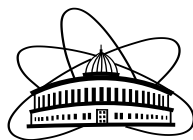




ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория физики частиц



На правах рукописи

Гудзовский Евгений Александрович

**Поиск зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ в
эксперименте NA48/2**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор Кекелидзе В.Д.

Дубна 2006

Оглавление

Список иллюстраций	5
Список таблиц	7
Введение	8
1 Теоретический обзор	11
1.1 Введение	11
1.2 Дискретные симметрии: P, C, T	13
1.2.1 P- и C-нарушения	15
1.2.2 CP-нарушение	16
1.3 CP-нарушение в Стандартной Модели	18
1.3.1 СКМ-матрица	18
1.3.2 Роль наблюдаемой фазы	20
1.3.3 Параметризация Вольфенштейна	21
1.3.4 Необходимые условия CP-нарушения в рамках СМ	21
1.4 CP-нарушение в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$	22
1.4.1 Общие соображения о распадах $K^\pm$	22
1.4.2 Распады $K^\pm \rightarrow 3\pi$	24
1.4.3 Изоспиновая декомпозиция амплитуды	25
1.4.4 Сильное перерасcеяние	26
1.4.5 Наблюдаемые CP-нарушающие величины	27
1.4.6 Эффекты за рамками Стандартной Модели	29
1.4.7 Экспериментальные пределы асимметрии	29
2 Эксперимент NA48/2	31
2.1 Физическая программа эксперимента	32

2.2	Пучковый канал: одновременные пучки K^+/K^-	33
2.3	Распадный объём	37
	Постоянное магнитное поле в распадном объёме	38
2.4	Антисчётчики AKL	39
2.5	Экспериментальная установка	41
2.5.1	Магнитный спектрометр	42
	Спектрометрический магнит	42
	Дрейфовые камеры	44
	Рабочий режим и характеристики	45
2.5.2	Сцинтилляционный годоскоп	47
2.5.3	Мюонное вето	49
2.6	Система запуска установки (триггер)	49
2.6.1	“Заряженный” триггер	50
	Первый уровень: L1	51
	Второй уровень: L2	52
2.6.2	Система принятия решения	53
2.7	Система сбора данных	54
2.8	Оперативный мониторинг физических данных	56
2.8.1	Постановка задачи мониторинга	56
2.8.2	Работа системы мониторинга	57
	Автоматическая система поддержки целостности	58
	Управляющие скрипты	60
	Программа чтения данных	62
	Мониторинговая программа	63
2.8.3	Результаты работы мониторинга	64
2.9	Набор данных	66
2.9.1	Сеанс 2003 года	66
2.9.2	Сеанс 2004 года	67
3	Метод измерения зарядовой асимметрии	69
3.1	Процедура фитирования	71
3.2	Стратегия набора данных	73
3.3	Сокращение систематических эффектов	74
3.4	Контрольные асимметрии	78
3.5	Моделирование методом Монте-Карло	79

4	Анализ данных	82
4.1	Компактификация и фильтрация данных	82
4.1.1	Стадии компактификации данных	82
	Формат compact	82
	Формат supercompact	83
	Формат hypercompact	83
4.1.2	Реконструкция треков и вершин распада	84
4.1.3	Подавление ложных треков	86
4.2	Отбор событий	87
4.2.1	Предварительный отбор и формат данных	88
4.2.2	Базовые критерии отбора	91
	Фоновые условия и критерий на массу 3π	92
4.3	Калибровка магнитного спектрометра	93
4.3.1	Описание зарядово-несимметричных эффектов	93
4.3.2	Процедура калибровки	94
4.3.3	Систематические неопределённости	97
4.4	Симметризация геометрической эффективности	99
4.4.1	Постановка задачи	99
4.4.2	База данных средних положений пучков	101
4.4.3	Эффекты постоянных магнитных полей	102
	Симметризация постоянных магнитных полей	104
	Использование симметрии установки	105
4.4.4	Окончательные геометрические критерии отбора	106
4.4.5	Остаточные систематические неопределённости	107
4.5	Учёт эффективности триггера	108
4.5.1	Триггер первого уровня	110
	Периоды с неэффективными каналами годоскопа	111
	Оценка систематической неопределённости	114
4.5.2	Триггер второго уровня	115
	Моделирование, источники неэффективности	117
	Полное описание алгоритма	119
	Коррекция на неэффективность триггера	121
4.6	Получение Δg и контрольных величин	124
	Контрольные величины	125

4.7	Остаточные систематические неопределённости	129
4.7.1	Распад $\pi \rightarrow \mu\nu$	129
4.7.2	Случайные совпадения событий во времени	130
4.7.3	Эффекты разрешения	132
4.8	Список систематических неопределённостей	133
4.9	Окончательный результат и его обсуждение	134
Заключение		136
Благодарности		138
Литература		139

Список иллюстраций

2.1	Схема пучковой линии и расположения детекторов NA48/2	34
2.2	Реконструированный импульсный спектр каонного пучка .	35
2.3	Зависимости от времени средних импульсов K^+ и K^- . . .	36
2.4	Карта напряжённости магнитного поля в распадном объёме	40
2.5	Отклонение заряженной частицы магнитным полем в распадном объёме	40
2.6	Схема расположения колец AKL	41
2.7	Схема установки NA48, вид сбоку	43
2.8	Трёхмерная схема расположения основных детекторов NA48	43
2.9	Схема расположения плоскостей дрейфовой камеры	46
2.10	Схематический вид пары сдвоенных плоскостей дрейфовой камеры.	46
2.11	Схема расположения счётчиков сцинтилляционного годоскопа	48
2.12	Схема системы запуска установки	50
2.13	Схема системы сбора данных эксперимента NA48/2	55
2.14	Схема взаимодействия компонент системы мониторинга . .	58
2.15	Примеры гистограмм, формируемых системой мониторинга	65
3.1	Распределение событий по переменным (u, v)	72
3.2	Иллюстрация настройки Монте-Карло	81
4.1	Зависимость восстановленной эффективной массы трёх пионов от азимутального угла	85
4.2	Распределения величин, на которые накладываются критерии отбора	90
4.3	Спектры реконструированных масс $3\pi^\pm$	93

4.4	Зависимость от времени разности средних восстановленных масс K^+ и K^- в 2003 г.	97
4.5	Зависимость от времени средней восстановленной массы каона в 2003 г.	98
4.6	Координаты центров пучков на плоскости DCH1	103
4.7	Зависимости координат центров пучков от импульса каона, времени от начала цикла	103
4.8	Неэффективность триггера L1: зависимость от u	111
4.9	Неэффективность триггера L1: зависимость от времени	113
4.10	Зависимость результата от дополнительной ширины δ в критериях отбора в плоскости годоскопа	114
4.11	Неэффективность триггера L2 в 2003: зависимость от времени	122
4.12	Неэффективность триггера L2 в 2004: зависимость от времени	122
4.13	Неэффективность триггера L2: зависимость от u	123
4.14	Четверные отношения u -спектров в каждом наборе данных	127
4.15	Измеренные Δg , Δg_{LR} и Δg_{UD} в каждом наборе данных	129

Список таблиц

1.1	Экспериментальные значения наклонов для $K^{\pm} \rightarrow 3\pi$. . .	25
2.1	Потоки частиц за цикл ускорителя SPS	37
2.2	Расчёт количеств распадов каонов и пионов в распадном объёме за цикл ускорителя	51
2.3	Количества основных сигналов триггера L1 за цикл	52
2.4	Статистика центральной системы сбора данных	55
2.5	Список процессов, поддерживаемых системой мониторинга	59
4.1	Потери статистики в результате симметризации эффективности триггера первого уровня	115
4.2	Систематические неопределённости из-за неэффективности триггера первого уровня	116
4.3	Коррекции на неэффективность триггера второго уровня .	123
4.4	Статистика на различных стадиях анализа	126
4.5	Полные наборы данных 2003 г.	126
4.6	Полные наборы данных 2004 г.	126
4.7	Значения Δg в каждом полном наборе	128
4.8	Список систематических неопределённостей и коррекций .	133
4.9	Сравнение результата с предыдущими измерениями	135

Введение

Явление CP -нарушения, открытое в 1964 году, и сейчас играет центральную роль в программе исследований в области физики элементарных частиц. Интерес к этому явлению двоякий. С одной стороны, его экспериментальные наблюдения в микромире позволяют делать количественные проверки Стандартной Модели физики частиц и осуществлять поиск явлений, выходящих за её рамки. С другой стороны, оно лежит в основе современных космологических моделей, описывающих бариогенезис и эволюцию Вселенной, а также тесно связано с проблемой соотношения во Вселенной вещества и энергии и поисками антивещества.

Цель диссертационной работы — прецизионный экспериментальный поиск CP -нарушающих эффектов в каонном секторе, а именно CP -нарушающей зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Работа выполнена на основе анализа рекордной статистики — $3,11 \times 10^9$ отобранных для анализа полностью реконструированных распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, зарегистрированных в эксперименте NA48/2 на ускорителе SPS в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева).

Научная новизна исследования.

Результаты диссертации представляют собой новые экспериментальные данные по точному измерению параметра зарядовой асимметрии A_g в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Достигнутая точность $\sim 10^{-4}$ более чем на порядок величины превосходит результаты предыдущих экспериментов и впервые может быть использована для критического анализа ряда теоретических предсказаний. Был разработан и реализован принципиально новый метод прецизионного анализа, основанный на использовании двух одновременных каонных пучков противоположных знаков и приводящий к сокращению основных систематических эффектов.

Практическая ценность работы.

Измерения всех проявлений CP -нарушения позволяют делать чувствительные тесты Стандартной Модели и вести поиски процессов, находящихся за её рамками. Выполненное прецизионное измерение является важным звеном в обширной экспериментальной программе по проверке Стандартной Модели, интенсивно реализуемой в настоящее время в крупнейших лабораториях мира в экспериментах по изучению физики каонов, B -мезонов, τ -лептонов и, в последнее время, нейтрино.

Результаты диссертации имеют важное значение для проведения теоретических исследований, позволяющих получить нетривиальные ограничения на параметры некоторых расширений Стандартной Модели, предсказывающих высокие значения параметра асимметрии A_g . Ожидается, что предсказательная сила результата будет расти в будущем, по мере развития теоретических методов вычисления адронных поправок, затрудняющих в настоящее время связь A_g с фундаментальными параметрами теории.

Разработанный высокоточный метод измерения, а также предложенная техника компактификации данных и работы со статистикой порядка 10^{10} событий могут быть использованы будущими прецизионными экспериментами по измерению аналогичных зарядовых асимметрий.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 72 наименования. Диссертация содержит 144 страницы, 32 иллюстрации, 15 таблиц.

Первая глава представляет собой краткий теоретический обзор, включающий в себя обсуждение важнейших дискретных симметрий в физике элементарных частиц и истории их исследования, рассмотрение механизма CP -нарушения в Стандартной Модели. Обсуждаются ожидаемые эффекты CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ как в рамках Стандартной Модели, так и за её пределами, существующие экспериментальные данные и перспективы поиска эффектов прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Во второй главе содержится описание эксперимента NA48/2. Наибольшее внимание уделяется элементам, существенным для измерения

зарядовой асимметрии в распадах $K_{3\pi}^{\pm}$. Описаны пучковый канал, существенные элементы детектора, система запуска установки и принципы работы систем сбора и мониторинга качества данных.

Третья глава описывает метод высокоточного измерения зарядовой асимметрии, разработанный в рамках данного анализа, приводящий к сокращению основных систематических эффектов, и соответствующую стратегию набора данных.

Четвёртая глава содержит описание анализа, а именно методов компактификации и фильтрации данных, высокоточной калибровки магнитного спектрометра, симметризации геометрической эффективности регистрации, вычисления коррекций на неэффективности системы запуска установки и оценок остаточных систематических неопределённостей. Представлены окончательный результат измерения и его обсуждение.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были представлены автором

- на семинаре по физике частиц Европейского центра ядерных исследований (Женева, Швейцария, 1 марта 2005 г.);
- на международной конференции “Les rencontres de physique de la vallée d’Aoste” (Ла Тюиль, Италия, март 2006 г.);
- на международной конференции “Кварки-2004” (Пушкинские горы, Россия, май 2004 г.);
- на семинаре ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 20 мая 2004 г.) и объединённом семинаре ЛВЭ–ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 17 марта 2006 г.);
- на Европейской школе по физике частиц (Сан Фелиу, Испания, июнь 2004 г.);
- на совещании международной коллаборации ЭКСЧАРМ (Царево, Болгария, сентябрь 2005 г.);
- многократно на совещаниях международной коллаборации NA48/2.

Основные результаты также опубликованы в работах [1–5].

Глава 1

Теоретический обзор

1.1 Введение

Каонная физика представляет собой важнейший источник информации для исследования фундаментальных взаимодействий с момента открытия K -мезонов в 1949 году [6] и до настоящего времени.

Одной из первых идей, родившихся при исследовании рождения и распада каонов, была гипотеза Гелл-Манна о новом квантовом числе — “странности” [7], приведшая к построению Гелл-Манном и Цвейгом кварковой модели адронов. Несколько позже поиск решения “загадки $\theta - \tau$ ” привёл Ли и Янга к гипотезе о несохранении пространственной чётности в слабых взаимодействиях [8]. В 60-х годах двадцатого века каонная феноменология сыграла важную роль в установлении симметрий сильного взаимодействия, а также в формулировке теории Кабиббо [9], которая объединила слабые взаимодействия странных и не странных частиц. В 1970 году наблюдаемое в каонных экспериментах подавление нейтральных токов с изменением странности явилось одной из основных причин, подтолкнувших Глэшоу, Илиопулоса и Майани к постулированию существования очарованного кварка [10]. Эта гипотеза открыла путь к объединению электрослабых взаимодействий кварков и лептонов.

В 1964 году было сделано неожиданное открытие распада $K_L \rightarrow 2\pi$ [11] — редкого процесса, не инвариантного относительно комбинации пространственного отражения и зарядового сопряжения (CP -преобразования)¹. Неинвариантность относительно CP -преобразования влечёт за со-

¹Дискретные симметрии и их нарушения более подробно обсуждаются в разделе 1.2.

бой неинвариантность относительно обращения времени, что следует из общих принципов релятивистской теории поля. Открытие CP -нарушения явилось революционным в понимании симметрий Природы, — оно означает, законы физики различны для вещества и антивещества, а фундаментальные взаимодействия имеют выделенное временное направление.

Долгое время распад $K_L \rightarrow 2\pi$ был единственным известным проявлением CP -нарушения. Но в последнее десятилетие были сделаны два крупных прорыва, а именно были обнаружены прямое CP -нарушение в системе $K^0 \rightarrow 2\pi$ (NA48, KTeV) и целая серия эффектов косвенного и прямого CP -нарушения в B^0 -системе (Belle, Babar).

В настоящее время все обнаруженные CP -нарушающие процессы поддаются феноменологическому описанию в рамках Стандартной Модели, а именно механизма смешивания кварков Кобаяши-Маскавы [12]. Однако недостаточность экспериментальных данных и неопределённости в их теоретической интерпретации оставляют свободу для вкладов новой физики. Действительно, многие расширения Стандартной Модели предсказывают дополнительные источники CP -нарушения, к которым могут оказаться чувствительными современные эксперименты.

С другой стороны, как было показано академиком А.Д. Сахаровым в 1967 году [13], CP -нарушение является необходимым условием бариогенезиса — процесса, приводящего на ранней стадии развития Вселенной к динамическому появлению асимметрии между веществом и антивеществом, которая наблюдается в настоящее время. Таким образом, это явление не только имеет фундаментальные следствия для физики элементарных частиц, но и лежит в основе современной космологии и астрофизики. Однако смешивания Кобаяши-Маскавы не достаточно (на несколько порядков величины), чтобы количественно объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной [14]. Это даёт серьёзные основания полагать, что в Природе существуют альтернативные источники CP -нарушения. Такие источники естественным образом возникают в расширениях Стандартной Модели².

²После открытия нейтринных осцилляций привлекательной для астрофизики возможностью является так называемый лептогенезис [15], в основе которого лежат CP -нарушающие эффекты в смешивании лептонов, аналогичном смешиванию кварков.

Вышесказанное обуславливает исключительную важность последовательного экспериментального поиска и измерения эффектов CP -нарушения. Спустя более 40 лет после своего открытия, явление CP -нарушения занимает центральное место в программе настоящих и будущих экспериментальных исследований в физике элементарных частиц: в физике каонов, B -мезонов, τ -лептонов, а в будущем и в изучении рождения и распада t -кварка и нейтринных осцилляций.

Что касается измерений в каонном секторе, одному из которых посвящена данная работа, то кроме процессов $K^0 \rightarrow 2\pi$ и $K^0 \rightarrow \pi e \nu$, прецизионные исследования которых уже были проведены, наиболее значительный интерес представляют процессы $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ и $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$. Связь результатов исследования адронных распадов каонов с фундаментальными параметрами теории в настоящее время затруднена вследствие сложности описания непертурбативных адронных эффектов (КХД). Однако проводимые интенсивные теоретические программы по выработке новых подходов, позволяющих уменьшить неопределённости предсказаний КХД, позволят в будущем получить нетривиальные количественные ограничения на фундаментальные параметры СМ и её расширений. Одним из наиболее перспективных таких подходов является КХД-расчёт на решётках.

1.2 Дискретные симметрии: P , C , T

Физический закон называется симметричным (инвариантным) относительно преобразования переменных или пространственно-временных координат, если уравнения, описывающие этот закон, имеют такую же форму в новых переменных или координатах, как и в старых. Например, все известные физические законы инвариантны относительно следующих непрерывных преобразований: сдвига по времени $t' = t + a^0$, сдвига в пространстве $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{a}$ и поворота в пространстве $\vec{r}' = R\vec{r}$, где $a^0 \in \mathbf{R}$, $\vec{a} \in \mathbf{R}^3$, а R — матрица поворота размерности 3×3 . Согласно теореме Эммы Нётер, инвариантность уравнений движения относительно некоторого непрерывного преобразования соответствует влечёт за собой существование некоторого интеграла движения, то есть существование

определенного закона сохранения. Перечисленным трём симметриям соответствуют законы сохранения энергии, импульса и момента импульса. Среди обзоров, посвящённых вопросам симметрии в физике, можно отметить, например, следующие: [16, 17, 18].

Создание релятивистской квантовой теории привело к открытию нового класса так называемых дискретных симметрий. Именно они будут обсуждаться в данной работе. Фундаментальные дискретные симметрии, играющие важную роль в физике элементарных частиц, связаны со следующими операциями:

- преобразование чётности P : зеркальное отражение координат $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. Спин и угловой момент при этом не меняются (аксиальные векторы), поэтому меняет знак спиральность частиц, представляющая из себя знак проекции спина на направление импульса.
- зарядовое сопряжение C : замена частиц на античастицы. При этом меняются знаки электрического заряда, гиперзаряда, барионного и лептонного чисел.
- обращение времени: $t \rightarrow -t$. При этом меняются знаки импульсов и направления спинов, а также начальное и конечное состояния реакции.

Основой математического аппарата для описания симметрий является теория групп. Для описания дискретной симметрии используется очень простая конечная группа симметрии, содержащая всего два элемента: единичный элемент e и элемент g , удовлетворяющий условию $g^2 = e$ (например, $g = P; C; T$). Инвариантность физических процессов по отношению к операции g означает, что операция g представляется (анти)унитарным оператором $U(g)$, коммутирующим с гамильтонианом: $[U, H] = 0$.

В квантовой теории поля существует фундаментальная теорема Людерса–Паули (CPT -теорема), согласно которой уравнения любой локальной релятивистски инвариантной квантовой теории поля, в которой выполняется теорема Паули о связи спина и статистики, не меняют своего вида при одновременном проведении трёх дискретных преобразований

C , P и T . Другими словами, взаимодействия инвариантны относительно комбинации этих трёх преобразований. Естественно возникает вопрос об инвариантности относительно каждого из преобразований в отдельности.

Экспериментально установлено, что гравитационное, электромагнитное и сильное взаимодействия инвариантны по отношению к каждому из преобразований C , P , T . Однако эта инвариантность не выполняется для слабого взаимодействия.

1.2.1 P - и C -нарушения

До 1956 года закон сохранения пространственной чётности рассматривался как один из фундаментальных геометрических законов сохранения. Казалось, что сохранение P -чётности следует из очевидной зеркальной симметрии пустого пространства, то есть отсутствия у вакуума винтовых свойств (точно так же, как, согласно теореме Нётер, закон сохранения импульса следует из изотропии пространства).

Однако экспериментально установленный факт (“загадка $\theta - \tau$ ”), что заряженный каон $K^\pm$ способен распадаться на состояния с противоположной P -чётностью (2π и 3π), привёл в 1956 году Ли и Янга к гипотезе о нарушении пространственной чётности в слабых взаимодействиях [8]. Эта гипотеза была впоследствии подтверждена многими экспериментами, первым из которых был выполненный в 1957 году эксперимент группы Ву по изучению β -распада поляризованных ядер кобальта $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^*$ [19].

Рассмотрим один из классических наглядных примеров P -нарушающего слабого процесса: распад мюона $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$. В системе покоя мюона событие характеризуется углом θ между направлением спина мюона и направлением импульса электрона. При зеркальном отображении спин мюона $\vec{\sigma}$ остается неизменным (аксиальный вектор), а импульс электрона $\vec{P}$ меняет знак (полярный вектор). Таким образом, скалярное произведение $\vec{\sigma} \vec{P}$ меняет знак при P -преобразовании, или, как говорят, является псевдоскаляром. Значит, при P -преобразовании угол преобразуется так: $P(\theta) = \pi - \theta$. Поэтому при сохранении пространственной чётности угловое распределение должно обладать свойством $f(\theta) = f(\pi - \theta)$. Однако

экспериментально наблюдаемое распределение не обладает этим свойством и имеет вид $f(\theta) = 1 - \cos \theta$. Тот факт, что коэффициент перед $\cos \theta$ равен -1 , следовательно, $f(0) = 0$, называют максимально возможным нарушением пространственной чётности.

В 1957 году академик Л.Д. Ландау на основе высказал предположение [20], что слабые процессы должны обладать комбинированной CP -симметрией, из чего следует эквивалентность физических законов для вещества и антивещества. Такое предположение поддерживалось имевшимися на тот момент экспериментальными данными.

Из CP -сохранения и P -нарушения следует также C -нарушение, которое отсутствует в классической физике, что выражается инвариантностью уравнений Максвелла относительно инверсии знаков заряда, плотности тока и полей. Экспериментально было показано, что C -нарушение имеет место. Классическим примером нарушений P - и C -симметрий являются свойства нейтрино, которые вследствие своих очень малых масс представляют собой почти “идеальные винты”: все нейтрино имеют отрицательную проекцию спина на направление импульса $\vec{\sigma}\vec{P}$, а все антинейтрино — положительную.

1.2.2 CP -нарушение

До 1964 года все экспериментальные данные свидетельствовали о сохранении CP -симметрии, однако затем гипотеза Л.Д. Ландау была опровергнута: было обнаружено, что CP -симметрия нарушается в некоторых слабых процессах. Обычно различают три вида CP -нарушения.

1. CP -нарушение в смешивании (косвенное нарушение). Оно может наблюдаться, если собственные состояния CP не совпадают с собственными состояниями слабого взаимодействия. Например, в K^0 -системе собственные состояния слабого гамильтониана $K_{L,S}$ связаны с CP -состояниями $K_{1,2}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= \frac{1}{2(|p|^2+|q|^2)} ((p+q)|K_1\rangle + (p-q)|K_2\rangle), \\ |K_L\rangle &= \frac{1}{2(|p|^2+|q|^2)} ((p-q)|K_1\rangle + (p+q)|K_2\rangle), \end{aligned} \quad (1.1)$$

причем $|p/q| \neq 1$. Этот вид CP -нарушения проявляется в распадах $K^0 \rightarrow 2\pi$ и полупертоновых распадах нейтральных каонов и B -мезонов.

2. CP -нарушение в распаде (прямое нарушение). Это различие амплитуд прямого и CP -сопряженного процессов: $|A_{\bar{f}}/A_f| \neq 1$. Оно является единственным источником CP -нарушения в распадах заряженных мезонов, где сохранение заряда запрещает смешивание. Оно будет рассмотрено позже, при обсуждении распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

3. Интерференция между распадами в одно и то же конечное состояние, происходящими без смешивания ($M^0 \rightarrow f$) и со смешиванием ($M^0 \rightarrow \bar{M}^0 \rightarrow f$). Этот вид нарушения может, в принципе, рассматриваться как частный случай косвенного нарушения. CP -нарушение определяется условием $\text{Im}\lambda_f \neq 0$, где $\lambda_f = (qA_{\bar{f}})/(pA_f)$. Оно наблюдается, например, в распаде $B \rightarrow J/\psi K_S$.

Первым экспериментальным наблюдением CP -несохранения было обнаружение летом 1964 года группой Кронины, Кристенсена, Фитча и Тюрле в эксперименте на ускорителе AGS и Брукхейвенской лаборатории (США) распада долгоживущего каона, который преимущественно распадается в CP -нечётное состояние 3π , в CP -чётное состояние 2π : $K_L \rightarrow 2\pi$ [11]. Это проявление CP -нарушения в смешивании: $\text{Re}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \left(1 - \left|\frac{q}{p}\right|\right) = (1,657 \pm 0,021) \times 10^{-3}$.

В 80х–90х годах 20го века в ЦЕРНе была проведена успешная серия специализированных прецизионных экспериментов по поиску прямого (то есть не связанного со смешиванием собственных состояний) CP -нарушения в системе $K \rightarrow 2\pi$, которая привела к открытию этого явления. В 1988 году эксперимент NA31 получил указания на проявление прямого CP -нарушения в распадах $K \rightarrow 2\pi$ [21, 22], которое не было, однако, подтверждено другим экспериментом E731 [23, 24]. С достоверностью же эффект был обнаружен методом одновременного измерения скоростей четырёх мод распада $K^0 \rightarrow 2\pi$ в эксперименте NA48, который в 2002 г. опубликовал окончательный результат [25, 26, 27]:

$$\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon) \approx 1 - \frac{1}{6} \cdot \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) \cdot \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) \cdot \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)} = (14,7 \pm 2,2) \times 10^{-4}. \quad (1.2)$$

Таким образом, эффект величиной $\sim 10^{-6}$ (с учётом $|\varepsilon| \approx 2,3 \times 10^{-3}$) наблюдался на уровне почти 7 стандартных отклонений. Это, несомненно,

одно из самых ярких открытий, сделанных в ЦЕРНе. Оно было независимо подтверждено экспериментом KTeV (Fermilab, США) [28, 29].

Параметр прямого CP -нарушения в системе K^0 :

$$\text{Re}(\varepsilon') = \frac{1}{6} \left(\left| \frac{\bar{A}_{\pi^0\pi^0}}{A_{\pi^0\pi^0}} \right| - \left| \frac{\bar{A}_{\pi^+\pi^-}}{A_{\pi^+\pi^-}} \right| \right) = (2,5 \pm 0,4) \times 10^{-6}. \quad (1.3)$$

Почти 40 лет после открытия CP -нарушения все его наблюдения относились исключительно к распадам каонов. Но за последние пять лет в экспериментах Belle (Япония) и Babar (США) была обнаружена серия эффектов как интерференционного [30, 31], так прямого [32, 33] CP -нарушения в распадах B -мезонов³.

CP -нарушение в сильном секторе разрешено с теоретической точки зрения (общие принципы не запрещают добавление к лагранжиану КХД CP -нечётного члена). Его поиск осуществляется прецизионными экспериментами по измерению дипольного момента нейтрона⁴, однако дипольный момент нейтрона не был обнаружен несмотря на очень высокую точность измерений [34]. Этот факт не находит естественного объяснения с точки зрения Стандартной Модели и известен как “проблема сильного CP -нарушения” (см., например, [35]).

1.3 CP -нарушение в Стандартной Модели

1.3.1 СКМ-матрица

Взаимодействие кварков с заряженными калибровочными бозонами ($W^\pm$) в электрослабом секторе описывается следующим лагранжианом:

$$\mathcal{L} = -i \frac{g_W}{2\sqrt{2}} \sum_{i,j} \bar{u}'_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d'_j W_\mu^+ + h.c., \quad (1.4)$$

где u'_i и d'_j — собственные состояния слабого взаимодействия верхних и нижних кварков соответственно. Индексы i и j пробегают по всем поколениям кварков (от 1 до 3).

³К 2006 г. считаются твёрдо установленными 5 проявлений интерференционного и 2 проявления прямого нарушения в B -системе. Здесь приводятся ссылки только на публикации первых наблюдений каждого из процессов.

⁴Как было впервые отмечено Л.Д. Ландау [20], нарушение CP -инвариантности является необходимым условием наличия у элементарной частицы электрического дипольного момента.

Физические фермионные поля, то есть собственные состояния массы (u_i и d_j) могут быть записаны в виде линейных комбинаций собственных состояний слабого взаимодействия:

$$u_i = \sum_{i'=1}^3 U_{ii'} u'_{i'}, \quad d_i = \sum_{j'=1}^3 D_{ii'} d'_{i'}, \quad (1.5)$$

где $U_{ii'}$ и $D_{ii'}$ — элементы матриц размером 3×3 . Перепишем равенство (1.4) в терминах собственных состояний массы:

$$\mathcal{L} = -i \frac{g_W}{2\sqrt{2}} \sum_{i,j} (D_{jk} U_{ki}^+) \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d_j W_\mu^+ + h.c. \quad (1.6)$$

Здесь $D_{jk} U_{ki}^+ = (V_{CKM})_{ij}$ — матрица смешивания кварков, или матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (англ. CKM) [12]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Теория поля требует унитарности этой матрицы: $V_{CKM} V_{CKM}^+ = I$. Значения её элементов в принципе могут быть определены из ширин слабых распадов соответствующих кварков или сечений глубоконеупругого рассеяния нейтрино. В частности, $|V_{ud}|$ может быть экспериментально определён с наилучшей точностью из времени жизни и β -распада нейтрона, а $|V_{us}|$ — из ширин полулептонных распадов каонов и Ξ^0 -гиперона. Комбинирование современных измерений с использованием ограничений, вытекающих из унитарности, приводит к следующим доверительным интервалам для элементов, соответствующим уровню достоверности 90% [36]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0,9739...0,9751 & 0,221...0,227 & 0,0029...0,0045 \\ 0,221...0,227 & 0,9730...0,9744 & 0,039...0,044 \\ 0,0048...0,014 & 0,037...0,043 & 0,9990...0,9992 \end{pmatrix}.$$

В общем случае унитарная матрица размерности $n \times n$ параметризуется n^2 независимыми вещественными параметрами. Однако не все параметры матрицы смешивания физически наблюдаемы. В случае n поколений фермионов имеем $2n$ фермионов, таким образом $(2n - 1)$ их относительных фаз ненаблюдаемы. Часть параметров можно представить в

виде углов вращения. В n -мерном пространстве число независимых углов вращения $N_{\text{угл}}$ равно числу координатных плоскостей: $N_{\text{угл}} = C_n^2 = n(n-1)/2$. Остальные наблюдаемые параметры являются фазами: их количество составляет $N_{\text{фаз}} = (n-1)(n-2)/2$.

В частности, в случае двух поколений фермионов $N_{\text{угл}} = 1$, $N_{\text{фаз}} = 0$. Матрица смешивания вещественная и параметризуется единственным углом Кабиббо:

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

В случае трёх поколений фермионов $N_{\text{угл}} = 3$, $N_{\text{фаз}} = 1$, и в матрице смешивания появляется комплексная фаза. Параметрами стандартной параметризации, рекомендуемой Particle Data Group [36], являются три угла смешивания θ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$, $i \neq j$) и одна наблюдаемая фаза δ :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}.$$

Здесь $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ могут быть выбраны так, что $c_{ij} \geq 0$, $s_{ij} \geq 0$, а фаза δ находится в интервале $[0; 2\pi)$.

1.3.2 Роль наблюдаемой фазы

Описание CP -нарушения в электрослабом секторе возможно только благодаря наличию наблюдаемой фазы в матрице смешивания, возникающей при числе поколений фермионов $n \geq 3$ [12]. Действительно, рассмотрим лагранжиан взаимодействия кварков с $W^\pm$:

$$V_{ij}\bar{u}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)d_jW_\mu^+ + V_{ij}^*\bar{d}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)u_jW_\mu^-. \quad (1.9)$$

При CP -преобразовании выражения, входящие в (1.9), преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &\longrightarrow -(-1)^\mu W_\mu^\mp; \\ \bar{u}_i\gamma^\mu d_j &\longrightarrow -(-1)^\mu \bar{d}_j\gamma^\mu u_i; \\ \bar{u}_i\gamma^\mu\gamma^5 d_j &\longrightarrow -(-1)^\mu \bar{d}_j\gamma^\mu\gamma^5 u_i. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Аналогичным образом преобразуются и выражения, входящие во второе слагаемое. Таким образом, CP -преобразование (1.9) дает

$$V_{ij}\bar{d}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)u_iW_\mu^- + V_{ij}^*\bar{u}_i\gamma^\mu(1-\gamma^5)d_iW_\mu^+. \quad (1.11)$$

Эффективно оно приводит к простой перестановке двух слагаемых и комплексному сопряжению элементов матрицы смешивания: $V_{ij} \rightarrow V_{ij}^*$. Значит, в случае, если все элементы матрицы смешивания действительны, амплитуда сохраняется при CP -преобразовании, и таким образом в рамках Стандартной Модели CP является точной симметрией.

1.3.3 Параметризация Вольфенштейна

Матрица смешивания обладает эмпирической иерархической структурой, а именно: диагональные её элементы близки к единице; элементы, связывающие первое и второе поколения, имеют величину $\lambda \approx \sin \theta_C \approx 0,22$; смешивание первого и третьего поколений имеет величину $\sim \lambda^3$, а второго и третьего поколений — величину $\sim \lambda^2$. Поэтому достаточно удобна приближительная параметризация Вольфенштейна в терминах “параметра масштаба” λ и трёх вещественных коэффициентов порядка единицы A, ρ, η [37]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4).$$

1.3.4 Необходимые условия CP -нарушения в рамках СМ

Экспериментально установлено, что число поколений фермионов равно трём. Это соответствует наличию единственной фазы δ в параметризации матрицы смешивания. Таким образом, CP -нарушение исключается в рамках Стандартной Модели, если число независимых наблюдаемых параметров СКМ-матрицы уменьшается хотя бы на один, а именно, при выполнении одного из следующих условий.

1. два кварка одинакового заряда имеют равные массы;
2. один из трех углов смешивания равен 0 или $\pi/2$: $\sin \theta_{ij} \cos \theta_{ij} = 0$;

3. фаза составляет $\delta = 0$ или $\delta = \pi$.

Удобной величиной для изучения CP -нарушения является так называемый CP -параметр Ярлског (C.Jarlskog) $\mathcal{J}$ [38]:

$$\mathcal{J} = \text{Im}(V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*) / \sum_{m,n=1}^3 \varepsilon_{ilm}\varepsilon_{jkn}. \quad (1.12)$$

В силу унитарности СКМ-матрицы $\mathcal{J}$ не зависит от выбора i, j, k, l ($i \neq k, j \neq l$). Можно показать [38], что любая наблюдаемая величина, нарушающая CP , пропорциональна $\mathcal{J}$. Параметр $\mathcal{J}$ выражается через параметры двух обсуждавшихся представлений матрицы смешивания следующим образом:

$$\mathcal{J} = c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta, \quad (1.13)$$

$$\mathcal{J} = \eta A^2 \lambda^6 + \mathcal{O}(\lambda^8) < 10^{-4}. \quad (1.14)$$

Из (1.13) видно, что условия (2) и (3) на углы смешивания и фазу могут быть переформулированы так: необходимым условием CP -нарушения является $\mathcal{J} \neq 0$. Из (1.14) следует необходимое условие существования CP -нарушения в параметризации Вольфенштейна: $\eta \neq 0$. Также можно сделать следующие выводы:

- CP -нарушение естественным образом подавлено в Стандартной Модели благодаря иерархии матрицы смешивания;
- Вклад CP -нарушающих процессов может быть более легко обнаружен в переходах, где CP -сохраняющая амплитуда подавлена матричными элементами V_{ub}, V_{td} . В частности, относительная величина CP -нарушающих эффектов в B -системе существенно больше, чем в K -системе.

1.4 CP -нарушение в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$

1.4.1 Общие соображения о распадах $K^\pm$

В распадах заряженных каонов может проявляться только прямое CP -нарушение, так как отсутствует смешивание состояний K^+ и K^- .

Количественной характеристикой прямого CP -нарушения является, например, асимметрия амплитуд прямого и сопряженного процессов:

$$\Delta_f = (|A_f| - |A_{\bar{f}}|)/(|A_f| + |A_{\bar{f}}|). \quad (1.15)$$

Чтобы понять, при каких условиях Δ_f может быть отличной от нуля, рассмотрим случай, когда $|f\rangle$ является не собственным состоянием сильного взаимодействия, а суперпозицией двух состояний с различными фазами перерасеяния. В таком случае можно записать следующие выражения для амплитуд прямого и сопряженного процесса:

$$\begin{aligned} A_f &= a_1 e^{i\phi_1} e^{i\delta_1} + a_2 e^{i\phi_2} e^{i\delta_2}, \\ A_{\bar{f}} &= a_1 e^{-i\phi_1} e^{i\delta_1} + a_2 e^{-i\phi_2} e^{i\delta_2}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

где $e^{i\phi_i}$ обозначают фазовые сдвиги благодаря слабому лагранжиану, а $e^{i\delta_i}$ — фазовые сдвиги благодаря сильному взаимодействию в конечном состоянии (не меняющие знак при CP -преобразовании). Тогда асимметрия выражается в виде

$$\Delta_f = \frac{-2a_1 a_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + 2a_1 a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2)}. \quad (1.17)$$

Отсюда следуют необходимые условия проявления прямого CP -нарушения:

- присутствие по крайней мере двух интерферирующих амплитуд;
- различные слабые фазы у двух амплитуд;
- различные фазы сильного перерасеяния.

Этим условия сложно удовлетворить в рамках Стандартной Модели; CP -нарушение в распадах заряженных каонов не наблюдалось. Наиболее вероятные моды распада заряженного каона (суммарная вероятность около 99,9%) — это лептонные моды $l\nu$ и $\pi l\nu$ и нелептонные моды 2π и 3π . В лептонных каналах отсутствует сильное перерасеяние. В случае 2π существует единственная фаза перерасеяния (чистое изоспиновое состояние $I = 2$). Из основных мод распада $K^\pm$ только канал 3π удовлетворяет всем необходимым условиям.

