,8748	1088	44,6 ± 8,6	0,119 ± 0,001	1,05	0,67 ± 0,13
1,8764	2539	117,1 ± 13,5	0,119 ± 0,001	1,05	0,75 ± 0,09
1,8775	2064	103,8 ± 12,7	0,120 ± 0,001	1,06	0,81 ± 0,10
1,8789	2025	99,3 ± 12,2	0,119 ± 0,001	1,06	0,80 ± 0,10
1,8804	1907	110,7 ± 12,4	0,121 ± 0,001	1,06	0,93 ± 0,10
1,8811	1874	78,7 ± 11,2	0,122 ± 0,001	1,06	0,66 ± 0,09
1,8838	1342	39,5 ± 8,6	0,121 ± 0,001	1,06	0,47 ± 0,10
1,9007	1180	71,5 ± 10,1	0,124 ± 0,001	1,07	0,94 ± 0,13
1,9213	1354	55,6 ± 9,9	0,124 ± 0,001	1,08	0,63 ± 0,11
1,9425	1788	78,8 ± 10,7	0,123 ± 0,001	1,09	0,68 ± 0,09
1,9639	1326	65,0 ± 10,2	0,125 ± 0,001	1,10	0,73 ± 0,11
1,9825	1255	49,5 ± 9,0	0,126 ± 0,001	1,11	0,58 ± 0,11
2,0066	3809	143,5 ± 15,1	0,123 ± 0,001	1,12	0,56 ± 0,06

Таблица 1.4 — Результаты аппроксимации сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$

Параметризация через	$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$	$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$
Параметр	Значение	
$\chi^2/\text{n.d.f}$	93,8/79 \approx 1,19	
$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$, эВ	$94 \pm 13_{\text{stat}} \pm 15_{\text{syst}}$	—
$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'}$	—	$0,53 \pm 0,06_{\text{stat}} \pm 0,09_{\text{syst}}$
$m_{\phi'}$, МэВ	$1667 \pm 5_{\text{stat}} \pm 11_{\text{syst}}$	
$\Gamma_{\phi'}$, МэВ	$176 \pm 23_{\text{stat}} \pm 38_{\text{syst}}$	
$a_{\text{n.r.}}$, МэВ	$1,1 \pm 0,6_{\text{stat}}$	
$\Psi_{\text{n.r.}}$	$0,14 \pm 0,67_{\text{stat}}$	

Таблица 1.5 — Систематические неопределенности измерения сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi\eta)$

Источник	Значение, %
Отбор событий	1,6
Разделение сигнала и фона	4,1
Поправка к эффективности	2,1
Светимость	1
$\mathcal{B}_{K^+K^-}^{\phi}$	1
Итого	5,1

Глава 2. Идентификация заряженных частиц с LXe калориметром детектора КМД-3

2.1 LXe калориметр детектора КМД-3

LXe калориметр детектора КМД-3 (см. рисунок 1.1) состоит из набора ионизационных камер с 7-ю соосными цилиндрическими катодами и 8-ю анодами с зазором в 10,2 мм между ними, см. рисунок 2.1. Каждый электрод представляет собой двусторонний фольгированный медью СТЭФ толщиной 0,5–0,8 мм. Толщина медной фольги составляет 15 мкм. Типичное рабочее электрическое поле в зазоре составляет 1,1 кВ/см. Каждый анод разделен в азимутальной плоскости на 33 одинаковых линейки, каждая из которых, в свою очередь, поделена на 8 сегментов вдоль оси z . Наборы из таких пластин, соединенные по глубине проводом, проходящим сквозь катодные слои, формируют т.н. башни, ориентированные в область взаимодействия пучков. Сформированные таким образом 264 башенных канала используются для измерения энерговыделения частиц.

Две проводящие поверхности катодного цилиндра разделены на полосы шириной от 1,2 до 1,8 мм (в зависимости от слоя), разделенные зазорами от 1,5 до 2,0 мм. Набор из каждых 4-х последовательных полосок электрически соединен в одну суперполоску (см. рисунок 2.2), сигнал с которой обрабатывается одним каналом электроники, всего 147–156 суперполосок на одной стороне катода. Полное число суперполосок – 2112. Везде далее, для краткости, суперполоски мы называем просто полосками. Направление полосок составляет 45 градусов относительно оси пучков, причем полоски на противоположных сторонах катода взаимно перпендикулярны, что позволяет измерять z - и φ -координаты кластеров.

Ток, наведенный в суперполоске в процессе дрейфа электронов ионизации интегрируется с временем интегрирования 4,5 мкс, что соответствует максимальному времени их дрейфа. Полосковые каналы используются для определения точки конверсии фотона, а также для измерения удельного энерговыделения dE/dx_{LXe} частицы в каждом из 14 слоев. Благодаря зазорам между

полосками катоды являются полупрозрачными, т.е. ионизация в одном анод-катодном зазоре наводит заряд на полоски на противоположной стороне катода. Это позволяет измерять координаты точки конверсии фотона на основе ионизации, произошедшей только в одном зазоре.

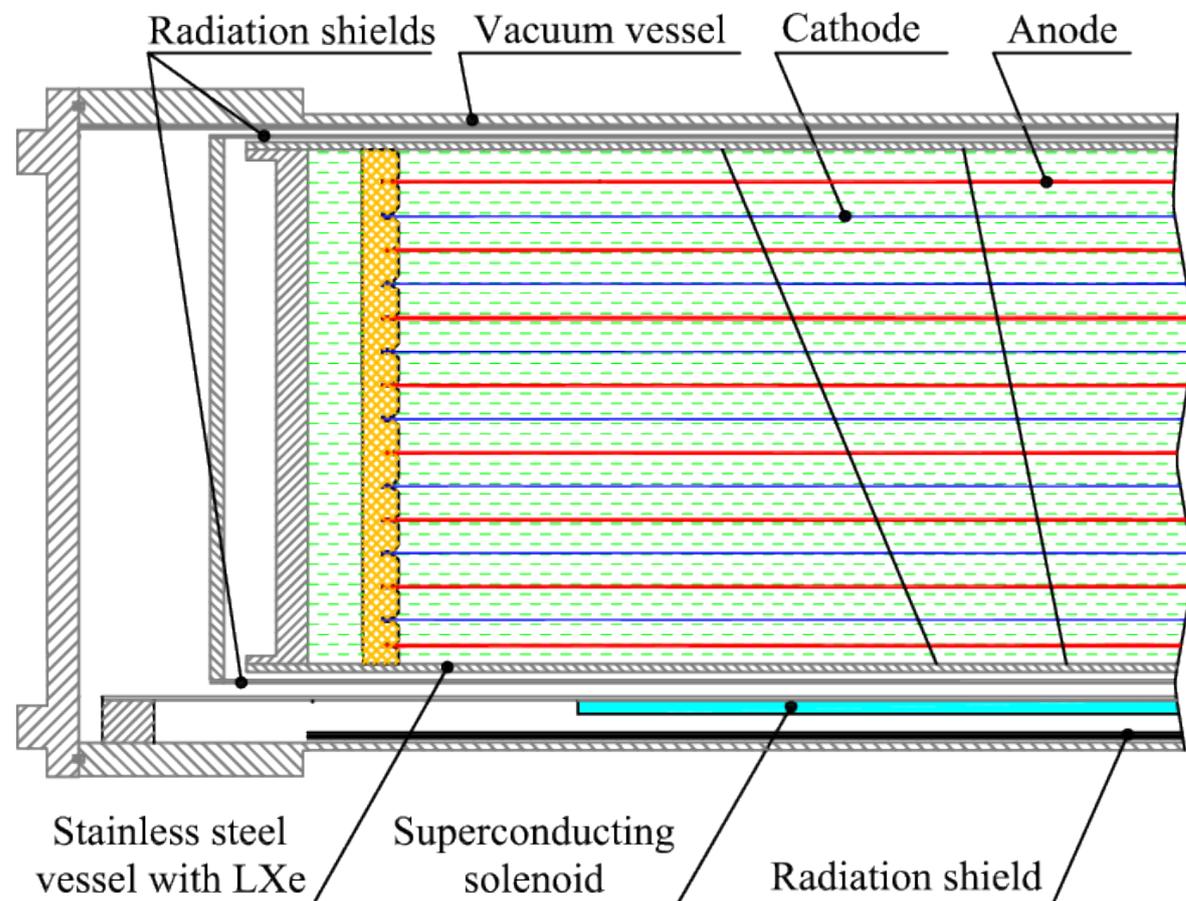


Рисунок 2.1 — Структура электродов LXe калориметра

2.2 Идея процедуры идентификации

В дальнейшем мы обозначаем dE/dx_{LXe} энергосвечение, произведенное частицей в каждом слое LXe калориметра, нормированное на *ожидаемую длину пролета* d_{LXe} частицы в слое, оцениваемую через экстраполяцию трека частицы из ДК. dE/dx_{LXe} есть единое обозначение для всех частиц независимо от характера их взаимодействия с веществом калориметра (ионизация, ядерное взаимодействие, рождение электромагнитного ливня). Распределения dE/dx_{LXe} в 14 слоях LXe в зависимости от импульса частицы для одиночных e^\pm и μ^\pm , π^\pm

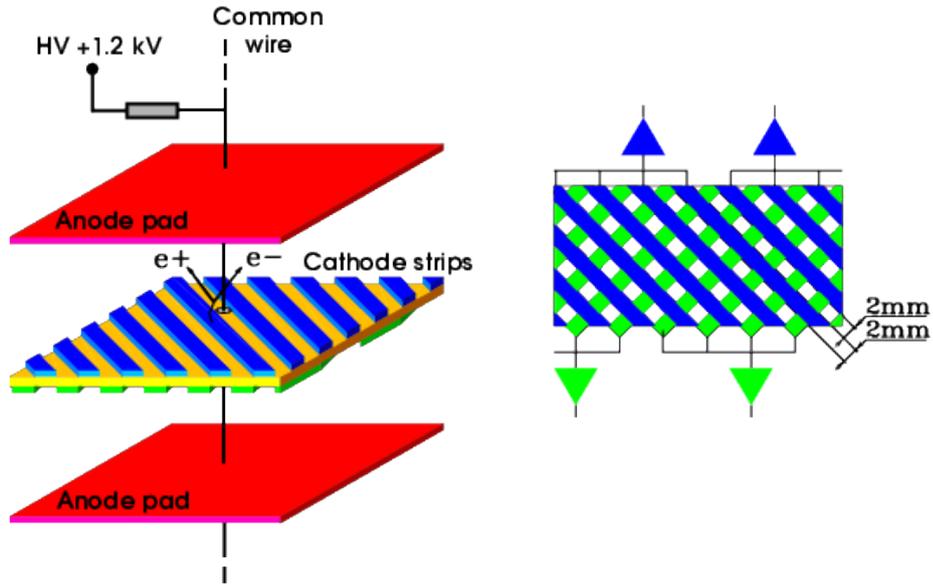


Рисунок 2.2 — Анод-катод-анодный слой LXe калориметра и полосковая структура катода

и K^\pm в моделировании показаны на рисунке 2.3. Необходимо отметить следующие особенности dE/dx_{LXe} :

- Частицы каждого типа имеют характерный пороговый импульс p_{thr} , ниже которого частица останавливается в веществе перед калориметром, см. рисунок 2.3. В таком случае в калориметр попадает не сама частица, а продукты ее распада или ядерного взаимодействия. Для каонов p_{thr}^K составляет около 300 МэВ при нормальном падении, см. рисунок 2.4.
- Распределения dE/dx_{LXe} и величины p_{thr} для всех типов частиц зависят от d_{LXe} , что обусловлено зависимостями скорости развития электромагнитного ливня, скорости замедления частицы (см. рисунок 2.5), вероятности ядерного взаимодействия в слое и т.д. от угла влета частицы в калориметр.

Разработанная нами процедура идентификации базируется на различии спектров dE/dx_{LXe} для различных типов частиц. А именно, для каждого трека в дрейфовой камере мы вычисляем 6 величин откликов классификаторов BDT (boosted decision trees), реализованных в пакете TMVA [55], натренированных на оптимальное разделение определенных пар типов частиц в отдельных диапазонах импульсов p и d_{LXe} , т.е. в ячейках $\Delta p_i \times \Delta d_{\text{LXe},j}$. В дальнейшем мы обозначаем эти 6 величин как $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$, $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$, $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$.

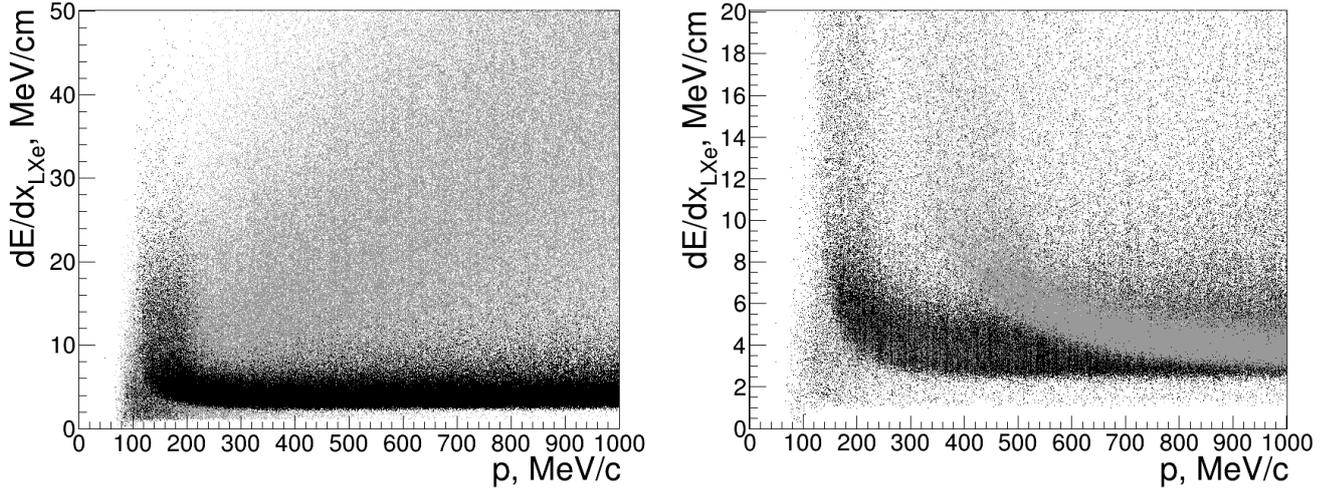


Рисунок 2.3 — dE/dx_{LXe} во всех слоях LXe в зависимости от импульса в моделировании: слева — для e^\pm (серые точки) и μ^\pm (черные точки); справа — для K^\pm (серые точки) и π^\pm (черные точки)

Для тренировки каждого классификатора мы используем наборы из $\sim 10^5$ смоделированных событий с одиночными e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , имеющими импульсы и d_{LXe} , распределенные равномерно в ячейке $\Delta p_i \times \Delta d_{\text{LXe},j}$. Всего мы имеем 55 ячеек Δp_i шириной 20 МэВ в диапазоне импульсов от 100 до 1200 МэВ и 8 ячеек по $\Delta d_{\text{LXe},j}$ (от 1,0 до 1,5 см при больших импульсах), см. рисунок 2.6. Итого, нами тренируется $2 \times 6 \times 55 \times 8 = 5280$ классификаторов, где множитель 2 отвечает двум зарядам частицы. Входными переменными для классификаторов служат определенные линейные комбинации величин dE/dx_{LXe} в слоях LXe, описанные ниже в параграфе 2.5.

Помимо описанных выше классификаторов в каждой ячейке $\Delta p_i \times \Delta d_{\text{LXe},j}$ нами также тренируются так называемые *мультиклассификаторы* BDT. В отличие от классификатора, разделяющего пару типов частиц, тренировка мультиклассификатора осуществляется на основе событий со всеми четырьмя разделяемыми типами частиц (e^\pm , μ^\pm , π^\pm и K^\pm). В итоге, для каждого трека в ДК один мультиклассификатор вычисляет 4 отклика BDT(e^\pm) (“электронность”), BDT(μ^\pm) (“мюонность”), BDT(π^\pm) (“пионность”), BDT(K^\pm) (“каонность”), характеризующих степень схожести данной частицы с частицами соответствующего типа. Всего тренируется $2 \times 55 \times 8 = 880$ мультиклассификаторов. Отклик мультиклассификатора варьируется в пределах от 0 (максимальная несхожесть) до 1 (максимальная схожесть). Несмотря на некоторые достоинства мультиклассификации (например, меньшее число классификаторов), в качестве

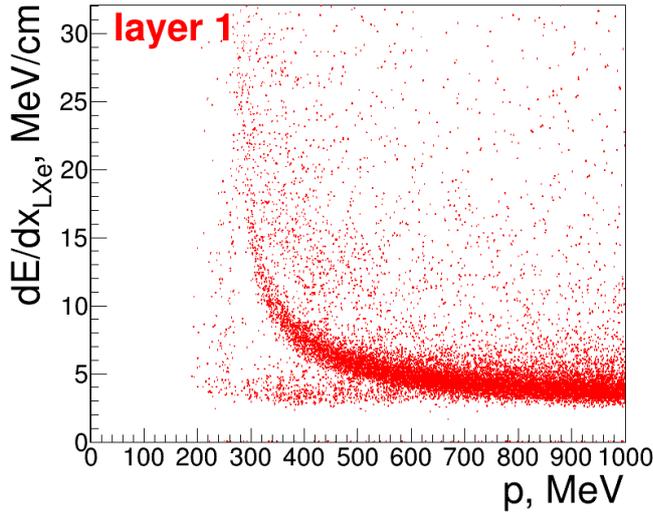


Рисунок 2.4 — dE/dx_{LXe} в первом слое LXe в зависимости от импульса K^+ в моделировании при нормальном падении. Пороговый импульс p_{thr}^K влета каонов в LXe калориметр составляет ~ 300 МэВ

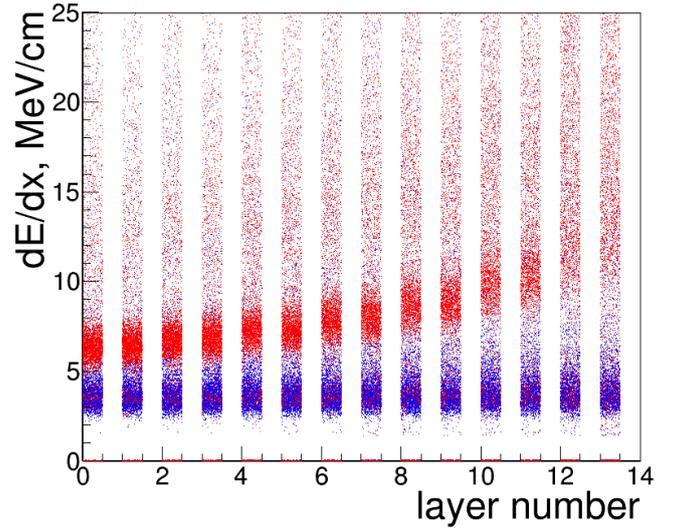


Рисунок 2.5 — Распределения dE/dx_{LXe} в зависимости от номера слоя для смоделированных K^\pm (красные точки) и π^\pm (синие точки) с импульсами от 450 до 460 МэВ при нормальном падении. Рост среднего dE/dx_{LXe} от слоя к слою для каонов обусловлен их торможением

базового варианта мы используем классификаторы, тренируемые на разделение пар типов частиц, ввиду их большей разработанности в рамках пакета TMVA.

Описанный метод идентификации частиц требует согласия спектров dE/dx_{LXe} в моделировании и эксперименте для всех типов частиц. Для достижения такого согласия требуется адекватное моделирование отклика полосковых каналов, а также процедура их калибровки с точностью $\lesssim 1\%$. Решению этих задач посвящены следующие два параграфа.

2.3 Моделирование отклика полосковых каналов LXe калориметра

Моделирование прохождения частиц через вещество детектора осуществляется с помощью пакета GEANT4 [42]. Результатом этого моделирования является набор *хитов*, каждый из которых представляет собой спрямленный сегмент траектории (*шаг трекинга*) с начальной и конечной точкой и полным энергосделением на этом шаге. Отметим, что GEANT4 обладает опцией огра-

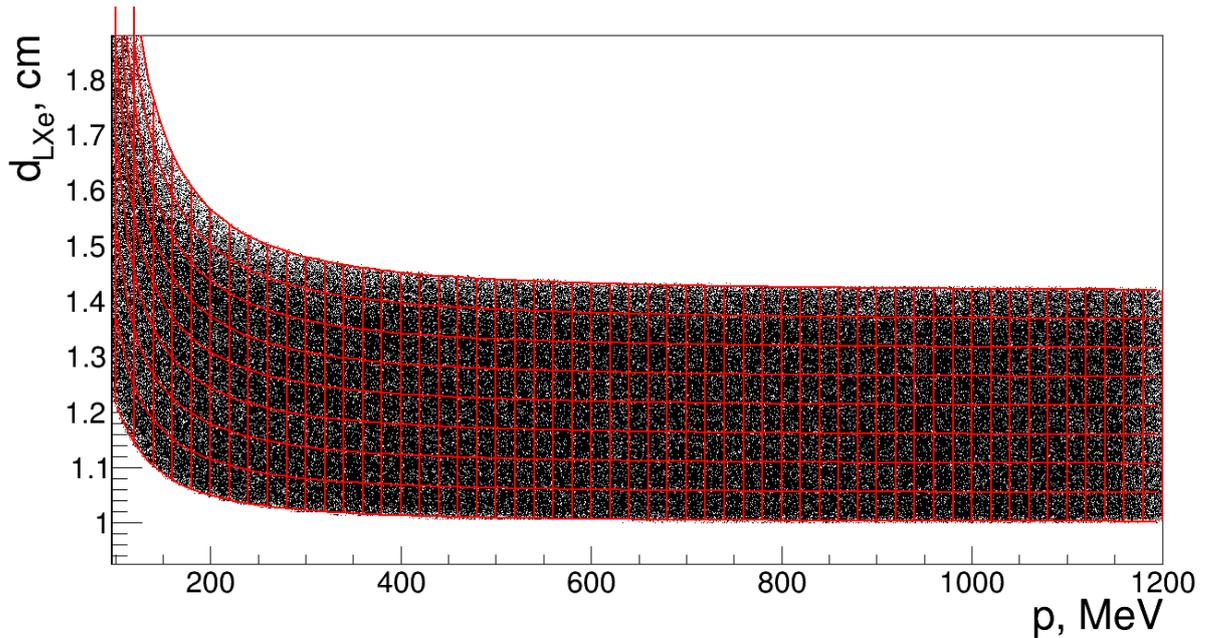


Рисунок 2.6 — Распределение d_{LXe} в зависимости от импульса для смоделированных μ^\pm , используемых в тренировке BDT. Показаны границы “ячеек”, в пределах каждой из которых тренируется отдельный классификатор

ничения максимальной длины шага трекинга $l_{\text{step, max}}$. Однако, результаты моделирования с ограничением $l_{\text{step, max}} = 0,1$ мм не отличаются существенно от моделирования без ограничения ни для минимально ионизирующих, ни для ливнеобразующих частиц. С другой стороны, применение малого $l_{\text{step, max}}$ заметно замедляет моделирование, поэтому в дальнейшем мы используем моделирование без ограничения $l_{\text{step, max}}$.

Далее, мы разделяем шаги трекинга в пределах LXe калориметра на подсегменты с равномерным шагом $d = 0,1$ мм по расстоянию до оси пучков, см. рисунок 2.7. Каждый подсегмент затем конвертируется в *точечный хит*, расположенный в середине подсегмента и имеющий такое же энерговыделение. Для нахождения заряда, наведенного точечным хитом на катодную полосу мы вводим следующие упрощения:

- поскольку толщина анод-катодного зазора много меньше радиуса катодного цилиндра, мы считаем катод плоским;
- мы пренебрегаем полосковой структурой катода (см. рисунок 2.2), рассматривая его как сплошную проводящую плоскость;
- мы сводим задачу к двумерной, заменяя точечный хит бесконечной равномерно заряженной нитью, параллельной полоске, см. рисунок 2.8.

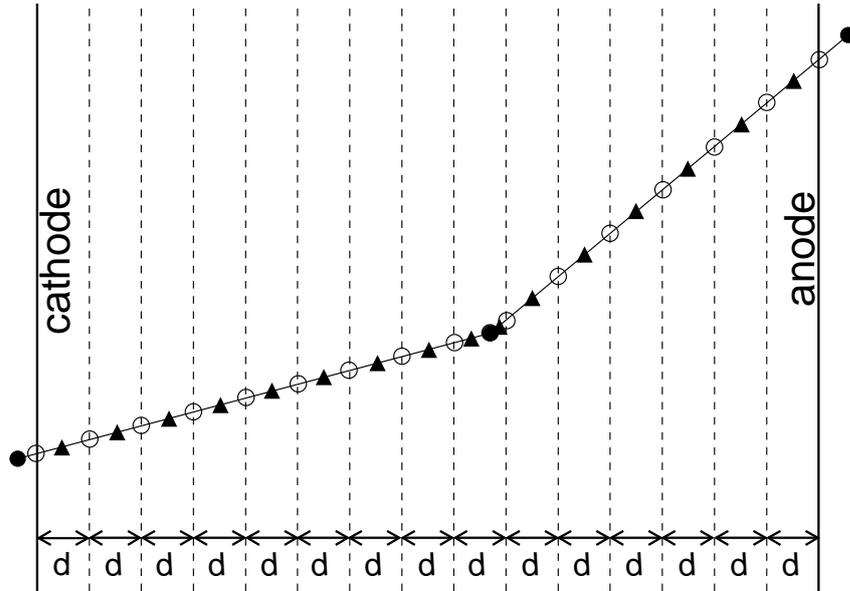


Рисунок 2.7 — Разделение хитов GEANT4 (отрезки, соединяющие заполненные кружки) на подсегменты (отрезки, соединяющие незаполненные кружки) с равномерным шагом d по расстоянию до оси пучков. Треугольные маркеры показывают точечные хиты, располагаемые в серединах подсегментов

Таким образом, задача сведена к нахождению заряда, наводимого бесконечной заряженной нитью на параллельную ей полосу. Ее легко решить, если предварительно рассмотреть вспомогательную задачу о нахождении электрического потенциала, создаваемого бесконечной нитью с линейной плотностью заряда \varkappa , расположенной в точке $z_0 = (x_0, y_0) = (\rho_0 \cos \varphi_0, \rho_0 \sin \varphi_0)$ в двугранном углу π/n ($n \in \mathbb{N}$), образованном проводящими плоскостями, см. рисунок 2.8.

Как известно, действительная часть функции $f(z = x + iy) = -2\varkappa \text{Ln}(z - z_0)$ дает электрический потенциал бесконечной равномерно заряженной нити, расположенной в вакууме в точке z_0 . Потенциал нити в двугранном углу рассчитывается путем постановки зарядов-изображений $+\varkappa$ и $-\varkappa$ в точках $\sqrt[n]{z_0^n}$ (кроме z_0) и $\sqrt[n]{\bar{z}_0^n}$, соответственно. Итого, получаем выражение для потенциала:

$$U(\rho, \varphi) = -2\varkappa \ln \left| \frac{z^n - z_0^n}{z^n - \bar{z}_0^n} \right| = -\varkappa \frac{(\rho/\rho_0)^{2n} - 2(\rho/\rho_0)^n \cos(n(\varphi - \varphi_0)) + 1}{(\rho/\rho_0)^{2n} - 2(\rho/\rho_0)^n \cos(n(\varphi + \varphi_0)) + 1}. \quad (2.1)$$

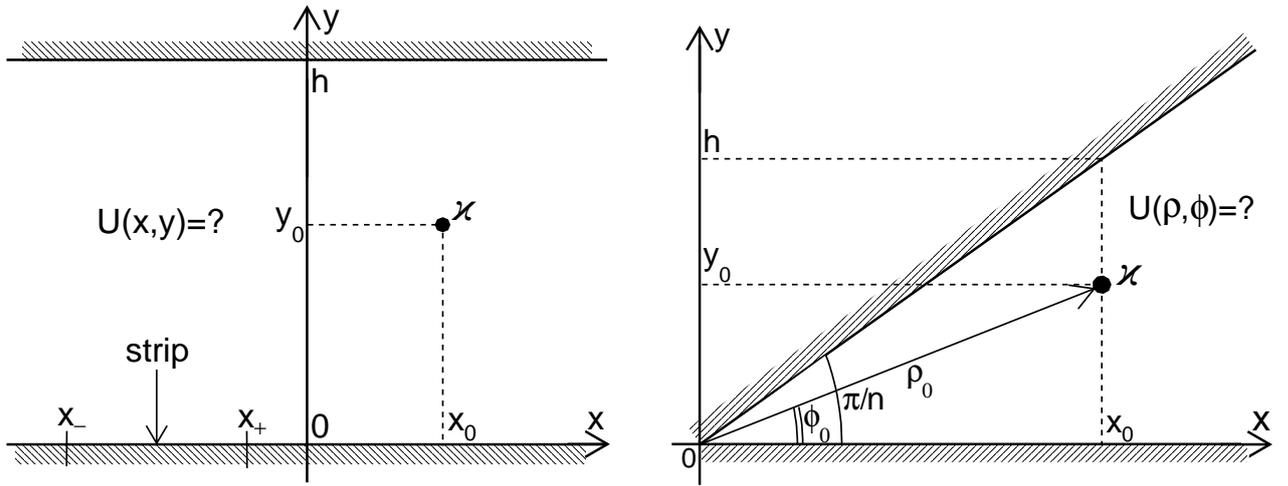


Рисунок 2.8 — Задачи нахождения электрического потенциала, создаваемого бесконечной заряженной нитью, расположенной в точке (x_0, y_0) между двумя параллельными проводящими плоскостями (слева) и в двугранном углу π/n ($n \in \mathbb{N}$), образованном двумя проводящими плоскостями (справа)

Наконец, решение задачи с нитью между двумя параллельными плоскостями выводится из (2.1) переходом к пределу $n \rightarrow +\infty$ при фиксированных y_0 и $h - y_0$, что дает формулу для потенциала

$$U(x, y) = -z \ln \left(\frac{\operatorname{ch}(\pi(x - x_0)/h) - \cos(\pi(y - y_0)/h)}{\operatorname{ch}(\pi(x - x_0)/h) - \cos(\pi(y + y_0)/h)} \right). \quad (2.2)$$

Наведенный заряд на полосу q_{strip} может быть получен путем дифференцирования (2.2) возле поверхности катода с последующим интегрированием получившегося электрического поля по ширине полосы от x_- до x_+ (см. рисунок 2.8), что дает выражение (ср. [56]):

$$q_{\text{strip}}(x_-, x_+, y_0) = \frac{z}{\pi} (f(x_+ - x_0, y_0) - f(x_- - x_0, y_0)), \quad (2.3)$$

где

$$f(x, y) = \operatorname{arctg} \left(\frac{\exp(\pi x/h) - \cos(\pi y/h)}{\sin(\pi y/h)} \right). \quad (2.4)$$

Электроны ионизации в анод-катодном зазоре дрейфуют по направлению к аноду в (приблизительно) однородном электрическом поле напряженностью ~ 1 кВ/см со скоростью дрейфа $v_d \approx 2$ мм/мкс. Вклад дрейфа ионов в ток полосы пренебрежимо мал, поскольку скорость их дрейфа на несколько порядков меньше. Во время дрейфа происходит поглощение ионизации электроотрица-

тельными примесями с характерной длиной поглощения λ . Точечный хит с зарядом δq , расположенный в момент времени t в точке $y = y_0 + v_d t \leq h$, наводит в полоске ток

$$\delta I_{\text{strip}}(t) = \dot{q}_{\text{strip}} = \delta q \cdot v_d \cdot \exp(-v_d t / \lambda) \left(\frac{\partial f(x_+ - x_0, y)}{\partial y} - \frac{\partial f(x_- - x_0, y)}{\partial y} \right), \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial f(x, y)}{\partial y} = \frac{1}{h} \frac{1 - \exp(\pi x / h) \cos(\pi y / h)}{\exp(2\pi x / h) - 2 \exp(\pi x / h) \cos(\pi y / h) + 1}. \quad (2.6)$$

Далее, поскольку в реальном катоде присутствуют зазоры в полосковой структуре, ток от дрейфующего элемента ионизации наводится на полосках с обеих сторон катода. Наведение заряда “сквозь” катод происходит с некоторым коэффициентом подавления, зависящим от положения заряда в зазоре. Этот коэффициент, усредненный по всем возможным положениям ионизации в зазоре, называется нами *коэффициентом прозрачности* T_l , $l = 1 \dots 7$. T_l зависит от геометрии катода, а именно от ширины полосок и зазоров между ними и от толщины стеклотекстолита. Изначально мы устанавливаем T_l равными 0,17 для всех катодов. Эти априорные значения были получены путем простой оценки, реальные же значения T_l будут установлены позднее в параграфе 2.5.1. Итак, полный ток полоски $I_{\text{strip}}(t)$ равен сумме токов, наводимых всеми точечными хитами, и заряды хитов с противоположного зазора берутся с коэффициентом подавления T_l .

