

Федеральное Агентство Научных Организаций

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
ЗА VII СЕМЕСТР ОБУЧЕНИЯ В АСПИРАНТУРЕ

**Измерения сечения реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$   
с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000**

Специальность: 01.04.16 Физика атомного ядра и элементарных частиц

Тема научных исследований в аспирантуре: Изучения реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$   
в диапазоне энергий 0.6 – 2.0 ГэВ

Оценка \_\_\_\_\_

Научный руководитель \_\_\_\_\_ д. ф.-м. н. Б. А. Шварц

Аспирант \_\_\_\_\_ Г. П. Разуваев

Новосибирск 2018

# Содержание

<b>1 Введение</b>	<b>3</b>
<b>2 Эксперимент</b>	<b>5</b>
2.1 ВЭПП-2000 . . . . .	5
2.1.1 Измерение энергии пучков . . . . .	6
2.2 КМД-3 . . . . .	7
2.2.1 Дрейфовая камера . . . . .	8
2.2.2 Z-камера . . . . .	9
2.2.3 Цилиндрический калориметр . . . . .	10
2.2.4 Торцевой калориметр на основе кристаллов BGO . . . . .	12
2.2.5 Мюонная пробежная система . . . . .	14
2.2.6 Время-пролетные счетчики . . . . .	14
2.2.7 Система запуска детектора . . . . .	15
2.2.8 Система сбора данных . . . . .	15
2.2.9 Программа реконструкции событий . . . . .	16
<b>3 Изучение процессов <math>e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma</math> и <math>e^+e^- \rightarrow \eta\gamma</math> с трёхфотонным конечным состоянием</b>	<b>20</b>
3.1 Относительные вероятности распада . . . . .	20
3.1.1 $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . . . . .	20
3.1.2 $\rho \rightarrow \pi^0\gamma$ . . . . .	21
3.1.3 $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$ . . . . .	21
3.2 Аномальный магнитный момент мюона . . . . .	22
3.2.1 История . . . . .	22
3.2.2 Вклады в $g_\mu - 2$ . . . . .	22
3.2.3 Расчёт вкладов в различных моделях . . . . .	24
3.3 Структура мезонов . . . . .	25
3.4 Другие измерения . . . . .	26
3.5 Отбор событий . . . . .	26
3.5.1 Кинематическая реконструкция . . . . .	27
3.5.2 Определение числа сигнальных событий . . . . .	30
3.6 Определение эффективности отбора . . . . .	31
3.6.1 Моделирование . . . . .	31

3.6.2	Поправка к эффективности регистрации фотонов . . . . .	32
3.6.3	Эффективность триггера . . . . .	34
3.6.4	Учёт радиационных поправок . . . . .	39

# 1 Введение

Физика элементарных частиц и их взаимодействий великолепно описывается в рамках Стандартной Модели (СМ), нашедшей множество экспериментальных подкреплений. Стоит отметить, что стандартную модель принято разделять на квантовую электродинамику, квантовую хромодинамику (КХД) и слабые взаимодействия. Однако, можно выделить два вопроса по отношению к СМ, важных для данной работы: возникают проблемы с прямым вычислением в рамках СМ сечений и динамики процессов с участием адронов в области энергий ниже 2 ГэВ; с другой стороны, наблюдается ряд явлений не согласующихся предсказаниями СМ.

Система частиц с общей энергией до 2 ГэВ может быть представлена множеством адронных состояний, изучение которых производится в различных подходах, среди которых хотелось бы отметить наиболее универсальный, как в смысле числа различных наблюдаемых состояний, так и достигаемых точностях — измерение сечений и динамик реакций на  $e^+e^-$  коллайдерах с универсальным детекторами частиц.

Среди противоречивых предсказаний СМ отдельно стоит выделить категорию прицезионных измерений физических величин, например аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ . Расчёт последнего в рамках СМ требует вычисления вклада адронной поляризации вакуума (АПВ). В силу вышеупомянутой трудности вычисления адронных вкладов в рамках КХД, недостающие данные черпаются из других источников, кои можно разбить на три категории: прямое использование экспериментальных данных полученных на  $e^+e^-$  машинах; разработка феменологических моделей и проведение требуемых вычислений уже в их рамках; расчёты из первых принципов на решётках. Стоит отметить, что можно наблюдать и комбинации этих трёх подходов. Последняя область является сравнительно молодой и находится в фазе активного роста, чему способствует как возросшие доступные вычислительные мощности, так и развитие подходов. Первые же два вида вычислений в своей базе имеют те или иные экспериментальные данные, в основном принадлежащие к одному из традиционно выделяемых классов: прямые измерения сечений реакций в  $e^+e^-$  столкновениях на сканирующих коллайдерах; измерения методом радиационного возрата; данные извлекаемы из распадов  $\tau$ -мезонов.

Текущая работа посвящена измерению сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  и

$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  с последующим распадом псевдоскалярного мезона в  $2\gamma$ . Анализ выполнен с детектором КМД-3 на ускорительном комплексе ВЭПП-2000 и использует  $80 \text{ pb}^{-1}$ , набранных в диапазоне энергий  $\sqrt{s} = 0.32 - 1.1 \text{ ГэВ}$ .

Данные адронных сечений используются для расчёта вклада адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона  $a_\mu$  и константу сильного взаимодействия  $\alpha_s(q^2)$ . Предсказания Стандартной Модели для  $a_\mu$  расходятся с последним экспериментом по прямому измерения аномального магнитного момента мюона в эксперименте E821 [Ben+06] на  $\sim 3.7\sigma$  в случае расчёта адронной поляризации вакуума по данным  $e^+e^-$ -аннигиляции [Nom18].

Сечения изучаемых процессов  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma$  являются резонансное поведение, особенно ярко обозначая лёгкие векторные мезоны  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$ .

Так адиационные переходы между лёгкими псевдоскалярными и векторными мезонами —  $V \rightarrow P\gamma$  и  $P \rightarrow V\gamma$  — позволяют изучать смешивание чистых  $SU(3)$ -состояний кварковой модели [Fel00], полезно для развития феноменологических моделей, например модели доминантности векторных мезонов [Sak60] и модели Намбу и Иона-Лазинио [NJ61].

Реакции  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma$  начали изучаться на установках в Орсаи (АСО) и затем в Новосибирске (детекторы НД, ОЛЯ, СНД, КМД-2).

Задачами данной работы является разработка алгоритма выделения событий процессов  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma \rightarrow 3\gamma$  с вычислением сечений реакций.

Данный документ имеет следующую структуру. Во второй главе даётся описание коллайдера ВЭПП-2000 и детектора КМД-3. Третья глава посвящена изучению процессов  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma$ . Заключение находится в четвёртой главе.

## 2 Эксперимент

### 2.1 ВЭПП-2000

Сканирующий ускорительный комплекс со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2000 в ИЯФ СО РАН работает с 2010 года в диапазоне энергий в системе центра масс пучков от 320 МэВ до 2007 МэВ [Ber+12].

Коллайдер использует одно кольцо и работает в режиме сгусток–сгусток с использованием круглых пучков [Dan+96]. Фокусировка в месте встречи осуществляется с помощью сверхпроводящих магнитов с полем 13 Тл.



Рис. 1: Схема ускорительного комплекса ВЭПП-2000 до 2014 года.

Схема ускорительного комплекса до 2013 года представлена на Рис. f1. Комплекс состоял из импульсного линейного ускорителя ИЛУ, синхротрон Б3-М, конвертора, бустурного кольца БЭП и коллайдера ВЭПП-2000.

В 2013–2016 годах была проведена модернизация комплекса, главным образом направленная на использования нового инжекционного комплекса ВЭПП-5 и улучшение БЭП, позволяющие теперь ускорять и инжектировать пучки на энергию эксперимента, то есть до 1 ГэВ.

В 2017 году была возобновлена работа ускорительного комплекса и достигнуты значения светимости  $3 \times 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{c}^{-1}$  на энергии  $\sqrt{s} = 2 \text{ ГэВ}$  [Sha+18].

В местах встречи пучков на коллайдере установлено и работает два универсальных детектора КМД-3 и СНД.

### **2.1.1 Измерение энергии пучков**

Для измерения энергии пучков на коллайдере ВЭПП-2000 используется метод с обратным комптоновским рассеянием монохроматичных фотонов СО-лазера на электронном пучке, [Aba+14]. Что позволяет измерять энергию пучков с относительной систематической ошибкой порядка  $6 \times 10^{-5}$ .

## 2.2 КМД-3



Рис. 2: Схема детектора КМД-3: 1 — вакуумная труба, 2 — дрейфовая камера, 3 — BGO калориметр, 4 — Z-камера, 5 — сверхпроводящий соленоид, 6 — LXe калориметр, 7 — времяпролётная система, 8 — CsI калориметр, 9 — ярмо магнита.

Для проведения экспериментов на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 был частично модернизирован детектор СНД и создан новый универсальный детектор, который получил название криогенного магнитного детектора третьего поколения — КМД-3 [Kha10], позволяющий регистрировать и измерять с высокой точностью параметры заряженных частиц и фотонов. В период работы с 2011 года детектором КМД-3 было набрано интеграл светимости  $120 \text{ pb}^{-1}$ . Общий вид детектора представлен на Рис. 2. Электронные и позитронные пучки сталкиваются в центре вакуумной камеры (1), которая имеет внутренний диаметр 34 мм. Центральная часть вакуумной камеры сделана из алюминия толщиной 0.5 мм ( $5.3 \times 10^{-3} X_0^1$ ) и длиной 20 см.

Для определения координат, углов и импульсов заряженных частиц область столкновения пучков охватывает трековая система, которая находится внутри тонкого сверхпроводящего соленоида (толщина  $0.18 X_0$ , магнитное поле 1.3 Тл). Трековая система состоит из дрейфовой камеры, Z-камеры и торцевого калориметра на основе кристаллов ортогерманата висмута  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ . Вне магнит-

<sup>1</sup> $X_0$  — радиационная единица длины.

ного поля в цилиндрической части детектора находятся жидкоксеноновый калориметр LXe(6) и калориметр на основе активированных кристаллов CsI(7). Жидкоксеноновый калориметр позволяет измерить координаты точки конверсии фотона и совместно с калориметром на основе активированных кристаллов CsI измерить энергию фотона. Для фотонов, летящих из места встречи пучков, все три калориметра покрывают 95 % телесного угла. Между жидкоксеноновым калориметром и CsI калориметром расположена время-пролётная система (7). Снаружи детектор окружен мюонной пробежкой системой (8) на основе сцинтилляционных счётчиков для подавления фона космических частиц.

### 2.2.1 Дрейфовая камера

Дрейфовая камера (ДК) детектора КМД-3 способна работать при высоких загрузках и эффективно регистрировать многотрековые события, [Gra+10]. Координаты, углы и импульсы заряженных частиц измеряются в ДК, которая плотно вставлена внутрь двухслойной многопроволочной пропорциональной Z-камеры (4). ДК представляет собой цилиндрический объём длиной 44 см и диаметром 60 см. Внутренняя и наружная цилиндрические оболочки, а также торцевые фланцы сделаны из углепластика, чтобы уменьшить количество пассивного вещества на пути частиц. Торцевые фланцы выполнены в виде сегментов сферы. Дрейфовая камера состоит из 1218 гексагональных ячеек с длиной диагонали 18 мм. Ячейка образована шестью полевыми проволочками с сигнальной проволочкой по центру. Полевые проволочки имеют диаметр 80  $\mu\text{м}$  и сделаны из титана, покрытого золотом. Сигнальные проволочки, диаметром 15  $\mu\text{м}$ , изготовлены из сплава вольфрам-кремний. Камера продувается газовой смесью Ar : iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> в пропорции 80 : 20. Суммарное количество вещества в ДК для частицы, вылетевшей перпендикулярно по отношению к оси пучков, эквивалентно 0.015  $X_0$ . Для частицы летящей вдоль оси  $z$  из плоскости центрального сечения камеры — 0.04  $X_0$ . Максимальное время дрейфа ионизации достигает 600 нс.

Поперечные координаты трека измеряются по времени дрейфа первичной ионизации до сигнальных проволочек с точностью  $\sim 100 \mu\text{м}$ . Продольные координаты треков измеряются методом деления заряда и в среднем точность измерения составляет 2–3 мм.

Поскольку камера расположена в магнитном поле, в стандартном режиме

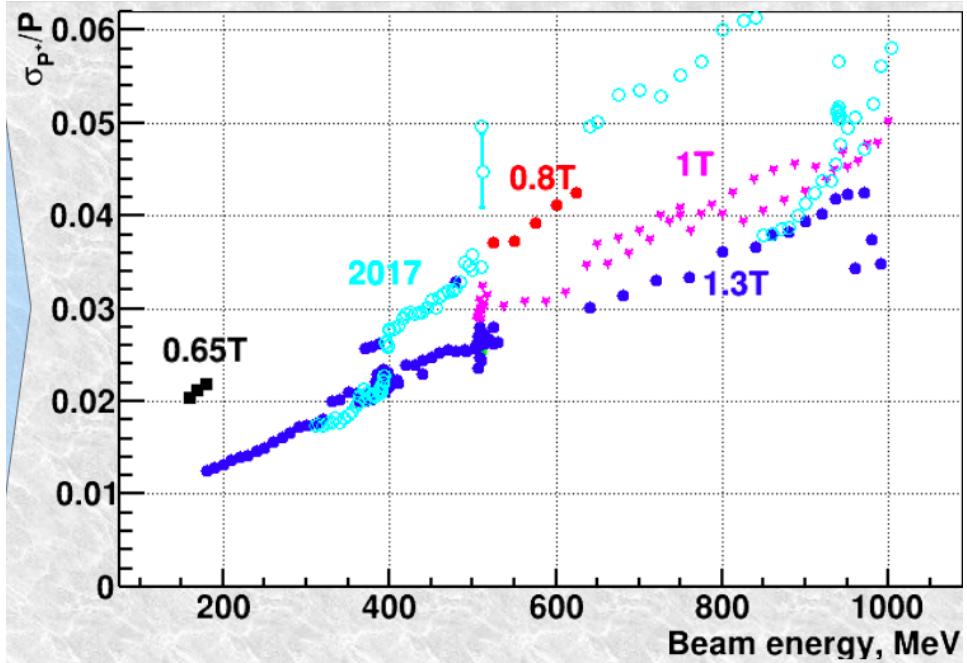


Рис. 3: Импульсное разрешение дрейфовой камеры.