1.4.2 Распады $K^\pm \rightarrow 3\pi$

Существуют две различные трёхпионные моды распада заряженных каонов:

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-, \quad (1.18)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0, \quad (1.19)$$

исторически известные как τ и τ' соответственно. Амплитуды этих распадов могут зависеть только от двух кинематических переменных, ввиду того, что каон — псевдоскалярная частица и, следовательно, отсутствует угловая зависимость амплитуды. Для вычисления амплитуд переходов удобно использовать следующие Лоренц-инвариантные переменные:

$$s_i = (p_K - p_i)^2, \quad s_0 = \frac{1}{3}(s_1 + s_2 + s_3) = \frac{1}{3}m_K^2 + \frac{1}{3}\sum_{i=1}^3 m_{\pi_i}^2, \quad (1.20)$$

где p_K и p_i — импульсы каона и i -ого пиона, m_K и m_{π_i} — их массы. Индекс $i = 3$ соответствует нечётному пиону, то есть пиону, знак которого отличен от знаков остальных двух пионов. В качестве двух независимых кинематических переменных обычно используются безразмерные Лоренц-инварианты

$$u = (s_3 - s_0)/m_\pi^2, \quad v = (s_1 - s_2)/m_\pi^2. \quad (1.21)$$

Вследствие малости фазового пространства трёх пионов ($Q = M_K - 3m_\pi \approx 80$ МэВ) члены высоких порядков по u и v сильно подавлены. Поэтому плотность распределения событий возможно разложить по степеням u и v . До настоящего времени экспериментальные данные анализировались до квадратичных членов по кинематическим переменным включительно (однако требуется отдельно учитывать кулоновские поправки в τ -моде и реакцию перезарядки пионов в τ' -моде [39]):

$$|A(K^\pm \rightarrow 3\pi)|^2 \sim 1 + gu + hu^2 + kv^2. \quad (1.22)$$

В выражениях для заряженных каонов линейные по v члены запрещены Бозе-симметрией (v меняет знак при перестановке двух идентичных пионов). Параметр g называется линейным наклоном, а параметры h и k — квадратичными наклонами Далиц-плота. Экспериментальные значения наклонов [36] приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1: Экспериментальные значения наклонов для $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Распад	$g \times 10^2$	$h \times 10^2$	$k \times 10^2$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$-21,54 \pm 0,35$	$1,2 \pm 0,8$	$-1,01 \pm 0,34$
$K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$	$-21,7 \pm 0,7$	$1,0 \pm 0,6$	$-0,84 \pm 0,19$
$K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$	$63,8 \pm 2,0$	$5,1 \pm 1,3$	$0,4 \pm 0,7$

1.4.3 Изоспиновая декомпозиция амплитуды

Распад каона на три пиона может быть описан в системе конечных изоспиновых состояний, что даёт возможность использовать достаточно точную изоспиновую симметрию сильных взаимодействий. Использование изоспиновой симметрии позволяет записать амплитуды распадов для определённых значений изоспина в целом, не разделяя гамильтониан на слабую и сильную части, имея при этом в виду, что CP -нарушение вызвано слабым взаимодействием. Однако для перехода к конечным состояниям с определёнными зарядами пионов нужно использовать их разложение по состояниям с определёнными изоспинами.

Изоспин пиона $I = 1$, таким образом изоспин конечного 3π -состояния может составлять $I = 1, 2, 3$. В силу того, что изоспин каона $I = 1/2$, изменение изоспина в распаде $K_{3\pi}$ может составлять $|\Delta I| = 1/2; 3/2; 5/2$. Экспериментально установлено, что амплитуды с большим изменением изоспина сильно подавлены (причина этого явления, называемого “правилом $|\Delta I| = 1/2$ ”, не до конца понятна). Пренебрегая амплитудами, соответствующими $|\Delta I| = 5/2$, и исходя из Бозе-симметрии волновой функции конечного состояния, можно записать изоспиновую декомпозицию амплитуд $K_{3\pi}^\pm$ следующим образом [40, 41]:

$$\begin{aligned} A(\tau) &= 2A_c(s_1, s_2, s_3) + B_c(s_1, s_2, s_3) + B_2(s_1, s_2, s_3); \\ A(\tau') &= A_c(s_1, s_2, s_3) - B_c(s_1, s_2, s_3) + B_2(s_1, s_2, s_3). \end{aligned} \quad (1.23)$$

Амплитуды A_c , B_c , B_2 обладают следующими свойствами симметрии по отношению к перестановкам s_i : A_c полностью симметрична; B_i антисимметричны по отношению к замене $s_1 \leftrightarrow s_2$ и подчиняются соотношению

$$B_i(s_1, s_2, s_3) + B_i(s_3, s_2, s_1) + B_i(s_1, s_3, s_2) = 0. \quad (1.24)$$

В терминах изотопического спина, A_c и B_c — амплитуды перехода в состояние $I = 1$, а B_2 — амплитуда перехода в состояние $I = 2$.

Итак, существуют две амплитуды, соответствующие конечному состоянию $I = 1$, обладающие различными свойствами симметрии по отношению к перестановкам s_i . Поэтому удобно ввести матрицу

$$T_c = \begin{pmatrix} 2 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

которая проецирует симметричные и антисимметричные компоненты состояния $I = 1$ на физические каналы распада:

$$\begin{pmatrix} A_{++-}^{(1)} \\ A_{+00}^{(1)} \end{pmatrix} = T_c \begin{pmatrix} A_c(s_i) \\ B_c(s_i) \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Чтобы связать декомпозицию (1.23) с экспериментальными данными, надо разложить амплитуды по степеням u и v . Исходя из свойств симметрии и оставляя только линейные члены, можно найти [42]:

$$\begin{aligned} A_{++-} &= 2a_c + (b_c + b_2)u, \\ A_{00+} &= a_c - (b_c - b_2)u. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Параметры a_c , b_c и b_2 вещественные, если пренебречь взаимодействием в конечном состоянии (в таком случае сохраняется CP -инвариантность).

1.4.4 Сильное перерасcеяние

Как отмечалось выше, перерасcеяние играет фундаментальную роль для возможности наблюдения прямого CP -нарушения. Фазы рассеяния зависят от кинематических переменных. В конечном состоянии $I = 1$ в результате перерасcеяния происходит смешивание двух амплитуд с различными свойствами симметрии. Это смешивание можно описать с помощью матрицы перерасcеяния R :

$$\begin{pmatrix} A_{++-}^{(1)} \\ A_{+00}^{(1)} \end{pmatrix}_R = T_c R T_c^{-1} \begin{pmatrix} A_{++-}^{(1)} \\ A_{+00}^{(1)} \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

Матрица перерасcеяния обладает как ненулевыми диагональными элементами, которые сохраняют свойства симметрии по отношению к перестановкам s_i , так и ненулевыми недиагональными элементами, переводящими эти амплитуды друг в друга. Вследствие малости фазового

пространства ожидается, что фазы перерасеяния малы, поэтому возможно следующее разложение матрицы R :

$$R = 1 + i \begin{pmatrix} \alpha(s_i) & \beta'(s_i) \\ \alpha'(s_i) & \beta(s_i) \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

где $\alpha(s_i), \beta(s_i), \alpha'(s_i), \beta'(s_i) \ll 1$. Для перерасеяния в состоянии $I = 2$ можно ввести фазу $\delta(s_i) \ll 1$ так, что

$$B_2(s_i)_R = B_2(s_i) \cdot (1 + i\delta(s_i)). \quad (1.30)$$

Из свойств симметрии амплитуд вытекает следующее разложение [42]:

$$\begin{aligned} \alpha(s_i) &= \alpha_0 + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \alpha'(s_i) &= \alpha'_0 u + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \beta(s_i) &= \beta_0 + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \beta'(s_i) &= \beta'_0(u^2 + v^2/3)/u + \mathcal{O}(u^2, v^2); \\ \delta(s_i) &= \delta_0 + \mathcal{O}(u^2, v^2). \end{aligned} \quad (1.31)$$

Таким образом, исходя только из свойств симметрии, можно записать амплитуды переходов в первом порядке разложения с учётом перерасеяния в конечном состоянии следующим образом:

$$\begin{aligned} (A_{++-})_R &= 2a_c(1 + i\alpha_0) + b_c u(1 + i(\beta_0 + \frac{a_c}{b_c}\alpha'_0)) + b_2 u(1 + i\delta_0), \\ (A_{00+})_R &= a_c(1 + i\alpha_0) - b_c u(1 + i(\beta_0 + \frac{a_c}{b_c}\alpha'_0)) + b_2 u(1 + i\delta_0). \end{aligned} \quad (1.32)$$

1.4.5 Наблюдаемые CP -нарушающие величины

Ограничиваясь только ширинами и линейными наклонами, можно определить следующие зарядовые асимметрии для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, отличие которых от нуля является проявлением прямого CP -нарушения:

$$\begin{aligned} A_\Gamma &= (\Gamma^+ - \Gamma^-)/(\Gamma^+ + \Gamma^-), \\ A_g &= (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-). \end{aligned} \quad (1.33)$$

Ожидается, что асимметрия ширин распада A_Γ сильно подавлена вследствие того, что интеграл по фазовому пространству членов, линейных по u , равен нулю [43]. Поэтому представляет интерес прежде всего асимметрия наклонов, которая, как легко показать, выражается через параметры амплитуд (1.32) следующим образом:

$$A_g = \frac{\text{Im}(a_c^* b_c)(\alpha_0 - \beta_0) - \text{Im}(a_c^* b_2)(\alpha_0 - \delta_0)}{\text{Re}(a_c^* b_c) + \text{Re}(a_c^* b_2)}. \quad (1.34)$$

Из этого выражения видно, что CP -нарушение может проявляться благодаря либо интерференции двух амплитуд $|\Delta I| = 1/2$ (первый член в числителе), либо интерференции амплитуд $|\Delta I| = 1/2$ и $|\Delta I| = 3/2$ (второй член). Для распадов $K \rightarrow 3\pi$ доминирует второй процесс. Однако в случае классического CP -нарушающего распада $K \rightarrow 2\pi$ существует единственная амплитуда $|\Delta I| = 1/2$, таким образом CP -нарушение возможно исключительно благодаря первому процессу.

Теоретические вычисления входящих в амплитуды параметров осложняются тем, что сильные взаимодействия (в отличие от электрослабых) находятся в непертурбативном режиме в обсуждаемой области низких энергий ($\Lambda \sim 1$ ГэВ) благодаря расходящемуся поведению сильной константы связи в инфракрасном пределе. Именно эта расходимость является причиной “конфайнмента” кварков в адронах.

На фундаментальном уровне каонные распады представляют собой слабые процессы, включающие в себя обмен по крайней мере одним W -бозоном. В принципе можно надеяться вычислить амплитуды этих процессов, решив отдельно две задачи: пертурбативного расчёта слабой амплитуды перехода на кварковом уровне и непертурбативного расчёта сильного перехода между кварковыми и адронными состояниями. Но такое разделение невозможно, так как необходимо учитывать эффекты взаимодействия между начальным и конечным состоянием. Задачу всё же можно упростить, учитывая, что $\Lambda \ll M_W$, пренебрегая таким образом переданным импульсом и переходя к эффективной теории 4-кваркового взаимодействия. В такой теории КХД-поправки вычисляются более просто благодаря уменьшению числа пропагаторов. Однако присутствие точечных пропагаторов приводит к появлению ультрафиолетовых расходимостей, которые не присутствуют в полной теории, и к необходимости введения соответствующей перенормировки. В конечном итоге эффективный гамильтониан может быть представлен в виде

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} V_{us}^* \sum_i C_i(\mu) Q_i(\mu), \quad (1.35)$$

где $C_i(\mu)$ — комплексные коэффициенты Вильсона, описывающие взаимодействия пертурбативной КХД, а $Q_i(\mu)$ — локальные 4-кварковые операторы. Масштаб перенормировки μ разделяет физические процессы

на пертурбативный и непертурбативный вклады. Результат не может зависеть от выбора μ , поэтому μ -зависимость коэффициентов $C_i(\mu)$ взаимно уничтожается с μ -зависимостью адронных матричных элементов $\langle 3\pi | Q_i(\mu) | K \rangle$.

Оценки асимметрии наклонов A_g в рамках Стандартной Модели были проведены несколькими группами теоретиков [44]–[49]. Результаты различаются в пределах одного порядка величины (от нескольких единиц 10^{-6} до нескольких единиц 10^{-5}). Причиной таких расхождений являются неопределённости непертурбативных расчётов адронных матричных элементов и недостаточность экспериментальных данных относительно параметров, которые являются исходными величинами для вычислений.

1.4.6 Эффекты за рамками Стандартной Модели

Итак, ограничения, налагаемые измеренным значением параметра ε'/ε , а также малостью взаимодействий в конечном состоянии, приводят к малости ожидаемых зарядовых асимметрий наклонов, предсказываемых в пределах Стандартной Модели. Естественно возникает вопрос, могут ли асимметрии быть усилены в расширениях Стандартной Модели до такого уровня, чтобы они могли рассматриваться как явные сигналы новой физики.

В модели Вайнберга с более чем двумя дублетами бозонов Хиггса предсказывается величина $A_g \sim 4 \times 10^{-4}$ [50].

В суперсимметричном расширении при некоторых значениях параметров модели предсказываются значения $A_g \gtrsim 10^{-4}$, при этом предсказания параметров CP -нарушения в системе нейтрального каона ε и ε'/ε находятся в хорошем согласии с измеренными экспериментально значениями [51].

1.4.7 Экспериментальные пределы асимметрии

До эксперимента NA48/2 были выполнены два измерения асимметрии линейных параметров наклона в моде распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Эксперимент, проведённый в 1970 году в Брукхейвенской лаборатории (США) получил значение асимметрии $A_g = (-7, 0 \pm 5, 3) \times 10^{-3}$ [52]. Предварительный

результат эксперимента HyperCP (лаборатория им. Ферми, США), полученный в 2000 г.: $A_g = (2, 2 \pm 4, 0) \times 10^{-3}$ [53], где доминирующий вклад в ошибку измерения вносит систематическая ошибка из-за неточности знания магнитных полей.

В моде распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ до эксперимента NA48/2 были также проведены два измерения асимметрии линейных параметров наклона, и были получены следующие результаты: $A_g^0 = (2 \pm 13) \times 10^{-3}$ [54], $A_g^0 = (0, 2 \pm 1, 9) \times 10^{-3}$ [55].

Итак, эксперименты, проведённые до NA48/2, достигли точности измерения асимметрий A_g порядка нескольких единиц 10^{-3} , причём систематические ошибки находятся на уровне 10^{-3} и выше. Важно отметить, что все эти эксперименты использовали лишь один каонный пучок с периодическим переключением его полярности, что послужило основным фактором, не позволяющим подавить систематические неопределённости до меньшего уровня.

Все рассмотренные экспериментальные результаты совместимы с отсутствием CP -нарушения. С другой стороны, как обсуждалось в предыдущих разделах, на данном уровне точности сложно ожидать CP -нарушающих эффектов.

Эксперимент NA48/2 спроектирован специально для измерения асимметрий A_g с минимальными систематическими погрешностями с применением принципиально новой техники, основанной на использовании двух одновременных пучков K^+ и K^- [56]. Его центральной задачей, решению которой посвящена данная работа, является измерение асимметрий наклонов с точностью $\delta A_g \sim 2 \times 10^{-4}$, где наиболее существенный вклад в ошибку измерения вносит статистическая ошибка. Данная точность более чем на порядок превышает существующие экспериментальные верхние границы и впервые представляет интерес для теоретических исследований: предсказания некоторых расширений Стандартной Модели находятся частично в пределах чувствительности NA48/2.

Глава 2

Эксперимент NA48/2

Эксперимент NA48/2 [56] на ускорителе SPS Европейского центра ядерных исследований (ЦЕРН, Женева, Швейцария) выполняется в рамках программы ЦЕРН по физике каонов и представляет собой продолжение серии экспериментов NA48. Он располагается в зале ECN3 на выведенном пучке высокой интенсивности (пучковый канал P42), где располагались и предшествующие ему эксперименты серии NA48.

Предшественниками эксперимента NA48/2 были эксперимент NA48 (набор данных проводился в 1997–2001 гг.), сделавший открытие прямого CP -нарушения, и эксперимент NA48/1 (набор данных проводился в 2002 г.), посвящённый прецизионному изучению распадов нейтральных каонов и гиперонов. Эксперимент NA48/2 нацелен на изучение свойств заряженных каонов (прежде всего, на поиск эффектов, свидетельствующих о CP -нарушении), его набор данных осуществлялся в 2003–2004 гг. Наиболее вероятным продолжением каонной программы является эксперимент, нацеленный на измерение парциальной ширины очень редкого распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ в 2009–2010 гг. (P326, или так называемый NA48/3) [57].

В ходе подготовки эксперимента NA48/2 были проведены значительные изменения в экспериментальном оборудовании. Прежде всего, был создан новый пучковый канал, позволяющий транспортировать одновременно два заряженных пучка противоположных знаков. Кроме этого, были созданы два новых субдетектора (пучковый спектрометр и монитор пучка), расширен распадный объём, установлена недостающая считывающая электроника на одну из дрейфовых камер спектрометра, про-

ведена право-левая симметризация соответствия каналов считывающей электроники спектрометра и заменена часть аппаратуры системы запуска установки второго уровня.

2.1 Физическая программа эксперимента

Эксперимент NA48/2 нацелен на проведение прецизионных измерений параметров распадов заряженных каонов. Основные задачи эксперимента:

- поиск прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, а именно измерение асимметрий линейных параметров наклона Далиц-плота с точностью $\delta A_g \sim 2 \times 10^{-4}$;
- поиск прямого CP -нарушения в распаде $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ (достигается аналогичная точность измерения $\delta A_g^0 \sim 2 \times 10^{-4}$);
- прецизионное измерение разности длин рассеяния пионов $a_2 - a_0$ путём изучения спектров распадов $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^{01}$;
- прецизионное измерение парциальных ширин полулептонных каналов распада заряженных каонов ($K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$), позволяющее вычислить с высокой точностью элемент матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы $|V_{us}|$;
- измерение характеристик редких распадов заряженного каона (в частности, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm l^+ l^-$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$, четырёх-лептонных мод распада) с целью проверки предсказаний киральной пертурбативной теории (χPT) в порядке, следующем за лидирующим;
- Проверка лептонной универсальности путём изучения распадов каонов с лептонами разных поколений в конечном состоянии: $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ и $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$;

¹При изучении спектра $M_{\pi^0 \pi^0}$ в распаде $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ коллаборацией NA48/2 было сделано неожиданное открытие так называемого cusp-эффекта, состоящего в изменении формы этого спектра области $2M_{\pi^\pm}$ в результате реакции перезарядки $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ [39]. Этот эффект и позволяет измерить разницу длин рассеяния $a_2 - a_0$. Такая задача, конечно, не ставилась на этапе написания проекта.

- Поиск лёгких суперсимметричных частиц, в частности распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 S$, где S — сгольдстино, обсуждаемого с теоретической точки зрения в работе [58].

Дизайн эксперимента и стратегия набора данных были нацелены прежде всего на первую из этих задач, решение которой является темой данной диссертации, — они оптимизировались с целью добиться максимального сокращения систематических эффектов, влияющих на измерение зарядовой асимметрии, и получения минимальной остаточной систематической ошибки.

2.2 Пучковый канал: одновременные пучки K^+/K^-

Измерение зарядовых асимметрий с высокой точностью ($\delta A_g \sim 10^{-4}$) требует не только высокой статистики событий ($\sim 10^9 - 10^{10}$), но и специализированного экспериментального подхода. Ключевым элементом эксперимента, позволяющим добиться сокращения главных систематических эффектов, является специально спроектированный и построенный пучковый канал K12 (далее называется также пучковой линией), транспортирующий одновременно два вторичных заряженных пучка противоположных знаков, что позволяет одновременно регистрировать распады K^+ и K^- . Для того, чтобы добиться симметризации эффективностей регистрации для двух пучков, использовалось регулярное переключение магнитных полей во всех элементах пучковой линии и спектрометрическом магните. Схема пучковой линии и детекторов представлена на рис. 2.1.

Пучковая линия и экспериментальная установка описываются следующей ортогональной координатной системой: ось z направлена вдоль установки в направлении движения пучка, ось y направлена вертикально вверх, а ось x — таким образом, чтобы образовать правую координатную систему (x, y, z) . Центр координатной системы находится в распадном объёме в такой точке, что координата последнего коллиматора составляет $z_c = -18\text{м}$. Такой выбор начала координат обусловлен конфигурацией пучковой линии в предыдущем эксперименте NA48².

²В эксперименте NA48 начало координат соответствовало расположению K_S -мишени. После это-

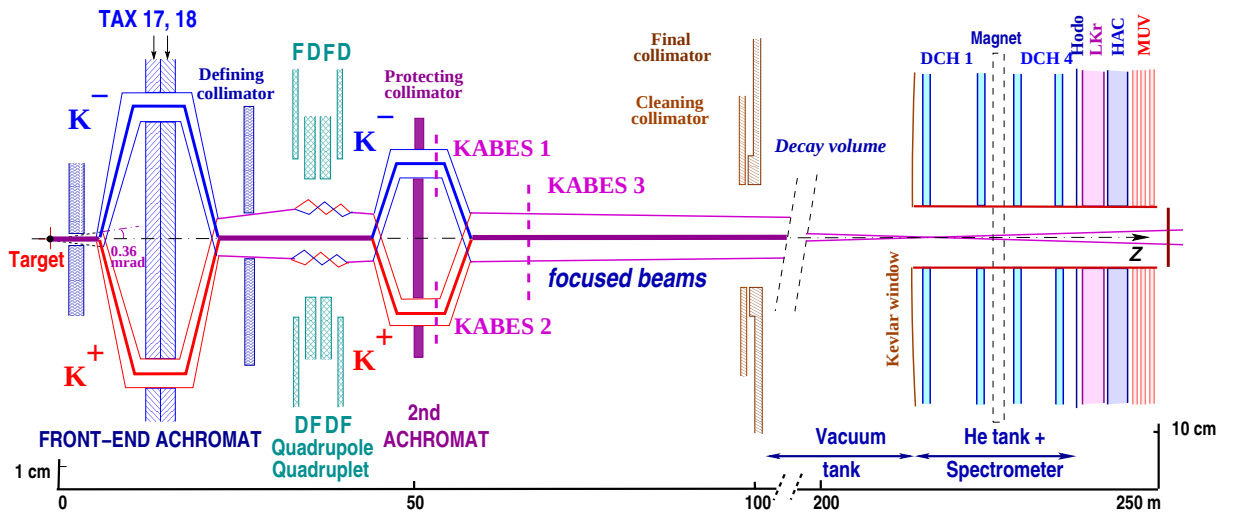


Рис. 2.1: Схематический вид сбоку пучковой линии NA48/2 (TAX17,18: подвижные коллиматоры, используемые для выбора импульсного спектра пучков; DFDF: фокусирующие квадрупольные; KABES1–3: станции спектрометра каонного пучка), распадного объёма и детектора (DCH1–4: дрейфовые камеры, Hodo: сцинтилляционный годоскоп, LKr: жидкокриптонный электромагнитный калориметр, HAC: адронный калориметр, MUV: мюонный детектор). Вертикальный масштаб различается в левой и правой частях схемы.

Номинальная энергия первичного протонного пучка, доставляемого ускорителем SPS, составляет 400 ГэВ. Период ускорителя равен 16,8 с, период с номинальной интенсивностью протонного пучка — 4,8 с. Номинальная интенсивность протонного пучка составляет 7×10^{11} протонов за цикл ускорителя. Вторичные заряженные пучки производятся на мишени, установленной на станции T10. Эта мишень представляет из себя бериллиевый цилиндр диаметром 2 мм и длиной 400 мм (длина равна одной длине взаимодействия для протонов). Направление протонного пучка совпадает с направлением оси z установки. Аксептанс для вторичного пучка определяется коллиматором, расположенном в 24 м по пучку от мишени, и составляет $\pm 0,36$ мрад в обеих плоскостях.

После определяющего коллиматора располагается “ахромат”, представляющий из себя магнитную систему из четырёх дипольных магнитов с нулевым полным отклонением, расщепляющую пучок на положительную, отрицательную и нейтральную компоненты. Нейтральная компонента пучка задерживается, а заряженные компоненты проходят через коллиматоры, определяющие в высокой степени зарядово-симметричным образом импульсный спектр пучков, после чего сходятся

го распадный объём был увеличен, и начало координат оказалось внутри него.

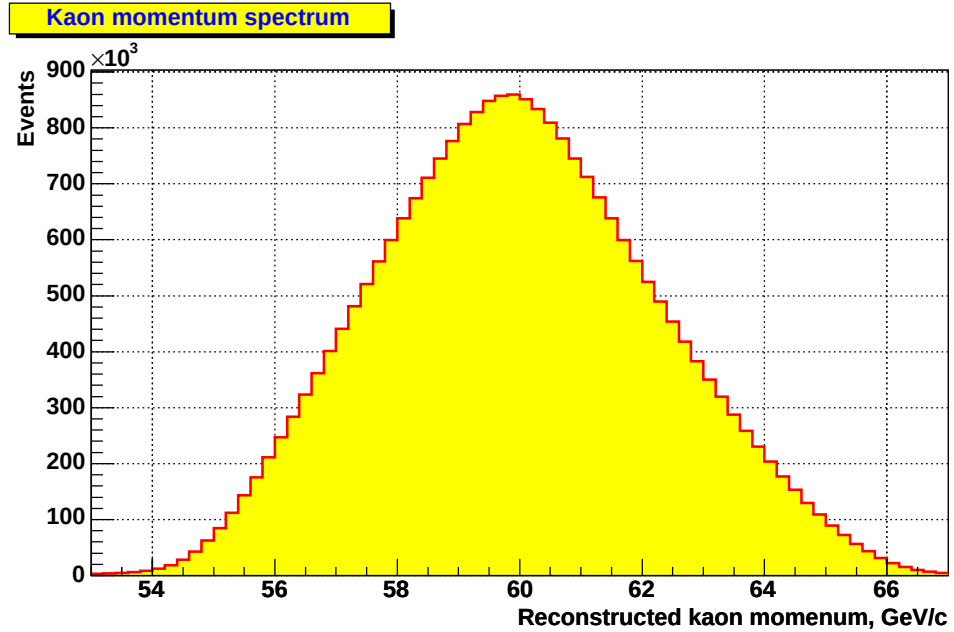


Рис. 2.2: Реконструированный импульсный спектр каонного пучка, соответствующий небольшой доле статистики.

в пространстве на общей оси.

Номинальный средний импульс пучков составляет 60 ГэВ/с, стабильность среднего значения в пределах периода с фиксированной полярностью линии — порядка 0,1 ГэВ/с, различие между средними импульсами пучков K^+ и K^- не превышает 0,5 ГэВ/с и меняет знак при изменении полярности пучковой линии. Ширина импульсного спектра составляет около ± 3 ГэВ/с. Типичный реконструированный импульсный спектр пучка (соответствующий небольшой доле данных) представлен на рис. 2.2. Зависимости средних реконструированных импульсов K^+ и K^- от времени в сеансе 2003 г. представлены на рис. 2.3.

Далее пучки проходят систему из четырёх квадрупольных магнитов (чередующихся фокусирующих и дефокусирующих), которая зарядово-симметричным образом фокусирует пучки в вертикальной и горизонтальной плоскостях с целью добиться их минимального поперечного размера в области экспериментальной установки и таким образом уменьшить чувствительность измерения зарядовой асимметрии к поперечной структуре пучков. Поперечный размер фокусированных пучков в районе спектрометра составляет ~ 2 мм, в то время как размер параллельных пучков составлял бы ~ 5 мм.

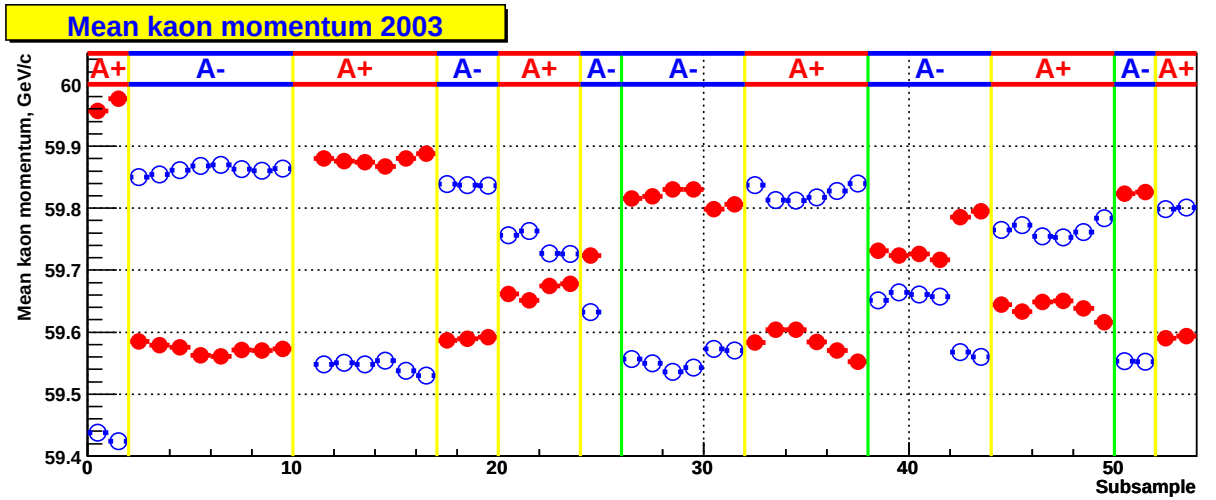


Рис. 2.3: Зависимости от времени средних импульсов K^+ (закрашенные маркеры) и K^- (пустые маркеры) в течение сеанса 2003 г. Подписи A+, A- указывают на полярность пучковой линии, вертикальные линии соответствуют переключениям полярности. Видна стабильность средних импульсов на уровне лучше 0,1 ГэВ/с и изменение знака разницы средних импульсов K^+ и K^- при переключении полярности.

Далее располагается второй ахромат, устроенный так же, как и первый. Во втором ахромате и непосредственно за ним расположены три станции спектрометра каонного пучка (KABES) [59], служащего для измерения импульса частиц пучка³. Станции являются детекторами типа MICROMEGAS [60], работающими в режиме времяпроекционной камеры. После второго ахромата пучки совмещаются в пространстве. Пучковая линия заканчивается двумя очищающими коллиматорами.

Расстояние от центра мишени до последнего коллиматора (то есть длина пучковой линии) составляет 102 м. Рассчитанные потоки заряженных частиц за один цикл ускорителя в плоскости последнего коллиматора при номинальной интенсивности протонного пучка представлены в таблице 2.1. Основной компонентой пучков являются заряженные пионы $\pi^\pm$, доля же каонов составляет около 5,7% в положительном пучке и около 4,9% в отрицательном пучке. К категории “другие” в таблице 2.1 относится в основном остаточное мюонное гало пучка.

Количества распадов каонов и пионов в пределах распадного объёма за цикл ускорителя при номинальной интенсивности пучков приведены

³Информация от спектрометра каонного пучка не используется в рассматриваемом анализе, однако очень полезна для изучения лептонных и полулептонных распадов каона, когда в конечном состоянии присутствует нерегистрируемое нейтрино.

в таблице 2.2, стр. 51.

Тип частицы	Частиц за цикл, 10^6		Отношение $+/-$
	+	—	
K	2,2	1,3	1,8
π	23	17	1,4
p	6,1	0,6	~ 10
e	6,0	6,0	~ 1
Другие	~ 1	~ 1	~ 1
Всего	38	26	1,5

Таблица 2.1: Потоки положительных и отрицательных частиц в начале распадного объёма за цикл ускорителя SPS при номинальной интенсивности протонного пучка, составляющей 7×10^{11} протонов за цикл.

2.3 Распадный объём

Распадный объём расположен непосредственно за пучковой линией и представляет из себя цилиндрический вакуумный сосуд (известный как “blue tube”) длиной 114 м, диаметром 1,92 м в начальной части длиной 65 м и 2,40 м в конечной части. Давление в распадном объёме $P < 10^{-4}$ мбар, что необходимо для того, чтобы в достаточной степени подавить эффекты взаимодействия частиц, составляющих пучок, с остаточным веществом.

Пучковая линия (см. раздел 2.2) была настроена так, чтобы положительный и отрицательный пучки были совмещены в пространстве с точностью 1 мм в пределах всего распадного объёма⁴. Такое совмещение пучков приводит к значительной зарядовой симметризации геометрической эффективности регистрации. Эффекты остаточных различий геометрии пучков будут обсуждаться в разделе 4.4.

Конец распадного объёма закрыт тонким кевларовым⁵ окном, отделяющим вакуум от объёма магнитного спектрометра, заполненного гелием

⁴Эта точность — того же порядка величины, что и отклонения пионов из распада $K_{3\pi}$ постоянным магнитным полем в распадном объёме, которое будет обсуждаться ниже.

⁵Kevlar — торговая марка компании DuPont для синтетического материала (полипарафинилен терефталамид), получаемого из параарамидных волокон. Кевлар запатентован в 1966 году. Его прочность в 5 раз превышает прочность стали той же массы.

при атмосферном давлении. Кевларовое окно имеет вогнутую сферическую форму с радиусом кривизны 1,3 м, его толщина 0,9 мм, что соответствует $3 \cdot 10^{-3}$ радиационной длины. После кевларового окна пучок остается в вакууме, в алюминиевой пучковой трубе (“beam pipe”) диаметром 152 мм и толщиной 1,2 мм, проходящей через центр всех детекторов.

При номинальном импульсе пучков (60 ГэВ/с) в распадном объёме распадается около 22% каонов и 3% пионов, содержащихся в пучке (см. таблицу 2.2, стр. 51). Важно отметить, что мюоны, являющиеся продуктами основного распада пиона ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$), остаются в пучковой трубе (вследствие малости поперечного переданного импульса: $m_\pi - m_\mu \approx 30$ МэВ/с²) и не создают дополнительной загрузки детекторов.

Постоянное магнитное поле в распадном объёме

В распадном объёме присутствует небольшое неоднородное магнитное поле, прежде всего, благодаря магнитному полю Земли. Поперечная (то есть ортогональная оси z) компонента этого поля, оказывающая зарядово-несимметричное влияние на кинематику событий посредством действующей на заряженные частицы силы Лоренца⁶, играет важную роль в анализе. Типичная величина напряжённости поля — того же порядка, что напряжённость магнитного поля Земли ($B \sim 0,5$ Гс).

Карта двух поперечных компонент магнитного поля во всём распадном объёме была измерена зимой 2003 г. Измерения проводились в 33 поперечных плоскостях, в каждой плоскости были выполнены измерения в 28 различных точках. Ошибки измерений — порядка 10^{-2} Гс. Карта поля была включена в программы моделирования и реконструкции вершины распада, что позволяет делать количественные проверки эффектов поля. Рис. 2.4(а) содержит зависимость x -компоненты, а рис. 2.4(б) — y -компоненты напряжённости поля от z при различных фиксированных (x, y) .

Усреднённые по распадному объёму поперечные компоненты напряжённости магнитного поля имеют знаки $B_x < 0$, $B_y < 0$, что соответствует отклонению положительно заряженной частицы в направлении

⁶Магнитная часть силы Лоренца, то есть сила, оказываемая магнитным полем на электрический заряд, выражается в виде $\vec{F}_L = q[\vec{v}\vec{B}]$, где q — величина электрического заряда, v — его скорость, B — напряжённость магнитного поля. Эта сила, очевидно, зарядово-несимметрична.

$\Delta x > 0$, $\Delta y > 0$. Типичная величина поперечного отклонения заряженного пиона с характерным импульсом 20 ГэВ/с составляет около 1 мм, типичная величина углового отклонения — около 10^{-5} радиан (см. рис. 2.5).

2.4 Антисчётчики АКЛ

Сигнал от антисчётчиков АКЛ участвует в антисовпадении в условии запуска установки первого уровня (см. раздел 2.6.1) с целью повышения чистоты (селективности) системы запуска. Участие АКЛ в системе запуска приводит к уменьшению её выходной частоты в 1,15 раза (см. таблицу 2.3, стр. 52).

Система АКЛ оптимизирована для регистрации фотонов, находящихся за пределами области геометрической эффективности электромагнитного калориметра (см. раздел 2.5). Она состоит из сцинтилляционных счётчиков, объединённых в 7 колец (“pockets”), расположенных вокруг распадного объёма и основных детекторов. Схема расположения колец АКЛ по отношению к распаднему объёму и основным элементам детектора представлена на рис. 2.6.

Каждое кольцо сегментировано в два последовательных идентичных слоя. Слой состоит из счётчиков прямоугольной или трапециевидной формы толщиной 10 мм, перед каждым из которых расположена стальная пластина толщиной 3,5 см, служащая конвертером фотонов. Счётчики покрывают кольцеобразную область вокруг области эффективности калориметра. Число счётчиков в слое составляет 12 для колец 1–4 и 8 для колец 5–7. Таким образом, всего имеется 144 счётчика.

Поперечные размеры каждого счётчика составляют приблизительно 200×25 см². Каждый счётчик считывается с двух концов. Для компенсации зависимости времени сигнала от точки попадания частицы в счётчик (длина счётчика соответствует нескольким наносекундам) используется усреднение на аппаратном уровне времён сигналов от концов счётчика (“mean timer”).

Измеренное временное разрешение АКЛ составляет 550 пс.

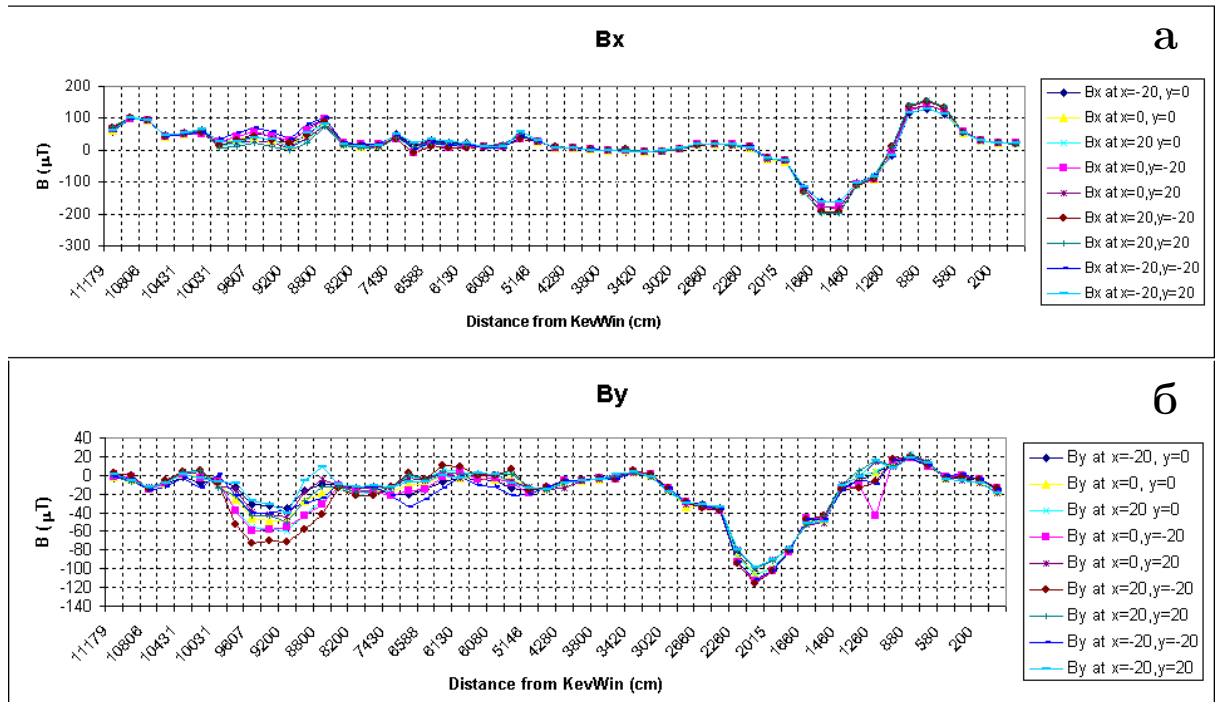


Рис. 2.4: Карта напряжённости магнитного поля в распадном объёме: (а) x -компонента при различных фиксированных (x, y) как функция от z ; (б) y -компонента при различных (x, y) как функция от z .

