

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ

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

На правах рукописи

БАРНЯКОВ Александр Юрьевич

**Измерение основных параметров системы
черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель

Онучин Алексей Павлович
доктор физ.-мат. наук, профессор

НОВОСИБИРСК – 2015

Содержание

Введение	4
ГЛАВА 1. Черенковские детекторы на e^+e^- коллайдерах	7
1.1. Пороговые черенковские счетчики	8
1.1.1. Водяные счетчики в эксперименте на ВЭПП-2	8
1.1.2. Газовые счетчики в детекторе МД-1	8
1.1.3. Газовые и аэрогелевые счетчики в детекторе TASSO	9
1.1.4. Аэрогелевые черенковские счетчики детектора Belle	9
1.1.5. Аэрогелевые счетчики АШИФ	11
1.2. Детекторы черенковских колец (ДЧК, RICH)	13
1.2.1. ДЧК RICH детектора DELPHI, ДЧК CRID детектора SLD	13
1.2.2. ДЧК DIRC детектора BaBar	15
1.2.3. ДЧК детектора CLEO-III	17
1.3. Перспективные разработки черенковских детекторов	18
1.3.1. ДЧК FDIRC и ДЧК TOP	18
1.3.2. ДЧК ФАРИЧ (FARICH)	21
ГЛАВА 2. Детектор КЕДР	24
ГЛАВА 3. Аэрогелевые счетчики АШИФ детектора КЕДР	31
3.1. Метод АШИФ	31
3.2. Конструкция счетчиков АШИФ	32
3.2.1. Аэрогель	35
3.2.2. Переизлучатели спектра	36
3.2.3. Фотоумножители	38
3.2.4. Электроника	38
3.2.5. Сборка счетчиков	39
3.3. Испытание счетчика на пучке адронов	41
3.3.1. Число фотоэлектронов и неоднородность счетчика	42
3.3.2. π/K -разделение	44

3.3.3. Временное разрешение	45
ГЛАВА 4. Долговременная стабильность счетчиков АШИФ . .	47
4.1. Причины уменьшения амплитуды сигнала счетчиков АШИФ . .	49
4.1.1. Светосбор в аэрогеле	51
4.1.2. Квантовая эффективность фотоумножителя	52
4.1.3. Переизлучатели спектра и оптический контакт	54
4.1.4. Тефлон	56
4.2. Влияние воды на оптические параметры аэрогеля	57
4.2.1. Относительный светосбор и длина поглощения света	59
4.2.2. Светосбор в счетчике АШИФ	64
4.2.3. Процедура отбора аэрогеля	66
4.2.4. Показатель преломления	67
4.2.5. Длина рассеяния света	70
ГЛАВА 5. Статус системы АШИФ детектора КЕДР	75
5.1. Исследование параметров системы	75
5.1.1. Калибровка положения системы	75
5.1.2. Неоднородность светосбора в баррельных счетчиках	77
5.2. π/K -разделение	80
5.2.1. Параметры разделения I-го и II-го слоя системы	84
5.2.2. Параметры разделения в двухслойной системе	86
5.3. Эффективность регистрации событий упругого e^+e^- -рассеяния .	91
5.4. Обсуждение полученных результатов	93
Заключение	98
Литература	101

Введение

Для проведения экспериментов на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М в диапазоне энергий $2 \div 11$ ГэВ в системе центра масс в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН был создан универсальный детектор КЕДР [1]. Детектор КЕДР обладает рядом преимуществ по сравнению с другими универсальными детекторами.

- В цилиндрической части электромагнитного калориметра в качестве радиатора используется 27 тон жидкого криптона. Внутренний слой калориметра имеет структуру электродов в виде чередующихся продольных и поперечных полосок. Это позволяет определять координату конверсии γ -квантов с энергией 100 МэВ с точностью ~ 1 мм, что на порядок лучше, чем в калориметрах на основе кристаллов CsI.
- Уникальная система регистрации рассеянных электронов дает высокую эффективность регистрации двухфотонных процессов и хорошее разрешение по инвариантной массе.
- Система идентификации частиц на основе пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков построена по уникальной схеме светосбора АШИФ (Аэрогель ШИФтер Фотоумножитель). Данная схема была предложена и разработана в ИЯФ СО РАН [2]. Система обеспечивает π/K -разделение в диапазоне импульсов от 0.6 до 1.5 ГэВ/с на уровне 4σ [3, 4, 5], что не уступает по качеству разделения в этом же диапазоне импульсов таким детекторам, как BaBar (США), Belle (Япония), BESIII (Китай).

На комплексе ВЭПП-4М реализованы два подхода к измерению энергии пучков. Метод резонансной деполяризации (РД)[6], предложенный и разработанный в ИЯФ СО РАН, в экспериментах с детектором КЕДР дает точность измерения 10^{-6} . Второй метод — обратное комптоновское рассеяние лазерного излучения на встречном пучке (ОКР)[7, 8], который в экспериментах с детектором КЕДР дает точность 10^{-5} . Важным преимуществом метода ОКР является возможность измерения энергии во время набора экспериментальных данных. Используя эти методы измерения энергии пучка, на детекторе КЕДР в 2003–2011 гг. с рекордно высокой точностью измерены массы J/ψ -, $\psi(2S)$ -, $\psi(3770)$ -мезонов [9, 10, 11] и τ -лептона [12], определены величины $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{ee}/\Gamma$ и $\Gamma_{ee} \times \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma$ J/ψ -мезона [13, 14].

В 2013 году в детектор была в полном объеме (160 счетчиков с тысячей литров аэрогеля) установлена и введена в эксплуатацию система идентификации частиц на основе черенковских счетчиков АШИФ. Данная работа посвящена разработке и созданию системы счетчиков АШИФ детектора КЕДР. Универсальные детекторы для экспериментов по физике элементарных частиц— это, как правило, сложные и дорогостоящие установки, предназначенные для проведения экспериментов в течении нескольких лет. Поэтому вопрос о долговременной стабильности его систем— очень актуален. Для счетчиков АШИФ были проведены исследования долговременной стабильности и причин уменьшения амплитуды сигнала, которые показали, что счетчики способны эффективно работать в условиях детектора КЕДР более 14 лет [15, 16, 17].

Наличие системы АШИФ с высоким качеством идентификации в детекторе КЕДР позволяет измерять вероятности распадов Ψ - и Υ -мезонов, а так же улучшить точность измерения массы D -мезонов [18]. В настоящее время в области энергий Ψ -мезонов ведется набор данных с двумя детекторами: BES-III на коллайдере BEPC-II (г. Пекин) и КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М (г. Новосибирск). Несмотря на то, что светимость BEPC-II на $2 \div 3$ порядка больше, чем у ВЭПП-4М, наличие специализированной системы идентификации частиц позволяет провести измерения вероятностей некоторых распадов Ψ -мезонов с меньшей систематической ошибкой. В рамках эксперимента КЕДР планируется набрать статистику на $\Psi(3770)$ -мезоне для нового, более точного, измерения масс D -мезонов и на резонансах J/ψ и Ψ' для измерения их относительных вероятностей распадов в $p\bar{p}$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $p\bar{p}\gamma$, $K^+K^-\gamma$, $\pi^+\pi^-\gamma$.

Данная работа состоит из введения, заключения и пяти глав. В главе 1 дан краткий обзор черенковских счетчиков, внесших заметный вклад в развитие методики экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках. Описание детектора и его систем содержится в главе 2. В главе 3 описан уникальный метод светосбора АШИФ, разработанный для системы черенковских счетчиков детектора КЕДР, приведены результаты измерений параметров первых счетчиков АШИФ на выведенном пучке адронов. Исследования долговременной стабильности счетчиков АШИФ и причин уменьшения амплитуды сигнала в счетчиках представлены в главе 4. Результаты исследования эффективности системы в условиях детектора КЕДР приведены в главе 5. В заключении приводятся основные выводы и результаты, полученные в ходе работы.

На защиту выносятся следующие положения.

Разработка системы аэрогелевых черенковских счетчиков детектора КЕДР.

Исследование изменения длины поглощения света в аэрогеле при адсорбции воды.

Расчет методом Монте-Карло изменения коэффициента светосбора в счетчике АШИФ при адсорбции аэрогелем воды.

Исследование стабильности амплитуды сигнала в счетчиках АШИФ в течение 14 лет.

Первые измерения эффективности регистрации и качества идентификации частиц в системе АШИФ детектора КЕДР.

ГЛАВА 1

Черенковские детекторы на e^+e^- коллайдерах

Существует множество типов и модификаций черенковских счетчиков, применяемых в экспериментах по физике элементарных частиц. Это и огромные нейтринные телескопы, использующие в качестве радиаторов природные массивы воды, льда, атмосферу, и сравнительно маленькие счетчики, работающие в ограниченном пространстве в экспериментах со встречными пучками заряженных частиц. Все это многообразие не представляется возможным описать в одной работе. Поэтому в этом разделе дано краткое описание нескольких черенковских счетчиков, внесших заметный вклад в развитие методики экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках, а так же несколько перспективных разработок для будущих экспериментов.

Основные свойства излучения Вавилова-Черенкова, применяемые в физике высоких энергий, — это пороговое поведение, то есть если заряженная частица имеет скорость ниже некоторого порога, то излучения нет, и четкая зависимость угла излучения (Θ_c) от скорости частицы:

$$\cos \Theta_c = \frac{1}{n(\lambda)\beta}, \quad (1.1)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$, n — показатель преломления среды, λ — длина волны излученного фотона. Число черенковских фотонов, испущенных на единице длины пути с длинами волн в интервале от λ_1 до λ_2 :

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (1.2)$$

для $\beta > \frac{1}{n(\lambda)}$, z — зарядовое число излучающей частицы, $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры. Число зарегистрированных фотонов зависит от светосбора, квантовой эффективности фотодетектора, дисперсии показателя преломления среды. В экспериментах на встречных пучках, где задача сводится в основном к регистрации элементарных частиц ($z = 1$) в большом телесном угле, применяются только два типа черенковских счетчиков: пороговые и детекторы черенковских колец (ДЧК или RICH).

1.1. Пороговые черенковские счетчики

1.1.1. Водяные счетчики в эксперименте на ВЭПП-2

Самыми первыми черенковскими счетчиками, использованными в экспериментах на электрон-позитронном коллайдере, были водяные черенковские счетчики ВЭПП-2. Система счетчиков состояла всего из двух счетчиков в форме полого параллелепипеда из алюминия с размерами $420 \times 420 \times 68$ мм. В качестве радиатора использовалась вода ($n=1.33$), что соответствует пороговой энергии для пионов $E_{\text{пор}}(\pi)=210$ МэВ, а для каонов $E_{\text{пор}}(K)=760$ МэВ. Внутренние стенки счетчика были покрыты краской с высоким коэффициентом отражения. В каждом счетчике свет регистрировался с помощью четырех ФЭУ-30 (\varnothing ФК=5 см). Эффективность регистрации, измеренная на событиях упругого электрон-позитронного рассеяния, составляла $(99.3 \pm 0.4)\%$; расчетная эффективность регистрации каонов при энергии 630 и 590 МэВ – меньше 1% [19]. С помощью этой системы в 1970 году на ускорителе ВЭПП-2 в области энергий выше Φ -мезона исследовались двух-частичные коллинеарные события, рожденные в процессе электрон-позитронного взаимодействия: $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ [20]. Применение этой системы позволяло надежно разделять их, а также отделить двойное электророждение электрон-позитронной пары от многочастичных процессов. В этом эксперименте удалось обнаружить многоадронные события. Впоследствии развитие теории и эксперимента показали, что это было одно из первых экспериментальных наблюдений рождения легких кварков в реакции электрон-позитронной аннигиляции.

1.1.2. Газовые счетчики в детекторе МД-1

С детектором МД-1 в Институте в 1980-1985 гг. была проведена серия успешных экспериментов на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4 в области Υ -мезонов. Для разделения π - и K -мезонов с энергиями от 0.7 до 2.5 ГэВ в детекторе были применены пороговые газовые черенковские счетчики. Восемь счетчиков закрывали 60% телесного угла, в качестве радиатора использовался этилен под давлением 25 атмосфер, что соответствует показателю преломления $n=1.02$. Каждый счетчик представлял собой параллелепипед с толстыми стенками из алюминия (~ 20 мм) и размерами $1600 \times 700 \times 250$ мм. Черенковский свет регистрировался ФЭУ (58DVP с диаметром фотокатода 15 см по 4

штуки на каждый счетчик) через кварцевые окна и зеркальные световоды. Эффективность регистрации пионов с импульсом 2 ГэВ/с составляла 95% при вероятности ложной идентификации каона как пион 7% [21].

1.1.3. Газовые и аэрогелевые счетчики в детекторе TASSO

На электрон-позитронном коллайдере PETRA в DESY (Германия) для эксперимента TASSO была создана система пороговых черенковских счетчиков на основе трех радиаторов: аэрогель ($n=1.025$), газ фреон 114 ($n=1.0014$), газ CO_2 ($n=1.00043$). Такая комбинация радиаторов позволяет разделять π - и K -мезоны в диапазоне импульсов от 0.6 до 16.9 ГэВ/с. Система счетчиков располагалась в, так называемых, адронных плечах (снаружи магнитного поля детектора) и покрывала 20% телесного угла [22]. Черенковский свет в газовых счетчиках собирался и фокусировался на фотоумножители с помощью эллиптических и плоских зеркал. В аэрогелевых счетчиках был применен диффузный светосбор. Тридцать два аэрогелевых счетчика покрывали площадь 12 м^2 , каждый просматривался шестью фотоумножителями с фотокатодом $\varnothing 15 \text{ см}$. Толщина аэрогеля была равна 13.5 см, а длина рассеяния в среднем составляла 2.4 см на длине волны 436 нм (в современных аэрогелях длина рассеяния $\geq 4 \text{ см}$ на 400 нм [23]), длина поглощения для длин волн выше 300 нм в $10 \div 100$ раз больше длины рассеяния. В этих счетчиках удалось получить от релятивистской частицы в среднем 3.9 ± 0.2 фотоэлектрона, а эффективность регистрации достигала 98%. Для газовых счетчиков с фреоном в измерениях с космическими мюонами было получено 20 фотоэлектронов, для счетчиков с CO_2 — 8 фотоэлектронов, и эффективность регистрации составила $(99 \pm 1)\%$.

1.1.4. Аэрогелевые черенковские счетчики детектора Belle

Описание аэрогелевых пороговых счетчиков детектора Belle дано в работе [24]. Система аэрогелевых счетчиков предназначена для разделения пионов и каонов с импульсами выше 600 МэВ/с. Так как энергия электронов и позитронов в этом эксперименте различна, вперед летят продукты электрон-позитронного взаимодействия с большими импульсами. Поэтому показатель преломления в системе изменяется в зависимости от полярного угла от $n=1.03$ (пороговый импульс для пионов — 600 МэВ/с) до $n=1.01$ (импульс — 1000 МэВ/с). На рисунке 1.1 схематически представлены модуль баррельной

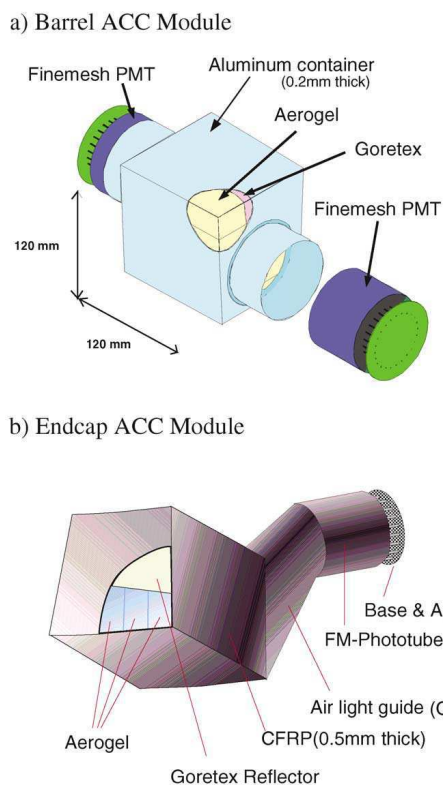


Рис. 1.1. Схематическое изображение баррельного (а) и торцевого (б) счетчика аэрогелевой системы детектора Belle.

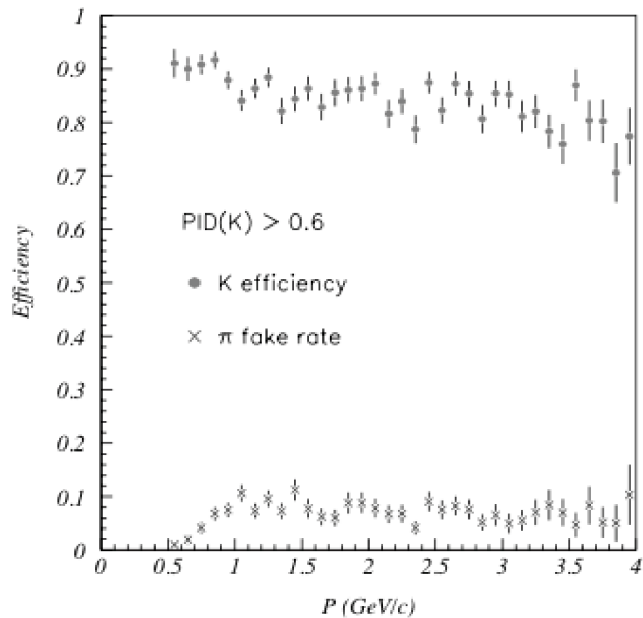


Рис. 1.2. Зависимость эффективности регистрации каона и ложной идентификации пиона от импульса частицы, измеренная с процессом $D^{*+} \rightarrow D^0(K\pi)\pi^+$ для баррельной области детектора Belle.

и модуль торцевой части системы. Всего в системе используется 2000 литров аэрогеля совместного производства японского научного института КЕК и коммерческой фирмы Matsushita. Детектор Belle закончил набор данных в области рождения B -мезонов на электрон-позитронном коллайдере КЕК-В (Япония) в 2010 году, ведется обработка данных. Для π/K -разделения используется измерение dE/dx в центральной дрейфовой камере, времяпролетная система на основе сцинтилляционных счетчиков и система аэрогелевых пороговых черенковских счетчиков с прямым светосбором. В работе [25] приведены данные для эффективности регистрации каонов и ложной идентификации пионов в зависимости от импульса (см. рис. 1.2). На рисунке приведены данные по эффективности регистрации в баррельной части детектора, полученные из процесса $D^{*+} \rightarrow D^0(K\pi)\pi^+$. При импульсах выше 1 ГэВ/с качество π/K -разделения определяется только системой черенковских счетчиков. Так как баррельные счетчики имеют форму параллелепипеда, то

по азимутальному углу в системе наблюдается сильная неоднородность сигнала, несмотря на то, что в каждом счетчике сигнал от релятивистской частицы находится на уровне 20 фотоэлектронов. Таким образом, при импульсе в 1.2 ГэВ/с эффективность регистрации каона составляет $\sim 86\%$, при вероятности ложной идентификации пиона $\sim 7\%$, что соответствует достоверности разделения $\sim 2.56 \sigma$.

1.1.5. Аэрогелевые счетчики АШИФ

В настоящее время в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера ведутся эксперименты на двух электрон-позитронных коллайдерах ВЭПП-4М и ВЭПП-2000 с детекторами КЕДР, КМД-3 и СНД. В детекторе КЕДР, ведущем эксперименты на ВЭПП-4М, и в детекторе СНД на ВЭПП-2000 для идентификации частиц используются системы аэрогелевых черенковских счетчиков, созданные по оригинальной методике АШИФ (Аэрогель ШИФтер Фотоумножитель), предложенной и разработанной в институте [2]. Более подробно о схеме светосбора АШИФ рассказывается в главе 3 этой работы.

Счетчики АШИФ детектора КЕДР (ВЭПП-4М).

Детектор КЕДР [1] описан во 2-ой главе. Система счетчиков АШИФ детектора КЕДР [2, 4, 26, 27, 28, 3, 29, 30, 17] содержит 1000 литров аэрогеля совместного производства Института катализа СО РАН и Института ядерной физики СО РАН (г.Новосибирск) с показателем преломления $n=1.05$. Такой показатель преломления позволяет разделять пионы и каоны в диапазоне импульсов от 0.6 до 1.5 ГэВ/с. Работы над этой системой инициировали, а в последствии стимулировали развитие производства в Новосибирске аэрогеля на основе диоксида кремния, уникального наноматериала. На данный момент система аэрогелевых счетчиков детектора КЕДР – это самое масштабное применение аэрогеля новосибирского производства в физике элементарных частиц. В качестве фотонных детекторов в системе используется 160 ФЭУ с микроканальными пластинами (МКП). До сих пор ни в одном эксперименте физики высоких энергий не применялось такое количество ФЭУ на основе МКП. Производство таких приборов было освоено несколькими фирмами в Новосибирске и продолжает развиваться в тесном сотрудничестве с ИЯФ СО РАН. Использование ФЭУ с МКП в экспериментах по физике высоких энергий, как правило, ограничивается малым временем жизни фотокатода в этих приборах. Работа над этой системой послужила толчком для ряда исследований, связанных с ФЭУ на основе

МКП [31, 32, 33], в том числе и к разработке новых модификаций прибора с увеличенным временем жизни фотокатода. В результате проведенных исследований были созданы ФЭУ с МКП, у которых падение квантовой эффективности в максимуме (500 нм) уменьшается на $2\div 3\%$ после набора интеграла анодного тока 1 Кл/см^2 (что сравнимо с точностью измерений) и на 20% – после 3.3 Кл/см^2 [34]. Для сравнения характерный интеграл анодного тока ФЭУ с МКП в системе счетчиков АШИФ в условиях детектора КЕДР составляет $\sim 0.1 \text{ Кл/см}^2$ за три года непрерывной работы. Система счетчиков АШИФ детектора КЕДР подробно рассматривается в главах 3,4,5.

Счетчики АШИФ детектора СНД (ВЭПП-2000).

Сферический Нейтральный Детектор (СНД) работал на установке ВЭПП-2М и сейчас ведет эксперименты на ВЭПП-2000 [35]. Эксперименты с модернизированным детектором на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 начались в 2009 году, и уже получены первые физические результаты [36, 37, 38]. Во время последней модернизации детектора в него была установлена система счетчиков АШИФ [39, 40, 30, 41, 42]. Система состоит из 9 счетчиков с объемом аэрогеля 9 литров и прикрывает примерно 60% телесного угла. На рисунке 1.3 схематически представлена система счетчиков, а на рисунке 1.4 схема одного счетчика. Особенностью данной системы является то, что она вписана в очень узкий зазор равный 35 мм между трековой системой и калориметром. Еще одной особенностью эксперимента СНД является то, что для него создано два комплекта счетчиков АШИФ: один на основе аэрогеля с показателем преломления $n=1.13$ (полученного спеканием) для разделения π - и K -мезонов с импульсами до 870 МэВ/с и другой с показателем преломления аэрогеля $n=1.05$ для e/π -разделения с импульсами до 450 МэВ/с . В зависимости от целей эксперимента в детектор устанавливается тот или иной комплект счетчиков АШИФ. Конструкция детектора позволяет снять и поставить счетчики АШИФ в течение одного дня.

Для счетчиков АШИФ с показателем преломления $n=1.13$ получены следующие параметры [41]:

- Амплитуда сигнала от релятивистских частиц составляет $6\div 8$ фотоэлектрона;
- Эффективность регистрации релятивистских электронов 99.7% ;
- Фактор подавления пионов >100 .

Для счетчиков АШИФ с показателем преломления $n=1.05$ [43]:

- Амплитуда сигнала от релятивистских частиц средняя по системе – 3.5 фотоэлектрона;
- Эффективность регистрации релятивистских электронов 95.5%;
- Фактор подавления событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \approx 500$.

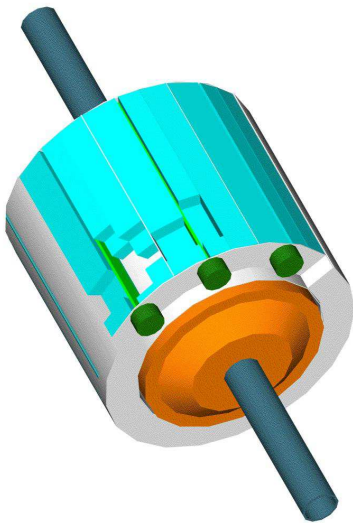


Рис. 1.3. Общий вид системы счетчиков АШИФ детектора СНД.

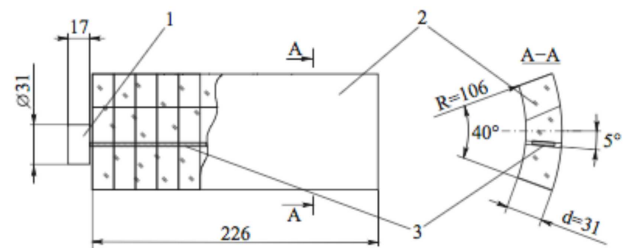


Рис. 1.4. Схема счетчика АШИФ детектора СНД: 1 – ФЭУ с МКП, 2 – аэрогелевый радиатор, 3 – переизлучатель спектра. Размеры приведены в миллиметрах.

1.2. Детекторы черенковских колец (ДЧК, RICH)

1.2.1. ДЧК RICH детектора DELPHI, ДЧК CRID детектора SLD

Первый газовый детектор черенковских колец (ДЧК) в эксперименте на встречных пучках был предложен Ипсилантисом для эксперимента DELPHI [44] на большом электрон-позитронном коллайдере LEP. Схема баррельной части счетчика представлена на рисунке 1.5. На внутреннем радиусе баррели ($\varnothing 2460$ мм) располагался жидкий радиатор (C_6F_{14}) толщиной 10 мм. Изображение кольца проецировалось через 120 мм промежуток на среднюю баррель, где располагались плоские дрейфовые трубки, сделанные

полностью из кварца, заполненные газовой смесью метана, этана и фоточувствительной добавкой ТМАЕ. Дрейфовые трубки работали как ТРС (Time Projection Chamber) и считывались проволочными пропорциональными камерами на торце детектора. Сразу за слоем дрейфовых трубок начинался промежуток, заполненный газом C_5F_{12} в качестве черенковского радиатора. Свет из газового радиатора собирался и фокусировался параболическими зеркалами, расположенными на внешней баррели ($\varnothing 3940$ см). Изображение кольца фокусировалось на дрейфовые трубки, расположенные на средней баррели (см. рис. 1.5). По аналогичной схеме построен и торцевой счетчик RICH. Некоторые особенности эксплуатации, процедуры обработки данных и качество идентификации, полученное при помощи черенковского счетчика, можно найти в работе [45]. Для релятивистских частиц ($Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$) в баррельной части детектора было получено разрешение по черенковскому углу 5.2 мрад на трек при 14 зарегистрированных фотоэлектронах из жидкого радиатора и 1.5 мрад при 8 фотоэлектронах из газового радиатора. Соответственно для торцевой части детектора: 5 мрад и 7 фотоэлектронов – жидкий радиатор; 1.2 мрад и 8 фотоэлектронов – газовый радиатор.

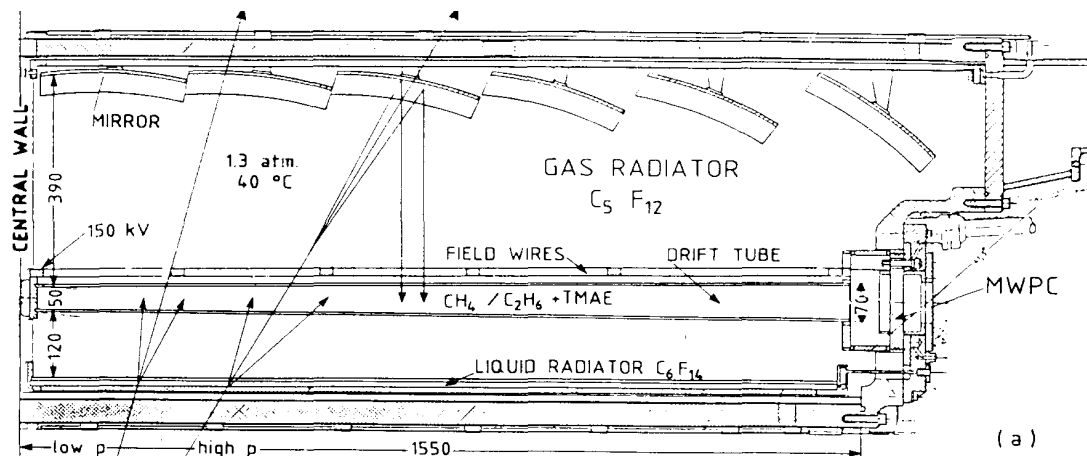


Рис. 1.5. Схема баррельного RICH счетчика детектора DELPHI (LEP).

Примерно в это же время в SLAC (США) был разработан черенковский счетчик CRID (Cherenkov Ring Imaging Detector) для экспериментов с детектором SLD на линейном коллайдере SLC. Принципиально конструкция данного счетчика не отличается от описанного ранее, некоторые особенности конструкции и результаты испытаний счетчика описаны в работе [46].

1.2.2. ДЧК DIRC детектора BaBar

Описание детектора BaBar и его систем можно найти в публикации [47]. Набор статистики с детектором BaBar проводился на ускорителе PEP-II в SLAC, США с 1999 по 2008гг., анализ набранной статистики ведется и по сей день. Для идентификации частиц в эксперименте была разработана система черенковских счетчиков с кварцевым радиатором для изображения колец черенковского излучения, захваченного в угол полного внутреннего отражения DIRC (Direct Internal Reflection Counter). Схема, поясняющая принцип работы DIRC детектора BaBar, представлена на рис. 1.6. Заряженная частица

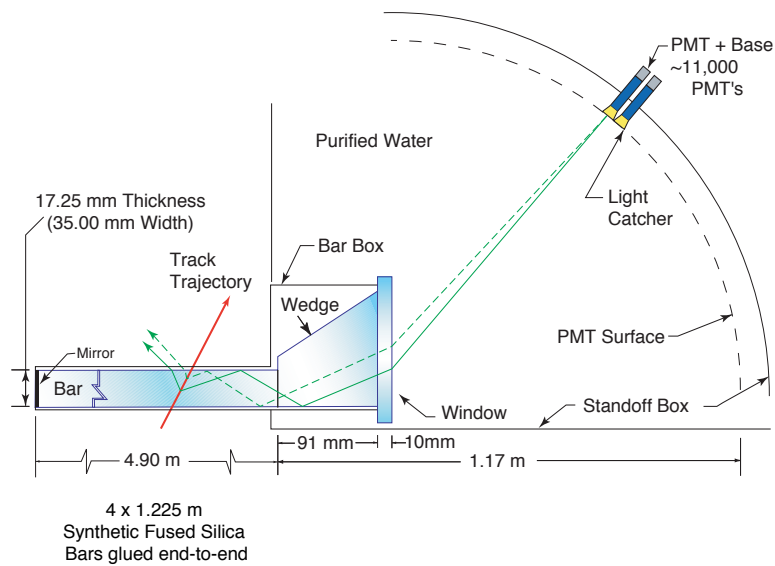


Рис. 1.6. Принцип работы счетчика DIRC.

из места встречи проходит через пластину с показателем преломления n_1 (из синтетического кварца), один конец которой выходит в среду с показателем преломления n_2 , а другой зеркальный. Часть черенковского конуса захватывается в угол полного внутреннего отражения. Свет, подвергшийся внутреннему отражению, будет распространяться вдоль радиатора, сохраняя направление с точностью до отражения от взаимно-перпендикулярных граней. Далее свет распространяется в среде с показателем преломления n_2 и попадает на матрицу фотоумножителей. Величину n_2 подбирают близкой к n_1 (в детекторе BaBar использовалась очищенная вода), чтобы использовать большую часть черенковского конуса и уменьшить искажение углового распределения выходящего света. В качестве позиционно-чувствительного фотонного детектора использовалась матрица из 10 752 ФЭУ (9125FLB17 с диаметром фотокатода 29 мм). После поправки на показа-

тель преломления n_2 , можно определить угол выхода фотона. Черенковский угол может быть определен по изображению конуса с учетом угла падения частицы, восстановленного трековой камерой. В данной конструкции важными являются следующие требования: $n_{\text{воздуха}} < n_1$ для эффективного внутреннего отражения; $n_1 \approx n_2$ для уменьшения искажений при распространении света от торца радиатора до фотоумножителей; низкий показатель поглощения света в ультрафиолетовой области во всех средах, проводящих черенковское излучение; хорошие отражающие поверхности у радиатора для минимизации потерь черенковского света; точность геометрических параметров радиатора (параллельности, перпендикулярности и углов).

Система DIRC— очень компактна, размещена в зазоре 75 мм между дрейфовой камерой и электромагнитным калориметром, а фотоприемники с электроникой вынесены за пределы магнитного поля детектора. DIRC позволяет с высоким качеством идентифицировать заряженные частицы. Некоторые особенности эксплуатации системы и полученное качество π/K -разделения приводятся в работе [48]. В статьях [47, 48] приведены данные по эффективности регистрации каонов и вероятности ложной идентификации пионов в процессе $D^0 \rightarrow K\pi$ (см. рис. 1.7). Для эффективности регистрации каонов 0.98 и вероятности ложной идентификации пионов 0.025 из приведенных на рисунке данных получается π/K -разделения на уровне $\sim 4\sigma$ для импульса 1.2 ГэВ/с.

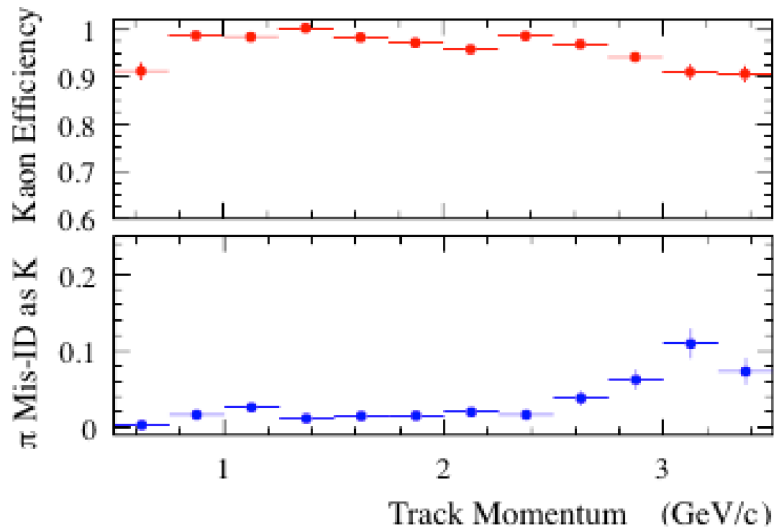


Рис. 1.7. Зависимость эффективности регистрации каона и ложной идентификации пиона от импульса частицы в процессе $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ для системы DIRC детектора BaBar.