работы 1.3 Тл, то по кривизне треков заряженных частиц определяется их импульс и знак электрического заряда.

Абсолютная калибровка шкалы (пересчёт отношения зарядов на концах проволочки в продольную координату) осуществляется с использованием информации с Z-камеры, которая имеет точность восстановления продольных координат трека  $\sim 0.5$  мм, а систематическую погрешность меньше 0.1 мм. Импульсное разрешение ДК составило  $\sigma_p/p = 1.3 - 4.5\%$  для импульсов лежащих в диапазоне 160 – 1000 МэВ/с (см. Рис. 3). Разрешение по азимутальному углу равно 9 мрад и 3.5 мрад для частиц с импульсами 160 МэВ/с и 1 ГэВ/с, соответственно. Разрешение по полярному углу практически не зависит от величины импульсы и равно  $\sim 15$  мрад. Точность определения величины удельных энергопотерь  $dE/dx$  эквивалентна 10 – 13 %.

### 2.2.2 Z-камера

Z-камера это двухслойная многопроволочная пропорциональная камера с анодным и катодным считыванием информации, [Ana+92]. Z-камера детектора КМД-3 является не только координатным детектором, но и одним из основных элементов первичного заряженного триггера. В каждом слое камеры 704 анодных проволочек, объединенных в 24 сектора. Камера продувается быстрой газовой смесью на основе фреона-14  $CF_4$  и изобутана  $iC_4H_{10}$  в пропорции 80 : 20, что

позволяет достичнуть временной разброс анодных сигналов меньше 5 нс.

Два слоя Z-камеры обеспечивают практически 100 % эффективность регистрации заряженной частицы, что особо важно для выработки первичного сигнала заряженного триггера. Так как Z-камера находится перед цилиндрическим калориметром, то во избежание ухудшения энергетического разрешения калориметра, конструкция Z-камеры оптимизировалась по количеству используемого вещества и составила в среднем  $0.02 X_0$  для нормально падающей частицы, что заметно меньше толщины сверхпроводящего соленоида ( $0.18 X_0$ ), находящегося также перед цилиндрическим калориметром.

### 2.2.3 Цилиндрический калориметр

Цилиндрический калориметр детектора КМД-3 состоит из двух слоёв и перекрывает полярные углы от  $38^\circ$  до  $142^\circ$ , охватывая 79 % полного телесного угла, [Ani+13]. Общая толщина активного вещества для нормально падающей частицы составляет  $13.3 X_0$ . Внутренний слой представлен жидкоксеноновым калориметром, а внешний — кристаллическим калориметром на основе CsI(Na) и CsI(Tl).

Толщина ближнего к оси пучков жидкоксенонового калориметра составляет  $5.2 X_0$ , масса ксенона 1.2 тонны. Второй, внешний калориметр построен на основе кристаллов CsI(Na) и CsI(Tl) общим числом 1152 и весом равен 2.2 тонны, радиационная длина  $8.1 X_0$ .

Суммарно перед активном веществом калориметра находится  $6.27 \text{ г}^3/\text{см}$  или  $0.35 X_0$  пассивного вещества. Между кристаллическим и жидким калориметром находится  $4.63 \text{ г}^3/\text{см}$  или  $0.25 X_0$ .

Энергетическое разрешение цилиндрического калориметра для событий баба рассеяния описывается функцией  $\sigma_E^{\text{bar}}/E = \frac{3.6\%}{\sqrt{E/\text{ГэВ}}} \oplus 2.7\%$  (см. Рис. ??), [Ani+17]. Пространственное разрешение цилиндрического калориметра для кластеров с восстановленной точкой конверсией по полоскам LXe калориметра описывается функцией  $\sigma_\varphi/\text{мрад} = 3.70 + 0.33/(0.25 + E/\text{ГэВ})$  (см. Рис. ??). В отсутствие полосковой информации —  $\sigma_\varphi/\text{мрад} = 37.0 + 3.6/(0.1 + E/\text{ГэВ})$ .

**Жидко-ксеноный калориметр** Жидко-ксеноный калориметр показан на Рис. ??, и состоит из 15 соосных цилиндров, семь из которых имеют полосковую структуру и являются катодами, а восемь цилиндров образуют аноды.

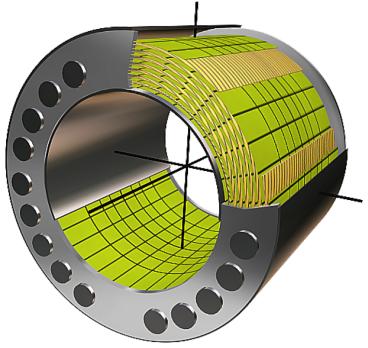


Рис. 4: Жидкоксеноно-  
вый калориметр.

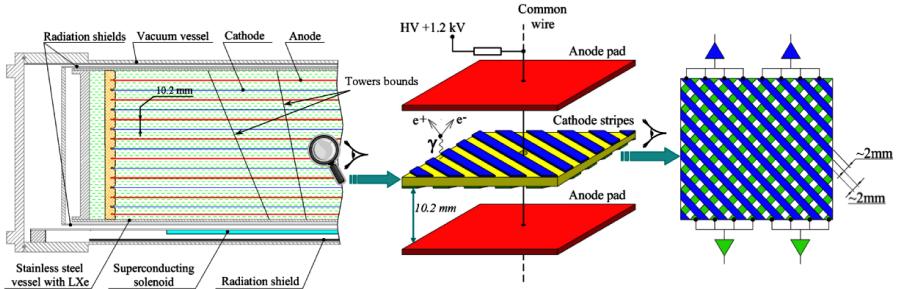


Рис. 5: Электроника жидкоксенонового калориметра.

Медная фольга каждого анода разделена на 8 колец вдоль оси пучка. Каждое кольцо, в свою очередь, поделено на 33 одинаковых сегмента в  $R - \varphi$  плоскости. Образованные таким образом прямоугольники, электрически соединены по радиусу и образуют башни в количестве 264, каждая из которых смотрит на точку взаимодействия пучков. Зазор между анодом и катодом 10.2 мм. Диаметры внутреннего и наружного цилиндров равны 738 мм и 1024 мм соответственно, длина 920 мм.

Каждый катодный электрод на обоих сторонах разделен на полоски, которые по отношению к оси пучков составляют углы  $\pm 45^\circ$ . Каждая полоска, в свою очередь, подразделена на 4 узких полоски шириной 2 мм и зазором между ними 2 мм. Такая структура полосок полупрозрачна и индуцированный сигнал практически одинаков на обеих сторонах катода. В результате обе координаты точки конверсии фотона могут быть измерены в одном зазоре. Полное число катодных каналов 2124.

Координатное разрешение измерялось по отобранным коллинеарным событиям, используя аналоговую информацию с полосок. Координаты трека в каждом зазоре определяются методом центра тяжести, через которые проводится оптимальная прямая линия. В результате было показано, что пространственное разрешение составляет  $\sim 1 - 2$  мм.

**Калориметр на основе кристаллов CsI** Калориметр на основе кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) состоит из 8 одинаковых октантов и каждый содержит 9 линейных модулей с 16 кристаллами, ориентированными вдоль оси пучков, [Aul+15]. Зазор между кристаллами составляет не более 0.5 мм. Семь центральных модулей состоят из прямоугольных кристаллов с размерами  $60 \times 60 \times$

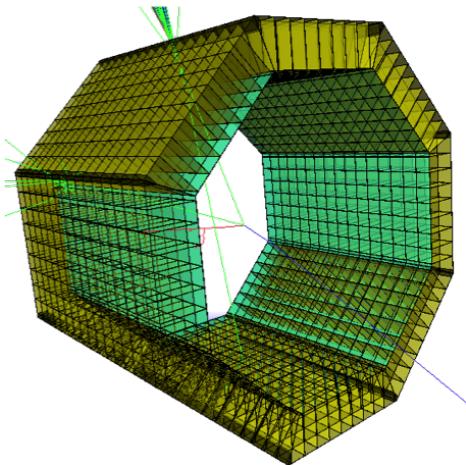


Рис. 6: CsI калориметр.

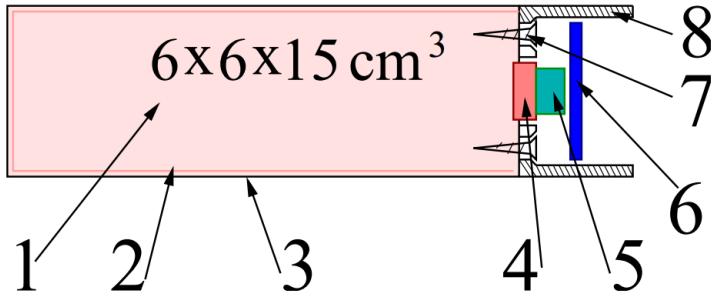


Рис. 7: Счётчик CsI калориметра: 1 — сцинтилляционный кристалл, 2 — белый пористый тефлон Gore-Tex, 3 — алюминизированный лавсан, 4 — pin-фотодиод, 5 — резиновый уплотнитель, 6 — предусилитель, 7 — шуруп, 8 — стальная рама.

150 мм<sup>3</sup>. Два боковых модуля имеют специальную форму кристаллов, чтобы обеспечить плотное сочленение двух соседних октантов без зазоров. Регистрация светового сигнала с каждого сцинтилляционного кристалла производится с помощью полупроводникового PIN фотодиода S2744-8 фирмы Hamamatsu Photonics с чувствительной площадью 1 × 2 см<sup>2</sup>. Токовые сигналы с фотодиодов поступают на входы зарядочувствительных предусилителей, размещенных непосредственно около фотодиодов и дающих на выходе парафазный сигнал. По витой паре сигнал поступает на плату усилителей-формировщиков-оцифровщиков УФО-32, способную обслуживать до двух линеек. В плате после аттенюатора сигнал делится на две части. Первая служит для выработки триггерного сигнала, для чего в плате формируется 5 сигналов суммарного энерговыделения, которые поступают на плату амплитудных дискриминаторов и сумматоров АДИС, формирующих сигнал о срабатывании калориметра для последующего использования в триггере детектора.

#### 2.2.4 Торцевой калориметр на основе кристаллов BGO

Торцевой калориметр на основе кристаллов ортогерманата висмута Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (BGO) представляет из себя два диска, расположенных плотно к торцам ДК, [Akh+09]. По центру этих дисков имеются отверстия для вакуумной камеры и компенсирующих магнитов. Калориметр перекрывает полярные углы, отсчитанные от оси пучков, от 16° до 49° и от 131° до 164° и покрыва-

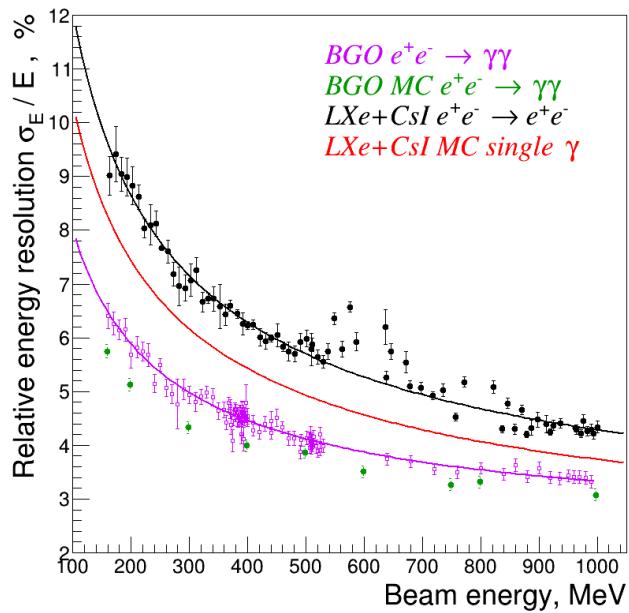


Рис. 8: Энергетическое разрешение калориметров.

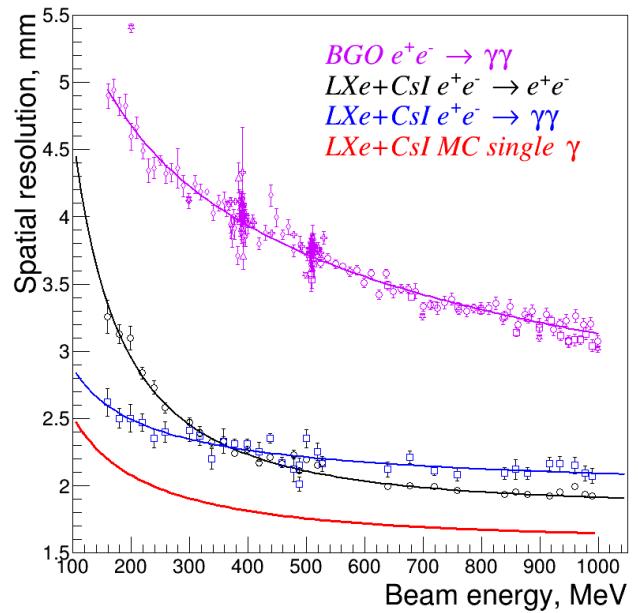


Рис. 9: Пространственное разрешение калориметров.