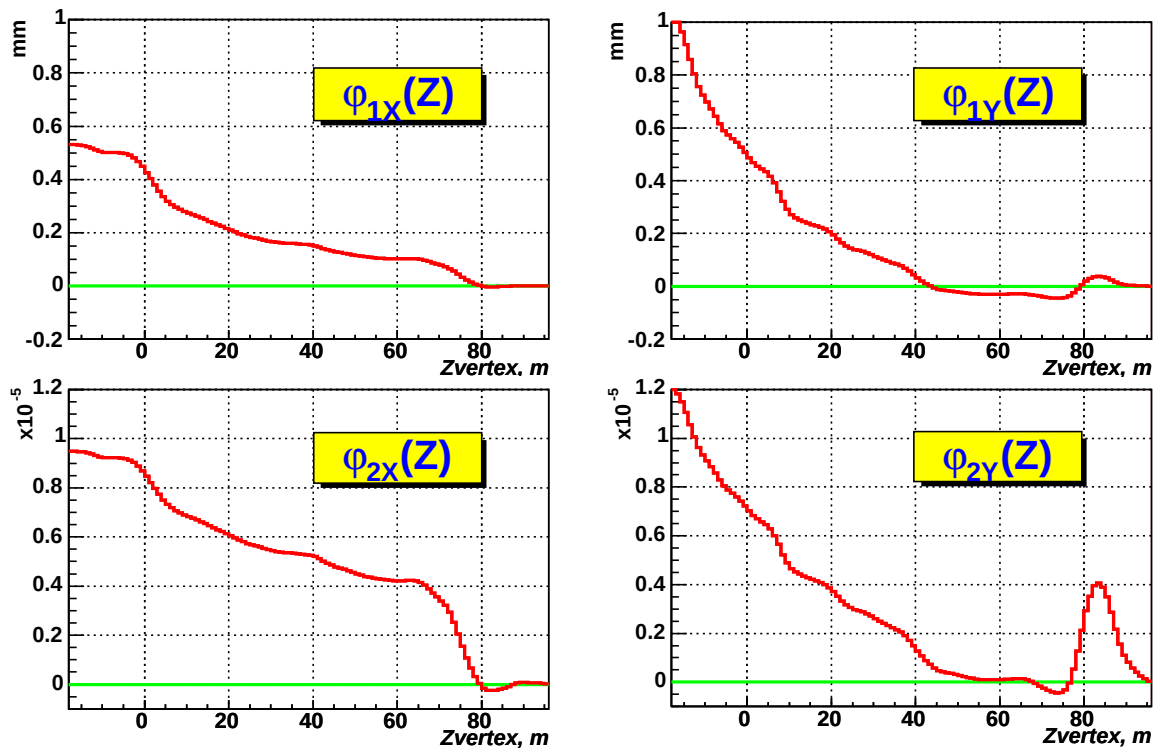


Рис. 2.5: Верхний ряд: отклонение магнитным полем положительно заряженной частицы с импульсом $P = 60$ ГэВ/с в x - и y -направлениях при прохождении части распадного объёма от z_0 до его конца в зависимости от z_0 . Нижний ряд: соответствующие угловые отклонения.

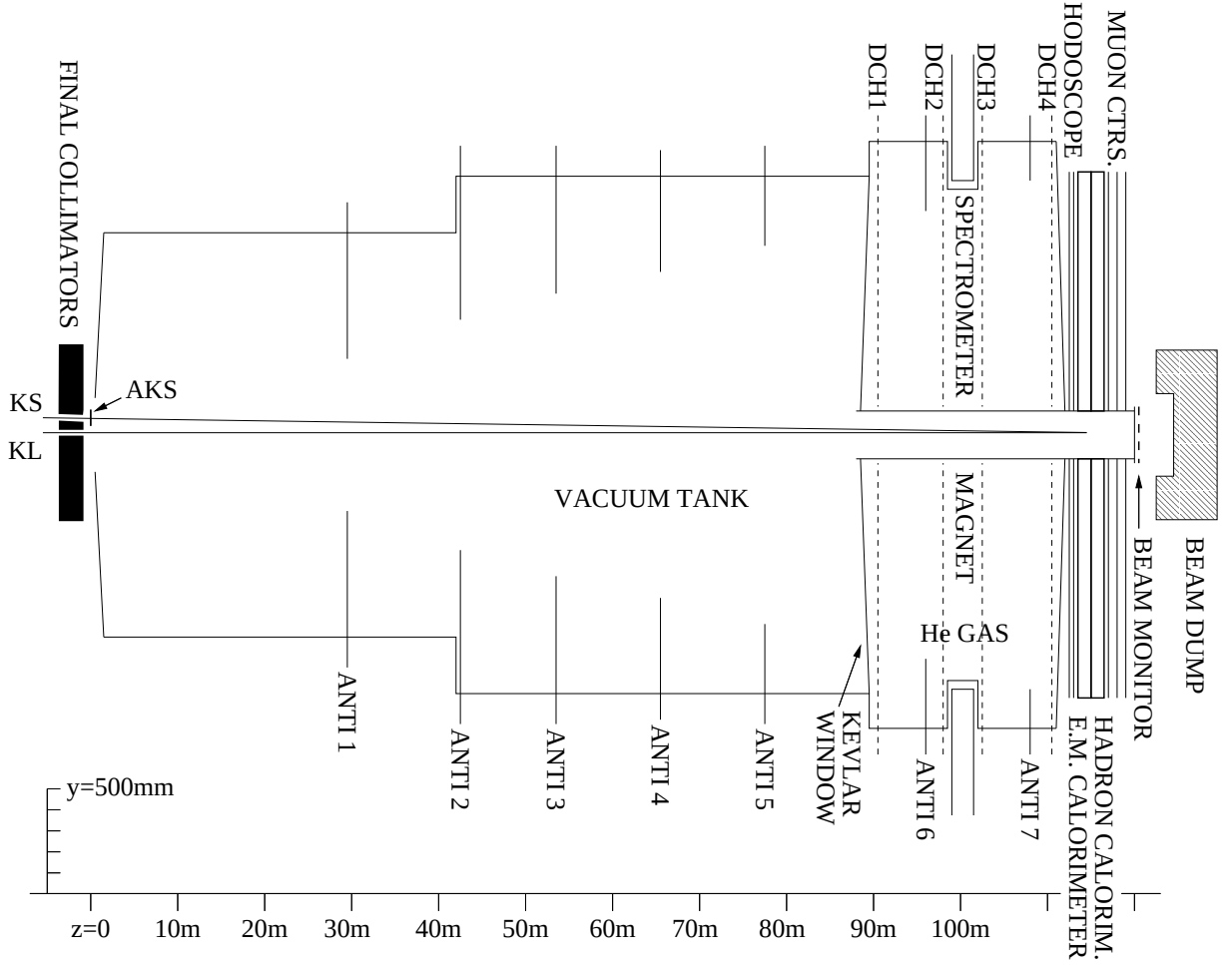


Рис. 2.6: Схема расположения колец AKL по отношению к распаднему объёму и основным детекторам (кольца обозначены как ANTI).

2.5 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка NA48/2 представляет из себя типичный форвард-спектрометр. Основными её элементами являются расположенные последовательно магнитный спектрометр, сцинтилляционный годоскоп, жидкокриптонный электромагнитный калориметр, адронный калориметр и мюонный детектор. Через центры всех детекторов проходит тонкостенная алюминиевая пучковая труба диаметром около 16 см, позволяющая нераспавшимся частицам пучка и мюонному гаю от распадов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ распространяться в вакууме, не загружая детектор. Конструкция установки обладает центральной симметрией по отношению к продольной оси. Схема расположения детекторов (вид сбо-

ку) представлена на рис. 2.7, трёхмерная схема — на рис. 2.8.

Для рассматриваемого анализа необходимы только магнитный спектрометр, сцинтилляционный годоскоп и, в меньшей степени, мюонное ведро. Поэтому в данном разделе приводятся описания только этих детекторов. Описание электромагнитного калориметра можно найти в работах [61, 62].

2.5.1 Магнитный спектрометр

Магнитный спектрометр является основным детектором, используемым для рассматриваемой задачи. С его помощью осуществляется реконструкция траекторий и импульсов заряженных частиц, и именно он послужит для полного восстановления кинематики распадов $K_{3\pi}$.

Спектрометр расположен в объёме (алюминиевом резервуаре), заполненном гелием при давлении, близком к атмосферному. Выбор гелия в качестве среды обусловлен минимальной вероятностью рассеяния частиц. Спектрометр состоит из четырёх дрейфовых камер (ДСН) и дипольного магнита. Две камеры расположены перед магнитом, две — за магнитом. Поле магнита отклоняет заряженные частицы в горизонтальном направлении.

Спектрометрический магнит

Внешние размеры спектрометрического магнита [63] составляют $4,40 \times 4,00 \times 1,30$ м, а вертикальная апертура ярма — $2,4 \times 3,2$ м². Рабочая область ограничивается диаметром гелиевого объёма, который составляет 2,37 м. Ток в двух парах катушек составляет $0,98 \times 10^6$ Ампер-витков. Энергопотребление составляет 3,1 МВт.

Компоненты напряжённости магнитного поля были измерены набором холловских датчиков в узлах сетки с шагами по координатам $\Delta x = 8$ см, $\Delta y = 8$ см, $\Delta z = 4$ см. Карты поля были записаны при трёх значениях тока, составляющих 1200 А, 1050 А и 500 А. Были проведены измерения примерно в $3,5 \times 10^5$ точках. Точность измерения магнитного поля составляет около 10^{-4} , а измеренные значения напряжённости отличаются от расчётных [64] в среднем на 2,5 Гс. Абсолютная калибровка

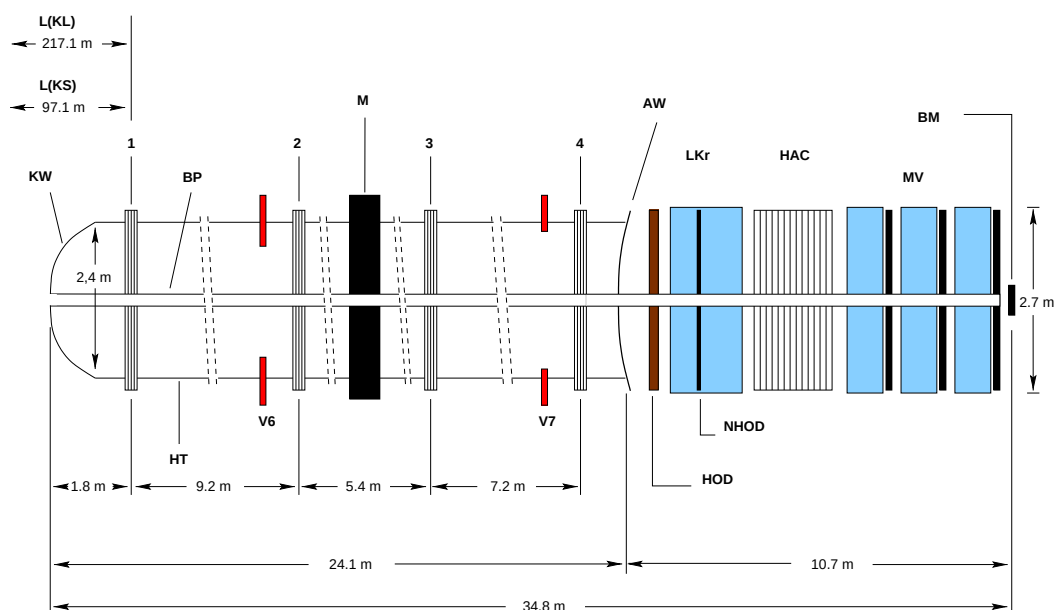


Рис. 2.7: Схема установки NA48, вид сбоку. KW — кевларовое окно; BP — вакуумная пучковая труба; HT — объём спектрометра, заполненный гелием; 1,2,3,4 — дрейфовые камеры спектрометра; M — спектрометрический магнит; V6, V7 — последние из антисчётчиков AKL; AW — алюминиевое окно; HOD — сцинтилляционный годоскоп; NHOD — годоскоп нейтральной компоненты; LKr — жидкокриптонный калориметр; HAC — адронный калориметр; MV — мюонное veto; BM — монитор пучка.

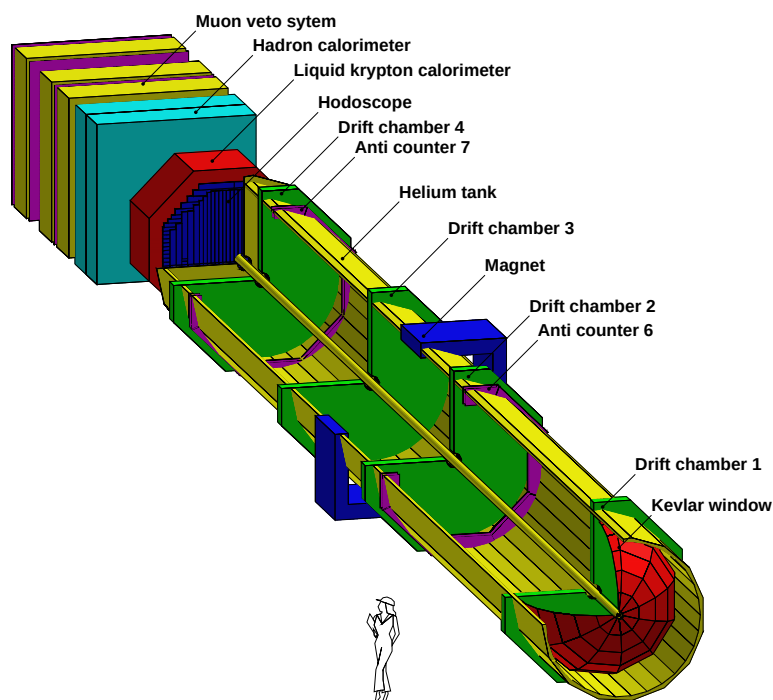


Рис. 2.8: Трёхмерная схема расположения основных детекторов установки NA48.

холловских датчиков выполнялась с помощью датчика, работающего на основе ядерного магнитного резонанса.

В сеансах 2003–2004 гг. номинальное значение тока в обмотках магнита составляло 540 А, что соответствует изменению поперечного импульса заряженной частицы (“momentum kick”) $\Delta P_x = 120$ МэВ/с. Значение ΔP_x постоянно в xy -плоскости в пределах $\pm 6\%$. Максимум геометрической эффективности регистрации распадов $K_{3\pi}$ соответствует большему ΔP_x , однако допустимые значения ΔP_x ограничены сверху требованием, чтобы каонный пучок оставался внутри пучковой трубы в пределах всей экспериментальной установки.

Общая калибровка карты магнитного поля может быть проверена путём реконструкции массы каона в распаде $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$.

Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры [66] имеют форму правильного восьмиугольника с поперечным размером около 2,8 м. Площадь чувствительной области каждой камеры составляет около 4,5 м². С целью достижения высокой степени переопределённости регистрации и минимизации эффектов локальных неэффективностей каждая дрейфовая камера состоит из четырёх пар последовательно расположенных сдвоенных плоскостей, ориентированных в различных направлениях. В паре сдвоенных плоскостей проволочки расположены горизонтально (x -плоскости), в паре — вертикально (y -плоскости), в паре — под углом $+45^\circ$ (u -плоскости) и в паре — под углом -45° (v -плоскости). Схема расположения плоскостей камеры представлена на рис. 2.9.

Каждая плоскость состоит из 256 заземлённых сигнальных проволок, намотанных с шагом 10 мм. В середине камер находятся кольца диаметром 160 мм, внутри которых проходит пучковая труба. Центральные короткие проволочки припаяны к этим кольцам.

Для минимизации эффектов многократного рассеяния камеры имеют минимальное количество материала в направлении пучка. Схематический вид пары сдвоенных плоскостей представлен на рис. 2.10. Две плоскости сдвинуты друг относительно друга на половину шага намотки, что необходимо для разрешения право-левой неопределённости реконструк-

ции координаты. Сигнальные проволоки диаметром 20 мкм сделаны из позолоченного вольфрама. Электрическое поле создаётся путём подачи отрицательного напряжения на две плоскости позолоченных потенциальных проволочек, изготовленных из сплава Ti–Cu, диаметром 120 мкм, расположенных по обеим сторонам от плоскости сигнальных проволочек, на расстоянии 3 мм от неё. Для формирования карты электрического поля, а также разделения пар сдвоенных плоскостей используются плёнки из покрытого графитом майлара толщиной 22 мкм.

Проволочки натянуты и припаяны к тонким (толщиной от 3,8 до 6,2 мм) рамкам. Длина проволок варьирует от 1,28 м до 2,72 м. Номинальное натяжение составляет 55 г для сигнальных и 520 г для потенциальных проволок. При таком натяжении обеспечиваются близкие значения сэгитт для горизонтально натянутых сигнальных и потенциальных проволок, составляющие около 30 мкм. Было измерено, что точность, с которой выдерживается расстояние в 1 см между соседними проволоками, — лучше 10 мкм, а параллельность проволок — лучше 25 мкм/м (приведены среднеквадратичные отклонения). Рамка камеры, на которую монтируются плоскости проволок, сделана из стали, имеет восьмиугольную форму и толщину 24 см.

На обоих концах камеры в направлении пучка находятся майларовые плёнки толщиной 50 мкм, которые держат алюминиевые кольца диаметром 160 мм, являющиеся фланцами для пучковой трубы. Внутренние кольца рамок каждой из плоскостей проволок соединены вместе. Эта структура свободно движется, будучи независимой от пучковой трубы. Промежуток между центральными кольцами и пучковой трубой составляет около 2 мм. Принимая во внимание натяжение центральных проволочек, закреплённых на внутренних кольцах, было показано, что сдвиг колец не превышает 100 мкм.

Каждая камера имеет 6160 проволочек, а количество материала камеры, включая газовую смесь, составляет 4×10^{-3} радиационной длины.

Рабочий режим и характеристики

Рабочая газовая смесь состоит из аргона и этана: 50%Ar + 50%C₂H₆. Смесь проходит через дистиллированную воду при температуре 4°C для

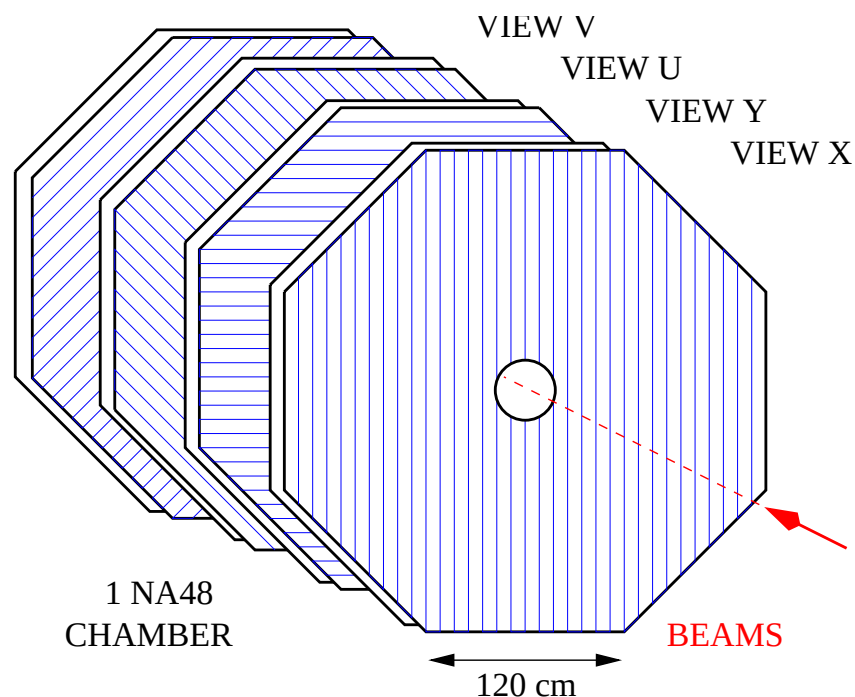


Рис. 2.9: Схема расположения плоскостей дрейфовой камеры. Восемь плоскостей объединены в пары одинаково ориентированных плоскостей, сдвинутых относительно друг друга на половину шага намотки. Пары плоскостей ("VIEW") ориентированы в четырёх различных направлениях.

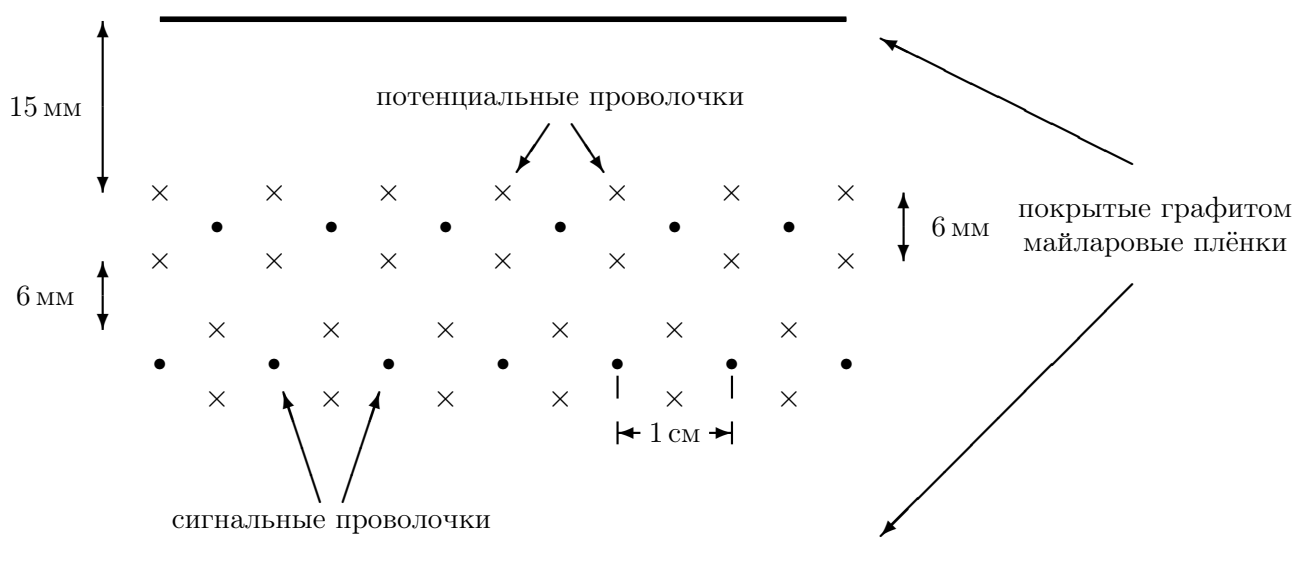


Рис. 2.10: Схематический вид пары двойных плоскостей дрейфовой камеры.

обеспечения содержания в ней водяного пара в концентрации $\sim 10^{-3}$, что улучшает стабильность работы камер, подавляя проявление эффекта Мальтера [65] на потенциальных проволоках. Газ непрерывно протекает через каждую из камер со скоростью 75 л/час и выбрасывается в атмосферу вне экспериментального зала. Давление газовой смеси на 0,7 мбар выше давления в гелиевом объёме. Скорость течения аргона и этана контролируются с точностью 1%, что гарантирует достаточную стабильность и однородность смеси.

Номинальное высокое напряжение составляет -2300 В на потенциальных проволоках и -1440 В на графитовых пластинах. Максимальное расстояние дрейфа в поперечном направлении составляет около половины шага намотки, то есть 5 мм, что соответствует времени дрейфа около 100 нс (при обратной скорости дрейфа около 180 нс/см).

Разрешение по времени точки взаимодействия достаточно сильно зависит от положения вдоль проволоки. После комбинирования времён точек взаимодействия в каждой из восьми плоскостей камеры среднее пространственное разрешение по каждой координате пространственной точки составляет 90 мкм. Импульсное разрешение спектрометра зависит от тока в обмотках магнита и в сеансах экспозиции 2003–2004 гг. составляло

$$\sigma_p/p = 1,02\% \oplus 0,044\% \cdot p, \quad (2.1)$$

где импульс заряженной частицы p выражен в ГэВ/с, и подразумевается квадратичное сложение двух членов. Первый член в этом выражении обусловлен многократным рассеянием на гелии и камерах, а второй — координатным разрешением камер. Соответствующее разрешение по реконструированной инвариантной массе $3\pi^\pm$ — около 1,7 МэВ/с².

2.5.2 Сцинтилляционный годоскоп

Сцинтилляционный годоскоп используется для формирования быстрых сигналов прохождения через установку заряженных частиц, которые участвуют в логике системы принятия решения первого уровня (см. раздел 2.6.1), а также для точного измерения времени треков.

Годоскоп находится за гелиевым объёмом и представляет из себя систему сцинтилляционных счётчиков. Он состоит из двух последователь-

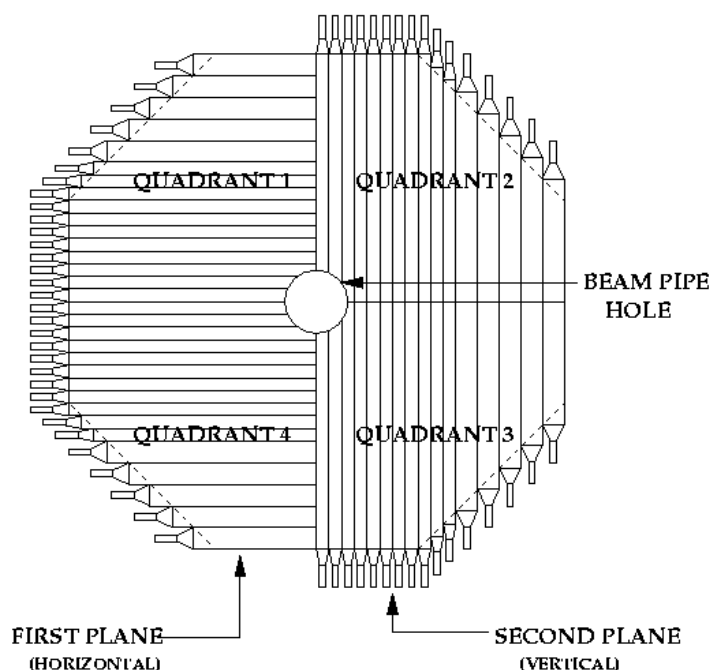


Рис. 2.11: Схема расположения счётчиков сцинтилляционного годоскопа. В первой плоскости счётчики ориентированы горизонтально, во второй — вертикально. Каждая из двух плоскостей состоит из 4 квадрантов, содержащих по 16 счётчиков.

но установленных вертикальных плоскостей: первая содержит 64 горизонтальных, вторая — 64 вертикальных сцинтилляционных счётчиков, схема расположения которых представлена на рис. 2.11. Каждая плоскость разработана таким образом, чтобы полностью содержать внутри себя круг радиусом 121 см. Плоскость разделена на 4 квадранта по 16 счётчиков. Их толщина — 2 см, ширина — 6,5 см для 11 центральных счётчиков и 9,9 см для 5 периферийных счётчиков. Длины счётчиков изменяются от центра к периферии годоскопа от 121 см до 60 см.

Счётчики сделаны из пластикового сцинтиллятора NE110. Сцинтилляционный свет от каждого счётчика собирается с внешнего конца плексигласовым световодом и поступает на фотоумножитель.

Временное разрешение годоскопа составляет 170 пс. Типичная неэффективность счётчиков (с учётом мёртвого времени электроники) составляет около 0,5%, а связанная с ней неэффективность системы запуска установки существенно меньше ($\sim 10^{-3}$) из-за переопределённости условия запуска (см. раздел 4.5.1).

2.5.3 Мюонное вето

Мюонное вето использовалось при наборе данных ε'/ε (1997–2001 гг.) для подавления событий в распадами $K_{\mu 3}^0$ на уровне системы запуска установки. Однако в сеансах NA48/2 в 2003–2004 гг. не было необходимости использовать его для формирования триггерного сигнала.

В эксперименте NA48/2 мюонное вето используется исключительно для идентификации мюонов. Однако такой метод идентификации можно использовать при прецизионном измерении асимметрий только для качественных проверок, так как было обнаружено, что эффективность идентификации существенно зависит от знака частицы. Такую зарядовую асимметрию можно объяснить, в частности, намагниченностью железа, входящего в состав этого детектора.

Детектор состоит из 3 плоскостей сцинтиллятора размером $2,7 \times 2,7$ м², перед каждой из которых находится железная стенка толщиной 80 см. Первые две плоскости состоят из 11 пластин сцинтиллятора толщиной 10 мм, а последняя плоскость — из 6 пластин толщиной 6 мм. В первой и третьей плоскостях пластины расположены горизонтально, во второй — вертикально. Каждая пластина соединена с фотоумножителями на обоих концах. Таким образом, всего имеется 56 каналов.

2.6 Система запуска установки (триггер)

Система запуска установки NA48/2, именуемая далее “триггером”, — многоуровневая, рассчитанная на загрузку детекторов порядка 1 МГц. Вся система синхронизована часами с частотой 40 МГц: каждые 25 нс выходные данные детекторов поступают в кольцевой буфер размером 208,4 мс.

Триггер состоит из двух основных частей: “заряженного” триггера и “нейтрального” триггера. В NA48/2 использовалась главным образом первая часть, а для регистрации распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ — исключительно она. Вторая часть использовалась предыдущим экспериментом NA48 для регистрации распадов $K^0 \rightarrow 2\pi^0$, а в NA48/2 — только с целью записи контрольных событий для мониторинга эффективности некоторых частей триггера. В данной работе рассматривается только “заряженная”

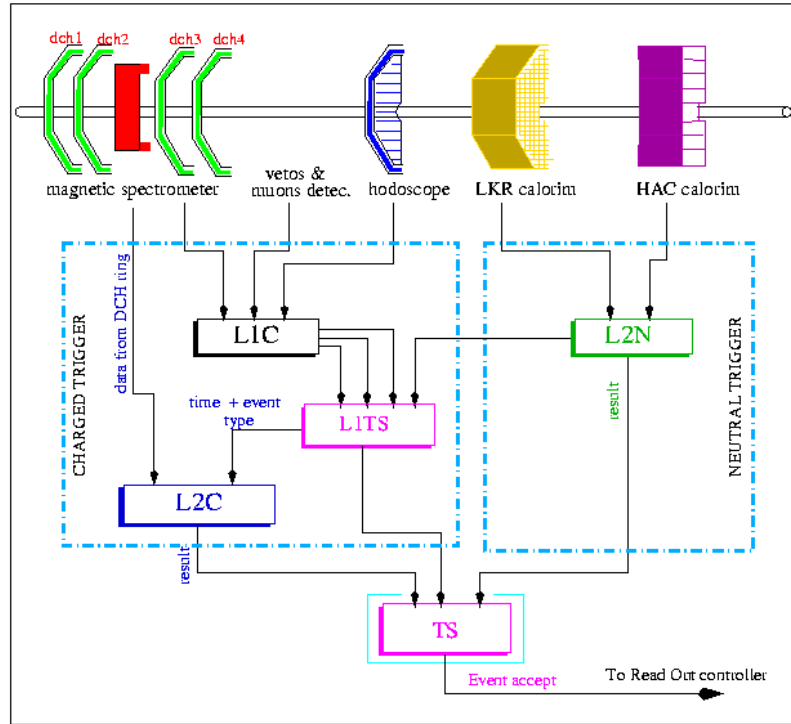


Рис. 2.12: Схема системы запуска установки: взаимодействие между детекторами, “заряженной” и “нейтральной” частями и системами принятия решений. L1C — “заряженный” триггер первого уровня, L2C — “заряженный” триггер второго уровня, L2N — “нейтральный” триггер, L1TS — система принятия решения первого уровня, TS — система принятия окончательного решения

компонента триггера.

Ещё одна подсистема триггера — система принятия решения (“trigger supervisor”) собирает информацию от “заряженной” и “нейтральной” систем и производит окончательное решение о том, записывать ли данное событие.

Схема взаимодействия частей триггера представлена на рис. 2.12.

2.6.1 “Заряженный” триггер

В таблице 2.2 представлен расчёт количества распадов каонов и пионов в распадном объёме (его длина $l = 114$ м) за цикл ускорителя при номинальной интенсивности протонного пучка и номинальном импульсном спектре вторичного пучка. А именно, представлены потоки пионов и каонов за цикл ускорителя (см. таблицу 2.1); их длины пробега ($L = \beta\gamma ct$)

при номинальном импульсе $P = 60$ ГэВ/с; доли частиц, распадающихся в пределах распадного объёма ($f = 1 - \exp(-l/L)$); наконец, количества распадов за цикл.

Частица	Поток, 10^6	L , м	Доля расп.	Распадов/цикл, 10^6
K	3,5	451	22%	0,77
π	40	3355	3,3%	1,32

Таблица 2.2: Расчёт количеств распадов каонов и пионов в распадном объёме за цикл ускорителя при номинальной интенсивности пучков: потоки за цикл, длина пробега при номинальном импульсе, доля частиц, распадающихся в распадном объёме, количества распадов за цикл.

Количество распадов за цикл составляет около $2 \cdot 10^6$, причем бóльшая часть распадов приходится на $\pi \rightarrow \mu\nu$, составляющих мюонное гало пучка и практически не вносящих вклада в загрузку детекторов.

Заряженный триггер является двухуровневой системой, которая служит для подавления количества событий за цикл ускорителя до $\sim 5 \cdot 10^4$, записываемых на диск. Каждый уровень (L1 и L2) обеспечивает фактор подавления между входной и выходной частотами событий порядка 10.

Первый уровень: L1

Задача первого уровня “заряженного” триггера — уменьшение частоты событий от ~ 500 кГц (то есть $\sim 2 \cdot 10^6$ /цикл) до уровня ~ 100 кГц (то есть $\sim 0,4 \cdot 10^6$ /цикл). Эта система, реализованная с помощью быстрой электроники, собирает информацию от дрейфовых камер, сцинтилляционного годоскопа, антисчётчиков AKL и мюонного детектора. Эти сигналы посылаются в систему принятия решения L1 (“L1 trigger supervisor”, L1TS), которая комбинирует их с информацией от электромагнитного калориметра. Здесь накладываются предварительные условия отбора, основанные на топологии событий, сигналы от различных подсистем выравниваются по времени, к событию приписывается 30-битная отметка времени и 3-битный код (“strobe”), идентифицирующий топологию события и определяющий действия второго уровня триггера. Далее событие посылается на второй уровень триггера.

Вот основные сигналы, вырабатываемые L1:

- Q_1 : хотя бы одно совпадение между сигналами первой и второй плоскостей годоскопа в одном и том же из 4 квадрантов годоскопа.
- Q_2 : хотя бы 2 совпадения в 16 субквадрантах годоскопа. Каждый из квадрантов делится на 4 субквадранта следующим образом: 9 внутренних счётчиков каждой из плоскостей общей шириной $9 \times 6,5 \text{ см} = 58,5 \text{ см}$ относятся к внутреннему субквадранту, 7 внешних счётчиков общей шириной $2 \times 6,5 \text{ см} + 5 \times 9,9 \text{ см} = 62,5 \text{ см}$ — к внешнему субквадранту.
- $Q_2*!AKL$: то же, плюс вето на временное совпадение в обоих слоях хотя бы одного из колец антисчётчиков AKL.
- 1μ : хотя бы 1 сигнал в каналах мюонного вето.

В таблице 2.3 представлены количества основных сигналов L1 за цикл при номинальной интенсивности. Для записи интересующих нас событий $K_{3\pi}$ (и остальных трёхтрековых мод) используется сигнал $Q_2*!AKL + Q_1/100$. Вторая (подавленная с коэффициентом 100) компонента сигнала — это мягкий контрольный триггер, используемый для изучения эффективности основного триггера.

Условие	Сигналов/цикл
Q_1	$1,8 \cdot 10^6$
Q_2	$2,9 \cdot 10^5$
$Q_2*!AKL$	$2,5 \cdot 10^5$
1μ	$1,6 \cdot 10^6$

Таблица 2.3: *Количества основных сигналов триггера L1, вырабатываемых за цикл.*

Второй уровень: L2

Триггер второго уровня для заряженных частиц состоит из двух основных частей. Это реализованная на уровне быстрой электроники система, вычисляющая координаты попадания заряженных частиц в дрейфовые камеры на основе информации о временах дрейфа, и кластер асинхронных микропроцессоров, производящий на программном уровне

быструю реконструкцию треков и принятие решения. Детальное описание работы триггера второго уровня содержится в работе [67].

Вычисление координат попадания заряженных частиц в дрейфовые камеры DCH1, DCH2 и DCH4 производится на основании времён срабатывания в каналах каждой из восьми плоскостей камеры. Для быстроты алгоритм использует таблицы соответствия. Ввиду требования быстроты алгоритма для восстановления точки попадания необходимо выполнение достаточно жёсткого условия: должны сработать обе плоскости по крайней мере в трёх из четырёх пар плоскостей дрейфовой камеры. Вследствие такого требования, исследование геометрической эффективности триггера является важным вопросом.

Кластер микропроцессоров и работающее на нём программное обеспечение (известные под названием “Massbox”, MBX) являются ключевым звеном триггерной цепочки NA48/2 вследствие своей гибкости и большой скорости вычислений⁷. Эта система работает с событиями в асинхронном режиме и производит решение в течение не более 108 мкс. Алгоритм принятия решения достаточно сложный и для каждого отдельного события зависит от 3-битного кода, выработанного L1. В любом случае он сводится к тому, что перебором точек взаимодействия в камерах DCH1 и DCH2 производится поиск пар треков, достаточно близко сходящихся в пространстве, а при необходимости производится и вычисление инвариантных масс пар треков с использованием информации от четвёртой дрейфовой камеры. Тот факт, что эта часть реализована на программном уровне, позволяет выполнить надёжное моделирование её работы.

Алгоритм MBX, участвующий в триггерной цепочке для распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, его эффективность и влияние его неэффективности на результат будут детально обсуждаться в разделе 4.5.2 при описании процедуры анализа данных.

2.6.2 Система принятия решения

Результаты “заряженного” и “нейтрального” триггера посылаются системе принятия решения L2 (L2TS). Здесь выносятся окончательное ре-

⁷В 2003 г. переход на пучки заряженных каонов потребовал увеличение вычислительной мощности MBX, чтобы выдерживать более высокую интенсивность. Смена процессоров позволила увеличить максимальную входную частоту с 120 кГц до 170 кГц.

шение о селекции события, формируется триггерное слово, содержащее отклики основных триггерных битов, также формируется временная метка события. Контроллерам считывания посылается команда записать событие. Полное время до принятия решения не может превышать времени хранения данных, составляющего 208,4 мкс.

2.7 Система сбора данных

Система сбора данных NA48/2 состоит из 11 персональных компьютеров (РС), обслуживающих каждый из субдетекторов, 8 РС, служащих для построения событий из информации от различных детекторов (“event builder”), и одного контрольного РС. Все компьютеры работают под операционной системой Linux, их связь осуществляется быстрым свитчем со скоростью обмена данными 200 Мбит/с. Использование стандартного коммерческого оборудования уменьшает стоимость проектирования, покупки и обслуживания системы, а также упрощает её модернизацию.

Схема системы сбора данных представлена на рисунке 2.13. Детекторные РС накапливают информацию, посылаемую соответствующими детекторами, во время цикла ускорителя. По окончании цикла данные разделяются на 8 пакетов и посылаются 8 построителям событий, причём данные от различных субдетекторов, относящиеся к одному и тому же событию, попадают на один и тот же построитель событий. Далее детекторные данные собираются в единые события и посылаются через гигасвитч на дисковые серверы вычислительного центра ЦЕРН. В случае несовпадения количества событий, посланных от субдетекторов, все данные, собранные за цикл ускорителя, выбрасываются.

“Сырые” (“raw”) данные, приходящие с системы сбора данных, хранятся на 10 дисковых серверах ёмкостью около 1 ТБ каждый. При полной эффективности из экспериментальной области передаётся около 3 ТБ сырых данных в день. Если переданы все 8 частей данных от цикла (“burstlets”), эти данные направляются на последнюю стадию сбора данных: они анализируются программой триггера третьего уровня L3, работающей на кластере ЭВМ общего назначения ЦЕРН. Эта программа фильтрует данные и записывает их в 5 различных выходных потоков.