Импульс тока с полоски попадает на вход зарядочувствительного усилителя-формирователя (УФО) с CR–RC фильтром, сигнал $A_{\text{out}}(t)$ на выходе которого вычисляется через свертку $I_{\text{strip}}(t)$ с функцией отклика УФО $R(t)$:

$$A_{\text{out}}(t) = \int_0^t I_{\text{strip}}(t') R(t - t') dt', \quad (2.7)$$

$$R(t) = \frac{t}{\tau} \exp(1 - t/\tau), \quad (2.8)$$

где $\tau = 4,5$ мкс – время формирования УФО. Далее, $A_{\text{out}}(t)$ оцифровывается с частотой 3 МГц платой АВФ-32 [57] в пределах временных “ворот” 10 мкс, после чего каждый набор из пяти последовательных оцифрованных значений

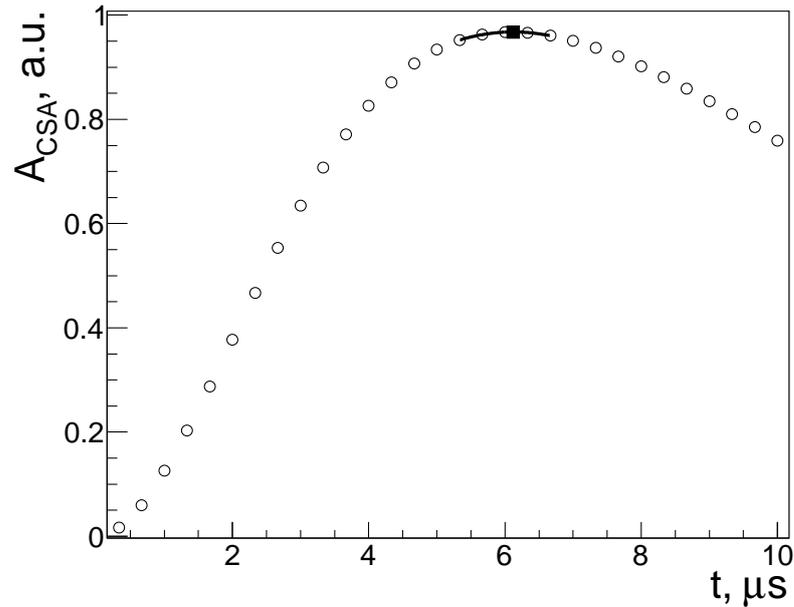


Рисунок 2.9 — Выходной сигнал УФО, измеренный с частотой 3 МГц (незаполненные кружки) и фит параболой пяти последовательных измерений вблизи максимума сигнала (черная кривая). Максимум фита (черный квадрат) показывает амплитуду полоскового канала

аппроксимируется параболой, и определяется максимум фитирующей функции во временных границах данного набора, см. рисунок 2.9. Наконец, амплитуда полоскового канала определяется как наибольший из указанных максимумов фитов.

Важным моментом, который необходимо учитывать в моделировании, является зависимость формы спектра dE/dx_{LXe} от длины поглощения ионизации λ , более выраженная для минимально ионизирующих частиц, см. рисунок 2.10. Величина λ для ксенона, используемого в КМД-3, измерялась на специальном экспериментальном стенде и составляет ~ 15 мм. Это значение и используется в дальнейшем моделировании.

2.4 Калибровка полосковых каналов LXe calorimetra

Полосковые каналы LXe calorimetra срабатывают, если их амплитуда превышает задаваемый поканально порог срабатывания $3\sigma_{\text{noise}}$, где σ_{noise} — величина шума канала с характерным энергетическим эквивалентом $\sim 0,1$ МэВ. В

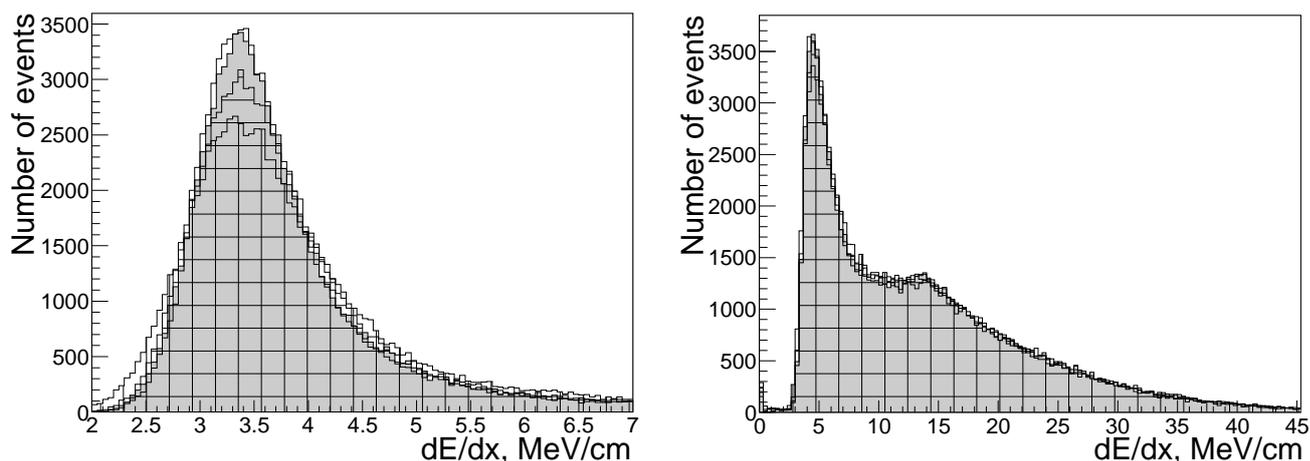


Рисунок 2.10 — Спектры dE/dx_{LXe} в 1-м слое LXe после калибровки среднего значения в моделировании с λ равным 100 мм (открытая гистограмма), 15 мм (серая гистограмма), 5 мм (горизонтальная штриховка) и 2 мм (вертикальная штриховка). Левая (правая) картинка соответствует моделированию μ^+ (e^+) с импульсом 1 ГэВ и равномерным распределением по телесному углу

дальнейшем мы называем *кластером* группу соседних сработавших полосок (на одной стороне катода) с по меньшей мере одной полоской, имеющей амплитуду выше *порога реконструкции кластера*. Этот порог соответствует минимальной амплитуде, наводимой минимально ионизирующими частицами (далее — МIP-ами) и для откалиброванной амплитуды установлен равным 1,5 МэВ. Амплитуда кластера равна сумме амплитуд входящих в него полосок, типичное число полосок в кластере для МIP-ов равно 2–3.

В дальнейшем изложении двойные анод-катод-анодные слои LXe нумеруются от внутреннего к внешнему начиная с единицы, *нижними/верхними* мы называем полоски внутреннего/внешнего полуслоя. Калибровка полосок осуществляется на основе событий с космическими мюонами (далее — “космика”), имеющими импульс выше 1 ГэВ, и состоит из трех этапов:

1. Выравнивание полосковых амплитуд, нормированных на длину пролета частицы, в пределах каждого из 7-ми катодов в отдельности. Данный этап необходим, поскольку зарядочувствительные усилители (ЗЧУ), к которым подключены отдельные полоски, имеют различные коэффициенты усиления (с характерным разбросом $\sim 5\%$), зависящие от температуры, стабильности источника питания и т.д. Выравнивание амплитуд полосок осуществляется в пределах отдельного катодного цилиндра, поскольку ширина полосок и их радиус меняются от слоя к

- слою. Всего, таким образом, на первом этапе вычисляется 2112 калибровочных коэффициентов K_1 в каждом экспериментальном заходе¹.
2. Выравнивание средних амплитуд кластеров $\overline{dE/dx}_{\text{clust}}^l$, $l = 1 \dots 7$, нормированных на длину пролета частицы, на всех 7-ми катодах путем приведения их к общему среднему. Это выравнивание² необходимо, поскольку в эксперименте разные катоды имеют неодинаковые средние коэффициенты усиления ЗЧУ полосок, могут содержать различное число неработающих полосок, а для внешнего 7-го слоя характерной проблемой является неполная заливка ксенона в калориметр, см. рисунок 2.11. Итого, в каждом заходе имеем 7 калибровочных коэффициентов K_2 .
 3. Приведение среднего по 7-ми слоям $\overline{dE/dx}_{\text{clust}}^l$ к аналогичному среднему в моделировании. Последнее установлено равным характерным удельным ионизационным потерям (в МэВ/см) для МПР-ов в ксеноне. Этот завершающий этап калибровки означает вычисление цены канала АЦП [58] в МэВ-ах в каждом заходе.

Откалиброванная амплитуда полоски вычисляется по формуле $A_{\text{calib}} = A_{\text{raw}} K_3 / (K_1 K_2)$, где $K_{1,2,3}$ суть калибровочные коэффициенты соответствующих этапов, A_{raw} — “сырая” амплитуда платы УФО с вычтенным пьедесталом. Для достижения сходимости коэффициентов $K_{1,2,3}$ калибровка проводится итерационно: реконструкция событий на текущей итерации осуществляется с применением калибровочных коэффициентов, вычисленных на предыдущей итерации. Для получения калибровки с точностью лучше $\lesssim 1\%$ оказывается достаточно 3-х итераций. Величины K_2 и K_3 не вычисляются на первой итерации, поскольку до предварительного выравнивания амплитуд полосок их кластеризация имеет мало смысла.

¹ Типичный экспериментальный заход с детектором КМД-3 содержит ~ 10 нб⁻¹ данных.

² Отметим, однако, что величины $\overline{dE/dx}_{\text{clust}}^l$ в разных слоях не обязаны быть строго одинаковыми даже в моделировании, поскольку ширина полосок меняется от слоя к слою и потому разная доля амплитуды теряется в несработавших полосках по краям кластера. Поэтому под “выравниванием” амплитуд кластеров в эксперименте было бы разумно понимать приведение $\overline{dE/dx}_{\text{clust}}^l$ к соответствующим средним в моделировании в каждом слое по отдельности. Однако, по историческим причинам мы применяем альтернативный подход: выравниваем $\overline{dE/dx}_{\text{clust}}^l$ в эксперименте и в моделировании путем приведения к общему среднему.

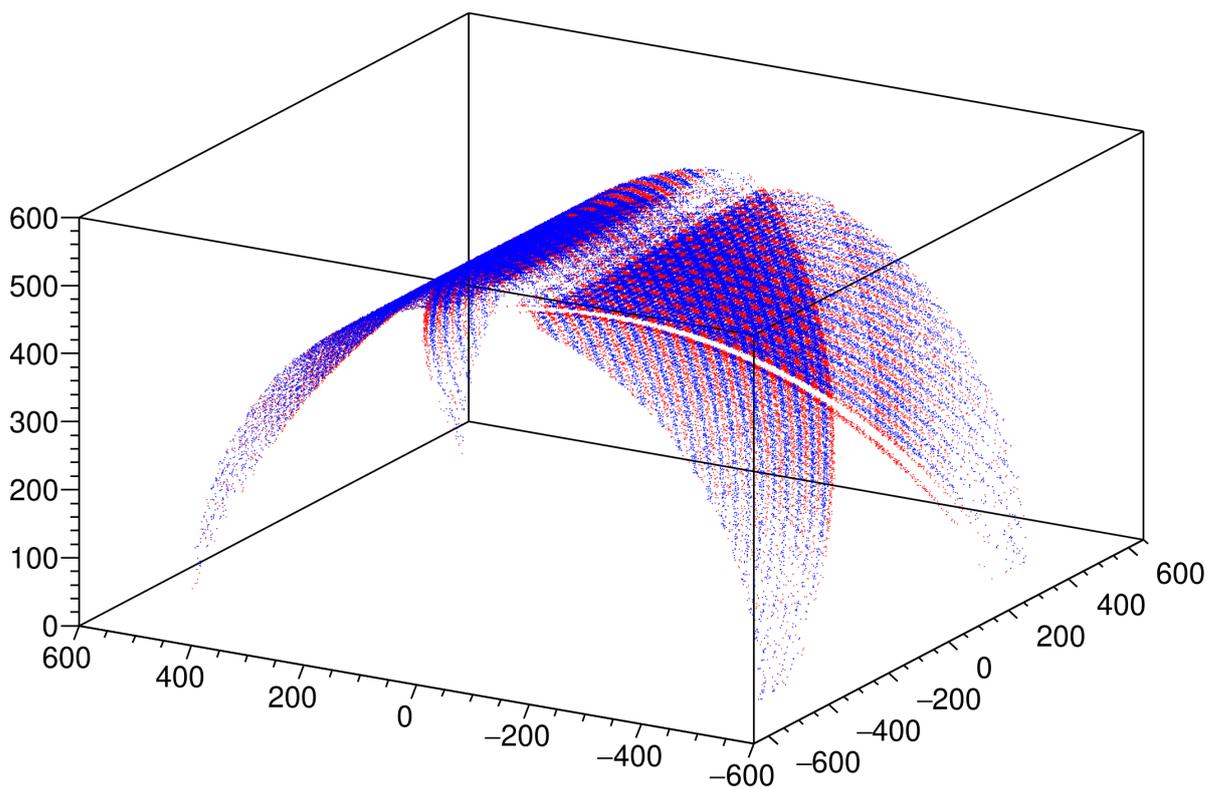


Рисунок 2.11 — Распределение точек пересечения траектории частицы с катодным цилиндром седьмого двойного слоя для полосок с номерами от 110 до 147 на обеих сторонах катода. Чередующимися красным и синим цветами выделены четные и нечетные полоски. Меньшая плотность точек в верхней части калориметра вызвана неполной заливкой ксенона

2.4.1 Выравнивание амплитуд полосок в пределах каждого катода

Выравнивание амплитуд полосок осуществляется путем аппроксимации спектра амплитуд *главных* полосок в кластере, т.е. полосок с максимальной амплитудой, см. рисунки 2.12–2.13. Амплитуды главных полосок нормированы на длину пролета частицы для подавления зависимости от угла наклона трека. Обозначим за $A_{\text{main strip}}^{\text{max}}$ положение максимума спектра амплитуд, полученного путем аппроксимации функцией Гаусса (рисунок 2.12). Тогда коэффициент K_1 для данной полоски вычисляется по формуле

$$K_1 = A_{\text{main strip}}^{\text{max}} / \overline{A_{\text{main strip}}^{\text{max}}}, \quad (2.9)$$

где $\overline{A_{\text{main strip}}^{\text{max}}}$ – среднее положение максимума спектра для полосок на обеих сторонах данного катодного цилиндра.

Моделирование (МС) космики указывает на наличие остаточной угловой зависимости коэффициентов $K_{1,\text{МС}}$, проявляющейся в виде систематической $\pm 1\%$ модуляции, см. рисунок 2.14. Такая же модуляция наблюдается и в разности между коэффициентами K_1 , посчитанными в эксперименте по космике ($K_{1,\text{cosmic}}$) и с мюонами из процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($K_{1,\mu^+\mu^-}$). Поскольку мюоны в процессе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ имеют равномерное распределение по азимутальному углу, в коэффициенте $K_{1,\mu^+\mu^-}$ отсутствует азимутальная модуляция. Для того, чтобы учесть наблюдаемую модуляцию в калибровке, значение K_1 , полученное по формуле (2.9), умножается на аппроксимацию зависимости $K_{1,\text{МС}}$ от номера полоски, см. рисунок 2.14.

Отметим, что в типичном экспериментальном заходе число событий космики достаточно мало (порядка 50), в то время как для вычисления K_1 с точностью лучше 0,5% требуется примерно 10^4 событий в гистограмме. Поэтому при вычислении K_1 в конкретном заходе в гистограмму добавляются спектры из ближайших *по времени* (как правило, в пределах нескольких суток) заходов до тех пор, пока число событий не превысит 10^4 . Стоит также отметить наличие сильной угловой зависимости частоты срабатывания полосок от космики, см. рисунок 2.15.

Далее, при описанном добавлении в гистограмму данных из ближайших по времени заходов необходимо учитывать вариацию концентрации электроот-

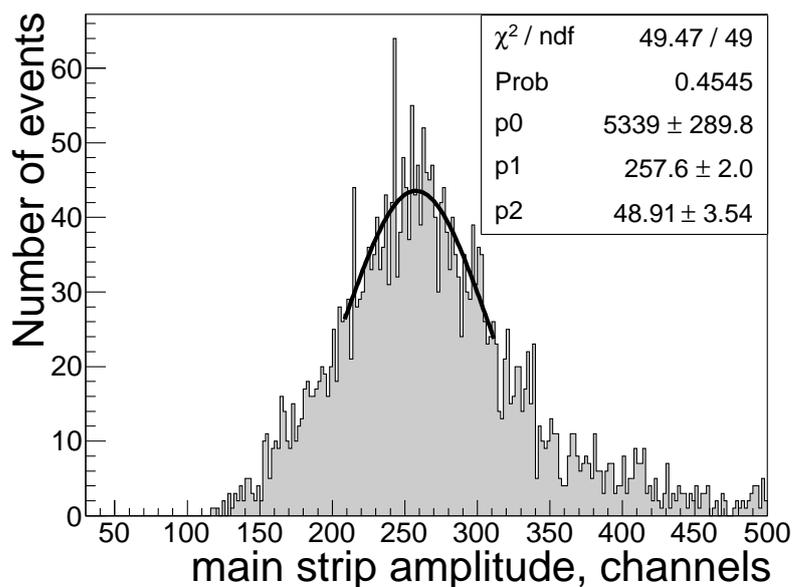


Рисунок 2.12 — Типичный спектр амплитуд главной полосы и его аппроксимация функцией Гаусса вблизи максимума. Амплитуды нормированы на длину пролета частицы

рицательных примесей в ксеноне (“чистота” ксенона). На рисунке 2.16 показано среднее положение максимумов спектров главных полосок в семи слоях в заходах 2017-го года. В заходах 4600–5050 произошло радикальное загрязнение ксенона, после чего он был частично откачен и заменен на чистый из резервного хранилища. Для учета этих вариаций перед вычислением K_1 производится предварительная калибровка, заключающаяся в позаходном приведении средних положений максимумов спектров главных полосок на каждом из семи катодных цилиндров к постоянному масштабу, равному 200 каналов.

На рисунке 2.17 показаны типичные тренды K_1 для 1-й и 2-й итераций калибровки для заходов 2020-го года. Поскольку позаходная калибровка нерациональна с точки зрения экономии места в базе данных, весь сезон разбивается на интервалы по 10 заходов, внутри которых производится усреднение калибровочных коэффициентов. При наличии между заходами временного промежутка более 1,5 часов, независимо от числа заходов в текущем интервале, начинается новый интервал усреднения.

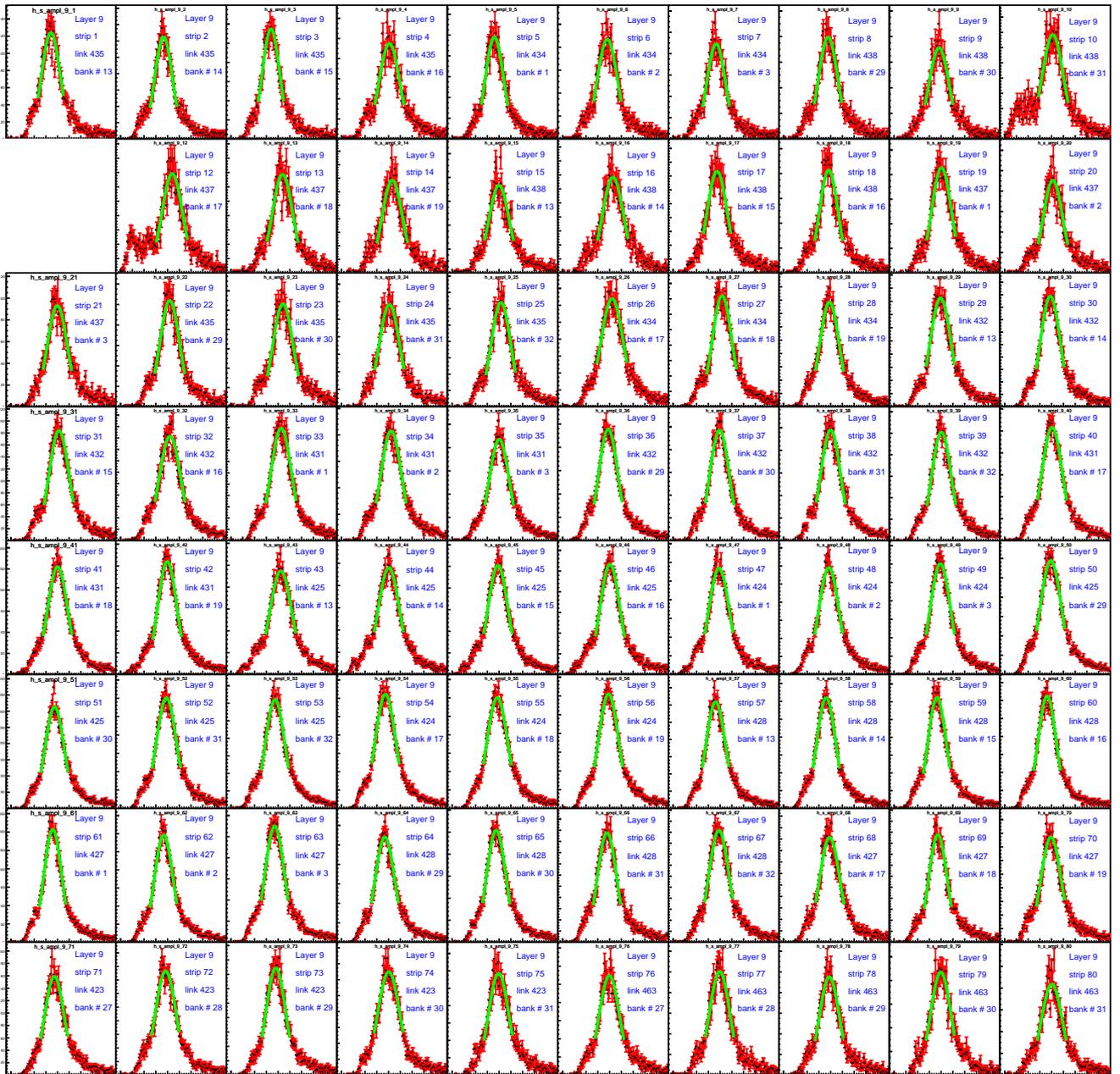


Рисунок 2.13 — Спектры амплитуд главных полосок для нижних полосок 5-го слоя с номерами 1–80 и их аппроксимация функцией Гаусса вблизи максимума. Видно, что наличие неработающей полоски (номер 11) приводит к искажению спектра ее соседей, принимающих на себя роль главных в кластере

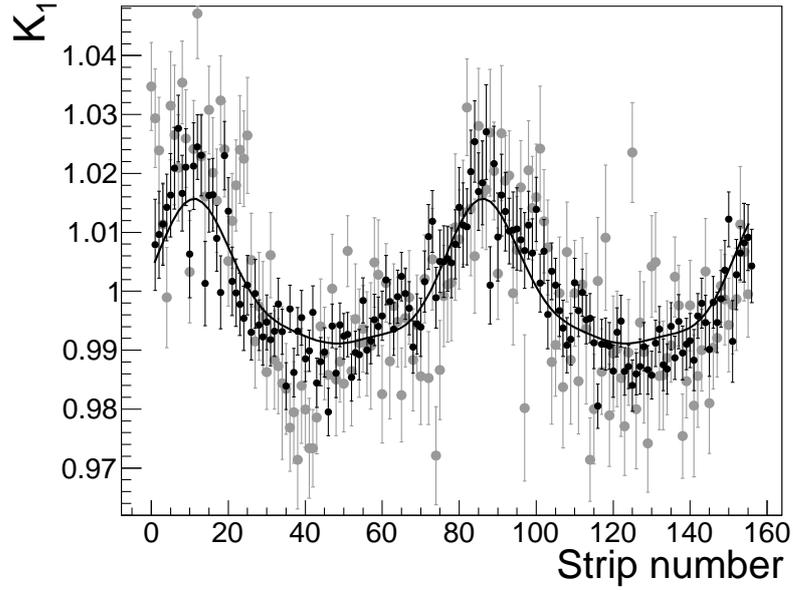


Рисунок 2.14 — Зависимость коэффициентов $K_{1,MC}$ от номера полоски для космики в моделировании (черные маркеры) и ее аппроксимация (черная кривая). Серые маркеры показывают разность $K_{1,cosmic} - K_{1,\mu^+\mu^-}$ в эксперименте в зависимости от номера полоски

2.4.2 Выравнивание средних амплитуд кластеров между катодами

Вторым этапом калибровки является выравнивание средних амплитуд кластеров, нормированных на длину пролета частицы, между слоями. Для подавления влияния длинных “хвостов” распределения средняя амплитуда $\overline{dE/dx}_{clust}^l$ вычисляется вблизи максимума спектра в пределах, содержащих $\sim 90\%$ событий. Коэффициенты K_2^l , приводящие $\overline{dE/dx}_{clust}^l$ в каждом слое к их общему среднему, вычисляются по формуле

$$K_2^l = \frac{\overline{dE/dx}_{clust}^l}{\sum_{l=1}^7 \overline{dE/dx}_{clust}^l / 7}. \quad (2.10)$$

Такая же процедура выравнивания амплитуд кластеров осуществляется и для моделирования. На рисунке 2.18 показаны тренды K_2^l для различных катодов на второй итерации калибровки заходов 2020-го года.

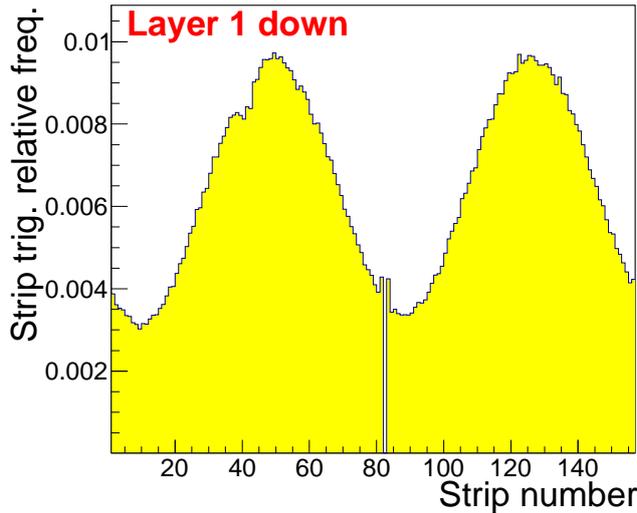


Рисунок 2.15 — Относительная частота срабатывания полосок в качестве главных в кластере для космики (первый слой, нижние полоски)

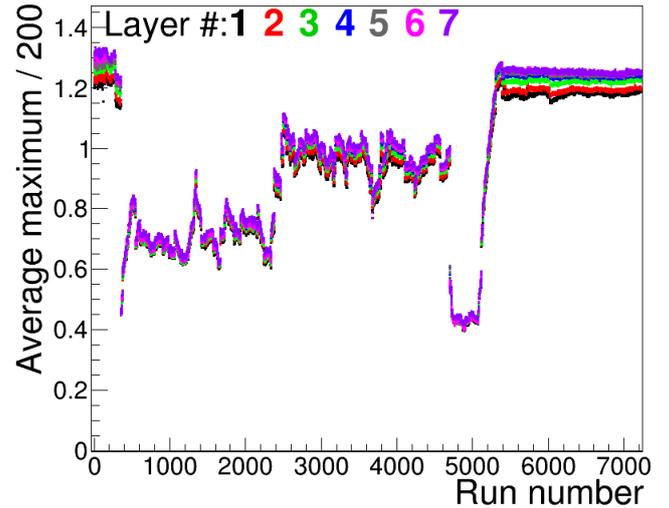


Рисунок 2.16 — Среднее положение максимумов спектров главных полосок на семи катодных цилиндрах (разные цвета) для заходов 2017-го года. В заходах 4600–5050 произошло радикальное загрязнение ксенона, после чего он был частично откачен и заменен на чистый из резервного хранилища

2.4.3 Вычисление цены канала АЦП

На завершающем этапе калибровки мы вычисляем переводной коэффициент МэВ/канал по формуле

$$K_3 = \frac{\sum_{l=1}^7 \overline{dE/dx}_{\text{clust}}^{l, \text{MC}}}{\sum_{l=1}^7 \overline{dE/dx}_{\text{clust}}^{l, \text{data}}} \cdot K_{3, \text{MC}}, \quad (2.11)$$

где $K_{3, \text{MC}}$ – переводной коэффициент, затабулированный в моделировании. На рисунке 2.19 показаны тренды K_3 для второй и третьей итераций калибровки заходов 2020-го года. Видно, что на третьей итерации достигается точность вычисления K_3 лучше 0,5%.