1.2.3. ДЧК детектора CLEO-III

Детектор CLEO, работающий на электрон-позитронном коллайдере CESR Корнельского университета в США, имеет долгую историю, со множеством физических результатов как в области Υ -мезонов, так и в области Ψ -мезонов. Детектор CLEO претерпевал несколько модернизаций и только с 2000 года, после существенной перестройки детектора версии CLEO-II.V в CLEO-III [49, 50], в него был установлен черенковский счетчик для улучшения идентификации пионов, каонов и протонов. Основная цель счетчика была разделение пионов и каонов на уровне лучше 3σ до импульсов примерно 2.65 ГэВ/с. Сечение баррельной части черенковского счетчика представлено на рисунке 1.8. В условиях ограниченного пространства детектора (зазор между трековой системой и калориметром < 20 см по радиусу) для регистрации черенковских фотонов в счетчике с ближней фокусировкой (proximity focusing) использовалась многопроволочная камера с пэдами на фоточувствительной смеси газов $TEA + CH_4$ (триэтиламин + метан). Максимум квантовой чувствительности этого газа находится в области ультрафиолета, $\lambda=135\div 165$ нм. В качестве черенковского радиатора был выбран кристалл LiF толщиной 1 см, а в качестве входного окна — кристалл CaF_2 толщиной 2 мм. Оба материала прозрачны в упомянутом диапазоне длин волн. Для того чтобы избежать поглощения черенковского света, промежуток между радиатором и фотонным детектором продувался сверхчистым азотом. Так как кристалл LiF в диапазоне длин волн 135÷165 нм имеет показатель преломления $n=1.5$, то черенковский свет для частиц, прошедших по нормали будет захватываться в угол полного внутреннего отражения и регистрироваться не будет. Для устранения таких потерь, кристаллы в центральной части детектора были сделаны зубчатой формы (см. рис. 1.9 и 1.8). Счетчик RICH детектора CLEO-III, основные процедуры его создания, полученное качество идентификации и особенности работы с ним подробно описаны в работах [51, 52, 53]. Данный счетчик успешно проработал в составе детектора CLEO-III, а в последствии и CLEO-c. Разрешение по черенковскому углу для разных полярных углов составляло от 13 до 19 мрад, а число фотонов на трек превышало 10. Эффективность регистрации пионов составляла 94.5%, при этом вероятность ложной идентификации каона как пион — 1.1%, в то же время эффективность регистрации каонов составляла 88.4%, при вероятности ложной идентификации пиона как каон 2.47% [53].

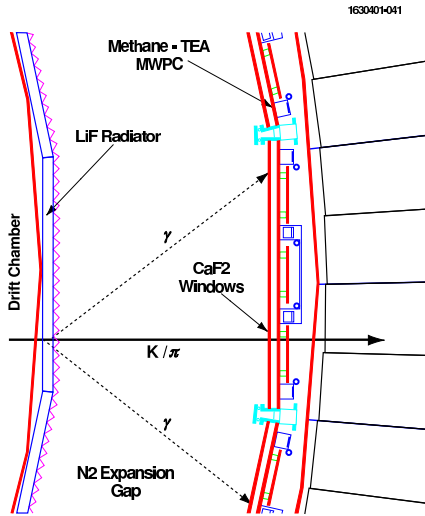


Рис. 1.8. Схема счетчика RICH детектора CLEO-III(c) (CESR). Сечение в плоскости $R - \phi$.

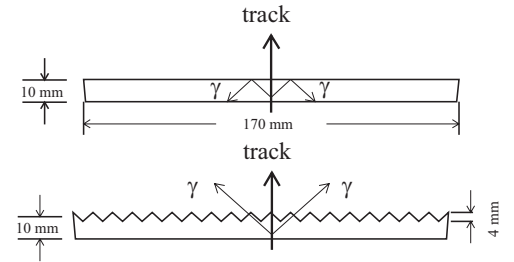


Рис. 1.9. Схема плоского радиатора (вверху) и зубчатого (внизу).

1.3. Перспективные разработки черенковских детекторов

1.3.1. ДЧК *FDIRC* и ДЧК *TOP*

При разработке проекта супер- B фабрик в Италии (г. Фраскати) и Японии (модернизация ускорителя КЕК до superKEKb) появилось две новые модификации черенковских счетчиков с измерением черенковского угла: *FDIRC* и *TOP*. В обоих счетчиках черенковский свет рождается в кварце и, захватываясь в угол полного внутреннего отражения, распространяется к торцам, где регистрируется с помощью фотонных детекторов с предельным временным разрешением.

FDIRC.

Счетчик *FDIRC* (Focusing DIRC) является модернизированным вариантом счетчика DIRC, успешно отработавшего в детекторе BaBar с 1999 по 2008 гг. Основные изменения заключаются в том, что:

- для сбора черенковского света используется цилиндрическое фокусирующее зеркало, что приводит к уменьшению площади фотонного детектора и позволяет сделать

систему более компактной сохранив или даже улучшив разрешение по углу черенковского света;

- большой объем воды заменен на кварц меньшего размера, что должно привести к уменьшению срабатываний от пучковых фонов в эксперименте;
- в качестве фотонных детекторов используются позиционно-чувствительные фотоприемники с высоким временным разрешением (ФЭУ с МКП, ФЭУ Flat Panel, SiPM), с помощью измерения с хорошей точностью времени прихода фотона можно сделать поправку на хроматические aberrации света в кварце и тем самым улучшить разрешение.

Принцип работы данного детектора схематически представлен на рисунке 1.10. В рамках развития этого проекта были проведены серьезные исследования в области фотонных детекторов [54] и проведены работы по разработке специальной электроники [55]. Статус развития системы и результаты испытаний приводятся в публикациях [56, 57, 58]. В работе [58] описана схема испытания полномасштабного прототипа счетчика *FDIRC* в 3D космическом телескопе и приведены полученные результаты для π/K -разделения (см. рисунок 1.11). Видно, что во всем диапазоне импульсов удалось улучшить разделение по сравнению со счетчиком *DIRC*, а также продлить область надежного разделения ($> 3\sigma$) до импульсов 4.5 Гэв/с. На сегодняшний день проект Супер-*B* фабрики в Италии закрыт, а подобную модификацию данного счетчика планируется создать для детектора *PANDA* на ускорителе *FAIR* г. Дармштадт, Германия [59, 60].

TOP.

Счетчик TOP (Time of Propagation) – это основа системы идентификации детектора Belle II [61] на ускорителе *superKEKB*. Первоначально проект счетчика TOP представлял собой максимально упрощенный вариант счетчика *DIRC*. Планировалось собирать черенковский свет прямо с торца пластины фотонными детекторами позиционно-чувствительными по одной координате и с высоким временным разрешением. Черенковский угол планировалось восстанавливать по времени распространения света от точки излучения до торца:

$$t_p = \left(\frac{L}{c/n(\lambda)} \right) \times \left(\frac{1}{q_z} \right) = 4.90 \text{ ns} \times \frac{L(m)}{q_z},$$

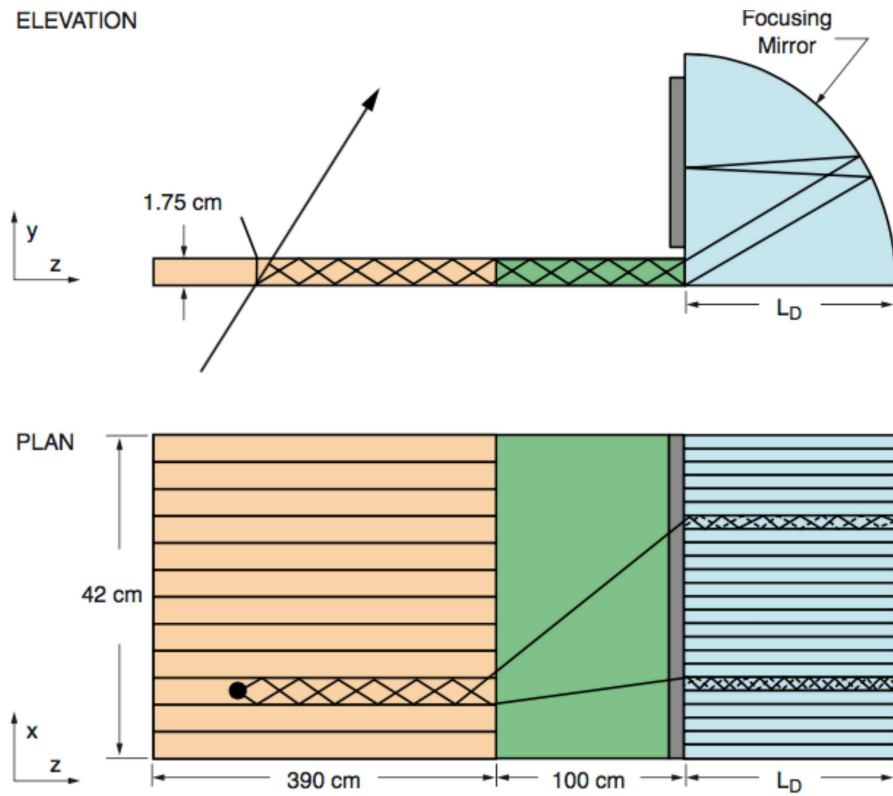


Рис. 1.10. Схема и принцип работы счетчика f DIRC.

где L — полное расстояние от точки испускания фотонов до фотодетектора, q_z — продольная компонента излучения фотонов, то есть переменная напрямую связанная с углом

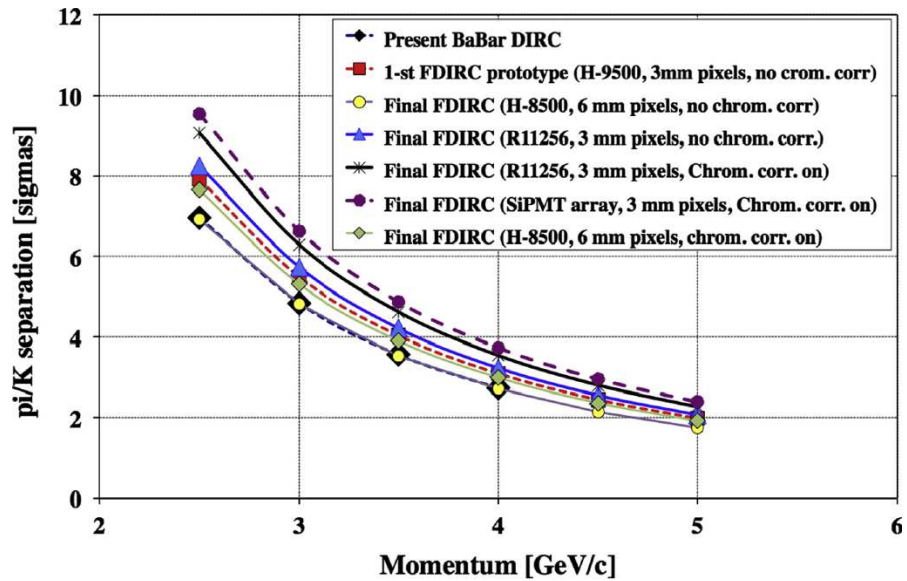


Рис. 1.11. π/K -разделение в σ счетчика f DIRC в сравнении с DIRC, полученное на 3D космическом телескопе [58].

черенковского излучения, углом влета частицы и толщиной радиатора. Впоследствии проект несколько усложнился из-за разного рода причин, не позволяющих получить проектное разрешение, одна из которых — это невозможность определять время прохождения частицы через радиатор с точностью лучше 25-30 пс. На данный момент в счетчике для детектора Belle II используются и фокусирующие зеркала, и кварцевые клинья для увеличения базы и лучшего разделения фотонов по координате, и двух-координатные фотоприемники, ведется производство и тестирование модулей системы [62].

1.3.2. ДЧК ФАРИЧ (FARICH)

Для получения необходимого разрешения при измерении черенковского кольца в RICH детекторах используется система фокусирующих зеркал. Это не всегда возможно в условиях ограниченного пространства в экспериментах на встречных пучках. Из формулы 1.2 видно, что число фотонов, излученных в радиаторе, зависит от его толщины. Увеличивая толщину радиатора, можно увеличить число фотонов, и точность измерения черенковского угла должна увеличиваться статистически, но при этом ширина кольца и неопределенность в определении угла увеличится с толщиной гораздо быстрее (линейно). Поэтому в 2004 году в ИЯФ СО РАН [63] и независимо в КЕК (Япония) [64, 65, 66] было предложено использовать фокусирующий аэрогелевый радиатор. Название счетчиков, построенных на этом принципе, предложенное в ИЯФ СО РАН – ФАРИЧ (Фокусирующий Аэрогелевый РИЧ). Идея ФАРИЧ заключается в использовании нескольких слоев аэрогеля с разными коэффициентами преломления. Коэффициенты подбираются таким образом, чтобы сфокусировать излученный черенковский свет от каждого из слоев в одну область, и тем самым увеличить число фотонов и повысить точность измерения черенковского угла (см. рис. 1.12).

Использование многослойного моноблока аэрогеля выгоднее использования нескольких блоков с разными показателями преломления, так как в этом случае отсутствуют дополнительные потери черенковских фотонов за счет рассеяния и отражения на границе раздела сред аэрогель – воздух. Первый многослойный блок аэрогеля был получен в Институте катализа СО РАН в 2004 году [63, 68]. Согласно данным моделирования, результаты которого приводятся в работах [69, 70], с помощью ФАРИЧ можно измерять скорость частицы с относительной погрешностью порядка $\sim 10^{-3}$. Это обстоятельство мо-

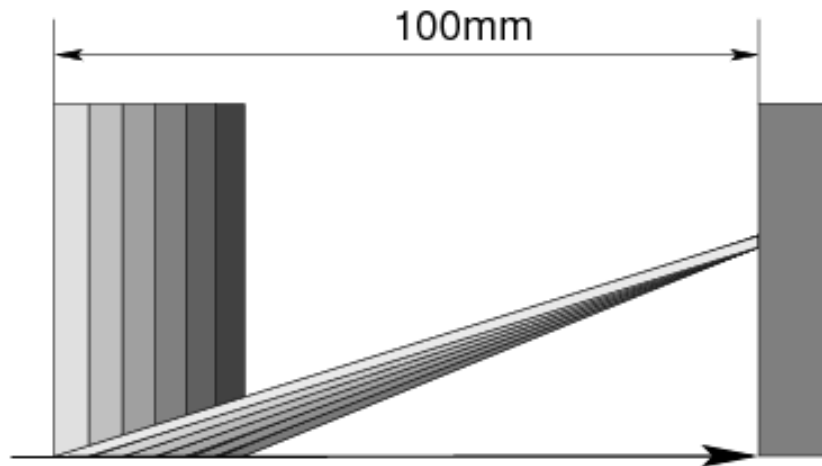


Рис. 1.12. Использование шестислойного аэрогеля с изображением одного кольца.

жет помогать не только идентифицировать частицы, но и впоследствии уточнить импульс этой частицы. Особенно это актуально для частиц, летящих под малым углом (в торец), где точность измерения импульса в трековой системе ухудшается. Прямые измерения с прототипом ФАРИЧ на пучке заряженных частиц в ЦЕРНе показали превосходное каче-

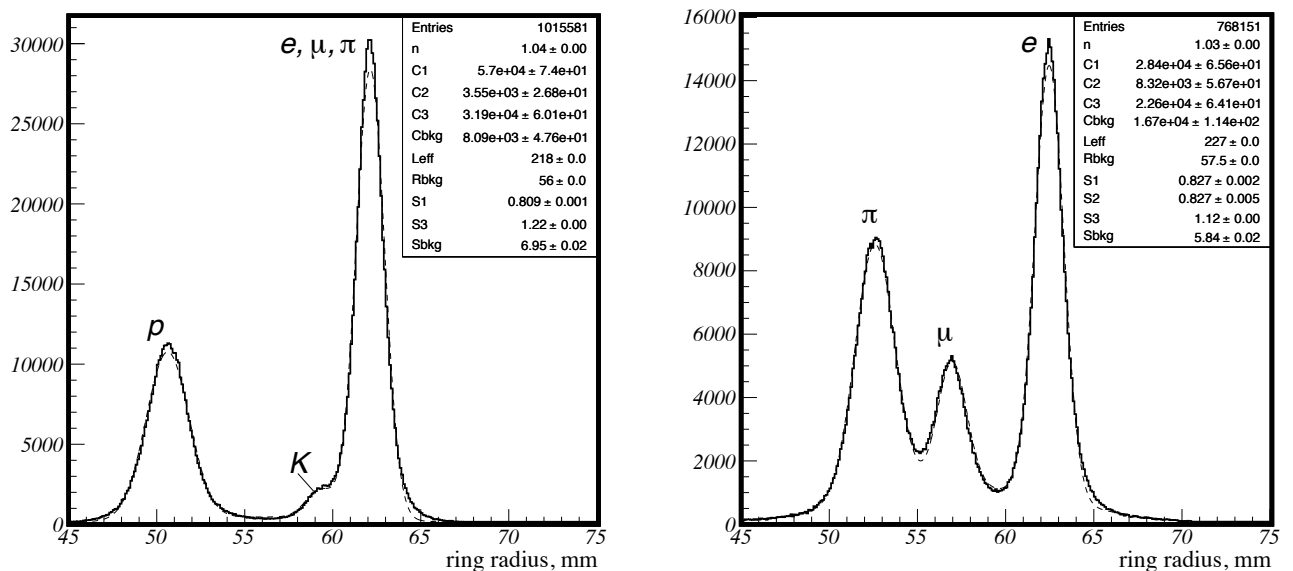


Рис. 1.13. Распределения по радиусу черенковских колец от разных частиц, полученные при испытании на выведенном пучке с прототипом ФАРИЧ, при импульсе 6ГэВ/с (слева), и импульсе 1ГэВ/с (справа). Пунктиром показана функция подгонки [67].

ство идентификации с четырехслойным блоком аэрогеля с максимальным показателем преломления $n=1.04$ и фокусным расстоянием 200 мм [67]. Была продемонстрирована возможность разделять π/K с импульсами $2 < P \leq 6$ ГэВ/с на уровне лучше 3.5σ , разделение μ/π при $P=1$ ГэВ/с составило 5.3σ . На рисунке 1.13 представлены распределения по радиусу черенковских колец от разных типов частиц, полученные с прототипом ФАРИЧ, при импульсе 6 ГэВ/с (рис. 1.13(a)) и при импульсе 1 ГэВ/с (рис. 1.13(b)).

В настоящее время обсуждается несколько проектов детекторов с системой идентификации на основе счетчиков ФАРИЧ: *forward RICH* для детектора PANDA на комплексе FAIR (Германия), детектор для перспективного электрон-позитронного коллайдера Супер-Чарм-Тау фабрика (Россия) [71] и детектор Belle II на электрон-позитронном коллайдере SuperKEKB (Япония) [72, 73, 61]. В Японии для торцевого аэрогелевого ДЧК ведется наработка блоков аэрогеля с $n_1 = 1.045$ и $n_2 = 1.055$. Так же в Новосибирске ведется разработка технологии производства аэрогеля с непрерывно-меняющимся по толщине показателем преломления («градиентный» аэрогель) [74]. В счетчиках на основе такого аэрогелевого радиатора точность измерения черенковского угла должна зависеть только от размера пикселя фотонного детектора и точности реконструкции трека.

ГЛАВА 2

Детектор КЕДР

Детектор КЕДР — универсальный детектор с продольным магнитным полем равным 0.6 Тл. Продольное магнитное поле создает сверхпроводящий соленоид длиной 2.84 м с внутреннем диаметром 3.24 м, который находится внутри железного ярма массой 700 тон. Детектор состоит из координатной системы на основе вершинного детектора (ВД) и дрейфовой камеры (ДК), системы пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков (АЧС), времяпролетной системы (ВПС) на основе сцинтилляционных счетчиков, электромагнитного калориметра на основе жидкого криптона (LKr) в баррельной части и кристаллов йодистого цезия легированного натрием (CsI) в торцах, системы мюонных камер (МК) на основе стриммерных трубок и системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ). Детектор КЕДР обладает рядом преимуществ по сравнению с другими универсальными детекторами.

- Электромагнитный калориметр на основе жидкого криптона обладает высоким энергетическим разрешением и возможностью измерять координату конверсии γ -кванта с точностью ~ 1 мм.
- Систем АЧС, позволяющая разделять π - и K -мезоны в диапазоне импульсов от 0.6 до 1.5 ГэВ/с.
- Уникальная СРРЭ, предназначенная для изучения двухфотонных процессов, позволяет определять инвариантную массу рожденного состояния с относительной точностью $(5 \div 10) \cdot 10^{-3}$ при энергии 1 ГэВ. Благодаря ей эффективность регистрации двухфотонных процессов в детекторе КЕДР в десятки раз больше по сравнению с детекторами, не оснащенными подобной системой.

Схематически детектор КЕДР представлен на рисунке 2.1, а на рисунке 2.2 представлена схема системы регистрации рассеянных электронов.

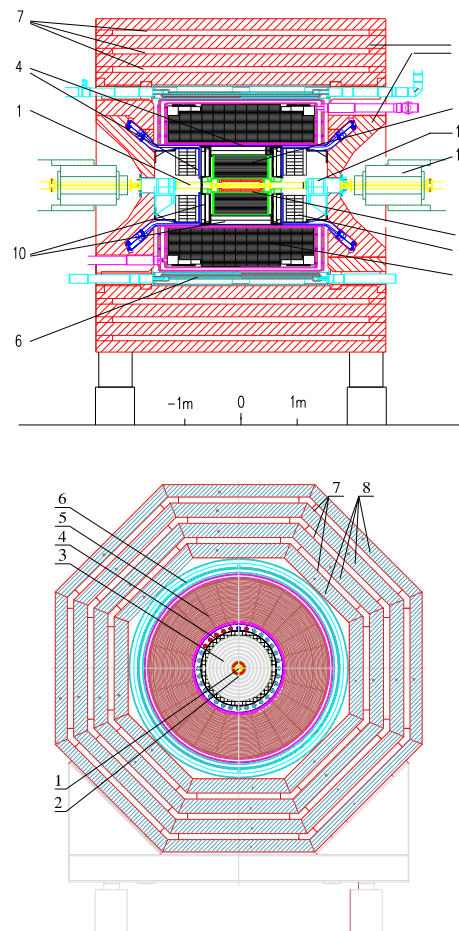


Рис. 2.1. Схема детектора КЕДР, продольный и поперечный разрезы. Числами обозначены: 1 – вакуумная камера, 2 – вершинный детектор, 3 – дрейфовая камера, 4 – время-пролётная система, 5 – цилиндрический LKг калориметр, 6 – обмотка магнита, 7 – мюонная система, 8 – ярмо магнита, 9 – торцевой CsI калориметр, 10 – аэрогелевые черенковские счётчики.

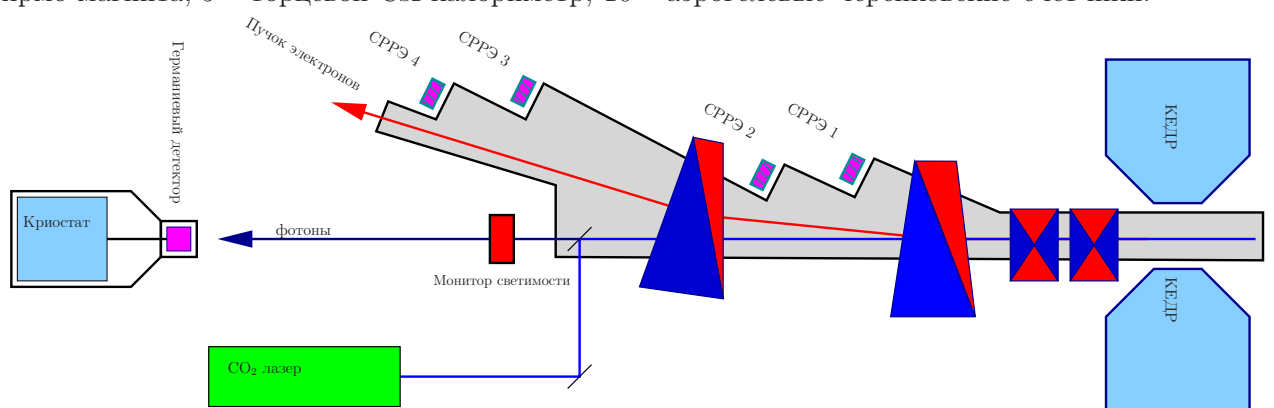


Рис. 2.2. Электронное плечо СРРЭ (1-4 – модули системы) и схема установки измерения энергии по обратному комптоновскому рассеянию.

Системы детектора КЕДР и их основные характеристики.

- Вершинный детектор описан в работах [1, 75]. ВД состоит из 312 цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, сформированных в 6 концентрических слоев вокруг вакуумной камеры. Дрейфовая трубка состоит из цилиндрического катода, изготовленного из однослойного алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, и центральной анодной проволоочки диаметром 28 мкм, изготовленной из позолоченного вольфрамового сплава. Трубки заполнены смесью $\text{Ar}/\text{CO}_2(70/30)$ и работают в пропорциональном режиме с коэффициентом газового усиления 10^5 . Измерение времени дрейфа ионизации к аноду позволяет измерять расстояние от трека заряженной частицы до центра трубки. Полученное среднее по расстоянию дрейфа пространственное разрешение ВД равно 220 мкм.
- Дрейфовая камера детектора [1, 76, 77] имеет цилиндрическую форму и состоит из 7 слоев ячеек, содержащих по 6 анодных проволоочек. В четырех аксиальных слоях проволоочки параллельны оси пучков, а в трех стереослоях имеют угол наклона к оси пучков 0.1 рад. Наличие стереослоев позволяет определять продольную координату вдоль оси пучков. Сигнал в камере снимается с 1512 анодных проволоочек. Для уменьшения многократного рассеяния внутренняя обечайка камеры сделана из углепластика. Достигнутое пространственное разрешение ДК в аксиальных слоях составляет 100 мкм, в стерео слоях $\lesssim 200$ мкм.
- Система аэрогелевых черенковских счетчиков детектора КЕДР [1, 4, 29] включает в себя 160 счетчиков: 80 баррельных и 80 торцевых. Общий объем аэрогеля – 1000 литров; показатель преломления – 1.05, что позволяет разделять π - и K - мезоны в диапазоне импульсов от 0.6 до 1.5 ГэВ/с; светосбор в счетчиках происходит с помощью переизлучателей спектра (шифтеров) по схеме АШИФ (см гл. 3); в качестве фотонных детекторов используются 160 ФЭУ с микроканальными пластинами, способные работать в магнитном поле до 2 Тл. Система состоит из двух слоев. Счетчики располагаются таким образом, чтобы частица с импульсом выше 0.6 ГэВ/с, летящая из точки взаимодействия пучков, не пролетала одновременно через шифтеры в двух слоях. Количество вещества в счетчиках составляет 24% X_0 (2 слоя при перпендикулярном пролете частицы). Более подробно система описана в главе 3.

- Времяпролетная система детектора КЕДР [1] состоит из 32 продольных и 64 торцевых сцинтилляционных счетчиков и покрывает 95% полного телесного угла. Свет с продольных счетчиков регистрируется двумя ФЭУ с каждого торца через световод. Всего в системе используется 128 фотоумножителей. Достигнутое разрешение по времени пролета для продольных счетчиков составляет 360 пкс, для торцевых — 300 пкс.
- Цилиндрический электромагнитный калориметр [1, 78, 79] представляет собой набор цилиндрических ионизационных камер с жидким криптоном в качестве рабочего вещества. Внутренний радиус калориметра 75 см, толщина 68 см или 14.8 радиационных длин. Масса жидкого криптона составляет 27 тонн. Электроды ионизационных камер изготовлены из фольгированного стеклотекстолита толщиной 0.5 мм. Зазор анод-катод в камерах равен 19.5 мм, рабочее напряжение — 1 кВ. Высоковольтные электроды ионизационных камер калориметра разбиты на прямоугольники, соединенные между собой по радиусу так, что образуют ячейки (“башни”) калориметра, ориентированные на место встречи. По радиусу башни делятся на три слоя с независимым съемом сигнала. Электроды первого башенного слоя находятся под потенциалом земли и разбиты на полоски для измерения координат. Поэтому он дополняет координатную систему детектора. Общее число каналов регистрирующей электроники калориметра равно 9600, из них 4608 каналов предназначены для измерения энергии и 4992 — для измерения координат. Энергетическое разрешение на событиях электрон-позитронного рассеяния составило 3.4% (пересчет ширины на полувысоте). Пространственное разрешение для мюонов в реальных условиях эксперимента составляет 1.2 мм.
- Торцевой электромагнитный калориметр детектора [1, 80] состоит из кристаллов CsI(Na). Кристаллы расположены в 2 слоя. Сцинтилляционный свет из каждого кристалла регистрируется при помощи вакуумных фототриодов, снабженных зарядово-чувствительными предусилителями. Суммарная толщина калориметра составляет 300 мм или 16.2 радиационных длин. Он охватывает область полярного угла от 6° до 38° , что соответствует $0.21 \times 4\pi$ телесного угла. Калориметр включает 1232 кристалла. Энергетическое разрешение калориметра, измеренное на событиях

электрон-позитронного рассеяния, составляет 4%.

- Система мюонных камер [1, 81] состоит из стримерных трубок диаметром 40 мм, объединенных в двухрядные блоки. Блоки расположены внутри магнитного ярма детектора в три слоя по радиусу, и, в соответствии с восьмигранной формой ярма, сгруппированы в октанты. Полученное пространственное разрешение по продольной координате в среднем по системе — около 4 см. Эффективность регистрации трека в одном слое системы — около 98%.
- Система регистрации рассеянных электронов [1, 82, 83] предназначена для изучения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$. Измерение энергии электронов и позитронов позволяет восстанавливать инвариантную массу рожденной системы X . Энергия рассеянных частиц определяется по отклонению от равновесной орбиты пучка в поперечных полях магнитной структуры коллайдера ВЭПП-4М. СРРЭ детектора КЕДР состоит из e^- - и e^+ -подсистем, имеющих по четыре блока регистрации, расположенных по обе стороны от места встречи на расстоянии от 4 до 16 метров. Каждый блок содержит шесть двойных плоскостей из дрейфовых трубок диаметром 6 мм, которые используются для регистрации рассеянных электронов и позитронов в определенном интервале энергии. С 2009 года каждый блок системы был дополнен детектором на основе 3-х каскадного газового электронного умножителя (ГЭУ) с двухслойной полосковой считывающей структурой [82]. Точность определения координаты заряженной частицы достигает 70 мкм в одном направлении и 200 мкм в другом. Данные детекторы помогают не только улучшить энергетическое разрешение СРРЭ, но и подавить фон от однократного тормозного излучения.
- Сверхпроводящая магнитная система детектора [1, 84] состоит из центрального соленоида длиной 2.84 м и внутреннем диаметром 3.24 м, двух компенсирующих соленоидов и железного ярма. Величина магнитного поля основного соленоида составляет 0.6 Тл, компенсирующих — 2.2 Тл.
- Полное число каналов электроники детектора КЕДР составляет примерно 20 тысяч. Аналоговые сигналы подсистем детектора собираются системой сбора данных (ССД) [1], которая контролирует процесс считывания и осуществляет запись информации с детектора на диски ЭВМ. Набор статистики контролируется триггером и

программой считывания событий через блоки обмена в стандарте КАМАК [85], подключенные к ЭВМ. Для системы сбора данных в ИЯФ были разработаны спецкрейты стандарта КЛЮКВА [86]. В спецкрейте могут быть размещены 16 информационных плат (ИП), предназначенных для оцифровки поступающей информации, и служебные платы-интерфейс вторичного триггера (ИВТ), размножитель служебных сигналов (РСС) и процессор вывода (ПВ), имеющий два буфера данных объемом 2 кБ. Синхронизация и управление системой из 84 спецкрейтов осуществляется с помощью специального КАМАК-блока ЦСУ (центральное синхронизирующее устройство), сигналы от которого поступают в платы КЛЮКВА через РСС. ЦСУ обеспечивает синхронизацию работы информационных плат и двух распределенных буферов событий. Данные через 10 КАМАК-контроллеров параллельно и асинхронно считываются из ПВ в три ЭВМ, связанные сетью.

- В эксперименте триггер [1, 87] необходим для отбора событий, удовлетворяющих условиям эксперимента. На события, не прошедшие отбор по триггеру, время электроники практически не тратится, за счет этого удается увеличить эффективность записи полезных событий до $80 \div 90\%$. Триггер детектора КЕДР имеет 2 аппаратных уровня: первичный триггер (ПТ) и вторичный триггер (ВТ). В первичном триггере используются сигналы систем сцинтилляционных счетчиков, калориметров и системы регистрации рассеянных электронов. ПТ вырабатывает свое решение в течении 450 нс, что существенно меньше временного интервала между столкновениями (620 нс), поэтому мертвого времени у первичного триггера нет. Во вторичном триггере в дополнение к перечисленным системам используются дрейфовая камера, вершинный детектор и мюонная система. По сигналам (ПТ) или данным (ВТ) детектора формируются так называемые «аргументы» триггера. На данном событии каждый аргумент принимает значение «истина» или «ложь», в зависимости от того, выполнено или нет соответствующее ему условие. При срабатывании ПТ запускается ВТ и оцифровка данных, при положительном решении ВТ событие считывается из информационных плат в процессор вывода КЛЮКВы, а затем — в ЭВМ. При отрицательном решении ВТ оцифровка прекращается и событие сбрасывается. Решение ВТ вырабатывается через $\tau_{ВТ} \simeq 18$ мкс. Пропускная способность ССД $f_{ССД} \simeq 200$ Гц при среднем размере события 3.5 кБ. Время считывания события

в буфер $\tau \simeq 700$ нс. При частоте ВТ в $1.5 \div 2$ раза меньше пропускной способности
Число просчетов ССД составляет примерно

$$f_{\text{ПТ}} \tau_{\text{ВТ}} + f_{\text{ВТ}} \tau_{\text{буф}},$$

где $f_{\text{ПТ}}$, $f_{\text{ВТ}}$ — частоты запуска ПТ и ВТ. Характерные загрузки ПТ в экспериментах с детектором КЕДР составляют ~ 3 кГц, ВТ ~ 50 Гц. То есть число просчетов 9%, КПД 91%.