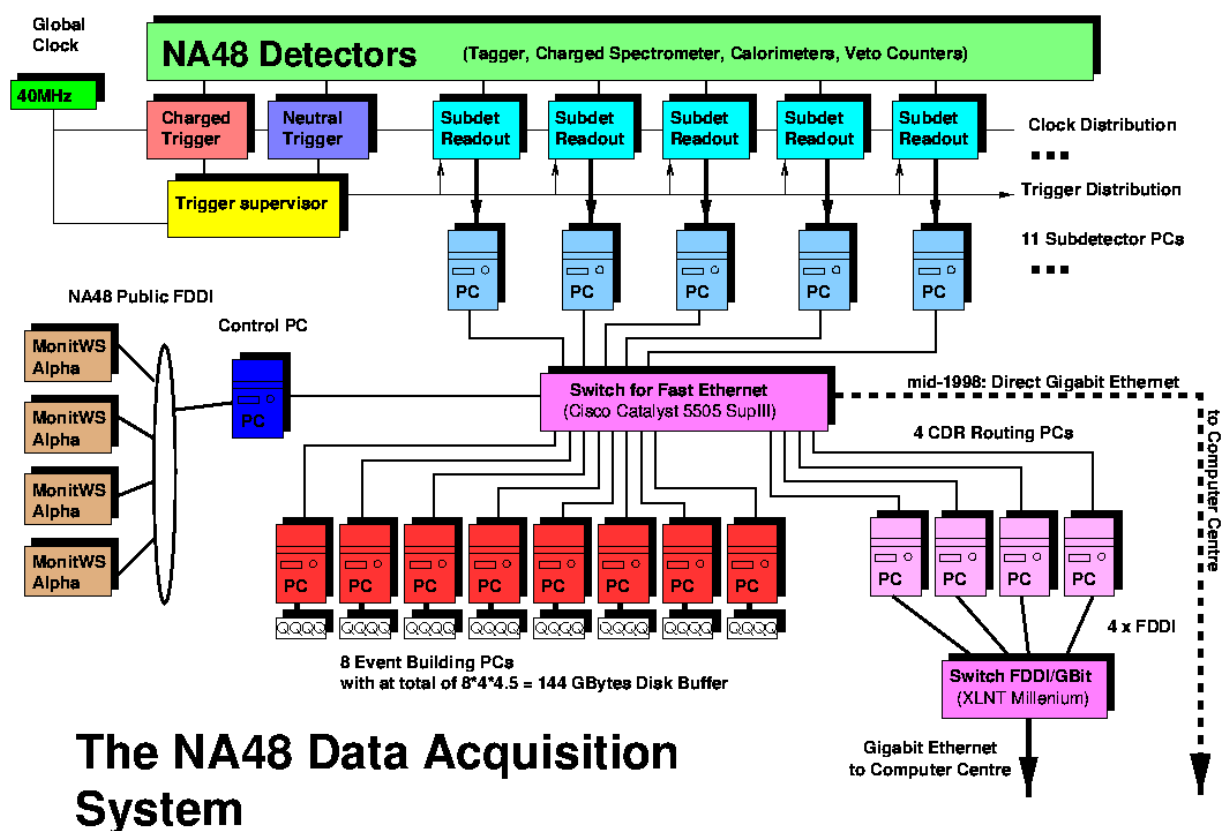


Рис. 2.13: Схема системы сбора данных эксперимента NA48/2.

За цикл записывается, в зависимости от конфигурации системы сбора данных, 50000–60000 событий. Программа L3 пишет данные в двух форматах: raw (полная информация от субдетекторов без реконструкции) и compact (реконструированные физические параметры).

Типичный объём данных от одного цикла составляет 500 МБ в формате raw и 120 МБ в формате compact. Объёмы данных, записанные в сеансах 2003 и 2004 гг., представлены в таблице 2.4.

Сеанс	2003	2004
Число записанных событий	$7 \cdot 10^9$	$11 \cdot 10^9$
Число записанных циклов	$2,2 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^5$
Объём данных raw	80 ТБ	120 ТБ
Объём данных compact	20 ТБ	25 ТБ
Объём калибровочных данных	3,5 ТБ	4 ТБ

Таблица 2.4: Статистика центральной системы сбора данных.

2.8 Оперативный мониторинг физических данных

Оперативный мониторинг (далее — просто “мониторинг”) качества физических данных, получаемых на основе накапливаемой в процессе сеанса экспозиции экспериментальной установки информации, позволяет быстро реагировать на возникающие проблемы и, тем самым, увеличивать статистику событий, пригодных для окончательного физического анализа. Решение такой задачи в серии экспериментов NA48, NA48/1 и NA48/2 было возложено на группу сотрудников Лаборатории физики частиц Объединённого института ядерных исследований и, в частности, на автора диссертации. Описание системы опубликовано в работе [5].

Система мониторинга физических данных, наряду с отдельными детекторами экспериментальной установки, системой сбора данных и системой контроля и управления медленными процессами (такими, как изменения температур, напряжений и газовых потоков), являлась одной из самостоятельных подсистем экспериментов.

2.8.1 Постановка задачи мониторинга

В ходе набора экспериментальных данных требовалось контролировать как сами характеристики записываемых событий (например, параметры реконструированной кинематики событий), так и их стабильность во времени (процентное соотношение восстановленных событий различной топологии, стабильность восстановленных эффективных масс, стабильность загрузок детекторов и т.п.). Сложность практической реализации такой задачи заключалась

- в разнообразии и большом объёме контролируемых данных;
- в необходимости обработки данных в режиме реального времени параллельно с набором экспериментальной информации;
- в необходимости максимальной устойчивости работы мониторинга в режиме реального времени в условиях эксперимента.

Входная информация для системы мониторинга поставлялась системой триггера третьего уровня (L3). Обработка сырых данных от каждого

цикла поручалась одному из 50–70 процессов L3, асинхронно работавших на компьютерной ферме ЦЕРН общего назначения. По завершении обработки очередного файла сырых данных каждый процесс L3 записывал во временном дисковом пространстве по одному файлу для каждого выходного потока, откуда эти файлы стирались после сохранения их копий на лентах. Типичное время хранения данных на дисковом пространстве составляло порядка нескольких часов.

Мониторингу подвергался поток данных в формате compact, содержащий информацию о реконструированных частицах. Система мониторинга должна была обработать соответствующий файл за время существования его на диске. Она не имела права вносить задержку в процесс сбора данных, однако имела право пропустить часть файлов. Для каждого обработанного файла процесс L3 дописывал строку в конец общего специального текстового файла-журнала (в дальнейшем — просто журнала), в которой содержался, в частности, путь к записанному файлу данных в общей для компьютерной фермы файловой системе. Обработка данных, полученных за цикл ускорителя, завершалась системой L3 не в порядке их получения по времени. Задержка могла составлять от 20 минут до нескольких часов, в зависимости от загрузки процессора, на котором работал конкретный экземпляр процесса L3.

В своей окончательной форме система мониторинга работала под управлением операционной системы Linux на компьютерной ферме ЦЕРН общего назначения.

2.8.2 Работа системы мониторинга

Система мониторинга физических данных состояла из набора управляющих программ (скриптов) на языках `perl` и `csh`, программы чтения данных, написанной на языках `C` и `FORTRAN`, и собственно мониторинговой программы, написанной на языке `C++`. Схема взаимодействия компонент системы, которая будет пояснена ниже, приводится на рис. 2.14. Отдельно запускались наблюдающие процессы, демонстрирующие результаты работы мониторинга на двух терминалах в комнате дежурного персонала эксперимента, а также обеспечивающие, в случае необходимости, их трансляцию во внешнюю сеть. Система работала на 10–20 компьюте-

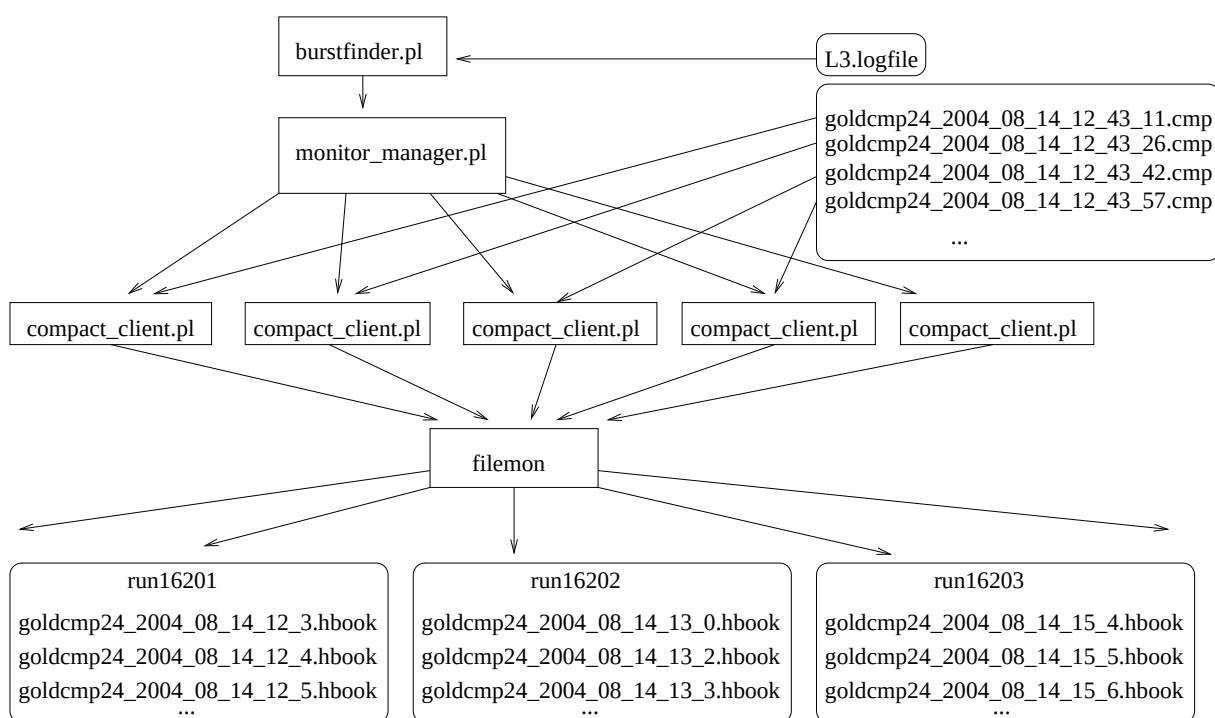


Рис. 2.14: Схема взаимодействия компонент системы мониторинга.

рах одновременно.

Автоматическая система поддержки целостности

Запуск системы осуществлялся “демонами” **acrontab**, которые с регулярностью в 10 минут запускали на каждой из машин по процессу одного и того же стартового скрипта. Запущенный процесс устанавливал необходимые переменные окружения и запускал скрипт-“реаниматор”. Последний опознавал компьютер, на котором оказался запущен, и проверял специальный общий файл — список процессов, в котором содержалась информация о том, на каком из компьютеров какие процессы и в каком количестве должны работать, а также какое время отсутствия отклика от каждого процесса должно считаться доказательством его зависания или “гибели”. Пример списка процессов, работа которых будет описана ниже, соответствующий периоду конца сеанса 2004 г., приведен в таблице 2.5.

Получив список процессов, предусмотренных для “своего” компьютера, “реаниматор” проверял, все ли они работают в действительности, и запускал недостающие. Таким образом, вся система мониторинга запус-

Компьютер	Имя программы	Кол-во процессов	Время задержки (с)
lxplus001	burstfinder.pl	1	120
lxplus001	monitor_manager.pl	1	120
lxplus001	filemon	1	300
lxplus003	compact_client.pl	2	1800
lxplus004	compact_client.pl	2	1800
lxplus005	compact_client.pl	2	1800
lxplus006	compact_client.pl	2	1800
lxplus008	compact_client.pl	2	1800
lxplus011	compact_client.pl	2	1800
lxplus015	compact_client.pl	2	1800
lxplus026	compact_client.pl	2	1800
lxplus042	compact_client.pl	2	1800
lxplus043	compact_client.pl	2	1800
lxplus044	compact_client.pl	2	1800
lxplus055	compact_client.pl	2	1800

Таблица 2.5: Пример списка процессов, поддерживаемых системой мониторинга на различных компьютерах фермы общего назначения.

калась автоматически через некоторое время после полного завершения всех процессов или перезагрузки операционной системы.

Работа системы нарушалась как из-за отсутствия некоторых процессов, так и при запуске их лишних экземпляров. Опыт нескольких лет эксплуатации привел к созданию описанного ниже механизма контроля и поддержки целостности системы мониторинга. При запуске каждый процесс записывал в специальную контрольную директорию метку старта — пустой файл с именем, содержащим слово “**started**”, системное имя своего компьютера и системный идентификатор процесса. Кроме того, при завершении каждого цикла своей работы каждый процесс перезаписывал там же метку работы — файл, аналогичный метке старта, но со словом “**alive**” вместо слова “**started**” в имени. Наличие любой из этих меток считалось признаком работы процесса. “Реаниматор” проверял для каждого из процессов время последней перезаписи метки работы и, если

оно было слишком давним, подавал процессу приказ завершения работы путём уничтожения его метки старта. Каждый процесс, если он всё-таки работал и просто задержался на чём-то необычно долго, в своем главном цикле проверял наличие своей метки старта и, если её не было, завершал работу, уничтожая и свою метку работы. Работа процесса завершалась тем же путём, если он не был предусмотрен для данного компьютера в общем списке процессов.

Такой механизм позволял производить изменения числа работающих процессов и миграцию процессов на другие компьютеры без остановки системы, модифицируя список процессов. Запуск новых процессов вместо остановленных происходил при последующих циклах работы “реаниматора”, инициированных **acrontab**, и только при отсутствии вышеописанных признаков работы остановленных процессов, что давало время для их нормального завершения.

Управляющие скрипты

Обнаружение новых входных файлов для мониторинга было задачей скрипта-“поставщика” **burstfinder.pl**. Он занимался регулярной проверкой обновлений в журнале L3, в котором хранилась информация обо всех обработанных сырых данных. В ранних версиях системы проверка осуществлялась простым чтением дописываемых к концу файла строк. Однако позже потребовалось, чтобы мониторинг самостоятельно реагировал на замену журнала, которая, для ограничения размера журнала, периодически осуществлялась персоналом, сопровождающим систему L3. Для этого “поставщик” в случае десятиминутного отсутствия новых выработанных L3 файлов заново открывал журнал и проверял по содержимому первой строки, не был ли журнал заменён. Более того, “поставщик” автоматически реагировал на изменения формата записи журнала (при которых необходимая информация перемещалась в другие поля), а также на смену некоторых переменных окружения. В таких исключительных случаях проводилась автоматическая адаптация системы мониторинга, о которой эксперты уведомлялись по электронной почте.

В каждой обнаруженной новой строке журнала L3 “поставщик” отыскивал путь к файлу, в имени которого содержалось имя потока, под-

лежащего мониторингу. После этого в специальную директорию меток необработанных файлов добавлялся файл-метка с таким же именем, как и у файла данных (состоящим из имени потока и времени записи цикла ускорителя системой сбора данных). Этот файл-метка содержал полный путь к файлу данных цикла в файловой системе.

“Поставщик” сохранял текущее состояние (прежде всего, счётчик уже обработанных строк журнала L3) в служебных файлах. Это позволяло ему восстановить своё состояние и продолжить работу после автоматического перезапуска в случае его гибели.

Метки необработанных циклов, создаваемые “поставщиком”, использовал скрипт управления обработкой `monitor_manager.pl`, который распределял файлы для обработки между асинхронно работающими на различных компьютерах 10–30 экземплярами скрипта-“обработчика” под названием `compact_client.pl`. Число работающих экземпляров “обработчика” подбиралось таким образом, чтобы мониторинг не отставал от L3, и могло меняться без остановки работы системы. Чтобы минимизировать задержку информации для дежурной смены, распределение необработанных циклов всегда начиналось с тех данных, которые были получены самыми последними. Для поиска свободного “обработчика” скрипт управления проверял метки работы процессов этого типа, а также специфические для них файлы — метки загрузки, которые имели в имени слово “**data**” и системный идентификатор процесса и содержали путь к обрабатываемому файлу. Если метка работы процесса существовала, а метки загрузки не было, управляющий скрипт создавал метку загрузки для этого обработчика, передавая ему таким образом конкретный файл данных. Метка загрузки создавалась путём переименования метки необработанного файла, и таким образом файл исключался из числа необработанных. По окончании обработки цикла эта метка загрузки уничтожалась уже самим процессом-“обработчиком”, и процесс снова становился доступным для управляющего скрипта.

Каждый процесс-“обработчик” при запуске создавал временную рабочую директорию на локальном диске своей машины (в директории `\tmp`), куда, для минимизации загрузки сети, записывалась копия исполняемого файла читающей программы `compact`, а также все временные фай-

лы, возникающие в процессе обработки данных. Эта временная директория уничтожалась при завершении работы процесса путём уничтожения его метки старта. Если перед очередным запуском обрабатывающей программы обнаруживалось, что временная рабочая директория уничтожена (чего нельзя исключить при использовании файловой системы `\tmp`), она создавалась заново. В своём главном цикле “обработчик” проверял наличие приготовленной для него метки загрузки и запускал программу чтения данных на обработку файла, указанного в этой метке.

Программа чтения данных

Программа чтения данных состояла из управляющего модуля, который осуществлял распаковку индивидуального события, после чего вызывал служебные модули. Служебные модули, содержащие алгоритмы контроля аппаратуры и анализа данных, разрабатывались отдельно для каждого из экспериментов NA48, NA48/1 и NA48/2 с привлечением экспертов по детекторам, а также специалистов по анализу всех стоящих в эксперименте физических задач. Каждый пользователь мог включить в программу свой служебный модуль. Помимо указанных модулей, существовал специальный служебный модуль, функциями которого был подсчёт количества прочитанных циклов, обработанной статистики и событий, прошедших определённые наборы критериев отбора.

Результатами обработки каждого цикла являлся набор гистограмм, записываемый в файл формата HBOOK [68], имя которого содержало время записи цикла. Этот файл перемещался из локальной директории компьютера в поддиректорию системы мониторинга, предназначенную для входных данных мониторинговой программы. Если по окончании работы читающей программы результата обработки не было, процесс “обработчик” сохранял файл-журнал работы программы чтения в отдельной директории для “неудачных” циклов. В любом случае, по окончании обработки цикла “обработчик” уничтожал метку своей загрузки.

Модули мониторинга, отвечавшие за основную физическую задачу эксперимента в сеансах 1998–2001 гг., а также 2003–2004 гг., были разработаны сотрудниками ЛФЧ ОИЯИ.

Мониторинговая программа

Задачи объединения информации с отдельных циклов, построения временных зависимостей, хранения и представления итоговых данных по периодам работы эксперимента выполняла программа-монитор `filemon`, которая сохраняла на диске информацию о каждом существенном шаге своей работы и поэтому после любого перезапуска всегда была способна восстановить своё последнее рабочее состояние.

В главном цикле работы эта программа проверяла содержимое директории, предназначенной для новых файлов гистограмм, куда они помещались процессами-“обработчиками”. Имя файла гистограмм содержало время записи цикла экспериментальной установкой, и этого было бы достаточно для построения временных зависимостей любых интересующих величин. Однако более удобным было сочтено применение двухуровневой временной шкалы. Экспериментальный сеанс делился на периоды с относительно однородными условиями, так называемые прогоны (“run”). Информация обобщалась отдельно для каждого прогона, а внутри него — по десятиминутным интервалам времени.

Монитор начинал очередной цикл своей работы с того, что выбирал 10-минутный интервал, содержащий наибольшее число необработанных им файлов гистограмм, либо просто самый недавний интервал, в котором есть новые файлы (в зависимости от конфигурации, выбранной при компиляции). Все “одноцикловые” файлы гистограмм из этого интервала читались и уничтожались, и все их гистограммы добавлялись к соответствующим гистограммам объединённых 10-минутных файлов, накапливаемых для каждого интервала. Эти объединённые файлы создавались в директориях, соответствующих каждому прогону сеанса. После этого для прогона, о котором поступила новая информация, на основе 10-минутных файлов гистограмм обновлялись все временные зависимости, хранившиеся в виде специальных гистограмм в каждой директории прогона. Также обновлялись суммарные файлы гистограмм для каждого прогона. Таким образом, работа монитора совершенно не зависела от порядка поступления файлов гистограмм.

Демонстрация результатов мониторинга в комнате дежурного персонала эксперимента осуществлялась для последнего прогона, о котором

поступила информация от L3. С помощью разработанного во FNAL пакета визуализации данных HISTOSCOPE [69] демонстрировались регулярно обновляемые суммарные гистограммы прогона в процессе накопления в них статистики, а также графики временных зависимостей таких величин, как эффективности триггеров, реконструированные импульсы и положения пучков, набираемая статистика по наиболее интересным физическим процессам. После запуска очередного прогона дежурная смена считала, что все в порядке, только когда через 10–20 минут наблюдала несколько десятков распределений по реконструированным энергиям, координатам и массам частиц, а также распределения координат точек срабатывания в основных детекторах для данного прогона. Участники эксперимента могли подключить свой клиент HISTOSCOPE и наблюдать за ходом сеанса в удалённом режиме. Также можно было изучать и сами гистограммы в формате HBOOK, открытые для чтения в файловой системе. Примеры формируемых гистограмм приведены на рис. 2.15.

Был разработан ряд инструментов для автоматического и интерактивного суммирования информации мониторинга, которые применялись, в частности, для достаточно точной оценки набранной статистики. В сеансах 2003 и 2004 гг., когда в соответствии со спецификой физической задачи эксперимента было необходимо соблюдать баланс статистики, собранной при различных конфигурациях магнитных полей спектрометра и пучковой линии, решения о переключении конфигураций принимались именно на основе данных мониторинга.

2.8.3 Результаты работы мониторинга

Мониторинг физических данных устойчиво работал в течение семи лет во всех сеансах набора данных экспериментов NA48, NA48/1 и NA48/2, начиная с сеанса 1998 года. Ежегодно производилась доработка и пересмотр обрабатывающей программы, чтобы обеспечить мониторинг наиболее существенных для текущего сеанса величин и распределений. Контролю подвергалось до 200 гистограмм и 10–15 временных зависимостей различных параметров. Около 30 графиков постоянно демонстрировались в комнате дежурного персонала эксперимента.

Мониторинг неоднократно позволял оперативно обнаружить пробле-

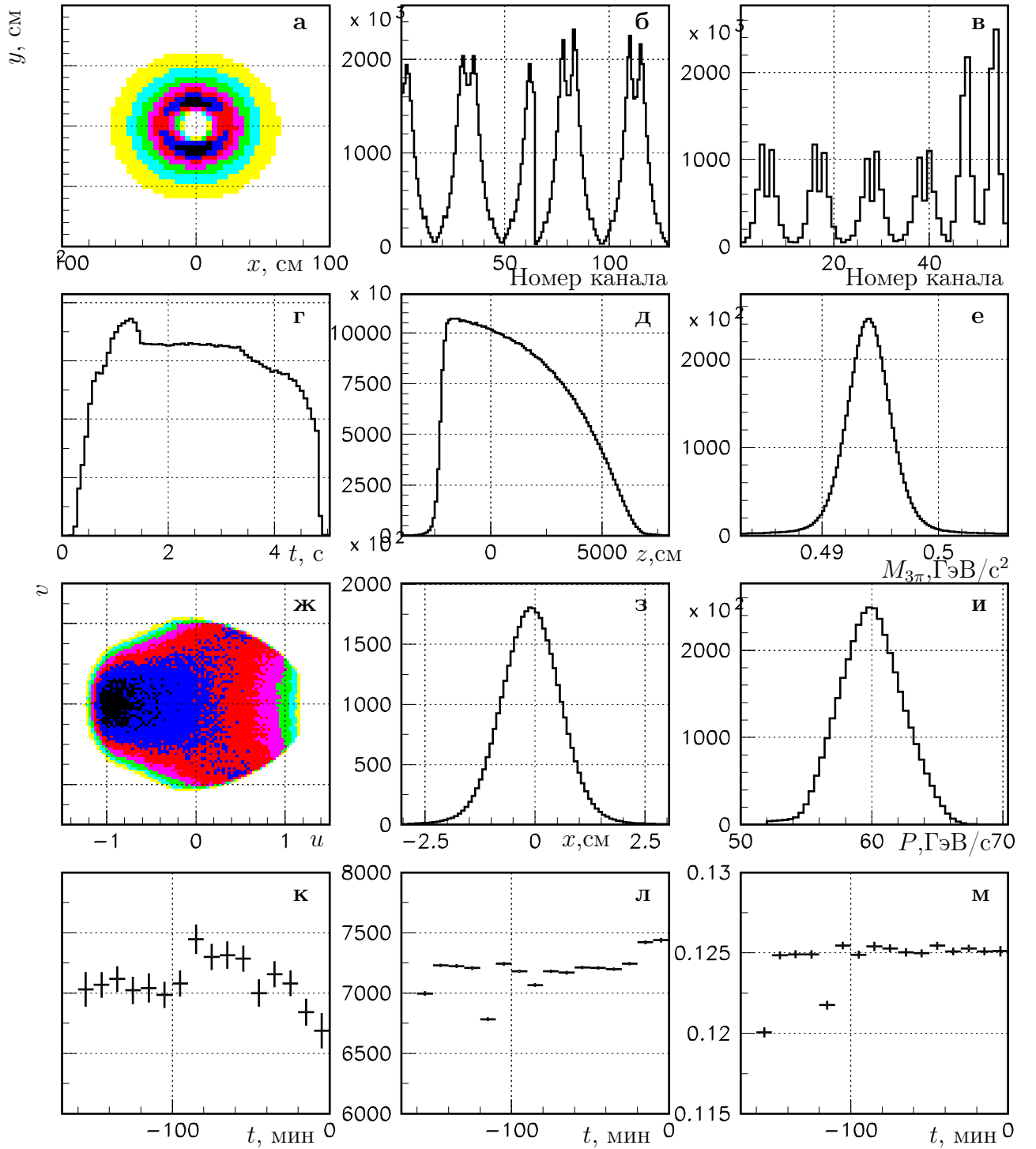


Рис. 2.15: Примеры гистограмм, формируемых системой мониторинга: а) загрузка одной из дрейфовых камер; б) счётчик срабатываний каналов годоскопа; в) счётчик срабатываний каналов мюонного детектора; г) распределение записанных событий по времени внутри цикла; д) распределение z -координат реконструированных вершин; е) восстановленная масса заряженного каона; ж) распределение событий $K_{3\pi}^{\pm}$ по кинематическим переменным; з) профиль пучка в x -плоскости; и) импульсный спектр пучка; к) временная зависимость x -положения пучка; л) временная зависимость выхода событий $K_{3\pi}$ за цикл; м) временная зависимость доли реконструированных $K_{3\pi}$ среди записанных событий.

мы в работе аппаратуры и программного обеспечения экспериментов, которые без его применения были бы обнаружены либо значительно позже, либо лишь на этапе физического анализа данных. Таким образом, мониторинг внёс существенный вклад в увеличение полезной статистики всех перечисленных выше экспериментов. В ряде случаев гистограммы, полученные в мониторинге, использовались для оперативной калибровки аппаратуры, в частности, мюонного детектора. В сеансе 2004 г. мониторинг использовался для настройки системы прицеливания пучков.

После получения калибровочных данных в рассматриваемых экспериментах производилась переобработка данных с помощью процессов L3 с образованием выходных потоков, аналогичных тем, что записывались в ходе сбора данных. Процесс переобработки также мог контролироваться разработанной системой мониторинга. В 1999 году работало одновременно две системы мониторинга, одна из которых контролировала сеанс на ускорителе, а другая — переобработку данных прошлого года, которая шла в то же время.

Мониторинг физических данных был наиболее автоматизированной системой серии экспериментов NA48, поэтому инструкции по его управлению дежурной сменой сводились к рекомендации в случае любой проблемы закрыть демонстрационные окна HISTOSCOPE (чаще всего проблемы были связаны именно с ним или с соответствующим терминалом), и, в крайнем случае, — завершить процесс мониторинга. После этого система возобновляла свою работу в течение не более чем десяти минут.

2.9 Набор данных

2.9.1 Сеанс 2003 года

Набор данных 2003 г. длился 89 дней (с 12 июня по 8 сентября). Дополнительно была выделена одна неделя протонного времени при номинальных условиях в мае, которая была использована для настройки пучковой линии, детектора и конфигурации триггера. За ней последовала неделя с протонами, банчируемыми с периодом 25 нс, которая использовалась в основном для калибровки электромагнитного калориметра. Окончательная конфигурация пучков была достигнута через 10

дней после начала сеанса.

Для минимизации систематических ошибок, возникающих при измерении зарядовых асимметрий, магнитное поле спектрометра инвертировалось каждый день набора данных, а полярности магнитов каонной пучковой линии инвертировались раз в неделю во время плановых технических остановок ускорителя SPS. Смысл инверсии магнита будет обсуждаться позже, при рассмотрении процедуры анализа.

Значительные усилия были направлены на юстировку геометрического положения дрейфовых камер. Были проведены три специальных моечных сеанса с размагниченным анализирующим магнитом, чтобы совместить геометрию спектрометра с геометрией пучков. Также были проведены два специальных сеанса, в которых заряженные пучки низкой интенсивности отклонялись на ± 20 см в вертикальной или горизонтальной плоскостях и попадали непосредственно в спектрометр. Эти данные позволяют выполнить независимый анализ геометрии спектрометра.

Полная эффективность набора данных была достаточно невысока, около 50%. Это было обусловлено в основном внешними причинами: отсутствием пучка, проблемами в системе охлаждения и утечкой вакуума в системе транспортировки протонного пучка.

2.9.2 Сеанс 2004 года

Набор данных 2004 г. проходил в течение 96 дней с 15 мая по 18 августа. Он был разбит на два периода недельным периодом с протонами, банчируемыми с периодом 25 нс, начавшимся 6 июня (этот недельный период не был использован для набора данных). Во время второго периода система считывания была изменена, — для части трёхтрековых событий информация от электромагнитного калориметра не записывалась, что позволило поднять число событий, записываемых за цикл, почти на 20%, до 60000.

В связи с тем, что на данных 2003 г. было обнаружено движение дрейфовых камер, специальные моечные сеансы проводились более регулярно и часто, раз в 2 недели. В 2004 г. относительные положения камер камер оставались постоянными с точностью 20 мкм.

Полярность анализирующего магнита инвертировалась чаще, чем в

2003 г.: приблизительно каждые три часа эффективного времени набора данных, что в принципе приводит к уменьшению систематических ошибок, связанных с временной нестабильностью детектора. Для этого была разработана специальная процедура быстрой смены полярности магнита.

Последняя неделя набора данных была посвящена сеансам со специальными условиями, в частности, 56-часовому сеансу с минимальным триггерным условием для изучения лептонных и полулептонных распадов каона, а также тестовому сеансу в рамках будущей программы (P326) по изучению очень редкого распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ [57].

Глава 3

Метод измерения зарядовой асимметрии

Вернёмся к определению зарядовой асимметрии наклонов Далиц-плота, которое обсуждалось в главе 1. Квадрат матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ обычно представляется в виде полиномиального разложения

$$|M(u, v)|^2 \sim 1 + gu + hu^2 + kv^2, \quad (3.1)$$

где g — линейный, h и k — квадратичные параметры наклона Далиц-плота ($|h|, |k| \ll |g|$), а две независимые безразмерные Лоренц-инвариантные переменные u и v , полностью задающие кинематику события, определены следующим образом:

$$u = \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2}, \quad v = \frac{s_2 - s_1}{m_\pi^2}, \quad s_i = (P_K - P_\pi)^2, \quad i = 1, 2, 3; \quad s_0 = \frac{s_1 + s_2 + s_3}{3}. \quad (3.2)$$

Здесь m_π — масса заряженного пиона, P_K — 4-импульс каона, P_i — 4-импульсы пионов, индексы $i = 1; 2$ соответствуют двум идентичным (“чётным”) пионам, а индекс $i = 3$ — пиону, знак которого противоположен знаку каона (“нечётному” пиону). В системе покоя каона выражения для кинематических переменных имеют вид:

$$u = 2m_K \cdot (m_K/3 - E_3^*)/m_\pi^2, \quad (3.3)$$

$$v = 2m_K \cdot (E_1^* - E_2^*)/m_\pi^2, \quad (3.4)$$

где E_i^* — энергии пионов в системе каона, а m_K — масса заряженного каона.

Член, пропорциональный v , в разложении (3.1) запрещён по соображениям симметрии, а именно из-за идентичности чётных пионов.

Значения параметров наклона g^+ и g^- , характеризующих распады положительных и отрицательных каонов, соответственно, могут различаться только в результате проявления прямого CP -нарушения. Соответствующей величиной, чувствительной к проявлению прямого CP -нарушения, является зарядовая асимметрия линейных параметров наклона A_g . Из непосредственных измерений и теоретических расчётов следует, что она по абсолютной величине не превосходит, по крайней мере, 10^{-3} , то есть $|A_g| \ll 1$. Определение A_g можно с учётом её малости записать так:

$$A_g = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-) \approx \Delta g/(2g), \quad (3.5)$$

где $\Delta g = g^+ - g^-$ — разность параметров наклона, а g — среднее значение параметра наклона.

Разность линейных параметров наклона Δg — непосредственно измеряемая экспериментально величина. Она однозначно связана с более удобной с теоретической точки зрения асимметрией A_g соотношением (3.5) через достаточно точно известное значение параметра линейного наклона $g = (-21,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$.

Развитый в дамках данного анализа метод высокоточного измерения Δg , опубликованный, в частности, в работе [4], состоит в следующем.

- Величина Δg извлекается из **отношения реконструированных спектров** по кинематическим переменным распадов K^+ и K^- . Таким образом, измерение не полагается на абсолютные значения потоков K^+ и K^- . Процедура фитирования будет рассмотрена в разделе 3.1.
- Была использована **стратегия набора данных**, при которой в результате сокращения основных систематических неопределённостей достигается максимальная близость эффективностей регистрации распадов K^+ и K^- в каждой точке фазового пространства 3π , то есть зарядовая симметризация эффективности. Стратегия набора данных будет подробно рассмотрена в разделе 3.2, а механизмы сокращения систематических эффектов — в разделе 3.3.

- Дальнейшая зарядовая симметризация эффективности регистрации проводится введением зарядово-симметричных критериев отбора и **коррекций** на зарядово-несимметричные эффекты на уровне анализа данных. Коррекции на существенные несимметричные эффекты будут рассмотрены в главе 4.
- Для измерения размера остаточных ложных зарядовых асимметрий используются **контрольные асимметрии**, рассматриваемые в разделе 3.4.

3.1 Процедура фитирования

Предположим, что удалось достичь достаточно высокой степени зарядовой симметрии эффективностей регистрации. Тогда в общем случае в рамках принятого метода измерения следует извлекать Δg путём аппроксимации отношения **двумерных** распределений распадов K^+ и K^- по кинематическим переменным (u, v) **дробно-рациональной** функцией

$$f_0(u, v) = n \cdot \frac{1 + (g + \Delta g)u + hu^2 + kv^2}{1 + gu + hu^2 + kv^2}, \quad (3.6)$$

свободными параметрами которой являются зависящая от отношения потоков K^+/K^- нормировка n и не зависящая от этого отношения измеряемая величина Δg , а коэффициенты наклона g , h и k — известные внешние параметры, измеренные экспериментально. Однако для значений коэффициентов наклона g , h и k , характеризующих распад $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ (см. таблицу 1.1), хорошим, в пределах точности данного анализа, приближением к этой процедуре является аппроксимация отношения **одномерных** распределений, являющихся проекциями на u двумерных распределений, **линейной** функцией с теми же свободными параметрами

$$f(u) = n \cdot (1 + \Delta gu). \quad (3.7)$$

Линейная функция (3.7) является разложением в ряд Тейлора до членов порядка (gu) функции (3.6) и обладает тем достоинством, что не содержит внешних параметров — коэффициентов наклона.

Переход к одномерному распределению становится возможным благодаря малости абсолютной величины параметра квадратичного наклона

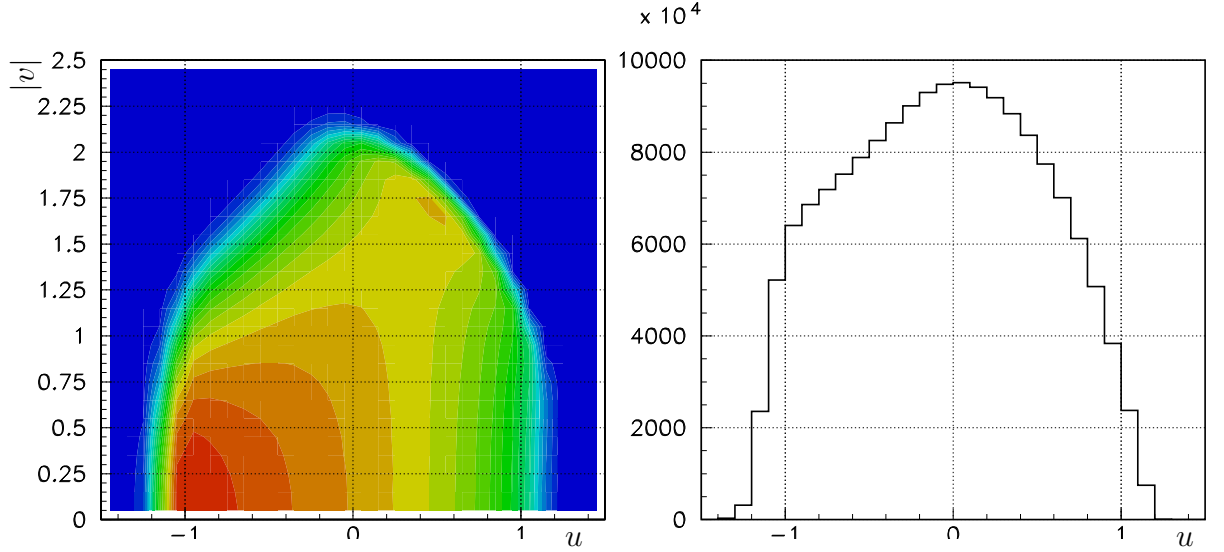


Рис. 3.1: Слева: нормированное распределение отобранных событий по кинематическим переменным $(u, |v|)$, так называемый Далиц-плот; справа: спектр отобранных событий по переменной u .

k , а переход к линейной функции — благодаря достаточной малости абсолютных величин параметров g и h . Отметим, что при обсуждаемой точности измерения ($\delta A_g \sim 10^{-4}$) в моде распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ ситуация не такая, как в рассматриваемой нами моде распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. В этом случае переход к одномерному распределению также возможен, однако из-за достаточно большого значения $g = 0,652 \pm 0,031$ пренебрежение членами порядка $(gu)^2$ неправомерно, и линейная аппроксимация приводит к значительному систематическому сдвигу результата.

Распределение окончательно отобранных для анализа (процедура отбора событий будет обсуждаться в главе 4) событий по кинематическим переменным $(u, |v|)$ и его проекция на u (именно отношения таких проекций на u участвуют в получении результата) приведены на рис. 3.1.

Величина разрешения по восстановленной величине переменной u варьирует в пределах фазового пространства и зависит от принятого метода расчёта u на основе восстановленных импульсов пионов (см. раздел 4.7.3), однако никогда не превышает $\delta u = 0,06$. Таким образом, разрешение меньше выбранной для анализа ширины интервала по переменной u , составляющей $\delta u = 0,10$.

3.2 Стратегия набора данных

Как уже обсуждалось, зарядовая симметризация условий набора данных в значительной степени достигается использованием двух одновременных и коллинеарных пучков K^+ и K^- с близкими импульсными спектрами. Однако присутствие магнитных полей как в пучковой линии (ахроматы, фокусирующие квадруполь и т.д.), так и в магнитном спектрометре (анализирующий магнит) в комбинации с некоторой асимметрией установки приводит к остаточной зарядовой асимметрии.