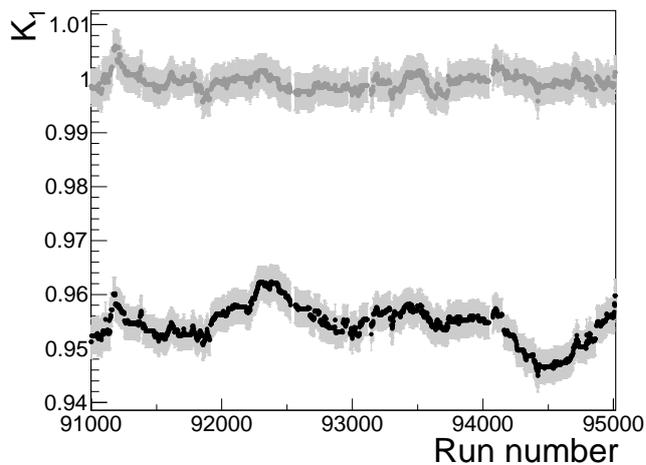


Рисунок 2.17 — Типичные тренды K_1 для одной полоски для первой (черные маркеры) и второй (серые маркеры) итераций калибровки в заходах 2020-го года. Серые полосы показывают статистические неопределенности

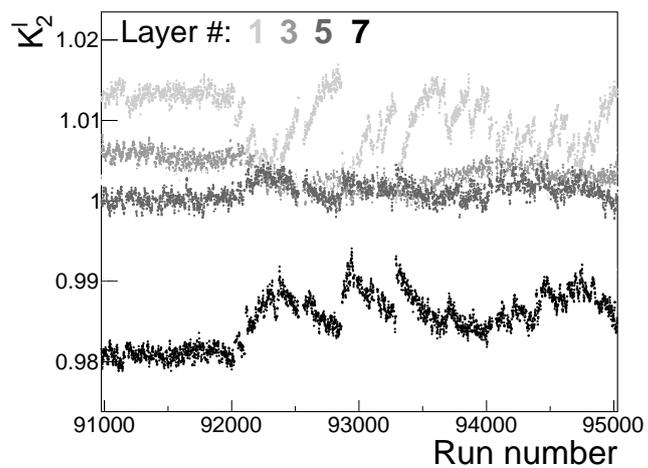


Рисунок 2.18 — Тренды K_2^l для различных катодных цилиндров на второй итерации калибровки в заходах 2020-го года. Соответствие цвета и номера слоя показано на рисунке

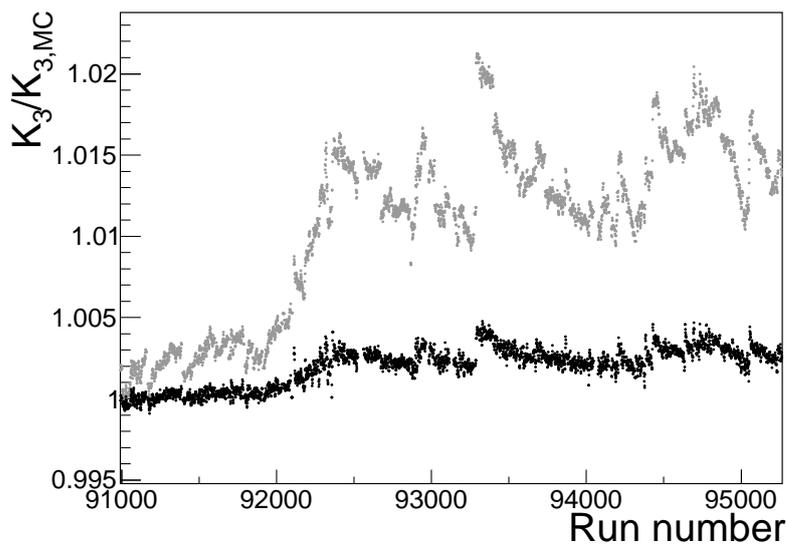


Рисунок 2.19 — Тренды $K_3/K_{3,MC}$ на этапе второй (серые маркеры) и третьей (черные маркеры) итераций калибровки заходов 2020-го года

2.5 Настройка отклика полосковых каналов в моделировании

2.5.1 Настройка для минимально ионизирующих частиц

На рисунке 2.20 показана зависимость измерения dE/dx_{LXe} космики в 1-м слое по верхним полоскам (dE/dx_{up}) от измерения его же по нижним полоскам (dE/dx_{low}) после калибровки. События в паре наклоненных полос соответствуют случаям, когда большая ионизация в одном полуслое наводит большую амплитуду на полоски противоположного полуслоя благодаря прозрачности катода. Прозрачность “смешивает” действительные энерговыделения $dE/dx_{low, up}^{real}$ в амплитудах, измеряемых нижними и верхними полосками $dE/dx_{low, up}^{meas}$:

$$\begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{meas} \\ dE/dx_{low}^{meas} \end{bmatrix} = \frac{1}{1 + T_l} \begin{bmatrix} 1 & T_l \\ T_l & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{real} \\ dE/dx_{low}^{real} \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

Эти соотношения следует понимать как “правильные в среднем”, либо как определения величин $dE/dx_{low, up}^{real}$. Для удобства в дальнейшем мы оперируем полусуммой и полуразностью $dE/dx_{low, up}^{real}$:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} dE/dx_{sum} \\ dE/dx_{diff} \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{real} + dE/dx_{low}^{real} \\ dE/dx_{up}^{real} - dE/dx_{low}^{real} \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} dE/dx_{up}^{meas} + dE/dx_{low}^{meas} \\ (dE/dx_{up}^{meas} - dE/dx_{low}^{meas}) \cdot (1 + T_l)/(1 - T_l) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Величины dE/dx_{sum} и dE/dx_{diff} в шести внутренних двойных слоях и используются нами в качестве входных переменных классификаторов BDT, описанных в параграфе 2.2. Внешний седьмой слой не используется для идентификации частиц из-за проблем с неполной заливкой ксенона в калориметр.

Далее, на рисунке 2.21 показаны спектры dE/dx_{sum} в 1-м слое для мюонов с импульсом 1 ГэВ в моделировании с различными коэффициентами T_1 , меняющимися от 0 до 1 с шагом 0,1. Видно, что вариация T_1 в широких пределах приводит лишь к небольшим изменениям дисперсии спектров dE/dx_{sum} . Далее, сравнение спектров dE/dx_{sum} для космики в эксперименте и моделиро-

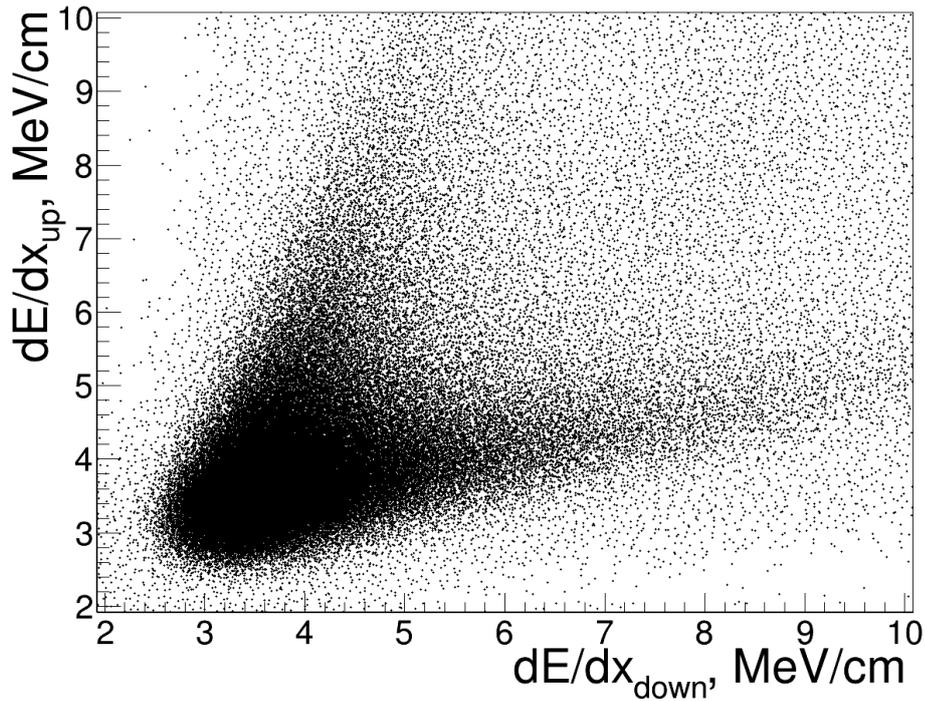


Рисунок 2.20 — Зависимость dE/dx_{LXe} , измеренного в первом двойном слое по верхним полоскам от него же, измеренного по нижним полоскам, для космики в эксперименте

вании (всюду далее, для краткости — “data/МС-сравнение”; число событий в гистограмме для моделирования нормировано на число событий в гистограмме для эксперимента, если не оговорено противное) показывает наличие уширения спектра в эксперименте, см. рисунок 2.22. Величина этого уширения заведомо превышает возможное отличие ширины из-за неправильности установленных в моделировании *a priori* значений $T_l = 0,17$. Предполагаемая причина уширения заключается в сложной структуре катода, не учитываемой в моделировании, где катод считается сплошной проводящей плоскостью. Для учета этого уширения в моделировании мы добавляем к амплитудам, наведенным на полоски с обеих сторон катода, случайный гауссовский шум, амплитуда которого выбирается одинаковой во всех слоях. Получающиеся после добавления шума смоделированные спектры dE/dx_{sum} для космики согласуются с экспериментом, см. рисунок 2.22.

Далее, на рисунке 2.23 изображена зависимость dE/dx_{diff} от dE/dx_{sum} для космики во внутреннем 1-м слое в эксперименте при $T_1 = 0,17$. Вертикальные прямые показывают границы срезов распределения, в пределах которых мы рассматриваем спектры dE/dx_{diff} . На рисунке 2.24 приведены спектры dE/dx_{diff}

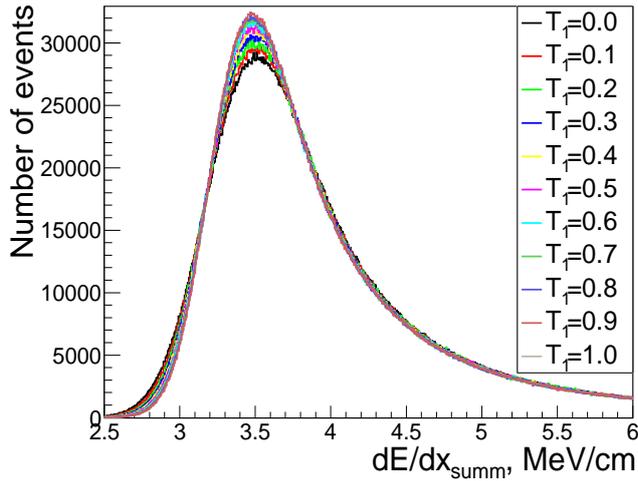


Рисунок 2.21 — Спектры dE/dx_{summ} в 1-м слое для мюонов с импульсом 1 ГэВ в моделировании с различными коэффициентами T_l , меняющимися от 0 до 1 с шагом 0,1

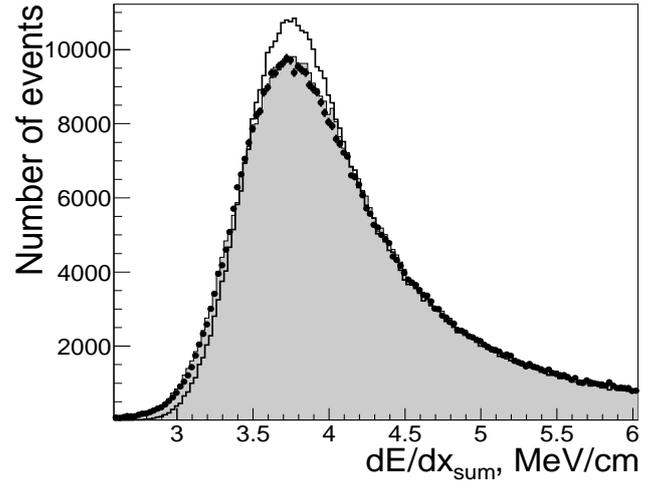


Рисунок 2.22 — Спектры dE/dx_{summ} в первом двойном слое для космики в эксперименте (маркеры) и моделировании до (открытая гистограмма) и после (серая гистограмма) добавления гауссова шума к амplitудам, наведенным на полоски на обеих сторонах катода

в 1-м слое и 7-м срезе по dE/dx_{summ} для мюонов с импульсом 1 ГэВ в моделировании с различными коэффициентами T_l , меняющимися от 0 до 1 с шагом 0,1. Видно, что положение пиков в этих спектрах не зависит от коэффициентов прозрачности, поскольку величины dE/dx_{diff} вычисляются по формуле 2.15 с теми же значениями T_l , которые были установлены в моделировании. В то же время, увеличение T_l приводит к увеличению дисперсии dE/dx_{diff} (при одновременном уменьшении ее для разности $dE/dx_{\text{up}}^{\text{meas}} - dE/dx_{\text{low}}^{\text{meas}}$) и в пределе полностью прозрачного катода, $T_l \rightarrow 1$, информация о разности энерговыделений в верхнем и нижнем полуслоях полностью теряется.

Далее, на рисунках 2.25–2.31 приведено data/МС-сравнение спектров dE/dx_{diff} в каждом из семи слоев и в различных срезах по dE/dx_{summ} . Черные маркеры и открытые гистограммы показывают спектры dE/dx_{diff} при $T_l = 0,17$ в эксперименте и моделировании, соответственно. Наблюдаемое расхождение между положениями пиков в этих гистограммах означает, что установленные *a priori* значения $T_l = 0,17$ являются неправильными. Для нахождения реальных величин T_l мы варьируем их значения (в моделировании и в вычислении dE/dx_{diff}), добиваясь совпадения положения пиков в эксперименте и моделировании, см. рисунки 2.25–2.31. В результате мы получаем оценки реальных

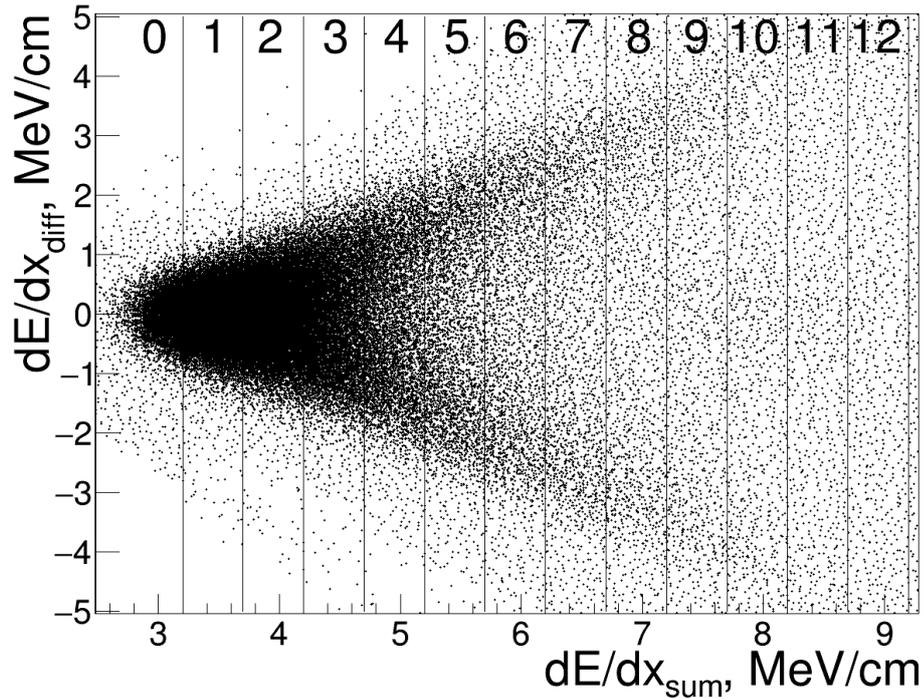


Рисунок 2.23 — Зависимость dE/dx_{diff} от dE/dx_{sum} в эксперименте для космических мюонов в 1-м слое при $T_1 = 0,17$. Вертикальные линии показывают границы срезов, внутри которых рассматриваются спектры dE/dx_{diff}

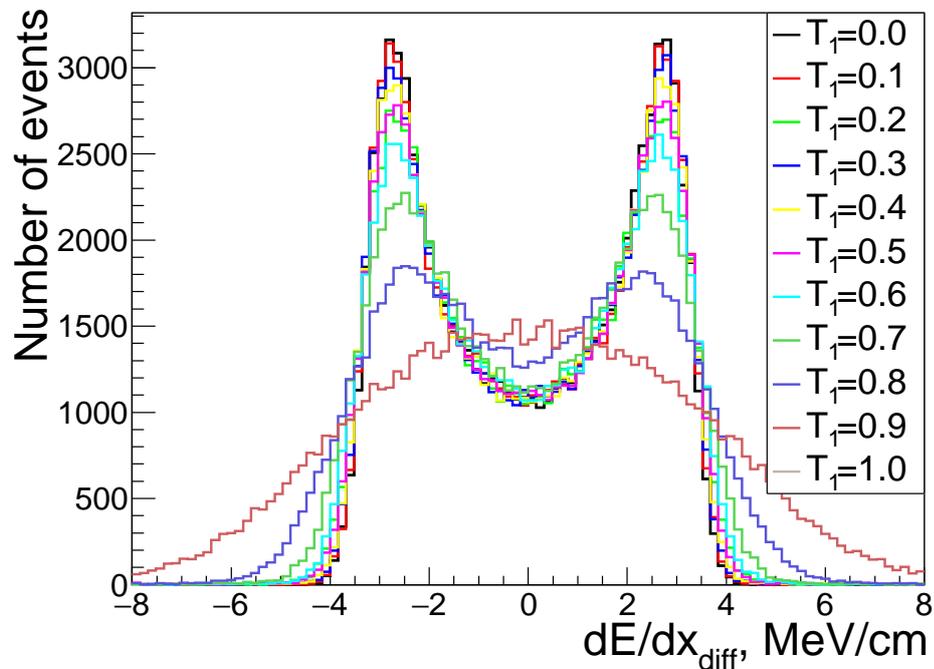


Рисунок 2.24 — Спектры dE/dx_{diff} в 1-м слое и 7-м срезе по dE/dx_{sum} для мюонов с импульсом 1 ГэВ в моделировании с различными коэффициентами T_1 , меняющимися от 0 до 1 с шагом 0,1

коэффициентов прозрачности $T_1 = 0,23$, $T_2 = 0,22$, $T_3 = 0,35$, $T_4 = 0,32$, $T_5 = 0,35$, $T_6 = 0,33$, $T_7 = 0,33$ с точностью порядка 5%. Сильное отличие T_1 и T_2 от остальных коэффициентов обусловлено большей толщиной стеклотекстолита катода в первых двух слоях – 0,8 мм против 0,5 мм в 3–7 слоях. Отметим, что после выравнивания положения пиков в эксперименте и моделировании мы также наблюдаем относительное уширение спектров dE/dx_{diff} в эксперименте, предположительно связанное с вариацией коэффициентов прозрачности относительно их средних значений T_i в зависимости от положения ионизации в зазоре. Для учета этого уширения мы добавляем в моделировании *антикоррелированный* гауссовский шум к амплитудам, наведенным на верхние и нижние полоски каждым точечным хитом. Это означает, что одно и то же случайное число добавляется к амплитуде верхних полосок и вычитается из амплитуд нижних полосок. Добавочный антикоррелированный шум имитирует эффект перераспределения заряда между верхними и нижними полосками в связи с вариацией прозрачности, его амплитуда подбирается отдельно для каждого катода.

Заслуживает отдельного упоминания опробованный нами альтернативный способ нахождения коэффициентов T_i с использованием пакета программ моделирования процессов электродинамики CST [59]. Прежде всего, в рамках этого пакета нами была воспроизведена (в приближении плоского катода, см. параграф 2.3) геометрия каждого из семи анод-катод-анодных слоев. Поскольку, в первом приближении, для точечного хита все положения в пределах периода катодной структуры и от катода до анода равновероятны, мы поместили между катодом и анодом равномерно заряженный по объему брусок (с диэлектрической проницаемостью, равной проницаемости ксенона, и поперечными размерами, равными периоду катодной структуры), см. рисунок 2.32. Отношение зарядов, наведенных бруском на нижние и верхние полоски, дает коэффициент прозрачности катода. Заряды на полосках определялись интегрированием нормальной компоненты индукции электрического поля по поверхности полосок (см. рисунок 2.33), а точность расчета полей контролировалась точностью соответствия полного наведенного заряда (на аноды и катоды) заряду бруска. При расчете использовалось $0,5 \cdot 10^9$ кубических ячеек расчетной сетки. Полученные коэффициенты по слоям оказались равны $T_1 = 0,29$, $T_2 = 0,24$, $T_3 = 0,37$, $T_4 = 0,35$, $T_5 = 0,40$, $T_6 = 0,37$, $T_7 = 0,36$. Точность их вычисле-

ния оказалась ниже точности, полученной с использованием событий космики, поэтому в дальнейшем эти значения не используются.

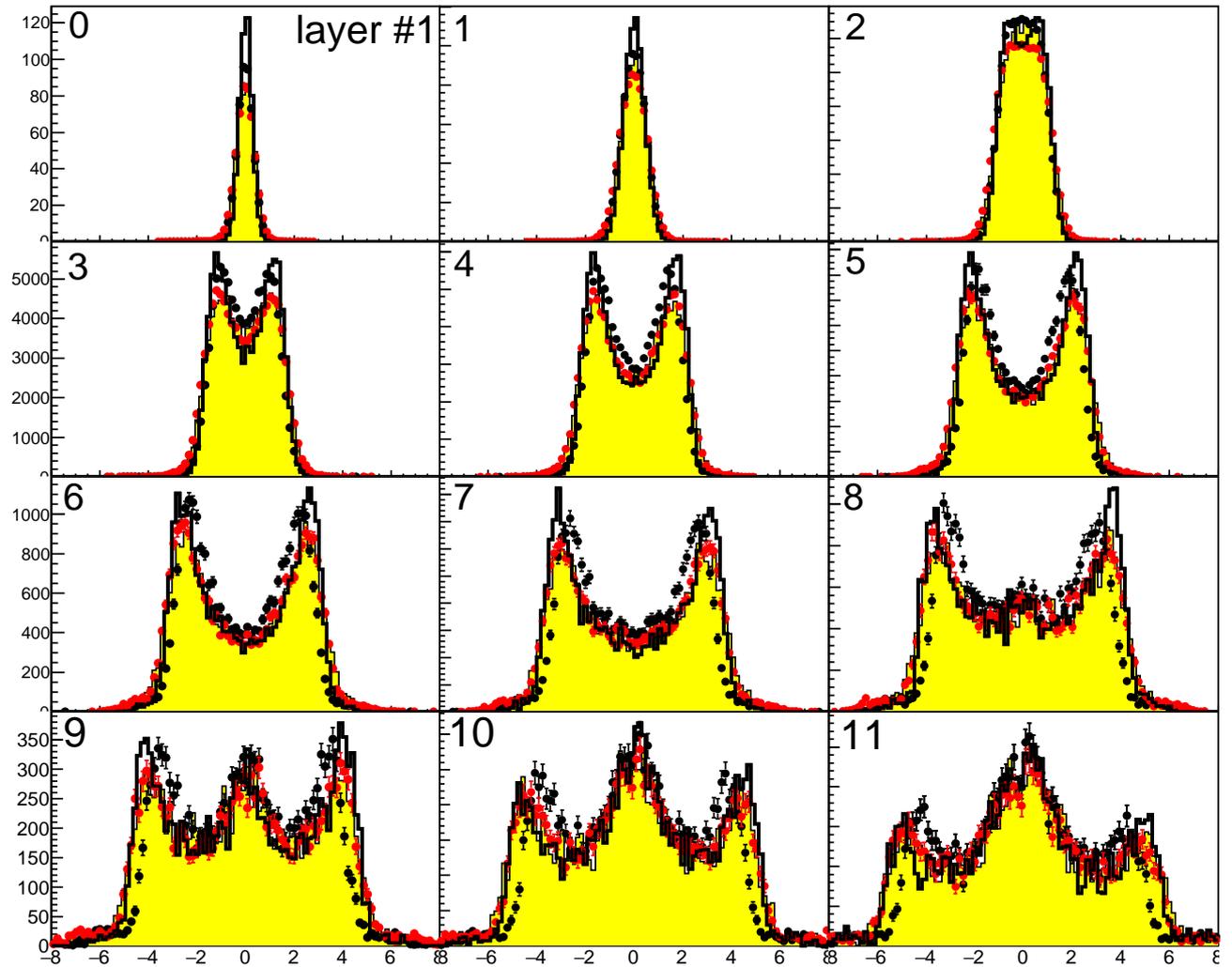


Рисунок 2.25 — Спектры dE/dx_{diff} в 1-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_1 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_1 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_1 = 0,23$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_1 = 0,23$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

2.5.2 Настройка для электромагнитных ливней

Другой вид расхождения между экспериментом и моделированием наблюдается в спектрах dE/dx_{summ} для электромагнитных (э.м.) ливней, порождаемых в калориметре электронами и позитронами из процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$,

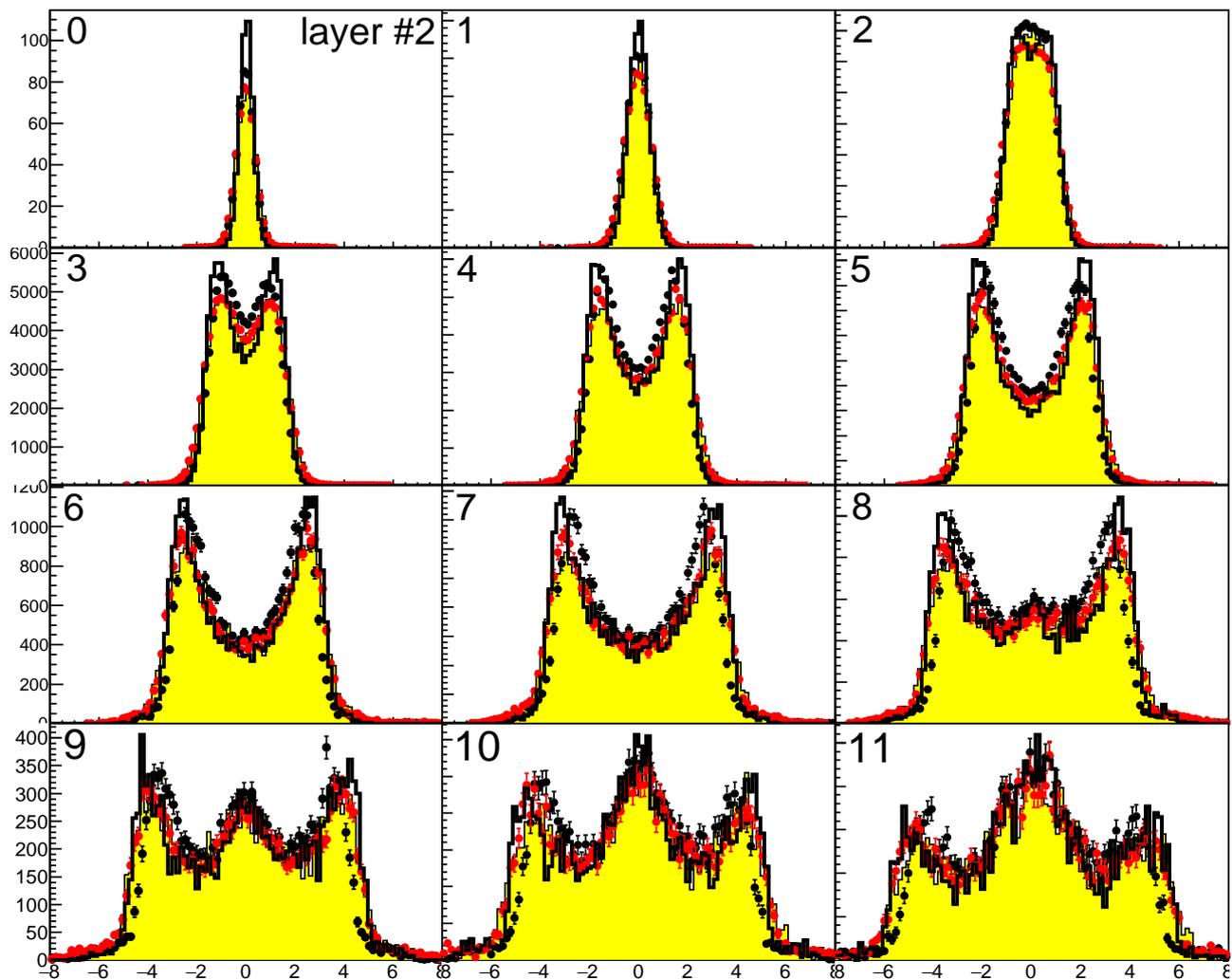


Рисунок 2.26 — Спектры dE/dx_{diff} во 2-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_2 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_2 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_2 = 0,22$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_2 = 0,22$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