ГЛАВА 3

Аэрогелевые счетчики АШИФ детектора КЕДР

Работы по созданию аэрогелевых черенковских счетчиков для детектора КЕДР были начаты в 1986 году. Первый проект был с прямым светосбором на ФЭУ. В 1990 году проведено успешное испытание прототипа [88]. В 1991 году в ИЯФ началась разработка счетчиков АШИФ (Аэрогель, ШИфтер, Фотоумножитель) для детектора КЕДР. Первые результаты работ опубликованы в 1992 году [2].

3.1. Метод АШИФ

Основным недостатком метода прямого светосбора является необходимость использовать большое число ФЭУ с большой площадью фотокатода. Малая длина рассеяния света в аэрогеле (2–4 см для 400 нм) и длина поглощения света (от десятков сантиметров до нескольких метров), определяют малый размер счетчика. На практике размер счетчика при прямом светосборе на фотоумножитель не превышает 10÷20 см. Схематически счетчик с прямым светосбором изображен на рисунке 3.1. В этом случае количество счетчиков и число ФЭУ в системе велико.

Использование метода АШИФ (Аэрогель, ШИфтер, Фотоумножитель — АШИФ) позволяет увеличить размер счетчиков и уменьшить количество фотоприемников во всей системе. Светосбор в таких счетчиках происходит с помощью переизлучателей спектра. Схема светосбора изображена на рисунке 3.2. Черенковский свет из аэрогеля собирается

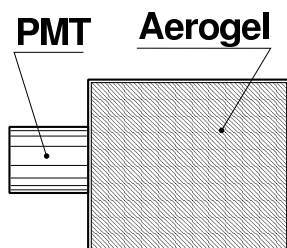


Рис. 3.1. Схема счетчика с прямым светосбором.

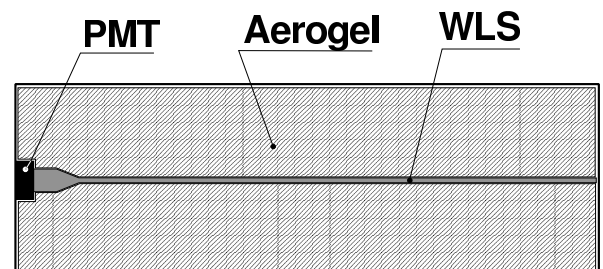


Рис. 3.2. Схема счетчика со сбором света на переизлучателе.

на переизлучатели, сделанные в виде световодов, переизлучается и частично оказывается в условиях полного внутреннего отражения. Эта часть переизлученного света транспортируется к фотоумножителю, где регистрируется. Коэффициент светосбора на шифтер в данном случае достаточно велик, так как шифтер располагается недалеко от точки излучения и имеет большую боковую поверхность.

Длина поглощения переизлученного света составляет десятки сантиметров, в связи с этим продольный размер счетчика может достигать 50 см и более. Метод АШИФ позволил существенно уменьшить число ФЭУ и использовать ФЭУ с меньшей площадью фотокатода, чем в проекте с прямым светосбором [28, 29]. В проекте с прямым светосбором планировалось использовать 400 фотоумножителей типа fine-mesh с фотокатодом $\varnothing 150$ мм, а современная система счетчиков АШИФ включает в себя 160 ФЭУ с микроканальными пластинами и фотокатодом $\varnothing 18$ мм. Таким образом, метод АШИФ позволил существенно уменьшить не только стоимость системы, но и количество материала перед калориметрами.

3.2. Конструкция счетчиков АШИФ

Система АШИФ показана на рисунке 3.3, включает в себя 160 счетчиков: 80 баррельных и 80 торцевых. Показатель преломления аэрогеля был выбран 1.05, для того чтобы надежно идентифицировать π - и K - мезоны в диапазоне импульсов от 0.6 до 1.5 ГэВ/с. π - и K - мезоны с импульсами меньше 0.6 ГэВ/с можно разделять по измерению dE/dx в дрейфовой камере и по времени пролета в системе сцинтилляционных счетчиков. При показателе преломления 1.05 порог для пионов составляет 0.45 ГэВ/с, а при 0.6 ГэВ/с пионы излучают не меньше 50% от максимума. Система способна работать в магнитном поле до 2 Тл, так как в качестве фотонных детекторов используются ФЭУ на основе микроканальных пластин.

На рисунках 3.4 и 3.5 представлена конструкция торцевого и баррельного счетчиков. Внутренняя поверхность счетчиков покрыта диффузно-отражающим материалом на основе политетрафторэтилена (ПТФЭ). Три слоя пленки ПТФЭ (суммарная толщина 750 мкм) производства фирмы Tetratex отражает 97÷98% [26] (см. рис. 3.6).

Черенковский свет из аэрогеля собирается на шифтер (WLS), переизлучается, и часть его ($\sim 50\%$) оказывается в условиях полного внутреннего отражения. Эта часть

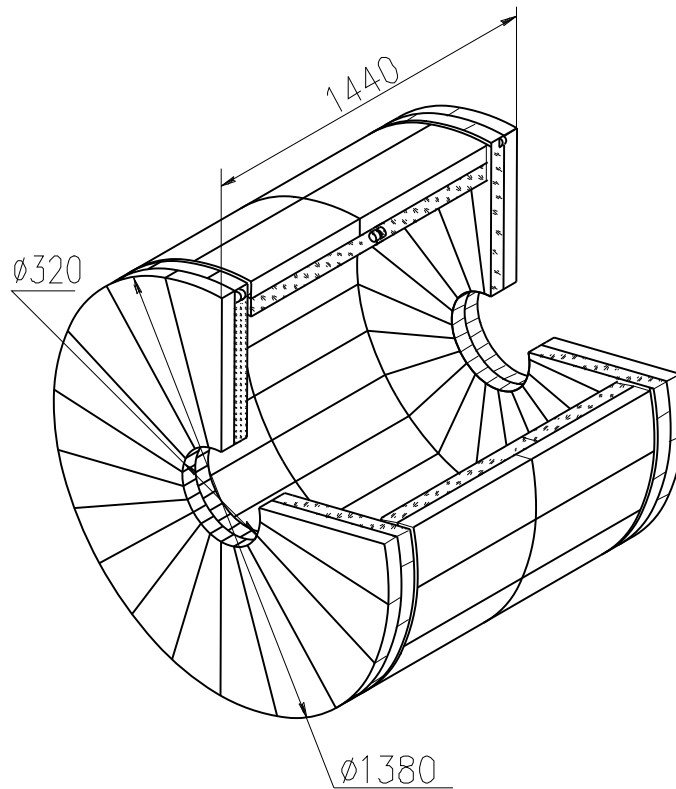


Рис. 3.3. Система АШИФ детектора КЕДР. Размеры в миллиметрах.

переизлученного света, как по световоду, распространяется к ФЭУ, прикрепленному к одному из концов переизлучателя. На противоположном конце установлен отражатель из ПТФЭ, который отражает $97 \div 98\%$ света.

Для расчета коэффициента светосбора в счетчике была создана программа моделирования методом Монте-Карло. Входными параметрами являются измеренные зависимости от длины волны длины поглощения и длины рассеяния в аэрогеле, спектр поглощения и спектр излучения переизлучателя, зависимость от длины волны квантовой чувствительности ФЭУ и коэффициента отражения от тефлона [28, 89].

Важной особенностью всей системы счетчиков является ее двухслойная конструкция. Счетчики располагаются таким образом, чтобы частица с импульсом $0.6 \div 1.5$ ГэВ/с, летящая из точки взаимодействия пучков, не пролетала одновременно через шифтеры в двух слоях. При магнитном поле детектора 0.6 Тл вероятность частице с импульсом 0.6 ГэВ/с попасть в шифтер в одном слое равна 10%, для импульса 1.5 ГэВ/с — 5%. Это значит, что для большей части частиц для идентификации можно будет использовать информацию с двух слоев, что значительно улучшает качество идентификации. Количе-

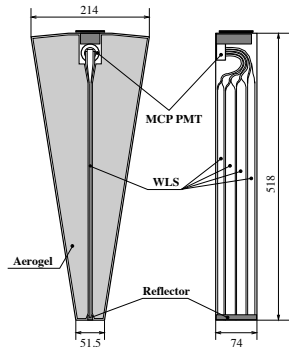


Рис. 3.4. Торцевой счетчик.

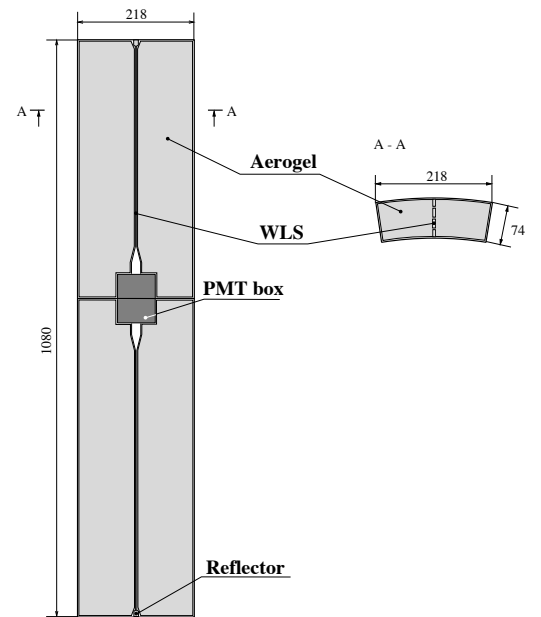


Рис. 3.5. Два баррельных счетчика в одном корпусе.

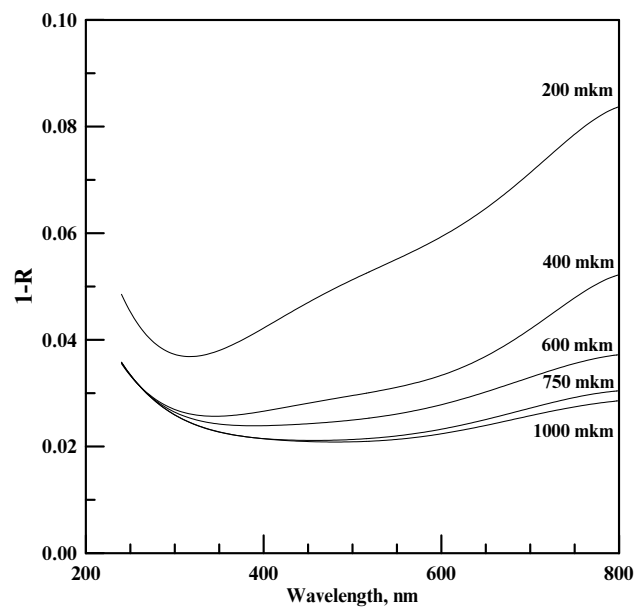


Рис. 3.6. Коэффициент отражения (R) тефлона различной толщины в зависимости от длины волны падающего света.

ство вещества в счетчиках – 24% радиационной единицы (2 слоя при перпендикулярном пролете частицы).

3.2.1. Аэрогель

С 1986 года в городе Новосибирске ведутся работы по развитию технологии и производству аэрогеля Институтом катализа им. Г.К.Борескова СО РАН совместно с Институтом ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН. Освоено производство аэрогелей с показателями преломления $n = 1.008 \div 1.13$ [90]. Производство аэрогелей — сложный технологический процесс [23]. Благодаря тесному сотрудничеству групп ИЯФ СО РАН и ИК СО РАН удалось развить технологию так, что по оптическим параметрам производимый в Новосибирске аэрогель является одним из лучших в мире. На рисунке 3.7 для сравнения приведены зависимости длины поглощения от длины волны света аэрогелей, произведенных в Новосибирске для системы счетчиков АШИФ детектора КЕДР и в КЕК (Япония) для системы аэрогелевых счетчиков детектора Belle. Так же на рисунке представлены длины рассеяния света этих аэрогелей на 400 нм. Аэрогель новосибирского производства используется в эксперименте AMS-02 на международной космической станции и в детекторе LHCb на большом адронном коллайдере [15, 91]. Для аэрогеля, ис-

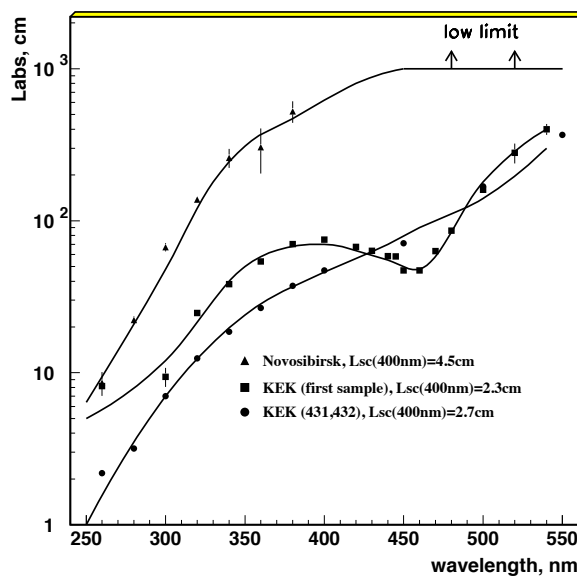


Рис. 3.7. Длина поглощения света в аэрогеле произведенном в Новосибирске (SAN-96) и производства КЕК (Япония).

пользованного в детекторе КЕДР, длина рассеяния света $L_{scat}(400 \text{ нм}) \simeq 4.5 \text{ см}$. Данные по длине поглощения для аэрогелей разной плотности, произведенных в Новосибирске, приведены на рис 3.8.

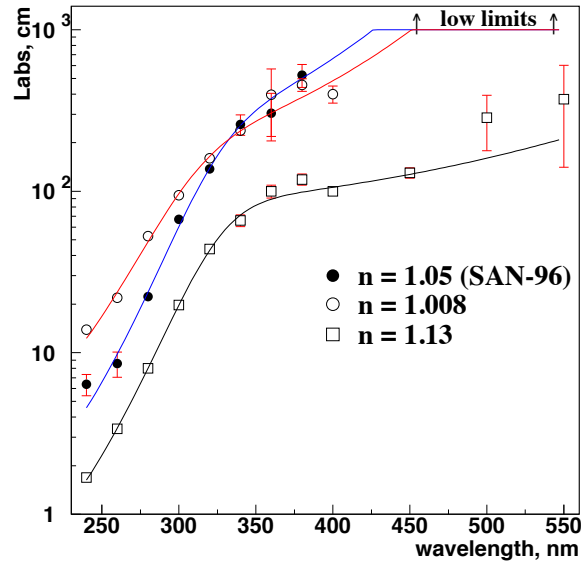


Рис. 3.8. Зависимость длины поглощения в аэрогеле от длины волны света для разных аэрогелей.

3.2.2. Переизлучатели спектра

Разработка переизлучателей производилась совместно НИИ Полимеров им. В.А. Каргина (г. Дзержинск) и ИЯФ СО РАН. Переизлучатель на основе полиметилметакрилата (ПММА) с трансформатором спектра ВВQ (benzo(de)benzo(4,5)imidazo(2,1-a)isoquinolin-7-one) (150 мг ВВQ на 1 кг ПММА) производился в виде листов толщиной 3 мм. Резка, полировка, придание необходимой формы и контроль качества шифтеров производились в ИЯФ. Переизлучатель с ВВQ имеет спектр поглощения от 250 до 430 нм (см. рис. 3.9). При толщине 3 мм фотоны из данного диапазона длин волн переизлучаются с вероятностью близкой к 100%. ВВQ переизлучает свет в узкий пик с максимумом на длине волны 500 нм. На рисунке 3.10 показаны зависимости вероятности преобразования фотона в фотоэлектрон в зависимости от расстояния от точки поглощения фотона до фотоприемника и длина ослабления для образца переизлучателя сечением $3 \times 17 \text{ мм}$ на различных стадиях производства [27, 28].

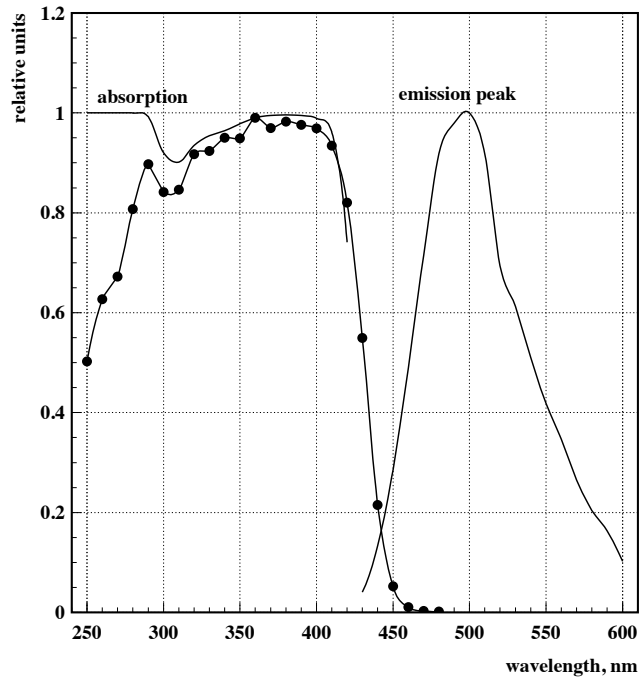


Рис. 3.9. Спектр поглощения и излучения ВВQ.

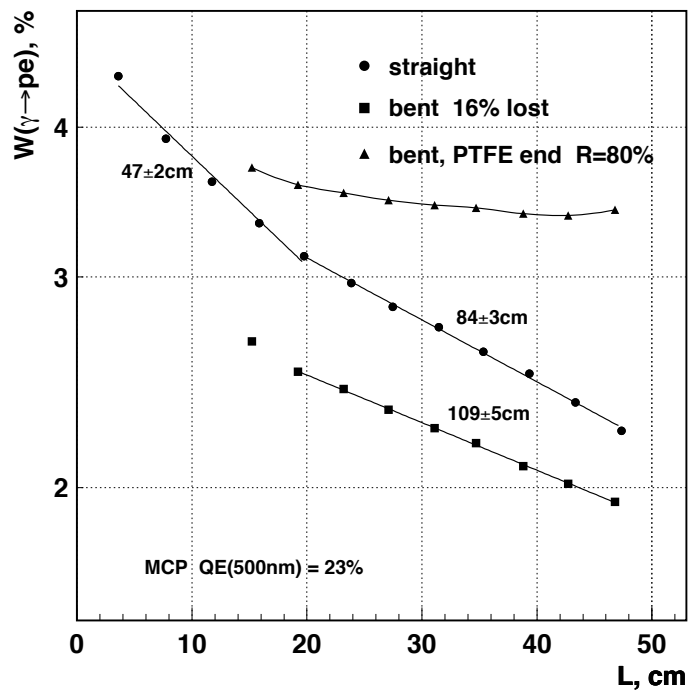


Рис. 3.10. Вероятность преобразования фотона в фотоэлектрон ($W(\gamma \rightarrow pe)$) в шифтере в зависимости от расстояния до фотоприемника в разных стадиях производства, цифра над кривой – длина ослабления.

3.2.3. Фотоумножители

В качестве фотонных детекторов в системе АШИФ используются 160 ФЭУ на основе микроканальных пластин (МКП) с мультищелочным фотокатодом (Sb-Na-Ca-Sc). Производство данных приборов освоили две фирмы в г. Новосибирск: АОТ «Катод» и ООТ «Экран ФЭП». Мультищелочной фотокатод имеет максимальную квантовую чувствительность в максимуме спектра излучения ВВQ. Другими достоинствами данного прибора являются: малый габарит (высота 17 мм, диаметр 31 мм), коэффициент усиления 10^6 , слабая чувствительность к магнитному полю (усиление уменьшается в $3 \div 5$ раза в поле 1.8 Тл) [28, 89, 27, 31, 32, 33] и низкая стоимость по сравнению с сеточными ФЭУ Hamamatsu. В рамках работы по созданию системы счетчиков АШИФ были проведены подробные исследования характеристик этих приборов, изучено влияние на характеристики ФЭУ магнитного поля до 2 Тл, проведен ряд исследований времени жизни фотокатода и разработано несколько конструкций ФЭУ с МКП с улучшенным временем жизни фотокатода [31, 32, 33, 34].

3.2.4. Электроника

Заряд с анода ФЭУ преобразуется зарядово-чувствительным предусилителем в парафазный сигнал, который выводится из детектора и подается на вход плат оцифровывающей электроники по длинному кабелю (~ 40 м). Для оцифровки сигнала была разработана специальная электронная плата А6, работающая в режиме pipe-line. Основными элементами схемы являются 10-разрядный АЦП и сдвиговый регистр. АЦП измеряет мгновенное значение напряжения с периодом 50 нс. Сдвиговый регистр служит для сохранения информации на время решения триггера. Для каждого импульса считываются пять значений напряжения, по ним восстанавливаются амплитуда и время прихода импульса. Также в схеме есть дискриминатор, с помощью которого можно контролировать шумы каждого фотоумножителя (счетчика).

Система высоковольтного питания состоит из 10 модулей 16-ти канальных активных делителей, разработанных в ПИЯФ (г. Санкт-Петербург), и 6 канального модуля опорного высоковольтного питания, разработанного в ИЯФ СО РАН в стандарте 4М блока КАМАК на основе трансформаторов ЕМСО (4 кВ, 3.75 мА, 15 Вт). Система позволяет установить и поддерживать для каждого счетчика напряжение питания ФЭУ индиви-

дуально в диапазоне 2500÷4000В. Контроль и управление высоковольтным питанием осуществляются через ЭВМ. В процессе эксплуатации ведется оперативный контроль за шумами фотоумножителя с помощью встроенных в платы А6 дискриминаторов и пересчетов. Пересчетки опрашиваются раз в несколько секунд и данные по частоте шумов, напряжению и току питания записываются в базу данных. При выходе одного из параметров за пределы, установленные для счетчика, что может происходить при сбросах пучков в ускорителе или перегреве систем детектора, программа контроля отключает счетчик индивидуально понижением напряжения до безопасного или выключает напряжение группы высоковольтных каналов, если параметры изменились сразу у нескольких счетчиков.

3.2.5. Сборка счетчиков

Перед сборкой счетчиков производились измерения оптических параметров аэрогеля, квантовой эффективности ФЭУ, коэффициента сбора фотоэлектронов, эффективности переизлучения фотона в фотон для шифтера и вероятности преобразования фотона в фотоэлектрон для комплекта шифтер-ФЭУ.

Критериями отбора аэрогеля для производства счетчиков детектора КЕДР были: показатель преломления $n = 1.048 \div 1.052$ и относительный светосбор $RLC(350\text{нм}) \geq 85\%$ (измерялся после отжига в течение 5 часов при температуре 500°C). Блоки аэрогеля (размеры блоков $55 \times 55 \times 25$ мм), прошедшие отбор, обрабатывались механически и приобретали необходимую форму, чтобы ими можно было максимально эффективно заполнить весь объем счетчика. Суммарная толщина аэрогеля в счетчиках АШИФ детектора КЕДР составляет 70 мм и состоит из трех слоев, поэтому форма аэрогелевым блокам придается такая, что стыки между блоками в одном слое полностью прикрываются блоками в двух других слоях. Перед сборкой счетчика и после механической обработки весь аэрогель еще раз проходил процедуру восстановительного отжига (5 часов при температуре 500°C).

Комплект переизлучателей состоит из 4-х пластин толщиной 3 мм разной ширины: 2 пластины по 17 мм и 2 пластины по 13 мм. При такой комбинации удается максимально использовать площадь фотокатода с $\varnothing 18$ мм. Суммарная ширина переизлучателя составляет 60 мм. Конец переизлучателя, обращенный к фотонному детектору имеет винт и изгиб. При производстве комплектов переизлучателей качество контролировалось по

измеренной эффективности переизлучения фотон-фотон на расстоянии 40 см от фотокаатода. Эффективность переизлучения измерялась для каждой пластины и усреднялась по ширине переизлучателя. В процессе сборки комплекта переизлучателя пластины разной ширины и формы подбирались так, чтобы среднее значение эффективности переизлучения фотона в фотон было выше выбранного критерия. Форма изгиба конца шифтера, обращенного к фотодетектору, для торцевых счетчиков и для баррельных существенно отличается, также в баррельной части системы есть короткие и длинные счетчики. Поэтому критерии отбора качественных комплектов переизлучателей были разные: для торцевых счетчиков – $W_{\gamma \rightarrow \gamma} \geq 2.85\%$, для баррельных длинных – $W_{\gamma \rightarrow \gamma} \geq 3.15\%$, для баррельных коротких – $W_{\gamma \rightarrow \gamma} \geq 3.3\%$.

У всех фотоумножителей при поступлении от производителя измерялась зависимость квантовой эффективности от длины волны ($QE(\lambda)$) и коэффициент сбора фотоэлектронов (β). В счетчики устанавливались ФЭУ с $QE(500\text{нм}) \geq 22\%$ и коэффициентом $\beta \geq 58\%$ (что соответствует отношению суммарной площади каналов к площади всей МКП при диаметре каналов 8 мкм). При подборе ФЭУ к комплекту переизлучателей с измеренной $W_{\gamma \rightarrow \gamma}$ учитывались $QE(500\text{нм})$ и β так, чтобы минимизировать разброс амплитуд сигналов в числе фотоэлектронов от релятивистских частиц с разных частей системы. После подбора шифтера и ФЭУ для комплекта измерялась вероятность конверсии фотон-фотоэлектрон ($W_{\gamma \rightarrow \text{ФЭ}}$) в стенде, где легко контролируется качество оптического контакта, который осуществлялся с помощью прозрачного оптического компаунда с показателем преломления $n=1.5$ в оптическом диапазоне. После установки комплекта шифтера и ФЭУ в корпус счетчика $W_{\gamma \rightarrow \text{ФЭ}}$ измерялась повторно в корпусе в той же точке, что и в стенде (на расстоянии 40 см от фотокаатода) для контроля качества оптического контакта.

Все счетчики несколько раз перед установкой в детектор тестировались на космических частицах. На рисунке 3.11 представлено распределение счетчиков по измеренному числу фотоэлектронов после сборки. Амплитуда для основной массы счетчиков находится в пределах от 7 до 10 фотоэлектронов, при среднем 8.9 фотоэлектрона. Система черенковских счетчиков КЕДР состоит из двух слоев, поэтому счетчики распределялись так, чтобы суммарная амплитуда сигналов с двух слоев от релятивистских частиц, идущих из места встречи, была как можно более близкой для всех направлений, то есть счетчики

с малой амплитудой в числе фотоэлектронов прикрывались в другом слое счетчиками с большей амплитудой.

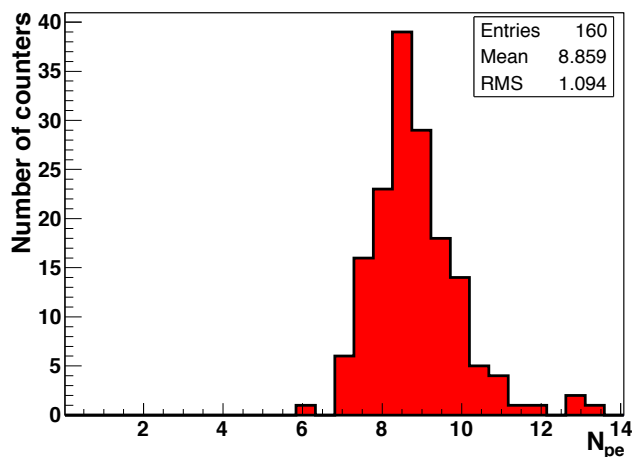


Рис. 3.11. Распределение 160 счетчиков системы по числу фотоэлектронов после сборки.

3.3. Испытание счетчика на пучке адронов [3, 4]

Впервые измерение качества идентификации частиц в счетчиках АШИФ было проведено в 2000 году на вторичных пучках 10 ГэВ протонного синхротрона в ОИЯИ (г. Дубна) [3]. Тестировались два типа торцевых счетчиков детектора КЕДР: заполненные аэрогелевой крошкой и аэрогелевыми блоками. Размер крошки $5 \div 20$ мм. Коэффициент заполнения 65%. Вариант заполнения счетчиков крошкой привлекателен тем, что он менее трудоемкий, чем резка аэрогеля. Также в этом случае уменьшается количество вещества в счетчике. В одной из половинок счетчика, заполненного аэрогелевыми блоками, был вынут аэрогель, чтобы можно было исследовать свет, выходящий из тефлона. Размер “отверстия” был 25×50 мм. Одновременно тестировались 4 счетчика, расположенные друг за другом. Первые два счетчика были повернуты относительно оси пучка так, что частицы проходили счетчики под тем же углом, что и в детекторе КЕДР (см. рис. 3.12).

Для разделения частиц использовались времяпролетные счетчики с 30 метровой базой. Для определения координаты, в которой частицы проходили счетчик, использовался 2-ух координатный годоскоп из сцинтилляционных счетчиков с размером 1 см и общей площадью 16×16 см². Измерения проводились с протонами при импульсах 0.86 ГэВ/с ÷

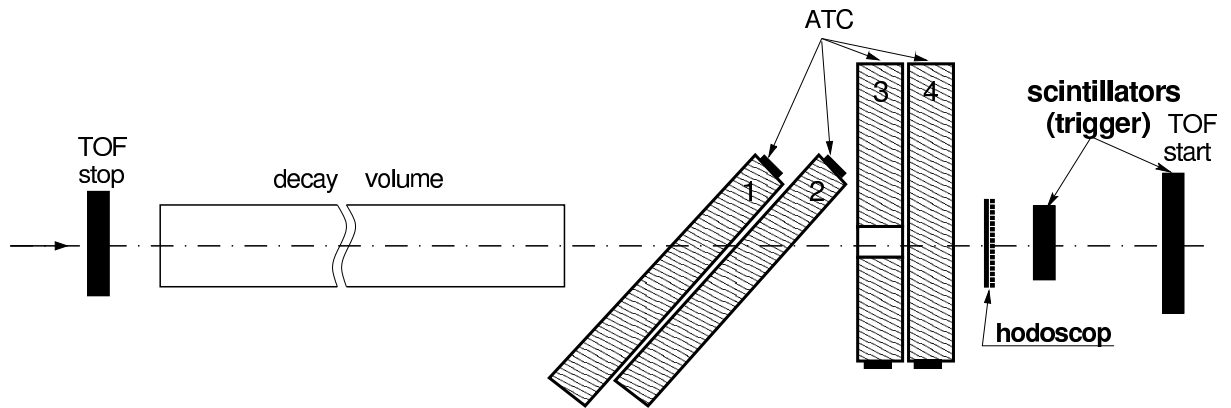


Рис. 3.12. Схема эксперимента. АЧС 1,3 заполнены блоками; АЧС 2,4 заполнены крошкой.

2.1 ГэВ/с и с пионами 0.86 ГэВ/с ÷ 1.6 ГэВ/с. Пучок представлял собой выстрелы длительностью 400 мс каждые 10 с. В каждый выстрел записывалось около 1000 событий. Полное число записанных событий $2 \cdot 10^6$.

3.3.1. Число фотоэлектронов и неоднородность счетчика

Зависимость зарегистрированного черенковского света от импульса была измерена на пионах в диапазоне импульсов от 0.86 ГэВ/с до 1.6 ГэВ/с (Рис. 3.13). Для счетчика, заполненного блоками аэрогеля, амплитуда сигнала от релятивистской частицы составила 10.6 ± 0.2 фотоэлектрона (результат подгонки экспериментальных данных пороговой кривой с $n=1.05$), а для счетчиков с крошкой — 7.0 ± 0.1 фотоэлектрона.

Неоднородность счетчиков была измерена на пучке пионов с импульсом 0.86 ГэВ/с по всей площади счетчика. Счетчики были расположены относительно оси пучка так, что частицы проходили сквозь счетчик под таким же углом, как в КЕДРе. Результаты представлены на рисунках 3.14 и 3.15 для счетчика с блоками аэрогеля и с крошкой, соответственно. Неоднородность сигнала для счетчиков с блоками составила $\pm 15\%$ ($N_{\text{фэ}} = 7.1 \div 9.7$), для счетчиков с крошкой — $\pm 18\%$ ($N_{\text{фэ}} = 4.5 \div 6.5$).

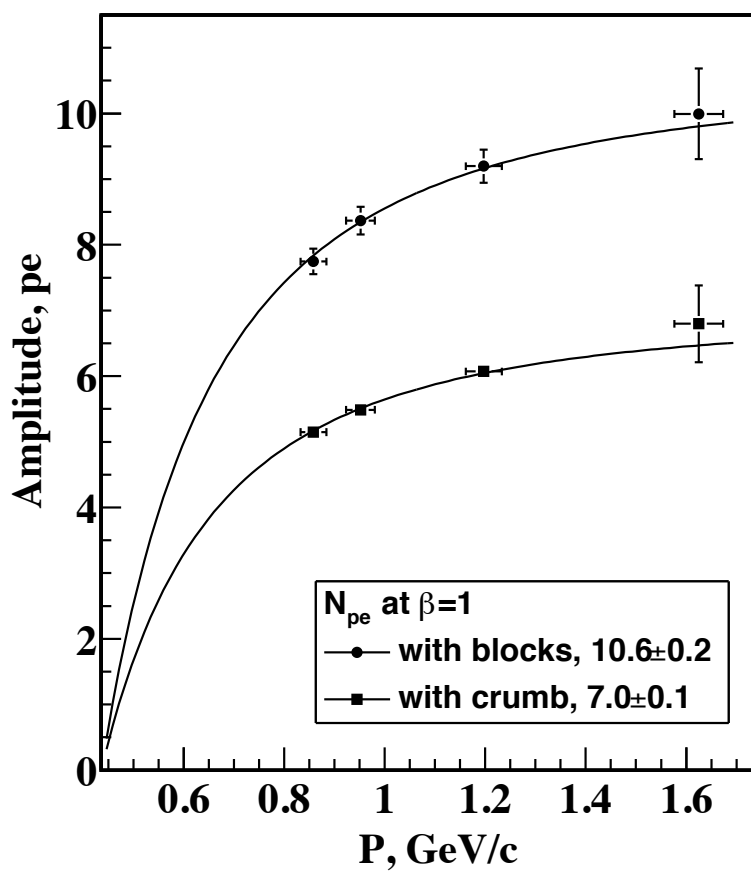


Рис. 3.13. Зависимость амплитуды детектируемого сигнала от импульса.

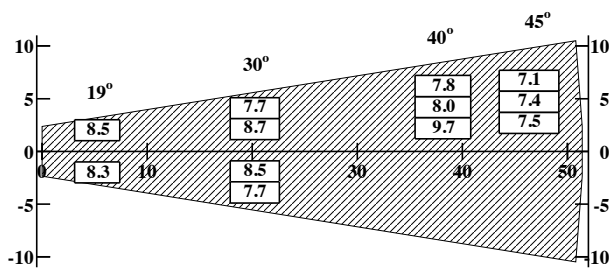


Рис. 3.14. Неоднородность светосбора в счетчике, заполненном блоками аэрогеля.