Для зарядовой симметризации локальных различий между верхней и нижней пучковыми линиями, приводящих, прежде всего, к небольшому отличию импульсных спектров K^+ и K^- , полярности всех магнитов в пучковой линии инвертировались каждую неделю набора данных. Недельная периодичность соответствует периодичности технических 8-часовых остановок ускорителя SPS. Таким образом, требующая значительного времени (около 30 минут) процедура осуществлялась без потери эффективности набора данных.

Для зарядовой симметризации эффектов право-левой асимметрии установки между распадами K^+ и K^- инвертировалась также полярность анализирующего спектрометрического магнита. Переключение осуществлялось с меньшим периодом: приблизительно один раз в день в 2003 г. (время, необходимое на переключение полярности, составляло около 10 минут) и приблизительно один раз в 3 часа набора данных в 2004 г. (была разработана быстрая процедура переключения, занимающая около 2 минут).

Данные, собранные за период времени, составляющий в среднем около двух недель эффективной работы, в течение которого реализуются все четыре возможные **конфигурации магнитных полей** (то есть комбинации полярности пучковой линии и полярности спектрометрического магнита), представляют из себя так называемый **полный набор данных** (“supersample”). Такие полные наборы являются минимальными самодостаточными наборами данных для измерения асимметрии, и результат получается независимо в каждом из них. Большинство систематических ошибок имеют общую природу для всех полных наборов и вычисляются после усреднения результата по полным наборам.

За два сеанса набора статистики были записаны девять полных наборов данных, пронумерованные от 0 до 8: четыре в 2003 г. (наборы 0–3) и пять в 2004 г. (наборы 4–8). Информация об отобранной в каждом из них для анализа статистике содержится в разделе 4.6.

3.3 Сокращение систематических эффектов

Каждый полный набор данных содержит четыре набора собранных одновременно событий $K^+ \rightarrow 3\pi$ и $K^- \rightarrow 3\pi$, соответствующих четырём конфигурациям магнитных полей¹. Таким образом, всего в полном наборе существует восемь наборов данных со всеми различными комбинациями знака каона, полярности пучковой линии и полярности спектрометрического магнита. Обозначим соответствующие этим наборам восемь спектров по переменной u через

$$N(A^\pm B^\pm K^\pm), \quad (3.8)$$

где $A^\pm$ обозначает полярность пучковой линии, $B^\pm$ — полярность спектрометрического магнита, а $K^\pm$ — знак каона. Подробно рассмотрим построение комбинации этих спектров, включающей в себя их произведения и отношения, в которой максимальным образом сокращаются систематические эффекты. Представляют интерес только комбинации отношений спектров K^+ к K^- , так как отношения с одинаковым знаком каона в числителе и знаменателе не содержат физической информации о зарядовой асимметрии.

Первым шагом является построение **простых отношений** спектров K^+ к K^- , у которых в числителе и знаменателе находятся спектры, соответствующие отклонению заряженного каона магнитным полем спектрометрического магнита в одну и ту же сторону. Таким образом достигается первичная симметризация право-левой асимметрии установки. Существуют четыре таких отношения:

$$\begin{aligned} R_{US}(u) &= N(A^+ B^+ K^+)/N(A^+ B^- K^-), \\ R_{UJ}(u) &= N(A^+ B^- K^+)/N(A^+ B^+ K^-), \\ R_{DS}(u) &= N(A^- B^+ K^+)/N(A^- B^- K^-), \\ R_{DJ}(u) &= N(A^- B^- K^+)/N(A^- B^+ K^-). \end{aligned} \quad (3.9)$$

¹Понятия полного набора данных и конфигурации магнитных полей определены в разделе 3.2.

Первый индекс в обозначениях этих отношений означает полярность пучковой линии: U — положительный пучок проходит в ахроматах через верхнюю линию (англ. “Up”), D — через нижнюю линию (англ. “Down”). Второй индекс означает полярность анализирующего магнита в числителе и знаменателе (различную для K^+ и K^-), соответствующую отклонению чётных (то есть двух идентичных) пионов: S — против направления оси x установки (в сторону горы Салев), J — в обратном направлении (в сторону хребта Юра)². Важно отметить, что в числитель и знаменатель входят спектры при разной полярности анализирующего магнита, то есть спектры, соответствующие данным, набранным в различные периоды времени.

Вторым шагом является построение из простых отношений (3.9) **двойных отношений**, являющихся произведениями пар простых отношений, соответствующих одинаковым полярностям пучковой линии:

$$\begin{aligned} R_U(u) &= R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u), \\ R_D(u) &= R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Двойные отношения обладают следующими важными свойствами.

- Обеспечивается сокращение систематических эффектов, возникающих из-за различия параметров установки между периодами с отрицательной и положительной полярностями анализирующего магнита. Прежде всего речь идёт об эффекте неидеальной инверсии магнитного поля: абсолютная величина интеграла магнитного поля воспроизводится с типичной точностью $\Delta I/I \sim 10^{-3}$. В отношениях типа $R_S(u)$ спектры с положительной полярностью магнита входят в числитель, а с отрицательной — в знаменатель, в отношениях типа $R_J(u)$ — наоборот. Поэтому эффекты неточной инверсии магнитного поля влияют на отношения типа $R_S(u)$ и типа $R_J(u)$ противоположным образом и, следовательно, сокращаются в первом порядке в двойном отношении³.

²Салев (фр. Salève) и Юра (фр. Jura) — горные массивы к югу и северу от Женевы, которые видны из ЦЕРНа и являются ориентирами правой и левой сторон (направление протонного пучка — северо-восток). Высочайшая точка массива Юра — гора Crêt de la Neige, высота 1718 метров.

³Отметим, что в эксперименте НурегСР, который не был оптимизирован для измерения асимметрии, пучковая линия была способна транспортировать пучок лишь одной полярности, из-за чего существенная систематическая неопределённость $\delta(\Delta g) = 4 \times 10^{-4}$ связана с неточным знанием интеграла магнитного поля спектрометра [53].

- При некоторой симметрии геометрических критериев отбора обеспечивается сокращение геометрических эффектов постоянных магнитных полей в распадном объёме. Этот вопрос будет обсуждаться в разделе 4.4.3.

Наконец, последним шагом является построение из двойных отношений **четверного отношения**:

$$R_4(u) = R_U(u) \cdot R_D(u) = R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u) \cdot R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u). \quad (3.11)$$

В обозначениях (3.8) оно выглядит так:

$$R_4(u) = \frac{N(A^+B^+K^+)}{N(A^+B^-K^-)} \cdot \frac{N(A^+B^-K^+)}{N(A^+B^+K^-)} \cdot \frac{N(A^-B^+K^+)}{N(A^-B^-K^-)} \cdot \frac{N(A^-B^-K^+)}{N(A^-B^+K^-)}. \quad (3.12)$$

В этом отношении сокращаются локальные эффекты, возникающие из-за того, что положительный и отрицательный пучки проходят через различные пучковые линии, приводящие, прежде всего, к небольшим различиям импульсных спектров “верхнего” и “нижнего” каонных пучков. Пучковая линия отбирает узкие импульсные спектры пучков (напомним, что номинальный средний импульс пучков — 60 ГэВ/с, ширина импульсного спектра — 3 ГэВ/с), поэтому различие импульсных спектров K^+ и K^- связано в основном не с отличием дифференциальных сечений рождения K^+ и K^- при взаимодействии протонов первичного пучка с мишенью, а с неточностью геометрической настройки первого ахромата пучковой линии. Разность средних импульсов пучков K^+ и K^- достигает 0,5 ГэВ/с, но она (а также её кинематические эффекты) меняют знак при переключении полярности, а стабильность среднего значения импульса на отрезке времени, соответствующем фиксированной полярности пучковой линии, — лучше 0,1 ГэВ/с (см. рис. 2.3 на стр. 36). Поэтому неточность настройки сокращается в первом приближении в четверном отношении⁴.

Построение четверного отношения u -спектров (3.11) логически завершает описанную выше стратегию набора данных, состоящую в периодическом переключении полярностей магнитов. Отметим, что построение простых и двойных отношений описано исключительно для пояснения

⁴Заметим, что значение Δg , измеренное коллаборацией НурегСР, имеет систематическую неопределённость $\delta(\Delta g) = 7 \times 10^{-4}$, связанную с различием импульсных спектров пучков [53].

идеи четверного отношения, и существуют несколько различных способов построения простых и двойных отношений, приводящие к одним и тем же окончательным выводам.

Подведём итог приведённых рассуждений. Техника построения четверного отношения u -спектров (3.11) приводит к сокращению систематических эффектов в трёх аспектах:

- благодаря переключениям полярности спектрометрического магнита локальные эффекты в детекторе сокращаются в каждом из четырёх отношений $R(u)$, участвующих в четверном отношении $R_4(u)$, между наборами событий K^+ и K^- , в которых продукты распада достигают одних и тех же частей детектора;
- вследствие одновременности пучков происходит сокращение глобальных не постоянных во времени эффектов между наборами событий K^+ и K^- в произведениях отношений типов $R_S(u)$ и $R_J(u)$;
- благодаря переключениям полярности пучковой линии, локальные эффекты в ней, приводящие к небольшим отличиям форм и импульсных спектров пучков, в значительной степени сокращаются между наборами событий K^+ и K^- в произведении отношений типов $R_U(u)$ и $R_D(u)$.

Параметр Δg извлекается из четверного отношения u -спектров путём его аппроксимации функцией

$$f_4(u) = n \cdot (1 + \Delta g u)^4. \quad (3.13)$$

Результат, полученный описанным методом, не зависит от отношения потоков K^+/K^- и от относительных размеров наборов данных с различными конфигурациями магнитных полей. Однако статистическая точность измерения ограничивается наименьшим из восьми наборов данных, входящих в четверное отношение. Поэтому в ходе экспериментального сеанса было важно соблюдать баланс статистики в каждом полном наборе данных. Подсчёт количества записанных событий в режиме реального времени был одной из функций программного пакета оперативного мониторинга физических данных, разработкой и поддержкой которого занималась группа сотрудников ОИЯИ и, в частности, автор

диссертации. Работа этого пакета подробно описана в разделе 2.8, а также в работе [5].

Результат измерения остаётся чувствительным только к временным изменениям асимметрий экспериментальных условий, которые имеют характерные времена, меньшие, чем соответствующие периоды изменения полярностей магнитов. Большинство ожидаемых систематических эффектов в принципе не должно оказывать влияния на результат.

3.4 Контрольные асимметрии

Для измерения размеров систематических эффектов, которые сокращаются благодаря использованию техники построения четверного отношения, рассматриваются два четверных отношения восьми u -спектров, отличных от (3.11). Каждое из этих контрольных четверных отношений является произведением четырёх отношений спектров, соответствующих каонам одного и того же знака, зарегистрированным с различными конфигурациями магнитных полей. Таким образом, физическая асимметрия в этих отношениях сокращается, а асимметрии установки — нет.

Нефизическая разность параметров наклона Δg_{LR} , появляющаяся благодаря не постоянным во времени глобальным эффектам, не сокращается в отношениях с противоположными полярностями спектрометрического магнита и одинаковыми полярностями пучковой линии в числителе и знаменателе. Соответствующее четверное отношение в обозначениях (3.8) выглядит так:

$$R_{LR}(u) = \frac{N(A^+B^+K^+)}{N(A^+B^-K^+)} \cdot \frac{N(A^-B^+K^+)}{N(A^-B^-K^+)} \cdot \frac{N(A^+B^+K^-)}{N(A^+B^-K^-)} \cdot \frac{N(A^-B^+K^-)}{N(A^-B^-K^-)} \quad (3.14)$$

и следующим образом выражается через простые отношения (3.9):

$$R_{LR}(u) = (R_{US}(u) \cdot R_{DS}(u)) / (R_{UJ}(u) \cdot R_{DJ}(u)). \quad (3.15)$$

Аналогичным образом нефизическая разность параметров наклона Δg_{UD} , появляющаяся благодаря различию верхней и нижней частей пучковой линии, не сокращается в отношениях с противоположными полярностями пучковой линии, но одинаковыми полярностями спектрометрического магнита в числителе и знаменателе. Соответствующее четверное

отношение выглядит так:

$$R_{UD}(u) = \frac{N(A^+B^+K^+)}{N(A^-B^+K^+)} \cdot \frac{N(A^+B^-K^+)}{N(A^-B^-K^+)} \cdot \frac{N(A^-B^+K^-)}{N(A^+B^+K^-)} \cdot \frac{N(A^-B^-K^-)}{N(A^+B^-K^-)} \quad (3.16)$$

и следующим образом выражается через простые отношения (3.9):

$$R_{UD}(u) = (R_{US}(u) \cdot R_{UJ}(u)) / (R_{DS}(u) \cdot R_{DJ}(u)). \quad (3.17)$$

Ложные разности наклонов, измеренные из отношений (3.15) и (3.17), сокращаются в первом порядке в отношении (3.11), из которого извлекается результат. Для доказательства того, что техника четверного отношения приводит к сокращениям локальных эффектов до пренебрежимо малого уровня, необходимо проверить на стадии анализа, что контрольные асимметрии имеют порядок величины, не превышающий порядок статистических ошибок измерения.

3.5 Моделирование методом Монте-Карло

Разработанный метод измерения вследствие сокращения основных систематических эффектов не требует на вычисления эффективности регистрации с помощью моделирования, что является необходимым условием достижения высокой точности. Несмотря на это, в качестве инструмента для изучения систематических эффектов было разработано программное обеспечение для моделирования экспериментальных условий методом Монте-Карло на основе пакета GEANT [70], которое учитывает:

- полное описание материалов и геометрии установки;
- временную зависимость карт эффективности и разрешения по времени дрейфа дрейфовых камер;
- временные изменения геометрической юстировки спектрометра;
- временные изменения геометрии пучков;
- случайные совпадения событий во времени.

Для иллюстрации точности настройки зависящих от времени параметров, которая была произведена группой сотрудников ЛФЧ ОИЯИ, на рис. 3.2 приведены временные зависимости x -координат средних положений пучков K^+ и K^- в плоскости камеры DCH1 во время сеанса 2003 г.: сдвиги порядка нескольких миллиметров описываются с точностью лучше 100 мкм.

Было выполнено высокостатистическое моделирование (“mass production”) количества событий, сопоставимого с накопленной экспериментальной статистикой, то есть $\sim 10^{10}$ исходных разыгранных событий (из которых примерно одна треть попадает в область геометрической эффективности и проходит полную реконструкцию). Такое моделирование было проведено в течение нескольких месяцев параллельно на вычислительных кластерах ЛФЧ ОИЯИ (Дубна) [71], ЦЕРН (Женева), университетов Пизы и Флоренции (Италия), Майнца (Германия) и Северо-Западного университета (Эванстон, США). Контроль за высокостатистическим моделированием потребовал разработки специального устойчивого к сбоям (прежде всего, в системе ввода-вывода) программного обеспечения. За организацию моделирования отвечала группа сотрудников ОИЯИ и автор диссертации.

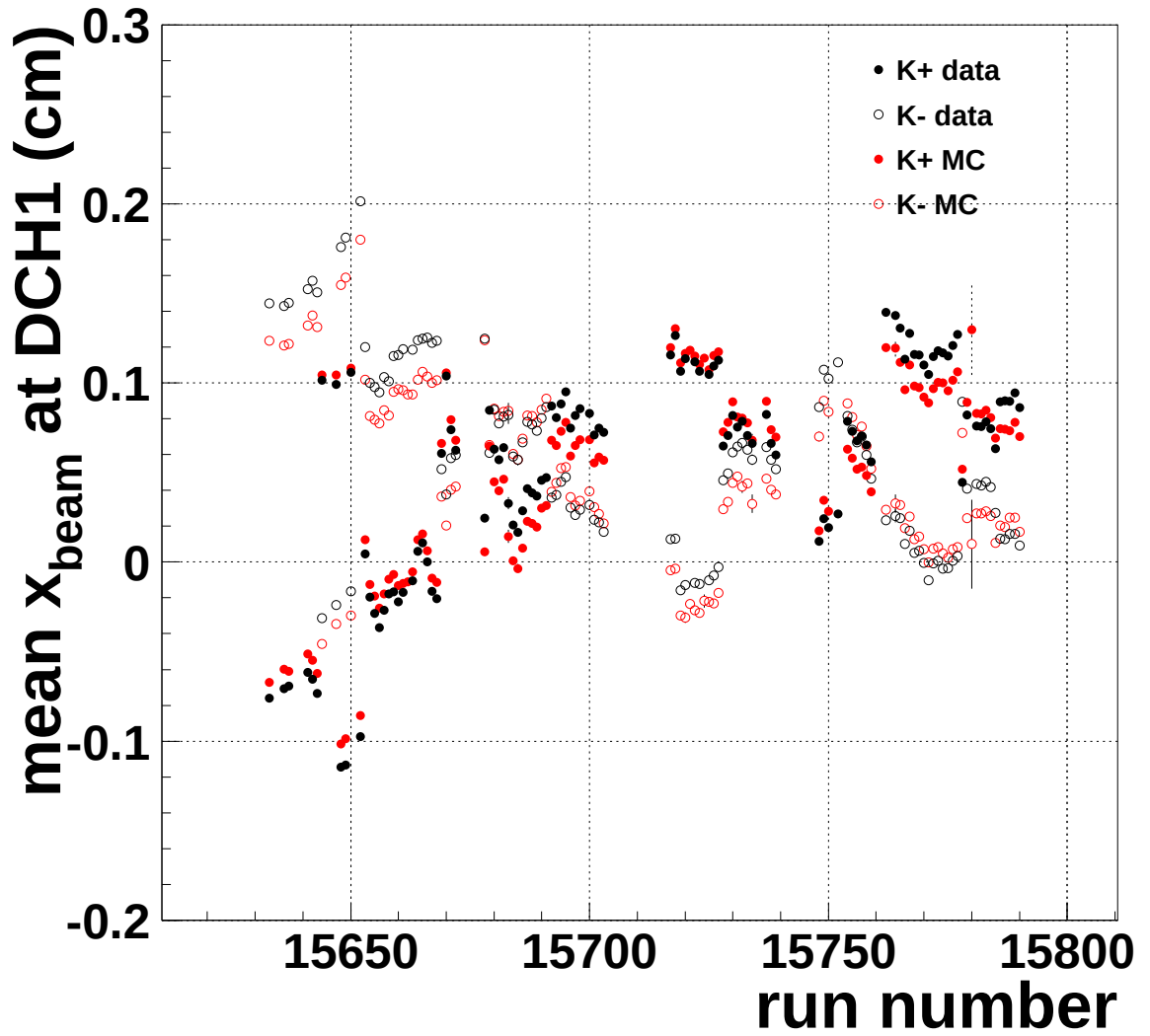


Рис. 3.2: Иллюстрация настройки Монте-Карло. Зависимость x -координат средних восстановленных положений пучков K^+ и K^- на плоскости дрейфовой камеры DCH1 в сеансе 2003 г. для данных и Монте-Карло.

Глава 4

Анализ данных

4.1 Компактификация и фильтрация данных

4.1.1 Стадии компактификации данных

Формат *compact*

Процедура анализа NA48/2 начинается с переобработки, или так называемого репроцессинга, собранных первоначальных “сырых” (“raw”) данных, проводимой на вычислительном кластере общего назначения ЦЕРН. Через несколько месяцев после окончания набора данных “сырые” данные заново анализируются и обрабатываются с целью создания данных в формате *compact*, то есть данных, содержащих информацию о реконструированных частицах (см. раздел 2.7). В процессе переобработки при реконструкции используются окончательные калибровки детекторов, информация о временных задержках между субдетекторами и поправки на геометрию детектора, в частности, на позиции дрейфовых камер, введенные на уровне программного обеспечения.

Типичная скорость переобработки при полной эффективности составляет около 6 ТБ “сырых” данных в день и ограничена скоростью их чтения с лент централизованной системы хранения. Время переобработки всех накопленных данных составило около одного месяца. Фактор уменьшения объёма данных при переходе к формату *compact* составляет около 4, в основном за счёт того, что информация о реконструированных частицах более компактна, чем информация о точках взаимодействия.

Формат `supercompact`

Из данных в формате `compact` далее создаются три потока в более сжатом формате. Этот формат называется `supercompact`, и сжатие достигается за счёт уменьшения числа переменных (не пишутся переменные, в которых нет необходимости в дальнейшем анализе) и уменьшения точности хранения величин. Фактор уменьшения объёма данных составляет около 4. Создаются три стандартных потока `supercompact`:

1. поток, содержащий все события;
2. поток, содержащий только события, содержащие не менее трёх реконструированных треков зряженных частиц (так называемый трёхтрековый поток, именно он используется в анализе $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$);
3. поток, используемый при исследовании распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ и некоторых редких распадов.

Фактор уменьшения объёма данных от полного потока к трёхтрековому потоку составляет около 2. Таким образом, при переходе к формату `supercompact` для анализа $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ возникает полный фактор подавления около 8 и достигается компактификация собранных данных до объёма около 10 ТБ.

Формат `hypercompact`

Общепринятым методом ведения конкретного анализа после рассмотренной компактификации является фильтрация данных с применением предварительных условий отбора, обеспечивающая типичный фактор уменьшения объёма от 10 до 1000. Однако обсуждаемое в данной работе измерение асимметрии в распаде $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ является исключением: это прецизионное измерение, требующее очень высокой статистики порядка $10^9 - 10^{10}$ событий. Поэтому понадобилось наряду с достаточно сложной процедурой предварительного отбора (“преселекции”) создать и новый, более компактный, формат данных `hypercompact`.

На данной стадии компактификации для уменьшения объёма данных в каждом событии записывается информация ровно о трёх треках заря-

женных частиц¹. Представляют интерес так называемые *трёхтрековые вилки* — комбинации трёх треков, обладающие достаточно малым расстоянием наибольшего сближения и точкой сближения, находящейся в пределах распадного объёма, что согласуется с топологией распада $K_{3\pi}$. В каждом событии необходимо провести выбор наилучшей трёхтрековой вилки. Этим обстоятельством и определяется относительная сложность используемой процедуры предварительного отбора: именно реконструкция вилок и выбор наилучшей вилки представляют из себя основную часть алгоритма селекции событий.

4.1.2 Реконструкция треков и вершин распада

Алгоритм реконструкции треков работает на стадии обработки “raw → compact” (см. предыдущий раздел). Он восстанавливает пространственные точки (“space points”) в дрейфовых камерах, соответствующие прохождению заряженных треков, на основе точек взаимодействия в каждой из восьми плоскостей камеры. Затем на основе пространственных точек восстанавливаются треки заряженных частиц. Геометрическое положение и направление трека задаются точками в камерах DCH1 и DCH2 (до магнита), а его импульс и электрический заряд вычисляются из положения соответствующей точки в камере DCH4 (после магнита) по углу отклонения полем спектрометрического магнита в x -плоскости. Алгоритм реконструкции треков определяет следующие параметры трека: электрический заряд ($q = \pm 1$), импульс, координаты (x, y) и направляющие косинусы $(dx/dz, dy/dz)$ в плоскостях дрейфовых камер DCH1 и DCH4 (перед и за магнитом), а также ошибки этих параметров и корреляции между ними.

Алгоритм реконструкции вершин распада (трёхтрековых вилок) запускается при чтении данных в формате supercompact. Он представляет собой реализацию алгоритма фильтра Кальмана, экстраполирующую сегменты треков из части спектрометра, расположенной до магнита, назад в распадный объём. При экстраполяции учитывается измеренная карта остаточного магнитного поля в распадном объёме (см. раздел 2.3)

¹При этом не пишется информация о других треках в событии, также не пишется информация от детекторов, не участвующих в анализе, например, от электромагнитного калориметра.

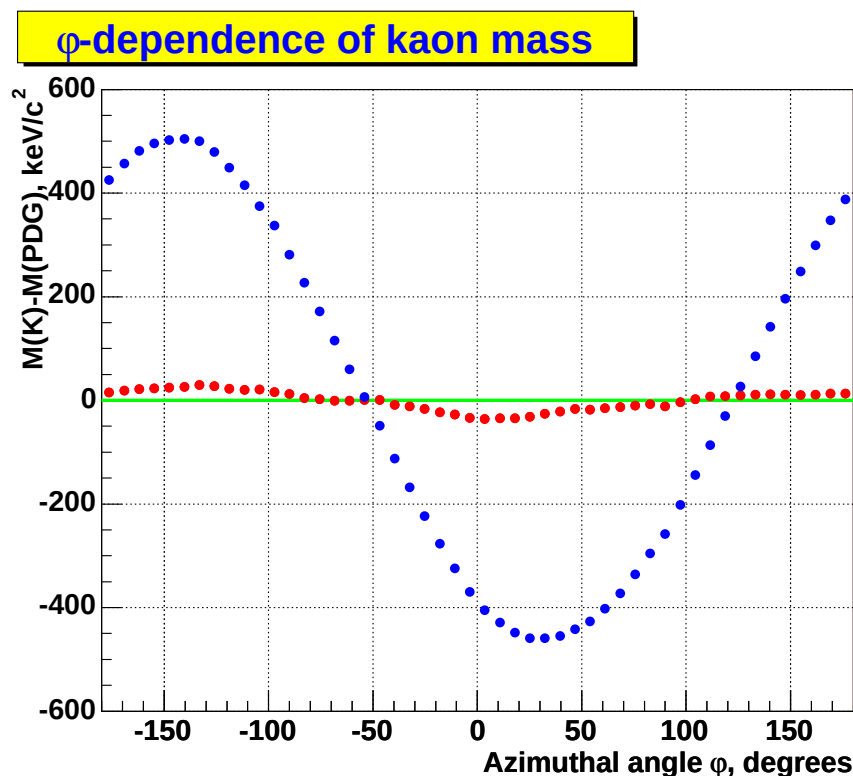


Рис. 4.1: Зависимость восстановленной эффективной массы трёх пионов от азимутального угла поперечной составляющей импульса нечётного пиона, полученная без учёта (кривая большой амплитуды) и с учётом (кривая малой амплитуды) постоянного магнитного поля в распадном объёме.

и многократное рассеяние на кевларовом окне, отделяющем распадный объём от объёма спектрометра. При реконструкции вилки не накладываются условия на суммарный заряд трёх треков.

В качестве иллюстрации того, насколько точно учитывается постоянное магнитное поле в распадном объёме при реконструкции кинематики события, на рис. 4.1 приведены зависимости восстановленной эффективной массы трёх пионов от направления поперечной составляющей импульса нечётного пиона, полученные с учётом и без учёта карты магнитного поля. Без учёта влияния магнитного поля наблюдается модуляция с амплитудой около $0,5 \text{ МэВ}/c^2$ (разрешение по эффективной массе составляет около $1,7 \text{ МэВ}/c^2$). При учёте поля остаточная модуляция не превышает $0,05 \text{ МэВ}/c^2$. Это соответствует точности знания карты магнитного поля порядка 10^{-2} Гс .

Мерой сближения трёх треков служит качество вилки, определяемое χ^2 . Вилка считается восстановленной, если её χ^2 удовлетворяет некото-

рому предварительному ограничению сверху, а также разброс составляющих её треков по времени относительно их среднего времени составляет не более 10 нс (при разрешении по времени трека около 0,7 нс). После этого вычисляются координаты вершины распада — точки наибольшего сближения треков, а также направляющие косинусы каждого из треков, образующих вилку, в вершине распада. Направления треков в вершине распада отличаются от направлений, измеренных спектрометром, из-за влияния магнитного поля в распадном объёме. Направления в вершине распада, которые используются в дальнейшем для реконструкции его кинематики, могут быть вычислены только после реконструкции вилки.

4.1.3 Подавление ложных треков

Процедура подавления ложных треков позволяет существенно сократить количество неверно отобранных комбинаций трёх треков. Основной механизм появления ложных треков состоит в комбинировании точек, принадлежащих физическому треку, в дрейфовых камерах DCH1 и DCH2 (перед магнитом) с не соответствующими данной траектории точками в дрейфовой камере DCH4 (после магнита). Существуют две основные причины появления дополнительных точек в камере DCH4:

- адронное взаимодействие частиц с материалом спектрометра, в результате которого образуются вторичные заряженные частицы;
- прохождение через чувствительную область детектора случайных заряженных частиц (например, из-за каонного распада, совпавшего по времени с данным).

Моделирование показывает, что доминирующая причина реконструкции и выбора в качестве лучшей вилки комбинации с ложным треком — вторая². В таком случае событие характеризуется наличием пары реконструированных треков, один из которых является ложным треком, с близкими геометрическими параметрами (но в общем случае различными импульсами и зарядами). Такие ложные треки обладают следующими особенностями по сравнению с реальными треками:

²В случае адронного взаимодействия относительно мала вероятность реконструировать вилку из-за того, что не восстанавливается исходный трек. Более того, такие события часто не проходят критерия отбора на максимальное количество точек взаимодействия в событии.

- с ними, как правило, не ассоциированы точки взаимодействия в камере DCH3, поэтому они имеют меньшее “качество”, вычисляемое исходя из количества сработавших плоскостей дрейфовых камер;
- они имеют больший изгиб в y -плоскости вследствие случайности точки в камере DCH4 (в то время как реальные треки не искривляются в y -плоскости).

Поэтому алгоритм идентификации ложных треков состоит в рассмотрении пар треков с близкими геометрическими параметрами. Ниже приводится его описание.

- Треки с импульсами $P < 3$ ГэВ/с и $P > 100$ ГэВ/с признаются ложными (такие треки несовместимы с кинематикой распада $K_{3\pi}$ при номинальном импульсном спектре каона).
- Для оставшихся (не признанных ложными) треков проводится перебор всевозможных пар треков. Если расстояние между парой треков в плоскости первой дрейфовой камеры составляет менее 0,5 см, то признаётся ложным трек с меньшим “качеством”; если при этом “качество” треков одинаково, то признаётся ложным тот трек, у которого излом в вертикальной плоскости между полутреками до и после магнита больше.

Индикатором относительного количества неверно отобранных комбинаций треков является количество прошедших селекцию событий, в которых выбрана наилучшая комбинация с нефизическим суммарным зарядом $|Q| = 3$, делённое на количество событий с суммарным зарядом $|Q| = 1$. При применении вышеописанной процедуры подавления ложных треков эта величина уменьшается почти на порядок величины до уровня около 10^{-5} .

4.2 Отбор событий

Отбор событий осуществляется в две стадии. Первая стадия (предварительный отбор) включает в себя выбор наилучшей вилки и перевод данных в формат `hypercompact` (см. раздел 4.1.1) и проводится в ходе

анализа лишь один раз. Вторая стадия проходит каждый раз при чтении данных. Основное требование к критериям отбора, применяющимся на всех стадиях фильтрации данных и анализа, — это их зарядовая симметричность. Ниже при описании критериев отбора делается акцент на обсуждение потенциально зарядово-асимметричных условий.

4.2.1 Предварительный отбор и формат данных

Предварительный отбор событий, используемый на стадии создания данных в окончательном формате `hypercompact` (см. раздел 4.1.1), включает в себя следующие условия.

- Исключаются “плохие циклы SPS”, то есть циклы, во время которых не работали в штатном режиме подсистемы установки, важные для анализа $K_{3\pi}$. Это прежде всего система считывания дрейфовых камер (DCH) и триггер второго уровня (MBX). Списки “плохих циклов” составляются на базе анализа данных экспертами по подсистемам. Отдельно составляется список “плохих циклов” с точки зрения физики. Это в основном не содержащие событий из-за отсутствия пучка (“пустые”) циклы, а также циклы с низкой интенсивностью пучка или со значительно отклоняющимся от номинала значением тока в обмотках анализирующего магнита.
- Число треков в событии: $N_{\text{треков}} \geq 3$, что согласуется с топологией полностью реконструированного распада.
- Идентифицируются “хорошие” трёхтрековые вилки, то есть вилки, удовлетворяющие следующим существенным условиям.
 - Ни один из составляющих вилку треков не идентифицирован как ложный (см. раздел 4.1.3).
 - Предварительное ограничение на меру сближения треков, то есть на качество вилки: $\chi^2 < 40$ (см. рис. 4.2а).
 - Времена составляющих вилку треков находятся во временном окне $|t| < 30$ нс относительно времени триггера (см. рис. 4.2б), а разброс любых двух треков во времени $|t_i - t_j| < 10$ нс (см.

рис. 4.2в). Отметим, что при номинальной интенсивности пучков (см. таблицу 2.2 на стр. 51 и таблицу 2.3 на стр. 52) среднее время между двумя последовательными распадами, создающими загрузку детекторов³, составляет около 10 мкс. Таким образом, вероятность наложения двух распадов во времени составляет менее 10^{-3} . Эффекты наложения во времени распадов, произошедших в близких точках распадного объёма, частично зарядово-асимметричны из-за преобладания в пучках положительных частиц. Влияние этих эффектов на результат является предметом отдельного исследования, см. раздел 4.7.2.

- ограничение сверху на суммарный поперечный импульс трёх треков: $P_T < 0,3 \text{ ГэВ/с}$ (см. рис. 4.2г), что способствует подавлению фоновых распадов (прежде всего, $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu$);
 - предварительное ограничение на инвариантную массы в пионной гипотезе $|M_{3\pi} - M_K| < 30 \text{ МэВ/с}^2$, где M_K — номинальная масса заряженного каона (см. рис. 4.3);
 - для каждой пары треков, составляющих вилку, расстояние между ними в плоскости дрейфовой камеры DCH1: $R_{ij} > 2 \text{ см}$, что способствует дополнительному подавлению ложных треков, а также событий с конверсией фотонов.
- Если в событии найдены “хорошие” вилки, то из них выбирается “наилучшая” вилка, обладающая наименьшим χ^2 .

В окончательном формате `hypercompact` записывается только информация о наилучшей вилке и только если такая вилка найдена. Записывается минимальный набор переменных, который включает в себя координаты вершины, заряды, импульсы и геометрическую информацию о составляющих лучшую вилку треках, а также некоторую дополнительную информацию, в частности, временную метку. Средний размер события в формате `hypercompact` — всего лишь 250 байт. Фактор уменьшения объёма данных от трёхтрекового потока `supercompact` к формату данным типа `hypercompact` составляет около 5.

³Преобладающий распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ не создаёт загрузки детекторов, так как мюон движется в вакуумной пучковой трубе из-за малости переданного импульса.

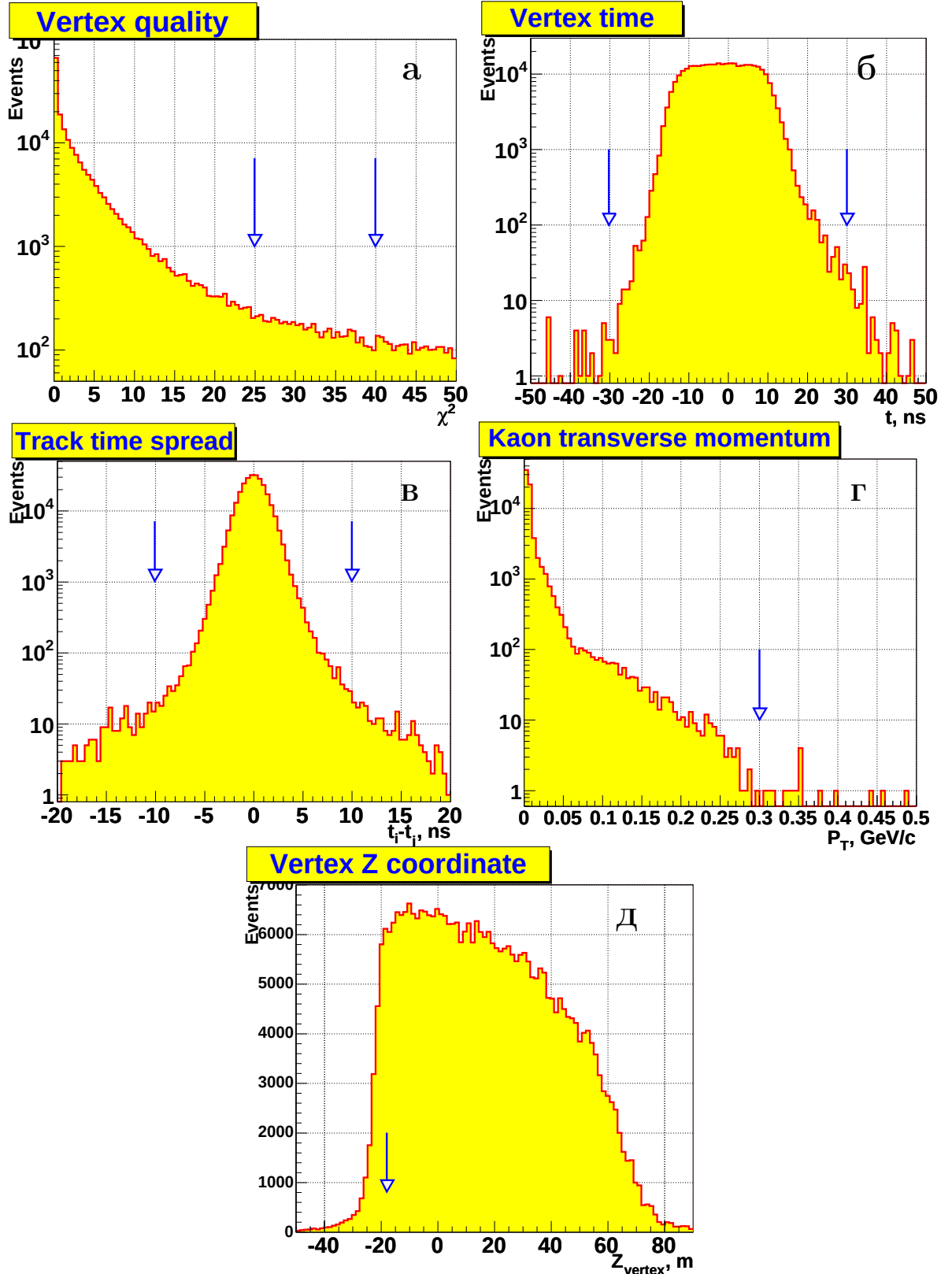


Рис. 4.2: Распределения величин, на которые накладываются критерии отбора, полученные на основе $0,2 \times 10^6$ трёхтрековых событий: а) качество вилки χ^2 ; б) временное окно для треков; в) разброс треков во времени; г) восстановленный поперечный импульс каона P_T ; д) z -координата вершины распада. На рисунках а)–г) масштаб по оси y логарифмический, на рисунке д) — линейный. Область больших P_T содержит значительный вклад от событий с распадом $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$.

С помощью трёх стадий компактификации и предварительного отбора достигнут полный фактор подавления объёма данных $f \approx 4 \cdot 8 \cdot 5 = 160$. Для анализа данных 2003 и 2004 гг. в формате `hypercompact` было записано $4,87 \times 10^9$ событий, при этом объём данных составил 1,23 ТБ⁴. Это позволило разместить все данные на дисковых серверах вычислительных кластеров как в ЦЕРН (Женева), так и в ЛФЧ ОИЯИ (Дубна) [71], что, в свою очередь, обеспечило достаточную для анализа скорость доступа к данным.

4.2.2 Базовые критерии отбора

События, записанные в окончательном формате `hypercompact`, проходят следующие условия отбора⁵.

- Исключаются вилки с зарядом $|Q| = 3$, то есть вилки, состоящие из трёх одинаково заряженных треков.
- Исключаются события с переполнением буфера триггера MBX (что означает высокую множественность треков и влечёт за собой высокую неэффективность MBX, см. раздел 4.5.2).
- Требуется положительный ответ одного из трёх алгоритмов триггера MBX (см. раздел 4.5.2).
- Условие на качество вилки: $\chi^2 < 25$ — более жёсткое, чем на стадии предварительного отбора (см. рис. 4.2а).
- Восстановленная z -координата вершины распада находится после последнего коллиматора, в пределах распадного объёма: $z > -1800$ см (см. рис. 4.2д). Критерий обусловлен тем, что карта магнитного поля (см. раздел 4.4.3) вне распадного объёма не измерялась и различна для верхнего и нижнего пучковых каналов (см. раздел 2.2), поэтому зарядово-асимметричные искажения кинематики из-за магнитного поля вне распадного объёма не могут быть скорректированы.