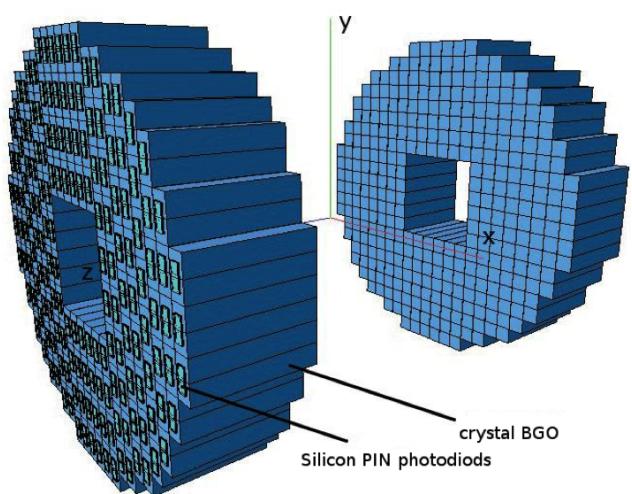


Рис. 10: BGO калориметр.

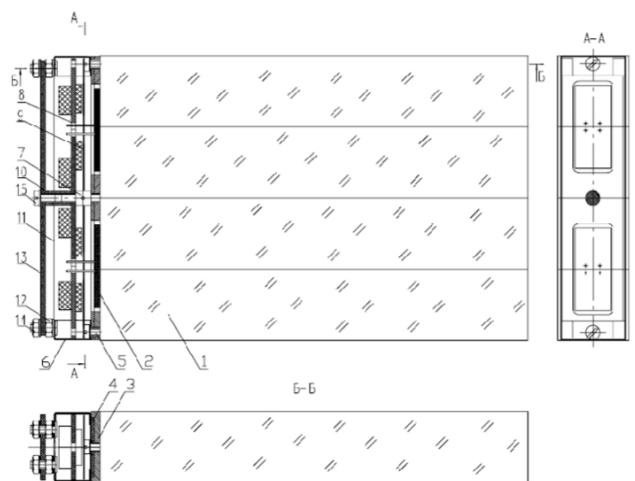


Рис. 11: Схема модуля BGO калориметра.

ет примерно 30 % от полного телесного угла. Для фотонов с энергиями 100–700 МэВ энергетическое разрешение составляет  $\sim 4\text{--}8 \%$ , а угловое разрешение  $\sim 0.02$  рад. Каждый диск состоит из 340 одинаковых кристаллов с размерами  $25 \times 25 \times 150$  мм $^3$  и общим весом  $2 \times 225$  кг. Радиационная толщина калориметра для нормально падающих частиц составляет  $13.4 X_0$ . Световой сигнал с каждого кристалла регистрируется полупроводниковым фотоприемниками S3590-08 фирмы Hamamatsu Photonics с чувствительной областью  $1 \times 1$  см $^2$ , имеющие высокую квантовую эффективность и стабильность в работе. Измерения показали, что световой выход составляет  $\sim 600 e/\text{МэВ}$ , а электронный шум  $\sim 500 e$ , что эквивалентно  $\sim 0.8$  МэВ. Температура калориметра стабилизируется с помощью водного охлаждения.

### 2.2.5 Мюонная пробежная система

Мюонная пробежная система состоит из 36 сцинтилляционных счетчика и расположена снаружи магнитного ярма. Мюоны с энергией больше 550 МэВ, рожденные в  $e^+e^-$ -столкновениях, будут долетать до этих счетчиков. Каждый счетчик имеет размеры  $2 \times 20 \times 150$  см $^3$  и просматривается с каждой стороны двумя ФЭУ-84. Сигналы с ФЭУ усиливаются и оцифровываются в платах ТQ. На этой системе получено временное разрешение  $\sim 1$  нс, что достаточно для подавления космических событий, имеющих время пролета через детектор  $\sim 7$  нс.

### 2.2.6 Время-пролетные счетчики

Время-пролетные счетчики [??], на основе сцинтиллятора ВС-406 фирмы «БАЙ-КРОН» расположены в узком зазоре (7 мм) между ксеноновым и CsI калориметрами и предназначены для регистрации продуктов аннигиляции антинейтронов, рождающихся в реакции  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Всего 16 одинаковых счетчиков с размерами  $0.5 \times 20 \times 90$  см $^3$ , каждые два из которых крепятся на лицевой стороне CsI калориметра, образуя замкнутый октант. Каждый счетчик просматривается двумя компактными фотоприемниками, сделанными на основе микроканальных пластин (МКП, диаметр — 30 мм, высота — 17 мм). Прямо на корпусе МКП смонтирован высоковольтный делитель и предусилитель с полосой пропускания  $\sim 1$  ГГц. Сигналы с МКП поступают на входы плат ТQ (16 каналов), где они усиливаются и оцифровываются. На этой системе получено временное разрешение  $\sim 1$  нс.

### **2.2.7 Система запуска детектора**

Система запуска детектора делится на две части, одна из которых — процессор поиска треков (ППТ) — направлена на регистрацию событий с заряженными частицами, в то время как другая — процессор поиска энергетических кластеров (ППЭК) — ориентирована на срабатывания от нейтральных частиц. Первый процессор получает информацию от интерфейсов первичного триггера ЗК и ДК. Второй от амплитудных дискриминаторов и сумматоров каждого из калориметров. Информация с процессоров поиска поступает на триггерную плату, которая вырабатывает сигнал общего стопа для системы сбора данных, по которому происходит вычитывание всех каналов электроники детектора.

ППЭК анализирует энергетическое распределение с различными шаблонами срабатывания — масками — и в случае одного или более совпадений вырабатывает сигнал нейтрального триггера. Всего используется 7 масок. Три из них направлены на отбор коллинеарных событий в торцевом калориметре. Остальные маски обрабатывают информацию с цилиндрического калориметра:

- 2 кластера в разных половинах по  $z$  с суммарным энерговыделением более 200 МэВ;
- не менее 3 кластеров в разных половинах по  $z$  с суммарным энерговыделением более 100 МэВ;
- срабатывания и в LXe, и CsI калориметре с энерговыделением более 200 МэВ;
- NTN

### **2.2.8 Система сбора данных**

При срабатывании триггера детектора происходит вырабатывание сигнала общего стопа, по которому происходит вычитывание всех каналов электроники. Информация по C-Link'ам поступает в блоки приёма-передачи данных (БППД). Последние организованы в древовидную структуру с передачей данных по Ethernet. Информация с последнего БППД передаётся на персональный компьютер, где в сырых данных происходит подавление нулей, уменьшающая их первоначальный размер в  $\sim 10$  раз. Затем происходит формировка события, когда информация с различных систем группируется из всего потока данных

в одно место и записывается в файл. Типичный размер события составляет 10 кБ. События записываются в файлы по 2 ГБ ( $\sim 200\,000$  событий). После чего происходит копирование файлов в распределённое хранилище данных с созданием одной резервной копии в нём. Регулярно происходит создания резервных копий на лентах долгого хранения.

Вместе с набором основных данных идёт мониторирования основных параметров детектора и качества набора данных, позволяющее оперативно выявлять и устронять неполадки.

### 2.2.9 Программа реконструкции событий

Для проведения анализа физических процессов информация, записанная во время эксперимента, должна быть преобразована в физические характеристики события (число частиц, их энергии и импульсы с направления, параметры, характеризующие тип частицы и т. п.).

**Реконструкция событий в координатной системе** Реконструкция событий в трековой системе состоит из восстановления треков заряженных частиц и поиска их общих вершин. Данная процедура подробно описана в работах [Kap+08].

Первым шагом проводится процедура гистограммирование сработавших проволочек в плоскости  $\rho-\phi$  по параметрам  $\rho$  и  $\varphi$  относительно начала координат — положения пучка.

Первым шагом проводится процедура гистограммирование сработавших проволочек, отдельно в плоскости  $\rho-\phi$  и отдельно в плоскости  $z-\rho$ . Для чего отбираются 3–4 рядом сработавшие ячейки. Выбирается наиболее вероятное направление трека и произвольным образом координаты одной из сработавших ячеек берутся за начала координат для процедуры гистограммирования, в ходе которой строится распределение по углу хитов. Направление трека, к которому принадлежит первичный кластер сработавших проволочек, определяет пик в распределении и хиты, отвечающие наивероятнейшему углу, присоединяются к кластеру. Полученная группа хитов является кандидатом на трек.

Кандидаты с количеством хитов не менее пяти аппроксимируются соответственно окружностью и прямой путём минимизации нормализованных квадратов отклонений измеренных параметров от предсказания функций. После этого

идёт поиск до сих пор не принадлежащих ни к одному треку срабатаваний проволочек в ДК. Найденные хиты присоединяются к ближайшему концевому хиту трека при условии, что расстояния между координатой найденной ячейки и хитом трека меньше 3 см, а отколение по времени дрейфа и  $z$ -координате меньше  $5\sigma_t$  и  $5\sigma_z$ , соответственно.

**Реконструкция кластеров в электромагнитном калориметре** В ходе эксперимента с калориметров записываются все сигналы с каждого кристалла BGO или CsI калориметров, и с башен и полосок LXe калориметра при превышении соответствующих порогов. В ходе последующей реконструкции события восстановление кластеров энерговыделения можно разделить на несколько последовательных этапов.

1. Нахождение и образование кластеров в торцевом и LXe калориметрах. Для чего в ходе калибровок определяется так называемые нижние  $E_{low}$  и верхние пороги  $E_{high}$ . Далее ищется элемент с амплитудой сигнала превосходящий верхний порог  $E_{high}$  — такой элемент называется затравочным. К затравочному элементу присоединяются все соседние элементы с сигналом превышающим нижний порог. Соседними называются кристаллы или башни имеющие смежную грань. Соседними полосками называются соседние полоски с одинаковой ориентацией находящиеся в одном слое. Когда закончено формирование кластера, происходит поиск следующего. Так повторяется пока не будут исчерпаны все элементы превышающие верхний порог и не входящие в уже найденные кластеры.
2. Для каждого найденного кластера находится центр его тяжести.
3. Поиск пересечений полосок в каждом слое по результатам которого формируется коллекция позиций возможных пересечений полосковых кластеров.
4. Объединение башенных и полосковых кластеров в LXe калориметре. К башенным кластерам прикрепляется информация с полосок, чьи пересечения лежат в пространстве башенного кластера. Те же пересечения, что не принадлежат ни одному из башенных кластеров считаются ложными и в дальнейшем не рассматриваются.

5. В рамках гипотезы электромагнитного ливня порождённого фотоном находится точка конверсии фотона как точка пересечения полосковых кластеров, принадлежащая к данном жидкоксеноновому кластеру и ближайшая к оси  $z$  детектора. При множественности таких пересечений выбирается то, что ближе всего к центру тяжести башенного кластера.
6. Объединение кластеров CsI и LXe калориметров. Для всех башен каждого LXe кластера ищутся соседние CsI кристаллы с энерговыделением больше  $E_{\text{low}}^{\text{CsI}}$ . Кристалл считается соседним если  $|\theta_{\text{CsI}} - \theta_{\text{LXe}}| < \delta_\theta^{\text{CsI}}$  и  $|\varphi_{\text{CsI}} - \varphi_{\text{LXe}}| < \delta_\varphi^{\text{CsI}}$ , где  $\delta_\theta^{\text{CsI}} = \delta_\varphi^{\text{CsI}} = 0.2$  мрад. Если кристалл соседний более, чем с одним ксеноновым кластером, то он присваивается LXe с наибольшим энерговыделением. Соседние счётчики найденных таким образом кристаллов также присоединяются к ксеноновому кластеру.
7. Все оставшиеся без-причастными от предыдущего шага кристаллы CsI калориметра проходят процедуру по поиску и формирования кластеров описанных в пункте 1.
8. Если к LXe принадлежит крайняя башня, то происходит присоединение к нему соседних кристаллов BGO с энерговыделением больше чем  $E_{\text{low}}^{\text{BGO}}$ . Соседним кристалл считается если  $|\pi/2 - \theta_{\text{BGO}}| < |\pi/2 - (\theta_{\text{LXe}} + \delta_\theta^{\text{BGO}})|$  и  $|\varphi_{\text{BGO}} - \varphi_{\text{LXe}}| < \delta_\varphi^{\text{BGO}}$ , где  $\delta_\theta^{\text{BGO}} = 0.05$  мрад, а  $\delta_\varphi^{\text{BGO}} = 0.1$  мрад. Если отобранный BGO кристалл принадлежит к BGO кластеру, то этот кластер следует за кристаллом и присоединяется к LXe кластеру.
9. Объединённому кластеру присваивается суммарная энергия всех входящих в него элементов.
10. Координаты объединённого кластера определяются как координаты LXe кластера, если в последним они восстановлены по полоскам и энерговыделение в LXe превышает энерговыделение в BGO. В остальных случаях координата ищется методом центра тяжести по всем элементам объединённого кластера.
11. К кластерам применяются поправки, учитывающие утечки ливня и потери энергии в пассивном веществе. Также поправляются координаты кла-

стера, что особенно существенно, когда оние были определены не по катодным палоскам LXe калориметра.

### 3 Изучение процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ с трёхфотонным конечным состоянием

Данная глава посвящена измерению сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma \rightarrow 3\gamma$ . В её начале изложена мотивация к проводимому исследованию, далее приведён обзор предыдущих и ожидаемых измерений. Следующая часть главы посвящена анализу данных и получению предварительного сечения.

#### 3.1 Относительные вероятности распада

Наиболее точные измерения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  проведены в экспериментах на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М с детекторами КМД-2 и СНД. Из этих данных только распад  $\omega(720) \rightarrow \pi^0\gamma$  был измерен с относительно высокой точностью. Распады  $\rho(770)$  и  $\phi(1020)$  и их возбуждённых состояний в  $\pi^0\gamma$  главным образом требуют увеличения статистики.