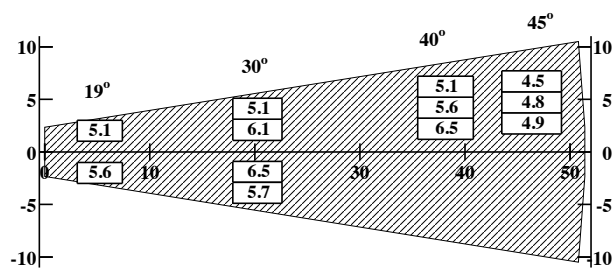


Рис. 3.15. Неоднородность светосбора в счетчике, заполненном аэрогелевой крошкой.

3.3.2. π/K -разделение

Данные для каонов были получены, используя протоны с такой же скоростью. На рисунке 3.16 представлены амплитудные спектры от протонов (каонов) и пионов. На

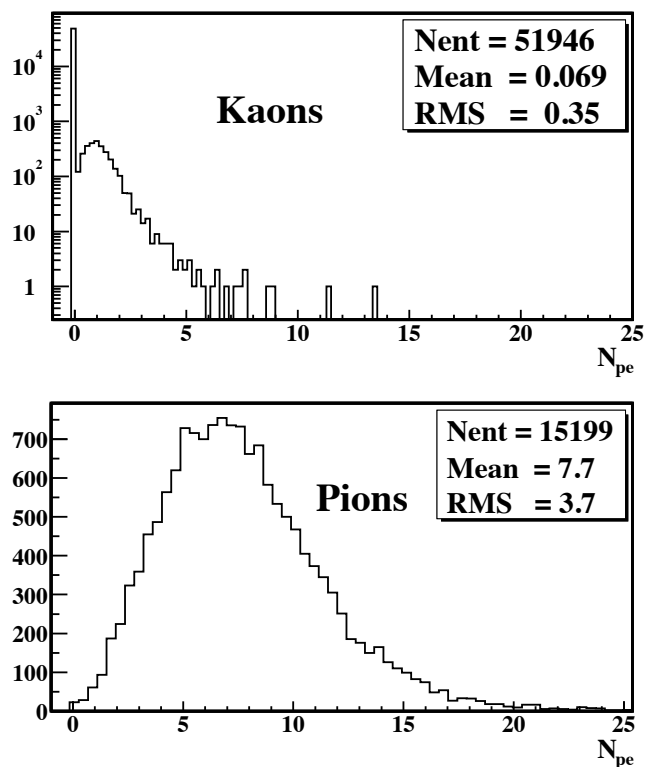


Рис. 3.16. Амплитудные спектры каонов и пионов.

рис. 3.17 и 3.18 показаны вероятности ложной идентификации каонов и пионов как функции порога на амплитуду сигнала для импульсов 0.86 и 1.2 ГэВ/с, соответственно.

Для счетчиков, заполненных блоками аэрогеля, при импульсе 0.86 ГэВ/с и пороге 0.05 фотоэлектрона коэффициент подавления пионов равен 900 при эффективности регистрации каонов 94% (достоверность разделения составляет 4.7σ). При импульсе 1.2 ГэВ/с коэффициент подавления пионов равен 1300 при эффективности регистрации каонов 90% (4.5σ). Для счетчиков, заполненных аэрогелевой крошкой, при импульсе 0.86 ГэВ/с коэффициент подавления пионов — 90 при 95% эффективности регистрации каонов (3.9σ), при 1.2 ГэВ/с коэффициент подавления пионов — 200 при 90% эффективности регистрации каонов (3.9σ).

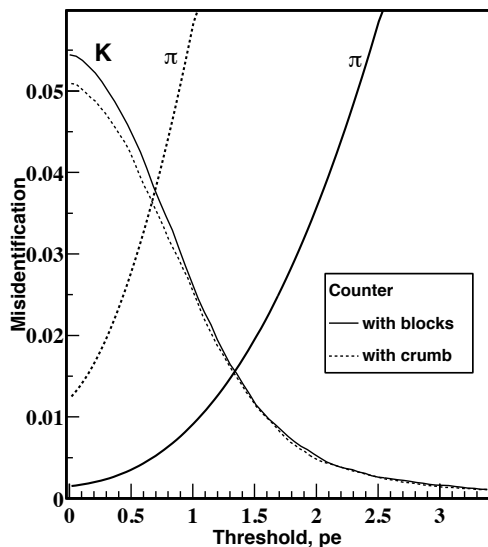


Рис. 3.17. Зависимость ложной идентификации пионов и каонов от амплитуды порога для импульса $P=0.86$ ГэВ/с.

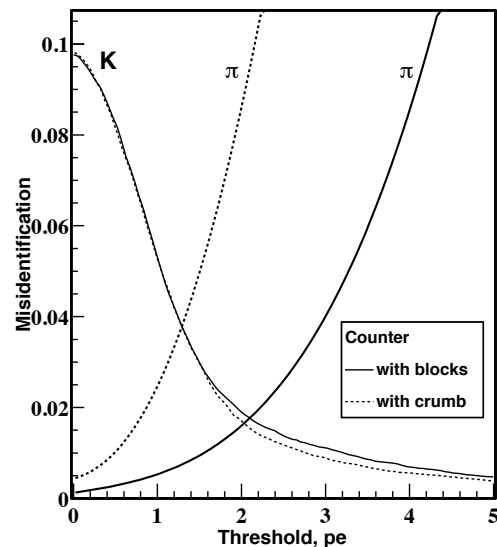


Рис. 3.18. Зависимость ложной идентификации пионов и каонов от амплитуды порога для импульса $P=1.2$ ГэВ/с.

3.3.3. Временное разрешение

Для определения временного разрешения измерялся разброс разницы времен срабатывания сцинтилляционного счетчика и счетчика АШИФ №1 (рис. 3.12), заполненного блоками аэрогеля (при $P = 0.86$ ГэВ/с, $N_{\text{фэ}}(\pi) = 7.7$, $N_{\text{фэ}}(p) = 0.03$). Так как в схеме использовался дискриминатор с фиксированным порогом, было проведено исследование зависимости времени от амплитуды сигнала. Для каждого измерения делалась поправка времени на амплитуду. Поправленные спектры представлены на рис. 3.19 и рис. 3.20 от пионов и от протонов, соответственно, при импульсе $p = 0.86$ ГэВ/с. Основной вклад во временное разрешение дает время высвечивания ВВQ. Согласно публикации [92] оно составляет $t_{\text{ВВQ}}=12\div 16.5$ нс. Также время высвечивания ВВQ было измерено в данном эксперименте. Время высвечивания ВВQ равно постоянной времени в экспоненте временного спектра одноэлектронных сигналов. При импульсе 0.86 ГэВ/с протоны оказываются допороговыми частицами и их сигналы в основном нулевые и одноэлектронные (рис. 3.16). Временное распределение протонов подгонялось сверткой распределения Гаусса и экспоненты с тремя свободными параметрами: t_0, σ, τ (рис. 3.20). Результат подгон-

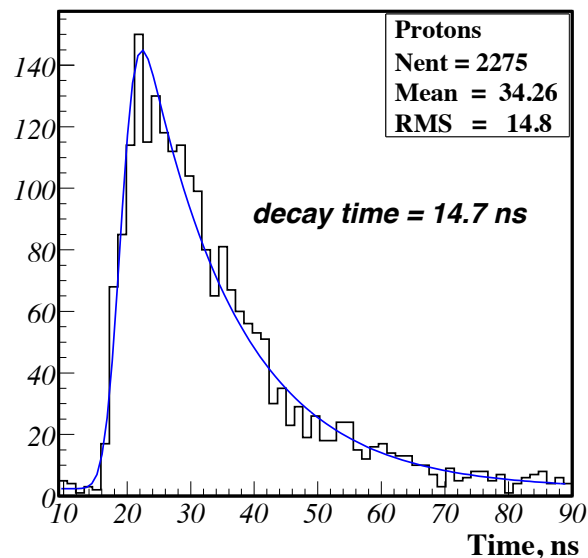
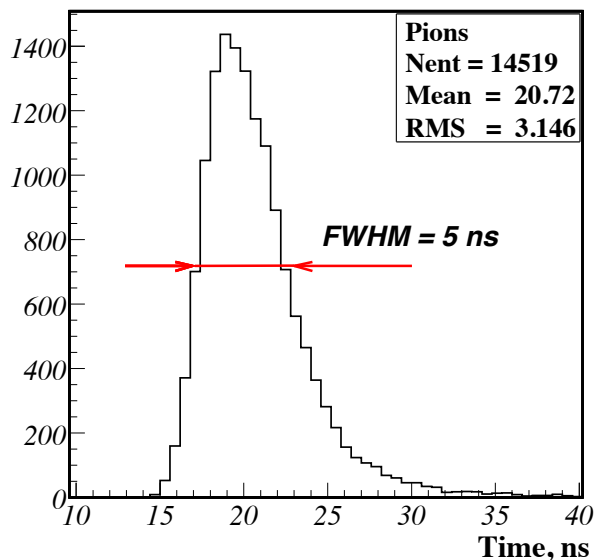


Рис. 3.19. Временной спектр от пионов $N_{\text{ФЭ}}(\pi) = 7.7$ для импульса $P=0.86$ ГэВ/с.

Рис. 3.20. Временной спектр от протонов $N_{\text{ФЭ}}(p) = 0.03$ для импульса $P=0.86$ ГэВ/с.

ки $\tau = \tau_{BBQ} = 14.7 \pm 0.6$ нс. Временной спектр пионов (рис. 3.19) не имеет форму распределения Гаусса, поэтому можно определить временное разрешение как

$$\sigma_t = \frac{(\text{ширина на полувысоте})}{2.36} = 2.1 \text{ нс},$$

что хорошо согласуется с оценкой, полученной из времени высвечивания ВВQ [4]:

$$\sigma_t \approx \tau_{BBQ}/N_{pe} = 14.7/7.7 = 1.9 \text{ нс}.$$

Другие вклады во временное разрешение на пионах гораздо меньше:

- разброс времен запуска триггера ~ 0.2 нс;
- сбор черенковского света ~ 0.7 нс (на 1 ф.э.);
- зависимость времени срабатывания дискриминатора от амплитуды ~ 0.4 нс;
- распространение света в переизлучателе < 0.1 нс;
- отклик ФЭУ с МКП < 0.1 нс.

Временное разрешение счетчика АШИФ на пионах с импульсом 0.86 ГэВ/с составило $\sigma_\tau = 2$ нс [4].

ГЛАВА 4

Долговременная стабильность счетчиков АШИФ

Зависимость амплитуды сигнала счетчиков АШИФ от времени исследовалась с помощью космических мюонов. Несколько счетчиков, в том числе и протестированные на пучке вторичных адронов в ОИЯИ г. Дубна, никогда не устанавливались в детектор КЕДР. В течение 14 лет эти счетчики время от времени тестировались на космических мюонах в специализированном стенде (здесь и далее будем называть его “космическим телескопом”). В этом телескопе по длине пробега в свинце отбираются релятивистские мюоны ($P > 1$ ГэВ/ c), с помощью сцинтилляционных счетчиков выбираются частицы, пересекающие счетчик в триггерной области. Суммарная площадь триггерной области составляет примерно 100 см^2 , ее положение схематически представлено на рисунке 4.1. Зависимость амплитуды сигнала в счетчике АШИФ от времени представлена на рисунке 4.2.

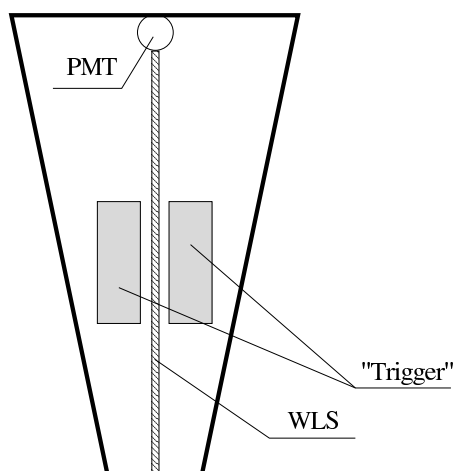


Рис. 4.1. Схема торцевого счетчика АШИФ и триггерной области: суммарная площадь триггера 100 см^2 .

Видно, что амплитуда счетчика плавно уменьшилась до значения 65% от начальной величины за первые три года и в течении последних 10 лет не менялась в пределах точности измерений (5%). Такая зависимость хорошо подгоняется экспонентой, выходящей на постоянный уровень. Параметры подгонки приведены на рисунке. Аналогичная зависимость для счетчика, работавшего в условиях детектора КЕДР с 2003 по 2011 год,

приведена на рисунке 4.3. Для счетчиков в детекторе КЕДР с помощью трековой систе-

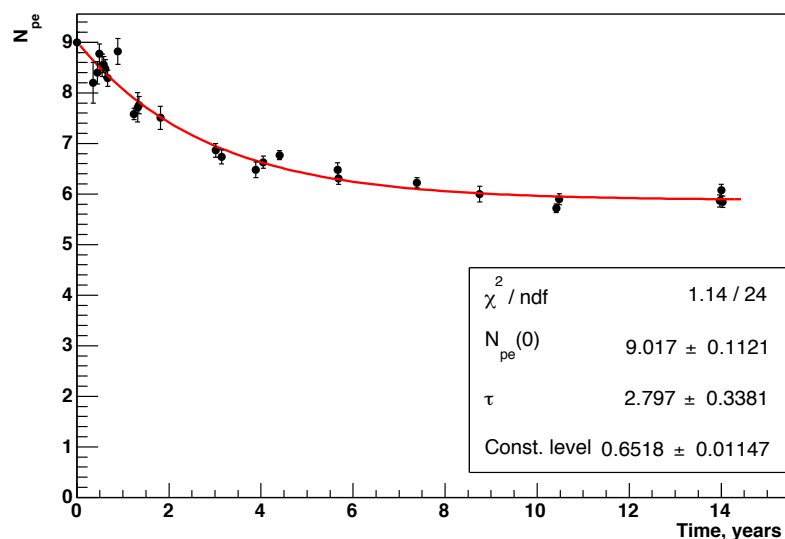


Рис. 4.2. Зависимость от времени амплитуды счетчика АШИФ, полученная на космических мюонах в телескопе.

мы отбирались космические мюоны, прошедшие через такую же область, как в стенде, с импульсом $P \geq 1$ ГэВ/с из специальных калибровочных заходов. Так же амплитуда сигнала нормировалась на длину трека в аэрогеле и пересчитывалась для перпендикулярного пролета, чтобы максимально приблизиться к условиям в космическом телескопе. Видно, что поведение зависимости амплитуды от времени в обоих случаях однотипное. В этих счетчиках существенно различался режим работы фотоумножителя. Счетчик, тестирувавшийся в космическом телескопе, за 14 лет суммарно находился под высоким напряжением примерно полгода, счетчики в детекторе с 2003 по 2011 гг. находились под напряжением примерно 3.5 года. Коэффициент усиления ФЭУ в космическом телескопе 10^6 , а в детекторе КЕДР $2 \cdot 10^5$. В обоих случаях загрузка фотоумножителя определяется в основном собственными шумами (термоэмиссия фотокатода), а не событиями эффекта или фона из ускорителя. Интеграл анодного тока для счетчика, тестирувавшегося в космическом телескопе, составляет:

$$Q_{\text{телескоп}} = f \cdot K_u \cdot e \cdot T = 7.7 \cdot 10^3 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1.6 \cdot 10^7) \approx 40 \text{ мКл},$$

а для счетчика № 68, проработавшего в КЕДРе с 2003 по 2011 гг.:

$$Q_{\text{КЕДР}} = 2.8 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^5 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1.1 \cdot 10^8 \approx 100 \text{ мКл}$$

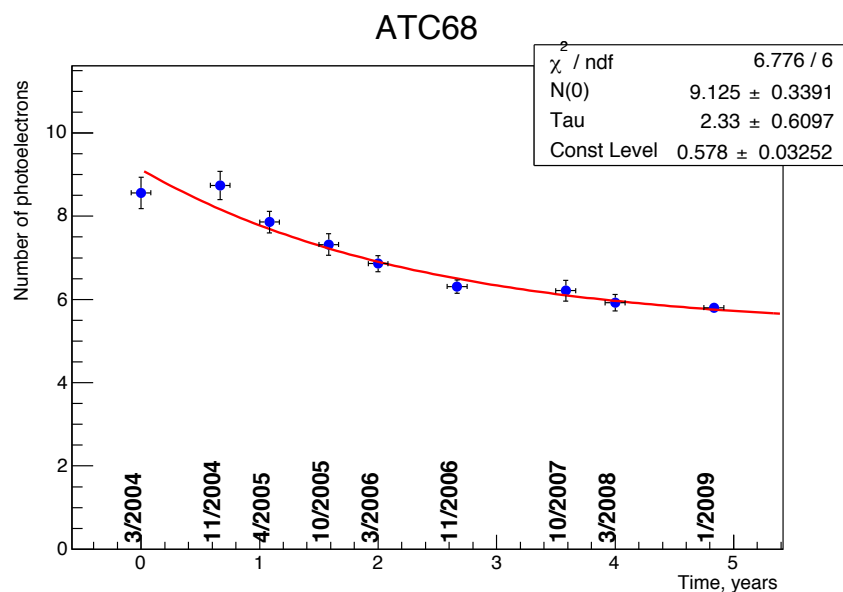


Рис. 4.3. Зависимость от времени амплитуды счетчика АШИФ, полученная на космических мюонах в детекторе КЕДР.

Здесь f – частота собственных шумов, измеряемая при помощи дискриминатора с порогом $\simeq 0.1$ ф.э., K_u – коэффициент усиления ФЭУ, e – заряд электрона, T – интегральное время в секундах. Таким образом, можно сделать предположение, что причины уменьшения амплитуды в обоих счетчиках (и во всех счетчиках АШИФ, где загрузка ФЭУ определяется собственными шумами) качественно и количественно совпадают.

4.1. Причины уменьшения амплитуды счетчиков АШИФ [1, 17, 15]

Детальный анализ причин понижения амплитуды в счетчиках АШИФ детектора КЕДР был проведен более чем на 50 счетчиках. Сорок из этих счетчиков работали в детекторе КЕДР с 2003 по 2011 гг. Изучался вклад в изменение амплитуды от следующих характеристик счетчика:

- квантовая эффективность фотоумножителя;
- светосбор в аэрогеле;
- длина ослабления света в переизлучателе спектра (шифтера);

- коэффициент отражения тефлона;
- оптический контакт (фотокатод-шифтер).

Так как амплитуду принято определять в числе фотоэлектронов, то старение МКП и, следовательно, изменение усиления ФЭУ с МКП от времени (или от интеграла тока) в задачу не входит. Тем более, что уменьшение сигнала в этом случае можно компенсировать повышением напряжения на фотоумножителе.

Процедура исследования причин уменьшения амплитуды в счетчиках АШИФ.

Сразу после сборки счетчика и перед его разборкой измерялась амплитуда в космическом телескопе в одинаковых условиях. Отношение $\delta N_{pe} = \frac{N_{ф.э.}(кон.)}{N_{ф.э.}(нач.)}$ количественно характеризует изменение амплитуды в счетчике АШИФ за время его существования. На рисунке 4.4 представлено распределение по данному параметру торцевых и баррельных счетчиков АШИФ, проработавших в детекторе КЕДР с 2003 по 2011 гг. Все счетчики для

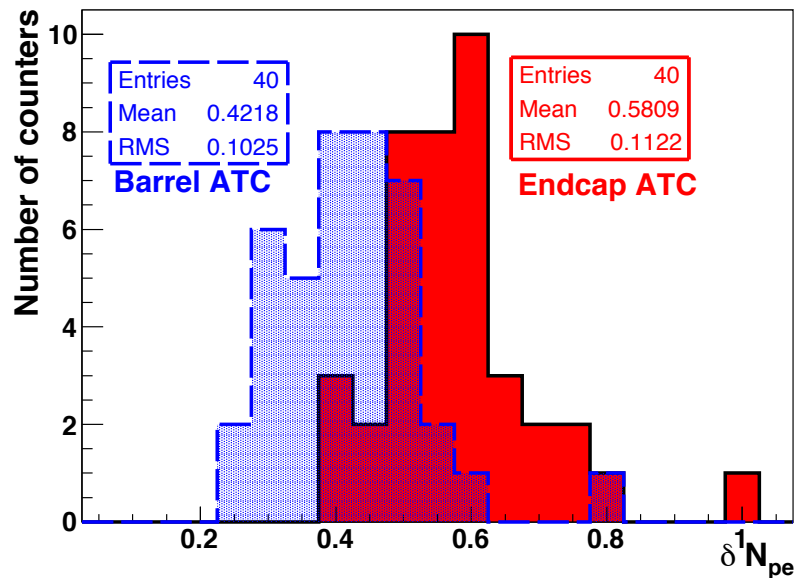


Рис. 4.4. Падение амплитуды с 2003 по 2011 гг. в торцевых и баррельных счетчиках АШИФ детектора КЕДР.

данного исследования разбирались, измерялись параметры каждой его составляющей и сравнивались с такими же измерениями перед сборкой.

4.1.1. Светосбор в аэрогеле

Для оценки вклада от ухудшения светосбора в аэрогеле в общее изменение амплитуды можно использовать изменение параметра, характеризующего качество аэрогеля

$$QA = \frac{N_{\text{ф.э.}}}{W_{\gamma \rightarrow pe} \cdot \beta},$$

где N_{pe} – измеренная в телескопе амплитуда счетчика в числе фотоэлектронов, а $W_{\gamma \rightarrow pe}$ – вероятность конверсии фотона в фотоэлектрон, характеризующая сборку шифтер-ФЭУ, β – коэффициент сбора фотоэлектронов в каналы МКП. Данный подход справедлив, если предположить, что неучтенное здесь изменение коэффициента отражения тефлона вносит незначительный вклад в уменьшение амплитуды в счетчиках АШИФ. Количественная оценка вклад от старения тефлона в светосбор приведена в разделе 4.1.4. Для проверки справедливости описанного подхода в нескольких счетчиках (более 10 торцевых счетчиков) был извлечен весь аэрогель, восстановлены его оптические параметры (с помощью отжига в течении 5 часов при температуре $500C^\circ$) и вновь уложен в счетчики со старыми составляющими (тефлон, комплект шифтер-фотоумножитель, оптический контакт). У этих счетчиков вновь измерялась амплитуда в космическом телескопе и вероятность $W_{\gamma \rightarrow pe}$. В пределах ошибок измерения ($5 \div 10\%$) выполняется следующее равенство:

$$\delta AER = \frac{N_{\text{ф.э.}}^{2011}(\text{перед разборкой})}{N_{\text{ф.э.}}^{2011}(\text{после отжига})} = \frac{QA_{2011}}{QA_{2003}},$$

$N_{\text{ф.э.}}^{2011}(\text{перед разборкой})$ – число фотоэлектронов в космическом телескопе перед разборкой счетчика в 2011 году,

$N_{\text{ф.э.}}^{2011}(\text{после отжига})$ – число фотоэлектронов в космическом телескопе с аэрогелем после отжига в том же корпусе в 2011 году,

$QA_{2011} = \frac{N_{\text{ф.э.}}^{2011}(\text{перед разборкой})}{W_{\gamma \rightarrow \text{ф.э.}}(\text{после разборки}) \cdot \beta}$ – качество аэрогеля в 2011 году, рассчитанное из числа фотоэлектронов в космическом телескопе перед разборкой и вероятности фотон-фотоэлектрон для комплекта шифтер-ФЭУ, измеренное после разборки;

$QA_{2003} = \frac{N_{\text{ф.э.}}(2003)}{W_{\gamma \rightarrow \text{ф.э.}}(\text{перед сборкой}) \cdot \beta}$ – качество аэрогеля в 2003 году, рассчитанное из числа фотоэлектронов в космическом телескопе после сборки счетчика и вероятности фотон-фотоэлектрон для комплекта шифтер-ФЭУ, измеренное перед сборкой.

Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что неучтенные в расчете факторы оказывают малое ($5 \div 10\%$) влияние на изменение амплитуды в счетчиках АШИФ, а

отжиг аэрогеля при $500C^\circ$ в течени 5 часов полностью восстанавливает первоначальные оптические параметры аэрогеля. О причинах изменения светосбора в аэрогеле более подробно написано в разделе 4.2 и работе [16]. Распределение величины δAER по торцевым счетчикам представлено на рис. 4.5. Уменьшение амплитуды в счетчиках АШИФ из-за ухудшения светосбора в аэрогеле для торцевых счетчиков составляет от 0 до 45%, а в среднем — 22%, для баррельных — от 15 до 60%, в среднем — 34%. Разница между баррельными и торцевыми счетчиками наблюдается из-за разных геометрических размеров и соответственно разной эффективности светосбора.

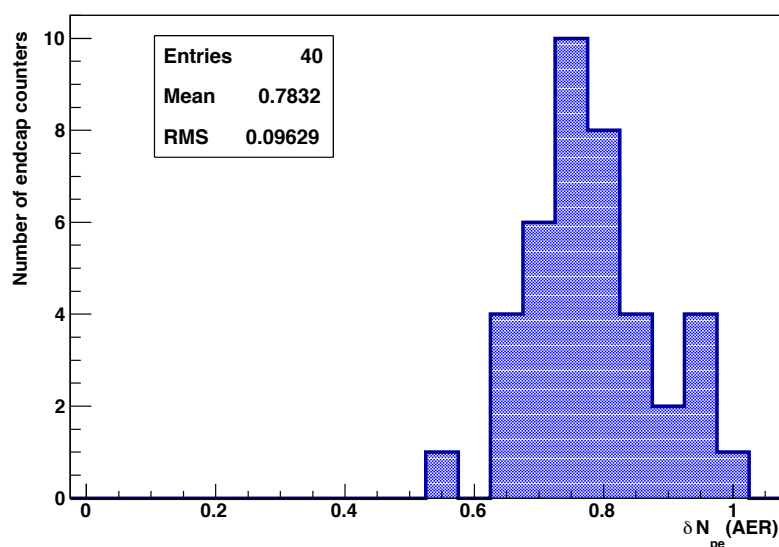


Рис. 4.5. Изменение числа фотоэлектронов из-за падения светосбора в аэрогеле для 40 торцевых счетчиков.

4.1.2. Квантовая эффективность фотоумножителя

Квантовая эффективность (QE) всех ФЭУ перед сборкой счетчиков и после разборки калибровалась в диапазоне длин волн от 360 до 700нм. Для калибровки использовался один и тот же эталонный фотоприемник, который все время включался только в диодном режиме, и его фотокатод не подвергался старению, как в ФЭУ, работающих в счетчиках. Кроме того, для отслеживания стабильности квантовой чувствительности эталона во времени он периодически калибровался относительно фотодиода с другим принципом устройства, и эти поправки учитывались при расчете изменения квантовой

чувствительности ФЭУ, проработавших в счетчиках АШИФ длительное время. Так как в счетчиках АШИФ детектора КЕДР используется переизлучатель спектра на основе ВВQ, максимум излучения которого находится в районе 500 нм, на рисунке 4.6 приведено распределение относительного изменения квантовой чувствительности ФЭУ на длине волны 500 нм для 80 счетчиков, проработавших в детекторе КЕДР с 2003 по 2011 гг. Относительное изменение для разных приборов составило от 0 до 65%, в среднем — 18%. Примерно половина приборов была заменена в процессе ремонта системы в 2011–2013 гг. Основной причиной старения фотокатода в ФЭУ с микроканальными пластинами является взаимодействие его с ионами остаточного газа, которые образуются при прохождении электронной лавины через каналы МКП. В работах [31, 32, 33] представлены некоторые

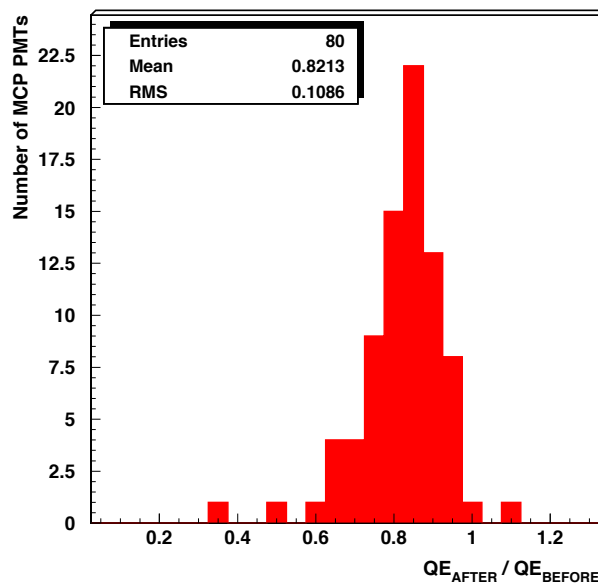


Рис. 4.6. Распределение относительного изменения квантовой эффективности на длине волны 500 нм для 80 ФЭУ с МКП, проработавших в счетчиках АШИФ детектора КЕДР с 2003 по 2011 гг.

результаты исследований времени жизни мультищелочных фотокатодов в ФЭУ с МКП при различных режимах работы и для различных модификаций приборов. В работе [34] приведены результаты исследования времени жизни для различных модификаций мультищелочных фотокатодов. У лучшего из них квантовая чувствительность на 500 нм не уменьшается при наборе интеграла анодного тока до 1 Кл/см² и уменьшается на 20% при наборе 3.3 Кл/см².

4.1.3. Переизлучатели спектра и оптический контакт

При сборке счетчиков АШИФ для характеристики качества сборки шифтер-фотоумножитель использовался параметр вероятности конверсии фотона, попавшего на шифтер, в фотоэлектрон ($W_{\gamma \rightarrow \text{ф.э.}}$). Величина этого параметра напрямую зависит от квантовой чувствительности фотоумножителя в области длин волн переизлучателя ВВQ (500 нм), от длины ослабления света в переизлучателе, от качества поверхностей шифтеров, по которым переизлученный свет идет, как по световоду, до фотоприемника и от качества оптического контакта шифтер-ФЭУ, который осуществляется с помощью оптической смазки с показателем преломления $n=1.5$.

Для измерения вероятности конверсии фотона в фотоэлектрон шифтеры засвечивались пятном \varnothing 5 мм монохроматического света с длиной волны 380 нм на расстоянии 40 см от фотоприемника. Для нормировки светового потока использовался фотоприемник с известной квантовой эффективностью на длине волны 380 нм. Тогда вероятность конверсии фотон-фотоэлектрон можно посчитать так:

$$W_{\gamma \rightarrow \text{ф.э.}} = \frac{I_s}{I_0/QE},$$

где I_s – ток с ФЭУ, прикрепленного к шифтеру и включенного в диодном режиме (без высокого напряжения на МКП для усиления сигнала), I_0 – ток калибровочного фотоприемника, QE – квантовая эффективность калибровочного фотоприемника на 380 нм. Данный параметр контролируется в процессе производства и подбора оптимального комплекта шифтер-ФЭУ и после установки комплекта в корпус счетчика для проверки качества оптического контакта перед укладкой аэрогеля с последующей герметизацией корпуса.

Для оценки вклада от нарушения оптического контакта в общее изменение амплитуды в счетчиках АШИФ, вероятность конверсии фотон-фотоэлектрон измерялась дважды: первый раз сразу после извлечения аэрогеля и второй раз после повторного прикрепления фотоприемника к шифтеру со свежей оптической смазкой. Отношение величин этих вероятностей $\delta OCWP = \frac{W_{\gamma \rightarrow \text{ф.э.}}(\text{стар.})}{W_{\gamma \rightarrow \text{ф.э.}}(\text{нов.})}$ (Optical Contact Wavelength shifter – Photomultiplier) для торцевых и баррельных счетчиков представлено в гистограммах на рисунке 4.7. Основной причиной нарушения оптического контакта во время работы счетчиков в детекторе КЕДР являлось магнитное поле детектора. В 2003 – 2011 гг. магнитное поле детектора во время экспериментов составляло 6 кГс. После первого подъема

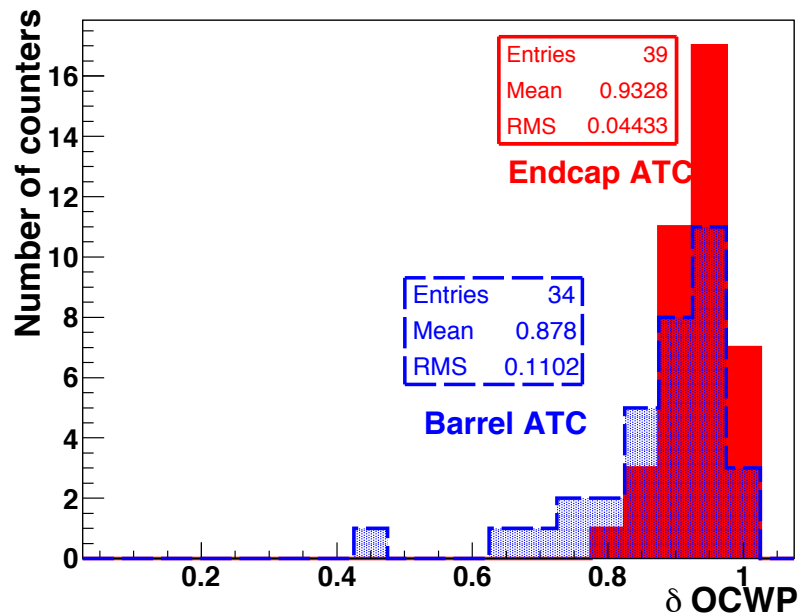


Рис. 4.7. Распределение торцевых и баррельных счетчиков по параметру δOCWP .

поля амплитуда во многих счетчиках уменьшилась скачком. Гипотеза, которую удалось проверить при разборке счетчиков, заключалась в том, что старая конструкция крепления ФЭУ позволяла прибору поворачиваться на угол до 6° в торцевых счетчиках и до 17° в баррельных. Это может приводить к потерям до 54% собранного на шифтер и переизлученного черенковского света. Во время ремонта и модернизации систем детектора КЕДР в 2011-2013 гг. все крепления в 160-ти счетчиках АШИФ были переделаны так, что какие-либо заметные повороты ФЭУ невозможны в полях до 20 кГс.

Измерение вероятности конверсии фотон-фотоэлектрон для каждого комплекта с восстановленным оптическим контактом в процессе разборки счетчиков (в 2011 году) и сравнение с таким же измерением, сделанным в процессе сборки (в 2003 году) с поправкой на изменение квантовой чувствительности ФЭУ, показало, что какой-либо заметной (в пределах ошибки измерений 1-3%) деградации в пластике и переизлучающей добавке (ВВQ) не происходит. Единичные царапины на поверхности шифтеров от укладки и извлечения аэрогеля не приводят к изменениям длины ослабления света в шифтере, поэтому практически все переизлучатели использовались в счетчиках повторно.