⁴ $2,43 \times 10^9$ событий/0,62 ТБ в 2003 г. и $2,44 \times 10^9$ событий/0,61 ТБ в 2004 г.

⁵Это не полный список критериев отбора. Дополнительные условия отбора вводятся для симметризации геометрического акцептанса, этому вопросу посвящён раздел 4.4. Некоторые условия отбора вводятся в связи с локальными неэффективностями триггера второго уровня, — этот вопрос обсуждается в разделе 4.5.1.

- Ограничение на восстановленный импульс каона, соответствующее физическому импульсному спектру пучка: $54 \text{ ГэВ}/c < P_K < 66 \text{ ГэВ}/c$ (см. рис. 2.2, стр. 35).

Фоновые условия и критерий на восстановленную массу 3π

После применения базовых критериев отбора остаётся $3,82 \times 10^9$ событий — кандидатов в распад $K_{3\pi}$. Физический фон в отобранных событиях пренебрежимо мал, так как изучаемый распад является доминирующим распадом $K^\pm$ с тремя заряженными частицами в конечном состоянии [36]. Моделированием было установлено, что вклад фоновых распадов⁶ в области сигнала не превышает 10^{-5} .

Массовый спектр 3π для отобранных событий представлен на рис. 4.3. В спектрах выделена компонента, соответствующая распаду пиона $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, выделенная на основе данных от мюонного вето (см. раздел 2.5.3)⁷. Форма спектра и вклад событий с распадом пиона хорошо воспроизводятся моделированием изучаемого распада⁸.

Доля событий с распадом $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ среди отобранных событий составляет около 5%, и такие события доминируют в области больших отклонений от табличной массы каона. Они рассматриваются в анализе как часть сигнала. Идентификация мюонов с помощью мюонного детектора в анализе не применяется в силу значительной зарядовой асимметрии этой процедуры. Эффекты распадов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ в первом приближении зарядово-симметричны, однако отдельно исследовались систематические искажения результата, которые потенциально могут возникнуть из-за распада пиона в совокупности с другими эффектами, см. раздел 4.7.1.

В связи с существованием значительных негауссовых “хвостов” массового распределения, обусловленных распадом $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, принятый критерий отбора на восстановленную эффективную массу 3π соответствует более широкому, чем принято, интервалу, а именно области пятикратного разрешения по этому параметру: $|M_{3\pi} - M_K| < 9 \text{ МэВ}/c^2$ (здесь M_K — номинальная масса заряженного каона).

⁶Основными фоновыми распадами являются $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu_e$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$.

⁷Эта компонента несколько недооценена из-за неэффективности мюонного вето.

⁸Для удовлетворительного описания области малых восстановленных масс 3π требуется дополнительно моделирование радиационного распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm \gamma$.

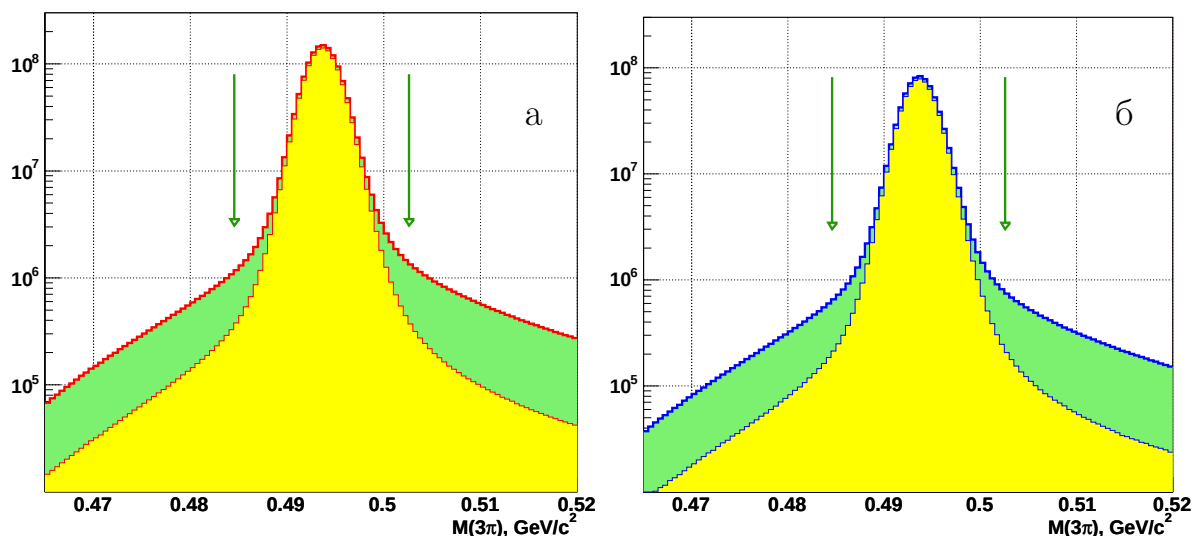


Рис. 4.3: Спектры реконструированных масс $3\pi^\pm$ (а) K^+ ; (б) K^- . Области, закрашенные тёмным цветом, соответствуют событиям с мюоном, идентифицированным мюонным вето. Стрелками обозначены используемые в анализе ограничения на массу $3\pi^\pm$.

4.3 Калибровка магнитного спектрометра

4.3.1 Описание зарядово-несимметричных эффектов

Были обнаружены два потенциально зарядово-несимметричных эффекта, вызванных отклонениями калибровки спектрометра от номинала, которые могут в принципе привести к значительным искажениям результата. Это:

1. отклонения от номинальных значений поперечных положений камер магнитного спектрометра;
2. отклонение от номинала интеграла магнитного поля анализирующего магнита.

1. Поперечные положения камер. Первичная геометрическая юстировка поперечных положений камер магнитного спектрометра и отдельных проволок с точностью около 30 мкм осуществлялась на основании данных специальных мюонных сеансов с выключенным магнитным полем в спектрометре, проводимых приблизительно раз в 2–4 недели. Таким образом учитывалась геометрия спектрометра на этапе реконструкции треков. Однако при этом оставалась неучтённой вариация относитель-

ных поперечных положений камер на меньшем масштабе времени (порядка времени между переключениями полярности магнита).

Сдвиг одной из дрейфовых камер вдоль оси x приводит при фиксированной полярности спектрометрического магнита к зарядово-антисимметричному искажению восстановленных импульсов треков. Техника измерения асимметрии из четверного отношения спектров $R_4(u)$ ⁹ не чувствительна к такому отклонению геометрии от номинала¹⁰, однако эффекты вариации отклонения геометрии во времени имеют одинаковый размер и знак в отношениях типа $R_S(u)$ и $R_J(u)$ и поэтому не сокращаются в четверном отношении $R_4(u)$.

2. Интеграл магнитного поля спектрометрического магнита известен с точностью $\Delta I/I \sim 10^{-3}$. Неточное его знание также приводит к искажению энергетической шкалы спектрометра и, следовательно, кинематики события. Вариации интеграла магнитного поля, происходящие, главным образом, вследствие неточного инвертирования поля, существенно сказываются на отношениях типа $R_S(u)$ и $R_J(u)$, однако они, в противоположность вариациям положений камер, с высокой точностью сокращаются в четверном отношении $R_4(u)$ благодаря одновременности положительного и отрицательного пучков. Поэтому коррекции на интеграл поля для рассматриваемой задачи не существенны¹¹.

Два рассмотренных эффекта в некотором смысле ортогональны: первый из них влияет на результат, извлекаемый из отношения $R_4(u)$, но сокращается в контрольном отношении $R_{LR}(u)$; второй, напротив, сокращается в отношении $R_4(u)$ и проявляется в контрольном отношении $R_{LR}(u)$.

4.3.2 Процедура калибровки

Отдельно для каждого периода с фиксированной конфигурацией магнитных полей (в данных 2003 г. выделяются 54 таких периода, а в данных 2004 г. — 349 периода) были введены коррекции к импульсам тре-

⁹Все обозначения отношений u -спектров, используемые в этом разделе, введены в разделе 3.3.

¹⁰Она в принципе может быть чувствительной только к вариации экспериментальных условий во времени и не может быть чувствительной к постоянной во времени асимметрии условий.

¹¹Однако они существенны для решения других задач, не использующих технику сокращений, в частности, для измерения коэффициентов наклона Далиц-плота g , h , k .

ков, учитывающие оба эффекта, описанных в предыдущем разделе. Вид коррекций был получен в предположениях, что наблюдаемые малые искажения геометрии спектрометра сводятся к сдвигу камеры DCH4 вдоль оси x , а искажения магнитного поля сводятся к умножению напряженности поля на один и тот же масштабный множитель во всех точках. В этой модели корректируются только модули импульсов треков, но не их направления и положения¹², и скорректированный импульс трека P' выражается через измеренный импульс P следующим образом:

$$P' = P \cdot (1 - \beta) \cdot (1 - qb\alpha P). \quad (4.1)$$

Здесь q — знак трека, b — знак магнитного поля, а α и β — коэффициенты коррекции на положение DCH4 и интеграл поля, соответственно, которые вычисляются отдельно для каждого периода на основе самих данных. Заметим, что α имеет размерность $[\text{ГэВ}^{-1}]$, а β — безразмерная величина.

Коррекция на положения камер получила название α -коррекции, а коррекция на интеграл магнитного поля — β -коррекции.

Наблюдаемыми величинами, которые позволяют определить значения параметров коррекции α и β на основе самих данных, являются средние измеренные массы положительного и отрицательного каона M_{K^+} и M_{K^-} . Из них можно построить две ортогональные комбинации: разницу масс и отличие средней массы от номинальной

$$\Delta M_{\pm} = M_{K^+} - M_{K^-}, \quad \Delta M_{PDG} = \frac{M_{K^+} + M_{K^-}}{2} - M_{PDG}. \quad (4.2)$$

Первая из них чувствительна к отклонению от номинала геометрии спектрометра и пропорциональна α , а вторая чувствительна к отклонению от номинала интеграла магнитного поля и пропорциональна β . Были вычислены следующие коэффициенты пропорциональности:

$$\begin{aligned} \Delta M_{\pm}/\alpha &= 1,75 \cdot 10^6 \text{ кэВ/ГэВ}^{-1} \times b; \\ \Delta M_{PDG}/\beta &= 0,1062 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

В первом из этих выражений отражён тот факт, что эффект геометрии спектрометра на измеренные массы каона меняет знак при изменении

¹²Геометрия треков полностью определяется пространственными точками в камерах до магнита.

знака магнитного поля. В терминах сдвига вдоль оси x четвёртой дрейфовой камеры (обозначим этот сдвиг Δx_4), чувствительность наблюдаемой разности масс к нему составляет

$$\Delta M_{\pm}/\Delta x_4 = 1,41 \text{ кэВ/мкм} \times b. \quad (4.4)$$

Для уменьшения до достаточного уровня чувствительности к неточностям коэффициентов и возможным корреляциям между α - и β -коррекциями на практике проводились две итерации коррекций.

В качестве примера на рис. 4.4 представлена зависимость $\Delta M_{\pm}$ от времени для данных 2003 г. Такое поведение разности масс с учётом соотношения (4.4) соответствует тому, что эффективное поперечное положение ДСН4 во время сеанса колебалось относительно номинала в пределах 100 мкм, и его типичное изменение составляло несколько микрон в день. Зависимость от времени ΔM_{PDG} для данных 2003 г. приведена на рис. 4.5. Типичное отклонение измеренной массы каона от номинальной составляет 100 кэВ/с^2 , что соответствует размеру коррекции на интеграл поля $\beta \sim 10^{-3}$. Видна и зависимость интеграла поля от полярности магнита, также на уровне 10^{-3} .

Итак, нестабильности калибровки спектрометра приводят как к вариации во времени величин $\Delta M_{\pm}$ и ΔM_{PDG} , так и к появлению ложных асимметрий $\delta(\Delta g)$ и $\delta(\Delta g_{LR})$. Были получены следующие коэффициенты пропорциональности между ложными разностями коэффициентов наклона и измеренными разностями масс между периодами B^+ и B^- :

$$\begin{aligned} \delta(\Delta g)/\delta(\Delta M_{\pm}) &= 0,026 \times 10^{-4}/\text{кэВ}; \\ \delta(\Delta g_{LR})/\delta(\Delta M_{\pm}) &\approx 0; \\ \delta(\Delta g)/\delta(\Delta M_{PDG}) &\approx 0; \\ \delta(\Delta g_{LR})/\delta(\Delta M_{PDG}) &= 0,18 \times 10^{-4}/\text{кэВ}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Из этих соотношений следует, что подлежащие коррекции эффекты отклонения геометрии спектрометра имеют порядок 10^{-4} , а эффекты отклонения интеграла магнитного поля имеют больший порядок — 10^{-3} , но они, как уже указывалось, сокращаются.

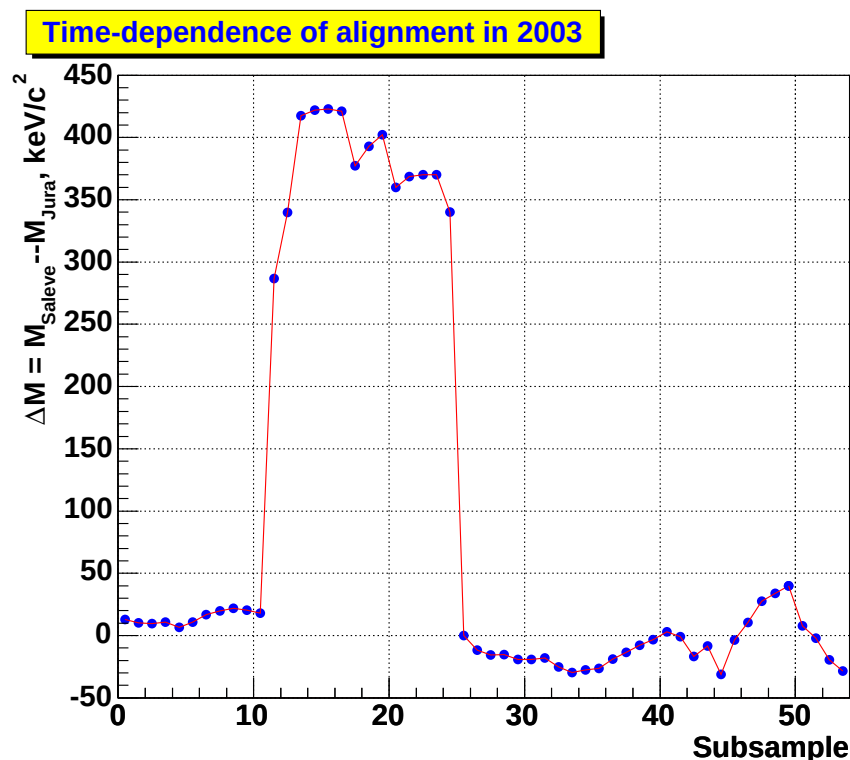


Рис. 4.4: Зависимость от времени разницы средних восстановленных масс K^+ и K^- с учётом знака поля магнита $b \times (M_{K^+} - M_{K^-})$ в 2003 г. Эта величина пропорциональна эффективному поперечному сдвигу одной из дрейфовых камер. Одна точка соответствует периоду с фиксированной конфигурацией магнитных полей (“subsample”).

4.3.3 Систематические неопределённости

Для α -коррекции рассматривались следующие потенциальные источники систематических неопределённостей результата, остающихся после выполнения коррекции.

- **Некорректность гипотезы** о том, что изменение геометрии сводится к сдвигу DCH4. Для изучения влияния принятой гипотезы коррекции были сделаны также в моделях, в которых наблюдаемая разность масс объясняется отклонением только первой или только второй камер. Заметим, что соответствующие этим моделям коррекции сложнее реализовать технически, так как в этих случаях коррекциям подлежат не только модули импульсов, но и на направления треков, что влечёт за собой необходимость заново проводить процедуру вычисления параметров вершины распада (см. раздел 4.1.2).

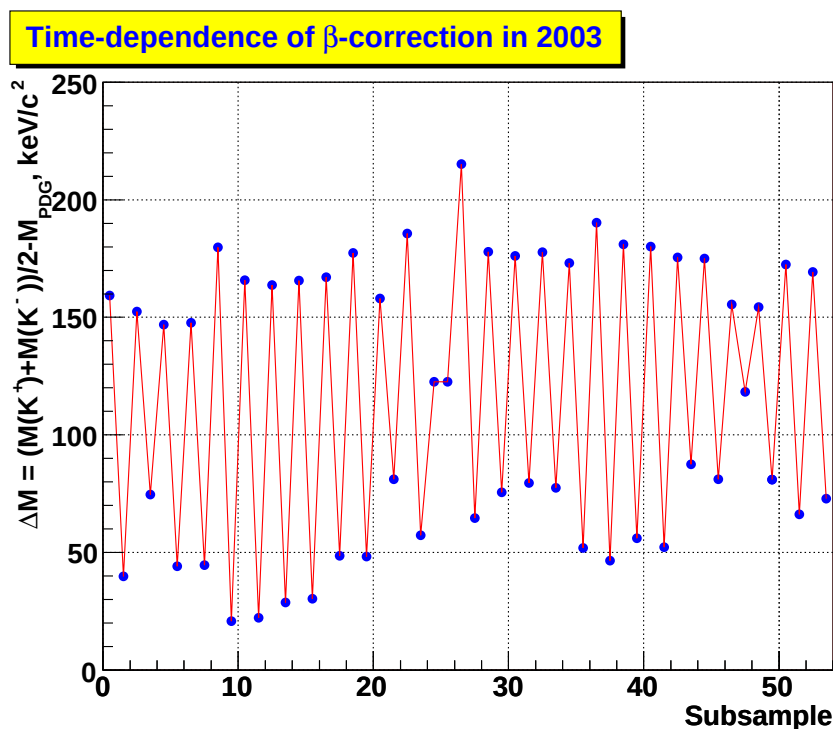


Рис. 4.5: Зависимость от времени средней восстановленной массы каона в 2003 г. Одна точка соответствует периоду с фиксированной конфигурацией магнитных полей (“subsample”). Колебания соответствуют двум полярностям анализирующего магнита.

- **Неоднородность коррекции**, то есть наблюдаемая зависимость параметра α от координат точек попадания трека в камеры, связанная, возможно, с очень малыми (порядка 1 мкм) деформациями камер. Для её изучения использовались также несколько моделей коррекции с зависимостью параметра α от координат. При этом использовались вариации α того же порядка, что наблюдаются в данных.
- Возможные систематические **ошибки измерения массы** каона, не связанные с корректируемыми эффектами. Для их изучения варьировались критерии отбора, а также границы фитирования, используемые в процедуре измерения массы каона.
- **Размер временного интервала**, в котором независимо вычисляется параметр коррекции. Для изучения его влияния использовались несколько различных размеров временных интервалов: от порядка одного часа до порядка одного дня.

Коррекции оказались с высокой точностью стабильными относительно указанных проверок. Соответствующая систематическая ошибка измерения Δg не превышает $\delta(\Delta g) = 0,1 \times 10^{-4}$.

Неточность знания интеграла магнитного поля спектрометра (то есть энергетической шкалы), как уже указывалось, в данном анализе в первом порядке величины не влияет на результат благодаря принципам эксперимента и измерения. Соответствующая систематическая неопределённость была консервативно оценена сверху сравнением окончательных результатов, вычисленных с применением и без применения β -коррекции, и составила $\delta(\Delta g) = 0,1 \times 10^{-4}$. При таком подходе нет необходимости рассматривать в отдельности каждый источник систематики (прежде всего, корректность принятой гипотезы о том, что масштабный множитель не зависит от точки пространства).

4.4 Зарядовая симметризация геометрической эффективности

4.4.1 Постановка задачи

В рамках принятого метода решения задачи для реконструкции распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ необходима реконструкция всех трёх дочерних пионов¹³. Поэтому геометрическая эффективность установки определяется в основном пучковой трубой, проходящей вдоль оси z через центр детектора: если один из пионов проходит плоскость одной из дрейфовых камер близко к оси z в нечувствительной области и поэтому не реконструируется, то не реконструируется и событие в целом.

Влияние пучковой трубы существенно различно для различных областей фазового пространства $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Для иллюстрации этого утверждения вернёмся к выражению кинематической переменной u через энер-

¹³В принципе можно ограничиться реконструкцией двух пионов. Реконструкция двух чётных пионов уже достаточна для вычисления переменной u , см. выражение (4.27) на стр. 132. При потере одного из чётных пионов можно воспользоваться измеряемым импульсом каона или предположением, что импульс каона составляет 60 ГэВ/с. Однако такой подход ведёт к значительным дополнительным систематическим неопределённостям, связанным, в частности, с потерей эффективности триггера первого уровня.

гию нечётного пиона E_3^* в системе каона:

$$u = 2M_K \cdot (m_K/3 - E_3^*)/m_\pi^2. \quad (4.6)$$

Максимальному значению u соответствует минимальное значение E_3^* , то есть нулевой импульс нечётного пиона в системе каона: $P_3^* = 0$. В таком случае в лабораторной системе этот пион движется в направлении движения первоначального каона и поэтому попадает в область пучковой трубы в плоскости дрейфовой камеры DCH1. Этот эффект приводит к низкой эффективности регистрации событий в области больших u . Аналогичные области низкой эффективности соответствуют малым импульсам чётных пионов в системе каона.

Величина геометрической эффективности в различных областях фазового пространства зависит от положения пучка относительно пучковой трубы. Оптика пучковой линии может контролировать поперечные положения пучков с точностью не лучше 1 мм, что вносит случайные зарядово-несимметричные изменения в эффективность. Простым моделированием геометрии распадного объёма и пучковой трубы с учётом импульсного распределения каонов было установлено, что чувствительность результата к поперечному движению пучков по порядку величины составляет $\delta(\Delta g) \sim 10^{-4}$ на 1 мм смещения пучка. Таким образом, для обеспечения желаемой систематической неопределённости порядка $\delta(\Delta g) = 10^{-5}$ необходимо контролировать поперечные положения пучков с точностью не хуже 100 мкм и на основе этого вводить коррекции на нестабильность их поперечных положений.

Использованный метод симметризации данного эффекта состоит в том, чтобы поставить условия отбора на положения пионов в плоскостях дрейфовых камер DCH1 и DCH4 относительно измеренных средних положений пучков (а не фиксированной системы координат, описывающей установку), причём области неэффективности камер, связанные с пучковой трубой, должны надёжно исключаться этими условиями вне зависимости от поперечных положений пучков.

Достаточно поставить критерии отбора только в плоскостях DCH1 и DCH4, — при этом исключение области пучковой трубы в камерах DCH2 и DCH3 происходит автоматически благодаря топологии траекторий пионов в спектрометре.

4.4.2 База данных средних положений пучков

Положение каона в любой поперечной плоскости может быть измерено по реконструированным положениям в этой плоскости дочерних пионов (x_i, y_i) из распада $K_{3\pi}$ вычислением координат так называемого центра гравитации, представляющего из себя взвешенное среднее положений пионов:

$$x_K = \sum_{i=1}^3 (P_i x_i) / \sum_{i=1}^3 P_i, \quad y_K = \sum_{i=1}^3 (P_i y_i) / \sum_{i=1}^3 P_i. \quad (4.7)$$

Здесь суммирование производится по трём пионам, а P_i — измеренные модули импульсов пионов. Эти выражения верны, в том числе и в присутствии магнитных полей, вследствие сохранения импульса и электрического заряда в распаде. Они позволяют вычислить и воображаемое положение каона за точкой распада, которое он имел бы в случае, если бы распад не произошёл.

Метод центра гравитации позволяет восстановить координатные профили пучков и измерить средние положения пучков, например, путём аппроксимации профилей функциями Гаусса.

Для данного анализа необходимо измерение поперечных положений пучков, не отклонённых спектрометрическим магнитом, в различных z -плоскостях в пределах магнитного спектрометра. Достаточно выполнить измерение в двух z -плоскостях (на практике использовались плоскости первой дрейфовой камеры и магнита) — они позволяют линейной экстраполяцией вычислить положение пучка в любой другой поперечной плоскости.

Существенна зависимость средних поперечных положений пучков $\vec{R}^\pm$ не только от времени, но и от импульса каона P_K и времени от начала цикла ускорителя t_s . Вид последних двух зависимостей определяется свойствами пучковой линии, поэтому хорошим приближением является параметризация средних поперечных положений пучков в виде сумм

$$\vec{R}^\pm(t, P_K, t_s) = \vec{R}_0^\pm(t) + \vec{R}_1^\pm(P_K) + \vec{R}_2^\pm(t_s). \quad (4.8)$$

Здесь $\vec{R}_0^\pm(t)$ — зависимость от времени усреднённых по импульсам и времени внутри цикла положений пучков, а два последних члена — коррекции относительно этих усреднённых положений.

Характерные значения трёх членов в параметризации (4.8) составляют: $R_{0x}(t) \sim R_{0y}(t) \sim 1$ мм, $R_{1x}(P_K) \sim 1$ мм, $R_{1y}(P_K) \sim 1$ см, $R_{2x}(t_s) \sim R_{2y}(t_s) \sim 1$ мм. Относительно сильная зависимость y -компонент положений пучков от импульса каона объясняется тем, что пучки разделяются в ахроматах пучковой линии (см. раздел 2.2) именно в вертикальной плоскости.

При изучении зависимости результата от размеров интервалов, в которых прослеживаются зависимости координат центра пучка, было установлено, что составление базы данных со следующими параметрами приводит к пренебрежимо малым искажениям результата:

- $\vec{R}_0^\pm(t)$ отслеживаются в интервалах, размер которых составляет несколько часов набора данных (“run”);
- $\vec{R}_1^\pm(P_K)$ — в 48 импульсных интервалах шириной по 0,25 ГэВ/с с 54 ГэВ/с до 66 ГэВ/с отдельно для каждого периода с фиксированными полярностями пучковой линии и спектрометрического магнита;
- $\vec{R}_2^\pm(t_s)$ — в 10 интервалах шириной по 0,5 с отдельно для каждого периода с фиксированными полярностями.

Характерные примеры зависимостей $\vec{R}_0^\pm(t)$, $\vec{R}_1^\pm(P_K)$, $\vec{R}_2^\pm(t_s)$ приведены на рис. 4.6, 4.7.

4.4.3 Эффекты постоянных магнитных полей

Наличие постоянного магнитного поля в распадном объёме (см. раздел 2.3) приводит к смещению поперечных координат как заряженных пионов, так и центра гравитации, определённого соотношениями (4.7). Поперечные смещения на плоскостях дрейфовых камер DCH1 и DCH4 (обозначенные $\Delta\vec{R}_1$ и $\Delta\vec{R}_4$, соответственно) для частицы с электрическим зарядом q и импульсом P , образовавшейся в распадном объёме при $z = z_0$, обратно пропорциональны P и могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned}\Delta\vec{R}_1(P, q, z_0) &= q \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \vec{\varphi}_1(z_0), \\ \Delta\vec{R}_4(P, q, z_0) &= q \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \{\vec{\varphi}_1(z_0) + \Delta Z \cdot \vec{\varphi}_2(z_0)\},\end{aligned}\tag{4.9}$$

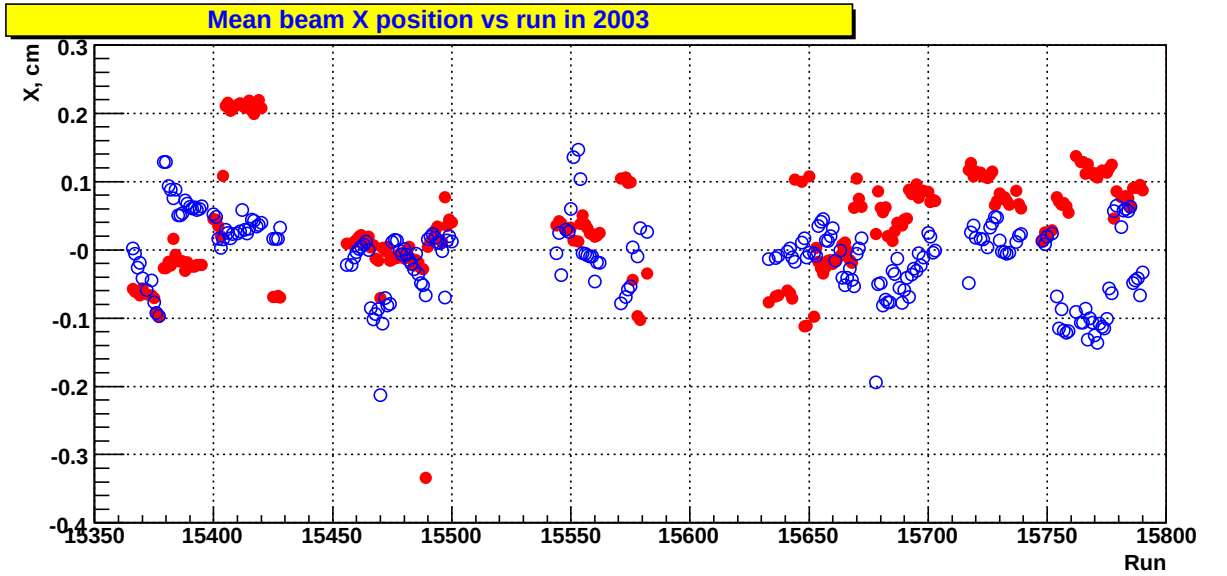


Рис. 4.6: Зависимость от времени восстановленных x -координат центров каонных пучков на плоскости DCH1 в сеансе 2003 г.: $R_{0x}^{\pm}(t)$. Закрашенные маркеры соответствуют K^+ , пустые маркеры — K^- .

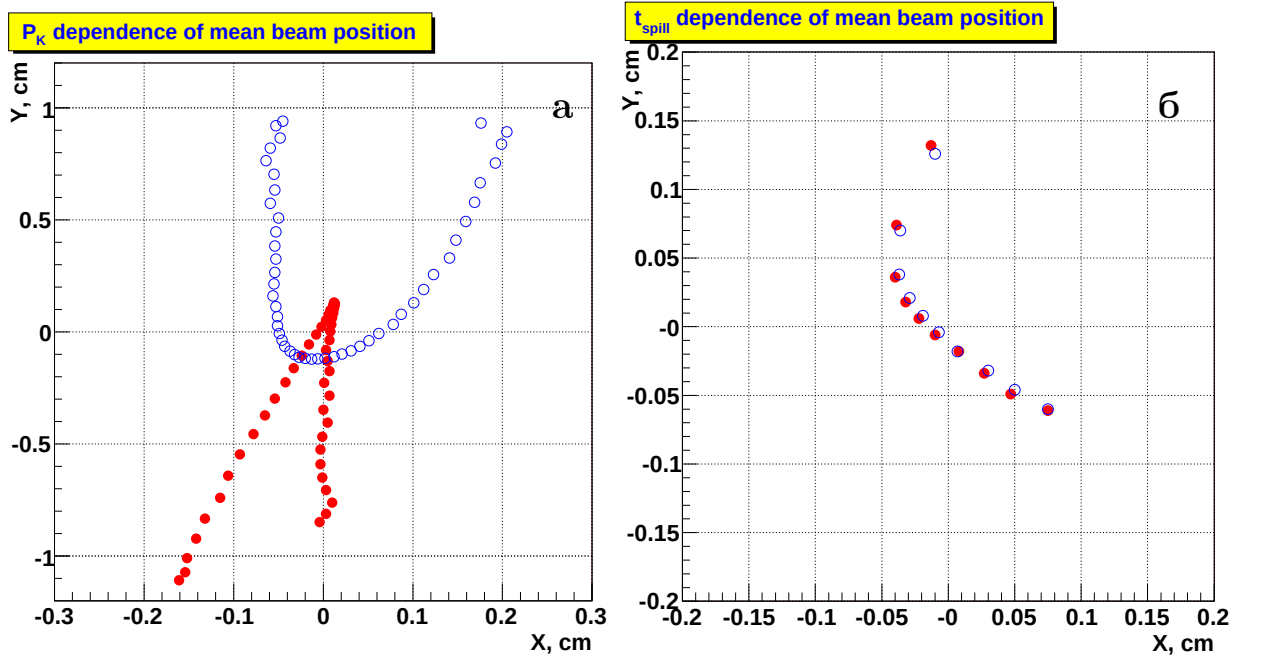


Рис. 4.7: Характерные зависимости координат центра пучка: (а) от импульса каона, $\vec{R}_1^{\pm}(P_K)$, (б) от времени от начала цикла ускорителя, $\vec{R}_2^{\pm}(t_s)$. Закрашенные маркеры соответствуют нижней пучковой линии, пустые маркеры — верхней.

где $P_0 = 60$ ГэВ/с, $\Delta Z = Z_{\text{DCH4}} - Z_{\text{DCH1}}$ — расстояние между первой и последней камерами, а функции $\vec{\varphi}_1(z_0)$ и $\vec{\varphi}_2(z_0)$ выражают, соответственно, пространственное и угловое смещения для частицы с зарядом $q = 1$ и импульсом P_0 . Эти функции, вычисленные интегрированием измеренной карты магнитного поля, представлены на рис. 2.5, стр. 40.

Из выражений (4.9) следует, что смещения поперечного положения пиона ($\vec{R}_\pi$) с зарядом q и импульсом P_π относительно центра гравитации каона ($\vec{R}_K$) с зарядом Q и импульсом P_K в плоскостях DCH1 и DCH4, вызванные постоянными магнитными полями, составляют

$$\begin{aligned}\Delta(\vec{R}_\pi - \vec{R}_K)|_{\text{DCH1}} &= P_0 \cdot \vec{\varphi}_1(z_0) \cdot \left\{ \frac{q}{P_\pi} - \frac{Q}{P_K} \right\}, \\ \Delta(\vec{R}_\pi - \vec{R}_K)|_{\text{DCH4}} &= P \cdot \{ \vec{\varphi}_1(z_0) + \Delta Z \vec{\varphi}_2(z_0) \} \cdot \left\{ \frac{q}{P_\pi} - \frac{Q}{P_K} \right\}.\end{aligned}\quad (4.10)$$

Эти смещения величин, на которые накладываются условия отбора, — очевидно, ненулевые и зарядово-антисимметричные.

Итак, предложенный способ наложения геометрических условий отбора относительно реконструированных центров пучков принципиально зарядово-асимметричен (однако в порядке малости, следующем за порядком малости корректируемого эффекта). Существуют различные способы симметризации этого критерия отбора, и все они полагаются на различные приближения. Ввиду малости эффекта, были исследованы два способа, описанных ниже, полагающиеся на принципиально разные приближения, а различие двух полученных результатов консервативно рассматривается как систематическая неопределённость. Оба способа симметризации полагаются на понятие “мнимой” точки: критерии отбора применяются не только к положениям пионов, но и к некоторым другим точкам (партнёрам реальных точек).

Способ 1: Симметризация постоянных магнитных полей

Зная координаты точки распада и карту постоянного магнитного поля в распадном объёме, для каждого из пионов с использованием соотношений (4.10) вычисляются его отклонения от прямолинейной траектории, которую он имел бы в отсутствие постоянного магнитного поля. Далее вычисляются координаты мнимых точек попадания пионов в дрейфовые

камеры, соответствующих ситуации, если бы пионы имели заряды, противоположные их реальным зарядам. Геометрические критерии отбора применяются к трём реальным и трём мнимым точкам, чем и достигается зарядовая симметризация эффекта постоянных полей. При этом используются следующие приближения.

- Не учитывается влияние распада $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$. Действительно, при распаде меняется импульс заряженной частицы, а соотношения (4.10) применимы только в предположении постоянства импульса вдоль всей траектории. Координаты же вершины распада $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ не поддаются достаточно точному измерению, поэтому невозможно ввести соответствующую коррекцию.
- Метод полагается на измеренную карту магнитного поля, точность которой составляет порядка 10^{-2} Гс.

Способ 2: Использование симметрии установки

При использовании центрально-симметричных геометрических критериев отбора¹⁴ в плоскости камеры дрейфовой DCH1 эффекты постоянных магнитных полей одинаковы для распадов K^+ и K^- с центрально-симметричными топологиями. Однако для того, чтобы такая симметрия имела место на уровне простых отношений $R_S(u)$ и $R_J(u)$ (см. раздел 3.3) и в плоскости камеры DCH4, центральная симметрия критериев отбора необходима, но не достаточна: в этих отношениях в числитель и знаменатель входят спектры, соответствующие отклонению каона магнитным полем спектрометрического магнита в одном и том же направлении.

Предложен следующий метод восстановления симметрии. Для каждого пиона вычисляется мнимая точка попадания в камеру DCH4, соответствующая ситуации, если бы магнитное поле спектрометрического магнита имело обратный знак. Эта мнимая точка $\vec{R}'_\pi$ в достаточно хорошем приближении малых углов определяется условием

$$\vec{R}'_\pi = 2\vec{R}^{\text{экстр}}_\pi - \vec{R}_\pi, \quad (4.11)$$

¹⁴Имеется в виду, конечно, симметрия относительно средних положения пучков, а не некоторой точки в системе координат установки, так как сами условия отбора ставятся на положения пионов относительно центров пучков.

где $\vec{R}_\pi$ — истинная точка попадания пиона, а $\vec{R}_\pi^{\text{экстр}}$ — точка пересечения с плоскостью DCH4 траектории пиона, экстраполированной из области перед магнитом. Соотношение (4.11) означает, что отклонение пиона магнитным полем спектрометрического магнита меняет знак для мнимой точки.

Далее критерии отбора применяются к трём реальным и трём мнимым точкам, так же, как и в первом методе. При этом используются следующие приближения.

- Требуется центральная симметрия карт эффективности дрейфовых камер, которая в реальности — лишь приближённая.
- При вычислении координат мнимых точек не учитывается неоднородность поля спектрометрического магнита вдоль траектории частицы (иными словами, используется модель магнитного поля, сосредоточенного в одной поперечной плоскости).

При получении результата был использован второй из описанных способов симметризации эффектов постоянных магнитных полей, — он был признан более надёжным¹⁵. Систематическая неопределённость, вызванная эффектами постоянных магнитных полей в комбинации с вариацией геометрии пучков, консервативно оцененная как разница между результатами применения двух способов коррекции, составила $\delta(\Delta g) = 0,2 \times 10^{-4}$.

4.4.4 Окончательные геометрические критерии отбора

Подводя итог, можно сформулировать следующие общие требования к геометрическим критериям отбора в поперечных плоскостях, вытекающие из условия их зарядовой симметричности:

1. критерии отбора фиксированы для всей статистики в пределах одного полного набора данных;
2. условия отбора формулируются относительно средних положений пучков, а не системы координат установки;

¹⁵Также он значительно проще реализуется технически.

3. условия обладают центральной симметрией;
4. условия применяются к реальным и мнимым точкам.

Требования 1–2 обеспечивают стабильность критериев отбора во времени, а требования 3–4 приводят к симметризации эффектов постоянных магнитных полей.

Принятые геометрические критерии отбора в поперечных плоскостях выглядят следующим образом¹⁶:

$$\begin{aligned} |\vec{R}_{\pi i} - \vec{R}_K| &> 11,5 \text{ см}, \quad i = 1; 2; 3, \quad \text{в плоскостях DCH1, DCH4,} \\ |\vec{R}'_{\pi i} - \vec{R}_K| &> 11,5 \text{ см}, \quad i = 1; 2; 3, \quad \text{в плоскости DCH4.} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Здесь $\vec{R}_K$ — среднее положение пучка в соответствующей плоскости для заданных интервала времени, знака и импульса каона, измеренное, как описано в разделе 4.4.2 (для плоскости DCH4 оно экстраполируется из части спектрометра перед магнитом), $\vec{R}_{\pi i}$ — положения пионов, $\vec{R}'_{\pi i}$ — мнимые положения пионов, соответствующие воображаемой инверсии магнитного поля спектрометрического магнита, определённые соотношением (4.11).