##### 3.1.1 $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$

Точность обобщённого результата КМД-2 и СНД произведения  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \times B(\omega \rightarrow e^+e^-) = (6.18 \pm 0.11) \times 10^{-6}$  ( $S^2 = 1.6$ ) составляет 1.8 %. Однако, это значение произведения отличается от аналогичного, рассчитанного по  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$  и  $B(\omega \rightarrow e^+e^-)$ , приведённых в таблице ПДГ [Oli+14] (см. Рис. 12). Эта разница вызвана существованием противоречием между измеренными зна-

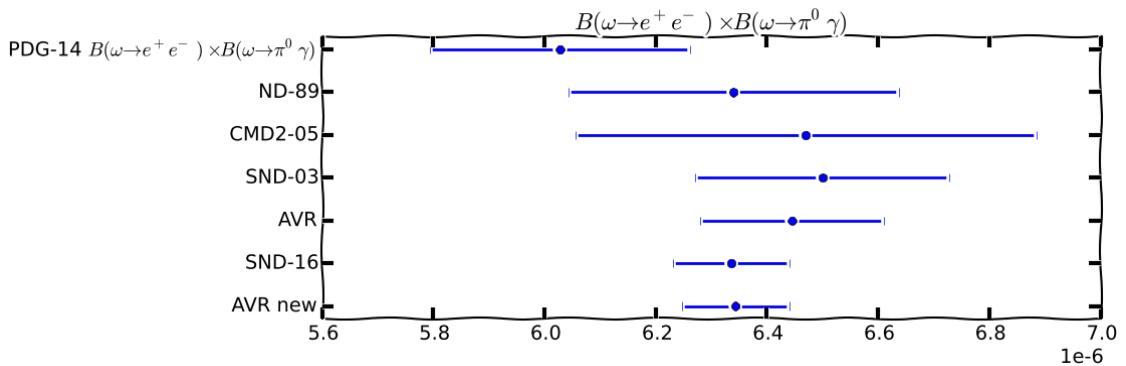


Рис. 12:  $B(\omega \rightarrow e^+e^-) \times B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ . PDG-14 — [Oli+14], ND-89 — [Dol+89], CMD2-05 — [Akh+05], SND-03 — [Ach+03a], AVR — среднее [Dol+89; Akh+05; Ach+03a], SND-16 — [Ach+16], AVR new — среднее [Dol+89; Akh+05; Ach+16]

<sup>2</sup>Фактор масштабирования ошибок, используемый при усреднении или подгонки моделью набора данных, с целью компенсации противоречивости различных измерений.

чениями  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \times B(\omega \rightarrow e^+e^-)$ ,  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \times B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  и  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)/B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$  (см. Рис. 13). Два последних выражения известны с точностью 1.6 % и 1.8 % соответственно, и определяют нынешнее значение  $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ , приводимое ПДГ. Для прояснения этого противоречия необходимо улучшение точности измерения сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  в области  $\omega$ -резонанса.



Рис. 13: Отношение ширины распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$  к  $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ . SND-00A — [Aul+00], KLOE-08G — [Amb+08], AVR — средние значения предыдущих двух, CALC — среднее [Akh+05; Ach+03a; Dol+89] делённое на среднее [Akh+04; Aub+04; Ach+03b], CALC new — среднее [Akh+05; Ach+16; Dol+89] делённое на среднее [Akh+04; Aub+04; Ach+03b], CALC new SND-16 — [Ach+16] делённое на среднее [Akh+04; Aub+04; Ach+03b]

### 3.1.2 $\rho \rightarrow \pi^0\gamma$

Точность измерения относительной вероятности распада  $\rho \rightarrow \pi^0\gamma$  составляет 13 % и определяется статистикой существующих измерений.

### 3.1.3 $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$

Формальная точность значения ПДГ вероятности распада  $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$  лучше 5 %. Оно получено путём усреднения измерений [Ach+00; Akh+05] с систематической ошибкой порядка 8 % каждое. Систематическая ошибка возникает из неопределённости интерференции нерезонансной амплитуды с амплитудой  $\phi \rightarrow \pi^0\gamma$  распада. Нерезонансная амплитуда определяется вкладами хвостов резонансов  $\omega$  и  $\rho^0$ , заодно дают вклад и высшие возбуждения векторных мезонов.

Чтобы уменьшить неопределённость таких вкладов, необходимо улучшить точность измерения сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  в широком диапазоне энергий от энергий  $\sim 300$  МэВ до 2 ГэВ.

## 3.2 Аномальный магнитный момент мюона

Как люди не могут забыть Герострата, сжёгшего храм Артемиды, так и физики элементарных частиц рвутся попасть в историю кардинально изменив или изничтожив современную парадигму науки — Стандартную Модель. Некоторые из них ищут Новую Физику пробуя другие области энергии и массы, кто-то ищет новые распады, другие же могут мерить что-то очень точно и сравнивать это с предсказаниями теории. К последней группе относится изучение аномального магнитного момента мюона.

### 3.2.1 История

Экспериментальные измерения  $a_\mu$  впервые было осуществлено в СЛАКе [Gar+60]. Затем последовала серия измерений в ЦЕРНе, уступившее свое место эксперименту в БНЛ. В настоящий момент готовится два эксперимента по измерению  $g_\mu - 2$ : в ФНАЛ [Gra+15] и Джей-ПАРКе [Sai12].

### 3.2.2 Вклады в $g_\mu - 2$

Предсказываемый в рамках СМ аномальный магнитный момент мюона  $f_\mu^{\text{SM}}$  принято представлять суммой трёх слагаемых

$$a_\mu^{\text{SM}} = a_\mu^{\text{QED}} + a_\mu^{\text{EW}} + a_\mu^{\text{had}}, \quad (1)$$

где  $a_\mu^{\text{QED}}$  — электродинамический вклад,  $a_\mu^{\text{EW}}$  — вклад слабых взаимодействий,  $a_\mu^{\text{had}}$  — вклад сильных взаимодействий.

Не сомните на то, что вклад  $a_\mu^{\text{had}}$  меньше  $a_\mu^{\text{QED}}$  примерно на четыре порядка, его значение примерно в 100 раз превышает точность последнего эксперимента в БНЛ. Последние обстоятельство вместе с планируемым улучшением измерения  $a_\mu$  в четыре раза требует вычисления  $a_\mu^{\text{had}}$  с относительной точностью 1–0.1 %.

В свою очередь во вкладе сильных взаимодействий принято выделять три слагаемых: рассеяние света на свете  $a_\mu^{\text{had}, \text{LbL}}$  (диаграмма ??), вклады первого  $a_\mu^{\text{had}, \text{LO}}$  (диаграмма ??) и второго  $a_\mu^{\text{had}, \text{NLO}}$  порядков:

$$a_\mu^{\text{had}} = a_\mu^{\text{had}, \text{LO}} + a_\mu^{\text{had}, \text{NLO}} + a_\mu^{\text{had}, \text{LbL}}. \quad (2)$$

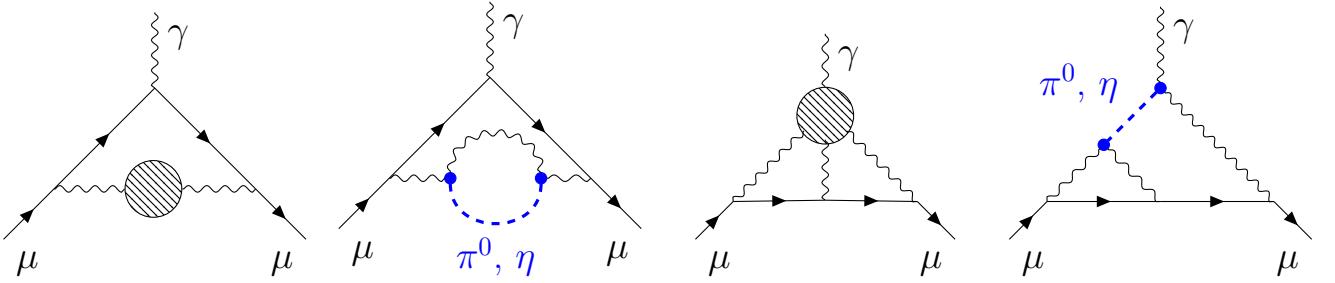


Рис. 14: Ведущий ад-  
ронный вклад в  $a_\mu$ .

Рис. 15: Ведущий ад-  
ронный вклад в  $a_\mu$  ронный вклад света  
связанный с  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma$ .

Рис. 16: Ведущий ад-  
ронный вклад света  
на свете в  $a_\mu$ .

Рис. 17: Ведущий ад-  
ронный вклад света  
на свете в  $a_\mu$  связ-  
анный с  $e^+e^- \rightarrow (\pi^0, \eta)\gamma$ .

В то время как вычисление вкладов  $a_\mu^{\text{QED}}$  и  $a_\mu^{\text{EW}}$  успешно происходит с использованием теории возмущений ввиду малости соответствующих констант связи, вклад сильных взаимодействий требует иного подхода в области характерных передач импульса меньше 2 ГэВ. Ведущий вклад  $a_\mu^{\text{had}, \text{LO}}$  рассчитывается и использованием дисперсионного соотношения [BM61; Dur62; KO67; GD69], позволяющего использовать экспериментальные данные [Jeg17].

$$a_\mu^{\text{had}} = \left( \frac{\alpha m_\mu}{3\pi} \right)^2 \left( \int_{m_{\pi^0}^2}^{E_{\text{cut}}^2} ds \frac{R_{\text{had}}^{\text{data}}(s) \hat{K}(s)}{s^2} + \int_{E_{\text{cut}}^2}^\infty ds \frac{R_{\text{had}}^{\text{pQCD}}(s) \hat{K}(s)}{s^2} \right), \quad (3)$$

где  $m_\mu$  — масса мюона;  $m_{\pi^0}$  — масса нейтрального пиона;  $E_{\text{cut}}$  — энергия перехода от использование вычислений на основе экспериментальных данных к результатам полученным в рамках пертрубативной КХД; интегрирование идёт по квадрату энергии системы  $s$ ;  $R_{\text{had}}^{\text{data}}(s)$  и  $R_{\text{had}}^{\text{pQCD}}(s)$  —  $R$ -отношение вычисленное по экспериментальным данным и согласно КХД, соответственно:

$$R_{\text{had}}(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \frac{4\pi\alpha(s)}{3s}. \quad (4)$$

Ядро интегрирования  $\hat{K}(s)$  определено следующим образом

$$\hat{K} = \frac{3s}{m_\mu^2} \int_0^1 dx \frac{x^2(1-x)}{x^2 + \frac{s}{m_\mu^2}(1-x)}. \quad (5)$$

Таким образом, вклад изучаемых процессов в лидирующий вклад адронной поляризации вакуума можно представить диаграммой ??.

Изучаемые процессы интересны для всех типов вкладов в  $a_\mu^{\text{had}}$ .

### 3.2.3 Расчёт вкладов в различных моделях

Существует много способов, чтобы рассчитать те или иные вклады. Главным образом это вызвано тем, что прямое вычисление согласно КХД крайне затруднено с математической точки зрения. Для обхода проблемы используются различные феноменологические модели, а также вычисления на решётках. Однако, удобнее рассматривать не методы, а научные группы, которые проводят эти расчёты.

Диаграмма **NN** содержит в себе вклады адронной поляризации вакуума

Вклад процессов  $\pi^0\gamma$  и  $\eta\gamma$  в адронную поляризацию вакуума согласно [Hag+04] составляют:

$$a_\mu(\pi^0\gamma, 0.6 < \sqrt{s} < 1.03 \text{ ГэВ}) = (4.50 \pm 0.15) \times 10^{-10}, \quad (6)$$

$$a_\mu(\pi^0\gamma, \sqrt{s} < 0.6 \text{ ГэВ}) = (0.13 \pm 0.01) \times 10^{-10}, \quad (7)$$

$$a_\mu(\eta\gamma, 0.69 < \sqrt{s} < 1.43 \text{ ГэВ}) = (0.73 \pm 0.03) \times 10^{-10}. \quad (8)$$

Для процесса  $\pi^0\gamma$  в области ниже 0.6 ГэВ отсутствуют экспериментальные данные, вследствии чего сечение реакции экстраполировалось в рамках пертрубативной хиральной теории в приближении доминантности омега-мезона. В случае процесса  $\eta\gamma$  также использовалось ChPT для описания области вблизи порога и был показан вклад менее  $1 \times 10^{-12}$ . Этой же группой в работе [Hag+11] для диапазона энергий 0.305 – 1.8 ГэВ были получены значения  $a_\mu(\pi^0\gamma) = (4.54 \pm 0.1)$  и  $a_\mu(\eta\gamma) = (0.69 \pm 0.02) \times 10^{-10}$ .

В работе [AKV10] вычисление вкладов  $\eta\gamma$  и  $\pi^0\gamma$  сделано в рамках модели Намбу–Иона–Лазинио с использованием дисперсионного соотношения рассчитаны вклады:

$$a_\mu(\pi^0\gamma, 0.6 < \sqrt{s} < 1.03 \text{ ГэВ}) = (4.50 \pm 0.15) \times 10^{-10}, \quad (9)$$

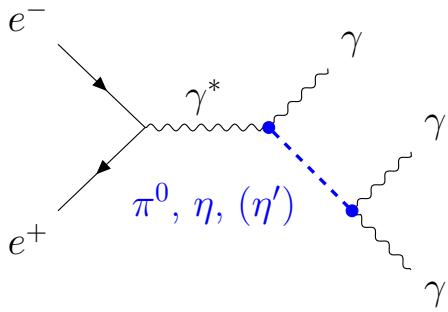
$$a_\mu(\pi^0\gamma, \sqrt{s} < 0.6 \text{ ГэВ}) = (0.13 \pm 0.01) \times 10^{-10}, \quad (10)$$

$$a_\mu(\eta\gamma, 0.69 < \sqrt{s} < 1.33 \text{ ГэВ}) = (0.73 \pm 0.03) \times 10^{-10}, \quad (11)$$

полностью соответствующие предыдущим работам.

### 3.3 Структура мезонов

Являясь частью СМ квантовая хромодинамика отвечает за процессы с участием адронов. Однако, она весьма ограничена в использовании для области энергий с характерной передачей импульса ниже 1 ГэВ. Это привело к популярности феноменологических подходов к описанию физики в данной области энергий. Используемые модели обладают рядом свободных параметров, которые можно определять из экспериментальных данных. С другой стороны, такие модели не только подгоняют уже имеющиеся данные, но обладают предсказательной силой, величину которой хорошо бы проверять не только качественно, но и численно. Для двух этих целей — определение свободных параметров и проверка верности — прекрасно подходят сечения изучаемых процессов. Оба они относятся к магнитным радиационным переходам M1, что делает их хорошим инструментом для изучения структуры мезонов в свете различных феноменологических моделей, например кварковой модели с SU(3) или даже с SU(6) симметрией.