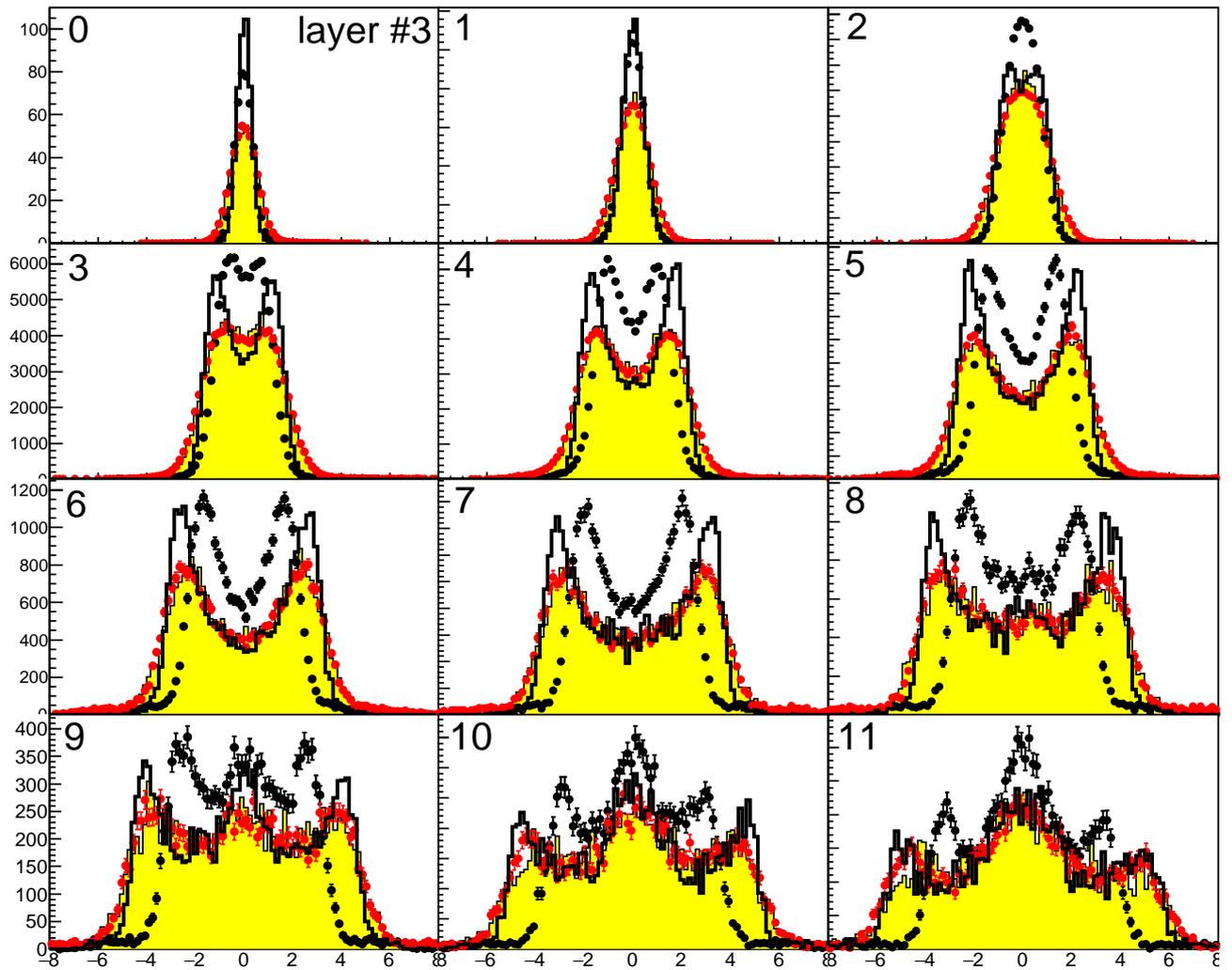


Рисунок 2.27 — Спектры dE/dx_{diff} в 3-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_3 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_3 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_3 = 0,35$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_3 = 0,35$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

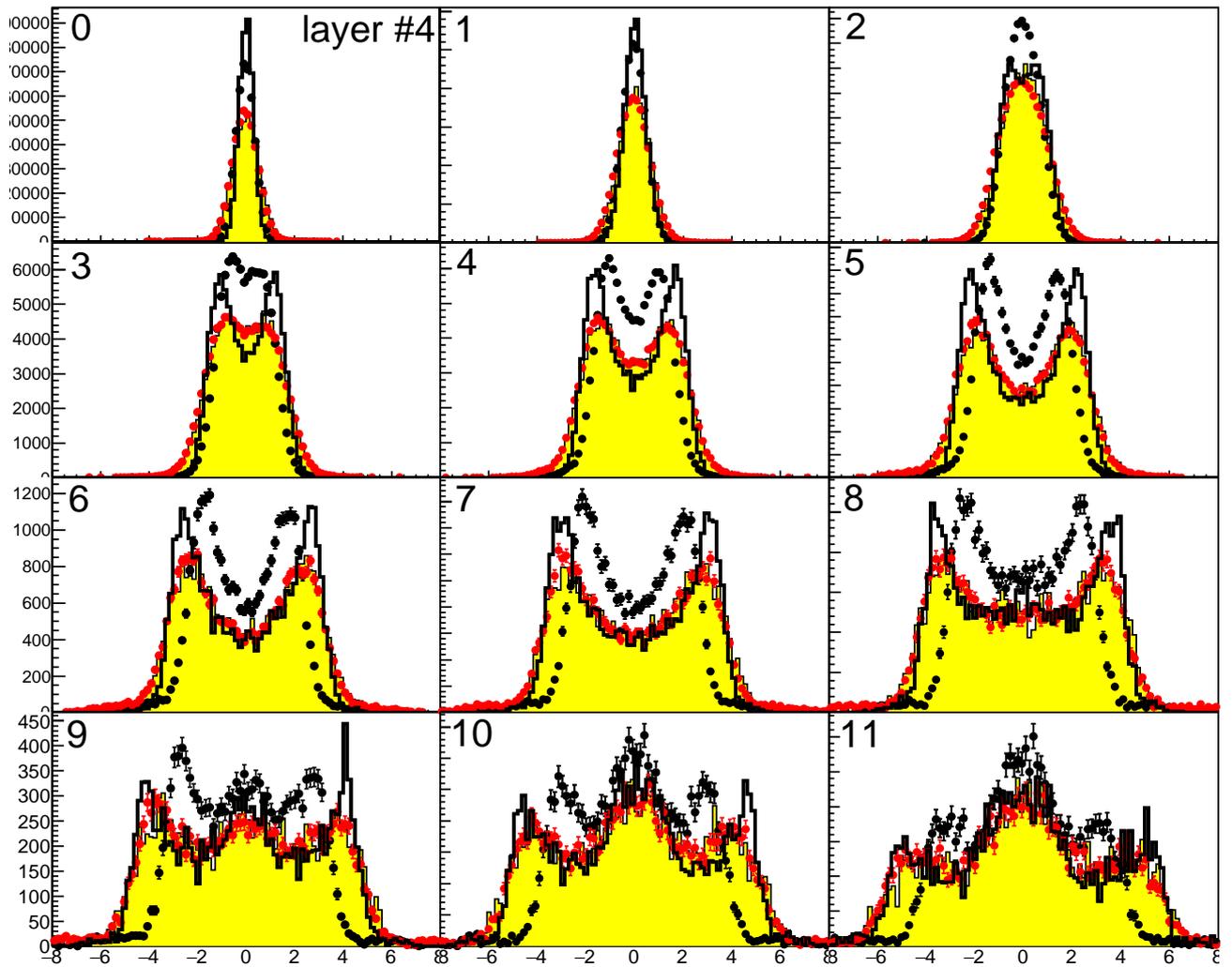


Рисунок 2.28 — Спектры dE/dx_{diff} в 4-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_4 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_4 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_4 = 0,32$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_4 = 0,32$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

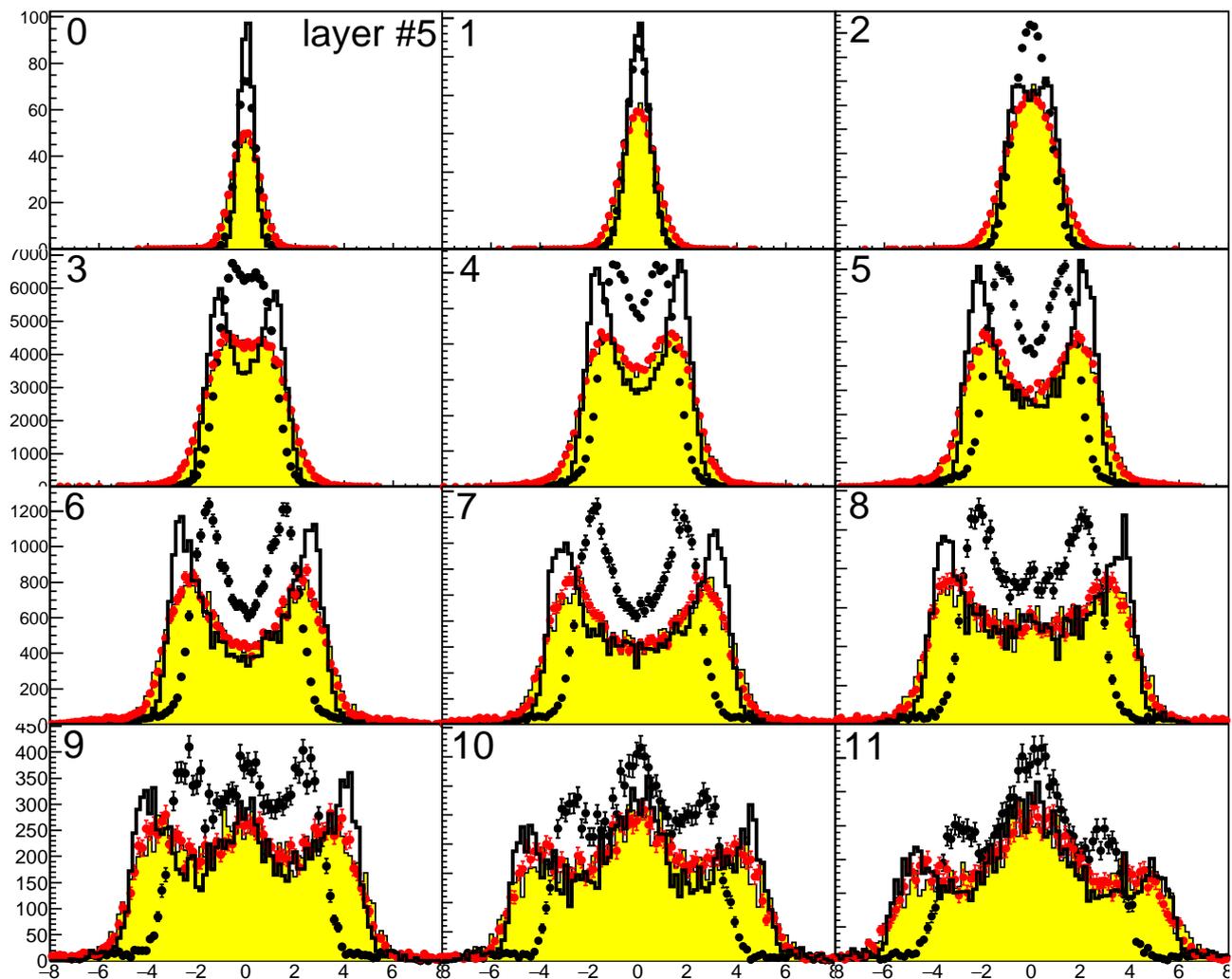


Рисунок 2.29 — Спектры dE/dx_{diff} в 5-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_5 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_5 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_5 = 0,35$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_5 = 0,35$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

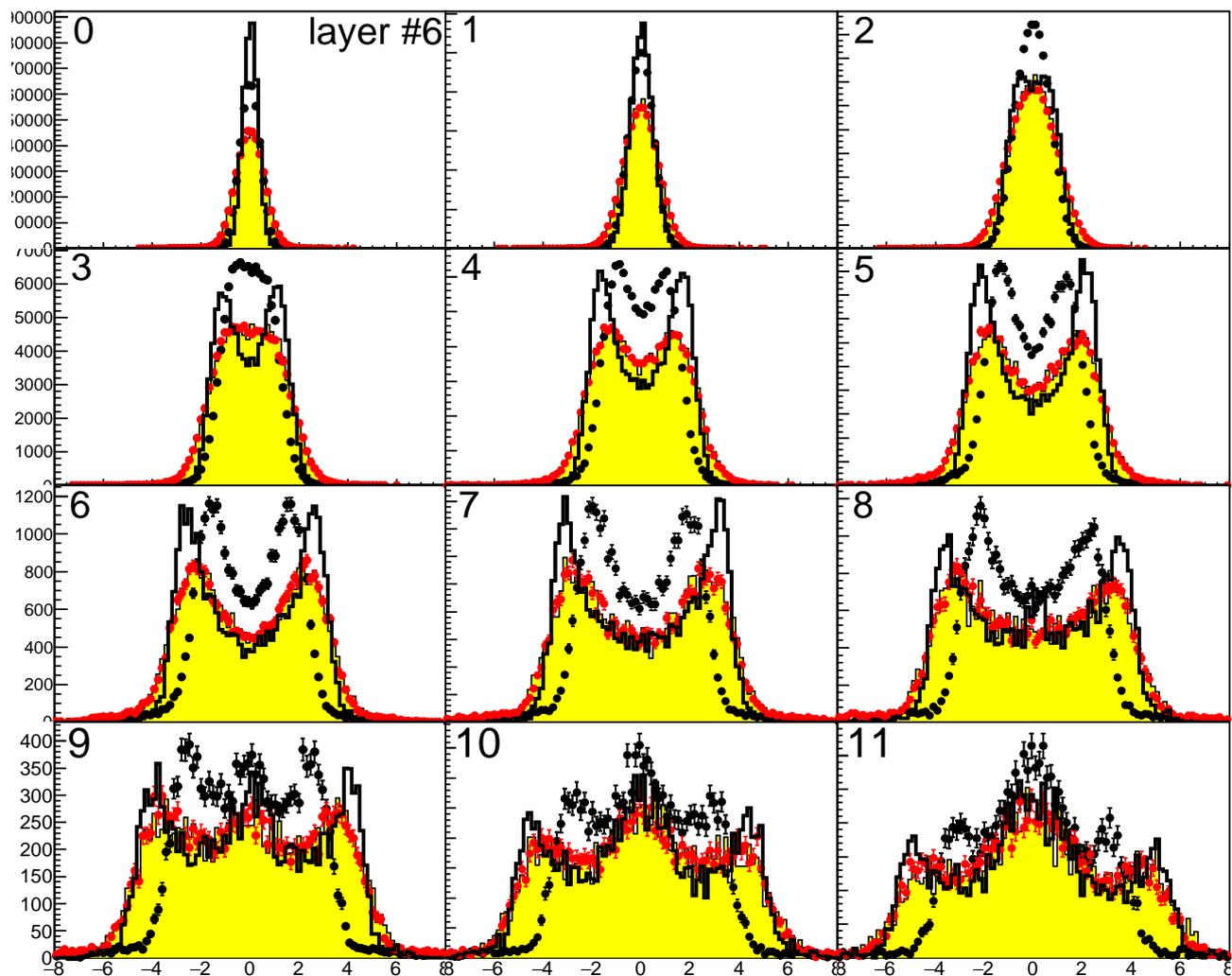


Рисунок 2.30 — Спектры dE/dx_{diff} в 6-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_6 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_6 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_6 = 0,33$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_6 = 0,33$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

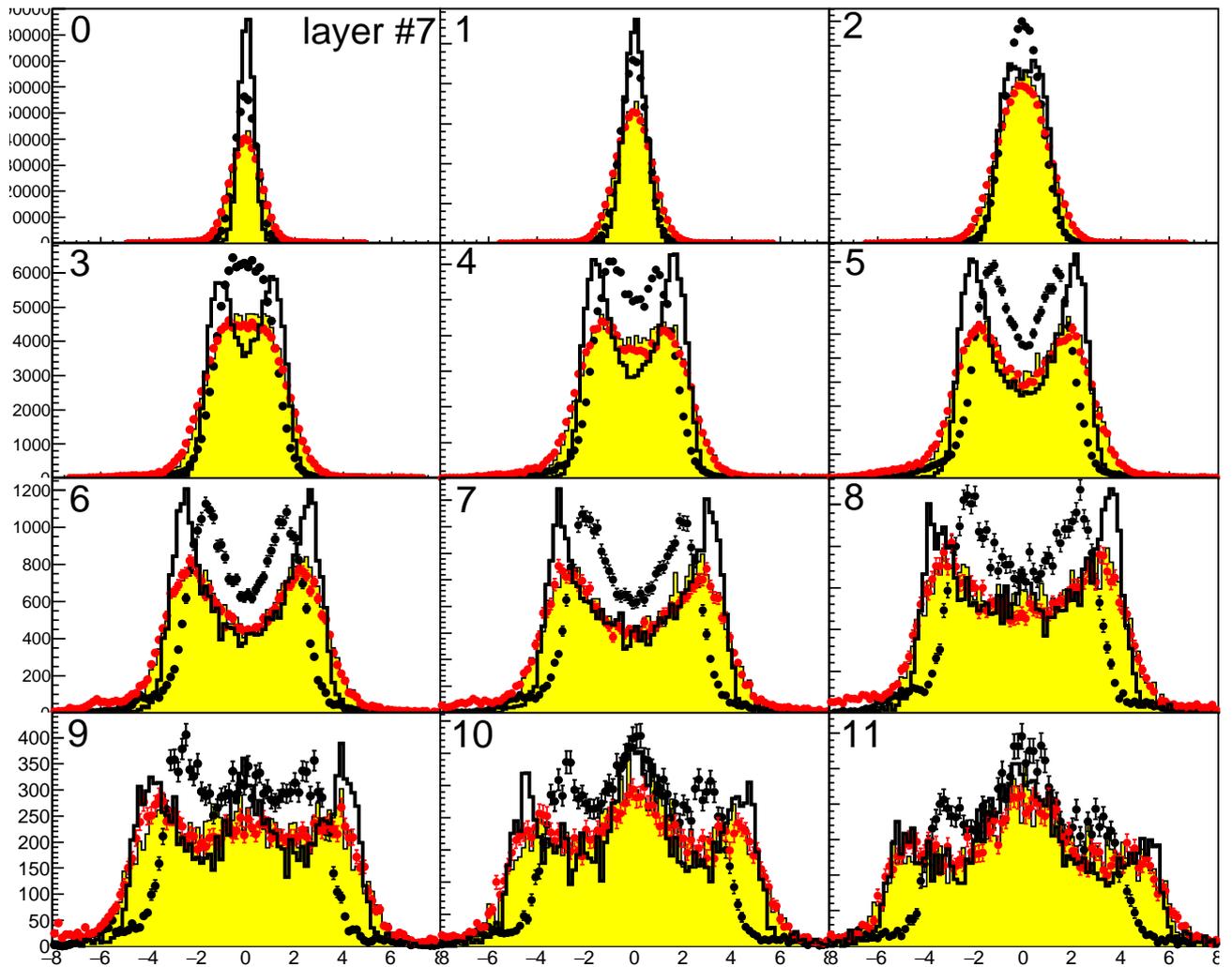


Рисунок 2.31 — Спектры dE/dx_{diff} в 7-м слое для космики в срезах по dE/dx_{summ} в эксперименте при $T_7 = 0,17$ (черные маркеры), в моделировании при $T_7 = 0,17$ (открытая гистограмма), в эксперименте при $T_7 = 0,33$ (красные маркеры) и в моделировании при $T_7 = 0,33$ с добавлением антикоррелированного шума (закрашенная гистограмма)

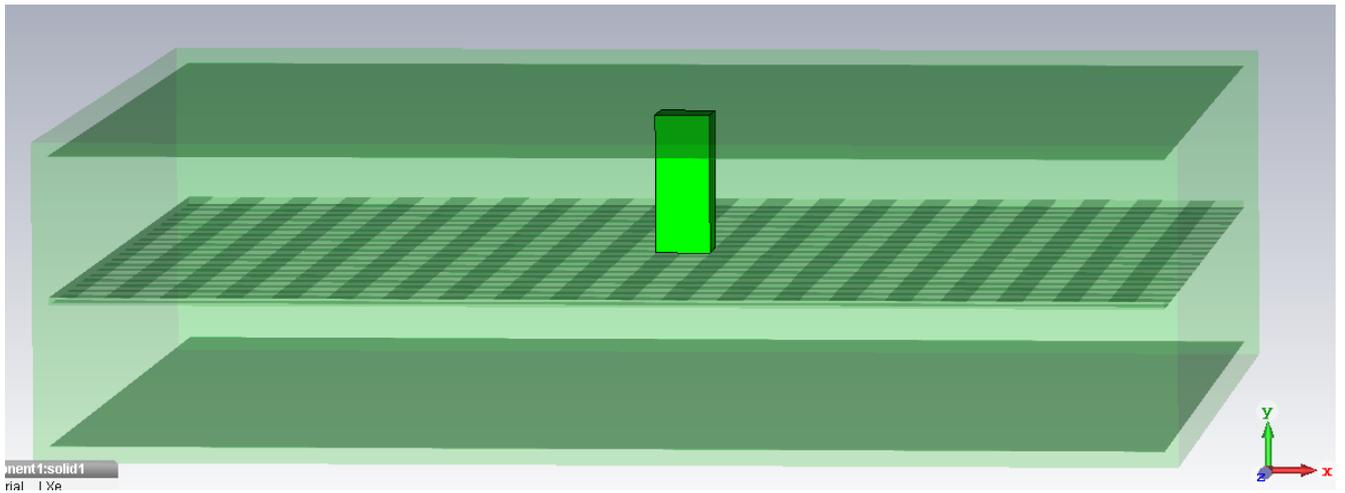


Рисунок 2.32 — Равномерно заряженный по объему диэлектрический брусок, установленный в зазоре между анодом и катодными полосками

см. рисунок 2.34. Добавочные шумы, используемые при настройке моделирования для МПР-ов не оказывают заметного влияния на большие амплитуды $dE/dx_{\text{sum/diff}}$, характерные для э.м. ливней. Нам не удалось установить действительные причины наблюдаемого расхождения, однако мы изучили множество его возможных источников: неточное описание вещества перед калориметром; влияние электроотрицательных примесей в ксеноне; неточное знание плотности LXe и др. Тем не менее, оказалось, что расхождение может быть в значительной степени устранено путем простого линейного преобразования амплитуд в моделировании: $dE/dx^{\text{meas, corr}} = a \cdot dE/dx^{\text{meas}} - b$, где $a = 1,055$ – “добавочный калибровочный коэффициент” для ливней и $b = 0,7$ – сдвиг, введенный для достижения лучшего data/МС-согласия пиков минимальной ионизации в первом слое (эти пики соответствуют ионизации, создаваемой изначальным e^\pm до порождения первой e^+e^- пары тормозным фотоном). В результате данного преобразования получаем согласие спектров в эксперименте и моделировании (за исключением 1-го слоя), см. рисунок 2.34, сохраняющееся для всех импульсов и углов e^\pm .

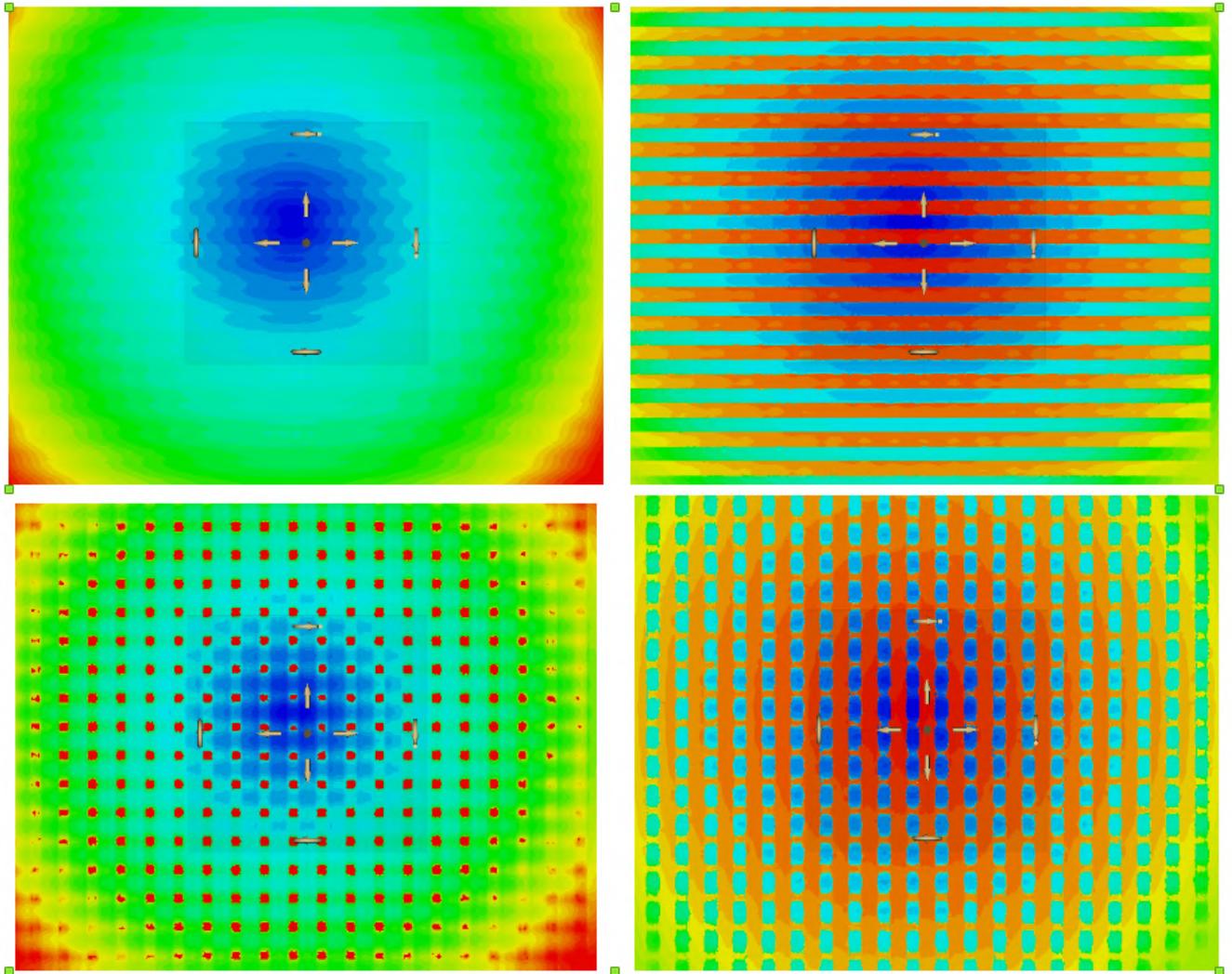


Рисунок 2.33 — Распределение y -компоненты электрического поля, создаваемого точечным зарядом в верхнем полуслое, над верхними полосками (верхний левый рисунок), под верхними полосками (верхний правый рисунок), над нижними полосками (нижний левый рисунок) и под нижними полосками (нижний правый рисунок)

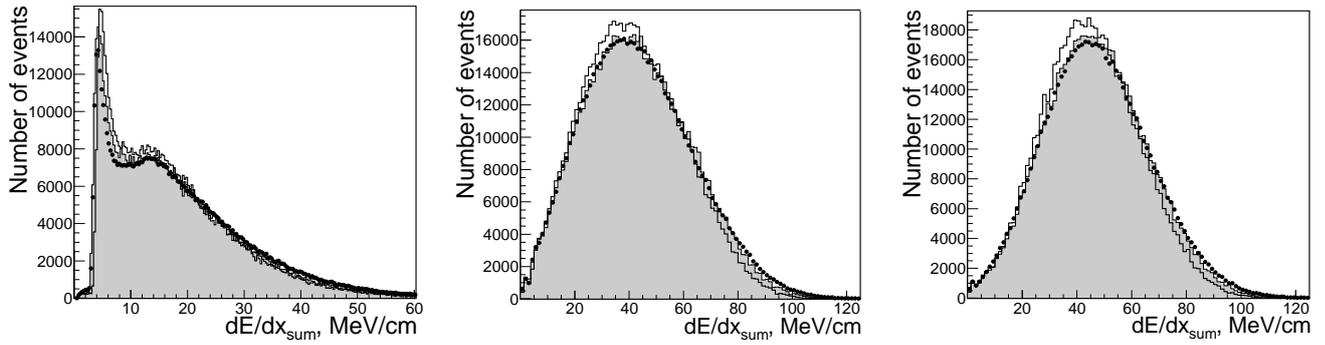


Рисунок 2.34 — Спектры dE/dx_{sum} в 1-м (слева), 3-м (посередине) и 5-м (справа) двойном слое для e^\pm из процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте (маркеры), моделировании до (открытая гистограмма) и после (серая гистограмма) применения поправок, описанных в параграфах 2.5.1–2.5.2. Энергия пучков равна 987,5 МэВ

2.6 Спектры откликов классификаторов и сила разделения сигнала и фона

В этом параграфе мы проводим data/МС-сравнение получающихся спектров откликов BDT для различных типов частиц. Рисунки 2.35–2.44 дают общее представление о потенциальной эффективности всех типов (мульти)классификаторов в зависимости от импульса согласно моделированию. “Гребенки” в спектрах BDT при малых импульсах соответствуют событиям, в которых все входные переменные классификаторов равны нулю. Как видно из рисунка 2.38, μ/π разделение не является эффективным ни при каком импульсе, тогда как разделения e^\pm от μ^\pm , π^\pm и K^\pm (см. рисунки 2.35–2.37) становятся эффективными начиная с некоторого порогового импульса.