4.1.4. Тефлон

Для тефлона из нескольких счетчиков была измерена зависимость коэффициента поглощения от длины волны. На рисунке 4.8 представлена зависимость коэффициента поглощения тефлона из двух счетчиков в сравнении с новым тефлоном. Видно, что ко-

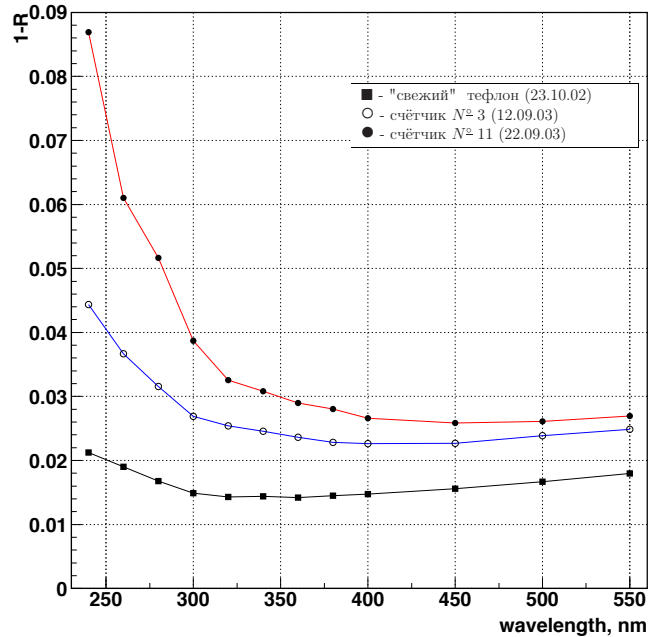


Рис. 4.8. Зависимость коэффициента поглощения ПТФ.э. от длины волны света для нового тефлона и из счетчиков 3 и 11.

эффициент поглощения примерно в 2 раза больше для состарившегося тефлона практически на всех длинах волн. Для более точной оценки вклада коэффициента поглощения тефлона в падение светосбора в счетчике АШИФ необходимо делать моделирование. Ниже приведены результаты оценки-пересчета из данных по моделированию светосбора с новым тефлоном. Для расчета светосбора на фотокатод в объеме с диффузно-отражающими стенками можно использовать формулу:

$$G = \frac{\rho}{\rho + k_{\text{погл}}}, \quad (4.1)$$

где ρ – отношение площади фотокатода к площади стенок, $k_{\text{погл}}$ – коэффициент поглощения, который учитывает как поглощение в аэрогеле, так и на стенках объема. Подобная формула применялась для расчета светосбора в аэрогелевых счетчиках детектора TASSO [22] с той разницей, что в ней использовалось отношение площади фотокатода к полной внутренней площади объема ($f = \frac{\rho}{1+\rho}$) и коэффициент отражения ($R = 1 - k_{\text{погл}}$).

Для того, чтобы учесть в расчете поглощение в аэрогеле, можно использовать данные, полученные из моделирования [89]: коэффициент светосбора на шифтер для событий из триггерной области в торцевом счетчике с новым тефлоном (коэффициент поглощения $k_{\text{погл1}} \simeq 0.02$) составляет $G_a = 0.6$, при этом только $1/5$ часть не собранного света поглощается в тефлоне. То есть 0.32 света поглощается в аэрогеле и 0.08 – в тефлоне. Следовательно, коэффициент светосбора в счетчике без аэрогеля $G_0 = 0.92$. Отсюда можно оценить эффективное отношение площади шифтера к площади внутренних стенок:

$$G_0 = \frac{\rho}{\rho + k_{\text{погл1}}(\text{ПТФ.э.})} = \frac{\rho}{\rho + 0.02} = 0.92 \rightarrow \rho = 0.23.$$

Для оценки коэффициента поглощения в аэрогеле подставим полученное значение в формулу (4.1):

$$G_a = \frac{\rho}{\rho + [k_{\text{погл}}(\text{аэр}) + k_{\text{погл1}}(\text{ПТФ.э.})]} = \frac{0.23}{0.23 + [k_{\text{погл}}(\text{аэр}) + 0.02]} = 0.6 \rightarrow k_{\text{погл}}(\text{аэр}) \simeq 0.133.$$

При увеличении коэффициента поглощения в 2 раза ($k_{\text{погл2}} \simeq 0.04$), получается:

$$G_{a2} = \frac{\rho}{\rho + [k_{\text{погл}}(\text{аэр}) + k_{\text{погл2}}(\text{ПТФ.э.})]} = \frac{0.23}{0.23 + 0.133 + 0.04} = 0.571,$$

что всего на 4.9% меньше, чем при новом тефлоне и не превосходит ошибки наших измерений числа фотоэлектронов в космическом телескопе ($5 \div 10\%$).

4.2. Влияние воды на оптические параметры аэрогеля [16, 17]

Аэрогель новосибирского производства (ИК СО РАН с ИЯФ СО РАН) – очень гигроскопичный материал, в отличие от аэрогеля производства КЕК и Matsushita (Япония), который не адсорбирует влагу. Внутренняя поверхность аэрогеля в 10^6 раз больше, чем наружная (для $n=1.05$). Все описанные здесь исследования проводились с образцами новосибирского аэрогеля размером $55 \times 55 \times 25$ мм и показателем преломления $n=1.05$. Оптические параметры аэрогеля, которые необходимо учитывать при разработке черенковских счетчиков, — это показатель преломления, длина поглощения и длина рассеяния света. В счетчиках с диффузным светосбором изменения длины поглощения света приводят к более заметным изменениям коэффициента светосбора, чем изменения длины рассеяния [90, 93, 94].

Поглощение воды.

Физическая адсорбция воды в аэрогеле происходит очень быстро: с постоянной времени $0.2 \div 2$ часа количество поглощенной воды выходит на некий уровень, зависящий от влажности окружающей среды. Если уровень влажности вокруг меняется, он с такой же скоростью отдает влагу. На рисунке 4.9 показана зависимость набираемой аэрогелем массы (в процентах) от времени за счет поглощения влажности. Условия окружающей среды: относительная влажность – 7%, температура – 25°C . На рисунке 4.10 показана зависи-

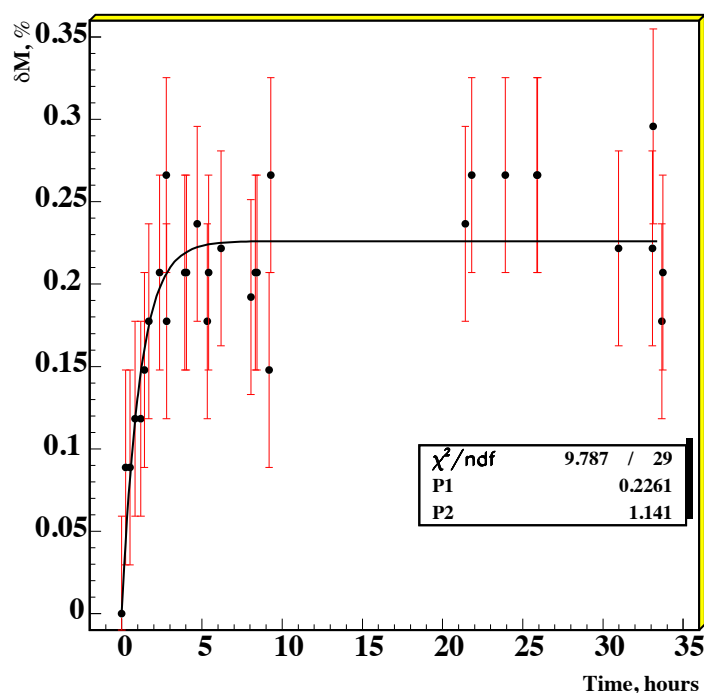


Рис. 4.9. Изменение массы аэрогеля от времени за счет адсорбции воды из атмосферы при относительной влажности 7% и температуре 20° , в процентах от первоначальной массы блока.

мость отдаваемой аэрогелем массы (в процентах) от времени за счет десорбции влаги. Блок аэрогеля был принудительно напитан водой в закрытом объеме, а после выставлен наружу со следующими условиями окружающей среды: относительная влажность – 20%, температура – 25°C . Временная зависимость массы аэрогеля подогнана экспонентой, выходящей на постоянный уровень (параметры приведены на рисунке). В среднем количество адсорбированной влаги в блоках аэрогеля, находящихся на длительном хранении находится в пределах от 1 до 2%. Максимальное количество адсорбированной воды до начала разрушения составляет 4% от первоначальной массы [90].

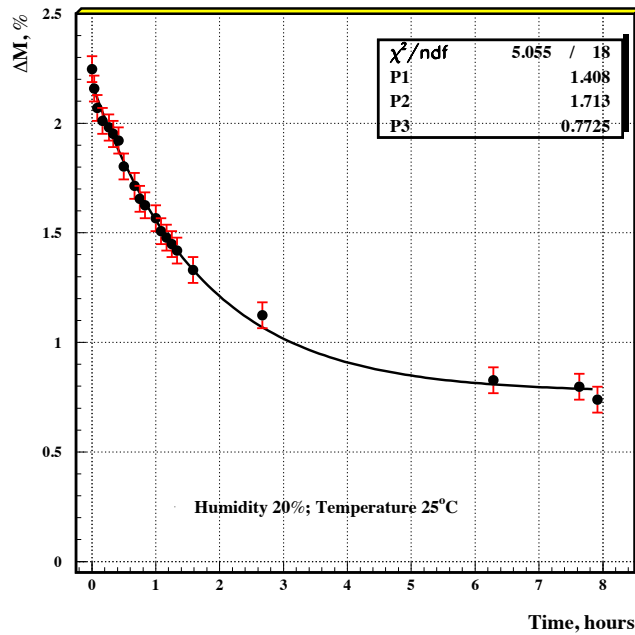


Рис. 4.10. Изменение массы аэрогеля от времени за счет десорбции излишка воды при относительной влажности 20% и температуре 25°, в процентах от первоначальной массы блока.

4.2.1. Относительный светосбор и длина поглощения света

Для измерения длины поглощения света в аэрогеле (L_{abs}) используется уникальная процедура, разработанная в институте и подробно описанная в работах [90, 93, 94]. Чтобы получить L_{abs} , измеряется зависимость светосбора от длины волны в тестовом объеме с аэрогелем (LC_{aer}) и без (LC_{box}). Зная длину рассеяния света (L_{sc}) для образца, коэффициент отражения внутренней поверхности объема (r) и его геометрические размеры с помощью расчета по методу Монте-Карло можно получить зависимость длины поглощения от длины волны. Относительным светосбором аэрогеля (RLC) называется следующая величина:

$$RLC = \frac{LC_{aer}(r, L_{sc}(\lambda), L_{abs}(\lambda))}{LC_{box}(r)} = \frac{I_{aer}(\lambda)}{I_{box}(\lambda)},$$

где LC_{aer} и LC_{box} – светосбор в тестовом объеме с аэрогелем и без него, соответственно, r – коэффициент отражения стенок (строго говоря его зависимость от длины волны), I_{aer} – фототок в стенде с образцом аэрогеля на длине волны λ , I_{box} – фототок в стенде без аэрогеля. Фототок измеряется фотоумножителем, включенным в диодном режиме,

засветка объема производится с помощью монохроматора и рассеивающего объема. Свет от источника рассеивается для того, чтобы при нормировке его интенсивности избежать систематических ошибок, связанных с зависимостью квантовой эффективности фотонного детектора от угла падения фотона и координаты попадания фотона на фотокатод.

Было замечено, что светосбор в аэрогеле существенно ухудшается после нахождения образца в нормальных атмосферных условиях и может впоследствии быть восстановлен до начального уровня с помощью отжига в течении 5 часов при 500°C (т.е. после удаления воды из аэрогеля и, возможно, других веществ физически и химически связанных) [90]. Для изучения динамики процесса уменьшения светосбора в аэрогеле под воздействием атмосферной влаги была проведена серия экспериментов. Эксперименты проводились с двенадцатью одинаковыми образцами аэрогеля (размерами: $55 \times 55 \times 25$ мм и $n = 1.05$). Блоки были напитаны разным количеством воды от 0.2 до 1.5% от их собственной массы. Впервые была получена зависимость уменьшения RLC от времени длительностью больше 100 часов. На рисунке 4.11 представлена зависимость относительного изменения RLC от времени для одного из образцов на разных длинах волн (280, 300 и 320 нм). Зависимость

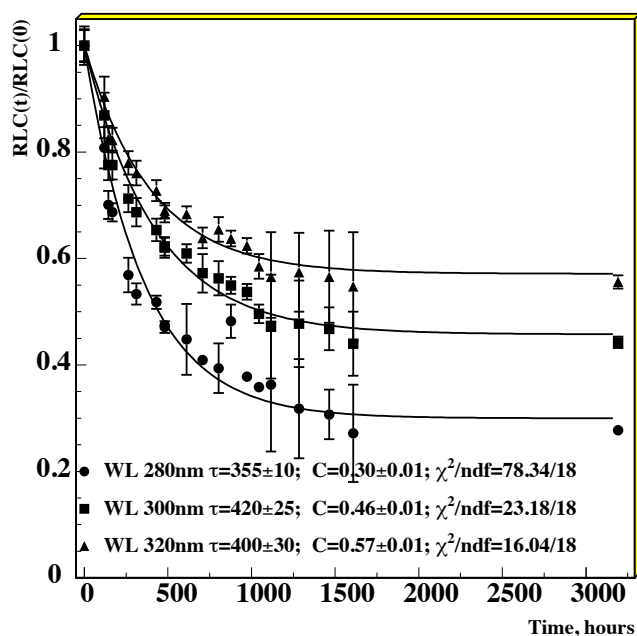


Рис. 4.11. Зависимость относительного изменения RLC от времени для одного образца на трех длинах волн и параметры подгонки: постоянная времени τ и постоянный уровень C .

аппроксимировалась экспонентой, выходящей на некий постоянный уровень:

$$RLC = (1 - C) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + C,$$

здесь τ и C – параметры подгонки, называемые постоянной времени и постоянным уровнем, соответственно. Полученная постоянная времени RLC составляет 350-420 часов, что много больше, чем постоянная времени адсорбции воды аэрогелем (рис. 4.9). Это можно объяснить только каким-то медленным химическим процессом внутри или на внутренней поверхности блока. В серии экспериментов не было обнаружено какой-либо корреляции между параметрами (τ , C) и количеством адсорбированной образцом воды. Тот факт, что деградация светосбора не продолжается бесконечно, а останавливается на некотором уровне, может свидетельствовать о том, что в блоке аэрогеля вещества, вступающего в реакцию, конечное количество. Это количество, доступное для реакции, мало на столько, что воды достаточно $\sim 0.2\%$ от массы аэрогеля, чтобы все прореагировало. Было проведено несколько серий измерений зависимости RLC от времени после насыщения водой с разными партиями производства аэрогелей. Относительная зависимость RLC от времени на длине волны 300 нм для нескольких образцов аэрогеля из разных партий представлена на рисунке 4.12. Из рисунка 4.12 видно, что для разных партий аэрогеля постоянная

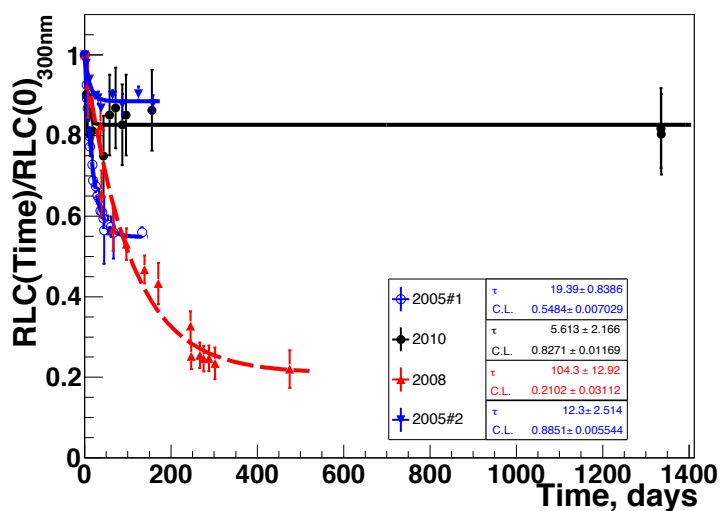


Рис. 4.12. Зависимость $RLC(300 \text{ нм})$ нормированная на первое измерение от времени для нескольких образцов аэрогеля с $n=1.05$ после насыщения водой.

времени (τ) составляет от 5 до 100 суток, а постоянный уровень ($C.L.$) – от 0.2 до 0.88.

Зависимость длины поглощения от RLC не линейная, и расчет ее можно произвести с помощью моделирования методом Монте-Карло. С учетом того, что уменьшение светосбора останавливается на новом постоянном уровне (следовательно длина поглощения тоже перестает меняться), а длина рассеяния света при упомянутых количествах воды вносит вклад меньше 5% (см. гл. 4.2.5), можно утверждать, что характерное время изменения длины поглощения – это время изменения параметра RLC. Для пяти образцов аэрогеля была посчитана длина поглощения света до и после понижения светосбора на новый постоянный уровень за счет поглощения воды. На рисунке 4.13 представлена зависимость относительного изменения длины поглощения ($\delta L_{abs} = \frac{L_{abs}(t \rightarrow \infty)}{L_{abs}(t=0)}$) от относительного изменения RLC ($\delta RLC = \frac{RLC(t \rightarrow \infty)}{RLC(t=0)}$) на длине волны света 300 нм. Данные, полученные из измерения RLC и расчета L_{abs} у пяти образцов аэрогеля до начала падения светосбора (после отжига) и после выхода на новый постоянный уровень, на графике подогнаны функцией

$$\delta L_{abs}(\delta RLC) = \delta RLC \cdot e^{(\delta RLC - 1)}.$$

Вид функции выбирался таким образом, чтобы удовлетворить следующим условиям:

- если $\delta RLC = 1$, то и $\delta L_{abs} = 1$, то есть, если не меняется светосбор, то и длина поглощения не меняется;
- если $\delta RLC \simeq 0$, то и $\delta L_{abs} \simeq 0$, то есть, если светосбор упал до нуля, то и длина поглощения падает до нуля.

Из параметров подгонки ($P(\chi^2) \rightarrow 1$) видно, что скорее всего ошибки переоценены и данная функция не очень достоверно описывает полученную зависимость, но для грубых или качественных оценок (на уровне 10÷20% точности) ее можно использовать.

На рисунке 4.14 представлена зависимость L_{abs} от длины волны для двух образцов аэрогеля 3 и 9 после насыщения водой и после отжига. Образец 3 и образец 9 адсорбировали примерно одинаковое количество воды: $0.4 \pm 0.1\%$ и $0.5 \pm 0.1\%$, соответственно. Длина поглощения для этих образцов слабо отличается после отжига и существенно различается после насыщения водой. Исходя из полученных экспериментальных данных, можно сделать предположение, что разница между образцами аэрогеля заключается в разной концентрации примесей.

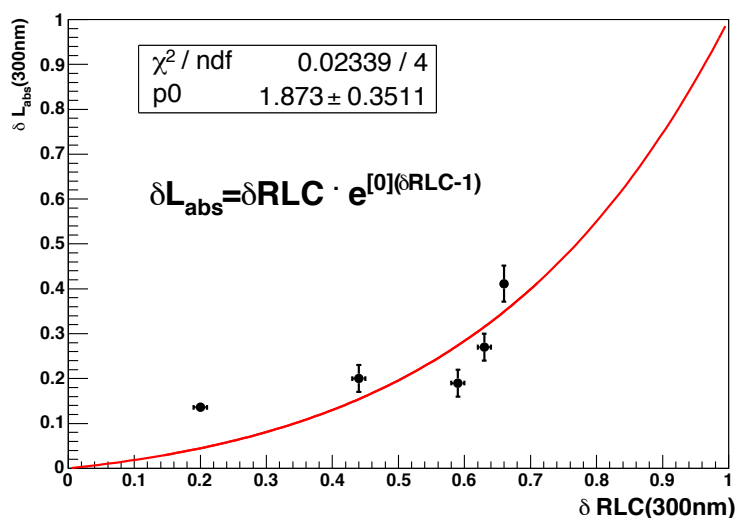


Рис. 4.13. Зависимость относительного изменения длины поглощения (δL_{abs}) от относительного изменения RLC (δRLC) на длине волны света 300 нм.

Соединения воды с SiO_2 не поглощают свет в видимом диапазоне, поэтому за поглощение света отвечают соединения воды с примесями, попадающими в аэрогель либо из сырья, либо в процессе производства. В таблице 4.1 представлены результаты анализа содержания примесей металлов в аэрогеле, проведенного в ИНХ СО РАН в 1996г. Наи-

Содержание в аэрогеле металлов-примесей в массовых долях, ppb (10^{-9})				
Fe	Cu	Mn	Cr	Ni
500	56	7	26	-

Таблица 4.1. Содержание примесей-металлов в аэрогеле в $ppb = 1 \cdot 10^{-9}$ по массе.

большая (500 ppb) концентрация у железа, которое может попадать в аэрогель как и из сырья, так и в процессе сверхкритической сушки из автоклава или из формы (все сделано из нержавеющей стали). Атомы железа не поглощают свет в диапазоне длин волн от 240 до 700 нм, в то время как соединения железа с водой могут поглощать свет в оптическом диапазоне. Известно, что ионы 3-х валентного железа способны образовывать кристаллогидраты, в которых ион железа, как правило, окружен шестью молекулами воды, и эти соединения поглощают свет в оптическом диапазоне. Таким образом, достаточно 1 ppm воды, чтобы каждый атом (ион) железа, находящийся в аэрогеле получил

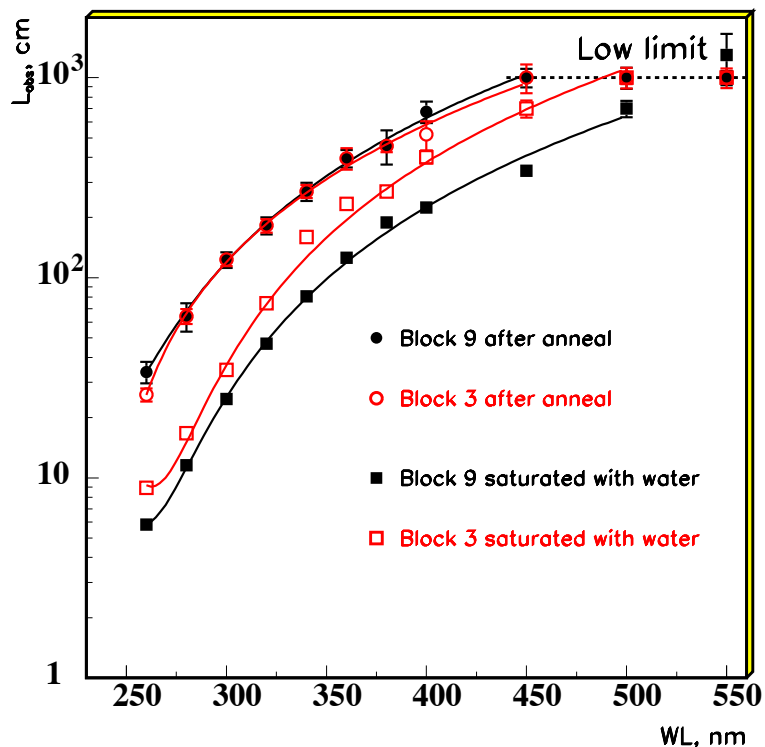


Рис. 4.14. Зависимость L_{abs} от длины волны для двух образцов аэрогеля после насыщения водой и после отжига.

шесть молекул воды. Это примерно в 2000 раз меньше, чем удалось зафиксировать в серии экспериментов ($0.2\% = 2000\text{ppm}$).

4.2.2. Светосбор в счетчике АШИФ

Чтобы оценить влияние изменения длины поглощения после адсорбции воды на светосбор в счетчиках АШИФ, было сделано моделирование. Данные по длине поглощения, полученные для блока 3 и блока 9 (см. рис. 4.14), были заложены в программу моделирования светосбора в торцевом счетчике АШИФ методом Монте-Карло [94, 28]. Пример полученного спектра черенковских фотонов и коэффициента светосбора на шифтер из триггерной области для счетчика, наполненного отоженным аэрогелем и насыщенным водой, представлен на рисунке 4.15. На рисунке 4.16 схематически представлено число фотоэлектронов, полученное при моделировании, для разных точек при использовании данных по длине поглощения, измеренной в образце аэрогеля, насыщенного водой, (сле-

ва) и после отжига (справа). По результатам моделирования было получено, что в торце-

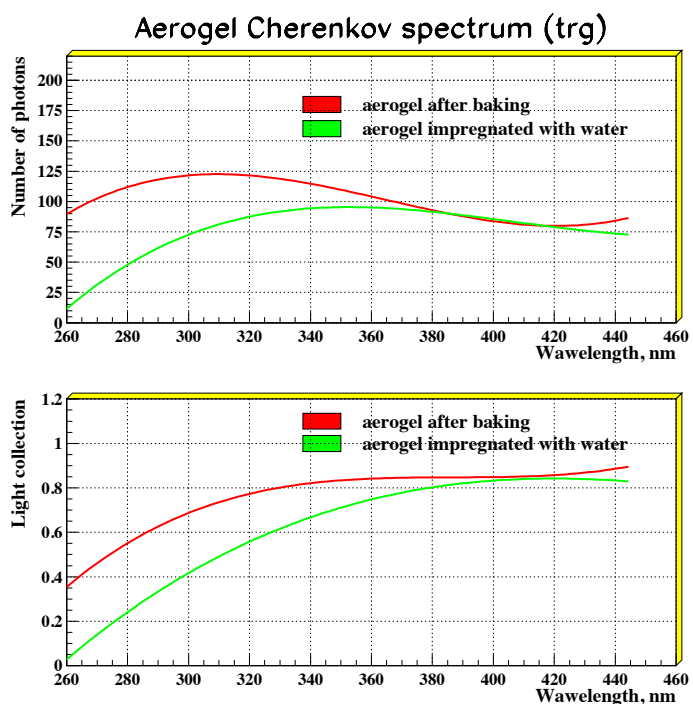


Рис. 4.15. Черенковский спектр и коэффициент светосбора на шифтер из триггерной области для отоженного аэрогеля и для насыщенного водой.

вом счетчике, наполненным аэрогелем, как блок 3, амплитуда со временем должна упасть за счет поглощенной воды на 23%, а в счетчике, наполненным аэрогелем, как блок 9,— на 33%. Эти данные согласуются с прямыми измерениями, полученными при исследовании причин падения амплитуды в счетчиках АШИФ, проработавших в детекторе КЕДР (см. раздел 4.1.1 и рис. 4.5).

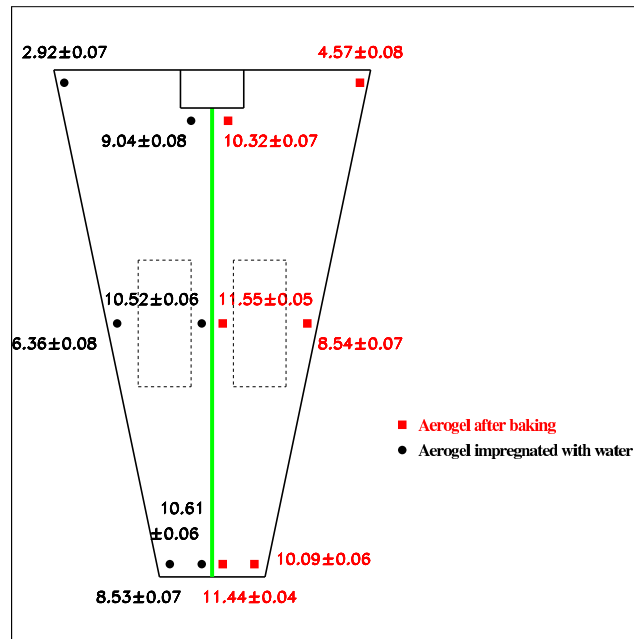


Рис. 4.16. Число фотоэлектронов смоделированное для разных точек в торцевом счетчике для аэрогеля, насыщенного водой, (слева) и после отжига (справа).

4.2.3. Процедура отбора аэрогеля

Крайне трудно и даже практически невозможно контролировать содержание примесей металлов при производстве аэрогеля. Но при производстве счетчиков можно контролировать и производить отбор аэрогеля по критерию на относительный светосбор в образцах, насыщенных водой. То есть, измерять RLC в блоках аэрогеля не сразу после производства, а после 2÷3 месяцев хранения. В случае маленьких систем, таких как система АШИФ счетчиков детектора СНД, где требуется всего 9 литров аэрогеля, толщина аэрогелевого радиатора 30 мм этот подход может быть полезным. Таким образом был отобран аэрогель, для производства счетчиков АШИФ детектора СНД на основе аэрогеля с показателем преломления $n=1.05$ [42]. На рисунке 4.17 представлено распределение 153 блоков аэрогеля по значению RLC на длине волны 360 нм. Пунктиром и более светлым оттенком выделена часть аэрогеля, отобранная для производства счетчиков. Сверху на рисунке представлено распределение до восстановительного отжига (5 часов при $500^\circ C$), снизу — после. Видно, что для производства счетчиков была отобрана примерно половина аэрогеля, при этом критерием на относительный светосбор после нескольких месяцев хранения было условие $RLC > 75\%$. После отжига разницы в RLC , как и в длине погло-

щения (см. рис. 4.14), между разными блоками практически не заметно. Также можно отметить, что примерно в 10% аэрогеля при отжиге RLC меняется незначительно (на уровне погрешности измерений $\sim 1 \div 2\%$). То есть при 10÷20% отборе аэрогеля можно сделать счетчики с достаточно стабильным во времени светосбором в аэрогеле.

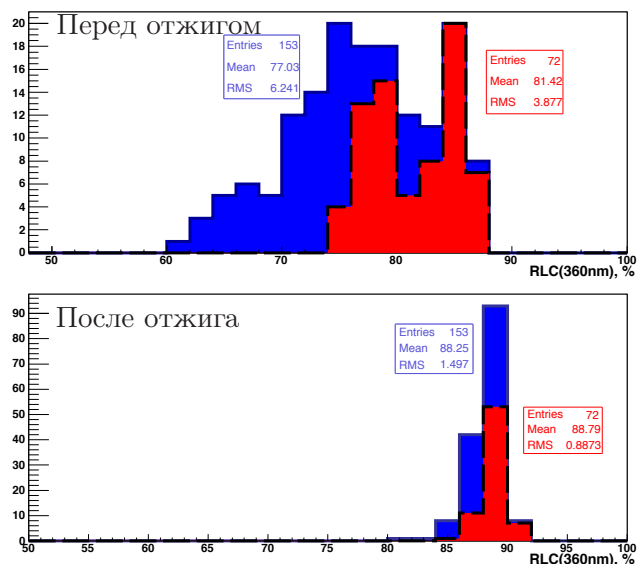


Рис. 4.17. Распределение образцов аэрогеля по значению RLC до отжига (сверху) и после отжига (снизу). Пунктиром и более светлым оттенком выделена часть аэрогеля, отобранная для производства счетчиков АШИФ детектора СНД.

4.2.4. Показатель преломления

Добавление воды в аэрогель посредством адсорбции приводит к увеличению его оптической плотности (т.е. показателя преломления). Оценочные расчеты показывают, что добавка воды в аэрогель на уровне 1% по массе может приводить к увеличению его показателя преломления на 0.08%. Например, показатель преломления аэрогеля n можно рассчитать по формуле Лоренца - Лоренца для случая однородной смеси из k веществ

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3} N_A \sum_{i=1}^k \alpha_i \cdot \frac{\rho_i}{M_i},$$

где M_i — молярная масса, ρ_i — плотность, α_i — поляризуемость i -го вещества, N_A — число Авогадро.