Значение минимального расстояния $R_0 = 11,5$ см было выбрано, исходя из требования, что область пучковой трубы и прилегающие к ней нечувствительные области дрейфовых камер должны надёжно исключаться вне зависимости от поперечного положения пучка. Дополнительно проверялась стабильность результата при вариации параметра R_0 в области $R_0 > 11,5$ см.

Потеря статистики при применении описанных геометрических критериев отбора составляет 12,0%, после чего остаётся $3,36 \times 10^9$ событий.

4.4.5 Остаточные систематические неопределённости

Наряду с систематическими неопределённостями, связанными с эффектами постоянных магнитных полей, рассмотренными подробно в разделе 4.4.3, было исследовано влияние на результат следующих геометрических эффектов:

¹⁶Для периодов с локальными неэффективностями годоскопа вводились дополнительные условия, см. раздел 4.5.1.

- **Размеры интервалов**, с которыми отслеживаются $\vec{R}_0(t)$, $\vec{R}_1(P_K)$ и $\vec{R}_2(t_s)$ для создания базы данных средних положений пучков (см. раздел 4.4.2).
- Систематические сдвиги при измерении позиции пучка, связанные с вариацией **критериев отбора** и **пределов фитирования** при построении базы данных средних положений пучков.
- Вариации **ширины пучков** во времени.
- Эффекты **неколлинеарности пучков** (типичная величина неколлинеарности составляет $\sim 10^{-5}$ рад).
- Эффекты **различий импульсных спектров** пучков (которые в значительной мере сокращаются при построении четверного отношения спектров).

Размеры систематических неопределённостей, связанных с этими эффектами, не превышают $\delta(\Delta g) = 0,1 \times 10^{-4}$. Таким образом, доминирующим является вклад эффектов постоянных магнитных полей. Окончательное значение систематической неопределённости из-за эффектов вариации геометрии пучков: $\delta(\Delta g) = 0,2 \times 10^{-4}$.

4.5 Учёт эффективности триггера

Благодаря принятому методу измерения, искажения результата могут быть вызваны только неэффективностью триггера, которая различна для распадов K^+ и K^- и при этом зависит от кинематической переменной u .

Подход к учёту влияния эффективности триггера состоит в том, что эффективность¹⁷ измеряется на основе самих данных, с помощью контрольных наборов событий, записанных с минимальными условиями триггера (“minimum bias trigger”) одновременно с основным триггером. Фактор подавления (“downscaling factor”) таких контрольных триггеров составлял $D \approx 100$. Основное преимущество такого подхода состоит в том,

¹⁷В этом разделе используются понятия эффективности триггера $\bar{\varepsilon}$ и неэффективности ε , связанные соотношением $\varepsilon + \bar{\varepsilon} = 1$.

что результат не требует моделирования работы триггера. Моделирование используется только для оптимизации алгоритма и выделения основных источников неэффективности.

Такой подход приводит к приемлемому уровню систематических ошибок, связанных с неэффективностью триггера, только в случае малых значений неэффективности. Действительно, можно показать с использованием аппарата математической статистики, что при измерении неэффективности триггера ε на основе $N_{\text{контр}}$ контрольных событий, прошедших отбор, из которых в n событиях ответ триггера — отрицательный, в пределе $n \gg 1$, $(N_{\text{контр}} - n) \gg 1$ точечная оценка неэффективности $\hat{\varepsilon}$ и её ошибка $\delta\hat{\varepsilon}$ (то есть половина ширины соответствующего доверительного интервала) вычисляются следующим образом (что соответствует так называемым биномиальным ошибкам):

$$\hat{\varepsilon} = n/N_{\text{контр}}, \quad \delta\hat{\varepsilon} = \sqrt{\hat{\varepsilon} \cdot (1 - \hat{\varepsilon})/N_{\text{контр}}}. \quad (4.13)$$

Учитывая определение фактора подавления, то есть соотношение между полным числом событий N и числом контрольных событий $N_{\text{контр}}$

$$D \approx N/N_{\text{контр}}, \quad (4.14)$$

из (4.13) можно получить, что при достаточно малой неэффективности $\varepsilon \ll 1$ выполняется следующее соотношение между статистической ошибкой измерения величины Δg и неопределённостью из-за неэффективности триггера (которая тоже имеет статистическую природу):

$$R = \delta(\Delta g)^{\text{триг.}}/\delta(\Delta g)^{\text{стат.}} \approx \sqrt{\varepsilon D}. \quad (4.15)$$

Требование, чтобы ошибка измерения определялась в основном статистической ошибкой, а не ошибкой измерения эффективности триггера, можно количественно переформулировать в виде

$$R \sim 0, 1. \quad (4.16)$$

Это, с учётом $D \approx 100$, приводит к достаточно жёсткому требованию на допустимый уровень неэффективности триггеров:

$$\varepsilon \sim 10^{-4} \div 10^{-3}. \quad (4.17)$$

4.5.1 Триггер первого уровня

Работа триггера первого уровня (L1) и основные вырабатываемые им сигналы обсуждались в разделе 2.6.1. Триггерное условие первого уровня, используемое для регистрации обсуждаемого распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, определяется совпадением двух условий:

$$L_1 = Q_2 \cdot !AKL. \quad (4.18)$$

Здесь Q_2 — условие, состоящее в том, что сработали по крайней мере два из 16 непересекающихся субквадрантов годоскопа (см. раздел 2.5.2), а $!AKL$ — условие, состоящее в том, что нет срабатываний в антисчётчиках, окружающих распадный объём (см. раздел 2.4). Неэффективность компоненты, связанной с антисчётчиками, обусловлена случайным вето и является зарядово-симметричной благодаря одновременности пучков. Неэффективность же компоненты Q_2 , обусловленная локальными неэффективностями годоскопа¹⁸, а priori не является зарядово-симметричной, и её влияние на результат требует исследования.

Условие контрольного триггера, используемого для исследования эффективности Q_2 , — это Q_1/D , то есть наличие хотя бы одной точки взаимодействия в каждой из двух плоскостей годоскопа. Фактор подавления контрольного триггера $D = 100$.

Условие Q_2 достаточно слабое, — требуются взаимодействия только в двух квадрантах годоскопа при наличии в восстановленном событии трёх заряженных частиц, проходящих через чувствительную область детектора. Поэтому неэффективность Q_2 относительно мала: её измеренное значение в нормальном режиме работы годоскопа составляет $\varepsilon = 0,9 \times 10^{-3}$ и стабильно во времени.

Были выявлены следующие два основных механизма неэффективности условия Q_2 , вклады которых имеют сопоставимые размеры:

- неэффективность годоскопа как минимум для двух из трёх треков;
- неэффективность годоскопа для одного трека и попадание двух других треков в один и тот же из 16 субквадрантов годоскопа.

¹⁸Основные источники локальной неэффективности годоскопа — это зоны низкой эффективности на границах его квадрантов (“cracks”) и в области, прилегающей к пучковой трубе.

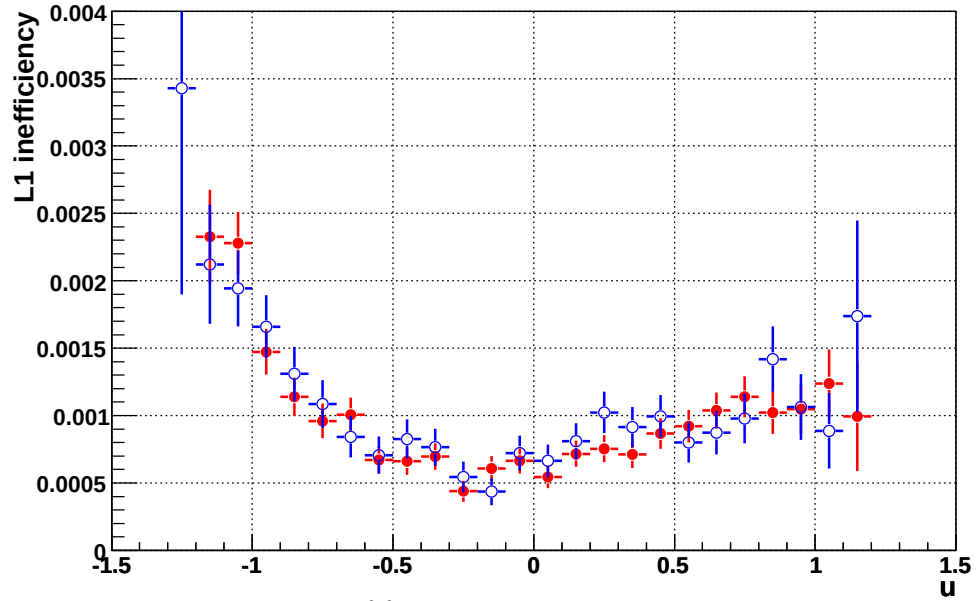


Рис. 4.8: Пример зависимости неэффективности триггера первого уровня от переменной u : полный набор 1, закрашенные маркеры: B^+K^+ , пустые маркеры: B^-K^- .

Второй из этих механизмов проявляется преимущественно для определённых топологий события, что порождает зависимость неэффективности Q_2 от кинематических переменных. В частности, ожидается относительно высокая неэффективность в области малых значений переменной u , соответствующей малым относительным импульсам и, как следствие, близости в пространстве пары чётных пионов. Пример зависимости неэффективности Q_2 от переменной u приведён на рис. 4.8 и соответствует ожидаемой форме.

Периоды с неэффективными каналами годоскопа

В некоторые периоды набора данных определённые каналы сцинтилляционного годоскопа имели неэффективность, существенно более высокую, чем нормальная. Это привело к увеличению неэффективности Q_2 от нормального значения $0,9 \times 10^{-3}$ до значений от 2×10^{-3} до 7×10^{-3} . Источник такой повышенной неэффективности, очевидно, локализован в пространстве.

Оптимальным решением с точки зрения окончательной статистической ошибки результата, а также систематических неопределённостей является введение геометрических критериев отбора в плоскости годоскопа, исключающих события, в которых пионы попадают в его неэффек-

тивные области. Таким образом, неэффективность Q_2 для отобранных событий понижается до нормального уровня, а также восстанавливается её зарядовая симметрия. Дополнительные критерии отбора должны удовлетворять общим правилам, вытекающим из требования зарядовой симметричности критериев отбора: быть сделанными относительно центров пучков, быть азимутально симметричными, применяться к реальным и мнимым точкам и целиком для полного набора данных (см. раздел 4.4.4).

Данные 2003 г.: в части полного набора данных 3, а именно в его периоде, соответствующем полярности пучковой линии A^+ (см. раздел 3.2), был обнаружен неэффективный канал, соответствующий горизонтальному счётчику, заданному условиями:

$$x < 0\text{см}; \quad -6,5\text{см} < y < 0\text{см}. \quad (4.19)$$

Соответственно был применён следующий критерий отбора для всего полного набора 3. Если координаты точки прохождения одного из треков через плоскость годоскопа или соответствующей ей мнимой точки¹⁹ (x, y) удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned} (x - x_K < 1,25\text{см} \text{ и } -1,25\text{см} < y - y_K < 7,75\text{см}) \text{ или} \\ (x - x_K > -1,25\text{см} \text{ и } -7,75\text{см} < y - y_K < 1,25\text{см}), \end{aligned} \quad (4.20)$$

где (x_K, y_K) — экстраполированные координаты центра пучка в плоскости годоскопа, то событие исключается. Потеря статистики на этом критерии отбора составляет 23,8% статистики полного набора 3, или 2,4% полной статистики 2003 г..

Данные 2004 г.: в полном наборе 4, а также в частях полных наборов 5 и 6 был обнаружен неэффективный канал, соответствующий горизонтальному счётчику, заданному условиями:

$$x < 0\text{см}; \quad -39\text{см} < y < -32,5\text{см}. \quad (4.21)$$

Часть полного набора 5 с неэффективным каналом была исключена²⁰, а для наборов 4 и 6 были исключены события, в которых координаты

¹⁹Понятие мнимых точек в плоскости годоскопа и вообще в любой поперечной плоскости за магнитом, лежащее в основе симметризации эффектов постоянных магнитных полей, вводится аналогично тому, как это было сделано в плоскости камеры DCH4, в разделе 4.4.3.

²⁰Была затронута малая часть набора 5, поэтому с точки зрения потерь статистики выгоднее исключить целиком эту малую часть, чем применять геометрические критерии для всего полного набора.

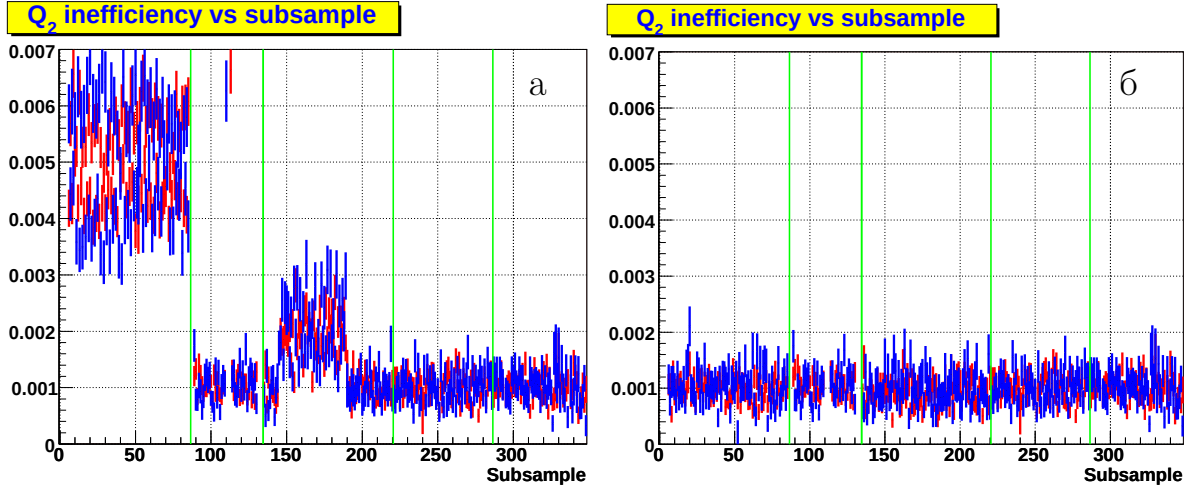


Рис. 4.9: Зависимость от времени неэффективности триггера первого уровня Q_2 для данных 2004 г.: (а) с применением базовых критериев отбора; (б) с применением также дополнительных критериев отбора, исключающих неэффективные области годоскопа. Вертикальные линии обозначают границы между полными наборами данных. Сравнение двух зависимостей демонстрирует подавление неэффективности для полных наборов 4, 5, 6.

наты реальных или мнимых точек прохождения пионов через плоскость годоскопа удовлетворяют следующим условиям:

$$\begin{aligned} & (x - x_K < 1,25\text{см} \text{ и } -40,25\text{см} < y - y_K < -31,25\text{см}) \text{ или} \\ & (x - x_K > -1,25\text{см} \text{ и } 31,25\text{см} < y - y_K < 40,25\text{см}). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Потери статистики на этом критерии отбора составляют 21,0% для полных наборов 4 и 6 и 8,2% для полного набора 5, что составляет 12,1% от полной статистики 2004 г.

На рис. 4.9 приведены зависимости неэффективности Q_2 от времени для данных 2004 г.: (а) с применением только базовых критериев отбора и (б) с применением также описанных дополнительных критериев. Сравнение двух зависимостей демонстрирует подавление неэффективности Q_2 в полных наборах 4, 5 и 6.

Применённые границы критерия отбора на $\delta = 1,25$ см шире, чем размер счётчика, — таким образом учитывается поперечная структура и поперечные движения пучков. Ожидается, что дополнительная ширина δ должна быть того же размера, что и поперечная структура пучков, то есть около 1 см (см. раздел 4.4.2). Было проведено дополнительное исследование зависимости комбинированного результата в наборах 3, 4

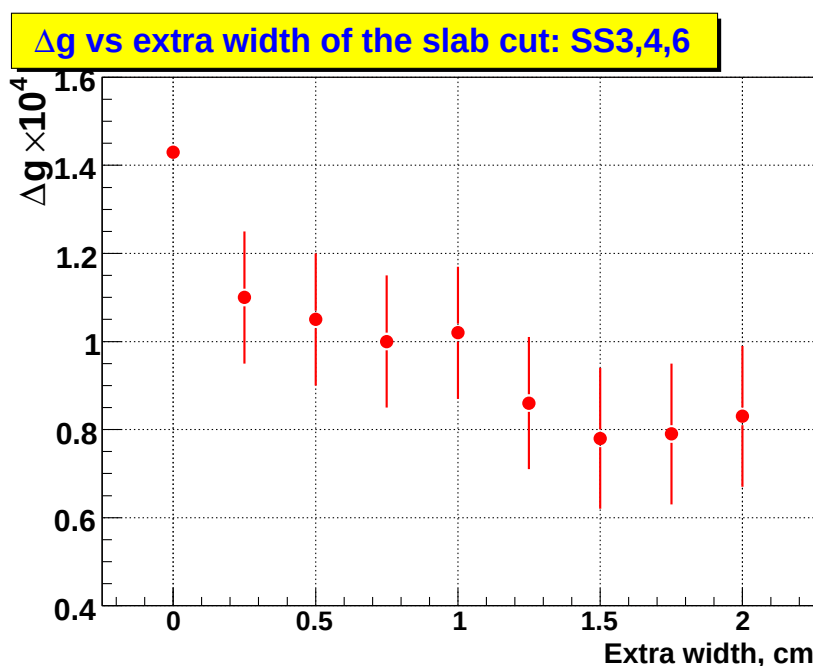


Рис. 4.10: Зависимость комбинированного результата Δg в полных наборах 3, 4 и 6 от дополнительной ширины δ в критериях отбора в плоскости годоскопа. Ошибки каждой точки — некоррелированные по отношению к точке слева. Стабильность результата в области $\delta \geq 1,25$ см свидетельствует о зарядовой симметричности принятого метода.

и 6 от величины δ . Эта зависимость представлена на рис. 4.10. Стабильность результата для $\delta \geq 1,25$ см соответствует ожиданиям и, более того, свидетельствует о зарядовой симметричности принятой процедуры.

Потери статистики в полном наборе данных (сеансы 2003 и 2004 гг.) в результате проведения описанной симметризации неэффективности Q_2 составили 7,1%, что приводит к окончательной статистике $3,11 \times 10^9$ событий. Информация о потерях статистики в каждом из полных наборов данных, к которым были применены описанные критерии отбора, собрана в таблице 4.1.

Оценка систематической неопределённости

Вследствие того, что после исключения локальных неэффективностей годоскопа в полных наборах данных 3–6, описанного в предыдущем разделе, не было обнаружено зависимости как интегральной, так и дифференциальной неэффективности Q_2 от времени, коррекция на неэффективность не вводилась. Однако результату была приписана систематическая неопределённость, связанная с ограниченной точностью измерения неэффективности.

Полный набор	Потеря статистики
3	23,8%
4	20,9%
5	8,2%
6	21,2%

Таблица 4.1: Относительные потери статистики в полных наборах данных из-за дополнительных критериев отбора, симметризирующих эффективность триггера первого уровня.

Рассмотрим процедуру вычисления этой неопределённости. Результат был получен двумя способами: аппроксимацией обычного четверного отношения u -спектров (см. раздел 3.3) и аппроксимацией четверного отношения, в котором каждый из восьми участвующих u -спектров был предварительно скорректирован на неэффективность Q_2 путём деления его на соответствующий спектр эффективности Q_2 .

Ошибки в скорректированных спектрах рассчитываются из пуассоновских статистических ошибок исходных спектров и биномиальных статистических ошибок эффективности в каждом интервале по переменной u по правилам переноса ошибок для независимых переменных²¹. За систематическую ошибку из-за неэффективности Q_2 в каждом полном наборе данных (см. раздел 3.2) принимается квадратичная разность ошибок результата, полученного двумя способами. Определённая таким образом систематическая ошибка имеет статистическую природу и ограничена размером контрольного набора данных.

Систематические неопределённости из-за неэффективности триггера первого уровня в каждом полном наборе данных, а также комбинированная неопределённость окончательного результата приведены в таблице 4.2.

4.5.2 Триггер второго уровня

Устройство триггера второго уровня (L2) обсуждалось в разделе 2.6.1. Оно детально описано в работе [67]. В основе его работы лежит алгоритм

²¹Набор контрольных событий, используемых для измерения эффективности триггера, не используется для измерения собственно асимметрии, поэтому спектры реконструированных событий и спектры эффективностей независимы.

Полный набор	Систематическая неопределённость
0	$1,8 \times 10^{-4}$
1	$1,8 \times 10^{-4}$
2	$2,0 \times 10^{-4}$
3	$3,3 \times 10^{-4}$
4	$2,2 \times 10^{-4}$
5	$2,6 \times 10^{-4}$
6	$2,2 \times 10^{-4}$
7	$2,2 \times 10^{-4}$
8	$2,4 \times 10^{-4}$
Комбинированная	$0,3 \times 10^{-4}$

Таблица 4.2: Систематические неопределённости из-за неэффективности триггера первого уровня в каждом полном наборе данных и комбинированная неопределённость.

быстрого восстановления пространственных точек, треков и двухтрековых вилок, то есть пар треков, достаточно близко сближающихся в пространстве в пределах распадного объёма.

Алгоритм восстановления пространственных точек состоит из следующих основных шагов:

- При получении сигнала триггера первого уровня извлекаются времена дрейфа в каждой плоскости дрейфовых камер DCH1, DCH2 и DCH4 (напомним, что каждая камера состоит из четырёх пар сдвоенных плоскостей).
- Для каждой пары плоскостей с помощью быстрой электроники по известным временам дрейфа в каждой из плоскостей из таблицы соответствия извлекаются координаты точек взаимодействия в соответствующей проекции. Координата точки взаимодействия восстанавливается только в случае срабатывания обеих плоскостей.
- Двенадцать координатных пакетов от трёх дрейфовых камер посылаются “построителям событий”, работающим на уровне программного обеспечения. Построители событий вычисляют координаты пространственных точек в камерах на основе координат точек взаимодействия. Для восстановления пространственной точки необходи-

мо восстановление точек взаимодействия не менее, чем в трёх парах плоскостей из четырёх.

Алгоритм принятия окончательного решения, реализованный на уровне программного обеспечения, достаточно сложен и разветвлён, и его работа зависит от решения триггера первого уровня. Для интересующих нас событий с решением триггера первого уровня $Q_2 \cdot !AKL$ (см. раздел 4.5.1) алгоритм MBX состоит из трёх стадий. Каждая последующая стадия реализует более сложный (и занимающий больше вычислительного времени) алгоритм. Переход к последующей стадии для каждого события осуществляется только в случае, если на предыдущей стадии принимается отрицательное решение. Таким образом, более сложные алгоритмы применяются для небольшого числа событий. Ответ триггера — не бинарный, а может принимать одно из четырёх значений²².

Моделирование и источники геометрической неэффективности

Потенциально зарядово-несимметричной является геометрическая (то есть не связанная с временными эффектами и интенсивностью) часть неэффективности, обусловленная не постоянной во времени локальной неэффективностью дрейфовых камер. Симметрия части неэффективности, связанной с временными эффектами, имеющая размер $\sim 0,2\%$, проверялась отдельно моделированием эффектов наложения событий и изучением зависимости результата от числа разрешённых дополнительных треков в событии.

Для изучения механизмов возникновения геометрической неэффективности триггера второго уровня было осуществлено моделирование его работы на отобранных событиях в формате “сырых” данных. Преимущество использования “сырых” данных, то есть реальных событий, перед использованием моделированных событий состоит в том, что таким образом можно оценить надёжность моделирования работы триггера путём сравнения истинного отклика триггера с моделированным откликом. Было установлено, что в 97% случаев ответ моделированного триггера совпадает с ответом реального триггера²³.

²²Это взаимно исключающие ответы каждого из трёх алгоритмов, а также негативный ответ.

²³Часть несовпадений объясняется известным недостатком моделирования — произвольностью

Перейдём к описанию трёх последовательных стадий алгоритма с указанием величин их неэффективности (при нормальной работе дрейфовых камер) и источников неэффективности, выявленных с помощью моделирования.

Первая стадия использует только геометрические критерии: восстанавливаются полутреки до магнита и проверяется наличие трёх полутреков, достаточно близко сходящихся в пространстве в пределах распадного объёма, что соответствует топологии распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Бит, в котором хранится решение, называется **2VTX**. Типичная неэффективность данного алгоритма составляет около 8%. Бóльшая часть неэффективности ($\approx 7\%$) обусловлена неэффективностью дрейфовых камер, которая играет бóльшую роль в триггере, чем в реконструкции, из-за меньшей переопределённости. Оставшаяся часть ($\approx 1\%$) обусловлена несовместимостью найденных треков в пространстве из-за распада $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ и рассеяния пионов на кевларовом окне.

На второй стадии требуется только два совместимых в пространстве трека, что существенно уменьшает неэффективности, доминирующие на первой стадии. Однако для повышения селективности (чистоты) триггера вводится ограничение на эффективную массу двух треков в пионной гипотезе: $M_{2\pi} < 390 \text{ МэВ}/c^2$, соответствующее кинематике изучаемого распада²⁴. Для вычисления эффективных масс требуется информация от дрейфовой камеры DCH4 после магнита. Бит, в котором хранится решение, называется **1VTX**.

Типичная неэффективность суммы **2VTX+1VTX** составляет 0,7%. Основные вклады в неэффективность: $\approx 0,4\%$ из-за неэффективности камер DCH1 и DCH2 и $\approx 0,2\%$ из-за неэффективности камеры DCH4.

Третья стадия была разработана для регистрации распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ с одной заряженной частицей в конечном состоянии, и используемые критерии не связаны с кинематикой распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$. Основная задача триггера для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ — это отделение его от конкурирующего распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. Такое разделение осуществляется на основе энергии заряженного пиона в системе каона: для $K_{3\pi}$ оно

выбора посылаемых точек взаимодействия в случае переполнения буфера триггера.

²⁴Физическое ограничение сверху на инвариантную массу 2π для распада $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ составляет $M_{2\pi}^{max} = m_K - m_\pi \approx 354 \text{ МэВ}/c^2$.

находится в диапазоне $140 \text{ МэВ} < E_3^* < 193 \text{ МэВ}$, а для $K_{2\pi}$ составляет $E_3^* = 248 \text{ МэВ}$. Алгоритм триггера, основанный на вычислении инвариантных масс пар частиц, вычисляет величину $M_{K\pi}$ — эффективную массу пиона и воображаемого каона с импульсом 60 ГэВ/с , движущегося вдоль оси z . Эта величина однозначно связана с энергией пиона E_3^* :

$$M_{K\pi}^2 = m_K^2 + m_\pi^2 + 2m_K E_3^*. \quad (4.23)$$

Кинематическое ограничение ставится на так называемую “мнимую массу”

$$M_{\text{мним}} = (M_{K\pi}^2 - m_K^2 - m_\pi^2)^{1/2} = \sqrt{2m_K E_3^*}. \quad (4.24)$$

Кинематически для $K_{3\pi}$ верхняя граница $M_{\text{мним}}$ составляет 436 МэВ . Ограничение, используемое триггером: $M_{\text{мним}} < 475 \text{ МэВ}$. Бит, в котором хранится решение, называется **1TRK**.

Типичная неэффективность последовательно применённых трёх алгоритмов при нормальной работе дрейфовых камер составляет около $0,06\%$. Она удовлетворяет условию (4.17) и, таким образом, позволяет получить на основе контрольных событий приемлемую систематическую ошибку. При столь низкой неэффективности надёжное определение её основных источников представляется достаточно трудным (а также не имеет практического смысла).

Полное описание алгоритма

После изложения принципа работы алгоритма для полноты изложения приведём его строгое описание (только для событий с решением триггера первого уровня $Q_2 \cdot !AKL$).

- Вычисляются координаты пространственных точек в камере DCH1. Добавляется также “мнимая” пространственная точка с координатами $(0; 0)$, соответствующая средней траектории происхождения каона через плоскость камеры. Если “пионные” (т.е. не мнимые) пространственные точки не найдены, — выход с отрицательным решением.
- Выполняется такая же процедура для камеры DCH2.

- Цикл по комбинациям пары точек в камере DCH1 и пары точек в камере DCH2, построение двух треков и вилки. Вилка — это пара треков, удовлетворяющих критериям на расстояние наибольшего сближения и z -координату точки наибольшего сближения. В построении вилок участвуют как пионные, так и мнимые точки, соответственно, каждая вилка помечается как пионная, либо мнимая.
- Если не найдены вилки, — выход с отрицательным решением.
- Цикл по парам пионных вилок для вычисления расстояний между z -координатами вилок. Если найдены две вилки, совместимые по z -координате, ставится вспомогательный бит **MZOK**.
- Вычисляются координаты пространственных точек в камере DCH4. Добавляется мнимая точка с координатами $(\pm 1, 98\text{см}; 0)$, соответствующая каону с импульсом 60 ГэВ/с, прошедшему поле спектрометрического магнита.
- Если поставлен бит **MZOK**, и найдено более одной пионной точки в камере DCH4, то ставится бит **2VTX**, выход с положительным решением.
- Сегментам треков, восстановленных в камерах DCH1 и DCH2 (до магнита) ставятся в соответствие пространственные точки в камере DCH4, исходя из отсутствия излома трека в y -проекции. Это позволяет вычислить импульсы треков.
- Цикл по пионным вилкам. Вычисляется инвариантная масса вилки в гипотезе 2π . Если $M_{2\pi} < 390 \text{ МэВ}/c^2$, то ставится бит **1VTX**, выход с положительным решением.
- Цикл по мнимым вилкам. Вычисляется инвариантная масса вилки в гипотезе $K\pi$. Если $M_{\text{мним}} < 475 \text{ МэВ}/c^2$, то ставится бит **1TRK**, выход с положительным решением.
- В противном случае — выход с отрицательным решением.

Коррекция на неэффективность триггера

Контрольным триггером для измерения неэффективности является триггер первого уровня $Q_2 \cdot \text{AKL}$, записанный с фактором подавления $D = 100$.

Измеренная геометрическая неэффективность второго уровня триггера при нормальных условиях работы составляет около $\varepsilon = 0,06\%$ и не постоянна во времени. Эта величина находится в согласии с результатами моделирования. Были выявлены два периода с относительно высокой неэффективностью: это начало полного набора 0, когда проводилась настройка алгоритма принятия решения, и неэффективность варьировалась между $0,4\%$ и $1,5\%$, а также полный набор 4 (начало сеанса 2004 г.), в котором неэффективность находится на уровне $0,3\%$ из-за локальной неэффективности камеры DCH4. В отличие от триггера первого уровня, в этом случае источники высокой неэффективности не являются тривиальным образом локализованными в пространстве.

Зависимость неэффективности от времени для сеанса 2003 г. представлена на рис. 4.11, для сеанса 2004 г. — на рис. 4.12. Пример зависимости неэффективности от переменной u , соответствующий полному набору 1 (нормальная работа системы), представлен на рис. 4.13.

Из-за нестабильности неэффективности во времени была введена соответствующая коррекция к результату. Процедура вычисления коррекции в каждом полном наборе данных аналогична процедуре вычисления систематических неопределённостей из-за неэффективности триггера первого уровня, описанной подробно в конце раздела 4.5.1, в секции “Оценка систематической неопределённости”. Коррекции были вычислены как разности результатов аппроксимации скорректированных и не скорректированных четверных отношений, в ошибки коррекций — как некоррелированные части ошибок разностей. Аналогичным образом комбинированная коррекция к окончательному результату была вычислена как разность усреднённых по полным наборам скорректированных и не скорректированных результатов.

Коррекции на неэффективность триггера второго уровня в каждом полном наборе данных с их статистическими ошибками, а также коррекция к окончательному результату приведены в таблице 4.3. Относитель-

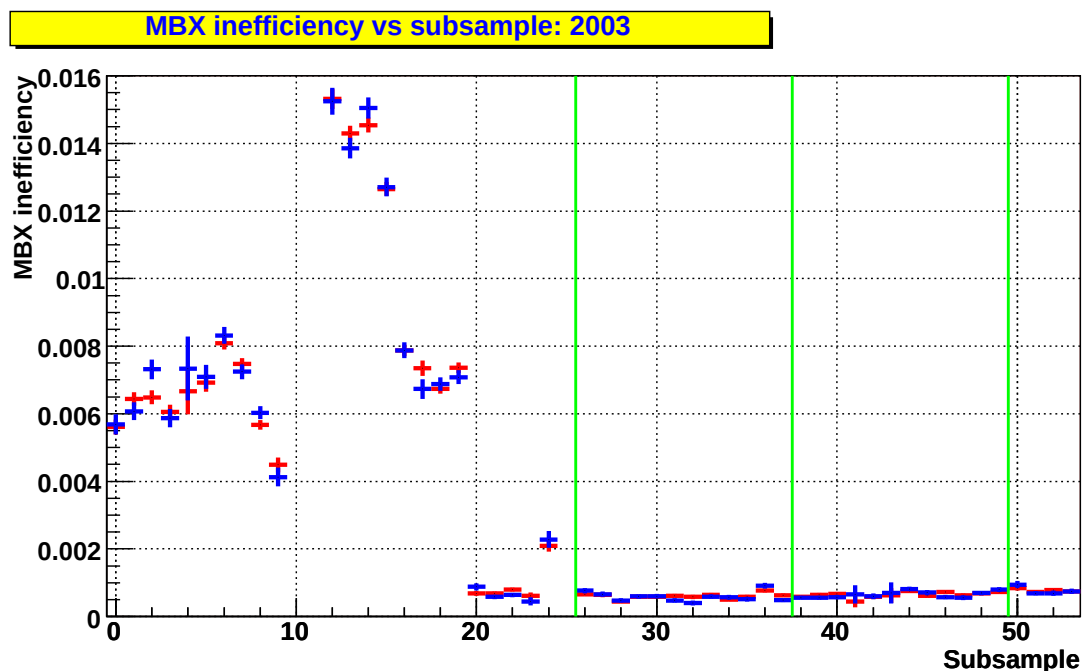


Рис. 4.11: Зависимость неэффективности триггера второго уровня (MBX) от времени для сеанса 2003 г. Вертикальные линии обозначают границы между полными наборами данных. Неэффективность высока и нестабильна в течение полного набора 0 — произошла настройка алгоритма.

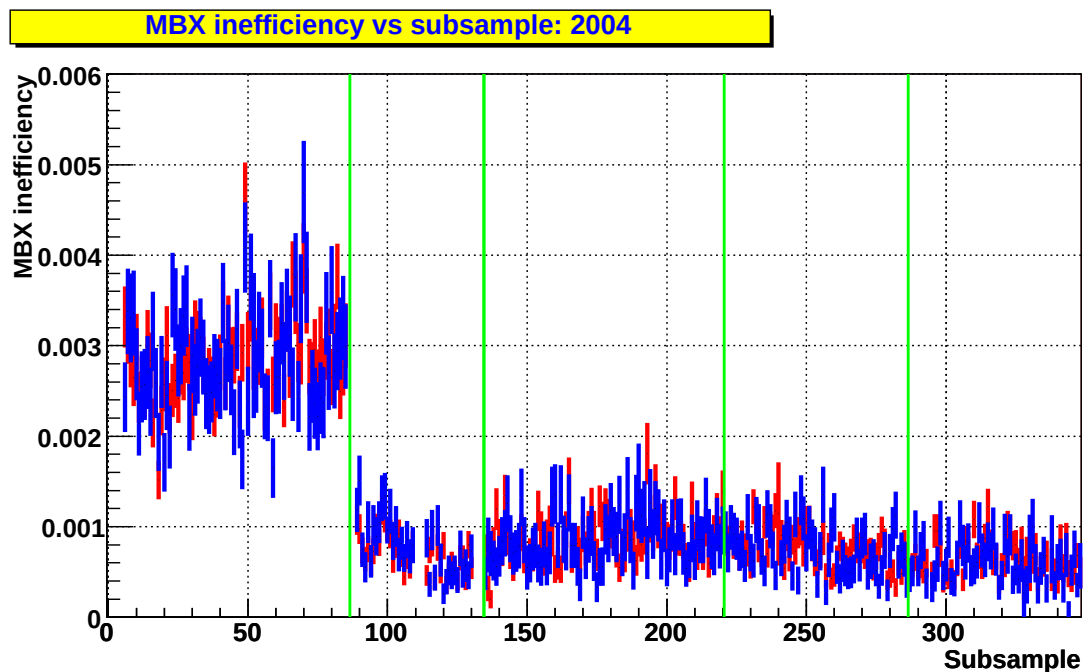


Рис. 4.12: Зависимость неэффективности триггера второго уровня (MBX) от времени для сеанса 2004 г. Вертикальные линии обозначают границы между полными наборами данных. Высокая неэффективность в полном наборе 4 обусловлена локальной неэффективностью одной из плоскостей камеры DCH₄.

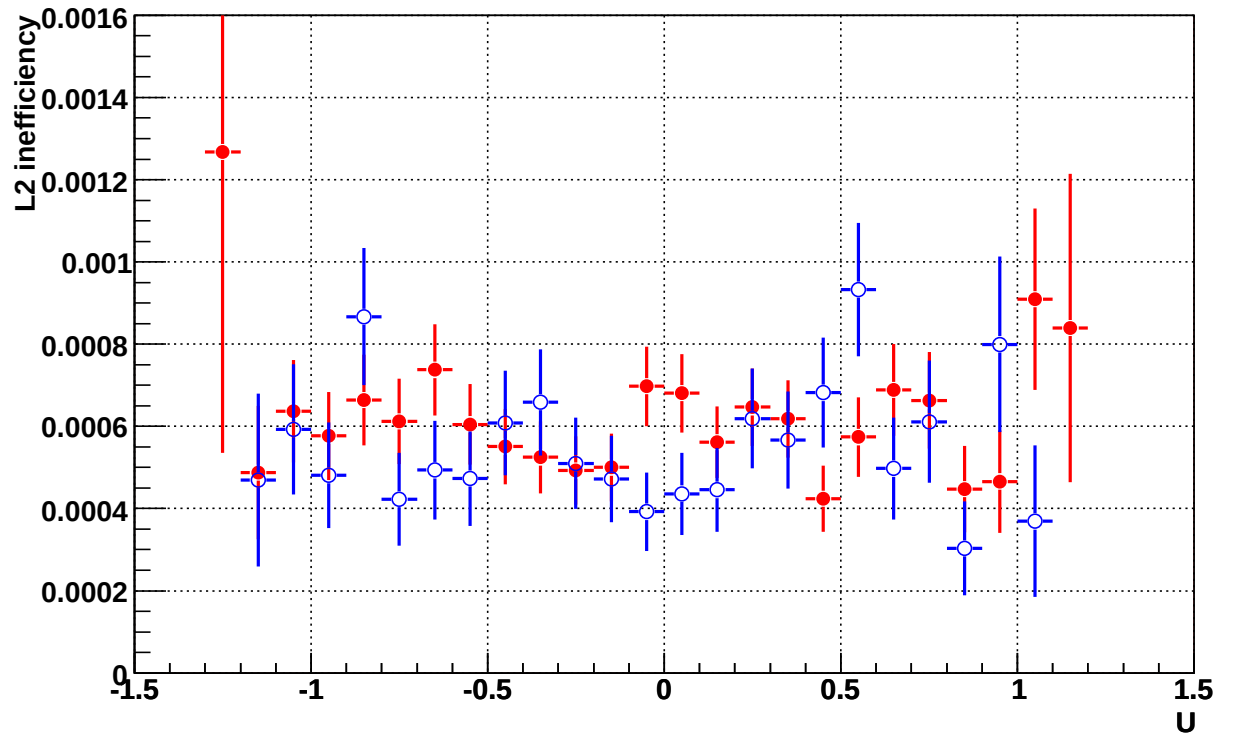


Рис. 4.13: Пример зависимости неэффективности триггера второго уровня (MBX) от переменной u : полный набор 1, закрашенные маркеры: B^+K^+ , пустые маркеры: B^-K^- .