2.6.1 Электроны/позитроны

Мы отбираем e^\pm из процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ с помощью следующих критериев отбора:

- в ДК присутствует ровно 2 трека с противоположными зарядами;

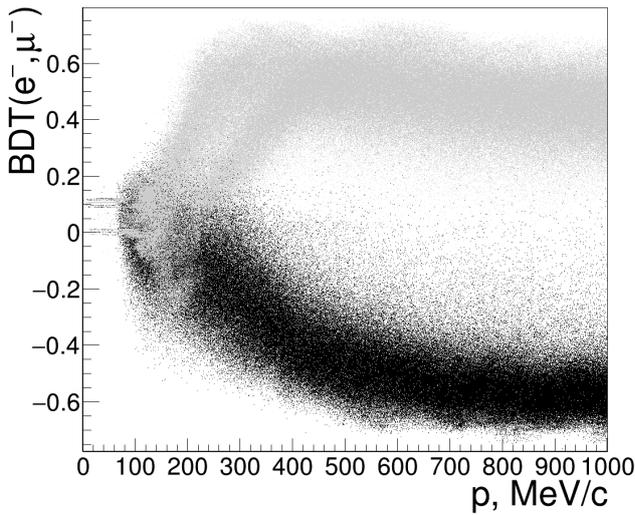


Рисунок 2.35 — Зависимость $BDT(e^-, \mu^-)$ для e^- (черные маркеры) и μ^- (серые маркеры) от импульса частицы с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

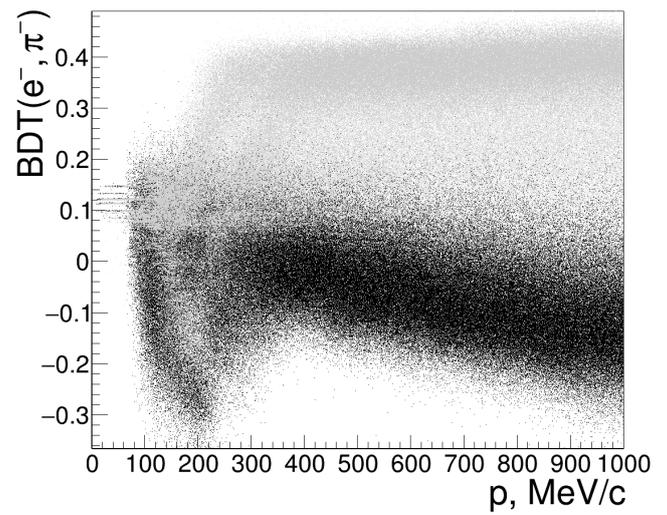


Рисунок 2.36 — Зависимость $BDT(e^-, \pi^-)$ для e^- (черные маркеры) и π^- (серые маркеры) от импульса частицы с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

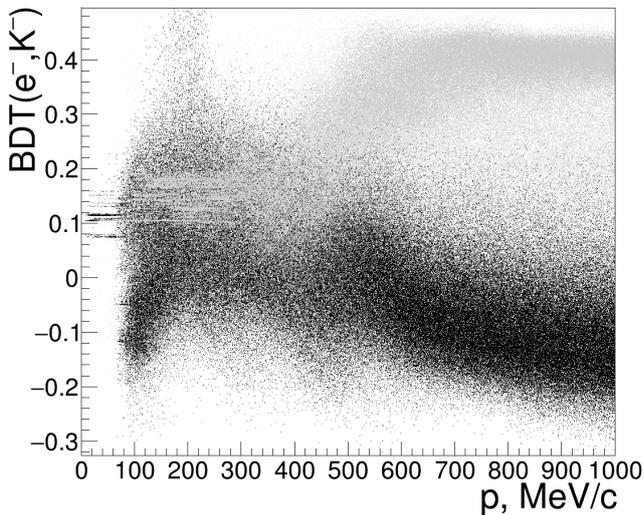


Рисунок 2.37 — Зависимость $BDT(e^-, K^-)$ для e^- (черные маркеры) и K^- (серые маркеры) от импульса частицы с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

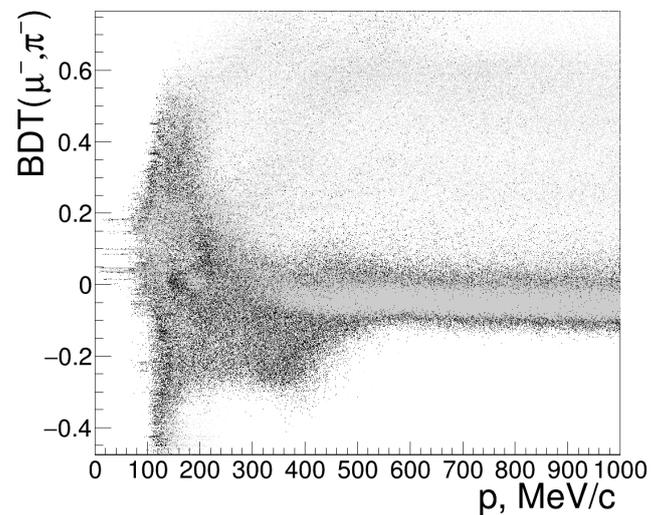


Рисунок 2.38 — Зависимость $BDT(\mu^-, \pi^-)$ для μ^- (черные маркеры) и π^- (серые маркеры) от импульса частицы с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

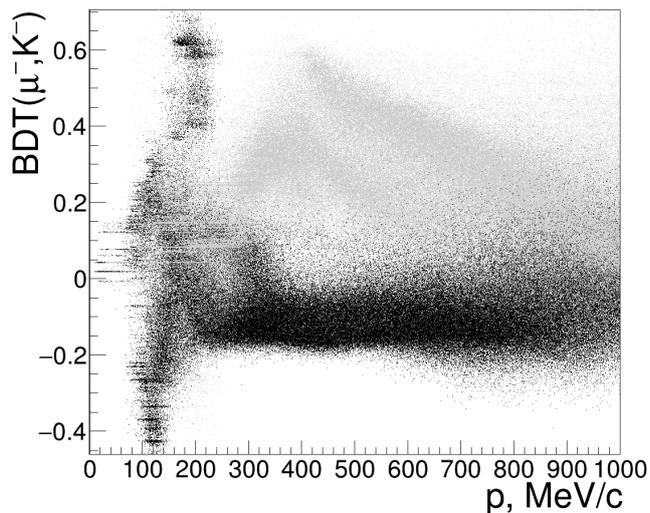


Рисунок 2.39 — Зависимость $\text{BDT}(\mu^-, K^-)$ для μ^- (черные маркеры) и K^- (серые маркеры) от импульса частицы с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

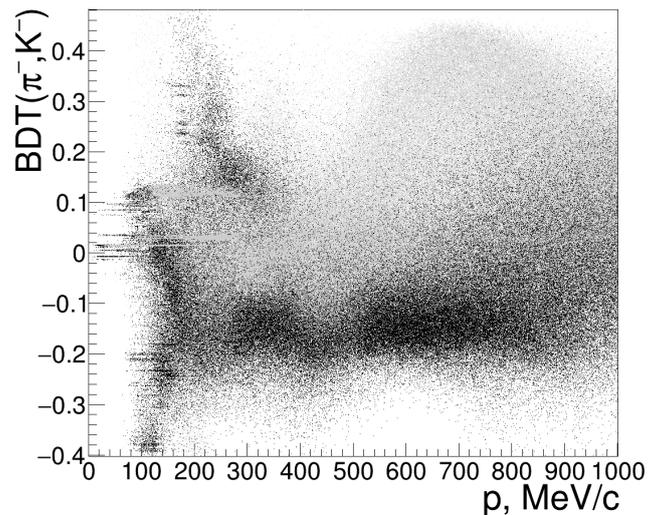


Рисунок 2.40 — Зависимость $\text{BDT}(\pi^-, K^-)$ для π^- (черные маркеры) и K^- (серые маркеры) от импульса частицы с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

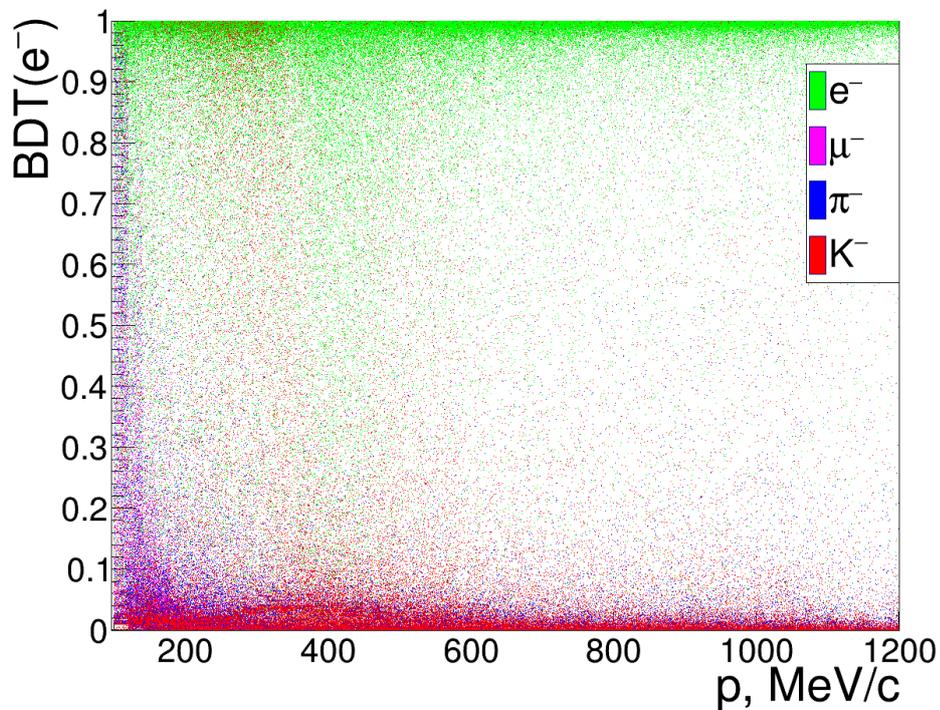


Рисунок 2.41 — Зависимость отклика $\text{BDT}(e^-)$ мультиклассификатора от импульса частицы для различных типов частиц с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

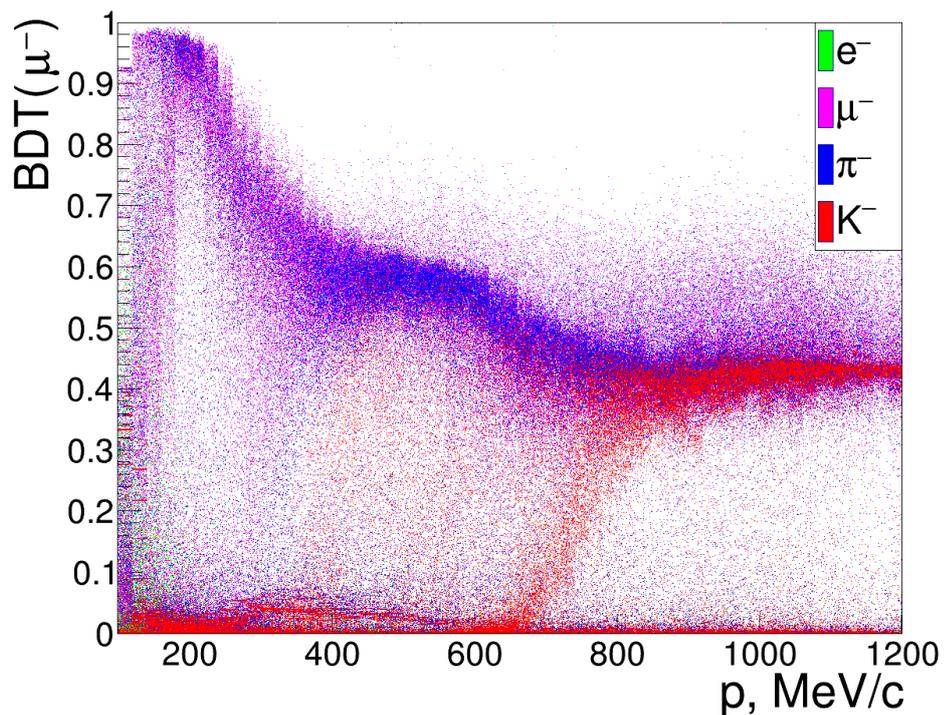


Рисунок 2.42 — Зависимость отклика $BDT(\mu^-)$ мультиклассификатора от импульса частицы для различных типов частиц с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

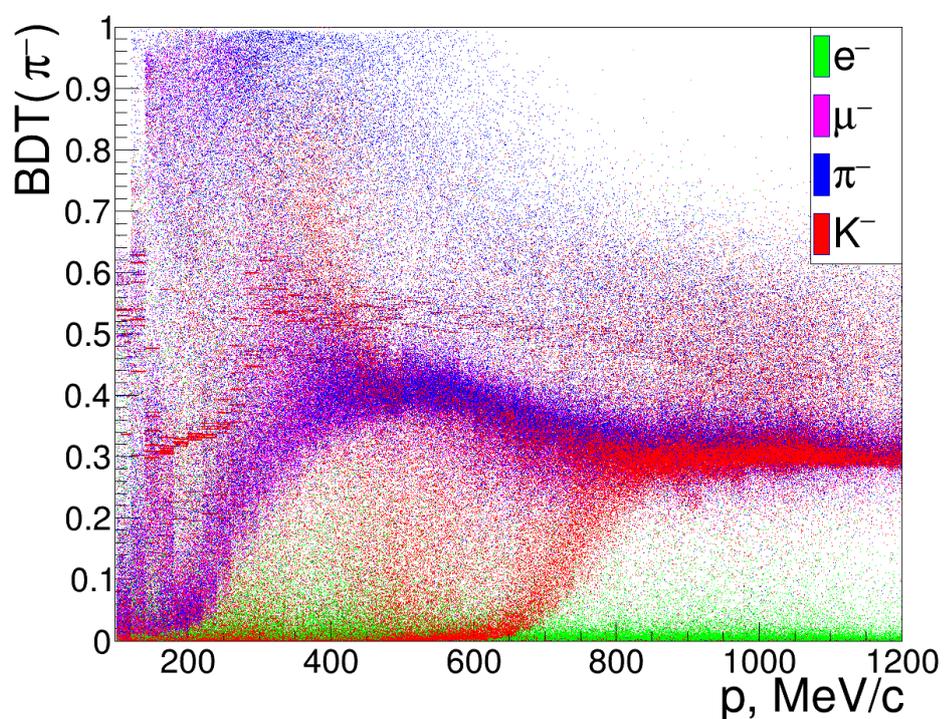


Рисунок 2.43 — Зависимость отклика $BDT(\pi^-)$ мультиклассификатора от импульса частицы для различных типов частиц с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

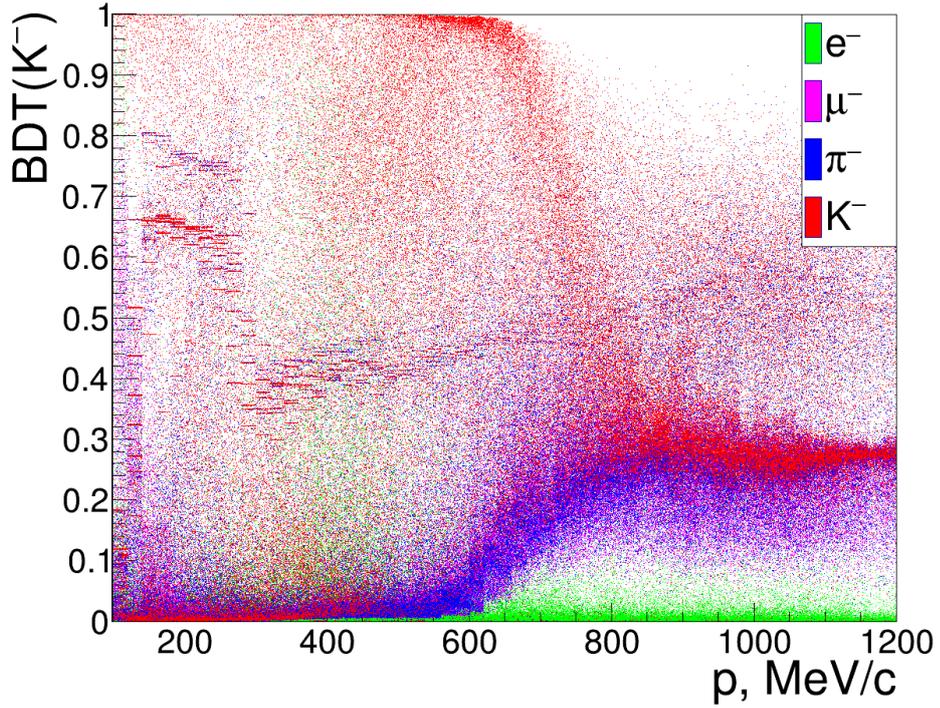


Рисунок 2.44 — Зависимость отклика $\text{BDT}(K^-)$ мультиклассификатора от импульса частицы для различных типов частиц с равномерным распределением по d_{LXe} в моделировании

- минимальное расстояние от точки наибольшего приближения спирали трека к оси пучков в поперечной плоскости ($|\rho_{\text{PCA}}|$) меньше 0,5 см;
- расстояние от PCA до центра детектора вдоль оси z ($|z_{\text{PCA}}|$) меньше 12 см;
- полярные углы треков принадлежат диапазону от 0,9 до $\pi - 0,9$ рад;
- треки коллинеарны: $|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 0,15$ рад и $||\varphi_1 - \varphi_2| - \pi| < 0,15$ рад;
- энерговыделение каждой из частиц в баррельной части калориметра (LXe и CsI) больше $E_{\text{beam}}/2$.

После применения перечисленных отборов экспериментальные данные по-прежнему содержат примесь событий космики и процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Всюду далее мы оцениваем вклады коллинеарных конечных состояний в моделировании согласно их известным сечениям и светимостью, а вклад космики оценивается по числу событий с импульсами выше $1,25 \cdot E_{\text{beam}}$. Data/MC-сравнение спектров $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$, $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ и $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$, а также $\text{BDT}(e^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm)$, $\text{BDT}(\pi^\pm)$ и $\text{BDT}(K^\pm)$, для заряженных частиц при низких (280 МэВ) и высоких (987,5 МэВ) энергиях пучков приведено на рисунках 2.45–2.47.

Отметим, что при проведении data/МС-сравнения спектров BDT важно иметь и количественную характеристику степени их согласия. Однако, при изучении конкретного процесса аннигиляции в адроны, как правило, не требуется полного (например, в терминах $\chi^2/\text{n.d.f.}$) data/МС-согласия спектров BDT. На практике достаточным является согласие в *доле отбрасываемых событий* при наложении отбора $\text{BDT} < \text{BDT}_{\text{cut}}$. Обозначим эти доли $\varepsilon_{\text{exp/МС}}(\text{BDT}_{\text{cut}})$. Согласие в долях теряемых событий особенно важно для событий сигнального процесса, для которых величина $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{МС}})(\text{BDT}_{\text{cut}})$ дает прямой вклад отбора по BDT в систематическую ошибку эффективности отбора сигнала. В свою очередь, для фоновых событий требование на data/МС-согласия намного мягче, поскольку, как правило, в анализе данных не требуется точного воспроизведения *количества* фоновых событий в моделировании. В типичном анализе адронного процесса разделение сигнала и фона осуществляется путем аппроксимации спектра некоторой переменной, и идентификация по $dE/dx_{\text{LХe}}$ должна лишь позволять подавить фон для получения приемлемого отношения сигнал/фон, а также не должна приводить к существенным искажениям формы фона относительно предсказания моделирования.

Для отобранных заряженных частиц зависимости $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{МС}})(\text{BDT}_{\text{cut}})$ для $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ при $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ и $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$ при $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ приведены на рисунке 2.48. Для получения $\varepsilon_{\text{exp}}(\text{BDT}_{\text{cut}})$ из гистограмм для экспериментальных данных (рисунок 2.45) был вычтен ожидаемый вклад всех процессов, отличных от $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Для анализа данных интерес представляют значения $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{МС}})$ вблизи предполагаемых значений BDT_{cut} , равных $\sim 0,15$ для $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ и $\sim 0,2$ для $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$.

2.6.2 Мюоны

Мы получаем набор μ^\pm из событий космики используя следующие критерии отбора:

- в ДК есть ровно один трек;
- импульс частицы находится в диапазоне от 100 до 1200 МэВ;

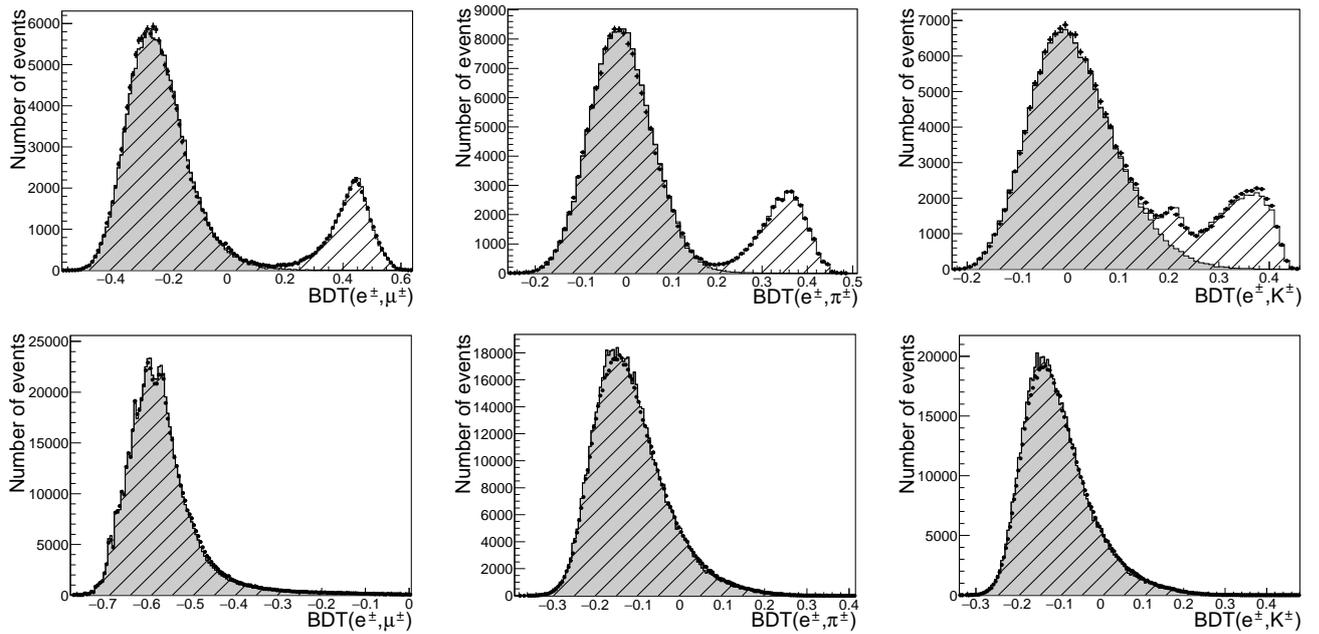


Рисунок 2.45 — Спектры $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$ (слева), $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ (посередине) и $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$ (справа) для заряженных частиц, выделенных условиями отбора, перечисленными в параграфе 2.6.1. Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма – моделированию конечного состояния e^+e^- , штрихованная гистограмма — моделированию конечных состояний e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и космики. Верхние картинки соответствуют энергии пучков $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ, нижние — $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ. В последнем случае примесь конечных состояний, отличных от e^+e^- , пренебрежимо мала

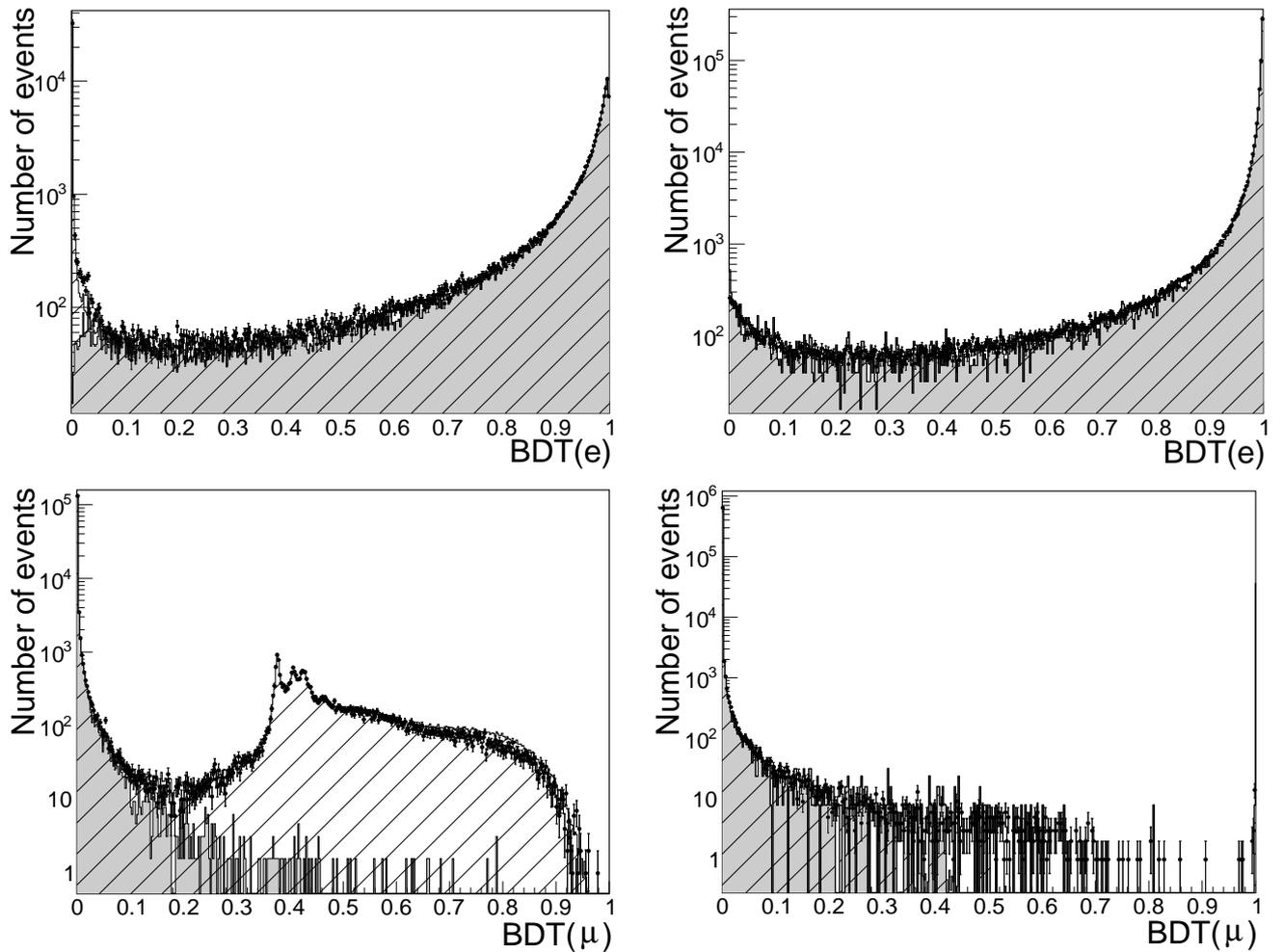


Рисунок 2.46 — Спектры откликов $\text{BDT}(e^\pm)$ (сверху) и $\text{BDT}(\mu^\pm)$ (снизу) мультиклассификатора для заряженных частиц, выделенных условиями отбора, перечисленными в параграфе 2.6.1 при $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ (слева) и $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ (справа). Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию конечного состояния e^+e^- , штрихованная гистограмма — моделированию конечных состояний e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и космики. В случае $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ примесь конечных состояний, отличных от e^+e^- , пренебрежимо мала

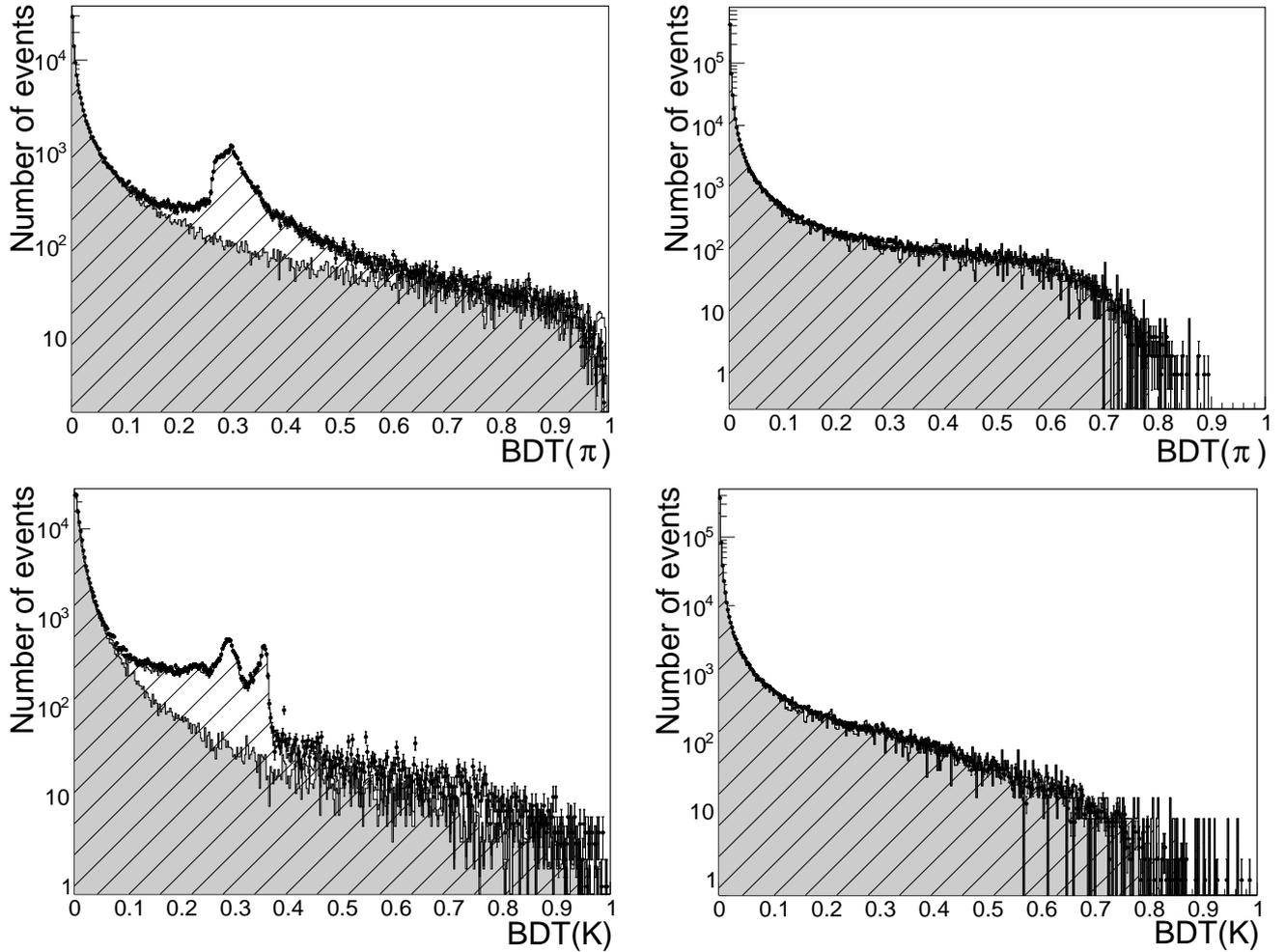


Рисунок 2.47 — Спектры откликов $\text{BDT}(\pi^\pm)$ (сверху) и $\text{BDT}(K^\pm)$ (снизу) мультиклассификатора для заряженных частиц, выделенных условиями отбора, перечисленными в параграфе 2.6.1 при $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ (слева) и $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ (справа). Маркеры соответствуют экспериментальным данным, серая гистограмма — моделированию конечного состояния e^+e^- , штрихованная гистограмма — моделированию конечных состояний e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ и космики. В случае $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ примесь конечных состояний, отличных от e^+e^- , пренебрежимо мала

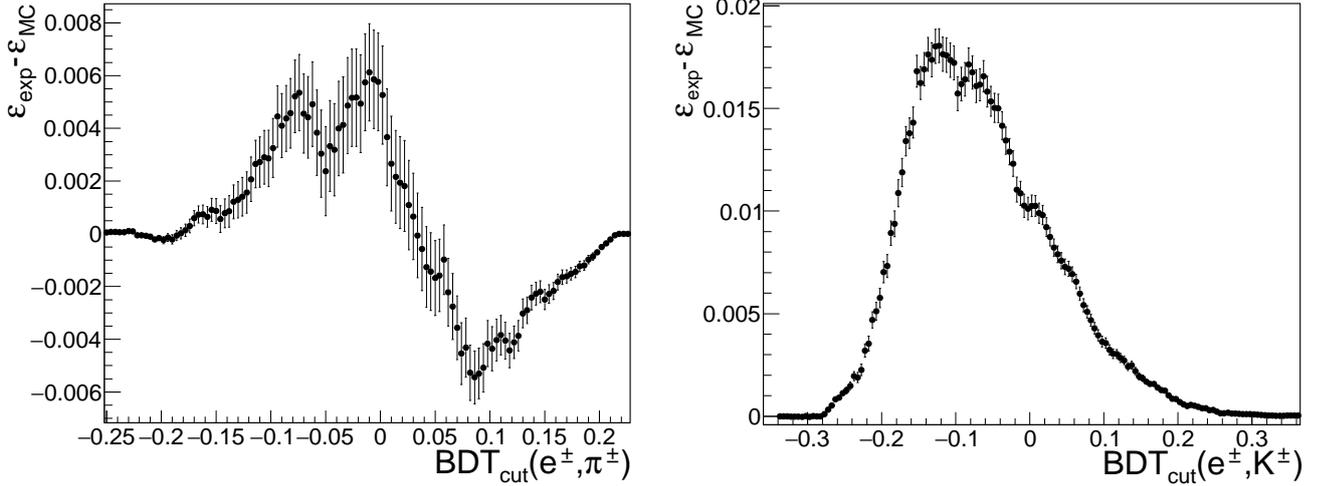


Рисунок 2.48 — Зависимость $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})$ от BDT_{cut} для классификаторов $\text{BDT}(e^{\pm}, \pi^{\pm})$ (слева) и $\text{BDT}(e^{\pm}, K^{\pm})$ (справа) и e^{\pm} , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ (слева) и $E_{\text{beam}} = 987,5$ МэВ (справа)

- трек является нецентральным: $|\rho_{\text{PCA}}|$ находится в диапазоне от 3 до 15 см;
- энерговыделение частицы в калориметре меньше 400 МэВ.