Особый интерес представляют структуры мезонов  $\eta$  и  $\eta'$ , так как в них допускается наличия вкладов  $c\bar{c}$ -кварков или примесь глюонов.

В своей статье О'Доннелл [ODo81] исследует кварковый состав мезонов в рамках кварковой модели и проверяет получаемые результаты с помощью экспериментальных данных, в том числе, по магнитодипольным переходам векторных мезонов в пару фотон-псевдоскаляр.

В статье Болла, Фрере, Титгэт [BFT96] как феноменологической модели. С этой целью рассматриваются радиационные распады  $P \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $V \rightarrow P\gamma$  и  $P \rightarrow V\gamma$ . Упор делается на работу с основными состояниями, таким образом не учитываются вклады возбуждённых состояний лёгких векторных мезонов.

Эскрибано и Надаль [EN07] исследовали вклад в глюонов в состояния  $\eta$  и  $\eta(958)$  проводя феноменологический анализ радиационных распадов  $V(P) \rightarrow P(V)\gamma$  в рамках нарушенной SU(3) с учётом пространственного перекрытия

волновых функций  $|V\rangle$  и  $|P\rangle$ . Авторы заключают, что глюонная составляющая в  $\eta$  и  $\eta(958)$  пренебрежимо мала, угол смешивание  $\eta - \eta' = (41.4 \pm 1.3)^\circ$ , и подчёркивают важность экспериментальных данных по  $(\rho, \omega, \phi) \rightarrow \eta\gamma$  для проведённых вычислений.

В статье Бенаёун, ДельБуно, Эйдельмана, Иванченко и О'Коннелла [Ben+99] даётся разбор вопроса о совместном согласованном описании радиационных и лептонных распадов лёгких мезонов ( $V(P) \rightarrow P(V)\gamma$ ,  $P \rightarrow \gamma\gamma$  и  $V \rightarrow e^+e^-$ ).

### 3.4 Другие измерения

Данные измерения не будут являться первыми, однако, они возможно смогут претендовать на сравнимые или улучшенные точности в уже исследованных областях энергии  $\sqrt{s}$  или быть даже первыми и одними из первых в других. Ниже приведены данные о предыдущих измерениях с целью выявления современной ситуации в этой области извлечения данных природы.

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  исследовалось во многих экспериментах. Первые опубликованные данные появились в 1976 году из Орсая [Cos+76]. Дальнейший поток данных в основном происходит из установок Новосибирска, начиная с работы выполненной на детекторе НД [Dru+84] и продолжая данными с КМД-2 [Akh+95; Akh+99; Akh+01; Akh+05] и СНД [Ach+97; Ach+00; Ach+06; Ach+14]. Также известно измерение сечения реакции на детекторе BaBar [Aub+06].

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  измерено несколько раз, начиная с работы в Орсаи [Cos+76] и продолжая работами в Новосибирске [Dru+84; Ach+00; Ach+03a; Akh+05; Ach+16].

### 3.5 Отбор событий

Отбор разбивается на несколько шагов. В начале пути отбираются полностью нейтральные события с тремя и более фотонами. Причём от каждого фотона требуется, чтобы его энергия была больше 30 МэВ и полярный угол не тяготеет к вакуумной трубе. Для таких событий вычисляется полная энергия и импульс системы частиц. Характерное распределение представлено на рисунке УУ. Сгущение событий около точки  $P_{tot} = 0$  МэВ и  $E_{tot} = \sqrt{s}$  отвечает искомым событием. От этой группы тянутся два хвоста под углами  $45^\circ$  вверх и вниз. Равное

отклонение импульса  $|P_{tot} - 0 \text{ МэВ}|$  и энергии  $|E_{tot} - \sqrt{s}|$  — указание на то, что данная девиация вызвана одной частицей. Хвост уходящий вверх соответствует учёту излишней энергии в системе, как правило такое соответствует тому, что фотонным кластерам приписывается излишнее энерговыделение или имеется дополнительный кластер не возникший в следствие  $e^+e^-$ -аннигиляции, к которой относится конкретное событие. Хвост уходящий вниз, наоборот свидетельствует о недостатке энергии-импульса в системе.

Теперь наступает шаг по отбору событий, в которых импульс системы близок к нулю, а энергии к удвоенной энергии пучков. Такой отбор направлен на те события, где детектор зарегистрировал все частицы конечного состояния, в то время как дополнительные кластеры в калориметре не дают значительного вклада.

На следующем шаге проводится кинематическая реконструкция событий. В неё заложены законы сохранения энергии-импульса системы в целом и общая точка вылета фотонов. Наличие промежуточных состояний  $\pi^0$  или  $\eta$  не требуется, так как это оставляет крайне мало параметров последующей селекции сигнальных событий от фотона. Если в событие присутствует более трёх фотонов, то кинематическая реконструкция проводится для каждой возможной тройки и оставляется та, что имеет наименьший  $\chi^2$ . Подробнее о процедуре кинематической реконструкции изложено в разделе 3.5.1.

Теперь, когда составлен набор трёхчастичных событий, отбрасываются все события, в которых не один из фотонов не полетел в центральную часть калориметра, а именно в систему LXe. Такое условие предполагает наличие точки конверсии фотона, определённой по полосковой электронике LXe с хорошим координатным разрешением.

На этом отбор кандидатов закончен. В дальнейшем они разделяются на две большие пересекающиеся подгруппы: хотя бы один фотон попал в LXe и все фотоны попали в центральную часть калориметра. Попадание в центральную часть определяется по полярному углу фотона до кинематической реконструкции как  $0.9 < \theta < \pi - 0.9$ .

### 3.5.1 Кинематическая реконструкция

В ходе физической реконструкции событий закладывается гипотеза о знании точки вылета фотонов. Предполагая угол влёта фотона в калориметр, рекон-

струируется его энергия по зарегистрированному энерговыделению. Для нейтральных событий точка взаимодействия начальных лептонов не определена вдоль их движения и, как следствие, делается предположение о их вылете из центральной плоскости детектора  $z = 0$ . Естественно, это ухудшает разрешение параметров фотонов. С целью преодоления такого недостатка проводится кинематическая реконструкция событий, приводящая к улучшению ситуации, что особенно ярко проявляется на распределениях инвариантных масс фотонов, отвечающих мезонам.

Алгоритм кинематической реконструкции был разработан на основе работ [Бук03; Бук05; Бук08]. В них были описаны несколько подходов к составлению и минимизации функционалов. Выбор остановился на составлении функционала со штрафными функциями, сила которых регулируется весовыми коэффициентами — множителями Лагранжа. Саму минимизацию было решено проводить численным методом.

В основу кинематической реконструкции заложены законы сохранения энергии-импульса системы в предположении общей точки вылета фотонов.

От энергии фотонов требуется, чтобы их сумма была равна сумме энергий пучков в системе центра масс. Последняя, в лучшем случае измерена с использованием обратного комптоновского рассеяния фотонов лазера на пучке. Следующая по приоритету информации энергии происходит из параметров частиц в различных физических процессах. Наихудший вариант — уставная энергия ВЭПП-2000. Полный импульс системы полагается равными нулю. Эти два условия в купе говорят об отсутствие рассмотрения радиационного излучения как начальных, так и конечных частиц. Логичным шагом развития кинематической реконструкции было бы добавления возможности уноса энергии и импульса вдоль оси пучков — оси  $z$ .

Общая точка вылета определяется тремя координатами, две из которых фиксированы —  $x$  и  $y$  берутся из дерева  $tr\_ph$  для каждого захода (данный параметры усредняются по всем событиям в заходе с трековыми центральными вершинами в предположении стабильности орбиты пучков). Разумеется, эти два параметра можно было бы отпустить, но их разрешение несравненно больше, чем у всех остальных, потому это можно отнести к категории мало-играющих факторов в ходе минимизации, разве что они увеличивают затраченное время на процесс, и пренебречь ими. Третья координата  $z$  точки взаимодействия свобод-

на от каких-либо условий, другими словами, её разрешение бесконечно плохое и она не даёт вклада в  $\chi^2$ .

Когда говорят о координатах фотонов, подразумевается точка конверсии фотона в электрон-позитронную пару, являющуюся началом электромагнитного ливня в веществе детектора и не только. Определение этой точки конверсии сильно зависит от того, в каком месте она, конверсия, произошла. Если рассматривать калориметры КМД-3, то при рождении ливня в LHe в большинстве случаев срабатывает полосковая электроника, позволяя определить координаты с точностью 2–4 mm (?), либо по башням, если нет информации с полосок, но точность падает — глубина равняется половине глубины башни а положение на цилиндрической поверхности средневзвешенному. В случае попадания фотона в BGO калориметр  $r$  и  $\varphi$  координаты определяются по центру тяжести энерговыделения, а  $z$  зависит от угла попадания фотона в калориметр в предположении вылета из центра детектора. Когда же фотон зарегистрирован только в CsI, то  $z$  и  $\varphi$  определяются по центру тяжести, а  $r$  устанавливается равной положению ближайшей к центру грани кристалла.

Координаты конверсии каждого фотона описываются в деревьях  $tr\_ph$  параметрами  $\rho$ ,  $\theta$  и  $\varphi$ . К двум последним прилагаются их ошибки  $\sigma_\theta$  и  $\sigma_\varphi$ . Так как  $x_0$  и  $y_0$  фиксированы, то варьирование азимутального угла фотонов корректно. Однако, значение полярного угла определяется по точке вылета, в том числе неопределенной точки  $z_0$ , и точке конверсии фотона в калориметре. Другими словами, варьирование самого угла  $\theta$  двигает две точки. Поэтому необходимо их связать для упрощение кинематической реконструкции. Для цилиндрической части калориметра для варьирование выбирается координата  $z$  точки конверсии, связанная с полярным углом следующим образом:

$$\theta_i = \arctg \frac{\rho_i}{z_i + \delta z_i + z_0}. \quad (12)$$

Для торцевого калориметра варьирование идёт по координате  $\rho$ , связь полярного угла с которой определяется как

$$\theta_i = \arctg \frac{\rho_i + \delta \rho_i}{z_i + z_0}. \quad (13)$$

Тем самым минимизация функционала производится варьированием  $3N+1$  параметром

$$F = w_L L + w_W W + w_N (N_1 + N_2 + N_3) + w_M M. \quad (14)$$

$L$  отвечает за  $\chi^2$

$$L = \sum_{i,\mu} \frac{(p_\mu^i - p_\mu^{fix,i})^2}{\sigma_\mu^{i,2}}, \mu = E, \theta, \phi, i = \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3. \quad (15)$$

$W$  представляет закон сохранения энергии

$$W = [\sqrt{s} - E^{\gamma_1} - E^{\gamma_2} - E^{\gamma_3}]^2, \quad (16)$$

$N_i$  — закон сохранения импульса

$$N_i = [p_i^{\gamma_1} + p_i^{\gamma_2} + p_i^{\gamma_3}]^2, i = x, y, z, \quad (17)$$

### 3.5.2 Определение числа сигнальных событий

Определения числа сигнальных событий происходит по распределению инвариантных масс пар фотонов, иначе по массе отдачи одного из фотонов. Для каждой энергии и каждого изучаемого процесса выбирается наиболее вероятная пара фотонов, в которую распался псевдоскалярный мезон. Стоит помнить, что фотоны упорядочены по энергии  $E_1 > E_2 > E_3$ . Так в большой части диапазона доступных энергий для процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  предпочтительна масса  $m_{23}$ , а для  $\pi^0\gamma - m_{23}$ .

При построении таких распределений используется ряд дополнительных критериев на параметры частиц их системы в целом. Минимальное число фотонов зарегистрированных в центральной части калориметра является одним из самых существенных таких отборов. Для него используется два критерия, либо хотя бы один фотон летит в цилиндрический калориметр, либо все фотоны зарегистрированы в цилиндрической части. Второй набор событий является подклассом первого. Также второй набор аналогичен отборам проводимым при анализе на детекторе КМД-2, что делает его более интересным для сравнения двух детекторов. Данный отбор даёт выбрать в пользу большей статистики или лучшего разрешения по инвариантной массе.

Вторым важным отбором является условие на минимальную энергию фото-

на, как правило, она ставится равной 50 МэВ. Данное число выбрано согласно моделированию и, с одной стороны, подавляет фон в калориметре, особенно в его торцевой части, с другой, оказывает малое влияние на число сигнальных событий. Таким образом возрастает отношение сигнал/фон.

Существует ещё условие на число зарегистрированных фотонов в событии. В области  $\phi$ -мезона, где сечение  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  достигает своего максимума, это позволяет подавить вклад от канала распада  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , ставя ограничение на число фотонов  $n < 6$ .

Непосредственно для определения числа сигнальных событий проводится подгонка распределения суммой сигнальной и фоновой функций. Для описания фона используется полином. Сигнал же описывается суммой нормальных распределений с общим нормировочным множителем. Используемый алгоритм отбора событий также направлен на подавление фона, что часто приводит к его малой статистике и трудности определения формы, особенно под сигнальным пиком. Для решения данной проблемы используется моделирование, своё для каждой точки по энергии, на которое опирается подгоночная функция — так называемая одновременная подгонка (*simultaneous fit*). В областях по энергии, где сечение мало, и определение как числа событий сигнала, так и фона затруднено привело к использованию небинированной подгонки, которая позволяет в таких скользких ситуациях избежать проблем с выбором подходящего бинирования распределения. Также для малой статистики вопрос, как правило, идёт о определении верхнего предела, что, как временное решение, приводит к определению асимметричных ошибок с помощью алгоритма *Minos*.