Полный набор	Коррекция $\delta(\Delta g) \times 10^4$
0	$-1,3 \pm 1,2$
1	$-0,1 \pm 0,4$
2	$0,1 \pm 0,5$
3	$0,6 \pm 0,9$
4	$0,8 \pm 1,0$
5	$-0,2 \pm 0,7$
6	$-0,1 \pm 0,6$
7	$-0,2 \pm 0,6$
8	$-0,9 \pm 0,6$
Комбинированная	$-0,1 \pm 0,3$

Таблица 4.3: Коррекции на неэффективность триггера второго уровня и соответствующие систематические неопределённости в каждом полном наборе данных и комбинированная коррекция к окончательному результату.

но большие размеры неопределённостей коррекций в полных наборах 0 и 4 обусловлены высокой неэффективностью, в полном наборе 3 — тем, что накопленная в нём статистика существенно меньше, чем в остальных полных наборах. Коррекция на неэффективность L2 к окончательному результату составила $\delta(\Delta g) = (-0,1 \pm 0,3) \times 10^{-4}$, где ошибка имеет статистический характер и обусловлена размером контрольного набора данных.

Зарядовая симметрия зависящей от интенсивности части неэффективности (размер которой составляет 0,2%) проверялась моделированием случайных совпадений событий во времени, а также вариацией критериев на максимальное число присутствующих в событии дополнительных треков.

4.6 Получение Δg и контрольных величин

Итак, к данным были применены четыре существенные коррекции, описанные в предыдущих разделах:

1. Коррекции на неточность калибровки магнитного спектрометра, реализованные в виде поправок к реконструированным модулям импульсов треков;
2. Коррекции на временную нестабильность геометрии пучков, реализованные в виде геометрических критериев отбора;
3. Дополнительные критерии отбора в плоскости годоскопа, применённые к периодам с высокой неэффективностью триггера первого уровня, направленные на её симметризацию;
4. Коррекции на неэффективность второго уровня триггера, реализованные в виде поправок к u -спектрам.

Статистика, остающаяся после применения критериев отбора на различных стадиях анализа, приведена в таблице 4.4. Спектры эффективной массы 3π для отобранных событий представлены на рис. 4.3, стр. 93.

После применения описанных выше коррекций было выполнено измерение Δg независимо для каждого полного набора данных путём аппроксимации четверного отношения u -спектров (см. раздел 3.3), построенного

в этом полном наборе, функцией (3.13). Данные о количествах событий, отобранных для получения окончательного результата в каждом полном наборе данных, представлены в таблице 4.5 для данных 2003 г. и в таблице 4.6 для данных 2004 г. Полная статистика, отобранная для анализа, составляет $3,11 \times 10^9$ событий.

Четверные отношения u -спектров, скорректированные на эффективность триггера второго уровня, а также результаты их аппроксимации функцией (3.13) для каждого полного набора данных представлены на рис. 4.14. Типичная форма реконструированного u -спектра, из которых составлены четверные отношения, представлена на рис. 3.1, стр. 72.

“Сырые”, то есть не скорректированные на неэффективность триггера второго уровня, и окончательные, то есть скорректированные на неё значения Δg со своими статистическими ошибками, полученные в каждом полном наборе данных, а также окончательный результат, полученный усреднением девяти независимых измерений, со своей статистической ошибкой приведены в таблице 4.7. Окончательные результаты с учётом неэффективности триггера второго уровня в каждом из девяти полных наборов данных со своими статистическими ошибками представлены графически на рис. 4.15(а). Независимые измерения совместимы с $\chi^2/\text{ndf} = 10,0/8$.

Контрольные величины

Как обсуждалось в разделе 3.4, из восьми спектров, входящих в четверные отношения, можно кроме отношения (3.11), использующегося для получения физического результата, получить два контрольных отношения (3.15) и (3.17), из которых извлекаются размеры эффектов, сокращающихся в четверном отношении (3.11). Для демонстрации того, что метод приводит к пренебрежимым остаточным систематическим эффектам, необходимо показать, что контрольные ложные разности наклонов Δg_{LR} и Δg_{UD} по порядку величины не превышают статистическую ошибку измерения.

Эти контрольные разности наклонов, полученные и в каждом полном наборе для данных и для Монте-Карло, приведены на рис. 4.15(б,в). Размер этих величин — порядка 10^{-4} , что и демонстрирует малость остаточ-

Стадия анализа	2003	2004	Всего
Предварительная селекция (см. раздел 4.2.1)	2,43	2,44	4,87
Базовые критерии отбора (раздел 4.2.2)	1,94	1,88	3,82
Симметризация геометрии пучков (раздел 4.4)	1,71	1,65	3,36
Симметризация эффективности Q_2 (раздел 4.5.1)	1,67	1,44	3,11

Таблица 4.4: Статистика, остающаяся после применения критериев отбора на различных стадиях анализа, выраженная в миллиардах событий, отдельно для сеансов 2003 и 2004 гг. Базовые критерии отбора достигают пренебрежимо уровня фона, — дальнейший отбор необходим исключительно для зарядовой симметризации систематических эффектов.

N	Даты	Периоды	K^+	K^-	Всего
0	22.06–25.07	26	448,00	249,69	697,69
1	06.08–20.08	12	270,76	150,74	421,50
2	20.08–03.09	12	265,55	147,82	413,37
3	03.09–07.09	4	86,14	47,99	134,13
Всего		54	1070,44	596,24	1666,68

Таблица 4.5: Полные наборы данных 2003 г.: даты набора данных, количества периодов с фиксированной конфигурацией полей, количества отобранных для анализа событий в миллионах.

N	Даты	Периоды	K^+	K^-	Всего
4	16.05–07.06	87	232,49	129,59	362,07
5	27.06–07.07	48	142,38	79,36	221,74
6	07.07–19.07	86	193,84	108,00	301,83
7	24.07–01.08	66	195,87	109,11	304,98
8	01.08–11.08	62	163,92	91,37	255,29
Всего		349	928,48	517,43	1445,91

Таблица 4.6: Полные наборы данных 2004 г.: даты набора данных, количества периодов с фиксированной конфигурацией полей, количества отобранных для анализа событий в миллионах.

4.6. Получение Δg и контрольных величин

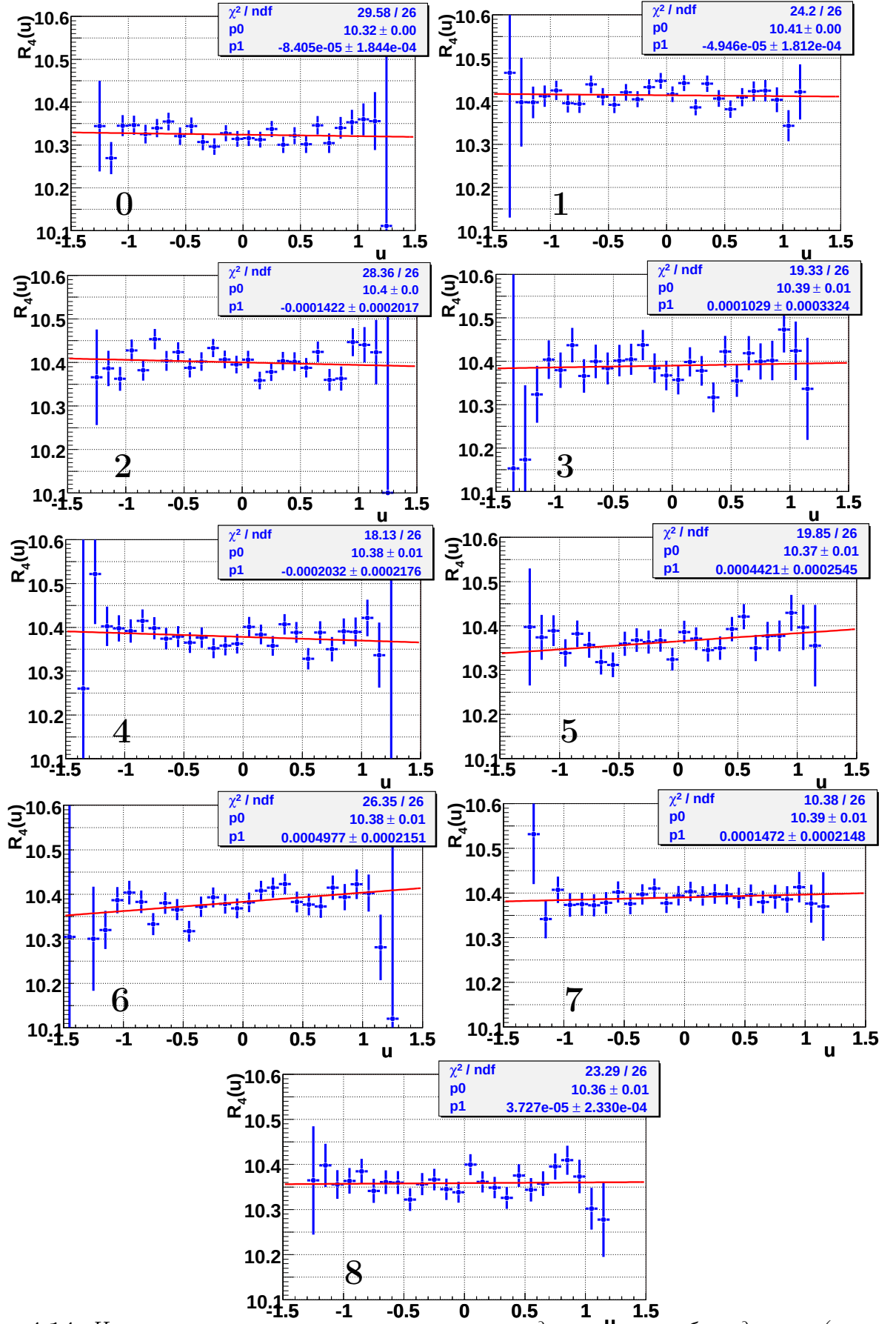


Рис. 4.14: Четверные отношения u -спектров в каждом полном наборе данных (числа 0–8 на графиках обозначают номера наборов данных) и их аппроксимация функцией (3.13). Некоторые крайние точки с большими ошибками находятся за пределами рисунков.

Полный набор	$\Delta g \times 10^4$ сырое	$\Delta g \times 10^4$ скорректированное	χ^2
0	0,5 $\pm$ 1,4	−0,8 $\pm$ 1,8	30/26
1	−0,4 $\pm$ 1,8	−0,5 $\pm$ 1,8	24/26
2	−1,5 $\pm$ 2,0	−1,4 $\pm$ 2,0	28/26
3	0,4 $\pm$ 3,2	1,0 $\pm$ 3,3	19/26
4	−2,8 $\pm$ 1,9	−2,0 $\pm$ 2,2	18/26
5	4,7 $\pm$ 2,5	4,4 $\pm$ 2,6	20/26
6	5,1 $\pm$ 2,1	5,0 $\pm$ 2,2	26/26
7	1,7 $\pm$ 2,1	1,5 $\pm$ 2,1	10/26
8	1,3 $\pm$ 2,3	0,4 $\pm$ 2,3	23/26
Комбинир.	0,7 $\pm$ 0,7	0,6 $\pm$ 0,7	

Таблица 4.7: Измеренные значения Δg в каждом полном наборе данных и окончательный результат со статистическими ошибками: “сырое”, то есть не скорректированное на неэффективность триггера L2 значение; значение, скорректированное на неэффективность; χ^2 аппроксимации четверного отношения и-спектров, скорректированного на неэффективность L2.

ных эффектов второго порядка. Более того, сравнение данных и Монте-Карло показывает, что асимметрии установки достаточно хорошо описываются в терминах локальных неэффективностей и вариации оптики пучков.

Другой контрольной величиной служит разность наклонов в проекции Далиц-плота на кинематическую переменную v , которая, как ожидается, должна быть по крайней мере на порядок величины меньше измеряемой величины. Процедура извлечения результата из четверного отношения была повторена в v -проекции, и для аппроксимации использовалась функция

$$f_v(v) = n \cdot (1 + \Delta k \cdot v^2)^4, \quad (4.25)$$

свободными параметрами которой являются нормировка n и измеряемая разность наклонов Δk . В этой функции отсутствует линейный член, запрещённый по соображениям симметрии (см. раздел 1.4.2). Было получено значение $\Delta k = (-0,8 \pm 0,4_{\text{стат}}) \cdot 10^{-4}$, где приведена только статистическая ошибка измерения²⁵. Оно совместимо с отсутствием асимметрии,

²⁵Приведённую величину нельзя рассматривать как полноценное измерение, поскольку требуется

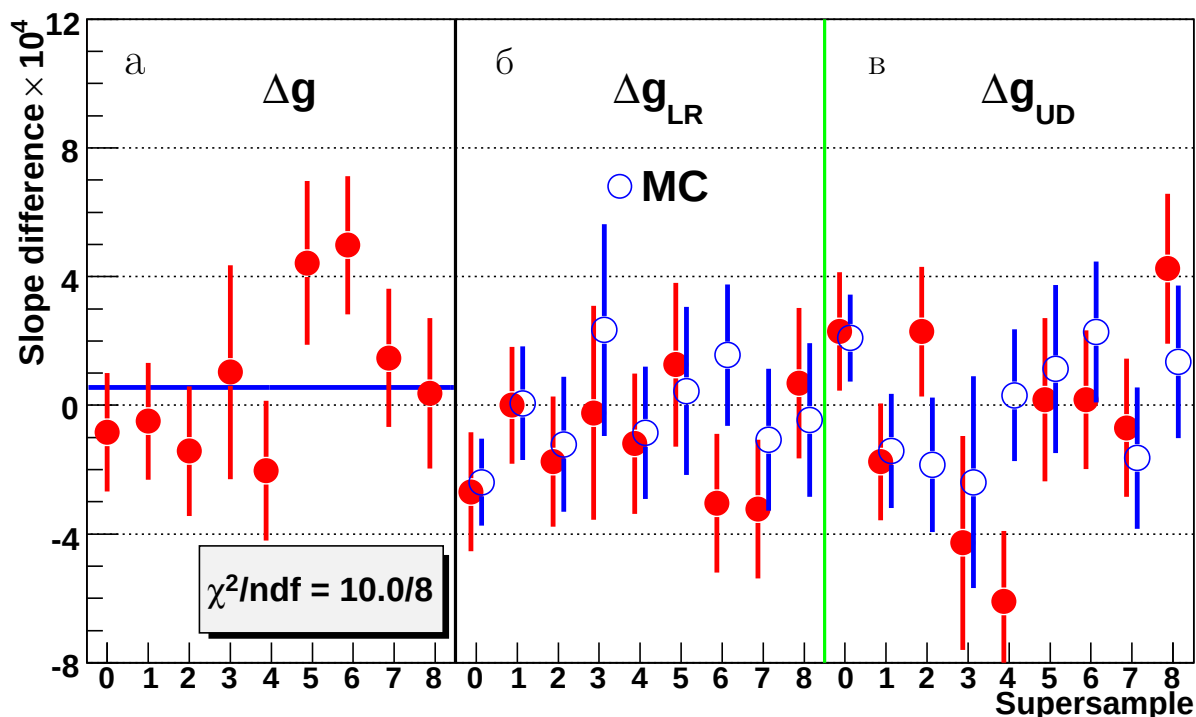


Рис. 4.15: (а) Результаты измерения Δg в каждом из девяти полных наборов данных; контрольные величины (б) Δg_{LR} и (в) Δg_{UD} , соответствующие асимметриям детектора и пучковой линии, сокращающиеся в четверном отношении, и их сравнение с Монте-Карло.

как и ожидается.

4.7 Остаточные систематические неопределённости

Наряду с систематическими неопределёнными, рассмотренными в предыдущих разделах при описании коррекций, существенную роль играют следующие эффекты.

4.7.1 Распад $\pi \rightarrow \mu\nu$

В значительной доле ($\sim 5\%$) отобранных событий один из пионов распадается в пределах распадного объёма по каналу $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, и спектрометр реконструирует образовавшийся мюон. Такие события характеризуются по сравнению с обычными событиями более высоким расстоянием наибольшего сближения реконструированных треков, большими откло-

выполнение оценок систематических ошибок.

нениями реконструированной массы 3π от номинальной массы каона (см. рис. 4.3, стр. 93)²⁶, а также более высокой вероятностью реконструкции вершины, в которую входит трек из другого события, совпавшего во времени с данным.

Исключение событий с распадом $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ в анализе событий, моделированных методом Монте-Карло (см. раздел 3.5), не привело к значительному изменению результата. Однако вариация ограничения на максимальное отклонение реконструированной эффективной массы 3π от номинальной массы каона в широком диапазоне 5–25 МэВ/ c^2 (при стандартном ограничении 9 МэВ/ c^2) привела к статистически значимому изменению результата. Принимая во внимание, что в “крыльях” массового распределения преобладают события с распадом $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, эффектам этого распада была консервативно приписана соответствующая систематическая неопределённость $\delta(\Delta g) = 0,4 \times 10^{-4}$.

Дополнительно в рамках анализа с применением кинматического фитирования (см. раздел 4.7.3) изучалась вариация результата при вариации условия отбора на максимальное допустимое значение параметра χ^2 , указывающего на качество фитирования (а распад пиона приводит к ухудшению качества фитирования в гипотезе $K_{3\pi}$). Была обнаружена статистически значимая вариация Δg , находящаяся в рамках приписанной неопределённости.

4.7.2 Случайные совпадения событий во времени

Состав пучков не является зарядово-симметричным: преобладают положительно заряженные частицы (см. таблицу 2.1, стр. 37). Поэтому изменения реконструированных параметров события, вызванные совпадением распада во времени с распадом другого каона или прохождением через чувствительный объём детектора частиц, составляющих гало пучка, потенциально зарядово-несимметричны. Для изучения эффектов совпадений событий в рамках пакета моделирования методом Монте-Карло был разработан генератор случайных заряженных частиц.

Пространственное и импульсное распределения случайных треков были измерены на основе экспериментальных данных. Селекция случай-

²⁶И вообще бóльшими отклонениями реконструированных параметров события от истинных.

ных треков осуществлялась в отобранных событиях $K_{3\pi}$: требовалось присутствие дополнительного трека, не принадлежащего ни одной из трёхтрековых вилок. Для отделения истинных случайных треков от ложных треков (см. раздел 4.1.3) требовалось, чтобы трек был отделён от каждого из других восстановленных треков в плоскости камеры DCH1 по крайней мере на 0,5 см. Было проверено, что отобранные таким образом случайные треки распределены равномерно во времени относительно времени события.

Были выделены следующие три компоненты попадающих в область геометрической эффективности установки случайных треков (в скобках приводятся соответствующие им частоты случайных треков при номинальной интенсивности пучков):

1. от распадов других каонов в распадном объёме (0,148 МГц);
2. рождающиеся на последнем коллиматоре пучковой линии и выше по пучку (0,127 МГц);
3. мюонное гало пучка (0,079 МГц).

Распределения каждой компоненты по пяти переменным (две координаты в плоскости последнего коллиматора, модуль импульса и два направляющих косинуса) и корреляции между пятью переменными были измерены отдельно для каждой компоненты и заложены в генератор.

Полная частота случайных заряженных частиц составила таким образом 0,354 МГц. Минимальное временное окно генерации, необходимое для того, чтобы полностью учесть их эффекты, составило 480 нс (при окне алгоритма реконструкции треков в 250 нс). Таким образом, при моделировании условий с номинальной интенсивностью вероятность генерации случайного трека в событии составляет около $P = 15\%$.

Для минимизации статистической ошибки было выполнено моделирование пар коррелированных событий с идентичной кинематикой, отличающихся только наличием случайного трека во втором событии пары. Коррелированное моделирование привело к уменьшению статистической ошибки в 6,6 раза по сравнению к обычной техникой. Дополнительный фактор уменьшения ошибки 2,6 был достигнут из-за того, что модели-

рованная частота случайных треков превышает номинальную в $1/P \approx 7$ раз.

Моделирование $1,07 \times 10^7$ пар коррелированных событий привело к выводу о том, что на уровне достигнутой статистической точности $\delta(\Delta g) = 0,2 \times 10^{-4}$ зарядово-несимметричные эффекты в u -спектрах не наблюдаются ни в реконструкции, ни в эффективности триггера. Эта величина и послужила верхней оценкой систематической неопределённости из-за эффектов наложения событий. При этом интегральные зарядово-несимметричные эффекты имеют размер $\sim 5 \times 10^{-4}$, но практически не зависят от u .

4.7.3 Эффекты разрешения

Систематические сдвиги результата из-за эффектов разрешения изучались с использованием различных способов вычисления кинематической переменной u из восстановленных импульсов треков, обладающие различными зависимостями разрешения по u от самой u . Изученные способы вычисления u включают в себя:

1. способ, использовавшийся в анализе: вычисление u через энергию нечётного пиона в системе каона E_3^* , требует выполнения Лоренц-преобразования импульсов пионов в систему каона, обеспечивает хорошее разрешение в области больших u :

$$u = 2m_K \cdot (m_K/3 - E_3^*)/m_\pi^2; \quad (4.26)$$

2. вычисление u через эффективную массу пары чётных пионов M_{12} , производится в лабораторной системе отсчёта, не требует Лоренц-преобразования и информации о кинематике нечётного пиона, обеспечивает хорошее разрешение в области малых u :

$$u = \left(M_{12}^2 - \frac{m_K^2}{3} \right) \frac{1}{m_\pi^2} - 1; \quad (4.27)$$

3. кинематическое фитирование с использованием пакета SQUAW [72] с четырьмя ограничениями: фиксирован 4-импульс каона с использованием номинальной массы каона и компонент импульса $P_z = 60$

Источник неопределённости	Коррекция и неопределённость $\delta(\Delta g) \times 10^4$
Юстировка спектрометра	$\pm 0,1$
Энергетическая шкала спектрометра	$\pm 0,1$
Геометрия пучков	$\pm 0,2$
Распад пионов $\pi \rightarrow \mu\nu$	$\pm 0,4$
Совпадения событий во времени	$\pm 0,2$
Эффекты разрешения	$\pm 0,3$
Полная систематическая ошибка	$\pm 0,6$
Триггер: L1	$\pm 0,3$
Триггер: L2	$-0,1 \pm 0,3$
Полная триггерная коррекция	$-0,1 \pm 0,4$

Таблица 4.8: Список систематических неопределённостей и коррекций к величине Δg .

ГэВ/с, $P_x = P_y = 0$. В случае успешного завершения процедуры кинематического фитирования для данного события, два рассмотренных выше метода вычисления u приводят к одинаковым результатам. Данный способ обеспечивает наилучшее разрешение во всей области u .

Вариация результата при изменении метода вычисления u находится в пределах $\delta(\Delta g) = 0,3 \times 10^{-4}$. Это значение и было принято за систематическую неопределённость, возникающую из-за эффектов разрешения.

4.8 Список систематических неопределённостей

Полный список систематических неопределённостей к измеренной величине Δg , а также коррекций на неэффективности двух уровней триггера и их неопределённостей приведён в таблице 4.8. Неопределённости из-за неэффективности триггера имеют статистическую природу и обусловлены в значительной мере вкладами полных наборов данных 0 и 4, в которых была относительно высока неэффективность триггера второго уровня.

4.9 Окончательный результат и его обсуждение

Измеренное на основе полного набора данных, накопленных в сеансах экспозиции 2003 и 2004 гг. эксперимента NA48/2 ($3,11 \times 10^9$ отобранных для анализа событий), значение разности параметров линейного наклона Далиц-плота для распадов K^+ и K^- в $3\pi^\pm$ составляет

$$\Delta g = g^+ - g^- = (0,6 \pm 0,7_{\text{стат.}} \pm 0,4_{\text{триг.}} \pm 0,6_{\text{сист.}}) \times 10^{-4}. \quad (4.28)$$

Это приводит с использованием значения параметра наклона [36]

$$g = -0,2154 \pm 0,0035 \quad (4.29)$$

к величине параметра зарядовой асимметрии линейных наклонов в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, характеризующей прямое CP -нарушение, составляющей

$$\begin{aligned} A_g = \Delta g / 2g &= (-1,3 \pm 1,5_{\text{стат.}} \pm 0,9_{\text{триг.}} \pm 1,4_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} = \\ &= (-1,3 \pm 2,3) \times 10^{-4}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Точность полученного результата ограничена в основном накопленной статистикой, а не систематическими эффектами.

Таким образом, успешно решена главная заявленная задача эксперимента NA48/2, состоящая в измерении обсуждаемой зарядовой асимметрии с точностью $\delta A_g \sim 2 \times 10^{-4}$ с использованием техники измерения, обеспечивающей сокращение основных систематических эффектов.

Сравнение полученного результата с результатами предыдущих экспериментов с каонными пучками обеих знаков приведено в таблице 4.9. Точность данного измерения более чем на порядок величины превосходит точности предыдущих измерений, благодаря как рекордной статистике, так и методике проведения эксперимента. В работе [52] велика статистическая ошибка, а исследование систематических неопределённостей не проводилось; измерение [53] обладает в 3 раза меньшей статистической ошибкой, чем [52], но ограничено систематическими эффектами, так как установка и стратегия набора данных не были оптимизированы для измерения асимметрий.

Данное измерение является важным элементом реализуемой в настоящее время физической программы по экспериментальной проверке Стандартной Модели и поиску эффектов за её рамками путём измерения

Год	Работа	Статистика	$A_g \times 10^4$
1970	[52]	$3,2 \times 10^6$	$-70 \pm 53_{\text{стат.}}$
2000	[53]	$54,2 \times 10^6$	$22 \pm 15_{\text{стат.}} \pm 37_{\text{сист.}}$
2006	данная работа	$3,11 \times 10^9$	$-1,3 \pm 1,5_{\text{стат.}} \pm 0,9_{\text{триг.}} \pm 1,4_{\text{сист.}}$

Таблица 4.9: Сравнение полученного результата с предыдущими измерениями.

величин, в которых могут быть усилены эффекты CP -нарушения. До проведения настоящего исследования распад $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ являлся одним из наиболее интересных и недостаточно изученных с этой точки зрения процессов в каонной физике.

Измерение совместимо с предсказаниями Стандартной Модели. Вместе с тем оно впервые позволит более чётко сформулировать граничные условия при проведении теоретических исследований с целью определения ограничений на параметры некоторых расширений Стандартной Модели [50, 51], предсказывающих относительно большие величины зарядовой асимметрии.

Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. На основе анализа рекордной статистики $3,11 \times 10^9$ событий измерено с точностью, более чем на порядок величины превышающей точности предыдущих измерений, значение характеризующей прямое CP -нарушение зарядовой асимметрии линейных наклонов Далиц-плота распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$:

$$\begin{aligned} A_g &= (-1,3 \pm 1,5_{\text{стат.}} \pm 0,9_{\text{триг.}} \pm 1,4_{\text{сист.}}) \times 10^{-4} = \\ &= (-1,3 \pm 2,3) \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

2. Для получения результата разработан и реализован принципиально новый метод анализа, основанный на использовании двух одновременных пучков заряженных каонов (K^+ и K^-), что привело к сокращению основных систематических неопределённостей для измеряемой величины асимметрии до уровня $\delta A_g \sim 10^{-4}$. Метод может быть применён для выполнения аналогичных задач по изучению зарядовых асимметрий в распадах элементарных частиц.
3. Полученные экспериментальные результаты по измерению зарядовой асимметрии согласуются с предсказаниями Стандартной Модели, однако в силу своей высокой точности могут быть использованы для ограничения некоторых расширений Стандартной Модели, предсказывающих усиление эффектов CP -нарушения.
4. Разработано программное обеспечение, позволившее провести моделирование экспериментальных условий NA48/2 методом Монте-Карло и исследование ряда систематических погрешностей экспе-

римента, что существенно повышает степень достоверности полученных результатов.

5. Разработано и внедрено в эксперимент программное обеспечение для проведения оперативного мониторинга экспериментальных данных в режиме реального времени работы установки, что позволило заметно увеличить эффективность набора данных эксперимента NA48/2.

Благодарности

Автор выражает благодарности

- научному руководителю д.ф.-м.н. проф. В.Д. Кекелидзе, а также сотрудникам НЭООСК Лаборатории физики частиц ОИЯИ к.ф.-м.н. Д.Т. Мадигожину и к.ф.-м.н. Ю.К. Потребеникову за постановку задачи, её обсуждения, множество полезных идей и помощь в организации работы;
- участникам коллаборации NA48/2, координировавшим анализ и проводившим независимые проверки результата: И. Микулеку (Ivan Mikulec), М. Соцци (Marco Sozzi) и Ф. Маркетто (Flavio Marchetto);
- коллегам из университета Пизы и секции ИНФН Пизы, где была выполнена значительная часть работы, проф. Ф. Костантини (Flavio Costantini), проф. И. Маннелли (Italo Manneli), Д. Ламанне (Gianluca Lamanna), Д. Коллацуолу (Gianmaria Collazuol) и Л. Фиорини (Luca Fiorini) — за помощь в организации работы, обсуждение отдельных аспектов анализа и гостеприимство;
- всем участникам подготовки эксперимента NA48/2, набора, обработки и анализа данных сеансов 2003–2004 гг., а также обсуждений результатов.

Литература

- [1] J.R. Batley, ..., E. Goudzovski et al. (NA48/2), Search for direct CP violation in the decays $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$, Phys. Lett. **B634** (2006) 474.
- [2] E. Goudzovski for the NA48/2 collaboration, High precision study of CP -violating charge asymmetry in $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ decays by NA48/2, труды конференции “Les Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste 2006”, Ла Тюиль, Италия, 5–11 марта 2006 г., hep-ex/0604002.
- [3] E. Goudzovski for the NA48/2 collaboration, First results from NA48/2 experiment at CERN, труды семинара “Кварки’2004”, Пушкинские Горы, 24–30 мая 2004 г., ISBN 5-94274-018-6, стр.608–619 (2005).
- [4] Д.Р. Батли, ..., Е.А. Гудзовский и др. (NA48/2), Прецизионный поиск CP -нарушающей зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm$ в эксперименте NA48/2 в ЦЕРН, сообщение ОИЯИ Р1-2006-51 (2006).
- [5] Е.А. Гудзовский, Д.Т. Мадигожин, Ю.К. Потребеников, Система оперативного мониторинга физических данных в серии экспериментов NA48, NA48/1 и NA48/2, препринт ОИЯИ Р10-2006-8 (2006), направлено в “Письма в ЭЧАЯ”.
- [6] R. Brown et al., Nature **163** (1949) 82.
- [7] M. Gell-Mann, Isotopic spin and new unstable particles, Phys. Rev. **92** (1953) 833.
- [8] T.D. Lee and C.N. Yang, Question of parity conservation in weak interactions, Phys. Rev. **104** (1956) 254.
- [9] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.

- [10] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Weak interactions with lepton-hadron symmetry, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [11] J.H. Christenson et al., Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138.
- [12] M. Kobayashi, T. Maskawa, CP violation in renormalisable theory of weak interactions, Progr. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [13] A.D. Sakharov, Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the Universe, JETP Lett. **5** (1967) 24.
- [14] A. Riotto, Theories of baryogenesis, hep-ph/9807454.
- [15] M. Fukugita, M. Yanagida, Baryogenesis without Grand Unification, Phys. Lett. **B174** (1986) 45.
- [16] H. Weyl, Symmetry, Princeton University Press, 1952.
- [17] R.P. Feynman, The Character of Physical Law, Penguin Books, 1965.
- [18] F. Gieres, About symmetries in physics, hep-th/9712154.
- [19] C.S. Wu et al., Experimental test of parity conservation in beta decay, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
Ibidem. Phys. Rev. **106** (1957) 1361.
- [20] Л.Д. Ландау, Законы сохранения в слабых взаимодействиях, ЖЭТФ **32** (1957) 405.
- [21] H. Burkhard et al. (NA31), First evidence for direct CP violation, Phys. Lett. **B206** (1988) 169.
- [22] G. Barr et al. (NA31), A new measurement of direct CP violation in the neutral kaon system, Phys. Lett. **B317** (1993) 233.
- [23] L.K. Gibbons et al. (E731), Measurement of the CP violation parameter $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1203.
- [24] L.K. Gibbons et al. (E731), CP and CPT symmetry test from the two pion decays of the neutral kaon with the Fermilab E731 detector, Phys. Rev. **D55** (1997) 6625.

- [25] V. Fanti et al. (NA48), A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon, Phys. Lett. **B465** (1999) 335.
- [26] A. Lai et al. (NA48), A precise measurement of the direct CP violation parameter $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$, Eur. Phys. J. **C22** (2001) 231.
- [27] J.R. Batley et al. (NA48), A precision measurement of direct CP violation in the decay of neutral kaons into two pions, Phys. Lett. **B544** (2002) 97.
- [28] A. Alavi-Harati et al. (KTeV), Observation of direct CP violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 22.
- [29] A. Alavi-Harati et al. (KTeV), Measurements of direct CP violation, CPT symmetry, and other parameters in the neutral kaon system, Phys. Rev. **D67** (2003) 012005.
Erratum: Phys. Rev. **D70** (2004) 079904.
- [30] B. Aubert et al. (Babar), Observation of CP violation in the B^0 meson system, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801.
- [31] K. Abe et al. (Belle), Observation of large CP -violation in the neutral B meson system, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091802.
- [32] K. Abe et al. (Belle), Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 021601.
- [33] B. Aubert et al. (Babar), Observation of direct CP violation in the $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 131801.
- [34] I.S. Altarev et al., New measurement of the electric dipole moment of the neutron, Phys. Lett. **B276** (1992) 242.
- [35] R.D. Peccei, in CP -violation, ed. C. Jarlskog (World Scientific, Singapore, 1989).
- [36] S. Eidelman et al. (PDG), Review of particle physics, Phys. Lett. **B592** (2004) 1.

- [37] L. Wolfenstein, Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [38] C. Jarlskog, Commutator of the quark mass matrices in the standard electroweak model and a measure of maximal CP violation, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1039.
- [39] J. R. Batley, ..., E. Goudzovski et al., Observation of a cusp-like structure in the $\pi^0\pi^0$ invariant mass distribution from $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ decay and determination of $\pi\pi$ scattering lengths, Phys. Lett. **B633** (2006) 173.
- [40] C. Zemach, Three-pion decays of unstable particles, Phys. Rev. **133** (1964) B1201.
- [41] T.J. Devlin, J.O. Dickey, Weak hadronic decays: $K \rightarrow 2\pi$ and $K \rightarrow 3\pi$, Rev. Mod. Phys. **51** (1979) 237.
- [42] G. D'Ambrosio, G. Isidori, A. Pugliese, N. Paver, Strong rescattering in $K \rightarrow 3\pi$ decays and low-energy meson dynamics, Phys. Rev. **D50** (1994) 5767.
- [43] G. Isidori, L. Maiani, A. Pugliese, CP -violation in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays and lattice QCD B-factors, Nucl. Phys. **B381** (1992) 522.
- [44] L. Maiani, N. Paver, CP -violation in $K \rightarrow 3\pi$ decays, The second DAPHNE physics handbook, vol. 1 (1997).
- [45] A.A. Bel'kov et al., On the origin of the enhancement of CP violating charge asymmetries in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays predicted from chiral theory, Phys. Lett. **B300** (1993) 283.
- [46] G. D'Ambrosio, G. Isidori, CP violation in kaon decays, Int. J. Mod. Phys. **A13** (1998) 1.
- [47] E. Gamiz, J. Prades, I. Scimemi, Charged kaon $K \rightarrow 3\pi$ CP violating asymmetries, ICHEP04, Beijing, China, 16–22 Aug 2004, hep-ph/0410150.
- [48] G. Fäldt, E. Shabalín, CP violation in $K^\pm \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^\pm$ decay, hep-ph/0503241.

- [49] E. Shabalin, On CP -odd effects in $K_L \rightarrow 2\pi$ and $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays generated by direct CP violation, Phys. Atom. Nucl. **68** (2005) 88.
- [50] E. Shabalin, CP effects $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ decays caused by different sources of CP breakdown, препринт ИТЭФ 8-98 (1998).
- [51] G. D'Ambrosio, G. Isidori, G. Martinelli, Direct CP violation in $K \rightarrow 3\pi$ decays induced by SUSY chromomagnetic penguins, Phys. Lett. **B480** (2000) 164.
- [52] W.T. Ford et al., Search for violation of CP invariance in $\tau^\pm$ decay, Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 1370.
- [53] W.-S. Choong, A search for direct CP violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ decays, University of California, Fermilab-2000-35, 2000 (диссертация).
- [54] K.M. Smith et al., An experimental investigation of the decays $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, Nucl. Phys. **B91** (1975) 45.
- [55] G.A. Akopdzhanov et al. (TNF-IHEP), Measurements of the charge asymmetry of the Dalitz plot parameters for $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays, Eur. Phys. J. **C40** (2005) 343.
- [56] R. Batley et al., Addendum 3 (to Proposal P253/CERN/SPSC) for a precision measurement of charged kaon decay parameters with an extended NA48 setup, CERN/SPSC 2000-003 (2000).
- [57] D. Munday, ..., E. Goudzovski et al., Letter of intent to measure the rare decay $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu \bar{\nu}$ at the CERN SPS, CERN-SPSC-2004-029, CERN-SPSC-I-229, 2004.
- [58] D. Gorbunov, V. Rubakov, On sgoldstino interpretation of HyperCP events, Phys. Rev. **D73** (2006) 035002.
- [59] B. Peyaud et al., KABES: a novel beam spectrometer for NA48, Nuclear Instrum. Methods **A535** (2004) 247.
- [60] Y. Giomataris et al., Micromegas: a high granularity position sensitive gaseous detector for high particle flux environments, Nuclear Instrum. Methods **A376** (1996) 29.

- [61] G.D. Barr et al., Performance of an electromagnetic liquid krypton calorimeter based on a ribbon electrode tower structure. Nucl. Instrum. Methods **A370** (1996) 413.
- [62] B. Hallgren et al., The NA48 LKR calorimeter digitizer electronics chain, Nucl. Instrum. Methods. **A419** (1998) 680.
- [63] E. Griesmayer et al., Comparison of field calculations and measurements of a spectrometer magnet, Nucl. Instrum. Methods **A361** (1995) 466.
- [64] Vector Fields Ltd., The OPERA 3D Reference Manual, Oxford (1992).
- [65] L. Malter, Thin Film Field Emission, Phys. Rev. **50** (1936) 48.
- [66] D. Bèderède et al., High resolution drift chambers for the NA48 experiment at CERN, Nucl. Instrum. Methods **A367** (1995) 88.
- [67] S. Schanne, Mesure du rapport d'embranchement de la désintégration $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ et développement d'un système de déclenchement dans l'expérience NA48 au CERN, Université Paris 7 Denis Diderot, 1997 (диссертация, на французском языке).
- [68] HBOOK reference manual, CERN Program Library Long Writeup Y250 (1994).
- [69] Histo-Scope Plotting Widget Set,
<http://www.fnal.gov/fermitools/abstracts/plotwidgets/abstract.html>
- [70] GEANT Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [71] Д.А. Белослудцев и др., Компьютинг для действующих экспериментов по физике частиц в ЛФЧ ОИЯИ, препринт ОИЯИ Р10-2004-208 (2004).
- [72] O.I. Dahl et al., SQUAW kinematic fitting program, Group A programming note P-126, University of California, Berkeley (1968).