Данная формула выведена для газов, но на практике нередко используется при расчетах для жидкостей и, с худшей точностью, для кристаллов. Для учета поляризуемости каждого вещества можно использовать следующую формулу:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{1}{3} \frac{\rho}{M} \cdot N_A \cdot \alpha,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость. В случае с аэрогелем плотностью 0.242 г/см^3 содержание в объеме кварца примерно в 10 раз ($\frac{2.6[\text{г/см}^3]}{0.242[\text{г/см}^3]}$) меньше, чем в нормальных условиях. Член, отвечающий за воздух, можно считать равным 0, а для воды и для кварца ε определить как квадрат показателя преломления ($\varepsilon_{\text{quartz}} = 1.47^2$; $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 1.33^2$). Тогда, для аэрогеля без воды:

$$\frac{n_a^2 - 1}{n_a^2 + 2} = 0.11 \frac{\varepsilon_q - 1}{\varepsilon_q + 2} = 0.11 \frac{n_q^2 - 1}{n_q^2 + 2} = 0.028$$

и, соответственно, $n_a = \sqrt{\frac{1+2 \cdot 0.028}{1-0.028}} = 1.0423$. Для аэрогеля такой плотности показатель преломления, посчитанный по эмпирически полученной формуле [90]

$$n = \sqrt{1 + 0.438 \cdot \rho \left[\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right]} \simeq 1.052.$$

То есть точность расчета абсолютного коэффициента преломления по формуле Лоренца-Лоренца для аэрогеля составляет $\sim 1\%$. Тем не менее, для оценки масштаба относительного изменения после адсорбции воды ее применить можно. При добавке и равномерном распределении воды δ :

$$\frac{n_a'^2 - 1}{n_a'^2 + 2} = 0.028 + \delta \frac{n_{\text{H}_2\text{O}}^2 - 1}{n_{\text{H}_2\text{O}}^2 + 2} = 0.028 + 0.204 \cdot \delta.$$

Если аэрогель адсорбирует $x\%$ от массы аэрогеля воды, то

$$\delta = \frac{x\% \rho_a}{\rho_{\text{H}_2\text{O}} 100\%} = \frac{x\% 0.242}{100\%},$$

здесь $\rho_a = 0.242 \text{ г/см}^3$ — плотность аэрогеля, $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 1 \text{ г/см}^3$ — плотность воды. Таким образом, при поглощении 1% воды получается следующее:

$$\frac{n_a'^2 - 1}{n_a'^2 + 2} = 0.028 + 0.204 \cdot \frac{1 \cdot 0.242}{100} = 0.0285,$$

соответственно, $n_a' = \sqrt{\frac{1+2 \cdot 0.0285}{1-0.0285}} = 1.0431$,

$$\frac{n_a' - n_a}{n_a} = \frac{1.043 - 1.042}{1.042} \approx 7.5 \cdot 10^{-4} \rightarrow 0.08\%.$$

На рисунке 4.18 представлены оценочная и экспериментально-полученная зависимости относительного изменения показателя преломления аэрогеля (%) от относительного изменения массы аэрогеля (%) за счет поглощения воды. Начальный показатель преломления аэрогеля в эксперименте после отжига (без адсорбированной влаги) $n_0=1.0503\pm 0.0007$. Показатель преломления в эксперименте измерялся по отклонению луча лазера, проходящего через угол блока (α). Отклонение луча фиксировалось на экране, установленном на базе (L), при помощи миллиметровой бумаги и цифрового фотоаппарата. Схема экспериментального стенда представлена на рисунке 4.19. Показатель преломления рассчитывается по формуле:

$$n = \frac{\sin\left(\alpha + \arctan \frac{y}{L-x \tan \alpha}\right)}{\sin \alpha}.$$

В данном эксперименте величины $L=1500\pm 0.5$ мм, $x=12.5\pm 0.7$ мм, $\alpha=1.1170\pm 0.009$ рад были зафиксированы. Точность определения величины Δy (отклонение луча за счет поглощения аэрогелем воды) определяется размером луча лазера на экране. Для количественной оценки была взята следующая величина: $\frac{\Delta_{\text{луча}}}{\sqrt{12}} \simeq 0.7$ мм. Из графика видно,

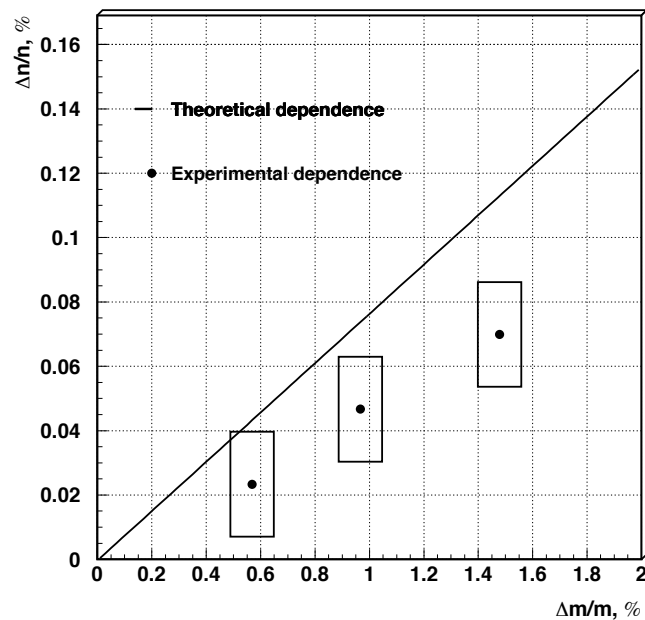


Рис. 4.18. Зависимость относительного изменения показателя преломления аэрогеля от количества адсорбированной воды.

что по масштабу измеренный эффект совпадает с оценкой. Отличие оценочной зависимости от экспериментально-полученной может быть связано как с неточностью формулы,

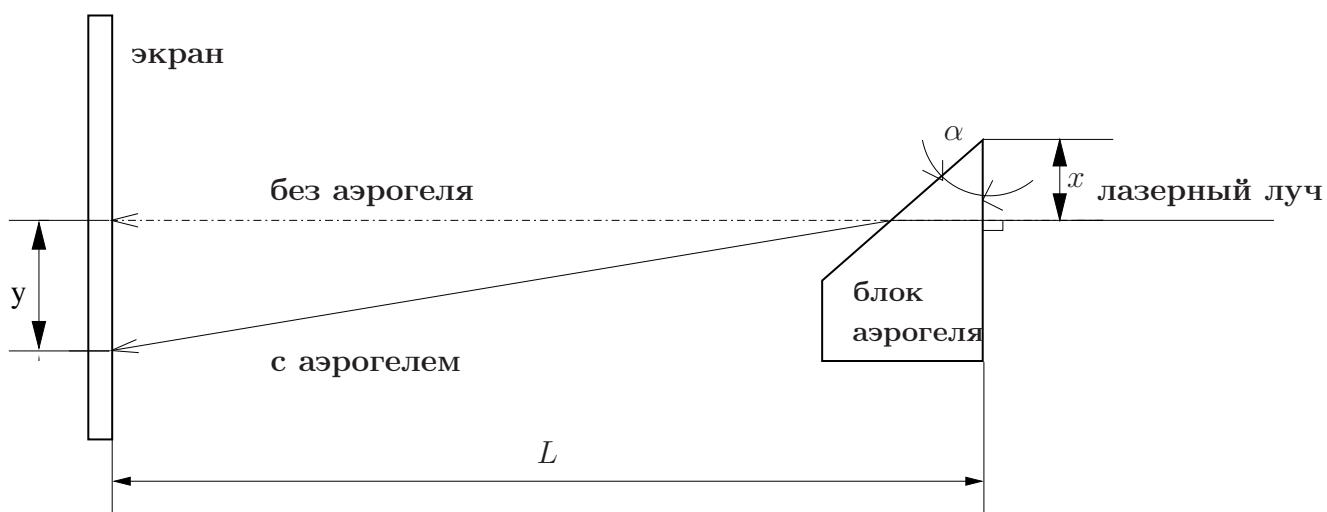


Рис. 4.19. Схема стенда для измерения показателя преломления аэрогеля.

примененной для расчета, так и с неоднородным распределением адсорбированной влаги по объему образца. Принудительно насыщенный водой образец в процессе измерения в атмосфере с другой относительной влажностью непрерывно отдает воду. Естественно предположить, что пока не наступило равновесие имеется некоторый градиент концентрации воды по объему аэрогеля от края к центру. Измерение массы блока до и после измерения с лазером, которое входит в ошибку измерения количества адсорбированной воды, не учитывает неравномерность распределения воды по образцу.

Изменения показателя преломления такого масштаба пренебрежимы для пороговых счетчиков, так как порог и количество света меняется незначительно. В то же время такие вариации показателя преломления при адсорбции и десорбции воды из атмосферы необходимо учитывать при разработке детекторов череновских колец, например, на основе фокусирующего аэрогеля (ФАРИЧ). Согласно моделированию, эти счетчики способны определять скорость частицы с относительной точностью $\sim 10^{-3}$ [69, 70] (см. раздел 1.3.2), и адсорбция воды из атмосферы может вносить дополнительную систематическую ошибку в эти измерения.

4.2.5. Длина рассеяния света

Одним из важнейших оптических параметров аэрогеля является длина рэлеевского рассеяния света. Данный параметр играет определяющую роль для череновских счетчи-

ков с изображением колец. В пороговых счетчиках с диффузно-отражающими стенками светосбор, в основном, определяется длиной поглощения света и согласно моделированию от длины рассеяния зависит слабее [93, 94]. Для измерения длины рассеяния света в аэрогеле в лаборатории было создано несколько стендов: на основе спектрофотометра (СФ-56) и на основе монохроматора МУМ-2. Процедура измерения подробно описана в работе [93]. Измерение состоит в том, что первоначально определяется зависимость светопропускания образца, поставленного на просвет, от длины волны, то есть отношение интенсивностей света с блоком и без ($\frac{I}{I_0}$). Полученные данные подгоняются зависимостью:

$$\frac{I}{I_0} = A_0 \cdot e^{-\frac{d}{L_{sc} \cdot [\lambda/400]^4}},$$

где L_{sc} – длина рассеяния на 400 нм, коэффициент A_0 характеризует рассеяние и отражение на поверхности, d – толщина образца. Здесь учитывается, что сечение рэлеевского рассеяния обратно-пропорционально длине волны в четвертой степени. Полученный из подгонки параметр L_{sc} на 400 нм можно пересчитать на любую интересующую длину волны. Точность измерений с помощью спектрофотометра составляет $1 \div 2\%$, с помощью монохроматоров – 5% . В обоих случаях погрешность измерений определяется точностью измерения фототоков ($10 \div 100$ нА), стабильностью усилителя и источника света. Если в случае со спектрофотометром все оборудование интегрировано и экранировано в одном корпусе, то в стенде на основе монохроматоров МУМ-2 источник света, усилитель и измеритель тока – отдельные устройства, соединенные между собой либо сигнальными проводами, либо проводами электропитания. Поэтому в стенде, собранном на основе отдельных приборов, флуктуации при измерении малых фототоков больше, и точность определения параметра подгонки L_{sc} хуже.

Добавка воды, равномерно распределенная по объему, должна увеличивать рассеяние света. Чтобы количественно изучить этот эффект была проведена серия измерений с одним образцом аэрогеля с показателем преломления 1.05. Блок насыщался до разных уровней водой посредством регулирования относительной влажности среды и высушивался с помощью силикагеля и отжига при 100°C . Количество поглощенной воды контролировалось по массе. На рисунке 4.20 показана зависимость относительного изменения массы и длины рассеяния аэрогеля от времени. На рисунке 4.21 показана зависимость изменения длины рассеяния от изменения массы аэрогеля за счет поглощения воды сверху

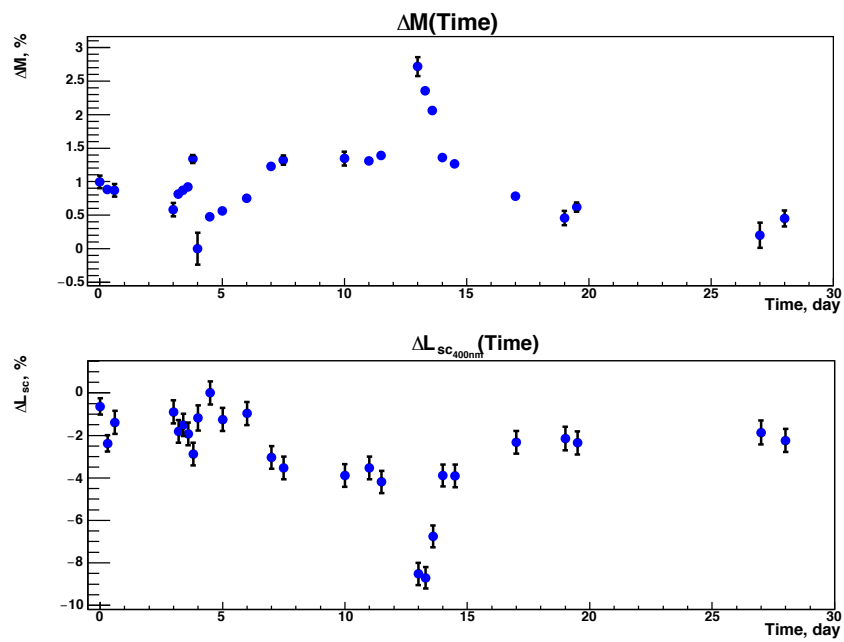


Рис. 4.20. Зависимость относительного изменения массы (сверху) и длины рассеяния (снизу) аэрогеля от времени.

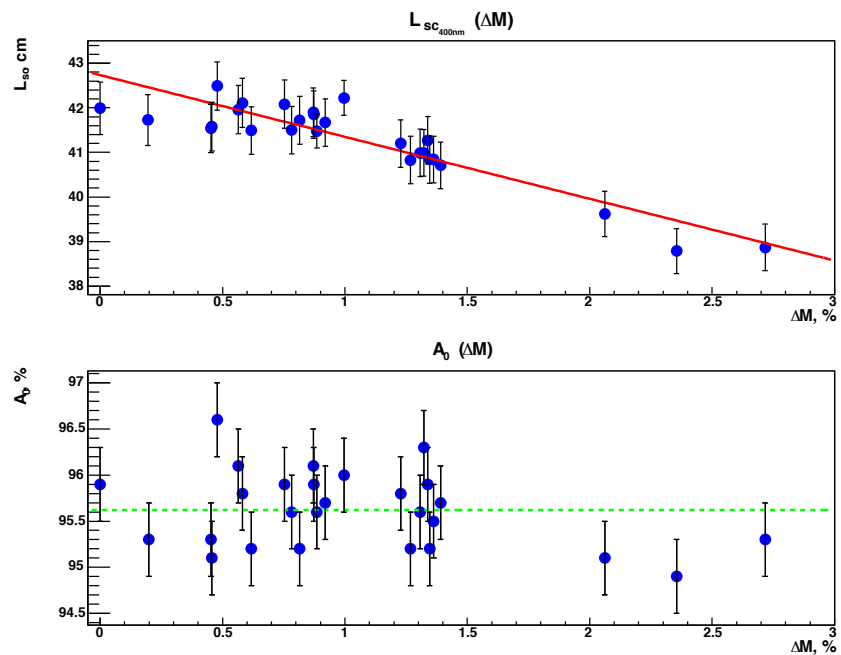


Рис. 4.21. Зависимость относительного изменения длины рассеяния от изменения массы аэрогеля (сверху) и параметра A_0 (снизу).

и зависимость параметра A_0 от изменения массы аэрогеля – снизу. Видно, что результаты измерений совпадают с ожиданиями: длина рассеяния линейно зависит от количества адсорбированной воды; при адсорбции воды до 3% от собственной массы длина рассеяния уменьшается всего на 10%, а параметр A_0 , учитывающий отражение и рассеяние света на поверхности, не меняется.

Выводы.

Периодические испытания нескольких счетчиков с 2000 года на космических частицах показали, что амплитуда в данных счетчиках меняется (уменьшается) в течение первых нескольких месяцев на 20-30% и в течении последующих 10÷12 лет не меняется в пределах 5%. Для изучения причин уменьшения амплитуды в счетчиках АШИФ разработана процедура измерений, позволяющая разделить вклады от всех компонентов счетчика. Проведено исследование причин понижения амплитуды в счетчиках АШИФ на основе 40 торцевых и 40 баррельных счетчиков, проработавших в детекторе с 2003 по 2011 гг.

Основные причины понижения амплитуды.

- Уменьшение квантовой чувствительности ФЭУ — от 0 до 65%, в среднем 18%.
- Ухудшение светосбора в аэрогеле:
 - в торцевых счетчиках — от 0 до 45%, в среднем 22%;
 - в баррельных счетчиках — от 15 до 65%, в среднем 34%.
- Оптический контакт шифтер-ФЭУ (из-за неправильного крепления ФЭУ в счетчике при вводе магнитного поля прибор мог повернуться):
 - в торцевых счетчиках – от 0 до 22%, в среднем 7%;
 - в баррельных счетчиках – от 0 до 55%, в среднем 12%.
- Ухудшение WLS — не обнаружено.
- Старение тефлона приводит к увеличению коэффициента поглощения в 2 раза (до 4%), что приводит к незначительному уменьшению светосбора, примерно на 5%.

Качество счетчика можно восстановить, проведя отжиг аэрогеля и заменив ФЭУ с упавшей квантовой эффективностью. Счетчики первого слоя (80 штук) были восстановлены

во время остановки эксперимента в 2011 – 2013 гг. Также был заменен узел крепления фотоприемника, в результате чего смещения и поворотов приборов не происходит при скачкообразном изменении магнитного поля до 2 Тл.

Впервые были проведены эксперименты по влиянию воды на оптические параметры аэрогеля, получена временная зависимость параметров после адсорбции аэрогелем воды из атмосферы.

- Постоянная времени физической адсорбции воды аэрогелем – $0.2 \div 2$ часа.
- Характерное время уменьшения длины поглощения света в аэрогеле составляет $5 \div 100$ дней и не зависит от количества адсорбированной воды, если ее массовая доля $> 0.2\%$.
- Уменьшение длины поглощения света в аэрогеле останавливается на некотором уровне. Для разных партий аэрогеля уровень может отличаться в несколько раз.
- Расчеты методом Монте-Карло показали, что вклад в общее уменьшение амплитуды в счетчиках АШИФ от ухудшения светосбора в аэрогеле можно объяснить уменьшением длины поглощения света в аэрогеле после адсорбции воды.
- Дано качественное объяснение природы эффекта уменьшения длины поглощения света в аэрогеле при адсорбции воды. Уменьшение длины поглощения происходит из-за химических соединений воды с примесями в аэрогеле.
- Длину поглощения света в аэрогеле можно восстановить, проведя отжиг при температуре 500°C в течении 5 часов.
- Предложена новая процедура отбора аэрогеля для производства счетчиков. Аэрогель следует отбирать по критерию на величину относительного светосбора после нескольких месяцев хранения в нормальных условиях (т.е. после насыщения водой).
- Длина рассеяния света в аэрогеле напрямую зависит от количества адсорбированной воды: поглощение 3% воды приводит к уменьшению длины рассеяния на 10% .
- Адсорбция аэрогелем примерно 1% по массе воды приводит к увеличению его показателя преломления на 0.08% .

ГЛАВА 5

Статус системы АШИФ детектора КЕДР

В 2013 году система аэрогелевых пороговых черенковских счетчиков была установлена в детектор КЕДР и введена в эксплуатацию в полном объеме (160 счетчиков в 2 слоя). С 2014 года система счетчиков АШИФ детектора КЕДР участвует в эксперименте на встречных пучках на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М. Набранная статистика с космическими мюонами позволила изучить эффективность регистрации частиц системой. По результатам измерений с космическими частицами произведена оценка эффективности π/K -разделения системой АШИФ.

5.1. Исследование параметров системы [17]

Для калибровок дрейфовой камеры и вершинного детектора, проверки работоспособности систем детектора, периодически (2 раза в неделю) осуществляется запись заходов с космическими частицами. С мая по ноябрь 2014 года в калибровочных заходах было записано порядка 30 млн событий. На таких событиях можно с хорошей статистической точностью прокалибровать баррельную часть системы и с точностью в 2-3 раза худшей торцевую.

5.1.1. Калибровка положения системы

Для выставки системы аэрогелевых счетчиков относительно трековой системы использовались события, набранные без магнитного поля в детекторе или же с достаточно большим импульсом (>1 ГэВ/с). Импульс при наличии магнитного поля определялся по кривизне трека в дрейфовой камере (ДК), а при отсутствии — по пробегу в мюонных камерах (МК): если есть хиты в трех слоях МК на выходе из детектора, то импульс мюона >0.8 ГэВ/с. Для калибровки положения системы отбирались треки, прошедшие через центр детектора и давшие хиты в трех стереослоях ДК. При таком отборе точно определены координаты пересечения треком аэрогелевой системы должна быть наилучшей. На рисунке 5.1 и 5.2 представлена зависимость амплитуды в системе от угла ϕ и координаты Z влета частицы, определенных по ДК, в области одного из баррельных счетчиков.

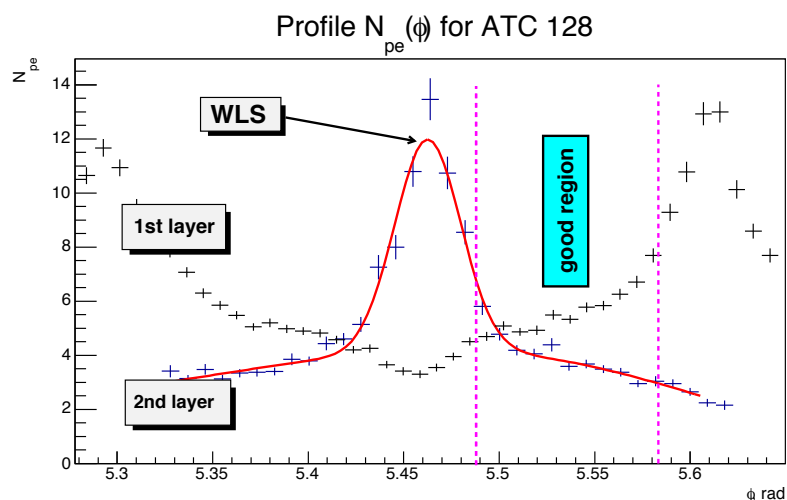


Рис. 5.1. Зависимость амплитуды космических мюонов в системе АШИФ от ϕ для области счетчика №128. Вертикальными пунктирными линиями показана “хорошая область” счетчика, используемая для расчета эффективности.

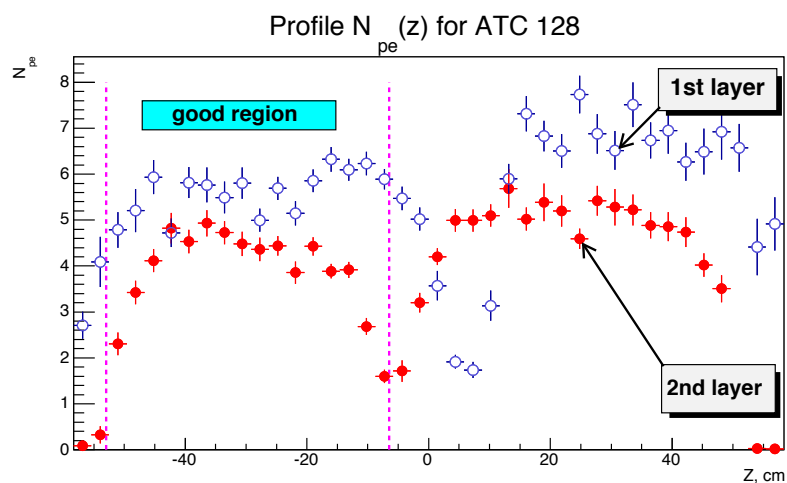


Рис. 5.2. Зависимость амплитуды космических мюонов в системе АШИФ от Z для области счетчика №128. Вертикальными пунктирными линиями показана “хорошая область” счетчика, используемая для расчета эффективности.

На рисунке четко видны края счетчиков в одном слое и положения шифтера в другом. Также на рисунке вертикальными пунктирными линиями показана “хорошая область” счетчика, то есть область, в которой нет шифтера, краев корпуса и блока электроники. Используя найденное положение шифтера по трекам и жестко заданные конструкцией системы и детектора размеры, удалось определить смещение частей системы как целого

$(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$ и поворот вокруг оси $(\Delta\Phi)$. Для баррельной части было получено:

$$\Delta X = 2.3 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta Y = -4.1 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta Z = 2.5 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta\Phi = -0.047 \pm 0.001 \text{ рад.}$$

Для левого торца:

$$\Delta X = 1.4 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta Y = 0.3 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta Z = 6.0 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta\Phi = -0.035 \pm 0.001 \text{ рад.}$$

Для правого торца:

$$\Delta X = 4.3 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta Y = 6.2 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta Z = 0 \pm 0.9 \text{ мм},$$

$$\Delta\Phi = -0.035 \pm 0.001 \text{ рад.}$$

Основной вклад в геометрическую неопределенность в таком подходе вносит толщина сборки переизлучателей ($\frac{3\text{мм}}{\sqrt{12}} \simeq 0.9\text{мм}$).

5.1.2. Неоднородность светосбора в баррельных счетчиках

Неоднородность торцевых счетчиков АШИФ детектора КЕДР была измерена в 2000 году на пучке пионов с импульсом 0.86 ГэВ/с на протоном синхротроне в ОИЯИ г.Дубна [3] (см. раздел 3.3). Для иллюстрации неоднородности баррельного счетчика на рисунке 5.3 приведена амплитуда в счетчике в зависимости от угла ϕ и координаты Z . Для того чтобы сравнить полученные данные с моделированием отбирались треки с импульсом > 1 ГэВ/с, а амплитуда нормировалась на длину трека в счетчике и приводилась к длине при перпендикулярном пролете частицы через счетчик. На рисунке результаты моделирования светосбора в счетчике методом Монте-Карло [89] приведены открытыми

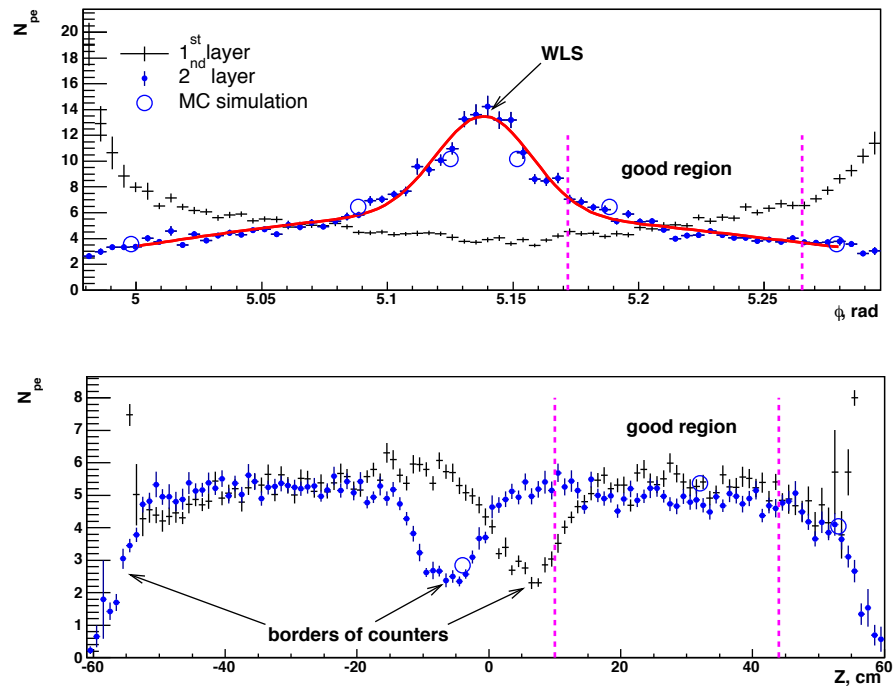


Рис. 5.3. Зависимость амплитуды космических мюонов в счетчике от ϕ и Z и результаты Монте-Карло моделирования светосбора. Вертикальными пунктирными линиями показана “хорошая область” счетчика, используемая для расчета эффективности.

точками. В моделирование закладываются характерные данные по длине рассеяния и поглощения света в аэрогеле, длина ослабления света в шифтере, вероятность конверсии фотона в фотоэлектрон для комплекта переизлучатель - ФЭУ и коэффициент сбора фотоэлектронов равный единице (измеренное значение коэффициента сбора для 60 ФЭУ с МКП лежит в пределах от 0.45 до 0.65 [31, 32]). Для сравнения результатов моделирования с измеренной амплитудой в реальном счетчике (другими словами, учета разницы в квантовой эффективности и отличия коэффициента сбора в ФЭУ с МКП), результаты моделирования нормировались на амплитуду счетчика в области “TRG”, показанной на рисунке 5.4. Так же на рисунке 5.4 схематически указаны точки, в которых моделировался светосбор и “хорошая область” счетчика, которая используется для расчета эффективности.

Видно, что измеренная неоднородность хорошо согласуется с моделированием и, в основном, определяется неоднородностью светосбора, зависящей от геометрии счетчика. Естественные причины неоднородности счетчика, такие как неоднородность аэрогеля

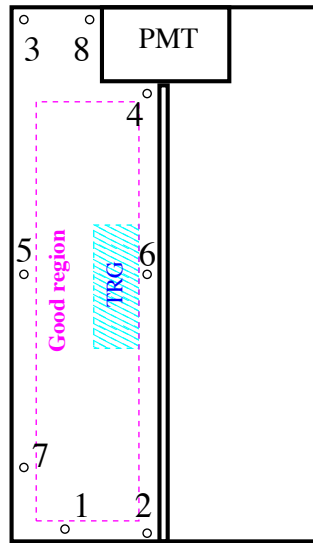


Рис. 5.4. Схематическое изображение баррельного счетчика с указанием 8 точек моделирования светосбора, “хорошей” и “TRG” области. Пунктирными линиями показана “хорошая область” счетчика – “Good region” , заштрихованный прямоугольник – “TRG” область.

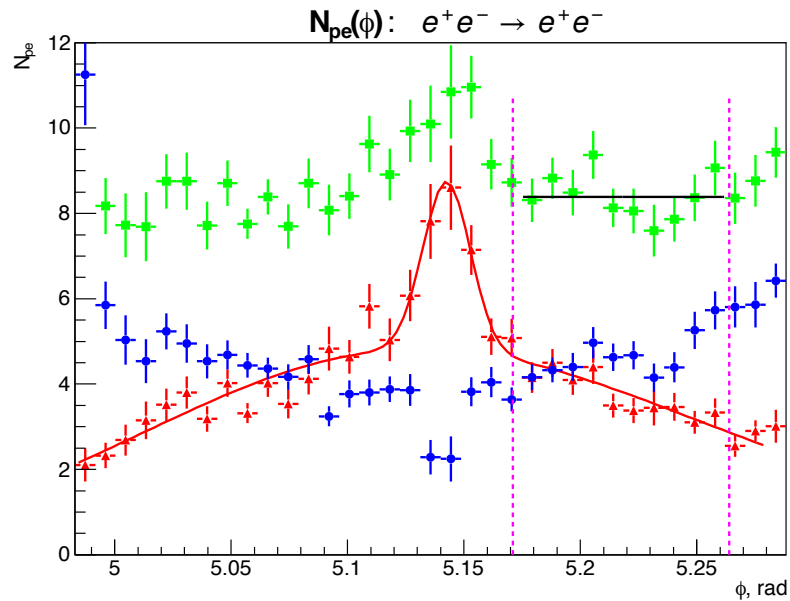


Рис. 5.5. Зависимость амплитуды в системе АШИФ от угла ϕ в области счетчика №128 для событий баб-рассеяния на энергии $J\psi$ -мезона. Круглые маркеры – счетчики первого слоя, треугольные – счетчики второго слоя, квадратные – суммарная амплитуда с двух слоев. Вертикальными пунктирными линиями показана “хорошая область” счетчика, используемая для расчета эффективности.

внутри счетчика по показателю преломления, по длине поглощения и рассеяния (в меньшей степени) света можно изучить, набрав большую статистику и сделав более детальное моделирование. Также можно отметить, что в пределах “хорошей области” от шифтера к границе счетчика по ϕ амплитуда уменьшается в 2 раза, а если брать суммарную амплитуду с двух слоев, то ее вариация составляет 10% (см. рис 5.5).

5.2. π/K -разделение [5]

На рисунке 5.6 приведена измеренная зависимость суммарной амплитуды с двух слоев счетчиков от импульса частиц, прошедших через аэрогель в обоих слоях баррельной части системы, и ее подгонка пороговой кривой. Полученный пороговый импульс для мюонов составляет $P_{\text{пор}} = 322 \pm 11 \text{ MeV}/c$, что соответствует показателю преломления $n = 1.052 \pm 0.003$ и согласуется с измерениями плотности аэрогеля при производстве данных счетчиков АШИФ.

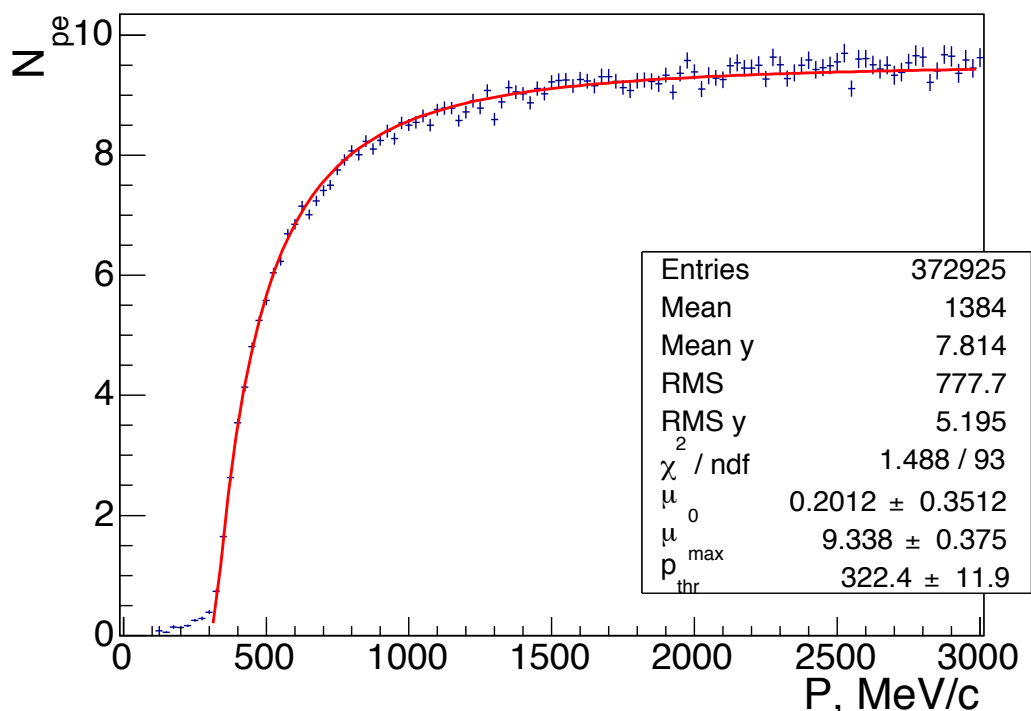


Рис. 5.6. Зависимость суммарной амплитуды баррельных счетчиков от импульса космических мюонов, прошедших через аэрогель в обоих слоях системы счетчиков АШИФ детектора КЕДР.

Допороговая эффективность.

Амплитуда в счетчиках АШИФ детектора КЕДР в области импульсов ниже порога согласно исследованиям, проведенным со счетчиками на протонном синхротроне в 2000 году в ОИЯИ г.Дубна [3], определяется следующими факторами:

- при импульсе $P_\mu < 110$ МэВ/с – только сцинтилляции в тефлоне;
- при импульсе $P_\mu > 110$ МэВ/с – черенковский свет из фторопласта с $n=1.35$ (неоднородность в пористой пленке ПТФЭ с размерами больше 200-300 нм и плотностью $\rho=2.2$ г/см³);
- при импульсе $P_\mu > 130$ МэВ/с δ -электроны начинают излучать черенковский свет в аэрогеле с $n=1.05$ ($\rho=0.24$ г/см³);
- при импульсе $P_\mu > 218$ МэВ/с – черенковский свет из пленки ПТФЭ с $n=1.11$ ($\rho=0.628$ г/см³).

Отбор событий.

Для расчета эффективности отбор событий происходил по следующим критериям:

- только один трек в событии;
- на треке не меньше трех сработавших стереослоев в ДК;
- есть хотя бы один ассоциированный с треком кластер в калориметре;
- не более 4-х хитов (4 сработавших ФЭУ) в баррельных сцинтилляционных счетчиках, чтобы отсеять частицы, давшие электромагнитный ливень в ДК или в АЧС;
- треки, прошедшие через “хорошую область”, как в первом, так и во втором слое АЧС.

Для того чтобы сравнить разные подходы в определении параметров π/K -разделения при помощи космических частиц, далее приводятся результаты, полученные только для 1/20 части системы. То есть, для определения эффективности отбирались частицы, прошедшие через “хорошую область” в шести баррельных счетчиках: два счетчика по длине во внутреннем слое и четыре смежные с ним половины счетчиков в наружном.