## 3.6 Определение эффективности отбора

### 3.6.1 Моделирование

Для определения эффективности отбора событий  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma, \eta\gamma$  по конченому трёхфотонному состоянию разработанный метод применялся к данным моделирования. Моделирование проводилось с помощью пакета *GEANT4*, [All+06]. В моделирование учитывались все возможные каналы распадов псевдоскалярных мезонов, также моделирование идёт с излучением радиационных фотонов. На рисунках **пара рисунков с эффективностью от с.м. энергии** представлены эффективности при разных условиях отбора в зависимости от полной

энергии в системе центра масс.

Падение эффективности с ростом энергии объясняется увеличением вероятности иметь маленькие углы между фотонами в событие, что приводит к слиянию электромагнитных ливней в калориметре детектора.

Вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  монохроматичный фотон становится мягким, что уменьшает вероятность регистрации. Так начиная при энергии системы  $\sqrt{s} = 666$  МэВ энергия монохроматичного фотона равна 30 МэВ, что соответствует порогу на рассмотрения фотона как значащего.

Так характерная эффективность в области  $\phi$ -мезона без ограничения на углы вылета конечных фотонов составила 23.7 % для  $\eta\gamma$  процесса. Для  $\pi^0\gamma$  при условии попадания хотя бы одного фотона в центральную часть детектора составляет приблизительно 5 %, при этом наблюдается спад эффективности с ростом  $\sqrt{s}$ .

### 3.6.2 Поправка к эффективности регистрации фотонов

Эффективность реконструкции фотонов в моделировании и эксперименте определено по событиям процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-2\gamma$ . Отобранные события разбиваются на два класса: событие полностью реконструировано и события с одним потерянным фотоном.

**Отбор событий**  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  На первом этапе отбираются события с двумя центральными треками и с одним или двумя фотонами. Так же требуется, чтобы флаг `is_bhabha` не равнялся 1. От трека требуется наличие кластера с полярным углом удовлетворяющим условию  $0.9 < \theta < \pi - 0.9$ .

Для треков определяется отношение энерговыделения к импульсу и требуется, чтобы каждое  $E_{dep}/p$  лежало в диапазоне (0.1, 2).

На каждый фотон накладываются условия:

- $|\theta - \pi/2| < 1.4 \approx 80.214^\circ$ ,
- $15 \text{ МэВ} < E < 0.75\sqrt{s}$ .

После этого должно остаться один или два фотона, чтобы событие осталось в обработке.

Для отобранных частиц вычисляется модуль полного импульса системы  $P_{tot}$  и полная энергия  $E_{tot}$ :

$$E_{tot} = \sum E_i, \quad (18)$$

$$P_{tot} = \left| \vec{P}_{tot} \right| = \left| \sum \vec{p}_i \right|. \quad (19)$$

На них накладываются следующие условия:

- $P_{tot} < 0.75\sqrt{s}$ ,
- $0.25\sqrt{s} < E_{tot} < 1.75\sqrt{s}$ .

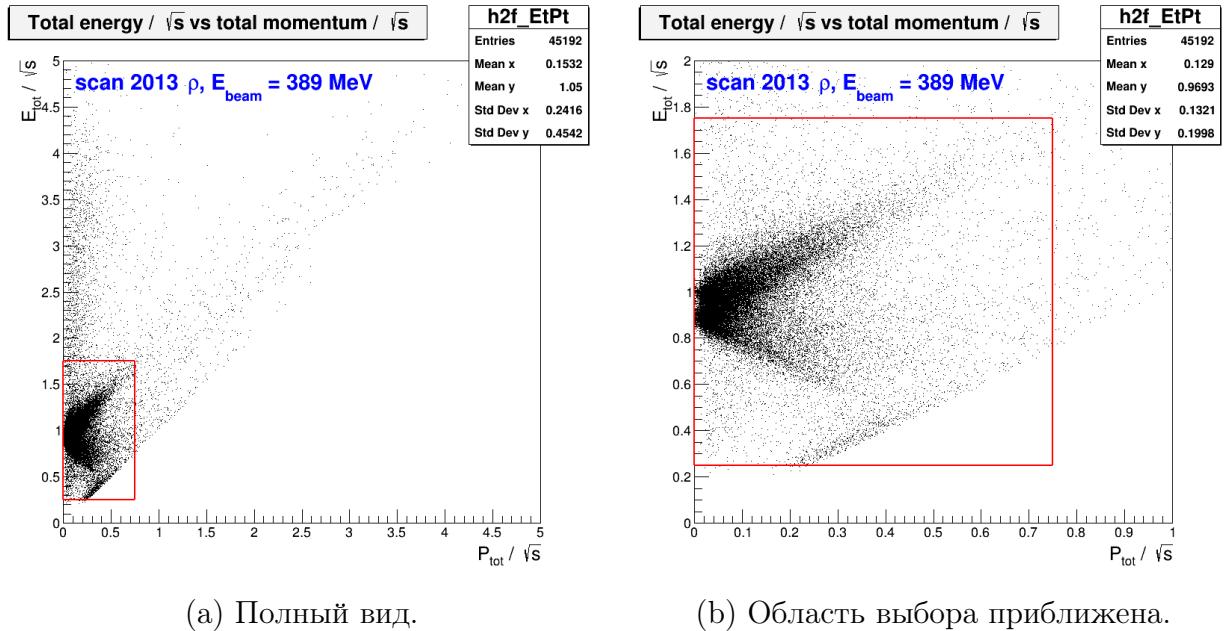
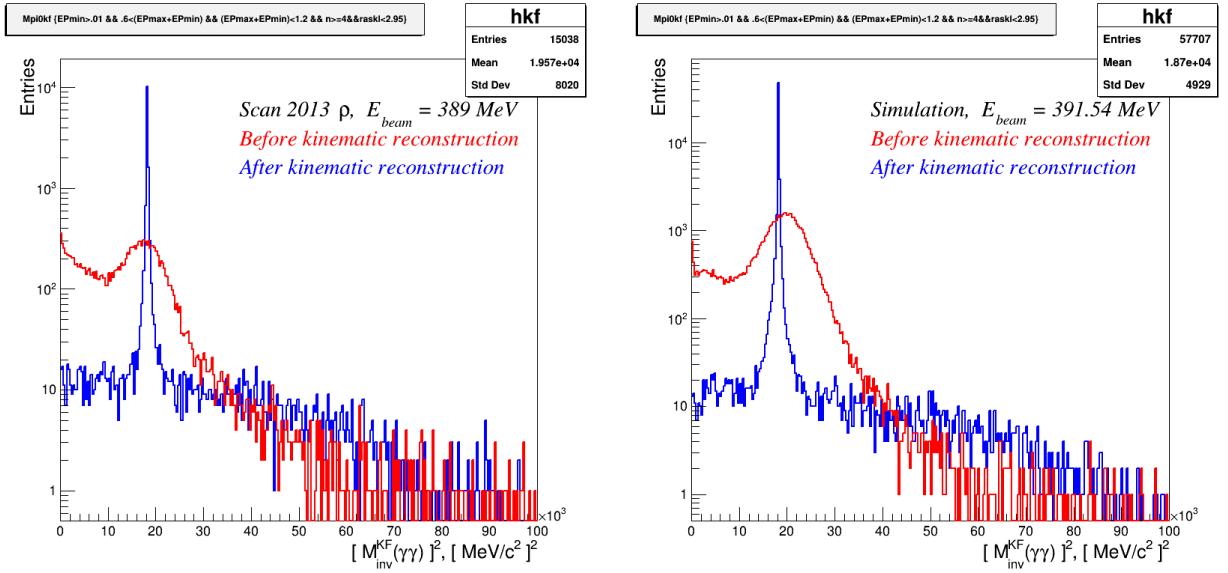


Рис. 18: Распределение полной энергии и полного импульса системы, нормированные на  $\sqrt{s}$ . Красной линией обозначены условия отбора. Экспериментальные данные сезона 2013  $\rho$ ,  $E_{beam} = 389$  МэВ.

Для прошедших отборов событий проводится кинематическая реконструкция в гипотезе четырёх частиц (двух заряженных пионов и двух фотонов) с требованием выполнения законов сохранения импульса-энергии для всей системы. Таким образом после кинематической реконструкции суммарный импульс системы  $P_{tot}^{KF}$  стремится к нулю, а общая энергия системы  $E_{tot}^{KF}$  к энергии двух пучков.

Второй этап отборов начинается с требования на массу отдачи двух заряженных пионов  $M_{recoil}^{\pi^+\pi^-}$ , а именно  $0$  МэВ  $< M_{recoil}^{\pi^+\pi^-} < 300$  МэВ. Дополнительно для треков накладывается условие  $E_1/p_1 + E_2/p_2 < 1$  и  $\min(E_i/p_i) > 0.1$ . В то



(a) Данные сезона 2013  $\rho$ ,  $E_{beam} = 389$  МэВ. (b) Моделирование  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $E_{beam} = 391.54$  МэВ.

Рис. 19: Распределение событий по квадрату инвариантной массы двух фотонов для событий с двумя и более фотонами. Красная (синяя) гистограмма — до (после) кинематической реконструкции.

время как на угол между треками  $\Omega_{\pi^+\pi^-}$  накладывается условие  $\Omega_{\pi^+\pi^-} < 2.95$ . Данное условие продемонстрировано на рисунках 22.

### 3.6.3 Эффективность триггера

Вычисление сечений изучаемых реакций требует учёта эффективности нейтрального триггера  $\epsilon_{NT}$ , которая извлекается по событиям радиационного баба рассеяния  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ .

Процесс  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  выбран по ряду причин. Он похож по характеру энерговыделения, так как и фотоны, и электроны рождают электромагнитный ливни. Количество частиц в конечном состоянии равноному в изучаемых процессах, а именно трём. Из первых двух пунктов следует, что и система нейтрального триггера будет реагировать похожим образом — срабатывают те же маски. В процессе есть как заряженные, так и нейтральная частицы, что позволяет использовать две независимые подсистемы запуска детектора, позволяющие изучать вероятность срабатывания друг друга. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  плавное и достаточно велико во всей доступной области энергий.

Отбираются события с двумя центральными треками и хотя бы одним фотоном, при этом на гамма-кванты налагаются дополнительные условия, как  $0.42 < \theta < \pi - 0.42$ , так и  $E_\gamma > 30$  МэВ. Центральным треком — треком лежа-

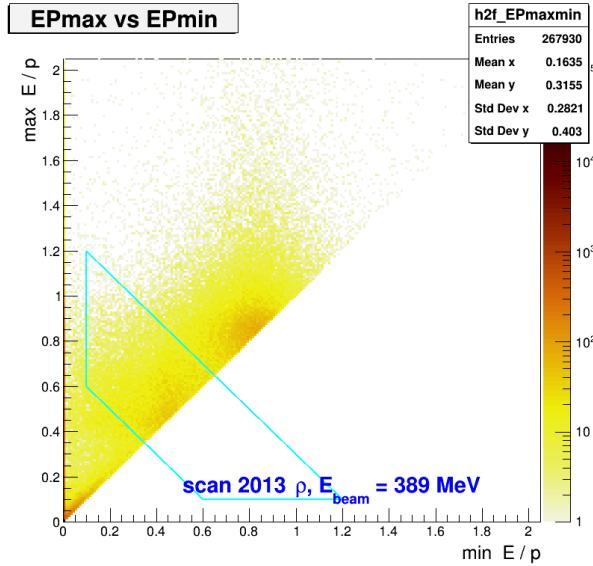


Рис. 20: Распределение отношения энерговыделения трека к импульсу трека. Голубой линией обозначены условия отбора по  $E_i/p_i$ . Экспериментальные данные сезона 2013  $\rho$ ,  $E_{beam} = 394$  МэВ.

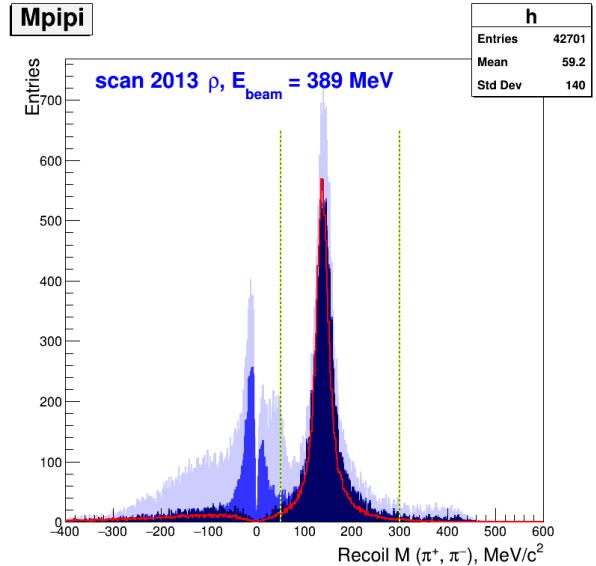
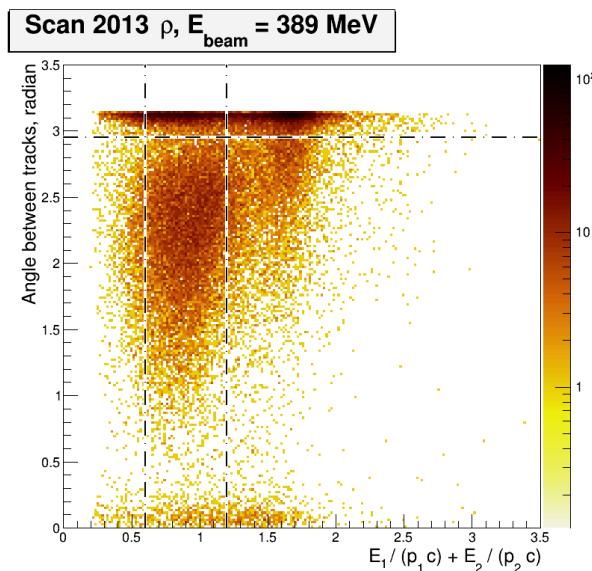
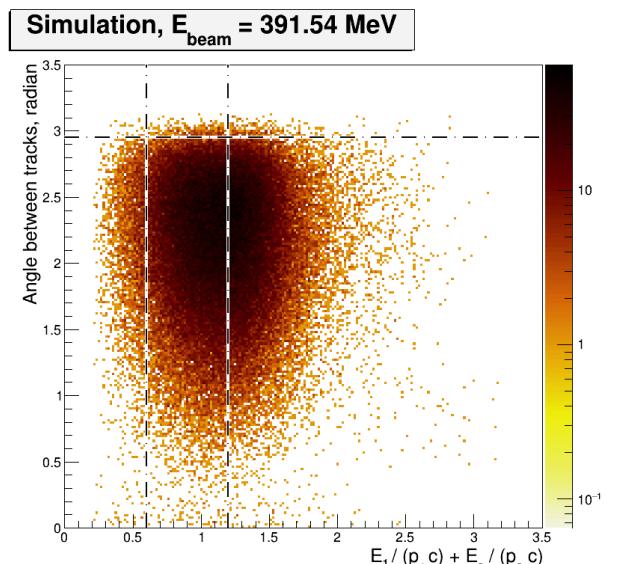


Рис. 21: Тёмно-синяя гистограмма — с отбором по  $E/p$  и  $\Omega_{\pi^+\pi^-}$ , синяя гистограмма — с отбором по  $E/p$ , блеклая гистограмма — до отбора по  $E/p$ , красная линия — моделирование после отбора по  $E/p$  и  $\Omega_{\pi^+\pi^-}$ , зелёно-жёлтая штрихованная линии — условия отбора по  $M_{recoil}^{\pi^+\pi^-}$ .