Мы наблюдаем data/MC-согласие спектров $\text{BDT}(e^{\pm}, \mu^{\pm})$, $\text{BDT}(\mu^{\pm}, \pi^{\pm})$ и $\text{BDT}(\mu^{\pm}, K^{\pm})$, а также $\text{BDT}(e^{\pm})$, $\text{BDT}(\mu^{\pm})$, $\text{BDT}(\pi^{\pm})$ и $\text{BDT}(K^{\pm})$, см. рисунки 2.49–2.51. Отметим, что в ряде случаев в спектрах BDT наблюдаются пикующиеся структуры, см., например, спектр $\text{BDT}(\mu^{\pm}, K^{\pm})$ на рисунке 2.49 (справа). Для частицы типа `bkg` в спектре классификатора $\text{BDT}(\text{bkg}, \text{sig})$ может наблюдаться серия пиков, если частицы типов `bkg` и/или `sig` могут претерпевать ядерные взаимодействия или распады, меняющие характер их дальнейшего взаимодействия с веществом калориметра. Например, в случае $\text{bkg} = \mu^{\pm}$ и $\text{sig} = K^{\pm}$:

- μ^{\pm} с малыми импульсами, останавливаясь в веществе перед калориметром или внутри него, в основном распадаются на e^{\pm} и пару нейтрино, порождая электромагнитный ливень и становясь, тем самым, более “похожими” на ядерновзаимодействующие K^{\pm} ;
- K^{\pm} распадается на μ^{\pm} и нейтрино.

Наличие данных процессов и приводит к возникновению серии пиков на рисунке 2.49 (справа).

Далее, на рисунке 2.52 приведена зависимость $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})(\text{BDT}_{\text{cut}})$ для $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$. С точки зрения анализа данных важным является значение $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})$ вблизи предполагаемого положения $\text{BDT}_{\text{cut}} \sim 0,1-0,2$.

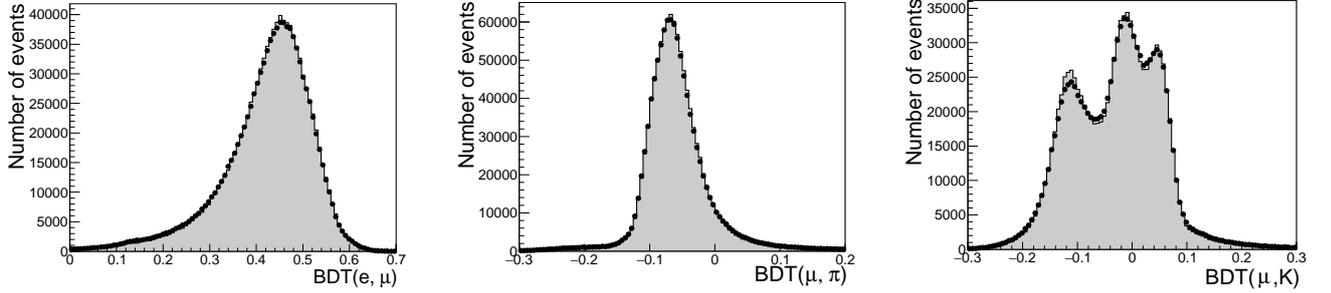


Рисунок 2.49 — Спектры $\text{BDT}(e^\pm, \mu^\pm)$ (слева), $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$ (посередине) и $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ (справа) для космических μ^\pm с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма)

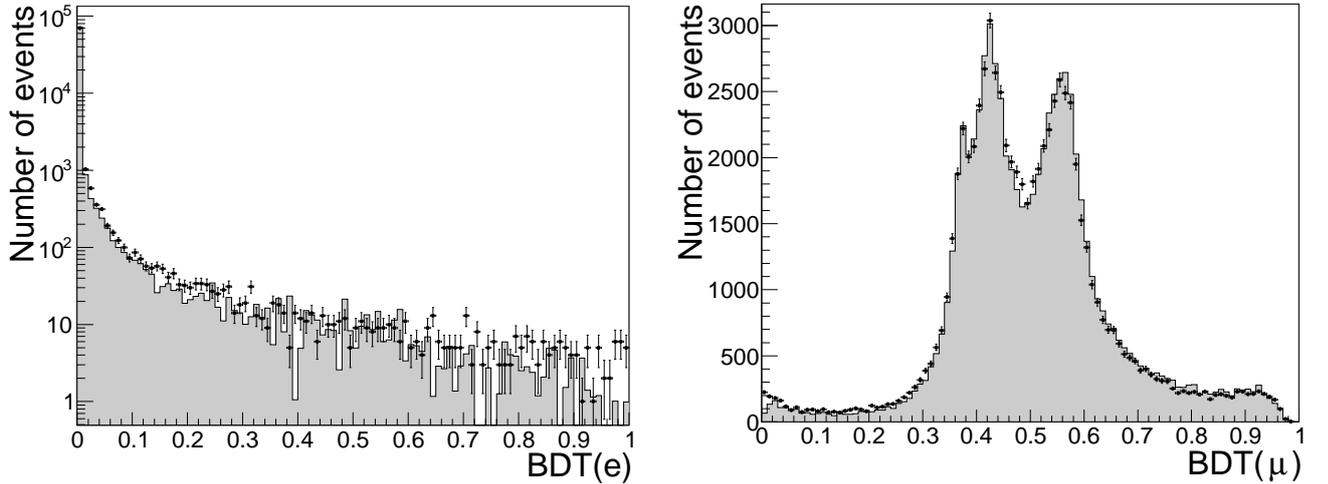


Рисунок 2.50 — Спектры откликов $\text{BDT}(e^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(\mu^\pm)$ (справа) мультиклассификатора для космических μ^\pm с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма)

2.6.3 Пионы

Чистый набор π^\pm с хорошо предсказываемой кинематикой может быть получен из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для отбора последних мы ищем события с ровно двумя противоположно заряженными треками в ДК с импульсами больше 100 МэВ. Далее, в калориметре должно присутствовать не менее двух фотонов с энергиями выше 40 МэВ. Перебирая всевозможные пары

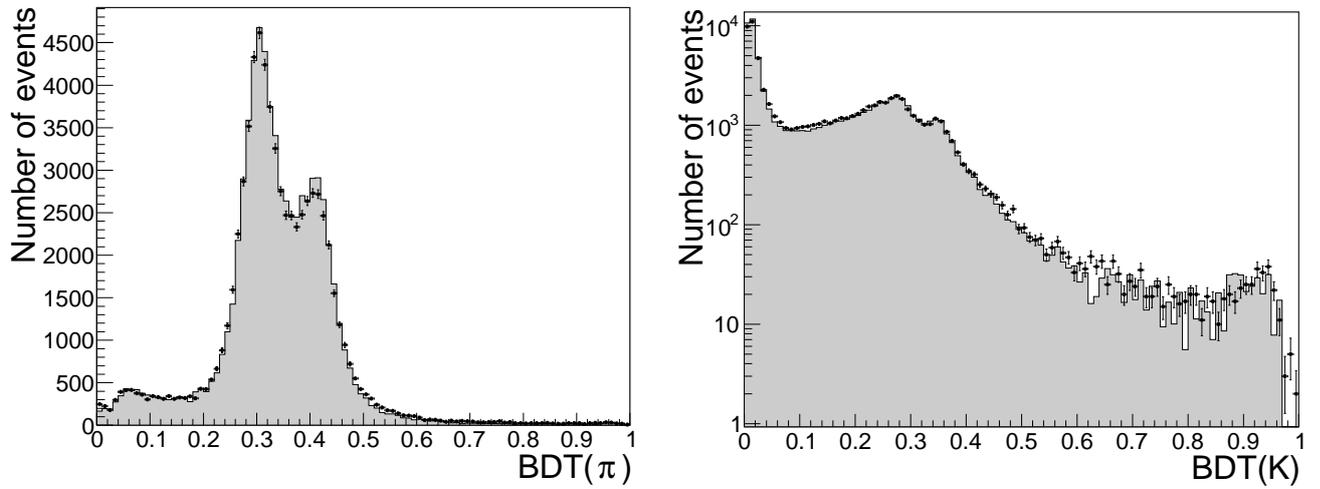


Рисунок 2.51 — Спектры откликов $BDT(\pi^\pm)$ (слева) и $BDT(K^\pm)$ (справа) мультиклассификатора для космических μ^\pm с импульсом от 100 до 1200 МэВ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма)

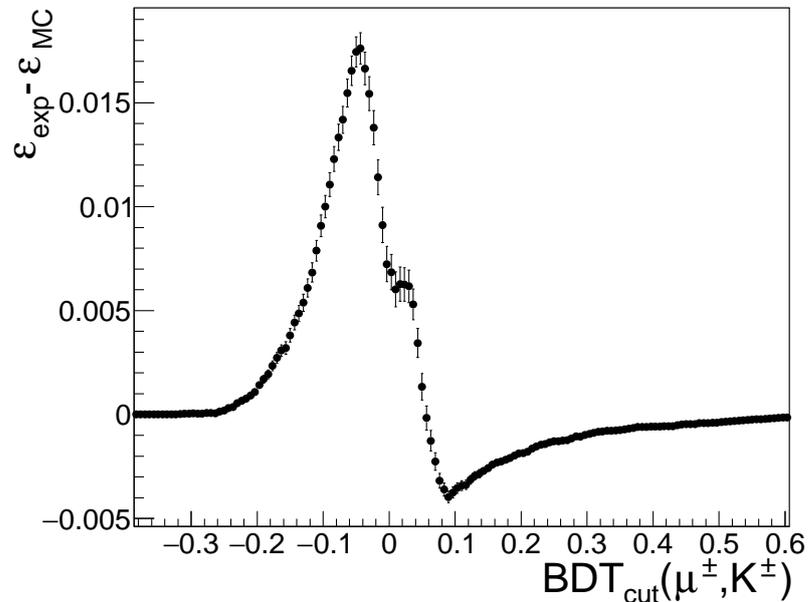


Рисунок 2.52 — Зависимость $(\epsilon_{\text{exp}} - \epsilon_{\text{MC}})$ от BDT_{cut} для классификаторов $BDT(\mu^\pm, K^\pm)$ для событий космики

таких фотонов в событии, мы осуществляем их кинематический фит с двумя треками в предположении сохранения энергии и импульса и выбираем комбинацию, дающую наименьший χ^2 . Если инвариантная масса пары фотонов $m_{2\gamma}$ удовлетворяет условию $|m_{2\gamma} - m_{\pi^0}| < 40$ МэВ, мы считаем конечное состояние $\pi^+\pi^-\pi^0$ реконструированным.

Прежде всего, поскольку моделирование ядерных взаимодействий пионов может быть частично неточным, мы проверяем data/МС-согласие в спектрах dE/dx_{sum} и dE/dx_{diff} отобранных π^\pm , см. рисунок 2.53. Спектры согласуются при всех импульсах пионов. Далее, на рисунках 2.54–2.56 видно data/МС-согласие спектров $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$ и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$, а также $\text{BDT}(e^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm)$, $\text{BDT}(\pi^\pm)$ и $\text{BDT}(K^\pm)$, сохраняющееся для обоих знаков заряда пиона. Отметим, что левый пик в спектре $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ на рисунке 2.54 (слева) отвечает событиям, в которых пионы претерпели ядерные взаимодействия, либо распались на μ^\pm и нейтрино с последующей остановкой и распадом мюона на e^\pm и пару нейтрино. Эти же процессы приводят к возникновению правого пика в спектре $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$ на рисунке 2.54 (посередине).

Для отобранных π^\pm на рисунке 2.57 показаны зависимости $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})(\text{BDT}_{\text{cut}})$ для $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$. С точки зрения анализа данных важными представляются значения $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})$ вблизи предполагаемых положений BDT_{cut} , равных ~ 0 для $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ и $\sim 0,1-0,2$ для $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$. Зависимости эффективности подавления e^- от эффективности отбора π^- (ROC-кривые) для $\text{BDT}(e^-, \pi^-)$ при различных импульсах пиона приведены на рисунке 2.58.

2.6.4 Каоны

Чистый набор K^\pm может быть выделен из четырехтрековых событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$. Мы проводим отбор этих событий из ~ 60 пб $^{-1}$ данных, набранных в экспериментальных заходах 2019-го года, во всех точках по энергии выше порога реакции. Отбор событий осуществляется путем наложения условий на суммарную энергию и импульс частиц, причем π/K -разделение производится на основе dE/dx_{DC} , см. детали в работе [47]. Отметим, что зна-

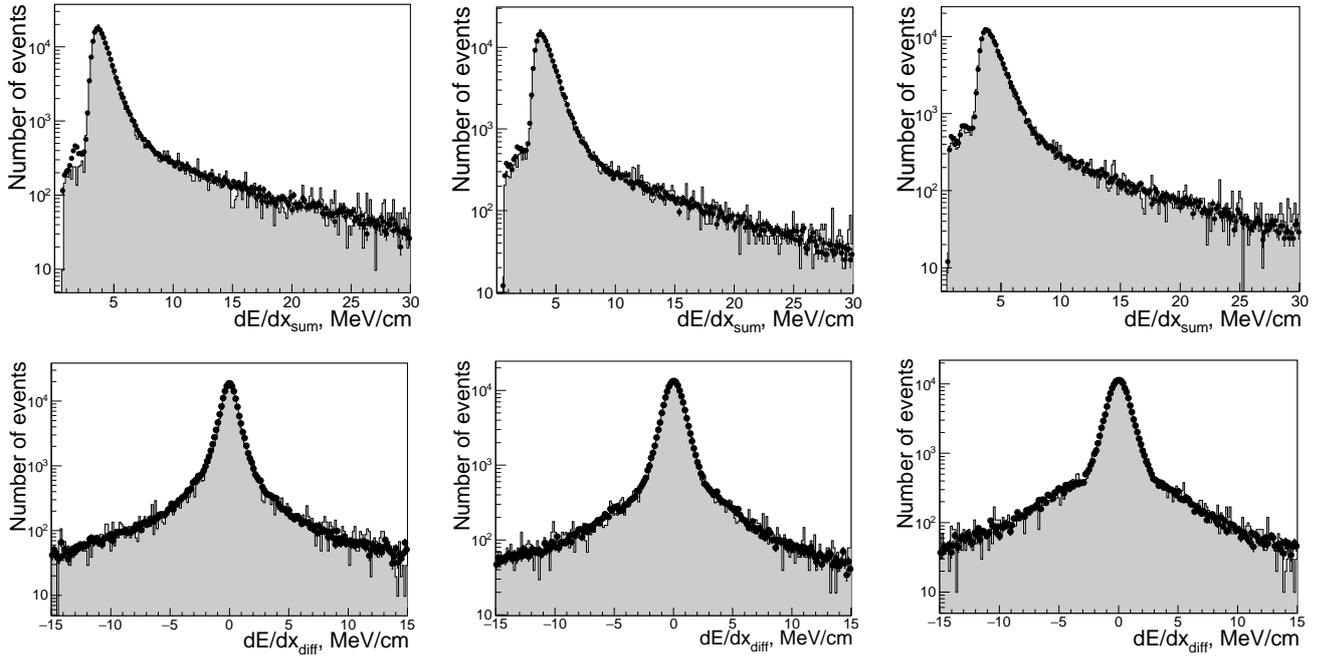


Рисунок 2.53 — Спектры dE/dx_{sum} (сверху) и dE/dx_{diff} (снизу) в 1-м (слева), 3-м (посередине) и 5-м (справа) двойных слоях для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона)

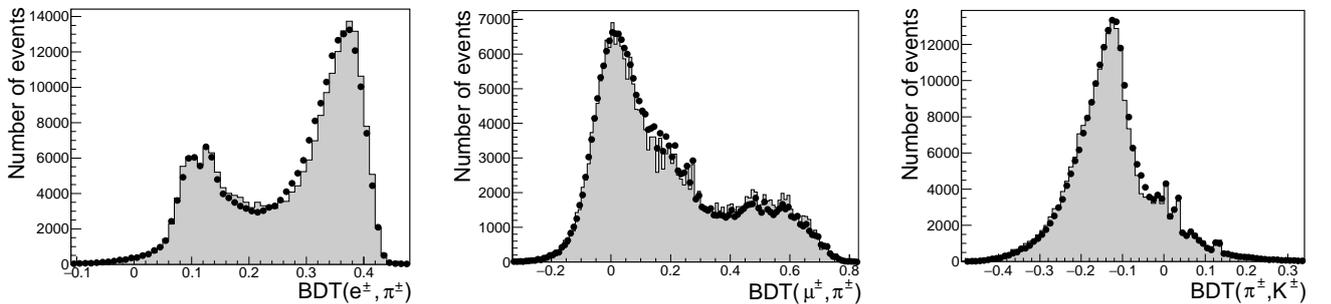


Рисунок 2.54 — Спектры $\text{BDT}(e^\pm, \pi^\pm)$ (слева), $\text{BDT}(\mu^\pm, \pi^\pm)$ (посередине) и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$ (справа) для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона)

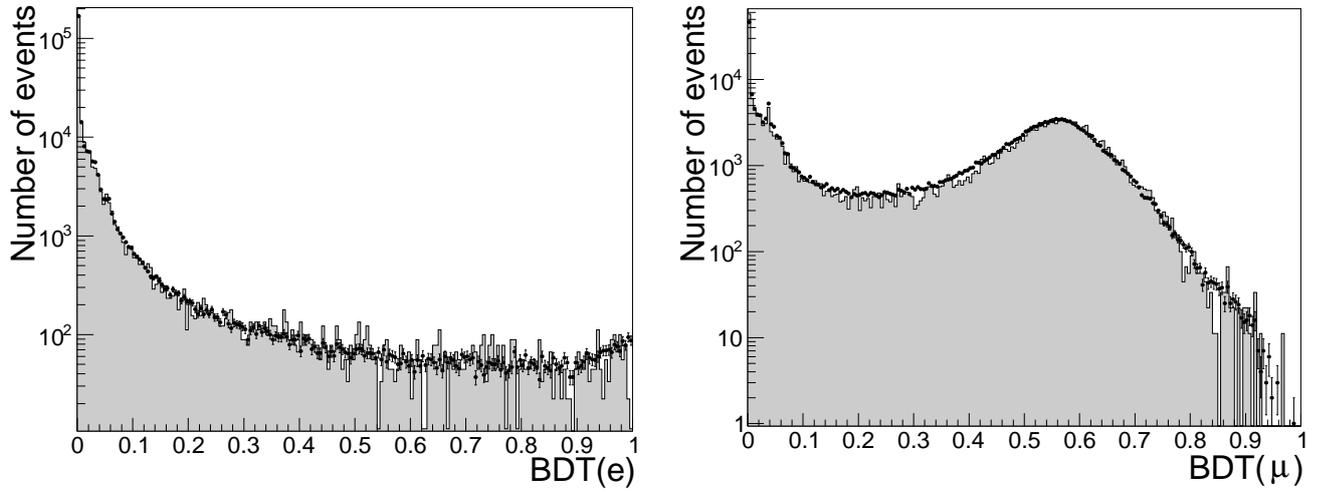


Рисунок 2.55 — Спектры откликов $\text{BDT}(e^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(\mu^\pm)$ (справа) мультиклассификатора для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона)

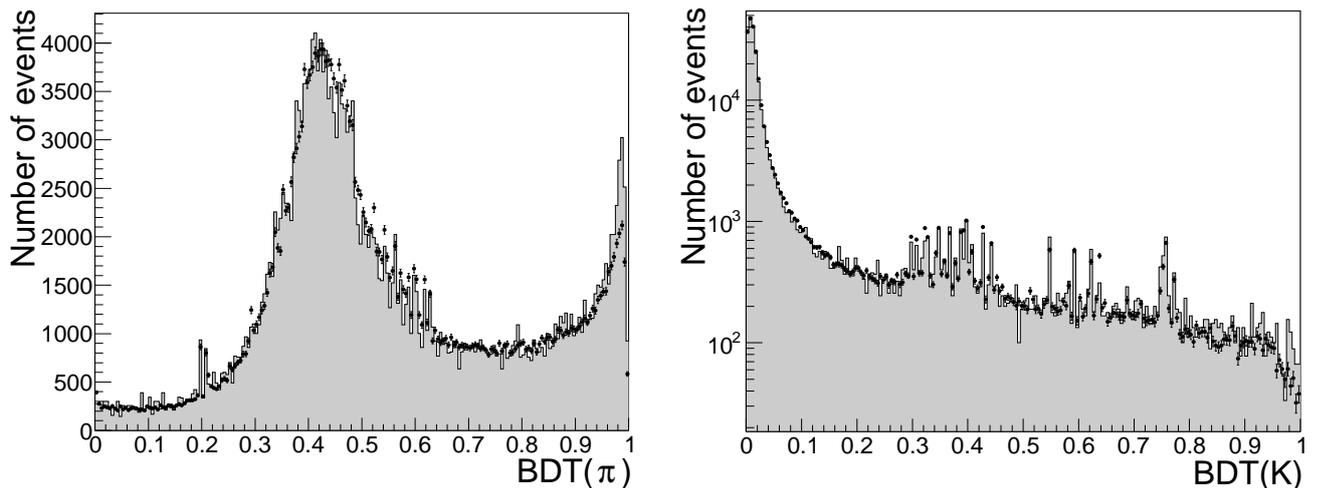


Рисунок 2.56 — Спектры откликов $\text{BDT}(\pi^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(K^\pm)$ (справа) мультиклассификатора для π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Энергия в с.ц.м. равна 1019 МэВ (пик $\phi(1020)$ -мезона)

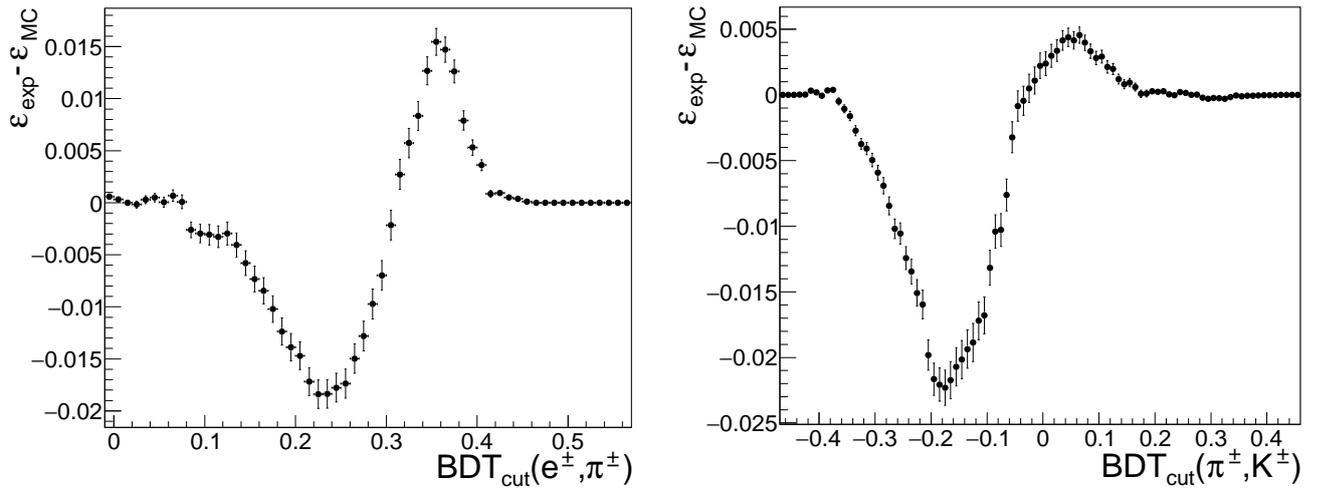


Рисунок 2.57 — Зависимость $(\epsilon_{\text{exp}} - \epsilon_{\text{MC}})$ от BDT_{cut} для классификаторов $\text{BDT}(e^{\pm}, \pi^{\pm})$ (слева) и $\text{BDT}(\pi^{\pm}, K^{\pm})$ (справа) и π^{\pm} , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ при энергии в с.ц.м. 1019 МэВ

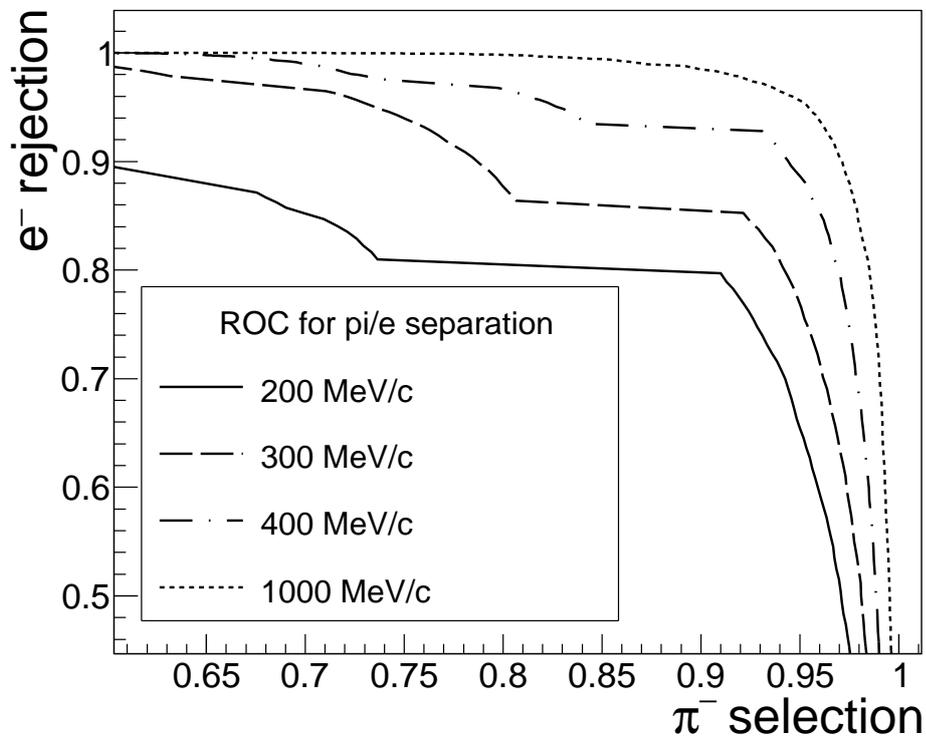


Рисунок 2.58 — ROC-кривые классификатора $\text{BDT}(e^-, \pi^-)$ при различных импульсах частиц (см. легенду) согласно моделированию

чительная часть отобранных каонов имеет импульс меньше чем $p_{\text{trh}}^K \sim 300$ МэВ, так что в LXe калориметр попадают лишь продукты их распадов или ядерных взаимодействий.

Аналогично случаю пионов, мы проверяем точность моделирования ядерных взаимодействий каонов путем data/МС-сравнения спектров dE/dx_{sum} и dE/dx_{diff} для отобранных K^\pm , см. рисунок 2.59. Далее, data/МС-сравнение спектров $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$, а также $\text{BDT}(e^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm)$, $\text{BDT}(\pi^\pm)$ и $\text{BDT}(K^\pm)$, показано на рисунках 2.60–2.62. Спектры $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$ и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$ в моделировании выглядят несколько искаженными для K^\pm с импульсами ниже 400 МэВ, см. картинки слева на рисунке 2.60, предположительно в связи с неточностью моделирования ядерных взаимодействий. Тем не менее, искажение практически исчезает при импульсах каонов выше 400 МэВ, см. картинки справа на рисунке 2.60. Для отобранных K^\pm с импульсами выше 400 МэВ на рисунке 2.63 показана зависимость $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})(\text{BDT}_{\text{cut}})$ для $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$, $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$. С точки зрения анализа данных важными представляются значения $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})$ вблизи предполагаемых значений BDT_{cut} , равных $\sim 0,0$ – $0,1$ для $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ и $\sim -0,05$ для $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$.

Разделение π/K на основе dE/dx_{LXe} особенно важно при изучении адронных конечных состояний с K^\pm , и его эффективность полезно сравнить с эффективностью разделения по dE/dx_{DC} . На рисунке 2.64 показаны зависимости dE/dx_{DC} от импульса для K^\pm и π^\pm в моделировании. ROC-кривые для обоих типов π/K -разделения при различных импульсах показаны на рисунке 2.65. При импульсах ниже 400 МэВ идентификация с LXe малоэффективна. При больших импульсах (> 700 МэВ) ее эффективность также постепенно падает в связи с уменьшением разницы между ионизационными потерями каонов и пионов, см. рисунок 2.3. Тем не менее, π/K -разделение на основе dE/dx_{LXe} остается достаточно эффективным в диапазоне импульсов 650–900 МэВ, где разделение по dE/dx_{DC} не работает.