На рисунке 5.7 показан импульсный спектр всех отобранных частиц. Вертикальными линиями указаны области импульсов: слева область допороговых импульсов $200 < P_\mu <$

300 МэВ/с соответствует по скорости каонам с импульсом от $940 < P_\mu < 1430$ МэВ/с, область ограниченная линиями справа $700 < P_\mu < 1100$ МэВ/с соответствует пионам с импульсами, как у каонов. Амплитудные спектры в числе фотоэлектронов для двух слоев системы и для суммы с двух слоев для “каонов” и “пионов” показаны на рисунке 5.8 и 5.9, соответственно.

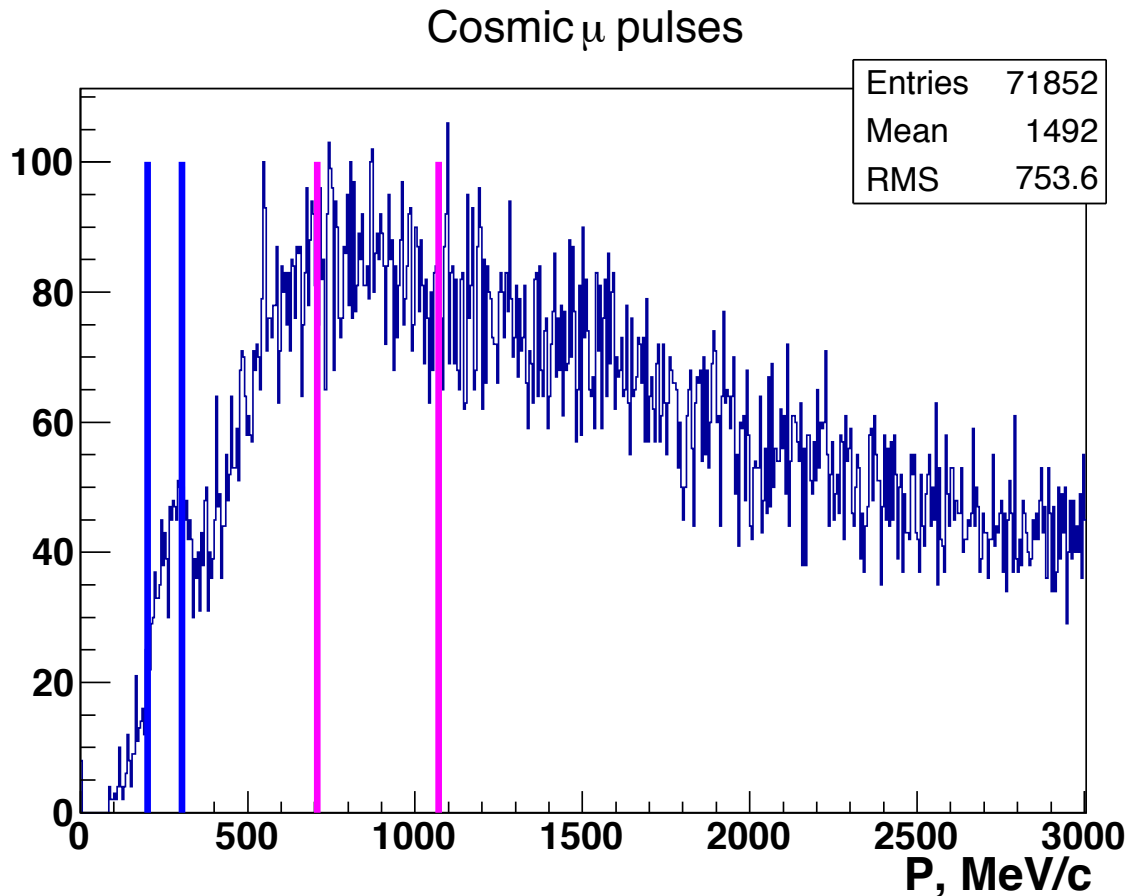


Рис. 5.7. Распределение отобранных частиц по импульсу. Вертикальными линиями обозначены границы импульсов, соответствующих “каонам” (слева) и “пионам” (справа) в диапазоне импульсов $940 \text{ MeV}/c < P_{K,\pi} < 1450$ МэВ/с.

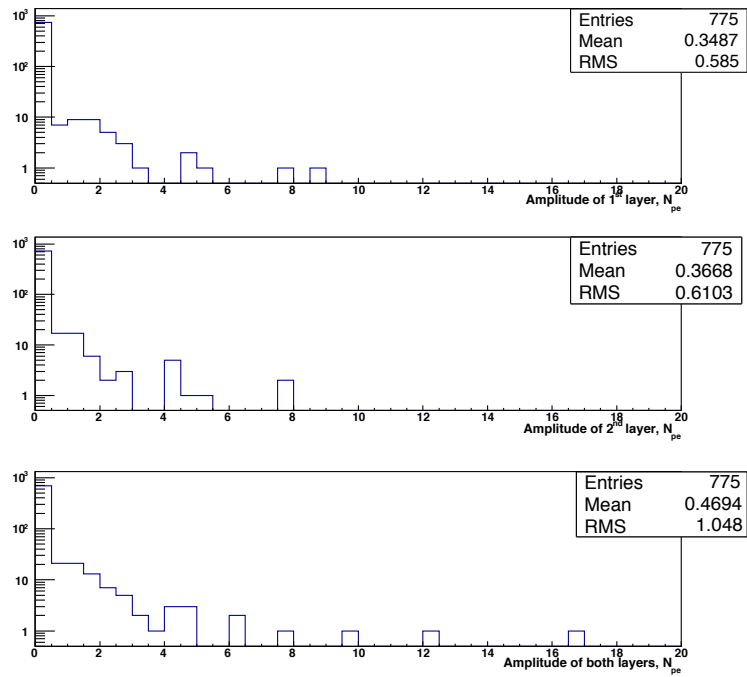


Рис. 5.8. Амплитудные спектры для мюонов с импульсом $200 < P_\mu < 300$ МэВ/с, что соответствует каонам с импульсом $940 \text{ MeV}/c < P_{K,\pi} < 1450 \text{ MeV}/c$: для первого слоя сверху, для второго — посередине, для суммы двух слоев — снизу.

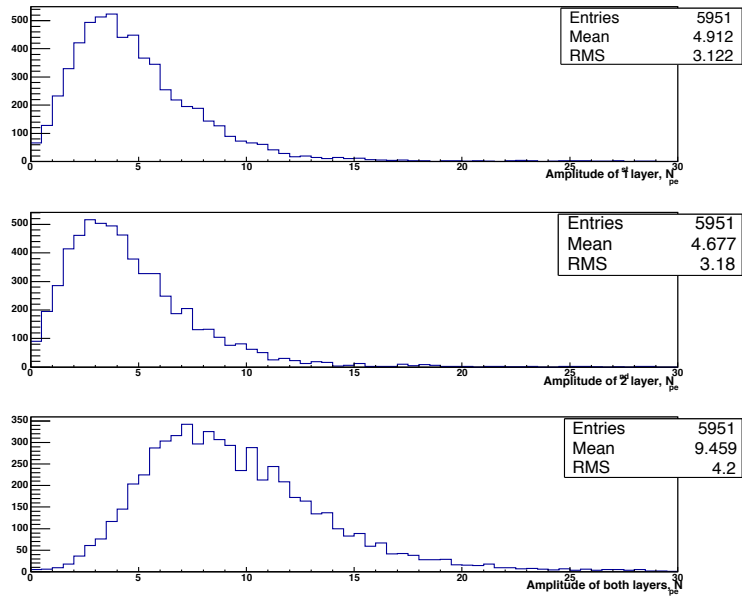


Рис. 5.9. Амплитудные спектры для мюонов с импульсом $700 < P_\mu < 1100$ МэВ/с, что соответствует пионам с импульсом $940 \text{ MeV}/c < P_{K,\pi} < 1450 \text{ MeV}/c$: для первого слоя сверху, для второго — посередине, для суммы двух слоев — снизу.

5.2.1. Параметры разделения I-го и II-го слоя системы

Вероятности ложной идентификации в зависимости от порога, полученные для частиц, соответствующих каонам и пионам с импульсом $940\text{MeV}/c < P_{K,\pi} < 1450\text{MeV}/c$ показаны на рисунке 5.10. Сплошной линией показана зависимость для первого слоя системы, пунктиром — для второго. Эффективность регистрации “каонов” и вероятность

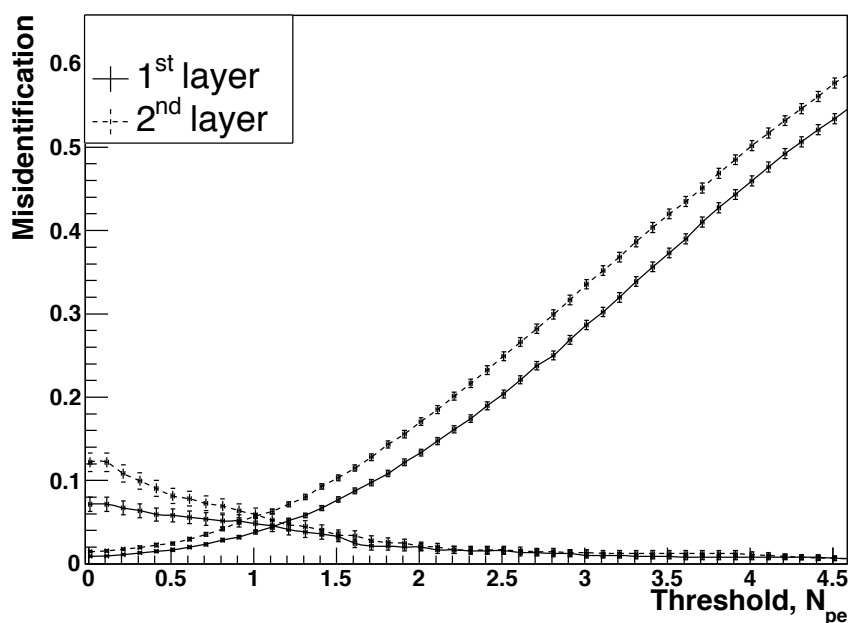


Рис. 5.10. Зависимость вероятности ложной идентификации пионов и каонов в диапазоне импульсов $940\text{MeV}/c < P_{K,\pi} < 1450\text{MeV}/c$ от порога на амплитуду для первого (сплошная линия) и второго слоя системы (пунктирная линия).

ложной идентификации “пионов”, а также достоверность π/K -разделения в числе σ при пороге 0.5 ф.э. для каждого слоя в зависимости от импульса представлены в таблице 5.1 и на рисунке 5.11.

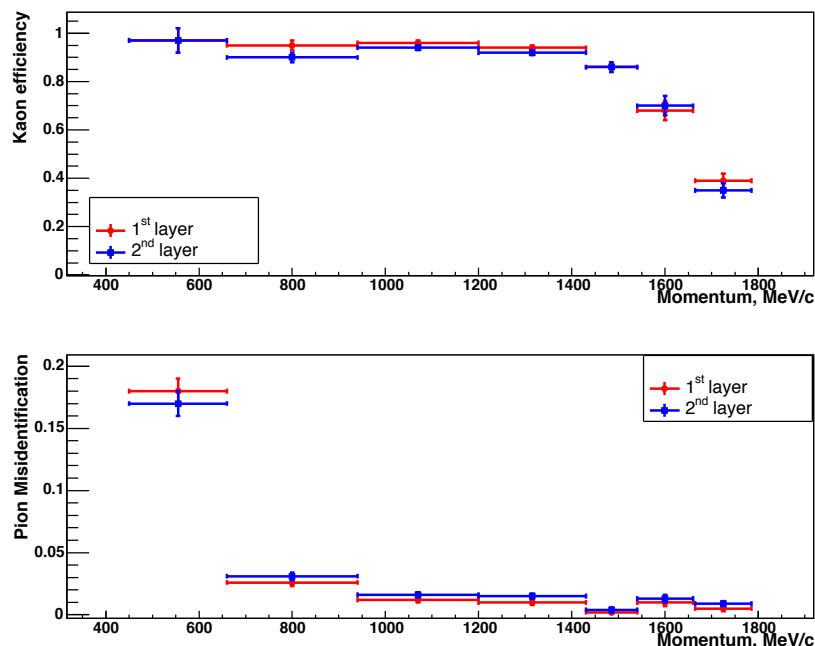


Рис. 5.11. Эффективность регистрации каонов (вверху) и вероятность ложной идентификации пионов (внизу) в зависимости от импульса частицы для двух слоев системы АШИФ детектора КЕДР при пороге 0.5ф.э. Получено на космических мюонах, соответствующего импульса.

P_1	P_2	I-ый слой			II-ой слой		
		ε_K	$1 - \varepsilon_\pi$	σ	ε_K	ε_π	σ
450	660	>0.97	0.18 ± 0.01	2.8	>0.97	0.17 ± 0.01	2.9
660	940	0.95 ± 0.02	0.026 ± 0.003	3.8	0.90 ± 0.02	0.031 ± 0.003	3.3
940	1200	0.96 ± 0.01	0.012 ± 0.002	4.0	0.94 ± 0.01	0.016 ± 0.002	3.7
1200	1430	0.94 ± 0.01	0.010 ± 0.002	3.9	0.92 ± 0.01	0.015 ± 0.002	3.6
1430	1540	0.86 ± 0.02	0.002 ± 0.001	3.5	0.86 ± 0.02	0.004 ± 0.002	3.3
1540	1660	0.68 ± 0.04	0.010 ± 0.003	2.5	0.70 ± 0.04	0.013 ± 0.003	2.5
1660	1790	0.39 ± 0.03	0.005 ± 0.002	2.3	0.35 ± 0.03	0.009 ± 0.002	2.0

Таблица 5.1. Эффективности регистрации “каонов”, вероятности ложной идентификации “пионов” и достоверность π/K -разделения в числе σ в диапазоне импульсов $P_1 < P_{K,\pi} < P_2$ для I-го и II-го слоев системы при пороге на амплитуду 0.5ф.э.

5.2.2. Параметры разделения в двухслойной системе

В двухслойной системе возможны 4 комбинации срабатывания счетчиков. На рисунках 5.12, 5.13, 5.14, 5.15, представлены схематически все 4 варианта на примере баррельных счетчиков: оба слоя не сработали — рисунок 5.12; оба слоя сработали — рисунок 5.13; не сработал первый, сработал второй — рисунок 5.14; сработал первый, не сработал второй — рисунок 5.15. Экспериментально измеренные вероятности всех вари-

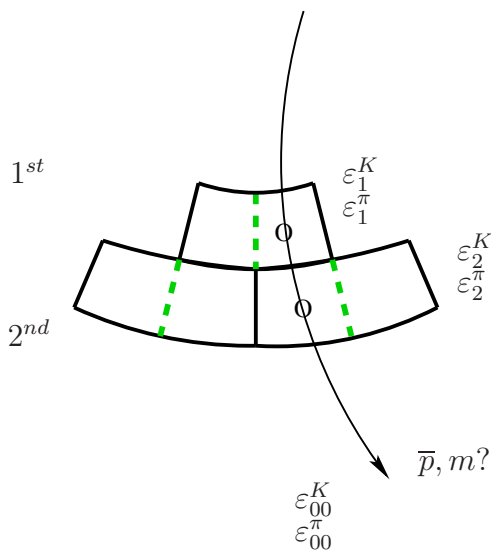


Рис. 5.12. Не сработали счетчики в обоих слоях.

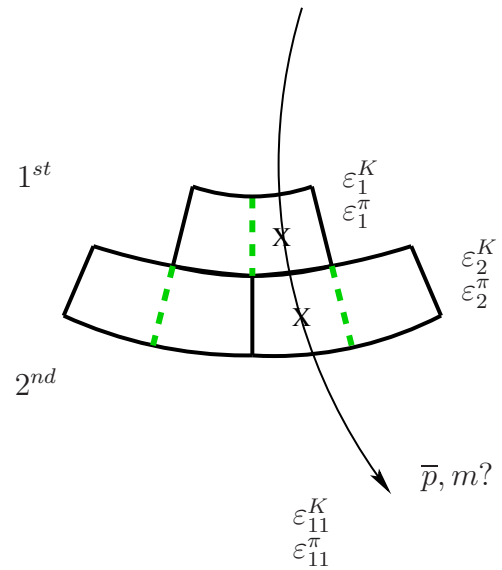


Рис. 5.13. Сработали счетчики в обоих слоях.

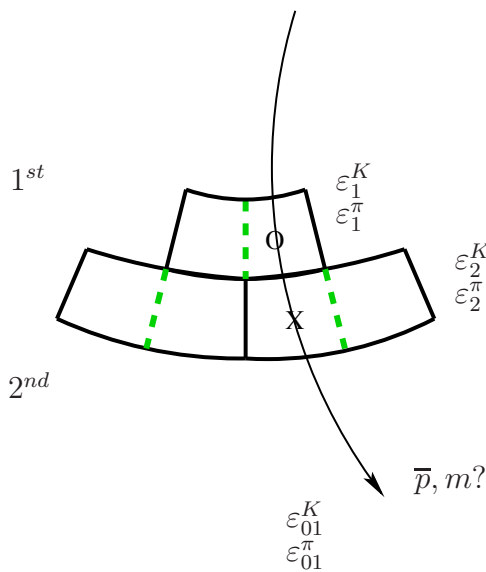


Рис. 5.14. Не сработал счетчик в первом слое, сработал во втором.

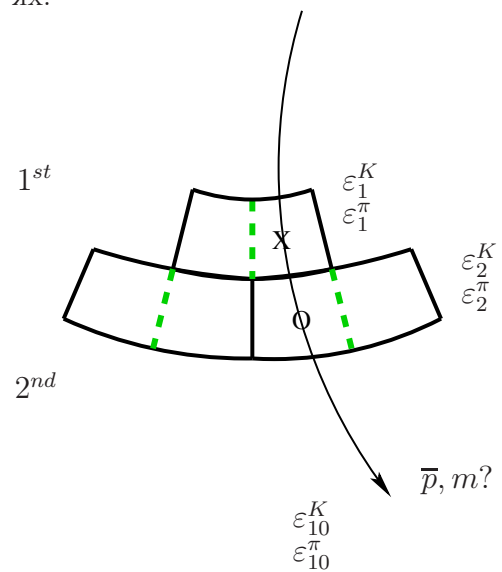


Рис. 5.15. Сработал счетчик в первом слое, не сработал во втором.

антов для “каонов” и для “пионов” ($940 < P_{K,\pi} < 1430$ МэВ/с) при пороге на амплитуду 0.5 фотоэлектрона представлены в таблицах 5.2 и 5.3 соответственно.

P_1	P_2	ε_1^K	ε_2^K	ε_{00}^K	ε_{01}^K	ε_{10}^K	ε_{11}^K
940	1430	0.06 ± 0.023	0.11 ± 0.03	0.85 ± 0.03	0.04 ± 0.02	0.09 ± 0.03	0.018 ± 0.01

Таблица 5.2. Вероятность срабатывания системы от “каонов” с импульсом $P_1 < P_K < P_2$.

P_1	P_2	ε_1^π	ε_2^π	ε_{00}^π	ε_{01}^π	ε_{10}^π	ε_{11}^π
940	1430	0.996 ± 0.002	0.994 ± 0.003	0.001 ± 0.001	0.005 ± 0.003	0.003 ± 0.002	0.994 ± 0.003

Таблица 5.3. Вероятность срабатывания системы от “пиона” с импульсом $P_1 < P_\pi < P_2$.

Скоррелированные события.

Имея цифры из таблиц 5.2 и 5.3, можно оценить долю скоррелированных нулей и срабатываний. При отсутствии корреляций должны выполняться следующие равенства:

$$\varepsilon_{00} = (1 - \varepsilon_1) \cdot (1 - \varepsilon_2);$$

$$\varepsilon_{01} = (1 - \varepsilon_1) \cdot \varepsilon_2;$$

$$\varepsilon_{10} = \varepsilon_1 \cdot (1 - \varepsilon_2);$$

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2;$$

Если рассмотреть цифры приведенные в таблицах, то можно увидеть, что с учетом статистических ошибок расчетная эффективность не совпадает с измеренной для ε_{00}^π и для ε_{11}^K . В первом случае:

$$\frac{(1 - \varepsilon_1^\pi) \cdot (1 - \varepsilon_2^\pi) \cdot N_\pi}{\varepsilon_{00}^\pi \cdot N_\pi} = \frac{0.14}{5}.$$

Это свидетельствует о наличие скоррелированных “нулей” в оцифровывающей или в считывающей электронике. Например, когда сдвиговый регистр платы А6 блокируется сигналом от внешней наводки сразу в нескольких каналах, а потом по приходу триггерного сигнала на считывание из этих каналов считывается пьедестал. Второй случай:

$$\frac{\varepsilon_1^K \cdot \varepsilon_2^K \cdot N_K}{\varepsilon_{11}^K \cdot N_K} = \frac{5}{14},$$

может происходить из-за δ -электронов, рожденных в первом слое и прошедших насквозь второй слой: для мюонов с импульсом 300 МэВ/с максимальная кинетическая энергия δ -электрона может быть $T_{max} = (\beta\gamma)^2[MeV] \approx 10[MeV]$.

Измерение параметров π/K -разделения.

Два слоя системы можно рассматривать просто как одну систему с увеличенной вдвое толщиной. Такой вариант назовем «Толстый счетчик». Так же счетчики с разных слоев можно рассматривать как включенными на схему совпадения по «ИЛИ» или по «И». В зависимости от условий эксперимента (от задач) можно пользоваться либо одной, либо другой схемой подсчета эффективности или расчета вероятности обнаружить пион или каон в событии.

«Толстый счетчик».

В этом случае для каждого трека восстанавливается суммарное число фотоэлектронов, полученное при пролете через систему. В случае если трек в каком-то из слоев прошел через область шифтера, амплитуда с этого счетчика в суммировании не участвует. Данный подход привлекателен тем, что сигнал с разных частей системы более однородный и относительно большой. Можно ставить более высокий порог на амплитуду для подавления шумов электроники и перекрестных наводок. Зависимость вероятности ложной идентификации для пионов и каонов от порога на суммарную амплитуду, посчитанная для диапазона импульсов 940 – 1450 МэВ/с, представлена на рис. 5.16.

Счетчики включенные по «ИЛИ».

При таком варианте считается, что частица надпороговая, если сработал счетчик хотя бы в одном слое. В этом подходе сильно подавляются нескоррелированные нули при регистрации надпороговых частиц и эффективность регистрации пионов получается достаточно высокой. Зависимость вероятности ложной идентификации для “пионов” и “каонов” от порога на амплитуду (порог одинаковый в обоих слоях), посчитанная для диапазона импульсов 940 – 1450 МэВ/с, представлена на рис. 5.17.

Счетчики включены по «И».

В этом варианте считается, что надпороговая частица вызывает срабатывание в обоих слоях. Данный подход должен хорошо подавлять независимые допороговые срабатывания и может применяться для получения высокой эффективности регистрации каонов. Зависимость вероятности ложной идентификации для пионов и каонов от порога

на амплитуду (порог одинаковый в обоих слоях), посчитанная для диапазона импульсов 940 – 1450 МэВ/с, представлена на рис. 5.18.

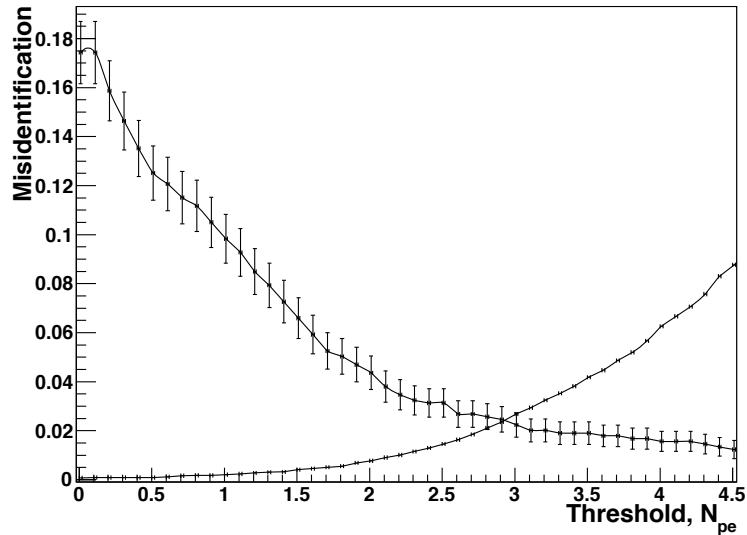


Рис. 5.16. Вероятность ложной идентификации пиона как каон и каона как пион в диапазоне импульсов от 940 до 1450 МэВ/с для варианта «Толстый счетчик» (получено на мюонах соответствующей скорости).

В таблице 5.4 приведены зависимости эффективности регистрации каонов и вероятности ложной идентификации пионов от импульса частицы для трех рассмотренных вариантов включения счетчиков. Графически эти зависимости представлены на рисунке 5.19. В таблице 5.5 приведены данные по π/K -разделению в единицах σ для трех вариантов в зависимости от импульса частиц.

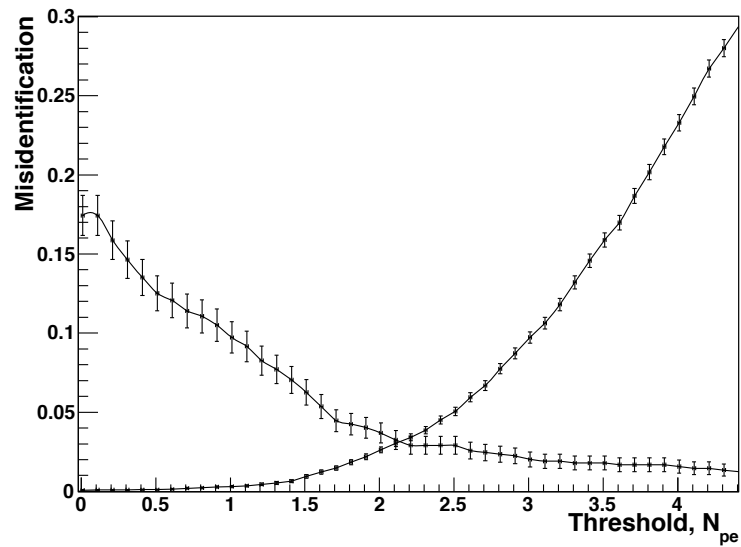


Рис. 5.17. Вероятность ложной идентификации пиона как каон и каона как пион в диапазоне импульсов от 940 до 1450 МэВ/с для схемы включения слоев системы по «ИЛИ» (получено на мюонах соответствующего импульса).

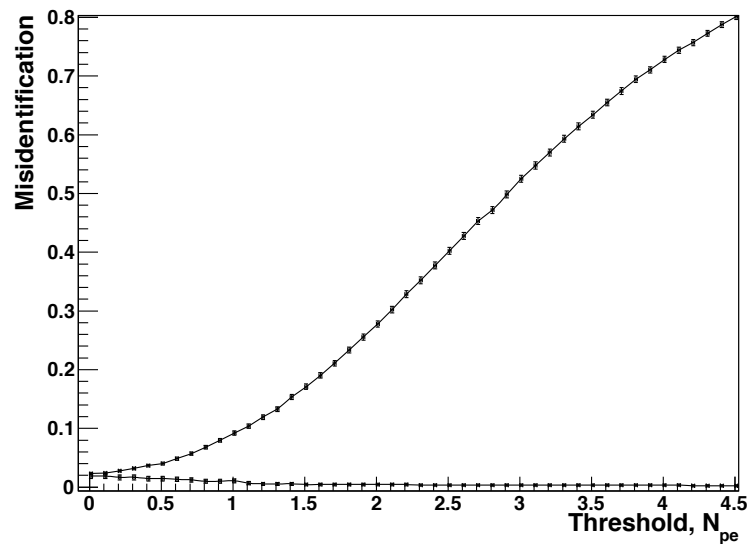


Рис. 5.18. Вероятность ложной идентификации пиона как каон и каона как пион в диапазоне импульсов от 940 до 1450 МэВ/с для схемы включения слоев системы по «И» (получено на мюонах соответствующего импульса).

P_1 , МэВ/с	P_2 , МэВ/с	«И» порог 0.5ф.э.		«ИЛИ» порог 0.5ф.э.		«ТОЛСТЫЙ СЧ.» порог 2.0ф.э.	
		ε_K	$1 - \varepsilon_\pi$	ε_K	$1 - \varepsilon_\pi$	ε_K	$1 - \varepsilon_\pi$
450	660	>0.975	0.26±0.01	>0.975	0.089±0.007	>0.975	0.18±0.01
660	940	0.99±0.01	0.052±0.004	0.91±0.02	0.005±0.001	0.96±0.02	0.021±0.003
940	1200	0.99±0.01	0.027±0.003	0.91±0.02	$(1 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	0.98±0.01	0.007±0.001
1200	1430	0.98±0.01	0.023±0.003	0.88±0.02	$(7 \pm 5) \cdot 10^{-4}$	0.95±0.01	0.006±0.001
1430	1540	0.94±0.02	0.020±0.004	0.78±0.03	$(8 \pm 8) \cdot 10^{-4}$	0.88±0.02	0.006±0.002
1540	1650	0.82±0.03	0.026±0.004	0.43±0.03	$<7 \cdot 10^{-4}$	0.76±0.03	0.002±0.001
1650	1790	0.58±0.04	0.001±0.001	0.21±0.03	$(1 \pm 1) \cdot 10^{-3}$	0.40±0.04	0.002±0.001

Таблица 5.4. Эффективность регистрации “каонов” и вероятность ложной идентификации “пионов” в диапазоне импульсов $P_1 < P_{K,\pi} < P_2$.

P_1 МэВ/с	P_2 МэВ/с	«И», σ	«ИЛИ», σ	«ТОЛСТЫЙ СЧ.», σ
450	660	2.6	3.3	2.8
660	940	3.9	3.9	3.8
940	1200	4.3	4.3	4.5
1200	1430	4.1	4.4	4.2
1430	1540	3.4	3.9	3.7
1540	1650	3.0	3.0	3.7
1650	1790	2.3	2.4	2.6

Таблица 5.5. Степень π/K -разделения в единицах σ для диапазона импульсов $P_1 < P_{K,\pi} < P_2$.

5.3. Эффективность регистрации событий упругого

e^+e^- -рассеяния

Из статистики, набранной в пике J/ψ -мезона, для исследования эффективности регистрации частиц системой в условиях эксперимента со встречными пучками были отобраны события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Для отбора требовалось в событии иметь два коллинеарных трека из места встречи и энерговыделение в калориметре от каждой частицы больше

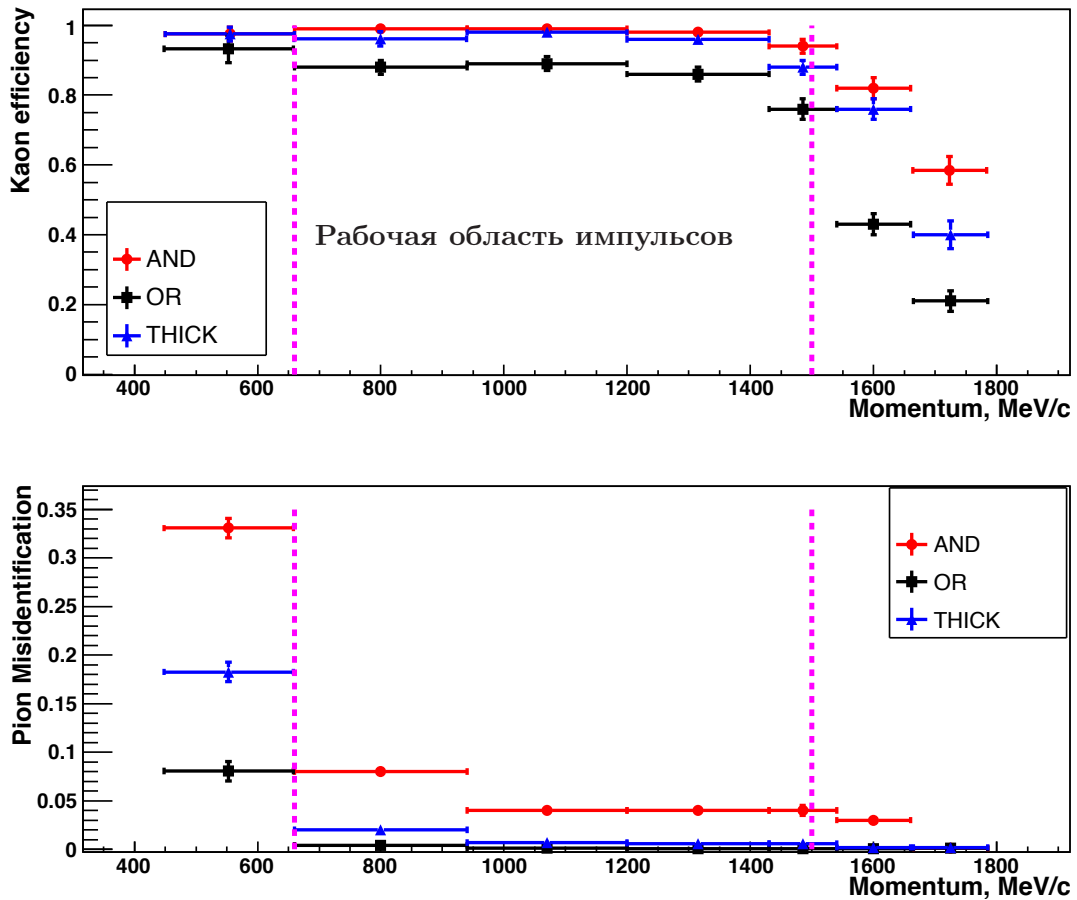


Рис. 5.19. Эффективность регистрации каонов (вверху) и вероятность ложной идентификации пионов (внизу) в зависимости от импульса частицы для трех вариантов включения счетчиков двухслойной системы АШИФ детектора КЕДР. Для схемы включения по «И» и «ИЛИ» порог составляет 0.5 фотоэлектрона, для «Толстого счетчика» – 2 фотоэлектрона. (Получено на космических мюонах, соответствующей скорости).

1 ГэВ. На рисунке 5.20 представлено распределение по суммарной амплитуде с двух слоев счетчиков в баррельной части системы при прохождении трека через аэрогель в обоих слоях. Средняя амплитуда сигналов от электронов в системе составляет:

- 6.4 ± 0.2 фотоэлектрона – в первом слое;
- 5.0 ± 0.2 фотоэлектрона – во втором слое;
- 10.9 ± 0.2 фотоэлектрона – в двух слоях.