(a) Данные сезона 2013  $\rho$ ,  $E_{beam} = 389$  МэВ.



(b) Simulation  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $E_{beam} = 391.54$  МэВ.

Рис. 22: Distribution of an angle between tracks  $\Omega_{\pi^+\pi^-}$  versus  $E_1/p_1 + E_2/p_2 < 1$ . Vertical lines represent the used cut on  $\sum E_i/p_i$ .

щим в том числе в области взаимодействия пучков или рядом с ней — считается такой трек, который удовлетворяет следующим условиям:

- максимально расстояние между треком и орбитой пучков не более 6 см в плоскости  $\rho - \varphi$ ;
- $\chi^2_R < 100$  из подгонки хитов ДК в  $\rho - \varphi$  плоскости;
- $\chi^2_Z < 100$  из подгонки хитов ДК в  $\rho - z$  плоскости.

Более того требуется, чтобы хотя бы одна из частиц летела в цилиндрический калориметр:  $0.9 < \theta < \pi - 0.9$ . Последние условие, как правило, обеспечивается одним из треков, ввиду неэффективности восстановления треков при малых полярных углах.

Затем для каждого события вычисляется полная энергия  $E_{sys}$  и полный импульс  $P_{sys}$  системы частиц, причём для нейтральных частиц импульс приравнивается к их энергии, а энергия заряженных частиц рассчитывается как  $E = \sqrt{p^2 + m_e^2}$ . Таким образом последние частицы предполагаются электронами или позитронами с массой  $m_e$ . На полный импульс  $P_{sys}$  и полную энергию  $E_{sys}$  полученной системы частиц накладываются нижеприведённые условия:

- $P_{sys} < 0.25\sqrt{s}$ ;
- $\frac{2}{3}\sqrt{s} + P_{sys} < E_{sys} < 1.25\sqrt{s}$ .

Для определения эффективности триггера отбираются события с  $\min(E/p) > 0.8$  и  $\max(E/p) < 2$ . Такое условие позволяет дополнительно подавить фон от минимально ионизирующих частиц  $\pi^\pm$  и  $\mu^\pm$ . при этом происходят два вида отборов с количеством летящих в цилиндрическую часть детектора частиц: не меньшим одного и не меньше трёх.

Дополнительно для каждого события сохраняется информация о том, какой из триггеров сработал:

- нейтральный триггер;
- заряженный триггер;
- полный триггер, то есть в событие сработал и заряженный, и нейтральный триггер.

Теперь для каждой точки по энергии определяются количества событий, в которых сработал:

- только нейтральный триггер —  $N_{NT}$ ;
- только заряженный триггер —  $N_{CT}$ ;
- полный триггер —  $N_{tot}$ .

На основе этих данных рассчитывается эффективности нейтрального триггера  $\varepsilon_{NT}$ , заряженного триггера  $\varepsilon_{CT}$  и полного триггера  $\varepsilon_{tot}$ . Пусть произошло  $N$  событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ , тогда можно записать систему уравнений:

$$N_{NT} = \varepsilon_{NT} \cdot (1 - \varepsilon_{CT}) \cdot N, \quad (20)$$

$$N_{CT} = (1 - \varepsilon_{NT}) \cdot \varepsilon_{CT} \cdot N, \quad (21)$$

$$N_{tot} = \varepsilon_{NT} \cdot \varepsilon_{CT} \cdot N. \quad (22)$$

Разрешим данные связи относительно искомых эффективностей:

$$\varepsilon_{NT} = \frac{N_{tot}}{N_{tot} + N_{CT}}, \quad (23)$$

$$\varepsilon_{CT} = \frac{N_{tot}}{N_{tot} + N_{NT}}, \quad (24)$$

$$\varepsilon_{tot} = \frac{N_{tot}(N_{tot} + N_{CT} + N_{NT})}{(N_{tot} + N_{CT})(N_{tot} + N_{NT})} \quad (25)$$

$$= 1 - (1 - \varepsilon_{NT})(1 - \varepsilon_{CT}). \quad (26)$$

Положив статистическую неопределенность  $N_i$ , где  $i = NT, CT$ , и  $tot$ , равными  $\Delta N_i = \sqrt{N_i}$  можно вычислить погрешности определения эффективностей, воспользовавшись формулой переноса ошибок.

$$\Delta\varepsilon_{NT} = \frac{1}{(N_{TC} + N_T)^2} [N_{TC}N_T(N_{TC} + N_T)]^{\frac{1}{2}}$$

$$\Delta\varepsilon_{CT} = \frac{1}{(N_{TC} + N_C)^2} [N_{TC}N_C(N_{TC} + N_C)]^{\frac{1}{2}}$$

$$\Delta\varepsilon_{tot} = \left[ (1 - \varepsilon_{NT})^2 \Delta\varepsilon_{CT}^2 + (1 - \varepsilon_{CT})^2 \Delta\varepsilon_{NT}^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Основными фоновыми процессами для  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  являются процессы

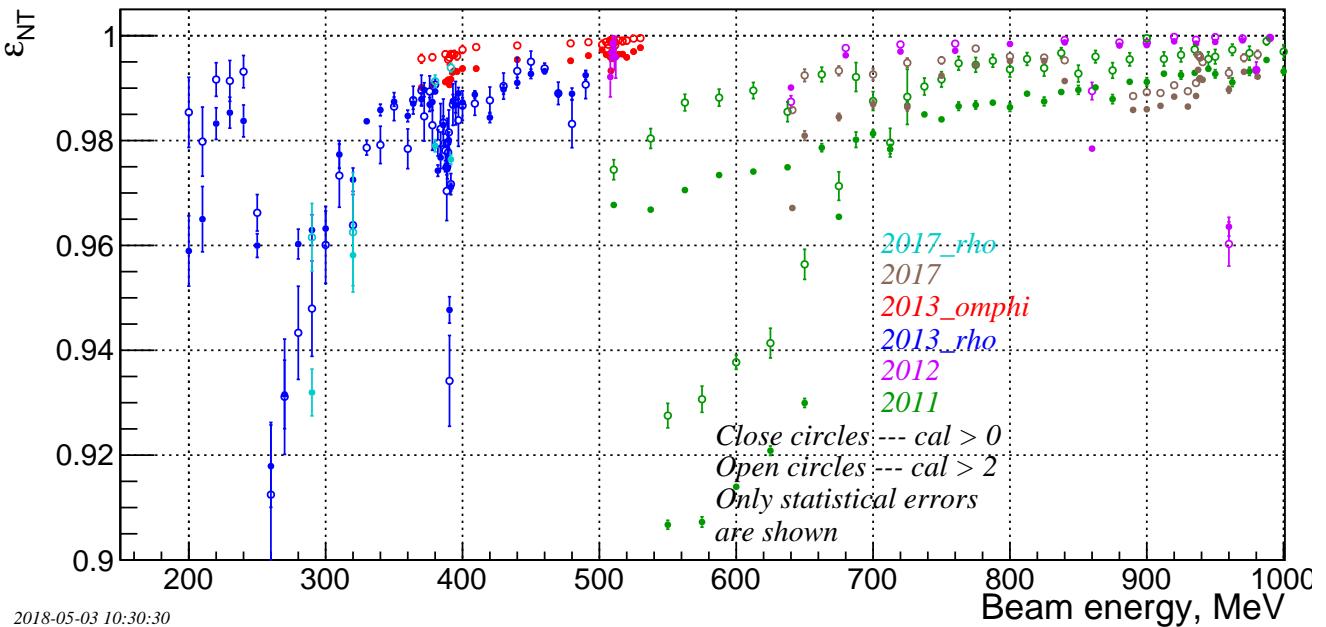


Рис. 23: Эффективность нейтрального триггера.

$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-2\gamma$ . Так как эти процессы носят резонансный характер, то их вклад в ошибку определения эффективности триггера будет наиболее большим в области  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$  резонансов. Для подавление событий с заряженными пионами используется ограничение на отношение импульса частицы, измеренного трековой системой детектора, к энергии, определённой по данным калориметра. Для электронов и позитронов это отношение близко к единице. В случае пионов оно пикуется в области  $P/E = \sqrt{1 - m_{\pi^\pm}^2/E^2}$ , так для энергии пиона равной 300 МэВ расчётное  $P/E \simeq 0.88$ .

Далее определялась эффективность нейтрального триггера, а также заряженного и полного, в зависимости от диапазона полярных углов частиц. Будем накладывать ограничение на минимальный угол  $\theta_{min}$  между частицами и осью пучков. Из рисунка **рисунок** видно, что начиная с  $\theta_{min} = 0.9$  эффективность стабилизируется и перестаёт зависеть от  $\theta_{min}$ , далее для определения эффективности триггера будет использоваться именно это значение минимального угла.

Теперь определим эффективности триггеров для всей статистики, используемой в данной работе. На рисунке 23 представлена зависимость эффективностей от энергии в системе центра масс. Видно, что области резонансов наблюдаются некоторые провалы в эффективностях, наиболее ярко это видно для заряженного триггера.

### 3.6.4 Учёт радиационных поправок

## **4 Заключение**

В течении всего периода работы детектора КМД -3 систематически проводились калибровки и ремонтное обслуживание электроники катодного тракта Z-камеры. Разработан алгоритм нахождения и восстановления продольной координаты кластера по катодным полоскам Z-камеры. Этот алгоритм добавлен в модуль реконструкции кластера Z-камеры. На событиях Баба рассеяния получено пространственное разрешение 500 мкм. Разработан алгоритм отделения треков, принадлежащих каонам и пионам, от других треков. Отлажен алгоритм разделения каонов от пионов в четырёх-трековых и трёх-трековых событиях для процесса . Определен набор условий для отбора событий этого процесса. С использованием моделирования по фазовому объему вычислена эффективность регистрации. Построено сечение процесса . Выделены четыре промежуточных состояния процесса . Для улучшения точности восстановления импульса трека в программу добавлен кинематический фит. В заключение хотелось бы выразить благодарность Г.В. Федотовичу, Е.П. Солодову, А.С. Попову, И.Б. Логашенко, Б.И. Хазину за полезные советы и помочь. А тек же, я хочу поблагодарить весь коллектив детектора КМД-3 и комплекса ВЭПП-2000 за их огромный вклад в эксперимент.

# Список литературы

- [Aba+14] E.V. Abakumova, M.N. Achasov, D.E. Berkaev, V.V. Kaminsky и др. “A system of beam energy measurement based on the Compton backscattered laser photons for the VEPP-2000 electron-positron collider”. в: *Nucl.Instrum.Meth.* A744 (2014), с. 35–40. DOI: [10.1016/j.nima.2014.01.020](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.01.020). arXiv: [1310.7764 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/1310.7764).
- [Ach+00] M. N. Achasov и др. “Experimental study of the processes  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma, \pi^0\gamma$  at VEPP-2M”. в: *Eur. Phys. J.* C12 (2000), с. 25–33. DOI: [10.1007/s100529900222](https://doi.org/10.1007/s100529900222).
- [Ach+03a] M. N. Achasov и др. “Experimental study of the  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  process in the energy region  $\sqrt{s} = 0.60$ -GeV – 0.97-GeV”. в: *Phys. Lett.* B559 (2003), с. 171–178. DOI: [10.1016/S0370-2693\(03\)00336-8](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00336-8). arXiv: [hep-ex/0302004 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0302004).
- [Ach+03b] M. N. Achasov и др. “Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  in the energy region  $\sqrt{s}$  below 0.98-GeV”. в: *Phys. Rev.* D68 (2003), с. 052006. DOI: [10.1103/PhysRevD.68.052006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.052006). arXiv: [hep-ex/0305049 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0305049).
- [Ach+06] M. N. Achasov и др. “Study of the  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  process with SND detector at the VEPP-2M  $e^+e^-$  collider”. в: *Phys. Rev.* D74 (2006), с. 014016. DOI: [10.1103/PhysRevD.74.014016](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.014016). arXiv: [hep-ex/0605109 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0605109).
- [Ach+14] M. N. Achasov и др. “Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  in the center-of-mass energy range 1.07–2.00 GeV”. в: *Phys. Rev.* D90.3 (2014), с. 032002. DOI: [10.1103/PhysRevD.90.032002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.032002). arXiv: [1312.7078 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1312.7078).
- [Ach+16] M. N. Achasov и др. “Study of the reaction  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  with the SND detector at the VEPP-2M collider”. в: *Phys. Rev.* D93.9 (2016), с. 092001. DOI: [10.1103/PhysRevD.93.092001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.092001). arXiv: [1601.08061 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1601.08061).
- [Ach+97] M. N. Achasov и др. “First physical results from SND detector at VEPP-2M”. в: (1997). arXiv: [hep-ex/9710017 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9710017).
- [Akh+01] R. R. Akhmetshin и др. “Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  in center-of-mass energy range 600-MeV to 1380-MeV at CMD-2”. в: *Phys. Lett.* B509 (2001), с. 217–226. DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00567-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00567-6). arXiv: [hep-ex/0103043 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0103043).
- [Akh+04] R. R. Akhmetshin и др. “Reanalysis of hadronic cross-section measurements at CMD-2”. в: *Phys. Lett.* B578 (2004), с. 285–289. DOI: [10.1016/j.physletb.2003.10.108](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.10.108). arXiv: [hep-ex/0308008 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0308008).
- [Akh+05] R. R. Akhmetshin и др. “Study of the processes  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma, \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$  in the c.m. energy range 600-MeV to 1380-MeV at CMD-2”. в: *Phys. Lett.* B605 (2005), с. 26–36. DOI: [10.1016/j.physletb.2004.11.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.11.020). arXiv: [hep-ex/0409030 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0409030).
- [Akh+09] R.R. Akhmetshin, D.N. Grigoriev, V.F. Kazanin, S.M. Tsaregorodtsev и др. “Status of the endcap BGO calorimeter of the CMD-3 detector”. в: *Phys.Atom.Nucl.* 72 (2009), с. 477–481. DOI: [10.1134/S1063778809030119](https://doi.org/10.1134/S1063778809030119).
- [Akh+95] R. R. Akhmetshin и др. “Measurement of  $\phi$  meson parameters with CMD-2 detector at VEPP-2M collider”. в: *Phys. Lett.* B364 (1995), с. 199–206. DOI: [10.1016/0370-2693\(95\)01394-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)01394-6).
- [Akh+99] R. R. Akhmetshin и др. “Study of the radiative decay  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  with CMD-2 detector”. в: *Phys. Lett.* B460 (1999), с. 242–247. DOI: [10.1016/S0370-2693\(99\)00748-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00748-0). arXiv: [hep-ex/9907003 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9907003).