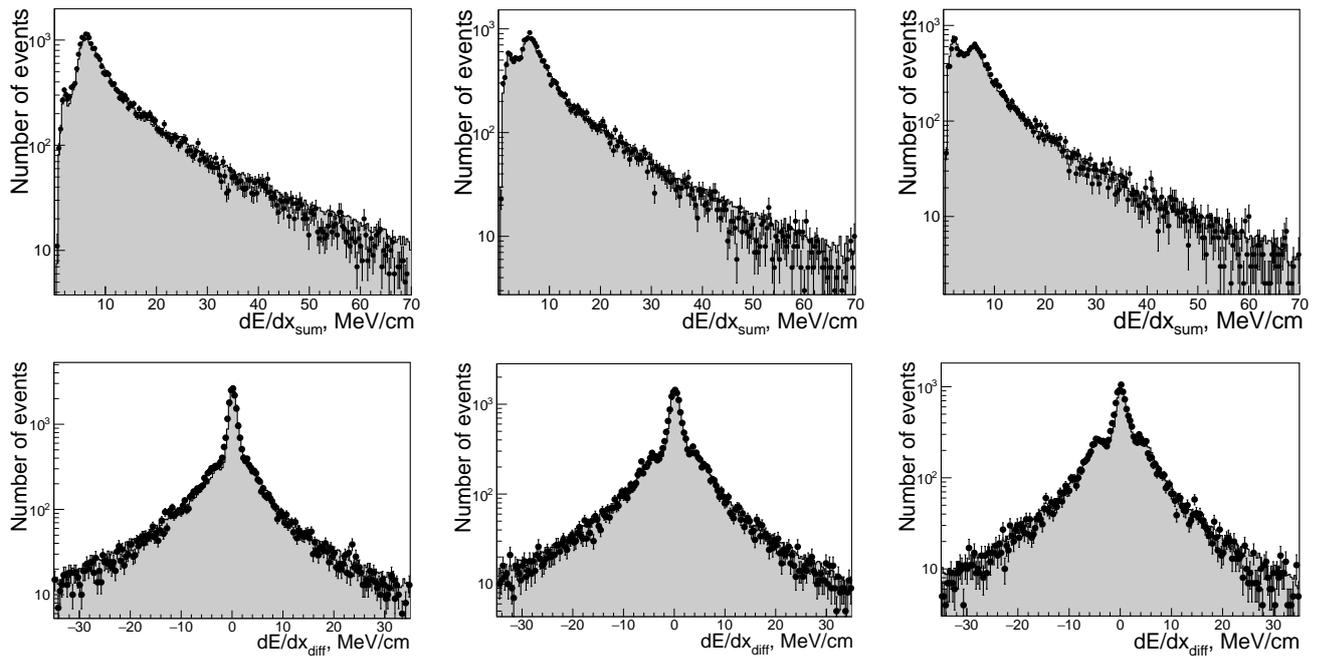


Рисунок 2.59 — Спектры dE/dx_{sum} (вверху) и dE/dx_{diff} (внизу) в 1-м (слева), 3-м (посередине) и 5-м (справа) двойных слоях для K^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (маркеры) и моделировании (серая гистограмма). Используются данные всех заходов 2019-го года

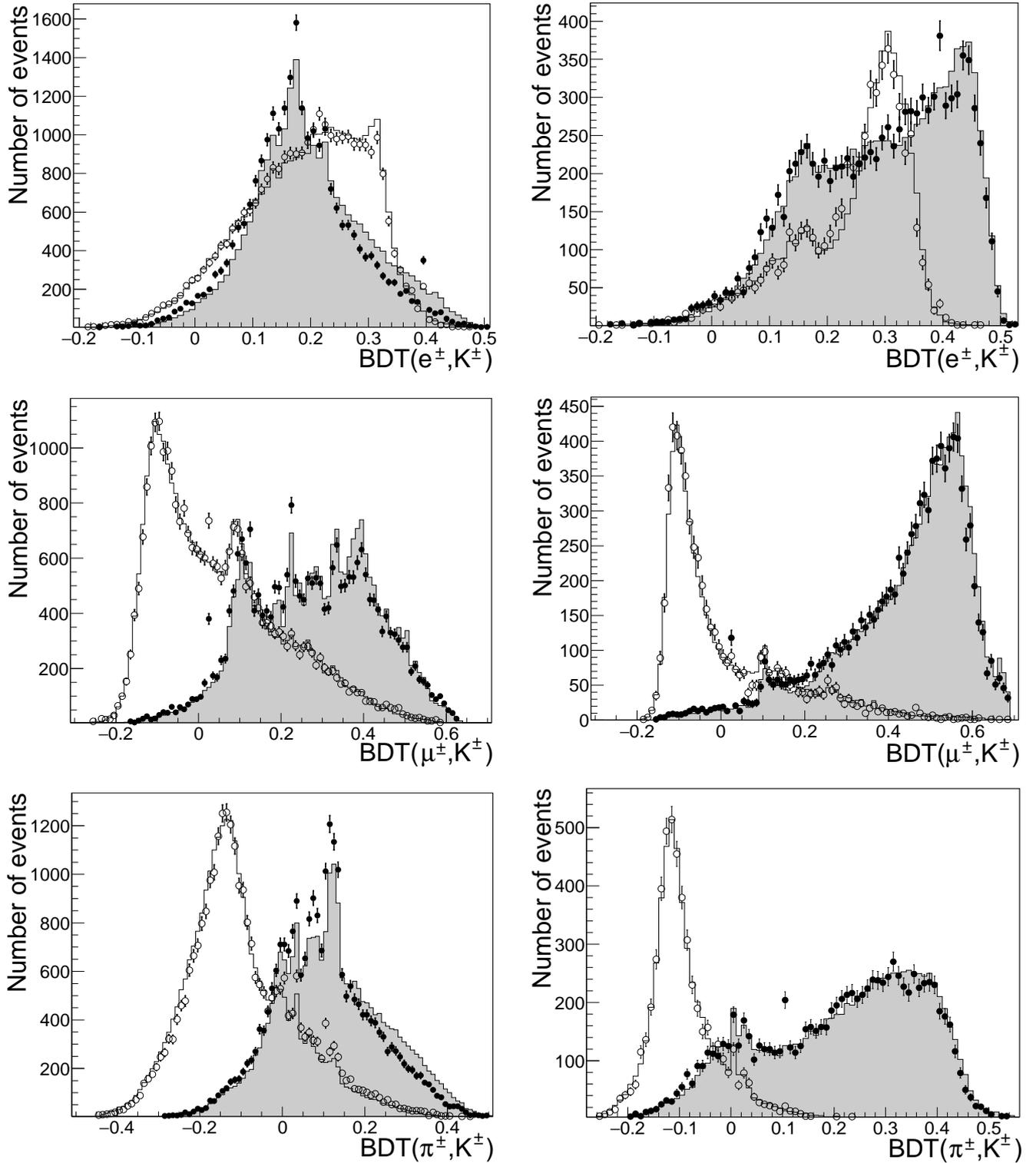


Рисунок 2.60 — Спектры $\text{BDT}(e^\pm, K^\pm)$ (сверху), $\text{BDT}(\mu^\pm, K^\pm)$ (посередине) и $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$ (снизу) для K^\pm и π^\pm , отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (заполненные кружки для K^\pm и пустые кружки для π^\pm) и в моделировании (серая гистограмма для K^\pm и открытая гистограмма для π^\pm). Картинки слева нарисованы для частиц с импульсом меньше 400 МэВ, справа — выше 400 МэВ. Используются данные всех заходов 2019-го года

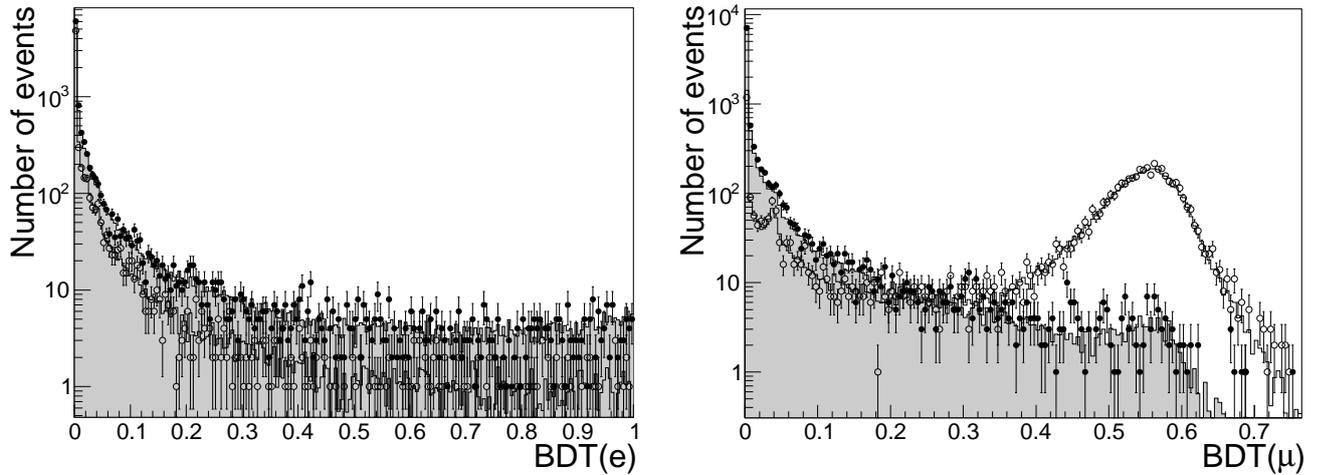


Рисунок 2.61 — Спектры $\text{BDT}(e^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(\mu^\pm)$ (справа) для K^\pm и π^\pm с импульсами больше 400 МэВ, отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (заполненные кружки для K^\pm и пустые кружки для π^\pm) и в моделировании (серая гистограмма для K^\pm и открытая гистограмма для π^\pm). Использованы данные всех заходов 2019-го года

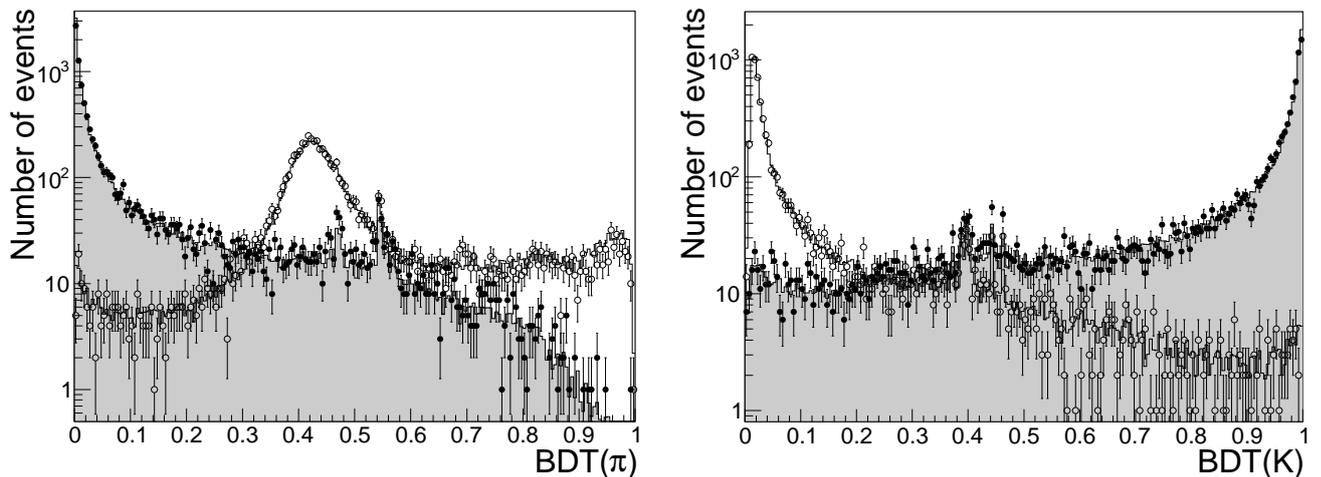


Рисунок 2.62 — Спектры $\text{BDT}(\pi^\pm)$ (слева) и $\text{BDT}(K^\pm)$ (справа) для K^\pm и π^\pm с импульсами больше 400 МэВ, отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ в эксперименте (заполненные кружки для K^\pm и пустые кружки для π^\pm) и в моделировании (серая гистограмма для K^\pm и открытая гистограмма для π^\pm). Использованы данные всех заходов 2019-го года

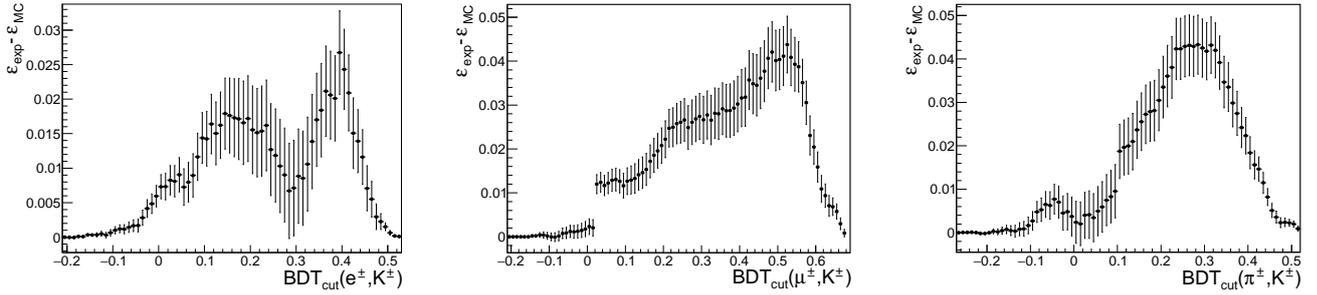


Рисунок 2.63 — Зависимость $(\varepsilon_{\text{exp}} - \varepsilon_{\text{MC}})$ от BDT_{cut} для классификаторов $\text{BDT}(e^{\pm}, K^{\pm})$ (слева), $\text{BDT}(\mu^{\pm}, K^{\pm})$ (посередине) и $\text{BDT}(\pi^{\pm}, K^{\pm})$ (справа) и K^{\pm} с импульсами больше 400 МэВ, отобранных из событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$

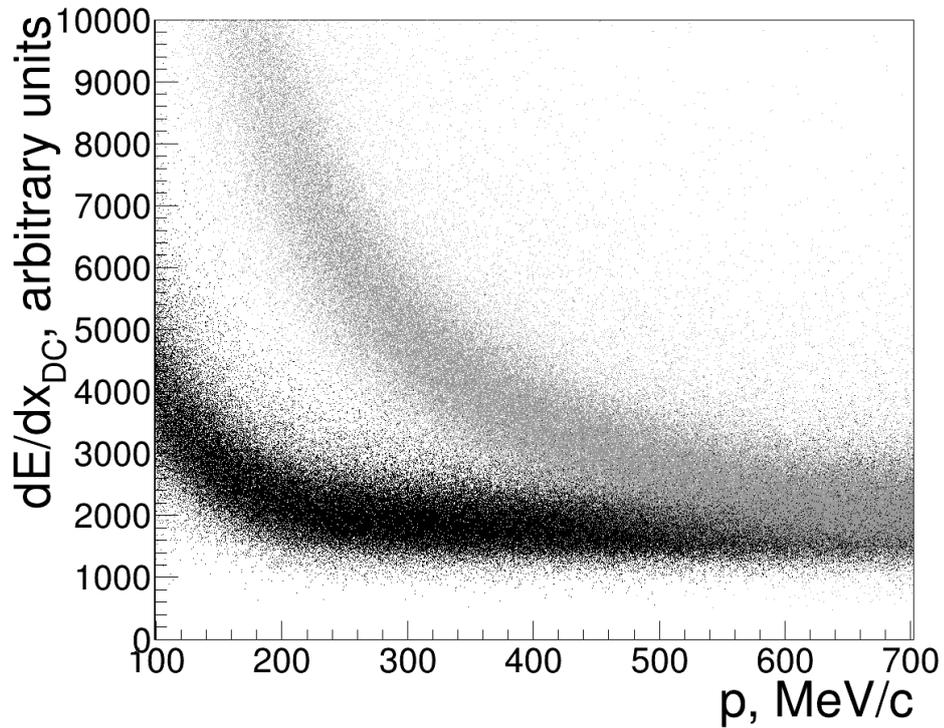


Рисунок 2.64 — dE/dx_{DC} в зависимости от импульса частицы для K^{\pm} (серые маркеры) и π^{\pm} (черные маркеры) в моделировании

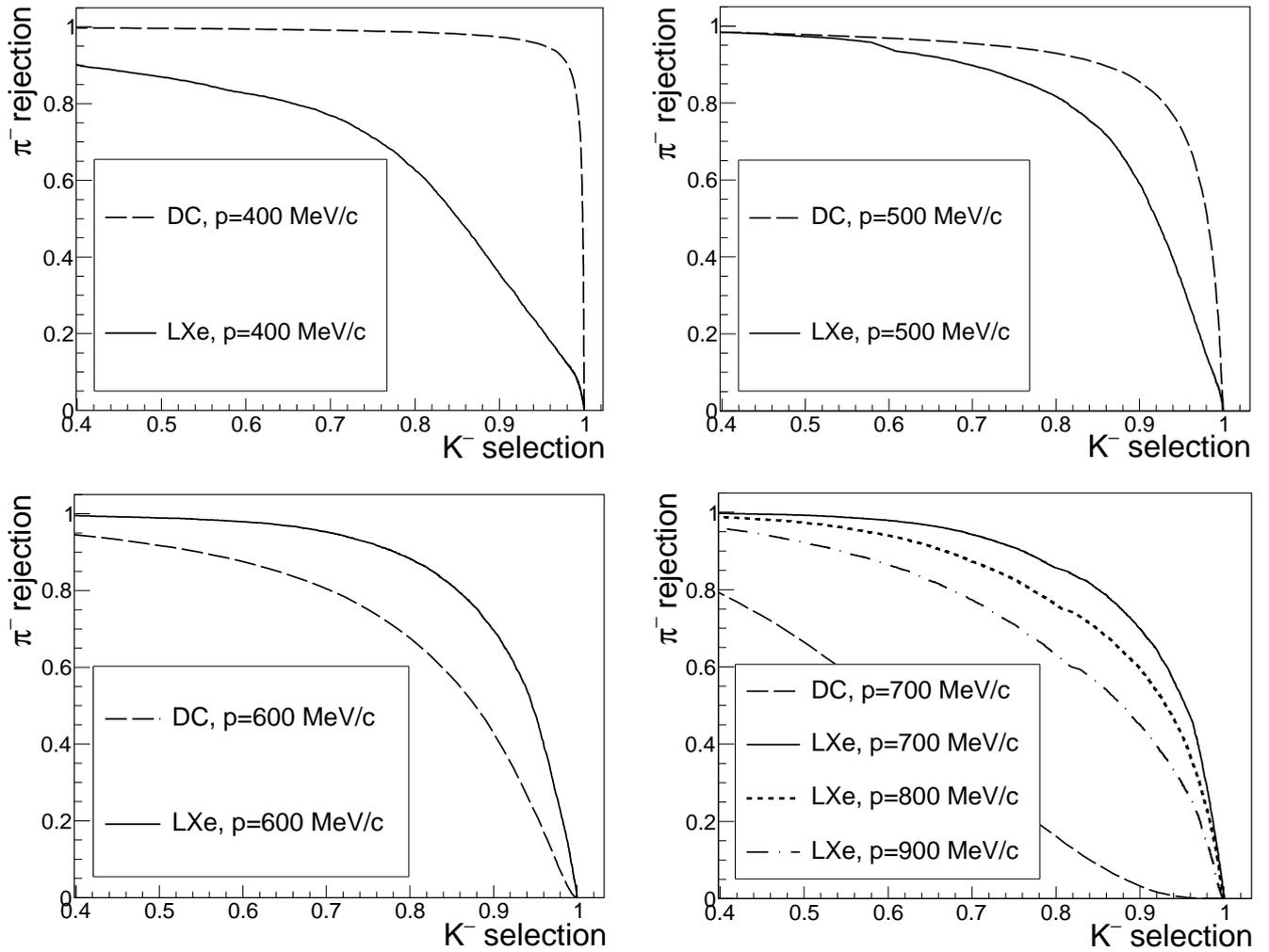


Рисунок 2.65 — ROC-кривые для π^-/K^- разделения на основе dE/dx_{DC} и классификатора BDT(π^- , K^-) для различных импульсов частиц согласно моделированию. Типы классификаторов и импульсы частиц указаны в легендах

2.7 Примеры применения идентификации частиц с LXe калориметром

2.7.1 Разделение конечных состояний $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ при $E_{\text{beam}} < 500$ МэВ

Разработанная процедура идентификации может быть использована в важной задаче измерения формфактора пиона $|F_\pi|^2$ [60]. Для вычисления $|F_\pi|^2$ в данной точке по энергии $E_{\text{с.м.}}$ необходимо определить число $N_{\pi^+\pi^-}$ событий конечного состояния $\pi^+\pi^-(\gamma)$. Главными источниками фона для $\pi^+\pi^-(\gamma)$ являются конечные состояния $e^+e^-(\gamma)$, $\mu^+\mu^-(\gamma)$ и события космики. Эффективное разделение $\pi^+\pi^-(\gamma)$ и $\mu^+\mu^-(\gamma)$ при энергиях $E_{\text{beam}} > 350$ МэВ на КМД-3 является очень трудной задачей. Тем не менее, поскольку дифференциальные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ с большой точностью вычислены в рамках КЭД и встроены в используемый на КМД-3 генератор первичных частиц MCGPJ [61], число событий $N_{\mu^+\mu^-}$ может быть вычислено, если известно число событий $N_{e^+e^-}$. В свою очередь, определение $N_{e^+e^-}$ становится возможным с применением эффективной процедуры разделения конечных состояний $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$. В настоящее время на КМД-3 используются два независимых подхода к разделению $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ — на основе импульсов частиц и на основе их полного энергосодержания в калориметре. Идентификация по dE/dx_{LXe} предоставляет еще один способ разделения $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$.

Рассмотрим в качестве примера разделение $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ при энергиях $E_{\text{beam}} < 500$ МэВ в экспериментальных заходах 2018-го года. Мы отбираем события, удовлетворяющие следующим условиям:

- присутствует ровно два противоположно заряженных трека в ДК;
- импульс частиц больше 100 МэВ;
- $|\rho_{\text{PCA}}|$ и $|z_{\text{PCA}}|$ треков меньше 0,5 и 12 см, соответственно;
- полярные углы треков лежат в диапазоне от 1,0 до $\pi - 1,0$ рад;
- треки должны быть коллинеарными: $|\theta_1 + \theta_2 - \pi| < 0,25$ рад и $||\varphi_1 - \varphi_2| - \pi| < 0,15$ рад.

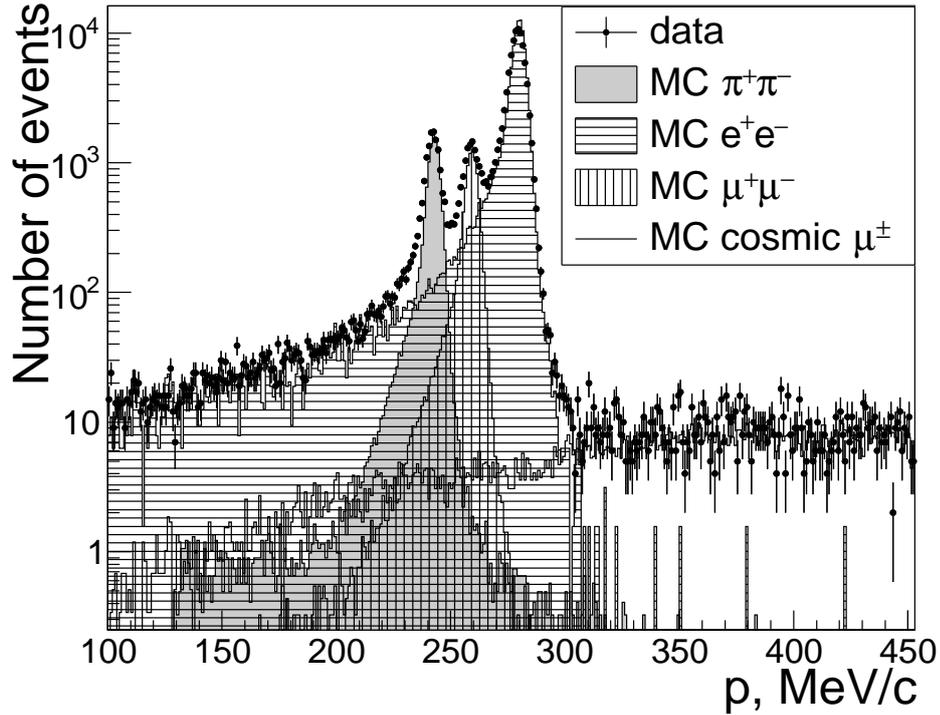


Рисунок 2.66 — Импульсный спектр частиц, отобранных при $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ в эксперименте (маркеры), моделировании $\pi^+\pi^-(\gamma)$ (серая гистограмма), $e^+e^-(\gamma)$ (горизонтальная штриховка), $\mu^+\mu^-(\gamma)$ (вертикальная штриховка) и космики (открытая гистограмма)

На рисунке 2.66 показаны импульсные спектры частиц, отобранных в эксперименте и моделировании при $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ. Далее, на рисунке 2.67 показаны распределения среднего отклика $\text{BDT}(e, \pi)$ для двух треков, т.е. $(\text{BDT}(e^-, \pi^-) + \text{BDT}(e^+, \pi^+))/2$, для $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ (левый склон $\rho(770)$ -мезона) и 380 МэВ (вблизи пика $\rho(770)$). Видно, что параметр $(\text{BDT}(e^-, \pi^-) + \text{BDT}(e^+, \pi^+))/2$ является эффективным классификатором для $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ разделения, см. соответствующие ROC-кривые на рисунке 2.68. При $E_{\text{beam}} = 380$ МэВ данный классификатор позволяет отобрать 99,5% событий $\pi^+\pi^-(\gamma)$ при подавлении 98% фона от $e^+e^-(\gamma)$.

2.7.2 Отбор конечного состояния K^+K^- при высоких энергиях

Другой пример применения идентификации по dE/dx_{LXe} — отбор конечного состояния K^+K^- при высоких энергиях. Мы осуществляем такой отбор

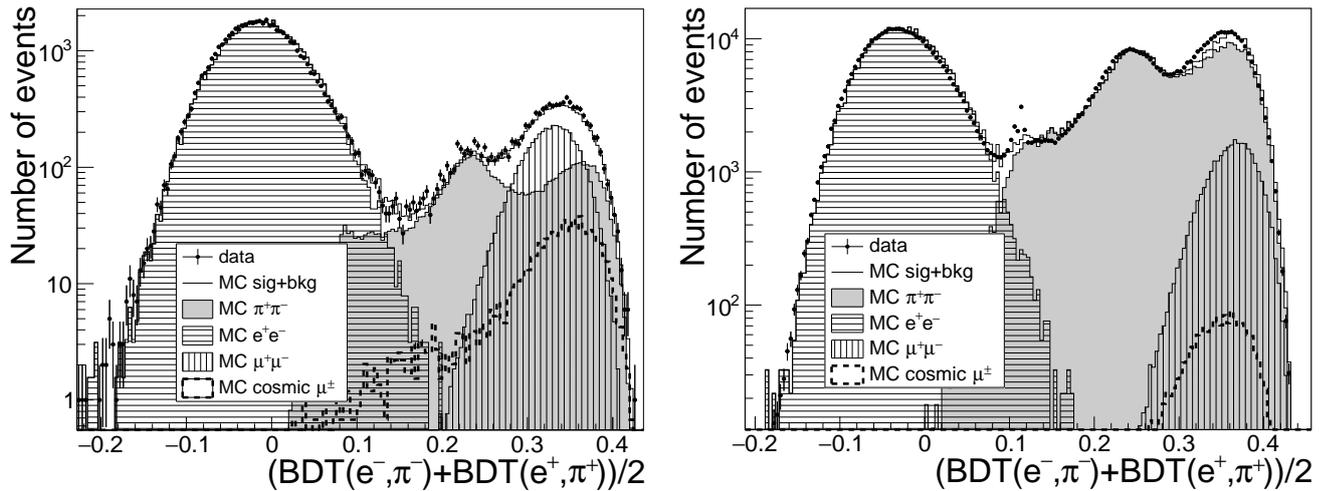


Рисунок 2.67 — Распределение $(\text{BDT}(e^-, \pi^-) + \text{BDT}(e^+, \pi^+))/2$ (слева — для $E_{\text{beam}} = 280$ МэВ, справа — $E_{\text{beam}} = 380$ МэВ) в эксперименте (маркеры), моделировании $\pi^+\pi^-(\gamma)$ (серая гистограмма), $e^+e^-(\gamma)$ (горизонтальная штриховка), $\mu^+\mu^-(\gamma)$ (вертикальная штриховка) и космики (штрихованная линия). Открытая гистограмма соответствует полному моделированию сигнального и фонового процессов

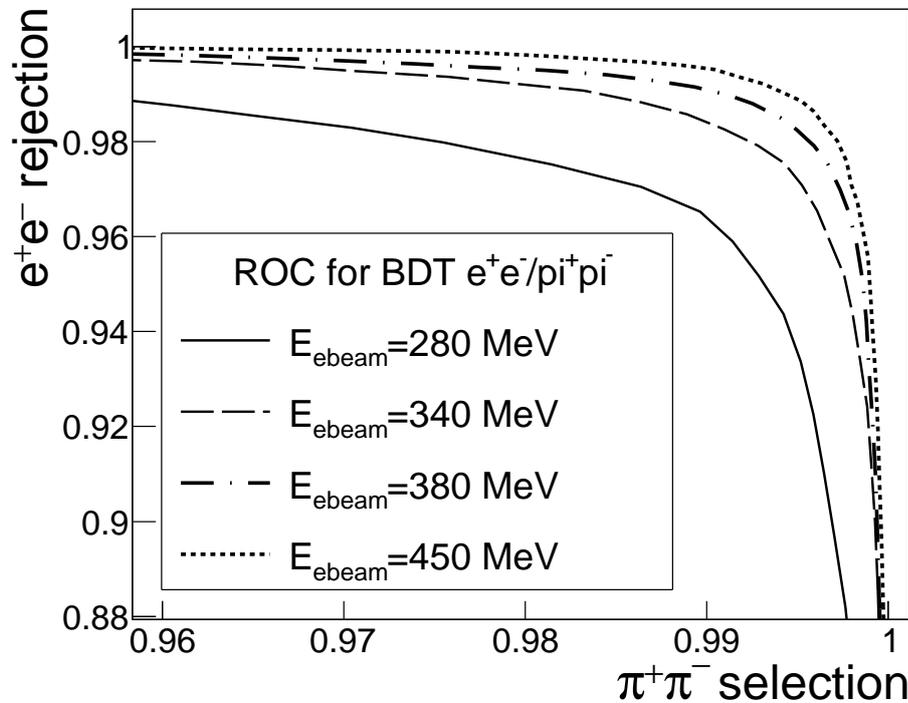


Рисунок 2.68 — ROC-кривые для разделения конечных состояний $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ с использованием $(\text{BDT}(e^-, \pi^-) + \text{BDT}(e^+, \pi^+))/2$ при различных E_{beam} (см. легенду) согласно моделированию

на основе $2,2 \text{ пб}^{-1}$ данных, набранных при $E_{\text{с.м.}} = 1,975 \text{ ГэВ}$ в заходах 2019-го года. Для отбора коллинеарных двухтрековых событий мы применяем критерии, перечисленные ранее в параграфе 2.7.1. Главными источниками фона являются конечные состояния $e^+e^-(\gamma)$, $\mu^+\mu^-(\gamma)$, $\pi^+\pi^-(\gamma)$ и события космики. Подавление фона осуществляется наложением условий отбора на величины $(\text{BDT}(e^-, K^-) + \text{BDT}(e^+, K^+))/2$ и $(\text{BDT}(\mu^-, K^-) + \text{BDT}(\mu^+, K^+))/2$, см. рисунки 2.69–2.70. Отбор по $(\text{BDT}(\mu^-, K^-) + \text{BDT}(\mu^+, K^+))/2$ ведет к потере $\sim 5\%$ сигнальных событий и, помимо прочего, существенно подавляет вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma)$. Поскольку сечение последнего относительно мало при энергиях $E_{\text{с.м.}} \sim 2 \text{ ГэВ}$ и события $\pi^+\pi^-$ кинематически отделены от событий K^+K^- , мы не накладываем условий на классификаторы $\text{BDT}(\pi^\pm, K^\pm)$.