Эффективность регистрации электрона при прохождении через аэрогель в двух слоях

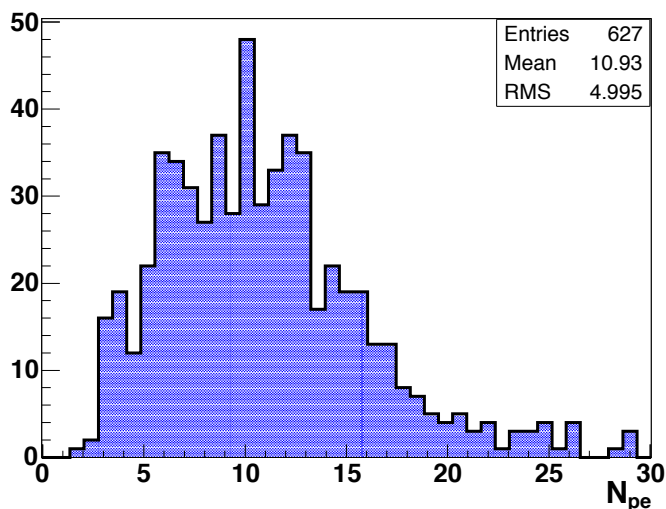


Рис. 5.20. Суммарная амплитуда двух слоев системы АШИФ для баба-электронов, прошедших счетчики в “хорошей области”.

системы составляет $99.8 \pm 0.2\%$. Эффективность регистрации e^+e^- - событий при наличии сигналов от обеих частиц составляет $w_{ee2} = \varepsilon^2 = 0.996$, а в случае регистрации сигнала хотя бы от одной частицы эффективность ожидается $w_{ee1} = \varepsilon^2 + 2\varepsilon(1-\varepsilon) = 0.999996$. Здесь $\varepsilon = 0.998$ – эффективность регистрации электрона от e^+e^- - событий. Соответственно, вероятность отсутствия сигнала от e^+e^- - событий (что будет приниматься как признак события с допороговыми конечными частицами) составит $(1 - \varepsilon)^2 = 4 \cdot 10^{-6}$. Другими словами, при помощи системы счетчиков АШИФ в эксперименте КЕДР можно подавить двухчастичные события с релятивистскими частицами в конечном состоянии от $2.5 \cdot 10^2$ до $2.5 \cdot 10^5$ раз, в зависимости от подхода в обработке экспериментальных данных.

5.4. Обсуждение полученных результатов

Введенная в эксплуатацию в 2013 году система аэрогелевых черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР представляет собой достаточно мощный инструмент для идентификации частиц (разделения π - и K -мезонов) в области импульсов от 0.6 до 1.5 ГэВ/с. Получены следующие результаты.

- Сигнал от космических мюонов с импульсом $P > 1$ ГэВ/с, прошедших область с аэрогелем в обоих слоях в баррельной части, в среднем составляет 9.33 ± 0.37 фотоэлек-

трона.

- Эффективность регистрации мюонов с импульсом $P > 1$ ГэВ/с при пороге на амплитуду 0.5 фотоэлектрона:
 - $[1 - (1.10 \pm 0.07) \cdot 10^{-2}]$ – первый слой;
 - $[1 - (1.55 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}]$ – второй слой;
 - $[1 - (2 \pm 1) \cdot 10^{-4}]$ – два слоя.
- При импульсе 1.2 ГэВ/с впервые для системы получены параметры π/K -разделения:
 - для первого слоя эффективность регистрации каонов – $95 \pm 1\%$ при вероятности ложной идентификации пиона как каон $1.1 \pm 0.1\%$, степень разделения – 3.9σ ;
 - для второго слоя эффективность регистрации каонов – $93 \pm 1\%$ при вероятности ложной идентификации пиона как каон $1.5 \pm 0.1\%$, степень разделения – 3.6σ ;
 - для двухслойной системы при суммировании амплитуд эффективность регистрации каонов – $96.5 \pm 0.7\%$ при вероятности ложной идентификации пиона как каон $0.6 \pm 0.1\%$, степень разделения – 4.3σ .
- На событиях упругого e^+e^- -рассеяния в пике J/ψ -мезона было получено:
 - сумма амплитуд с двух слоев системы в баррельной части от электронов в среднем по системе составляет 10.9 ± 0.2 фотоэлектрона;
 - эффективность регистрации баба-электронов в двухслойной системе при пороге 2 фотоэлектрона на сумму амплитуд составляет $99.8 \pm 0.2\%$;
 - при помощи двухслойной системы счетчиков АШИФ детектора КЕДР двухчастичные события с релятивистскими частицами в эксперименте можно подавить не менее чем в 1000 раз.

Приведенные результаты эффективности регистрации и качества разделения частиц были получены для 1/20 части нижней половины баррели системы. Результаты, полученные в таком же подходе, для всей системы слегка хуже из-за нескольких счетчиков, сосредоточенных в одном секторе по ϕ . Так как нет заметного отличия в амплитудах

сигналов в этих счетчиках, то основными причинами могут быть просчеты и скоррелированные срабатывания электроники системы. Это обстоятельство требует отдельного разбирательства, так же, как и тот факт, что для верхних счетчиков допороговая эффективность для внутреннего слоя больше, чем для наружного, так как космические частицы влетают в систему в основном снаружи, а при пучковых событиях всегда – изнутри. Получение данных по качеству идентификации частиц в торцевой части системы при помощи космических мюонов требует гораздо большей статистики и осложняется ухудшением точности восстановления импульса при малых полярных углах.

Параметры π/K -разделения для баррели системы счетчиков АШИФ.

- Первый слой системы: $\varepsilon_K = 95.9 \pm 0.1\%$, $(1 - \varepsilon_\pi) = 3.8 \pm 0.1\%$, что соответствует степени разделения на уровне 3.5σ .
- Второй слой системы: $\varepsilon_K = 96.6 \pm 0.1\%$, $(1 - \varepsilon_\pi) = 9.5 \pm 0.1\% - 3.1\sigma$.
- Счетчики включены по «И»: $\varepsilon_K = 99.4 \pm 0.4\%$, $(1 - \varepsilon_\pi) = 12.5 \pm 0.1\% - 3.7\sigma$.
- Счетчики включены по «ИЛИ»: $\varepsilon_K = 93.1 \pm 0.1\%$, $(1 - \varepsilon_\pi) = 0.76 \pm 0.03\% - 3.9\sigma$.
- «Толстый счетчик»: $\varepsilon_K = 98.1 \pm 0.1\%$, $(1 - \varepsilon_\pi) = 3.6 \pm 0.1\% - 3.9\sigma$.

По результатам исследований с космическими частицами видно, что второй (внешний) слой системы имеет слегка меньшую эффективность регистрации релятивистских частиц. Это можно объяснить тем, что счетчики второго слоя были собраны в 2007-2008 годах и за время ожидания ремонта детектора КЕДР светосбор в аэрогеле мог упасть в среднем на 30% из-за старения аэрогеля [16], а в счетчиках первого слоя аэрогель отжигался перед сборкой и установкой в детектор в 2012-2013 гг. В то же время в счетчиках второго слоя нижней половины баррели заметно выше допороговая эффективность, что скорее всего вызвано добавкой дельта-электронов из первого слоя (внутреннего). Качество π/K -разделения можно немного улучшить, если для каждого слоя или даже счетчика в определенном диапазоне импульсов подбирать свой порог на амплитуду. Для реализации подобной процедуры в ходе эксперимента или при его обработке необходимо иметь достаточное количество событий с космическими мюонами или хорошо отобранных экспериментальных событий в надпороговой и допороговой области. На данный момент, пока с детектором КЕДР не набрано достаточное количество статистики, из которой

можно было бы выделить π - и K -мезоны, исследования с космическими частицами являются единственным прямым методом оценки допороговой эффективности и параметров π/K -разделения.

Основные вклады в допороговую эффективность зависят только от скорости, а не от импульса частицы, к ним относятся:

- ионизационные потери и образование δ -электронов;
- черенковский свет в материалах счетчика.

Не рассматривались дающие малый вклад эффекты:

- ядерное взаимодействие и распады каонов в веществе счетчиков ($\leq 1\%$ событий могут повысить допороговую эффективность);
- многократное рассеяние частиц зависит от импульса, поэтому у мюонов с допороговым импульсом длина трека в счетчике может быть слегка больше, чем у каонов, и допороговая эффективность соответственно может быть выше.

В условиях детектора КЕДР при обработке экспериментальных данных эти эффекты можно подавить, если требовать сохранения направления трека в стриповой структуре баррельного калориметра или учесть при помощи моделирования.

По первым полученным результатам измерений и расчетам видно, что система счетчиков АШИФ детектора КЕДР не уступает в этой области импульсов ни системе DIRC детектора BaBar [47] (см. раздел 1.2.2), ни системе аэроглевых счетчиков детектора Belle [25] (см. раздел 1.1.4).

В настоящее время в области энергий Ψ -мезонов активно ведется набор данных с детектором BES-III на коллайдере BEPC-II (Китай). В этом эксперименте основной системой идентификации частиц с импульсами выше 0.6 ГэВ/с является времяпролетная система. В работе [95], кроме описания детектора, приведены расчеты эффективности регистрации каонов и вероятности ложной идентификации пионов для баррельной части (см. рис. 5.21), исходя из полученного на прототипе временного разрешения: для баррельных счетчиков 90 пс, для торцевых — 110 пс. До импульса 0.9 ГэВ/с данная система должна разделять π - и K -мезоны на уровне лучше 3σ , а при импульсе 1.2 ГэВ/с: эффективность регистрации каонов составляет 0.9 при вероятности ложной идентификации пиона как каон 0.16, что соответствует степени разделения $\sim 2.3\sigma$.

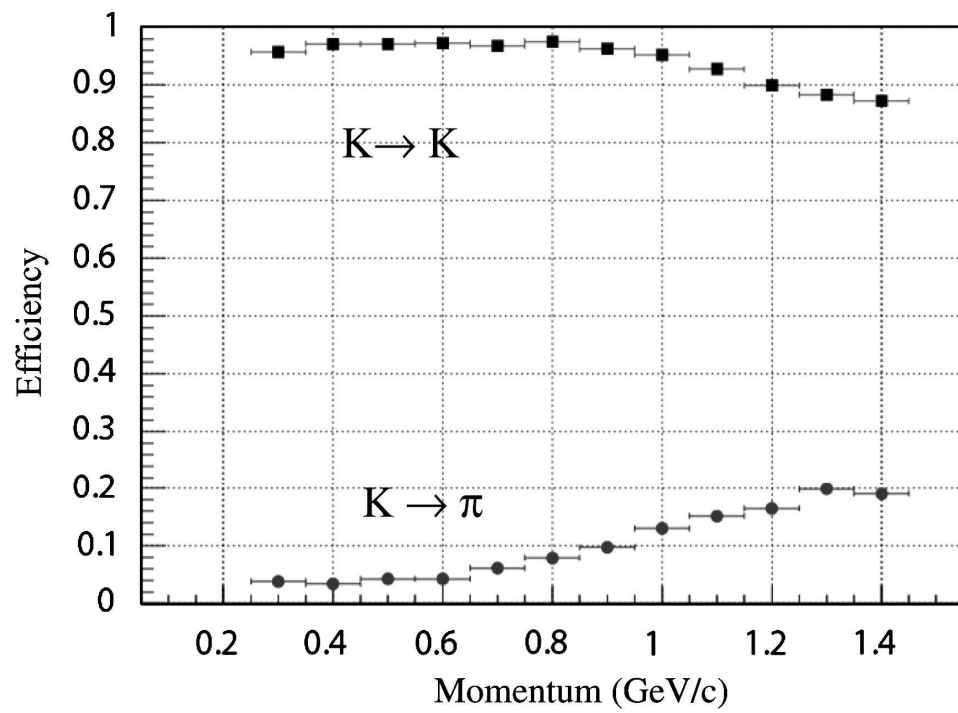


Рис. 5.21. Ожидаемая эффективность K/π -разделения и вероятность ложной идентификации в зависимости от импульса частиц для баррельной части времяпролетной системы детектора BES-III.

Заключение

С 1992 года в ИЯФ СО РАН ведутся работы по созданию аэрогелевых пороговых черенковских счетчиков АШИФ. Метод АШИФ по сравнению с методом прямого светосбора позволил на порядок уменьшить суммарную площадь фотокатодов в системе. В результате уменьшилось количество материала перед калориметром и снизилась стоимость системы. В полном объеме система впервые была установлена в детектор в 2013 году. С 2014 года детектор КЕДР начал новую серию экспериментов на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М.

Основные научные результаты, полученные в рамках диссертационного исследования.

- Система счетчиков АШИФ в полном объеме (1000 л аэрогеля, 160 счетчиков) установлена в детектор КЕДР и введена в эксплуатацию. Получены первые результаты измерений эффективности регистрации и качества идентификации частиц.
 - Эффективность регистрации мюонов с импульсом $P > 1$ ГэВ/с равна $[1 - (2 \pm 1) \cdot 10^{-4}]$.
 - Степень разделения π - и K -мезонов с импульсом 1.2 ГэВ/с равна 4.3σ , что сравнимо с достоверностью идентификации частиц в системе DIRC детектора ВаВаг в этой области импульсов, и существенно лучше, чем в аэрогелевых счетчиках детектора Belle и во времяпролетной системе детектора BES-III.
- На протяжении 14 лет проведено измерение временной стабильности счетчика АШИФ детектора КЕДР. Амплитуда сигнала уменьшилась с 9 до 6 фотоэлектронов с постоянной времени 3 года и далее остается постоянной с точностью до ошибки измерения.
- Исследованы причины уменьшения амплитуды сигнала для 40 счетчиков, проработавших в детекторе КЕДР 7 лет. Показано, что амплитуда сигнала упала в среднем на 20% за счет уменьшения длины поглощения света в аэрогеле и на 20% за счет снижения квантовой эффективности ФЭУ.

- Впервые измерена зависимость длины поглощения света в аэрогеле от времени после адсорбции воды. Основные результаты исследований:
 - Длина поглощения выходит на новый постоянный уровень. Этот уровень не зависит от количества поглощенной воды, если ее массовая доля больше 0.2%.
 - Для разных партий аэрогеля этот уровень разный.
 - Характерные времена уменьшения длины поглощения для разных партий аэрогеля находятся в интервале от 5 до 100 суток.
 - Моделирование методом Монте-Карло уменьшения коэффициента светосбора в счетчике за счет изменения длины поглощения хорошо согласуется с результатами измерений.

В заключение я хочу выразить мою огромную благодарность и восхищение научному руководителю А.П. Онучину за его энтузиазм и скрупулезность в научно-исследовательских работах, а так же за его школу физика-экспериментатора, которую мне посчастливилось пройти от студенческих лет до настоящего момента. Я признателен моим руководителям-наставникам: С.А. Кононову, В.Е. Блинову, В.А. Родякину, которые в разное время помогали мне профессионально расти и развиваться в Институте. Особенно хочу поблагодарить М.Ю. Барнякова, который является для меня достойным примером и как старший брат, и как высококвалифицированный физик-экспериментатор. Также я очень признателен всей команде, работавшей над созданием и вводом в эксплуатацию системы черенковских счетчиков АШИФ детектора КЕДР: А.Ф. Данилюку, А.П. Онучину, А.Р. Бузыкаеву, М.Ю. Барнякову, В.С. Бобровникову, В.В. Гулевичу, С.А. Кононову, Е.А. Кравченко, В.В. Баруткину, С.В. Голубеву, М.В. Шмакову, А.В. Родякину, А.С. Старостину, Г.А. Савинову, А.В. Таркову, А.А. Турбиной, И.А. Куянову, И.В. Овтину, А.А. Катцину. Благодаря их умственному и физическому труду была создана и работает система аэрогелевых черенковских счетчиков и многие другие части детектора КЕДР. Я благодарю весь коллектив детектора КЕДР и комплекса ВЭПП-4М, чей труд лежит в основе всех успехов эксперимента КЕДР. Я признателен А.Г. Шамову, К.Ю. Тодышеву и О.Л. Резановой за их активное участие в эксперименте и моральную поддержку, благодаря которым мне удалось найти силы и время написание этой работы. Также

я благодарен коллективу детектора СНД, с которым очень приятно работать в экспериментах на коллайдере ВЭПП-2000, а в особенности, команде, участвующей в разработке и эксплуатации системы аэроглевых черенковских счетчиков: С.И. Середнякову, В.Б. Голубеву, К.И. Белобородову и К.А. Мартин. Мне очень приятно выразить благодарность М.Н. Ачасову, Е.А. Кравченко, В.А. Таюрскому и А.А. Осипову за их ценные замечания по форме и содержанию данной работы. Я благодарен всем сотрудникам лаборатории 3-2, в коллективе которых мне приятно работать на протяжении многих лет. Выражаю свою благодарность дирекции Института за обеспечение возможности проводить в Институте как методические разработки детекторов для экспериментов по физике высоких энергий, так и последующие эксперименты с ними на ускорителях. Мне очень приятно поблагодарить моих родителей Юрия Михайловича и Любовь Александровну Барняковых, а так же брата Михаила и сестру Татьяну за поддержку во всех моих жизненных начинаниях и за воспитание во мне с детства любознательности и самостоятельности, которые стали основой для становления меня как физика-экспериментатора. В завершение, с самыми теплыми чувствами, благодарю мою жену Ольгу, дочь Надежду и сына Владимира за понимание, терпение и поддержку.

Литература

1. Анашин В. В., ..., Барняков А. Ю. и др. Детектор КЕДР // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2013. Т. 44, № 4. С. 1264–1345.
2. Onuchin A., Shamov A., Skovpen Y. et al. The Aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and phototubes // Nucl. Instr. and Meth. 1992. Vol. A315. P. 517–520.
3. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. Test of aerogel counters for the KEDR detector // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A478, no. 1–2. P. 353 – 356.
4. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. ASHIPH counters for the KEDR detector // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A494, no. 1–3. P. 424 – 429.
5. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. Operation and performance of the ASHIPH counters at the KEDR detector // To be publish in Nucl. Instr. and Meth. Vol. A. Frontier Detector for Frontier Physics, 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d’Elba (Italy), May 24-30, 2015.
6. Blinov V. E., Bogomyagkov A. V., Karnaev S. E. et al. Absolute calibration of particle energy at VEPP-4M // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A494. P. 81–85.
7. Muchnoi N. Yu., Nikitin S. A., Zhilich V. N. et al. Fast and precise beam energy monitor based on the Compton backscattering at the VEPP-4M collider // Conf. Proc. 2006. Vol. C060626. P. 1181–1183.
8. Bogomyagkov A., Blinov V. E., Karnaev S. et al. Beam energy calibration in experiment on precise tau lepton mass measurement at VEPP-4M with KEDR detector // Conf. Proc. 2006. Vol. C060626. P. 625–627.
9. Anashin V. V., . . . , Barnyakov A. Yu. et al. Measurement of main parameters of the $\Psi(2S)$ resonance // Physics Letters B. 2012. Vol. 711, no. 3–4. P. 280 – 291.
10. Anashin V. V., . . . , Barnyakov A. Yu. et al. Measurement of $\Psi(3770)$ parameters // Physics Letters B. 2012. Vol. 711, no. 3–4. P. 292 – 300.
11. Anashin V. V., ..., Barnyakov A. Y. et al. Final analysis of KEDR data on and masses // Physics Letters B. 2015. Vol. 749. P. 50 – 56.
12. Eidelman S. I., . . . , Barnyakov A. Y. et al. τ lepton mass determination at KEDR // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. 2011. Vol. 218, no. 1. P. 155 – 159.
13. Anashin V. V., . . . , Barnyakov A. Yu. et al. Measurement of $\Gamma_{ee} \cdot Br(J/\Psi) \rightarrow e^+e^-$ and

- $\Gamma_{ee} \cdot Br(J/\Psi) \rightarrow \mu^+\mu^-$ // Physics Letters B. 2010. Vol. 685, no. 2–3. P. 134 – 140.
14. Aulchenko V. M., . . . , Barnyakov A. Yu. et al. Measurement of the ratio of the lepton widths $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ for the J/Ψ meson // Physics Letters B. 2014. Vol. 731. P. 227 – 231.
 15. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bähr J. et al. Development of aerogel Cherenkov detectors at Novosibirsk // Nucl. Instr. and Meth. 2005. Vol. A553, no. 1–2. P. 125 – 129.
 16. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Barutkin V. V. et al. Influence of water on optical parameters of aerogel // Nucl. Instr. and Meth. 2009. Vol. A598, no. 1. P. 166 – 168.
 17. Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y., Bobrovnikov V. S. et al. Threshold aerogel Cherenkov counters of the KEDR detector // Journal of Instr. 2014. Vol. 9, no. 09. P. C09005.
 18. Anashin V. V., . . . , Barnyakov A. Yu. et al. Measurement of D^\pm and D^0 meson masses with the KEDR detector // Physics Letters B. 2010. Vol. 686, no. 2–3. P. 84 – 90.
 19. Онучин А. П. , Середняков С. И. . Пороговый черенковский счетчик // Приборы и техника эксперимента. 1972. № 6. С. 57–58.
 20. Balakin V. E., Budker G. I., Kurdadze L. M. et al. // Preprint Institute of Nuclear Physics. 1971. P. 56–71. Novosibirsk.
 21. Baru S. E., Blinov A. E., Blinov V. E. et al. Experiments with the MD-1 detector at the e^+e^- collider VEPP-4 in the energy region of Υ mesons // Physics Reports. 1996.— March. Vol. 267, no. 2 & 3. P. 71–160.
 22. Burkhardt H., Koehler P., Riethmuller R. et al. The TASSO gas and aerogel Cherenkov counters // Nucl. Instr. and Meth. 1981. Vol. 184, no. 2-3. P. 319 – 331.
 23. А. Ф. Данилюк, С. А. Кононов, Е. А. Кравченко, А. П. Онучин. Аэрогелевые черенковские детекторы в экспериментах на встречных пучках // Успехи физических наук. 2015. Т. 185, № 5. С. 540 – 548.
 24. Sumiyoshi T., Adachi I., Enomoto R. et al. Silica aerogel Cherenkov counter for the KEK B-factory experiment // Nucl. Instr. and Meth. 1999. Vol. A433, no. 1–2. P. 385 – 391.
 25. Abashian A. et al. The Belle detector // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A479. P. 117–232.
 26. Buzykaev A., Cherepanov C., Danilyuk A. et al. Project of aerogel Cherenkov counters for KEDR // Nucl. Instr. and Meth. 1996. Vol. A379, no. 3. P. 453 – 456.
 27. Barnykov M. Yu., Buzykaev A. R., Danilyuk A. F. et al. Development of aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and phototubes // Nucl. Instr. and Meth. 1998. Vol.

- A419. P. 584–589.
28. Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S., Buzykaev A. R. et al. Aerogel Cherenkov counters for the KEDR detector // Nucl. Instr. and Meth. 2000. Vol. A453. P. 326–330.
 29. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. The status of the KEDR ASHIPH system // Nucl. Instr. and Meth. 2004. Vol. A518, no. 1–2. P. 597 – 601.
 30. Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y., Beloborodov K. I. et al. Status of aerogel production in Novosibirsk // Nucl. Instr. and Meth. 2011. Vol. A639, no. 1. P. 225 – 226.
 31. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. R&D of microchannel plate phototubes // Nucl. Instr. and Meth. 2006. Vol. A567, no. 1. P. 17 – 20.
 32. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Barutkin V. V. et al. Investigation and development of microchannel plate phototubes // Nucl. Instr. and Meth. 2007. Vol. A572, no. 1. P. 404 – 407.
 33. Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y., Barutkin V. V. et al. Photomultiplier tubes with three MCPs // Nucl. Instr. and Meth. 2009. Vol. A598, no. 1. P. 160 – 162.
 34. Barnyakov M. Yu., Mironov A. V. Photocathode aging in MCP PMT // Journal of Instrumentation. 2011. Vol. 6. P. C12026.
 35. Achasov M. N., Aulchenko V. M., Barnyakov A. Yu. et al. Spherical Neutral Detector for experiments at VEPP-2000 e^+e^- collider // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. 2012. Vol. 225–227. P. 66 – 68.
 36. Achasov M. N., Aulchenko V. M., Barnyakov A. Yu. et al. First results of SND experiments at VEPP-2000 // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. 2012. Vol. 225–227. P. 48 – 51.
 37. Achasov M. N., Barnyakov A. Yu., Beloborodov K. I. et al. First results of spherical neutral detector (SND) experiments at VEPP-2000 // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2012. Vol. 67, no. 2. P. 594 – 598.
 38. Achasov M. N., Barnyakov A. Yu., Beloborodov K. I. et al. First results on the nucleon form factors from SND // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. 2012. Vol. 225–227. P. 201 – 204.
 39. Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y., Beloborodov K. I. et al. High density aerogel for ASHIPH SND — test results // Nucl. Instr. and Meth. 2009. Vol. A598, no. 1. P. 163 – 165.

40. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Beloborodov K. I. et al. Particle identification aerogel counter with $n=1.13$ for π/K separation // Nucl. Instr. and Meth. 2010. Vol. A623, no. 1. P. 336 – 338.
41. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Beloborodov K. I. et al. Particle identification system based on dense aerogel // Nucl. Instr. and Meth. 2013. Vol. A732. P. 330 – 332.
42. Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y., Beloborodov K. I. et al. Test results of the threshold aerogel Cherenkov counter system with $n=1.05$ using electrons and muons at $p < 500$ MeV/c // Journal of Instr. 2014. Vol. 9, no. 08. P. C08010.
43. Барняков А. Ю. , Барняков М. Ю. , Белобородов К. И. и др. Испытания аэрогелевых черенковских счетчиков с $n=1.05$ на электронах и мюонах // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 1. С. 1–6.
44. DELPHI Collaboration. The DELPHI detector at LEP // Nucl. Instr. and Meth. 1991. Vol. A303. P. 233–276.
45. DELPHI Collaboration. Performance of the DELPHI detector // Nucl. Instr. and Meth. 1996. Vol. A378. P. 57–100.
46. Ashford V. et al. Development of the Cherenkov Ring Imaging Detector for the SLD // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1986. Vol. 33. P. 113–121.
47. BaBar Collaboration. The BaBar detector // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A479. P. 1–116.
48. Schwiening J., for the BABAR-DIRC Collaboration. Performance of the BABAR-DIRC // Nucl. Instr. and Meth. 2005. Vol. A553. P. 317–322.
49. Kopp S. E. The CLEO III detector // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A384. P. 61–66.
50. Viehhauser G. CLEO III operation // Nucl. Instr. Meth. 2001. Vol. A462. P. 146–151.
51. Artuso M., Ayad R., Efimov A. et al. The CLEO III Ring Imaging Cherenkov Detector // arXiv:hep-ex/0008007v1. 2000. — Aug. Vol. v1.
52. Artuso M., Ayad R., Bukin K. et al. Construction, pattern recognition and performance of the CLEO-III LiF-TEA RICH detector // Nucl. Instr. Meth. 2003. Vol. A502. P. 91–100.
53. Artuso M., Ayad R., Bukin K. et al. THE CLEO RICH DETECTOR // arXiv:physics/0506132v2. 2000. — Jul. Vol. v2.
54. Gargano F., Arnaud N., Barnyakov A. Yu. et al. Study of H-8500 MaPMT for the FDIRC detector at SuperB // Nucl. Instr. and Meth. 2013. Vol. A718. P. 563 – 565.

55. Beigbeder C., Breton D., Barnyakov A. Yu. et al. Front-end electronics for the SuperB charged particle identification detectors // Nucl. Instr. and Meth. 2013. Vol. A718. P. 186 – 188.
56. Arnaud N., Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y. et al. A particle identification detector for the forward region of the SuperB experiment // Nucl. Instr. and Meth. 2013. Vol. A718. P. 557 – 559.
57. Va'vra J., Arnaud N., Barnyakov A. Yu. et al. Progress on development of the new FDIRC PID detector // Nucl. Instr. and Meth. 2013. Vol. A718. P. 541 – 545.
58. Dey B., Borsato M., Arnaud N. et al. Design and performance of the Focusing DIRC detector // Nucl. Instr. and Meth. 2014. Vol. A775. P. 112–131.
59. Hoek M., Dzhygadlo R., Gerhardt A. et al. The PANDA Barrel DIRC detector // Nucl. Instr. and Meth. 2014. Vol. A766. P. 9–13.
60. Schwarz C., Kalicy G., Dzhygadlo R. et al. Prototyping the PANDA Barrel DIRC // Nucl. Instr. and Meth. 2014. Vol. A766. P. 32–35.
61. Hayakawa T. Particle identification for Belle II // PoS. 2015. Vol. Beauty2014. P. 038.
62. Inami K. TOP counter for particle identification at the Belle II experiment // Nucl. Instr. and Meth. 2014. Vol. A766. P. 5–8.
63. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. Focusing aerogel RICH (FARICH) // Nucl. Instr. and Meth. 2005. Vol. A553, no. 1–2. P. 70 – 75.
64. Iijima T., Korpar S., Adachi I. et al. A novel type of proximity focusing RICH counter with multiple refractive index aerogel radiator // Nucl. Instr. and Meth. 2005. Vol. A548, no. 3. P. 383 – 390.
65. Korpar S., Adachi I., Fratina S. et al. RICH with multiple aerogel layers of different refractive index // Nucl. Instr. and Meth. 2005. Vol. A553, no. 1-2. P. 64 – 69.
66. Kriezian P., Korpar S., Iijima T. Study of a nonhomogeneous aerogel radiator in a proximity focusing RICH detector // Nucl. Instr. and Meth. 2006. Vol. A565, no. 2. P. 457 – 462.
67. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. Beam test of FARICH prototype with digital photon counter // Nucl. Instr. and Meth. 2013. Vol. A732. P. 352 – 356.
68. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. Focusing aerogel RICH optimization // Nucl. Instr. and Meth. 2008. Vol. A595, no. 1. P. 100 – 103.

69. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. FARICH optimization for precise velocity measurement // Nucl. Instr. and Meth. 2009. Vol. A598, no. 1. P. 169 – 172.
70. Barnyakov A. Y., Barnyakov M. Y., Basok I. Y. et al. Focusing Aerogel RICH for particle identification and momentum measurement // Nucl. Instr. and Meth. 2011. Vol. A639, no. 1. P. 290 – 293.
71. Бондарь А. Е. , . . . , Барняков А. Ю. и др. Проект Супер Чарм-Тау фабрики в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера // Ядерная физика. 2013. Т. 76, № 9. С. 1132–1145.
72. Šantelj L. Aerogel RICH counter for the Belle II forward PID // PoS. 2014. Vol. TIPP2014. P. 123.
73. Shwartz B. A. The Belle II Experiment // Nucl. Part. Phys. Proc. 2015. Vol. 260. P. 233–237.
74. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bobrovnikov V. S. et al. Aerogel for FARICH detector // Nucl. Instr. and Meth. 2014. Vol. A766. P. 235 – 236.
75. Aulchenko V. M., Chilingarov A. G., Kolachev G. M. et al. Vertex Chamber for the KEDR Detector // Nucl. Instr. and Meth. 1989. Vol. A283. P. 528–531.
76. Baru S. E., Blinov A. E., Blinov V. E. et al. The KEDR drift chamber based on dimethyl ether // Nucl. Instr. and Meth. 1998. Vol. A409. P. 23–25.
77. Baru S. E., Blinov A. E., Blinov V. E. et al. Status of the KEDR drift chamber // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A494, no. 1–3. P. 251 – 254.
78. Aulchenko V. M., Baldin E. M., Barladyan A. K. et al. Liquid Krypton Calorimeter for KEDR // eConf. 2006. Vol. C0604032. P. 0040.
79. Peleganchuk S. Liquid noble gas calorimeters at Budker INP // Nucl. Instr. and Meth. 2009. Vol. A598. P. 248–252.
80. Aulchenko V. M., Baibusinov B. O., Baldin E. M. et al. Experience with CsI(Na) crystals for calorimetry // Nucl. Instr. and Meth. 1996. Vol. A379. P. 502–504.
81. Sukharev A. Muon system of the KEDR detector // Journal of Instr. 2014. Vol. 9, no. 08. P. C08026. Andrey Suharev for KEDR collaboration.
82. Aulchenko V. M., Beloborodova O. L., Bobrov A. V. et al. Operation of the triple-GEM detectors in the tagging system of the KEDR experiment on the VEPP-4M collider //

- Journal of Instr. 2011. Vol. 6. P. P07001.
83. Zhilich V. N. Detector KEDR tagger // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2012. Vol. 225-227. P. 115–120.
84. Anashin V. V., Barkov L. M., Barladian A. K. et al. Status of the KEDR superconducting magnet system // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A494. P. 266–269.
85. ГОСТ 26. 201. 2-94 Система КАМАК. Последовательная магистраль интерфейсной системы.
86. С. Е. Бару, В. С Кириченко, Г. А. Савинов и др. Служебные блоки системы сбора данных КЛЮКВа. Препринт ИЯФ **88-26**.
87. Baru S. E., Talyshev A. A., Telnov V. I. et al. Trigger of the KEDR detector // Instr. Exp. Tech. 2011. Vol. 54. P. 335–349.
88. Vorobiov A. I., Onuchin A. P., Shamov A. G. et al. Development of aerogel Cherenkov counters for KEDR detector // World Scientific. 1990. P. 208 – 213.
89. Buzykaev A. R., Danilyuk A. F., Ganzhur S. F. et al. Aerogel Cherenkov counters with wavelength shifters and microchannel plate phototubes // Journal of Non-Crystalline Solids. 1998. Vol. 225. P. 381 – 384.
90. Danilyuk A. F., Kirillov V. L., Saveleva M. D. et al. Recent results on aerogel development for use in Cherenkov counters // Nucl. Instr. and Meth. 2002. Vol. A494. P. 491–494.
91. Barnyakov A. Yu., Barnyakov M. Yu., Bähr J. et al. Development of aerogel Cherenkov counters at Novosibirsk // Radiation Physics and Chemistry. 2006. Vol. 75, no. 8. P. 862 – 867.
92. Aurouet C., Blumenfeld H., Bourdinaud M. et al. Recent developments in wavelength shifters // Nucl. Instr. and Meth. 1983. Vol. 211, no. 2–3. P. 309 – 314.
93. Buzykaev A. R., Ganzhur S. F., Kravchenko E. A. et al. Measurement of optical parameters of aerogel // Nucl. Instr. and Meth. 1999. Vol. A433. P. 396–400.
94. Shamov A. G., Buzykaev A. R. LCE, Light Collection Efficiency simulation tool. <http://www.ifh.de/CHEP97/paper/212.ps>.
95. Ablikim M. et al. Design and construction of the BESIII detector // Nucl. Instr. and Meth. 2010. Vol. A614. P. 345–399.