- [AKV10] A. I. Ahmadov, E. A. Kuraev и M. K. Volkov. “Contributions of semi-hadronic states  $P\gamma; S\gamma, \pi^+\pi^-\gamma$  to amm of muon, in frames of Nambu–Jona-Lasinio model”. в: *Phys. Part. Nucl. Lett.* 7 (2010), с. 334—337. DOI: [10.1134/S1547477110050055](https://doi.org/10.1134/S1547477110050055). arXiv: [1002.1797 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1002.1797).
- [All+06] John Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo и др. “Geant4 developments and applications”. в: *IEEE Trans.Nucl.Sci.* 53 (2006), с. 270. DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
- [Amb+08] F. Ambrosino и др. “Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  in the  $\phi$ -meson mass region with the KLOE detector”. в: *Phys. Lett.* B669 (2008), с. 223—228. DOI: [10.1016/j.physletb.2008.09.056](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.09.056). arXiv: [0807.4909 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0807.4909).
- [Ana+92] E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, V.E. Fedorenko, G.V. Fedotovich и др. “Z chamber and the trigger of the CMD-2 detector”. в: *Nucl.Instrum.Meth.* A323 (1992), с. 178—183. DOI: [10.1016/0168-9002\(92\)90285-C](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90285-C).
- [Ani+13] A.V. Anisenkov, V.M. Aulchenko, L.M. Barkov, N.S. Bashtovoy и др. “Barrel calorimeter of the CMD-3 detector”. в: *Nucl.Instrum.Meth.* A732 (2013), с. 463—465. DOI: [10.1016/j.nima.2013.07.044](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.07.044).
- [Ani+17] A. V. Anisenkov и др. “Energy calibration of the barrel calorimeter of the CMD-3 detector”. в: *JINST* 12.04 (2017), P04011. DOI: [10.1088/1748-0221/12/04/P04011](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/04/P04011).
- [Aub+04] Bernard Aubert и др. “Study of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  process using initial state radiation with BaBar”. в: *Phys. Rev.* D70 (2004), с. 072004. DOI: [10.1103/PhysRevD.70.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.70.072004). arXiv: [hep-ex/0408078 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0408078).
- [Aub+06] Bernard Aubert и др. “Measurement of the  $\eta$  and  $\eta'$  transition form-factors at  $q^2 = 112 \text{ GeV}^2$ ”. в: *Phys. Rev.* D74 (2006), с. 012002. DOI: [10.1103/PhysRevD.74.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.74.012002). arXiv: [hep-ex/0605018 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0605018).
- [Aul+00] V. M. Aulchenko и др. “The process  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  near the  $\phi$  resonance”. в: *J. Exp. Theor. Phys.* 90 (2000). [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 90, 1067(2000)], с. 927—938. DOI: [10.1134/1.559181](https://doi.org/10.1134/1.559181).
- [Aul+15] V. M. Aulchenko и др. “CsI calorimeter of the CMD-3 detector”. в: *JINST* 10.10 (2015), P10006. DOI: [10.1088/1748-0221/10/10/P10006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/10/P10006).
- [Ben+06] G.W. Bennett и др. “Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL”. в: *Phys.Rev.* D73 (2006), с. 072003. DOI: [10.1103/PhysRevD.73.072003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.072003). arXiv: [hep-ex/0602035 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602035).
- [Ben+99] Maurice Benayoun, L. DelBuono, S. Eidelman, V. N. Ivanchenko и др. “Radiative decays, nonet symmetry and SU(3) breaking”. в: *Phys. Rev.* D59 (1999), с. 114027. DOI: [10.1103/PhysRevD.59.114027](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.114027). arXiv: [hep-ph/9902326 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9902326).
- [Ber+12] D. Berkaev, A. Kirpotin, I. Koop, A. Lysenko и др. “VEPP-2000 operation with round beams in the energy range from 1-GeV to 2-GeV”. в: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 225-227 (2012), с. 303—308. DOI: [10.1016/j.nuclphysbps.2012.02.063](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2012.02.063).
- [BFT96] Patricia Ball, J. M. Frere и M. Tytgat. “Phenomenological evidence for the gluon content of  $\eta$  and  $\eta'$ ”. в: *Phys. Lett.* B365 (1996), с. 367—376. DOI: [10.1016/0370-2693\(95\)01287-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)01287-7). arXiv: [hep-ph/9508359 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9508359).
- [BM61] Claude Bouchiat и Louis Michel. “La résonance dans la diffusion méson  $\pi$  — méson  $\pi$  et le moment magnétique anormal du méson  $\mu$ ”. в: *Journal de Physique et le Radium* 22.2 (1961), с. 121—121. DOI: [10.1051/jphysrad:01961002202012101](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01961002202012101).
- [Cos+76] G. Cosme и др. “New Measurements with the Orsay Electron-Positron Storage Ring of the Radiative Decay Modes of the  $\phi$ -Meson”. в: *Phys. Lett.* B63 (1976), с. 352—356. DOI: [10.1016/0370-2693\(76\)90281-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(76)90281-1).

- [Dan+96] V. V. Danilov, P. M. Ivanov, I. A. Koop, I. N. Nesterenko и др. “The concept of round colliding beams”. в: *Conf. Proc.* C960610 (1996). [,1149(1996)], с. 1149–1151.
- [Dol+89] S. I. Dolinsky и др. “Radiative Decays of  $\rho$  and  $\omega$  Mesons”. в: *Z. Phys.* C42 (1989), с. 511. DOI: [10.1007/BF01557655](https://doi.org/10.1007/BF01557655).
- [Dru+84] V. P. Druzhinin и др. “Measurement of  $\phi$  Meson Radiative Decays at the Storage Ring Vepp-2M With the Neutral Detector”. в: *Phys. Lett.* B144 (1984), с. 136–140. DOI: [10.1016/0370-2693\(84\)90192-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(84)90192-8).
- [Dur62] Loyal Durand. “Pionic Contributions to the Magnetic Moment of the Muon”. в: *Phys. Rev.* 128 (1962), с. 441–448. DOI: [10.1103/PhysRev.128.441](https://doi.org/10.1103/PhysRev.128.441).
- [EN07] Rafel Escribano и Jordi Nadal. “On the gluon content of the  $\eta$  and  $\eta'$  mesons”. в: *JHEP* 05 (2007), с. 006. DOI: [10.1088/1126-6708/2007/05/006](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/05/006). arXiv: [hep-ph/0703187 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703187).
- [Fel00] Thorsten Feldmann. “Quark structure of pseudoscalar mesons”. в: *Int.J.Mod.Phys.* A15 (2000), с. 159–207. arXiv: [hep-ph/9907491 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907491).
- [Gar+60] R. L. Garwin, D. P. Hutchinson, S. Penman и G. Shapiro. “Accurate Determination of the  $\mu^+$  Magnetic Moment”. в: *Phys. Rev.* 118 (1960), с. 271–283. DOI: [10.1103/PhysRev.118.271](https://doi.org/10.1103/PhysRev.118.271).
- [GD69] M. Gourdin и E. De Rafael. “Hadronic contributions to the muon g-factor”. в: *Nucl. Phys.* B10 (1969), с. 667–674. DOI: [10.1016/0550-3213\(69\)90333-2](https://doi.org/10.1016/0550-3213(69)90333-2).
- [Gra+10] F. Grancagnolo, G. Fiore, F.V. Ignatov, A.V. Karavdina и др. “Drift chamber for the CMD-3 detector”. в: *Nucl.Instrum.Meth.* A623 (2010), с. 114–116. DOI: [10.1016/j.nima.2010.02.166](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.166).
- [Gra+15] J. Grange и др. “Muon ( $g-2$ ) Technical Design Report”. в: (2015). arXiv: [1501.06858 \[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1501.06858).
- [Hag+04] Kaoru Hagiwara, A. D. Martin, Daisuke Nomura и T. Teubner. “Predictions for  $g-2$  of the muon and  $\alpha_{QED}(M_Z^2)$ ”. в: *Phys. Rev.* D69 (2004), с. 093003. DOI: [10.1103/PhysRevD.69.093003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.69.093003). arXiv: [hep-ph/0312250 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0312250).
- [Hag+11] Kaoru Hagiwara, Ruofan Liao, Alan D. Martin, Daisuke Nomura и др. “( $g-2)_\mu$  and  $\alpha(M_Z^2)$  re-evaluated using new precise data”. в: *J. Phys.* G38 (2011), с. 085003. DOI: [10.1088/0954-3899/38/8/085003](https://doi.org/10.1088/0954-3899/38/8/085003). arXiv: [1105.3149 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1105.3149).
- [Jeg17] Friedrich Jegerlehner. “The Anomalous Magnetic Moment of the Muon”. в: *Springer Tracts Mod. Phys.* 274 (2017), pp.1–693. DOI: [10.1007/978-3-319-63577-4](https://doi.org/10.1007/978-3-319-63577-4).
- [Kha10] B.I. Khazin. “Detectors and physics at VEPP-2000”. в: *Nucl.Instrum.Meth.* A623 (2010), с. 353–355. DOI: [10.1016/j.nima.2010.02.246](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.02.246).
- [KO67] T. Kinoshita и R. J. Oakes. “Hadronic contributions to the muon magnetic moment”. в: *Phys. Lett.* 25B (1967), с. 143–145. DOI: [10.1016/0370-2693\(67\)90209-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(67)90209-2).
- [NJ61] Yoichiro Nambu и G. Jona-Lasinio. “Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. 1.” в: *Phys.Rev.* 122 (1961), с. 345–358. DOI: [10.1103/PhysRev.122.345](https://doi.org/10.1103/PhysRev.122.345).
- [Nom18] Daisuke Nomura. “Hadronic Leading Order Contribution to the Muon  $g-2$ ”. в: *EPJ Web Conf.* 179 (2018), с. 01016. DOI: [10.1051/epjconf/201817901016](https://doi.org/10.1051/epjconf/201817901016).
- [ODo81] Patrick J. O’Donnell. “Radiative decays of mesons”. в: *Rev. Mod. Phys.* 53 (1981), с. 673. DOI: [10.1103/RevModPhys.53.673](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.53.673).
- [Oli+14] K. A. Olive и др. “Review of Particle Physics”. в: *Chin. Phys.* C38 (2014), с. 090001. DOI: [10.1088/1674-1137/38/9/090001](https://doi.org/10.1088/1674-1137/38/9/090001).
- [Sai12] Naohito Saito. “A novel precision measurement of muon  $g-2$  and EDM at J-PARC”. в: *AIP Conf. Proc.* 1467 (2012), с. 45–56. DOI: [10.1063/1.4742078](https://doi.org/10.1063/1.4742078).

- [Sak60] J.J. Sakurai. “Theory of strong interactions”. в: *Annals Phys.* 11 (1960), с. 1—48. doi: [10.1016/0003-4916\(60\)90126-3](https://doi.org/10.1016/0003-4916(60)90126-3).
- [Sha+18] Yu. Shatunov и др. “Commissioning of the Electron-Positron Collider VEPP-2000 after the Upgrade”. в: *Phys. Part. Nucl. Lett.* 15.3 (2018), с. 310—314. doi: [10.1134/S1547477118030160](https://doi.org/10.1134/S1547477118030160).
- [Бук03] А.Д. Букин. “О кинематической реконструкции событий”. в: *Препринт ИЯФ* 27 (2003).
- [Бук05] А.Д. Букин. “О кинематической реконструкции событий”. в: *Препринт ИЯФ* 51 (2005).
- [Бук08] А.Д. Букин. “Программа кинематической реконструкции событий”. в: *Препринт ИЯФ* 3 (2008).
- [Кар+08] А. В. Каравдина, Д. А. Горбачёв, Ф. В. Игнатов, С. Г. Пивоваров и др. “Восстановление треков заряженных частиц в дрейфовой камере детектора КМД-3”. в: *Вестник Новосибирского государственного университета: физика* 3 (2008), с. 47—55. ISSN: 1818-7994.