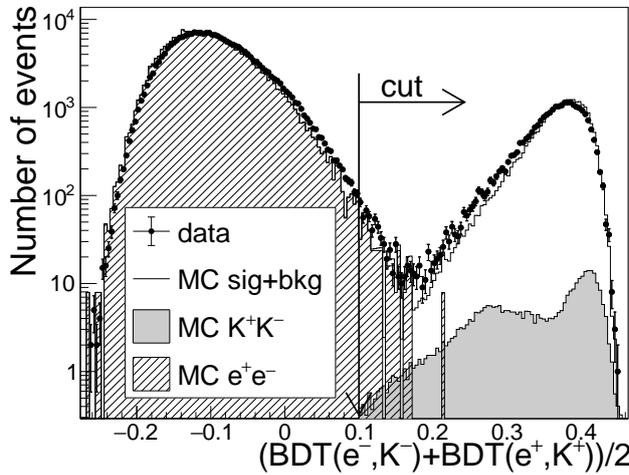


Рисунок 2.69 — Спектры $(\text{BDT}(e^-, K^-) + \text{BDT}(e^+, K^+))/2$ в эксперименте (маркеры), моделировании $K^+K^-(\gamma)$ (серая гистограмма) и $e^+e^-(\gamma)$ (штрихованная гистограмма). Открытая гистограмма показывает полное моделирование сигнального и фоновых процессов

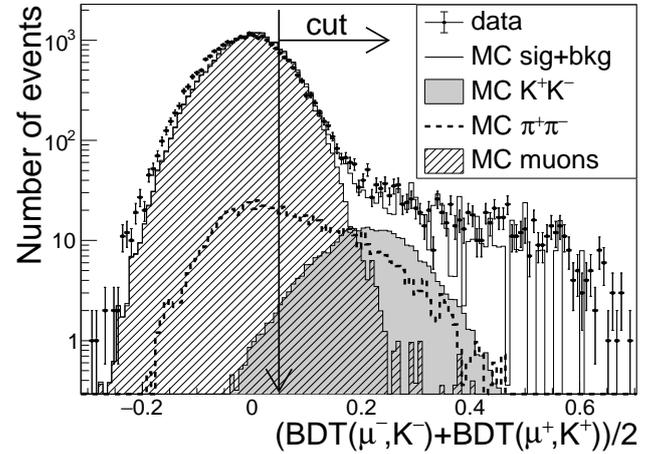


Рисунок 2.70 — Спектры $(\text{BDT}(\mu^-, K^-) + \text{BDT}(\mu^+, K^+))/2$ в эксперименте (маркеры), моделировании $K^+K^-(\gamma)$ (серая гистограмма), $\mu^+\mu^-(\gamma)$ и космики (штрихованная гистограмма), $\pi^+\pi^-(\gamma)$ (пунктирная линия). Открытая гистограмма показывает полное моделирование сигнального и фоновых процессов

Далее, разделение сигнала и фона реализуется путем аппроксимации распределения “дисбаланса энергии” δE в событии, определяемого как

$$\delta E = \frac{\sqrt{\vec{p}_+^2 + m_{K^+}^2} + \sqrt{\vec{p}_-^2 + m_{K^-}^2} + |\vec{p}_+ + \vec{p}_-|}{2E_{\text{beam}}} - 1, \quad (2.14)$$

где \vec{p}_{\pm} – импульсы частиц. Добавочное слагаемое $|\vec{p}_{+} + \vec{p}_{-}|$, равное модулю суммарного импульса двух частиц, позволяет избежать наложения сигнального пика с радиационным хвостом от событий $e^{+}e^{-}(\gamma)$. На рисунке 2.71 показан спектр δE до и после применения отборов по VDT. Видно, что подавление фона с помощью отбора по VDT делает возможным разделение сигнала и фона по спектру δE . Для осуществления этого разделения мы аппроксимируем спектр δE в эксперименте: сигнальный пик описывается суммой трех гауссов; пикующийся фон от коллинеарных процессов описывается суммой трех гауссов, непикующийся фон от космики описывается линейной функцией. Форма и положение сигнального пика определены из аппроксимации спектра δE в моделировании процесса $e^{+}e^{-} \rightarrow K^{+}K^{-}$. Свободными параметрами при аппроксимации сигнального пика в эксперименте являются сдвиг пика как целого и его добавочное уширение, вводимое для учета возможного различия разрешений ДК в эксперименте и моделировании. Итого, мы выделяем 548 ± 27 сигнальных событий при $E_{\text{с.м.}} = 1,975$ ГэВ, см. рисунок 2.71 (справа).

Следует отметить, что при энергиях в с.ц.м. выше 1,5 ГэВ измерение сечения процесса $e^{+}e^{-} \rightarrow K^{+}K^{-}$ с КМД-3 возможно исключительно с использованием идентификации по dE/dx_{LXe} .

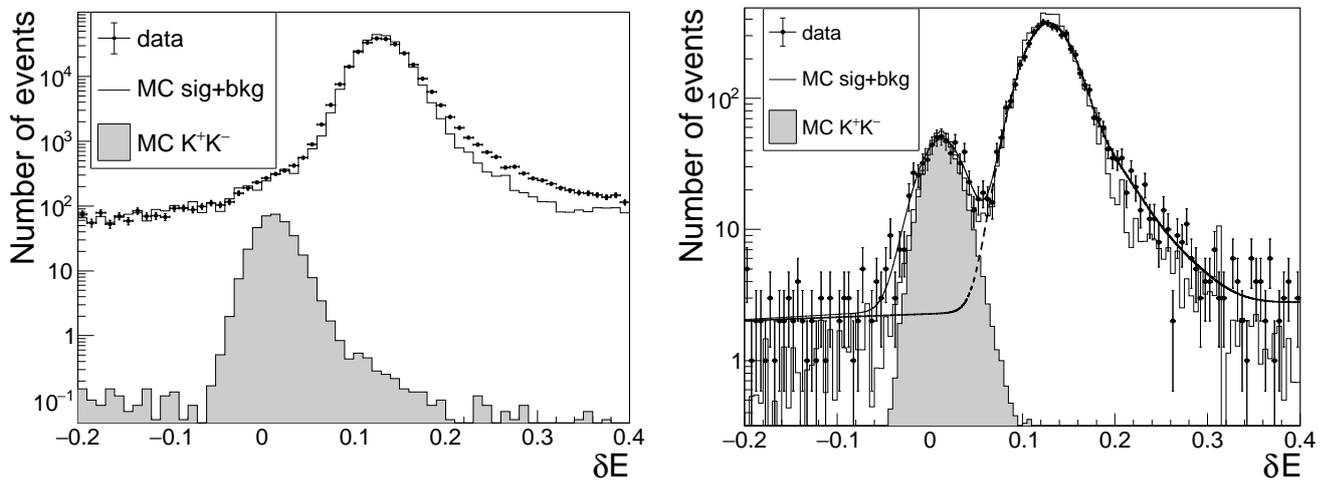


Рисунок 2.71 — Спектры δE до (слева) и после (справа) подавления фона в эксперименте (маркеры) и моделировании $K^{+}K^{-}(\gamma)$ (серая гистограмма).

Открытая гистограмма показывает полное моделирование сигнального и фоновых процессов. Сплошная кривая на правой картинке показывает фит распределения в эксперименте, пунктирная кривая — часть фита, соответствующая аппроксимации фона

Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. Проведено изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ в диапазоне $E_{\text{с.м.}}$ от 1,59 до 2,007 ГэВ на основе $59,5 \text{ пб}^{-1}$ интегральной светимости, набранной с детектором КМД-3 в 2011–2012 и 2017-м годах. На данной статистике наблюдался только один промежуточный механизм рождения конечного состояния $K^+K^-\eta$: $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$. На основе 3009 ± 67 отобранных сигнальных событий сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ было измерено с лучшей, чем в предыдущих экспериментах, статистической точностью и систематической неопределенностью 5,1%. Полученное сечение было использовано для вычисления вклада процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ в аномальный магнитный момент мюона:

$$a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 1,8 \text{ GeV}) = (0,321 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,016_{\text{syst}}) \times 10^{-10},$$

$$a_{\mu}^{\phi\eta}(E < 2,0 \text{ GeV}) = (0,440 \pm 0,015_{\text{stat}} \pm 0,022_{\text{syst}}) \times 10^{-10}.$$

Аппроксимация сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ позволила определить параметры ϕ' с лучшей к настоящему времени статистической точностью и сравнимой с предыдущими измерениями систематической неопределенностью:

$$\Gamma_{ee}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} = (94 \pm 13_{\text{stat}} \pm 15_{\text{syst}}) \text{ eV},$$

$$\mathcal{B}_{e^+e^-}^{\phi'} \mathcal{B}_{\phi\eta}^{\phi'} = 0,53 \pm 0,06_{\text{stat}} \pm 0,09_{\text{syst}},$$

$$m_{\phi'} = (1667 \pm 5_{\text{stat}} \pm 11_{\text{syst}}) \text{ MeV},$$

$$\Gamma_{\phi'} = (176 \pm 23_{\text{stat}} \pm 38_{\text{syst}}) \text{ MeV}.$$

2. Была разработана процедура идентификации заряженных частиц с использованием LXe калориметра детектора КМД-3. Процедура использует удельные энерговыделения, измеренные в 12 слоях LXe калориметра, в качестве входных переменных классификаторов BDT, натренированных на разделение e^{\pm} , μ^{\pm} , π^{\pm} и K^{\pm} в диапазоне импульсов от 100 до 1200 МэВ. Тренировка классификаторов производится на основе событий из моделирования. Для достижения согласия спектров откли-

ков BDT в эксперименте и моделировании была проведена тщательная настройка отклика полосковых каналов в моделировании. Были определены реальные коэффициенты прозрачности для каждого из катодов с точностью $\sim 5\%$. С другой стороны, для экспериментальных данных была разработана и применена процедура калибровки полосковых каналов с точностью $\lesssim 1\%$. Все это позволило достичь согласия откликов BDT в эксперименте и моделировании для всех типов частиц. Применение разработанной процедуры идентификации было продемонстрировано на примерах разделения конечных состояний $e^+e^-(\gamma)$ и $\pi^+\pi^-(\gamma)$ при $E_{\text{с.м.}} < m_\phi$ и отборе конечного состояния K^+K^- при $E_{\text{с.м.}} \sim 2$ ГэВ.

Перспектива дальнейшего изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ с детектором КМД-3 связана с увеличением доступной для анализа статистики примерно на порядок в ходе продолжающихся экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000. Это позволит в существенно уменьшить статистические и систематические ошибки измерения сечения и измерения параметров ϕ' .

Развитие методики идентификации частиц с LXe калориметром детектора КМД-3 может заключаться в создании единой системы идентификации, использующей информацию с других подсистем детектора: дрейфовой камеры, CsI калориметра, мюонной системы. Помимо этого, в связи с разрабатываемым в настоящее время в ИЯФ СО РАН проектом детектора Супер Чарм-Тау Фабрики рекомендуется изучить возможность и целесообразность использования в последнем ионизационного калориметра на основе сжиженного благородного газа по типу LXe калориметра детектора КМД-3.

В заключение я хочу выразить благодарность своему научному руководителю Г.В. Федотовичу за неисчерпаемый ресурс терпения и внимание к мельчайшим деталям и бесчисленным проблемам, возникавшим в процессе выполнения данной работы. Также хотелось бы особо поблагодарить коллег, участвовавших в создании и поддержании работоспособности LXe калориметра детектора КМД-3: А.А. Гребенюка, Н.Н. Рыскулова, П.Ю. Степанова, Н.С. Баштового, С.Г. Зверева, К.Ю. Михайлова, А.В. Анисенкова, А.Н. Козырева, А.А. Рубана. Неоценимой также является экспертиза, переданная мне в процессе многочисленных обсуждений старшими коллегами Д.А. Епифановым и Ф.В. Игнатовым, Е.П. Солодовым и С.И. Эйдельманом. Наконец, я должен выразить признательность моим коллегам А.Е. Рыжененкову и Д.Н. Шемякину, плоды трудов кото-

рых (измерение светимости, функции плотности вероятности $f_{K/\pi}(p, dE/dx_{DC})$ и др.) используются в данной работе.

Список литературы

- [1] Khazin, B. Physics and Detectors for VEPP-2000 / B. Khazin. – Текст : электронный // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements : Proceedings of the International Workshop on e^+e^- Collisions from Phi to Psi (Frascati, Italy, 7–10 April 2008). – Netherlands, 2008. – Vol. 181–182. – P. 376–380. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2008.09.068> (дата обращения: 23.05.2022).
- [2] Кооп, I. A. VEPP collider facilities in Novosibirsk: status and plan / I. A. Кооп. – Текст : электронный // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements : Proceedings of the International Workshop on e^+e^- Collisions from Phi to Psi (Frascati, Italy, 7–10 April 2008). – Netherlands, 2008. – Vol. 181–182. – P. 371–375. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2008.09.067> (дата обращения: 23.05.2022).
- [3] Re-commissioning and Perspectives of VEPP-2000 e^+e^- Collider / D. Shwartz, V. V. Anashin, A. Andrianov [et al.]. – Текст : электронный // Proceeding of Science : Proceedings of the 38th International Conference on High Energy Physics (Chicago, IL, USA, 3–10 August 2016). – Trieste, 2016. – Vol. 282. – P. 054. – URL: <https://doi.org/10.22323/1.282.0054>. – Дата публикации: 19.04.2017.
- [4] Final report of the muon E821 anomalous magnetic moment measurement at BNL / G. W. Bennett, B. Bousquet, H. N. Brown [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2006. – Vol. 73. – P. 072003. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.072003>. – Дата публикации: 07.04.2006.
- [5] Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm / B. Abi, T. Albahri, S. Al-Kilani [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2021. – Vol. 126, nr 14. – P. 141801. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.141801>. – Дата публикации: 07.04.2021.
- [6] Kawall, D. The New Muon $g - 2$ Experiment at Fermilab / D. Kawall. – Текст : непосредственный // AIP Conference Proceedings : Proceedings

- of the 11th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (St. Petersburg, FL, USA, 29 May – 3 June 2012). – Melville, NY, USA, 2013. – Vol. 1560, nr 1. – P. 106–108.
- [7] Jegerlehner, F. The Anomalous Magnetic Moment of the Muon: монография / F. Jegerlehner. – Cham : Springer, 2017. – 693 p. – ISBN 978-3-319-63575-0. – Текст : непосредственный.
- [8] Reevaluation of the hadronic vacuum polarisation contributions to the Standard Model predictions of the muon $g - 2$ and $\alpha(m_Z^2)$ using newest hadronic cross-section data / M. Davier, A. Hoecker, B. Malaescu, Z. Zhang. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2017. – Vol. 77, nr 12. – P. 827. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5161-6>. – Дата публикации: 05.12.2017.
- [9] Keshavarzi, A. Muon $g - 2$ and $\alpha(M_Z^2)$: A new data-based analysis / A. Keshavarzi, D. Nomura, T. Teubner. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2018. – Vol. 97, nr 11. – P. 114025. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.97.114025>. – Дата публикации: 25.06.2018.
- [10] $(g - 2)_\mu$ and $\alpha(M_Z^2)$ re-evaluated using new precise data / К. Hagiwara, R. Liao, A. D Martin [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2011. – Vol. 38. – P. 085003. – URL: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/8/085003> (дата обращения: 23.05.2022).
- [11] The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model / Т. Aoyama, N. Asmussen, M. Benayoun [et al.]. – Текст : электронный // Physics Reports. – 2020. – Vol. 887. – P. 1–166. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.07.006> (дата обращения: 23.05.2022).
- [12] Grebenyuk, A. A. Liquid noble gas calorimeters for KEDR and CMD-2M detectors / A. A. Grebenyuk. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 7th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Hamamatsu, 15–19 November 1999). – Netherlands, 2000. – Vol. 453, nr 1–2. – P. 199–204. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00630-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00630-6). – Дата публикации: 16.10.2000.

- [13] Liquid xenon calorimeter for a CMD-3 detector / A. V. Anisyonkov, L. M. Barkov, N. S. Bashtovoy [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 10th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 28 February – 5 March 2008). – Netherlands, 2009. – Vol. 598, nr 1. – P. 266–267. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.091>. – Дата публикации: 26.08.2008.
- [14] Status of the Liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / A. V. Anisenkov, V. M. Aulchenko, L. M. Barkov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the 11th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 24 February – 1 March 2014). – UK, 2014. – Vol. 9. – P. C08024. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/08/C08024>. – Дата публикации: 26.08.2014.
- [15] Peleganchuk, S. Liquid noble gas calorimeters at Budker INP / S. Peleganchuk. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 10th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 28 February – 5 March 2008). – Netherlands, 2009. – Vol. 598, nr 1. – P. 248–252. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.086>. – Дата публикации: 23.08.2008.
- [16] Liquid krypton electromagnetic calorimeter / V. M. Aulchenko, A. D. Bukin, S. G. Klimenko [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1993. – Vol. 327, nr 1. – P. 193–198.
- [17] Measurements of $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$, $K^+K^-\pi^0$, and $K_s^0K^\pm\pi^\mp$ cross sections using initial state radiation events / B. Aubert, M. Bona, D. Boutigny [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2008. – Vol. 77, nr 9. – P. 092002. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.77.092002>. – Дата публикации: 23.05.2008.
- [18] The $e^+e^- \rightarrow 2(\pi^+\pi^-)\pi^0$, $2(\pi^+\pi^-)\eta$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ and $K^+K^-\pi^+\pi^-\eta$ cross sections measured with initial-state radiation / B. Aubert, M. Bona,

- D. Boutigny [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2007. – Vol. 76, nr 9. – P. 092005. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.092005>. – Дата публикации: 20.11.2007.
- [19] Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \eta K^+ K^-$ Cross Section by Means of the SND Detector / M. N. Achasov, A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov [et al.]. – Текст : электронный // Physics of Atomic Nuclei. – 2018. – Vol. 81, nr 2. – P. 205–213. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778818020023>. – Дата публикации: 26.04.2018.
- [20] Electron/pion separation with the H1 LAr calorimeters / B. Andrieu, J. Bán, E. Barrelet [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1994. – Vol. 344, nr 3. – P. 492–506.
- [21] Electron and photon identification in the D0 experiment / V. M. Abazov, B. Abbott, B. S. Acharya [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2014. – Vol. 750. – P. 78–95. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.03.013>. – Дата публикации: 17.03.2014.
- [22] Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter / J. Colas, L. Di Ciaccio, M. El Kacimi [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2005. – Vol. 550, nr 1–2. – P. 96–115. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.041>. – Дата публикации: 01.07.2005.
- [23] Litov, L. Particle identification in the NA48 experiment using neural networks / L. Litov. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the VIII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (Moscow, 24–28 June 2002). – Netherlands, 2003. – Vol. 502, nr 2–3. – P. 495–499. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00480-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00480-7). – Дата публикации: 22.02.2003.

- [24] Aliberti, R. Particle Identification with Calorimeters for the Measurement of the Rare Decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ at NA62 : специальность Natural Sciences : PhD thesis / Aliberti Riccardo ; Johannes Gutenberg University Mainz. – Mainz, 2019. – 148 с. – Текст : электронный. – URL: <https://doi.org/10.25358/openscience-2818>. – Дата публикации: 24.01.2019.
- [25] Schinzel, D. High resolution electro-magnetic calorimetry with noble liquids / D. Schinzel. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 8th Vienna Wire Chamber Conference (Vienna, 23–27 February 1998). – Netherlands, 1998. – Vol. 419, nr 2–3. – P. 217–229. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00795-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00795-5). – Дата публикации: 11.01.1999.
- [26] Study of the process $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / V. L. Ivanov, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2019. – Vol. 798. – P. 134946. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134946>. – Дата публикации: 18.09.2019.
- [27] Charged particle identification with the liquid xenon calorimeter of the CMD-3 detector / V. L. Ivanov, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2021. – Vol. 1015. – P. 165761. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165761>. – Дата публикации: 24.08.2021.
- [28] Study of $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\eta$ process with the CMD-3 detector at VEPP-2000 collider / V. L. Ivanov, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : непосредственный // Journal of University of Science and Technology of China : Proceedings of the 10th International Workshop on e^+e^- Collisions from ϕ to ψ (Hefei, 23–26 September 2015). – Hefei, 2016. – Vol. 46. – P. 502–506.
- [29] Ivanov, V. L. Measurement of hadronic cross sections at CMD-3 / V. L. Ivanov. – Текст : электронный // Proceedings of Science : Proceedings of European Physical Society Conference on High Energy Physics (Ghent,

- 10–17 July 2019). – Italy, 2020. – Vol. 364. – P. 510. – URL: <https://doi.org/10.22323/1.364.0510>. – Дата публикации: 13.10.2020.
- [30] Charged particle identification with the liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / V. L. Ivanov, G. V. Fedotovich, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 27 February – 3 March 2017). – UK, 2017. – Vol. 12, nr 09. – P. C09005. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/09/C09005>. – Дата публикации: 07.09.2017.
- [31] Charged particle identification using the liquid Xenon calorimeter of the CMD-3 detector / V. L. Ivanov, G. V. Fedotovich, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 10th Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (Moscow, 29 July – 4 August 2018). – Netherlands, 2020. – Vol. 952. – P. 161971. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.026>. – Дата публикации: 13.03.2019.
- [32] Z-chamber of the CMD-3 detector in the reconstruction of the track longitudinal coordinate / R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 27 February – 3 March 2017). – UK, 2017. – Vol. 12, nr 07. – P. C07044. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/07/C07044>. – Дата публикации: 31.07.2017.
- [33] Epifanov, D. Electromagnetic calorimeters of the CMD-3 detector / D. Epifanov. – Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series : Proceedings of the XIV International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (Beijing, China, 10–14 May 2010). – UK, 2011. – Vol. 293. – P. 012009. – URL : <https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012009> (дата обращения: 23.05.2022).
- [34] CsI calorimeter of the CMD-3 detector / V. M. Aulchenko, A. E. Bondar, D. A. Epifanov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. –

2015. – Vol. 10, nr 10. – P. P10006. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/P10006>. – Дата публикации: 07.10.2015.
- [35] Calorimetry of the CMD-3 detector / V. E. Shebalin, R. R. Akhmetshin, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors (Pisa, 24–30 May 2015). – Netherlands, 2016. – Vol. 824. – P. 710–712. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.11.128>. – Дата публикации: 02.12.2015.
- [36] Combined Liquid Xenon and crystal CsI calorimeter of the CMD-3 detector / V. E. Shebalin, A. V. Anisenkov, N. S. Bashtovoy [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 24 February – 1 March 2014). – UK, 2014. – Vol. 9, nr 10. – P. C10013. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/C10013>. – Дата публикации: 08.10.2014.
- [37] Performance of the BGO endcap calorimeter of the CMD-3 detector / R. R. Akhmetshin, D. N. Grigoriev, V. F. Kazanin [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, 24 February – 1 March 2014). – UK, 2014. – Vol. 9, nr 10. – P. C10002. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/C10002>. – Дата публикации: 01.10.2014.
- [38] The CMD-3 Data Acquisition System / A. N. Kozyrev, V. M. Aulchenko, L. B. Epshteyn [et al.]. – Текст : электронный // CERN Proceedings : Proceedings of CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e^+e^- Colliders (Geneva, 22–25 August 2016). – Geneva, 2017. – Vol. 1. – P. 85–90. – URL: <https://doi.org/10.23727/CERN-Proceedings-2017-001.85>. – Дата публикации: 29.06.2017.
- [39] Upgrade of the Time of Flight system of the CMD-3 detector / A. Amirkhanov, M. Danilov, G. Fedotovich [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors (Isola d'Elba, Italy,

- 27 May – 2 June 2018). – Netherlands, 2019. – Vol. 936. – P. 598–600. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.044>. – Дата публикации: 19.10.2018.
- [40] Drift chamber for the CMD-3 detector / F. Grancagnolo, G. Fiore, F. V. Ignatov [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (Tsukuba, 12–17 March 2009). – Netherlands, 2010. – Vol. 623, nr 1. – P. 114–116. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.166>. – Дата публикации: 02.03.2010.
- [41] Kaon Identification using the Tracking System of the CMD-3 Detector / R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // CERN Proceedings : Proceedings of CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e^+e^- Colliders (Geneva, 22–25 August 2016). – Geneva, 2017. – Vol. 1. – P. 159–163. – URL: <https://doi.org/10.23727/CERN-Proceedings-2017-001.159>. – Дата публикации: 29.06.2017.
- [42] GEANT4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako [et al.]. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2003. – Vol. 506, nr 3. – P. 250–303. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). – Дата публикации: 11.06.2003.
- [43] Current status of luminosity measurement with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / A. E. Ryzhenenkov, R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov [et al.]. – Текст : электронный // EPJ Web of Conferences : Proceedings of the 12th International Workshop on e^+e^- Collisions from Phi to Psi (Novosibirsk, 25 February – 1 March 2019). – France, 2019. – Vol. 212. – P. 04011. – URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921204011>. – Дата публикации: 17.06.2019.
- [44] Study of the process $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ in the c.m. energy range from threshold to 2 GeV with the CMD-3 detector / R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2016. – Vol. 759. – P. 634–640. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.04.048>. – Дата публикации: 27.04.2016.

- [45] Backscattering of Laser Radiation on Ultrarelativistic Electrons in a Transverse Magnetic Field: Evidence of MeV-Scale Photon Interference / E. V. Abakumova, M. N. Achasov, D. E. Berkaev [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review Letters. – 2013. – Vol. 110, nr 14. – P. 140402. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.140402>. – Дата публикации: 02.04.2013.
- [46] The system for delivery of IR laser radiation into high vacuum / E. V. Abakumova, M. N. Achasov, A. A. Krasnov [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation. – 2015. – Vol. 10, nr 09. – P. T09001. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/09/T09001>. – Дата публикации: 04.09.2015.
- [47] Measurement of the $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ cross section with the CMD-3 detector at the VEPP-2000 collider / D. N. Shemyakin, G. V. Fedotov, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2016. – Vol. 756. – P. 153–160. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.072>. – Дата публикации: 04.03.2016.
- [48] Cross sections for the reactions $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$, $K^+K^-\pi^0\pi^0$, and $K^+K^-K^+K^-$ measured using initial-state radiation events / J. P. Lees, V. Poireau, E. Prencipe [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2012. – Vol. 86, nr 1. – P. 012008. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.012008>. – Дата публикации: 26.07.2012.
- [49] Kuraev, E. On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy / E. Kuraev, S. Fadin. – Текст : непосредственный // Soviet Journal of Nuclear Physics. – 1985. – Vol. 41. – P. 466–472.
- [50] Okubo, S. φ -meson and unitary symmetry model / S. Okubo. – Текст : непосредственный // Physics Letters. – 1963. – Vol. 5, nr 2. – P. 165–168.
- [51] Iizuka, J. Systematics and phenomenology of boson mass levels. III. / J. Iizuka, K. Okada, O. Shito. – Текст : электронный // Progress of Theoretical Physics. – 1966. – Vol. 35, nr 6. – P. 1061–1073. – URL: <https://doi.org/10.1143/PTP.35.1061> (дата обращения: 23.05.2022).

- [52] Review of Particle Physics / М. Tanabashi, К. Hagiwara, К. Hikasa [et al.]. – Текст : электронный // Physical Review D. – 2018. – Vol. 98, nr 3. – P. 030001. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>. – Дата публикации: 17.08.2018.
- [53] Observation of a fine structure in $e^+e^- \rightarrow$ hadrons production at the nucleon-antinucleon threshold / R. R. Akhmetshin, A. N. Amirkhanov, A. V. Anisenkov [et al.]. – Текст : электронный // Physics Letters B. – 2019. – Vol. 794. – P. 64–68. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.032>. – Дата публикации: 27.05.2019.
- [54] Hoefler, A. Pion pair production with higher order radiative corrections in low energy e^+e^- collisions / A. Hoefler, J. Gluza, F. Jegerlehner. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2002. – Vol. 24. – P. 51–69. – URL: <https://doi.org/10.1007/s100520200916>. – Дата публикации: 05.04.2002.
- [55] TMVA, The Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT / H. Voss, A. Höcker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt. – Текст : электронный // Proceedings of Science : Proceedings of the 11th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (Amsterdam, 23–27 April 2007). – Italy, 2009. – Vol. 050. – P. 040. – URL: <https://doi.org/10.22323/1.050.0040>. – Дата публикации: 27.07.2009.
- [56] Поспелов, Г. Э. Пространственное разрешение электромагнитного калориметра на основе жидкого криптона : специальность 01.04.16 «Физика атомного ядра и элементарных частиц» : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Поспелов Геннадий Эллиевич ; ИЯФ СО РАН. – Новосибирск, 2004. – 103 с. – Текст : непосредственный.
- [57] The CMD-3 TOMA DAQ infrastructure / A. N. Kozyrev, V. M. Aulchenko, L. B. Epshteyn [et al.]. – Текст : электронный // Journal of Instrumentation : Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk,

- 24 February – 1 March 2014). – UK, 2014. – Vol. 9, nr 10. – P. C10016. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/C10016>. – Дата публикации: 09.10.2014.
- [58] Kakhuta, K. I. Signal processing module for the liquid xenon calorimeter of CMD-3 detector / K. I. Kakhuta, Yu. V. Yudin. – Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Proceedings of the 10th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics (Novosibirsk, February 28 – 5 March 2008). – Netherlands, 2009. – Vol. 598, nr 1. – P. 342–344. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.128>. – Дата публикации: 27.08.2008.
- [59] CST: Computer Simulation Technology : [сайт]. – URL: <https://www.cst.com/> (дата обращения: 23.05.2022). – Яз. англ. – Текст: электронный.
- [60] Preliminary results on CMD-3 measurement of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross section / F. Ignatov, I. B. Logashenko, R. R. Akhmetshin [et al.]. – Текст : электронный // EPJ Web of Conferences : Proceedings of the 11th International Workshop on e^+e^- Collisions from Phi to Psi (Mainz, 26–29 June 2017). – France, 2019. – Vol. 218. – P. 02006. – URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921802006>. – Дата публикации: 18.10.2019.
- [61] Monte-Carlo generator for e^+e^- annihilation into lepton and hadron pairs with precise radiative corrections / A. B. Arbuzov, G. V. Fedotov, F. V. Ignatov [et al.]. – Текст : электронный // The European Physical Journal C. – 2006. – Vol. 46. – P. 689–703. – URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02532-8>. – Дата публикации: 12.04.2006.